

# „Конденсаторная“ модель гистерезиса туннельного тока в структурах $w$ -GaN/AlGaN(0001)

© А.Н. Разжувалов, С.Н. Гриняев

Сибирский физико-технический институт Томского государственного университета,  
Томск, Россия

E-mail: shuvalov@phys.tsu.ru, gsn@phys.tsu.ru

(Поступила в Редакцию 13 марта 2008 г.)

На основе самосогласованного расчета туннельного тока двухбарьерной структуры  $w$ -GaN/AlGaN(0001) развита „конденсаторная“ модель гистерезиса, в которой скачки тока, изменения потенциала и электрического поля в структуре при переходе с одной ветви петли тока на другую рассматриваются как результат перезарядки двух совмещенных конденсаторов, пластины которых расположены в положениях экстремумов вариации электронной плотности в области эмиттера, квантовой ямы и коллектора. Показано, что при компенсации внешнего и внутреннего полей в яме туннельный ток резко и необратимо переключается на характеристики другого резонанса, формируя широкую петлю гистерезиса, на ветвях которой происходит перераспределение заряда между квантовой ямой и коллектором. При совпадении полей образуется узкая „однорезонансная“ петля гистерезиса, сопровождающаяся перетеканием электронного заряда из эмиттера в коллектор. Развита модель приводит к согласию с результатами самосогласованного расчета и дает наглядную интерпретацию сложных процессов электронного туннелирования.

Работа поддержана грантом РФФИ № 06-02-16627-а и вычислительными ресурсами Санкт-Петербургского филиала МСЦ.

PACS: 73.40.Gk, 73.40.Kp

## 1. Введение

Благодаря влиянию внутренних поляризационных полей резонансно-туннельные диоды на основе нитридных вюрцитных структур  $w$ -GaN/AlGaN(0001) обладают рекордными электрофизическими параметрами и необычными свойствами по сравнению со своими кубическими аналогами GaAs/AlAs. Для них характерны асимметричное относительно смены полярности напряжения поведение туннельного тока [1–7], широкая ( $\approx 6$  В) петля гистерезиса [2], большое ( $\approx 32$ ) отношение пик/долина [3], резкие скачки и бистабильность тока [2,4], наблюдающиеся при высоких, вплоть до комнатной, температурах. Туннельный ток в этих структурах зависит от условий выращивания, направления роста и предыстории материала, а переключение напряжения может приводить к деградации пиков тока [2,5,6]. Влияние многих факторов затрудняет интерпретацию гистерезиса тока, поэтому, несмотря на интенсивные исследования, его природа до сих пор окончательно не выяснена [7–9].

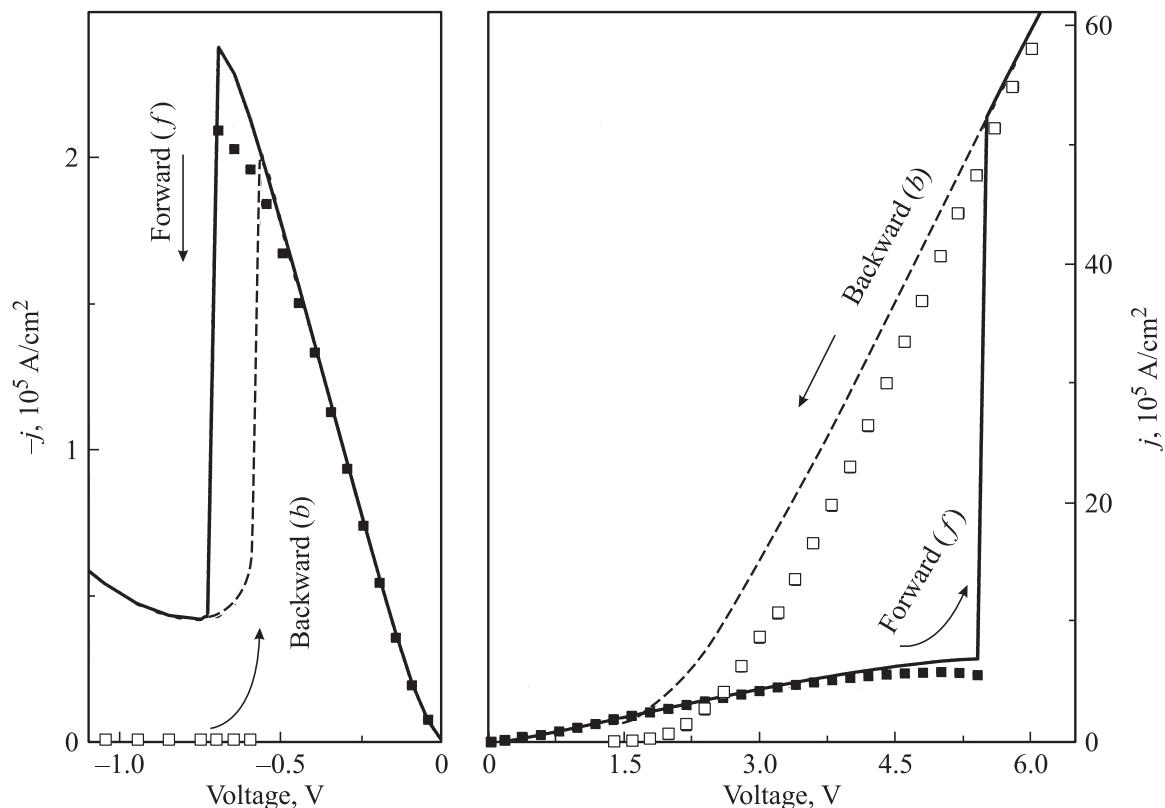
Было показано [5], что в диодах на основе  $w$ -Al<sub>0.7</sub>Ga<sub>0.3</sub>N/GaN(0001) с малой концентрацией дислокаций ( $10^2$  см<sup>-2</sup>) наблюдается закономерное затухание тока в процессе циклических переключений напряжений, завершающееся полным исчезновением отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП). После отжига ОДП структуры восстанавливалась, но с гораздо меньшей плотностью тока, что указывает на влияние возбужденных носителей из зарядовых ловушек. Похожее поведение туннельного тока наблюдалось и в структурах с типично большой плотностью дислокаций ( $2 \cdot 10^9$  см<sup>-2</sup>) [6], поэтому возникает вопрос о природе зарядовых ловушек.

В работе [10] с помощью анализа шумовых характеристик туннельных диодов были обнаружены два устойчивых состояния туннельного тока, которые проявлялись через два типа центров генерации: 1) стабильных, расположенных в низкополевой, обедненной области пространственного заряда; 2) метастабильных, находящихся в барьерных слоях и меняющих энергию активации за счет эффекта сильного поля Пула–Френкеля. Возникновение этих токовых состояний связывалось с перераспределением потенциала структуры в основном в барьерных слоях. В [11] более высокое токовое состояние объяснялось уткой через дислокации.

Существующие теоретические модели [12] дают лишь одно токовое состояние в области малых напряжений, а циклическое переключение напряжения не приводит к деградации ОДП структуры. Поэтому требуется развитие новых моделей, описывающих изменение потенциала структуры и перераспределение электронного заряда в процессах туннелирования.

Ранее [4,13,14] нами были изучены основные особенности прохождения электронов в двухбарьерных структурах  $w$ -GaN/AlGaN(0001), выявлена роль внутренних полей в туннельном токе, развита однорезонансная модель, в рамках которой проведена интерпретация петли гистерезиса в структурах с Ga- и N-поверхностями роста.

В настоящей работе на основе анализа результатов самосогласованного расчета предложена „конденсаторная“ модель гистерезиса туннельного тока, устанавливающая связь параметров петли гистерезиса со свойствами резонансных состояний и распределением электронного заряда в слоях структуры.



**Рис. 1.** Плотность туннельного тока  $j(V)$  двухбарьерной структуры GaN/AlGaN( $2c_1$ )/GaN( $6c_2$ )/AlGaN( $2c_1$ )/GaN при  $T = 250$  К. Сплошные (штриховые) линии — прямые (обратные) ветви точного расчета. Темные и светлые точки — результаты „однорезонансного“ расчета для прямой и обратной ветви соответственно. Стрелками показано направление изменения напряжения.

## 2. Метод расчета туннельного тока

Гистерезис туннельного тока изучен на примере двухбарьерной структуры  $w$ -GaN/Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>N( $2c_1$ )/GaN( $6c_2$ )/Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>N( $2c_1$ )/GaN(0001) с Ga-поверхностью роста ( $c_1, c_2$  — постоянные решетки вдоль гексагональной оси). Электронный потенциал структуры определялся из самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона [14]. Квантовая область из барьеров и ямы считалась нелегированной, контакты из GaN легировались атомами кремния ( $N_d = 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) с энергией ионизации  $E_d = 0.308 \text{ eV}$ . Концентрация ионизованной примеси считалась постоянной. Состояния электронов в контактах описывались квазиклассически, а в двухбарьерной области — квантово-механически с использованием однодолинной Г-модели в баллистическом приближении. Внутренние поля в квантовой области учитывались в рамках макроскопического подхода [15], при этом в глубине контактных областей они считались полностью скомпенсированными. Коэффициент прохождения рассчитывался методом матрицы рассеяния [16]. Туннельный ток вычислялся в приближении изотропной эффективной массы через разность двух потоков электронов [14]. Другие детали метода расчета даны в [13–15].

## 3. Результаты самосогласованного расчета

Вычисленная плотность туннельного тока при температуре  $T = 250$  К приведена на рис. 1. Энергии отсчитаны от значения электронного потенциала в глубине левого контакта, поэтому энергия квазиуровня Ферми эмиттера  $E_F^{\text{em}}$  равна  $E_F$  при  $V < 0$  и  $E_F - eV$  при  $V > 0$ .

При положительных напряжениях внешнее и внутреннее электростатические поля в квантовой яме направлены друг против друга, при отрицательных напряжениях направления этих полей совпадают. В обоих случаях в вольт-амперной характеристике возникает петля гистерезиса, вдоль прямой ветви ( $f$ ) которой напряжение непрерывно увеличивалось, а вдоль обратной ветви ( $b$ ) — непрерывно уменьшалось. Скачки туннельного тока происходят в момент проваливания (появления) нижнего резонанса с энергией  $E_r^{(1)}$  в темную область (область прозрачности) электронного потенциала под край (над краем) зоны проводимости эмиттера  $E_m$  на границе с барьером. Переходы с одной ветви на другую происходят в узких интервалах напряжений:  $|V_d^{f\pm}| < |V^{f\pm}| < |V_u^{f\pm}|$  на прямой и  $|V_u^{b\pm}| < |V^{b\pm}| < |V_d^{b\pm}|$  обратной ветвях до ( $d$ ) и после ( $u$ ) критических отрицательных (–) и положительных (+) напряжений.

При положительных напряжениях возникает широкая петля гистерезиса тока  $\Delta V_H^+ = |V^{f+} - V^{b+}| \approx 4.1 \text{ V}$  с переходными областями  $5.4 < V^{f+} < 5.5 \text{ V}$ ,  $\Delta V^{f+} \approx 0.1 \text{ V}$  на прямой ветви и  $1.29 < V^{b+} < 1.32 \text{ V}$ ,  $\Delta V^{b+} \approx -0.03 \text{ V}$  на обратной ветви ( $\Delta V^{\lambda\pm} = V_u^{\lambda\pm} - V_d^{\lambda\pm}$  — разность внешних напряжений после и до скачка). На прямой ветви тока провал нижнего резонанса под край зоны проводимости эмиттера ( $E_r^{(1)} \leq E_m$ ,  $V > 5.5 \text{ V}$ ) вызывает сильное понижение самосогласованного потенциала  $W$  квантовой области. В результате второй резонанс оказывается вблизи  $E_F^{\text{em}}$ , что приводит к большому скачку плотности тока  $\Delta j_{sc}^{f+} = 4.6 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$ . На обратной ветви тока появление первого резонанса в открытом канале туннелирования сопровождается небольшим скачком потенциала  $W$  и плотности тока  $\Delta j_{sc}^{b+} = 0.4 \cdot 10^5 \text{ A/cm}^2$ .

При отрицательных напряжениях плотность тока имеет типичную область отрицательной дифференциальной проводимости со скачком  $\Delta j^{f-} = -2.0 \cdot 10^5 \text{ A/cm}^2$  и узкую петлю гистерезиса  $\Delta V_H^- = |V^{f-} - V^{b-}| \approx 0.14 \text{ V}$  с почти одинаковыми по ширине  $\Delta V^{f-} \approx -0.02 \text{ V}$ ,  $\Delta V^{b-} \approx 0.02 \text{ V}$  интервалами переходов на прямой  $-0.73 < V^{f-} < -0.71 \text{ V}$  и обратной  $-0.59 < V^{b-} < -0.57 \text{ V}$  ветвях. При  $V < -0.73 \text{ V}$  уровень второго резонанса на значительном участке напряжений находится заметно выше квазиуровня Ферми эмиттера, так что  $|E_F^{\text{em}} - E_r^{(2)}| \gg kT$ , поэтому здесь туннельный ток определяется континуумом электронов с энергиями, большими  $E_m$ .

#### 4. Анализ особенностей туннельного тока в однорезонансном приближении

Величина тока на прямых ветвях около критических напряжений  $V_d^{\lambda\pm}$ ,  $V_u^{\lambda\pm}$  в основном определяется электронами, туннелирующими либо через первый, либо второй резонанс в квантовой яме, поэтому туннельный ток в области скачка может быть вычислен в „однорезонансном“ приближении [14]

$$j(i) = -\text{sgn}(V) \frac{em^*kT}{4\pi\hbar^3} N^{(i)} \gamma^{(i)} \ln(1 + \exp^{(E_F^{\text{em}} - E_r^{(i)})/kT}), \quad (1)$$

где  $N^{(i)} = \Gamma^{(i)} P^{(i)}$  — „мощность“  $i$ -го резонансного пика ( $\Gamma^{(i)}$ ,  $P^{(i)}$  — полуширина пика и коэффициент прохождения при энергии резонанса  $E_r^{(i)}$ ); в множителе  $\gamma^{(i)} = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \arctg(\frac{E_r^{(i)} - E_m}{\Gamma^{(i)}/2})$  первое и второе слагаемые определяют вклад электронов из области дальнего и ближнего по отношению к  $E_m$  плеча резонансного пика соответственно; множитель  $\ln(\dots)$  учитывает зависимость тока от заполнения электронных состояний в окрестности резонанса.

Однорезонансное приближение дает хорошее согласие с результатами самосогласованного расчета для положительных напряжений прямой ветви туннельного

тока (рис. 1), где ток до скачка  $j_d^{f+}$  в основном определяется первым резонансом, а после скачка  $j_u^{f+}$  — вторым резонансом. Это позволяет записать скачок плотности тока в виде

$$\Delta j^{f+} = j_u^{f+} - j_d^{f+} = A_2 \ln(1 + Ce^B) - A_1 \ln(1 + e^B), \quad (2)$$

где

$$A_i = -em^*kTN^{(i)}\gamma^{(i)}/4\pi\hbar^3,$$

$$B = (E_F - eV_d^{f+} - E_r^{(1)})/kT,$$

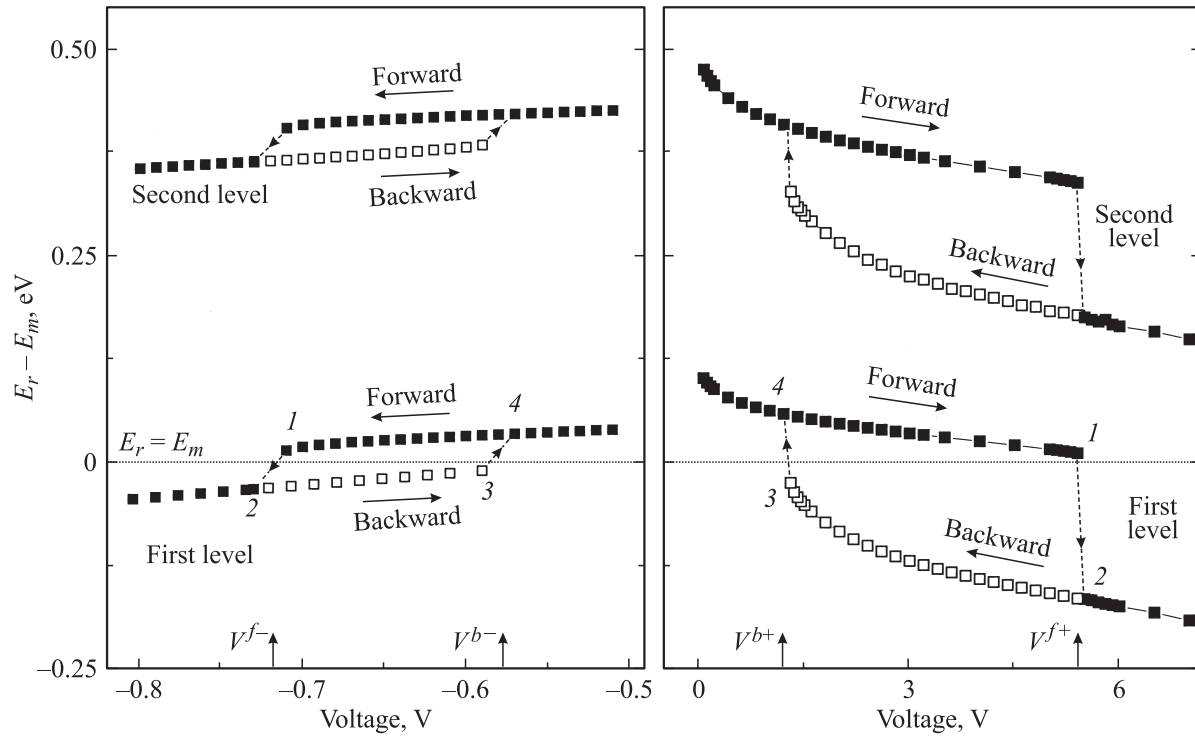
$$C = \exp[(-e\Delta V^{f+} - \delta E_1^{f+} - \Delta E_{12}^{f+})/kT];$$

$\delta E_1^{f+} = -0.234 \text{ eV}$  — сдвиг первого резонанса при скачке тока,  $\Delta V^{f+} = 0.1 \text{ V}$ ,  $\Delta E_{12}^{f+} = E_r^{(2)} - E_r^{(1)} = 0.342 \text{ eV}$  — разность энергий резонансов после скачка тока.

Поскольку  $| -e\Delta V^{f+} - \delta E_1^{f+} - \Delta E_{12}^{f+} | \ll kT$ , выражение (2) принимает вид

$$\Delta j^{f+} \approx \left( \frac{N^{(2)}\gamma^{(2)}}{N^{(1)}\gamma^{(1)}} - 1 \right) j_d^{f+} + \frac{em^*N^{(2)}\gamma^{(2)}}{4\pi\hbar^3} (e\Delta V^{f+} + \delta E_1^{f+} + \Delta E_{12}^{f+}). \quad (3)$$

Следовательно, в общем случае скачок тока определяется значением плотности начального тока  $j_d^{f+}$ , различием „мощностей“ двух резонансов ( $N^{(1)}$ ,  $N^{(2)}$ ) и их заполнений электронами ( $\gamma^{(1)}$ ,  $\gamma^{(2)}$ ), сдвигом первого резонансного уровня  $\delta E_1^{f+}$ , шириной интервала напряжений при переходе с одной ветви гистерезиса на другую  $\Delta V^{f+}$  и разностью энергий двух резонансов  $\Delta E_{12}^{f+}$ . Энергия  $e\Delta V^{f+}$  равна сдвигу уровня Ферми в эмиттере за счет изменения внешнего напряжения, энергия  $\delta E_1^{f+} + \Delta E_{12}^{f+}$  представляет собой энергетическое расстояние между первым резонансом до провала и вторым резонансом после провала. Их сумма  $e\Delta V^{f+} + \delta E_1^{f+} + \Delta E_{12}^{f+}$  равна разнице относительных энергетических расстояний резонансных уровней и уровня Ферми до и после скачка тока, поэтому, согласно (1), она характеризует различие в количестве туннелирующих электронов из состояний расположенных вблизи резонансов. Изменение резонансных уровней от напряжения  $E_r(V)$  определялось из анализа полюсов матрицы рассеяния. Оно показывает (рис. 2), что оба резонанса находятся достаточно далеко от края зоны проводимости эмиттера  $E_r^{(1)} - E_m = 0.012 \text{ eV}$ ,  $E_r^{(2)} - E_m = -0.165 \text{ eV}$  по сравнению с полушириной резонансных пиков ( $\Gamma^{(1)} = 0.007 \text{ eV}$ ,  $\Gamma^{(2)} = 0.048 \text{ eV}$ ), поэтому  $\gamma^{(1)} \approx 0.72$ ,  $\gamma^{(2)} \approx 0.84$ . Коэффициенты прохождения при энергиях резонансов достаточно близки  $P^{(1)} = 0.59$ ,  $P^{(2)} = 0.78$ , однако из-за различия полуширина „мощности“ резонансов различаются сильно  $N^{(1)} = 4.3 \text{ meV}$ ,  $N^{(2)} = 37.5 \text{ meV}$ . Плотность тока до провала в однорезонансном приближении (1) равна  $j_d^{f+} = 0.57 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$ . Подставляя эти параметры в (3), находим величину модельного скачка плотности туннельного тока  $\Delta j^{f+} = 4.3 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$ , близкую к значению самосогласованного расчета



**Рис. 2.** Изменение нижних резонансных уровней в зависимости от напряжения относительно края зоны проводимости эмиттера  $E_m$ . Темные точки — на прямой ветви тока, светлые — на обратной ветви тока. Цифрами показаны края устойчивых решений, средние положения между точками 1–2 и 3–4 отвечают вероятным значениям критических напряжений  $V^{\pm}$  (помечены вертикальными сплошными стрелками).

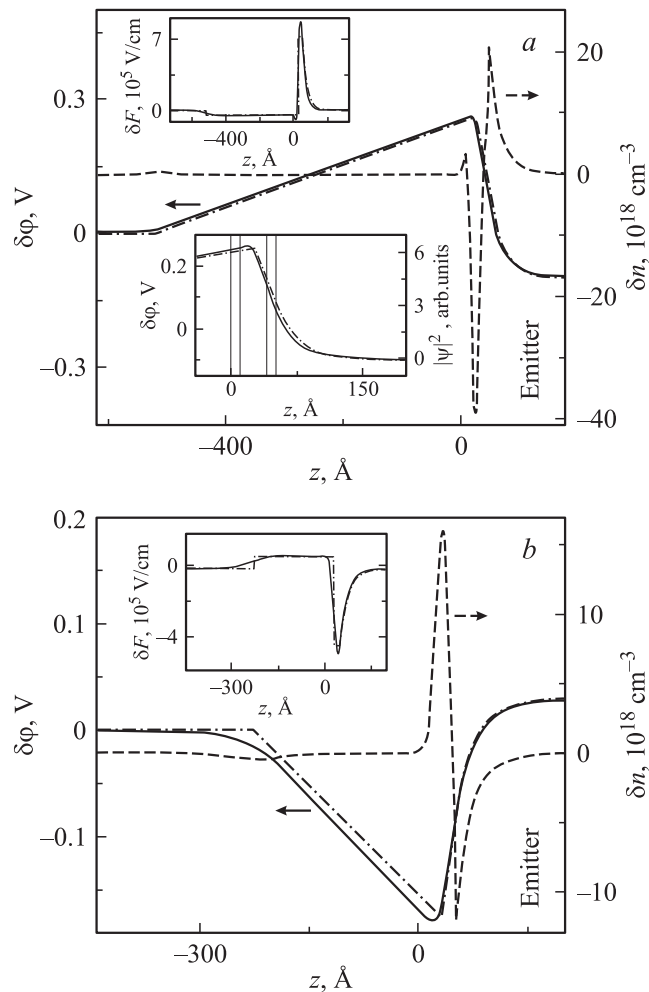
$\Delta j_{sc}^{f+} = 4.6 \cdot 10^6$  A/cm<sup>2</sup>. Первое слагаемое в модельном скачке тока  $(\frac{N^{(2)}\gamma^{(2)}}{N^{(1)}\gamma^{(1)}} - 1)j_d^{f+} = 5.2 \cdot 10^6$  A/cm<sup>2</sup> положительно вследствие большей „мощности“ второго резонанса, а второе — отрицательно ( $-0.9 \cdot 10^6$  A/cm<sup>2</sup>), поскольку второй резонанс расположен ближе к уровню Ферми (на 0.009 eV). Из сравнения их вкладов следует, что скачок тока в основном связан с увеличением мощности второго резонанса. В работе [17] нами было показано, что концентрация электронов в квантовой яме пропорциональна полуширине резонансного пика  $\sigma_w \sim \Gamma$ , а вместе с ним и его мощности, поэтому оба вклада в скачок туннельного тока в конечном счете связаны с различием плотности электронного газа в яме до и после скачка.

При других критических напряжениях  $V^{f-}$ ,  $V^{b+}$ ,  $V^{b-}$  ток либо до, либо после скачка определяется континуумом электронов с далекими от  $E_r^{(2)}$  энергиями, вклад которых не учитывается в однорезонансном приближении, что приводит к завышенным значениям модельных скачков тока по сравнению с точным расчетом (рис. 1). Недостатком данного приближения является также то, что оно не позволяет определить ширину петли гистерезиса и не устанавливает связи параметров петли с изменением заряда в яме. С другой стороны, зависимость величины заряда в квантовой области от приложенного напряжения свидетельствует о том, что двухбарьерная структура аналогично  $p$ – $n$ -переходу [18]

обладает определенной „зарядной“ емкостью. Поэтому нами была развита „конденсаторная“ модель двухбарьерной структуры, в терминах параметров которой удастся получить более детальное и наглядное описание явления гистерезиса туннельного тока.

## 5. Модель зарядового конденсатора

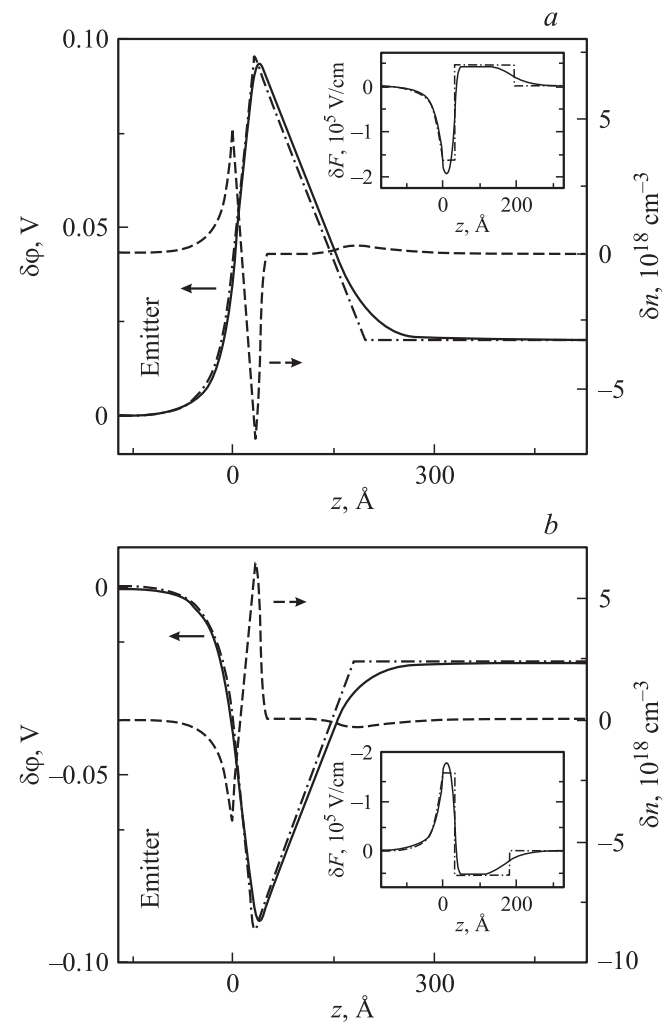
5.1. Описание модели. Покажем, что скачки тока непосредственно связаны с величиной электронного заряда в квантовой яме. Для этого выразим сдвиг резонансного уровня  $\delta E_1$  в момент скачка тока через изменение электростатического потенциала структуры  $\delta\varphi$ . Учтем, что вследствие большого разрыва зоны проводимости на гетерогранице GaN/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>N волновая функция нижнего резонанса  $\psi(E_1, z)$  локализована в области ямы (рис. 3, а, вставка). Поэтому сдвиг нижнего резонанса относительно его первоначального положения до скачка можно определить в первом порядке теории возмущений как  $\delta E_1 \approx e\delta\bar{\varphi}$ , где  $\delta\bar{\varphi} = \int |\psi(E_1, z)|^2 \delta\varphi(z) dz$  — среднее значение вариации электростатического потенциала  $\delta\varphi(z) = \varphi_u(z) - \varphi_d(z)$ ,  $\varphi_d$  и  $\varphi_u$  — электростатические потенциалы структуры до ( $d$ ) и после ( $u$ ) провала или появления резонансного уровня на краях переходного интервала. Вариация потенциала  $\delta\varphi(z)$  связана с вариацией объемной концентрации электронов  $\delta n(z)$  уравнением Пуассона  $\partial^2(\delta\varphi)/\partial z^2 = -e\delta n/\epsilon\epsilon_0$ .



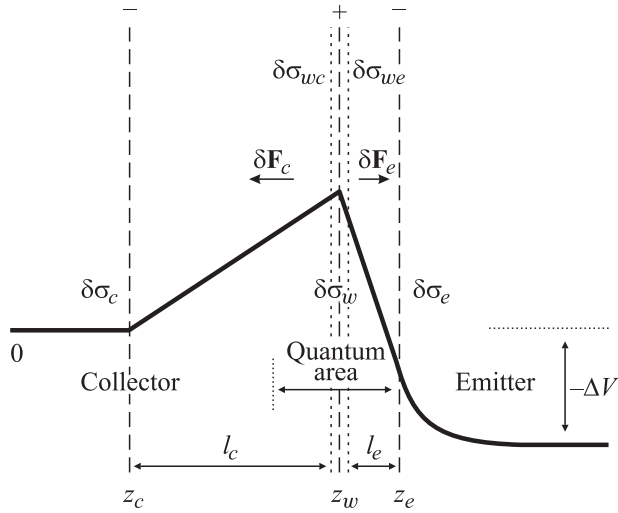
**Рис. 3.** Вариация электростатического потенциала  $\delta\varphi(z)$  при положительных напряжениях. *a* — на прямой ветви вблизи критического напряжения  $V^{f+}$ , *b* — на обратной ветви вблизи критического напряжения  $V^{b+}$ . Результаты точного расчета обозначены сплошными линиями, „конденсаторной“ модели — штрихпунктирными линиями, штриховыми линиями показаны изменения вариации концентрации  $\delta n(z)$ . На вставках приведены вариации напряженности электрического поля  $\delta F(z)$  и фрагменты  $\delta\varphi(z)$  вблизи квантовой области (вертикальные линии отвечают положению гетерограниц), пунктиром (часть *a*) обозначено распределение плотности вероятности  $|\psi|^2$ .

Самосогласованный расчет  $\delta\varphi(z)$ ,  $\delta n(z)$  и вариации напряженности электрического поля  $\delta F = -\partial(\delta n)/\partial z$  показывает (рис. 3,4), что в момент скачка наиболее сильные изменения концентрации электронов происходят на гетерогранице с эмиттером и в центре квантовой ямы. На прямой ветви тока при провале нижнего уровня электронный заряд из квантовой ямы уходит в основном в область эмиттера и частично в область коллектора. На обратной ветви тока при появлении этого уровня электронный заряд, наоборот, перетекает из эмиттера и коллектора в квантовую яму. Вследствие этого зависимости  $\delta\varphi(z)$ ,  $\delta n(z)$  и  $\delta F(z)$  на прямой и обратной ветвях инвертированы друг относительно друга.

Из результатов самосогласованного расчета также следует, что в квантовой яме функция  $\delta n(z)$  имеет дельта-образный вид, а в эмиттере — экспоненциально спадает в сторону от границы. Вариационный заряд возникает также в глубине коллектора вследствие зависимости ширины обедненной области от напряжения. В области ямы и коллектора потенциал  $\delta\varphi(z)$  имеет два линейных участка с резким переходом в точке экстремума концентрации  $\delta n(z)$ . Такое поведение  $\delta n(z)$  и  $\delta\varphi(z)$  характерно для системы из трех заряженных пластин, две из которых с поверхностными зарядами  $\delta\sigma_c = e \int_{\text{collector region}} \delta n(z) dz$ ,  $\delta\sigma_w = e \int_{\text{quantum region}} \delta n(z) dz$ , расположены в положениях экстремумов концентрации  $\delta n(z)$  в коллекторе ( $z_c$ ) и квантовой яме ( $z_w$ ), а третья — протяженная пластина — находится в эмиттере и имеет экспоненциально распределенный на расстояниях порядка радиуса Дебая поверхностный заряд  $\delta\sigma_e = e \int_{\text{emitter region}} \delta n(z) dz$ . При этом один край третьей



**Рис. 4.** Вариация электростатического потенциала  $\delta\varphi(z)$  при отрицательных напряжениях. *a* — на прямой ветви вблизи  $V^{f-}$ , *b* — на обратной ветви вблизи  $V^{b-}$ . Остальные обозначения те же, что на рис. 3.



**Рис. 5.** Схема „конденсаторной“ модели на примере случая, отвечающего скачку тока вблизи критического напряжения  $V^{f+}$ . Сплошной жирной линией показано изменение вариации электростатического потенциала в направлении, перпендикулярном гетерогранице. Штриховыми вертикальными линиями обозначены положения пластин конденсаторов, выбранные в экстремумах вариации электронной концентрации  $\delta n(z)$ , пунктирными линиями — положения совмещенных обкладок двух конденсаторов.

пластины совмещен с экстремумом концентрации  $\delta n(z)$  в точке  $z_e$ , близкой к границе с барьером. Эти заряды характеризуют перераспределение электронов в момент скачка и удовлетворяют условию электронной нейтральности:  $\delta\sigma_e + \delta\sigma_w + \delta\sigma_c = 0$ . Данную систему пластин можно рассматривать как два совмещенных конденсатора, на общей пластине которых заряд  $\delta\sigma_w$  поделен на две части, согласно

$$\delta\sigma_{we} + \delta\sigma_{wc} = \delta\sigma_w,$$

$$\delta\sigma_{wc} = -\delta\sigma_c, \quad \delta\sigma_{we} = -\delta\sigma_e. \quad (4)$$

Схема „конденсаторной“ модели приведена на рис. 5 на примере одного из четырех случаев, отвечающего скачку тока вблизи критического напряжения  $V^{f+}$ .

Параметры конденсаторной модели были определены из граничных условий.

Требование непрерывности электростатического потенциала во всей области структуры приводит к условию равенства разности вариаций электростатических потенциалов эмиттера  $\delta\varphi_e$  и коллектора  $\delta\varphi_c$  (за счет изменения внешнего напряжения при переходе с одной петли гистерезиса на другую) сумме изменений электростатических потенциалов в областях Дебая  $\Delta\varphi_D$ , „эмиттерного“ и „коллекторного“ конденсаторов

$$-\delta F_c l_c - \delta F_e l_e + \Delta\varphi_D = \delta\varphi_e - \delta\varphi_c, \quad (5)$$

где  $\delta F_e, \delta F_c$  — напряженности электрического поля между обкладками „эмиттерного“ и „коллекторного“

конденсаторов (рис. 5);  $l_e, l_c$  — толщина конденсаторов ( $l_e = |z_e - z_w|$ ,  $l_c = |z_w - z_c|$ );  $\Delta\varphi_D = \text{sgn}(V) \times (\delta\varphi_e - \delta\varphi_c)$ ;  $\delta\varphi_e - \delta\varphi_c = -\text{sgn}(V)\Delta V$ . Множитель  $\text{sgn}(V)$  связан с выбором начала отсчета энергии, по этой же причине  $\delta\varphi_e = 0$ , если  $V < 0$ ;  $\delta\varphi_c = 0$ , если  $V > 0$ . Направление вектора напряженности электрического поля в конденсаторах  $\delta F$  определяется знаком поверхностного заряда на их левых обкладках  $\delta\sigma$ : вектор  $\delta F$  ориентирован вдоль положительного направления оси  $z$ , когда  $\delta\sigma > 0$ , и в противоположную сторону, когда  $\delta\sigma < 0$ . Поэтому величины напряженностей полей можно записать в виде

$$\delta F_e = -\text{sgn}(V) \frac{\delta\sigma_e}{\varepsilon\varepsilon_0}, \quad \delta F_c = \text{sgn}(V) \frac{\delta\sigma_c}{\varepsilon\varepsilon_0}. \quad (6)$$

Следующее условие требует, чтобы на границе с эмиттером характеристики конденсатора переходили в решение задачи о поле объемного заряда в модели Дебая. В этой модели вариация потенциала равна  $\delta\varphi_D(z) = \delta\varphi_D^0 \exp(-|z - z_e|/r_D)$ , где  $r_D = \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0 kT/e^2 n_0}$  — радиус Дебая;  $n_0$  — концентрация электронов в глубине эмиттера ( $n_0 = 1.82 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $r_D = 2.56 \text{ nm}$ ). Амплитуду потенциала  $\delta\varphi_D^0$  можно определить из условия непрерывности напряженности электрического поля на границе с эмиттером  $\delta F_e(z_e) = \delta F_D(z_e) = -(\partial(\delta\varphi_D)/\partial z)|_{z=z_e}$ . Учитывая, что  $(\partial(\delta\varphi_D)/\partial z)|_{z=z_e} = -\text{sgn}(V)\delta\varphi_D^0/r_D$ , находим  $\delta\varphi_D^0 = -\delta\sigma_e r_D/\varepsilon\varepsilon_0$ . Отсюда получаем изменение вариации электростатического потенциала в области эмиттера

$$\Delta\varphi_D = -\text{sgn}(V)\delta\varphi_D^0 = \text{sgn}(V) \frac{\delta\sigma_e r_D}{\varepsilon\varepsilon_0}.$$

Тогда равенство (5) принимает вид

$$\frac{\delta\sigma_c}{\varepsilon\varepsilon_0} l_c - \frac{\delta\sigma_e}{\varepsilon\varepsilon_0} (l_e + r_D) = \Delta V. \quad (7)$$

Решая совместно (4)–(7), получаем выражения для поверхностных зарядовых плотностей „эмиттерного“ и „коллекторного“ конденсаторов

$$\delta\sigma_e = -\frac{l_c}{r_D + l_e + l_c} \left( \delta\sigma_w + \frac{\varepsilon\varepsilon_0 \Delta V}{l_c} \right), \quad (8)$$

$$\delta\sigma_c = -\frac{r_D + l_e}{r_D + l_e + l_c} \left( \delta\sigma_w - \frac{\varepsilon\varepsilon_0 \Delta V}{r_D + l_e} \right). \quad (9)$$

Зная параметры конденсаторов, можно определить вариацию потенциала в гетероструктуре

$$\delta\varphi(z) = \begin{cases} \delta\varphi_D^0 e^{-|z-z_e|/r_D} + \delta\varphi_e, & \text{sgn}(V)z_e \leq \text{sgn}(V)z, \\ \delta\varphi(z_e) - \delta F_e(z - z_e), & \text{sgn}(V)z_w < \text{sgn}(V)z \leq \text{sgn}(V)z_e, \\ \delta\varphi(z_w) - \delta F_c(z - z_w), & \text{sgn}(V)z_c < \text{sgn}(V)z \leq \text{sgn}(V)z_w, \\ \delta\varphi_c, & \text{sgn}(V)z \leq \text{sgn}(V)z_c, \end{cases} \quad (10)$$

напряженности электрических полей внутри конденсаторов (6) и в области Дебая

$$\delta F_D(z) = \text{sgn}(V) \frac{\delta \sigma_e}{\varepsilon \varepsilon_0} e^{-|z-z_e|/r_D}, \quad (11)$$

а также сдвиг резонансного уровня, который с учетом локализации волновой функции можно выразить через среднее значение вариации электростатического потенциала в области ямы:

$$\begin{aligned} \delta E_1 &= e \int |\psi(E_1, z)|^2 \delta \varphi(z) dz \approx \frac{e}{a} \int_{well} \delta \varphi(z) dz \\ &= e \delta \varphi_e - (r_D + b + \frac{a}{2}) \frac{e \delta \sigma_e}{\varepsilon \varepsilon_0} - \frac{(a+b-l_e)^2}{2a} \frac{e \delta \sigma_w}{\varepsilon \varepsilon_0} \\ &= e \delta \varphi_e + e \delta \varphi_D^0 - \frac{e \delta \sigma_e l_e^*}{\varepsilon \varepsilon_0}, \end{aligned} \quad (12)$$

где  $l_e^* = b + a/2 + (a+b-l_e)^2/2a \cdot \delta \sigma_w / \delta \sigma_e$  определяет положение средней точки  $\bar{z}$  электростатического потенциала ( $\delta(\bar{z}) = \delta \bar{\varphi}$ ) относительно  $z_e$  ( $a = 6c_2$  — ширина квантовой ямы,  $b = 2c_1$  — толщина барьера). Отсюда следует, что сдвиг резонансного уровня связан с изменением внешнего потенциала  $e \delta \varphi_e$ , сдвигом потенциала в области Дебая  $\delta \varphi_D^0$  и прилегающего к нему барьера  $e \delta \sigma_e b / \varepsilon \varepsilon_0$  и, наконец, со средним сдвигом потенциала в области ямы относительно значения потенциала на границе ямы и барьера  $e \delta \sigma_e a / 2 \varepsilon \varepsilon_0 - (a+b-l_e)^2 e \delta \sigma_w / 2a \varepsilon \varepsilon_0$ .

Найденный сдвиг резонансного уровня позволяет определить скачок плотности туннельного тока при критическом напряжении  $V^{f+}$

$$\begin{aligned} \Delta j^{f+} &\approx \left( \frac{N^{(2)} \gamma^{(2)}}{N^{(1)} \gamma^{(1)}} - 1 \right) j_d^{f+} \\ &- \frac{em^* N^{(2)} \gamma^{(2)}}{4\pi \hbar^3} \left( \left( r_D + b + \frac{a}{2} \right) \frac{e \delta \sigma_e^{f+}}{\varepsilon \varepsilon_0} \right. \\ &\left. + \frac{(a+b-l_e^{f+})^2}{2a} \frac{e \delta \sigma_w^{f+}}{\varepsilon \varepsilon_0} - \Delta E_{12}^{f+} \right). \end{aligned} \quad (13)$$

Далее покажем, что „конденсаторная“ модель справедлива не только для узких интервалов напряжений вблизи скачков тока, но и для более протяженных областей напряжений, сравнимых с шириной петли гистерезиса.

5.2. Определение параметра модели для скачков тока. Толщины „эмиттерного“ и „коллекторного“ конденсаторов для двух ветвей положительных и отрицательных напряжений определялись из положений экстремумов зарядовых плотностей  $\delta n(z)$  (рис. 3, 4):  $l_e^{f+} = 2.39$  nm,  $l_e^{b+} = 1.98$  nm,  $l_e^{f-} = 3.32$  nm,  $l_e^{b-} = 3.22$  nm,  $l_c^{f+} = 54.48$  nm,  $l_c^{b+} = 25.68$  nm,  $l_c^{f-} = 16.28$  nm,  $l_c^{b-} = 14.69$  nm.

Поверхностная плотность на общей пластине конденсаторов  $\delta \sigma_w$  находилась путем интегрирования

плотности  $\delta n(z)$  по квантовой области. На прямой ветви положительных напряжений в момент скачка тока на этой пластине возникает большой положительный заряд с поверхностной плотностью  $\delta \sigma_w^{f+} = 6.81 \cdot 10^{-7}$  C/cm<sup>2</sup>, а отрицательный заряд, согласно (7), (8), делится на две части  $\delta \sigma_c^{f+} = -0.43 \cdot 10^{-7}$  C/cm<sup>2</sup>,  $\delta \sigma_e^{f+} = -6.38 \cdot 10^{-7}$  C/cm<sup>2</sup>, которые близки к результатам непосредственного интегрирования  $\delta n(z)$  по областям коллектора  $\delta \sigma_c^{f+} = -0.46 \cdot 10^{-7}$  C/cm<sup>2</sup> и эмиттера  $\delta \sigma_e^{f+} = -6.34 \cdot 10^{-7}$  C/cm<sup>2</sup>.

При скачке тока на обратной ветви положительных напряжений  $V^{b+}$  центральная пластина заряжается отрицательно  $\delta \sigma_w^{b+} = -4.61 \cdot 10^{-7}$  C/cm<sup>2</sup>, а положительные заряды эмиттерной и коллекторной пластин равны:  $\delta \sigma_e^{b+} = 4.00 \cdot 10^{-7}$  C/cm<sup>2</sup>,  $\delta \sigma_c^{b+} = 0.61 \cdot 10^{-7}$  C/cm<sup>2</sup>.

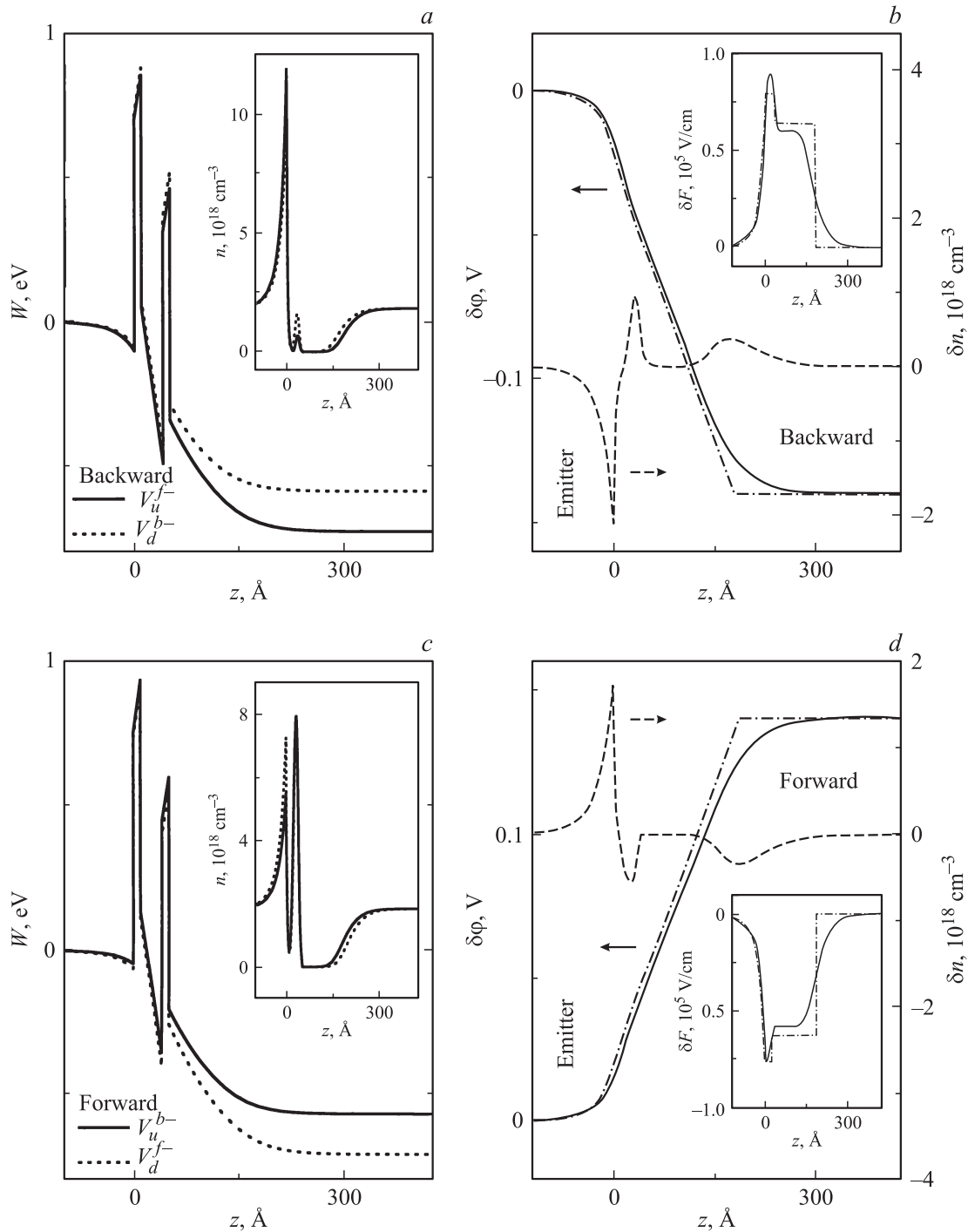
На прямой ветви отрицательных напряжений  $V^{f-}$  поведение вариаций заряда и потенциала подобно случаю с  $V^{f+}$ , но величина поверхностного заряда центральной пластины  $\delta \sigma_w^{f-} = 1.85 \cdot 10^{-7}$  C/cm<sup>2</sup> заметно меньше  $\delta \sigma_w^{f+}$ . При этом плотность заряда на эмиттерной пластине равна  $\delta \sigma_e^{f-} = -1.44 \cdot 10^{-7}$  C/cm<sup>2</sup>, а плотность коллекторного заряда примерно совпадает с  $\delta \sigma_c^{f+}$ :  $\delta \sigma_c^{f-} = -0.41 \cdot 10^{-7}$  C/cm<sup>2</sup>.

При скачках на обратной ветви отрицательных напряжений  $V^{b-}$  заряды пластин практически совпадают с обратными по знаку зарядами для случая  $V^{f-}$ :  $\delta \sigma_w^{b-} = -1.83 \cdot 10^{-7}$  C/cm<sup>2</sup>,  $\delta \sigma_c^{b-} = 0.43 \cdot 10^{-7}$  C/cm<sup>2</sup>,  $\delta \sigma_e^{b-} = 1.40 \cdot 10^{-7}$  C/cm<sup>2</sup>.

Подставляя найденные значения параметров в (11), получаем модельные сдвиги резонансного уровня при критических напряжениях  $\delta E_1^{f+} = -0.237$  eV,  $\delta E_1^{b+} = 0.163$  eV,  $\delta E_1^{f-} = -0.081$  eV,  $\delta E_1^{b-} = 0.078$  eV, которые близки к результатам самосогласованного расчета  $\delta E_1^{f+} = -0.234$  eV,  $\delta E_1^{b+} = 0.167$  eV,  $\delta E_1^{f-} = -0.087$  eV,  $\delta E_1^{b-} = 0.083$  eV. Модельный скачок тока  $\Delta j = 4.6 \cdot 10^6$  A/cm<sup>2</sup>, вычисленный по формуле (13), совпадает с точным расчетом  $\Delta j_{sc}^{f+}$ .

В целом удовлетворительное согласие наблюдается и для зависимостей  $\delta \varphi(z)$ ,  $\delta n(z)$  и  $\delta F(z)$  (рис. 3, 4), за исключением области, прилегающей к „коллекторной“ пластине, где вариация заряда наименее локализована.

5.3. Интерпретация петли гистерезиса туннельного тока. Определим ширины петель гистерезиса тока из зависимостей резонансных уровней от напряжения. Петле гистерезиса туннельного тока соответствует петля гистерезиса нижнего резонансного уровня (рис. 2), ширина которой зависит от изменения относительного расстояния энергетических уровней  $E_r$  и  $E_m$  в момент скачка с одной ветви петли на другую  $\delta E_{rm} = E_r - E_m$ . Точное определение величины  $\delta E_{rm}$  затруднено, поскольку переход приходится на интервал неустойчивых решений. Поэтому за ширину петли гистерезиса принималась величина примерно одинаковых участков 4-1 и 2-3 между краями устойчивых решений  $\Delta V_H^\pm \approx |V_d^{b\pm} - V_u^{f\pm}| \approx |V_d^{f\pm} - V_u^{b\pm}|$  (рис. 2). Поведение резонансов на ширине петли двух ветвей приближенно описывается линейной функцией  $\delta E_{rm} = \eta + \gamma V$ ,



**Рис. 6.** Потенциальные энергии  $W(z)$ , отвечающие краям петли гистерезиса тока на обратной ( $V_u^{f-} = -0.73$  V,  $V_a^{b-} = -0.59$  V) (a) и прямой ( $V_u^{b-} = -0.57$  V,  $V_d^{f-} = -0.71$  V) (c) ветвях. На вставках показаны объемные концентрации электронов  $n(z)$ . На частях b и d приведены соответствующие разности электростатических потенциалов  $\delta\phi$ , а на вставках — вариации напряженностей электрических полей  $\delta F(z)$ . Сплошные линии — точный самосогласованный расчет, штрихпунктирные — модельный расчет, штриховые линии — разности электронных концентраций  $\delta n(z)$ .

где  $\gamma$  — „скорость“ движения резонансного уровня от напряжения (рис. 2). При отрицательных напряжениях средние „скорости“ движения первого и второго резонансов на двух ветвях велики и близки ( $\gamma^{a-} = 0.165$  eV/V). При положительных напряжениях

„скорости“ на прямой  $\gamma^{f+} = -0.011$  eV/V и обратной  $\gamma^{b+} = -0.031$  eV/V ветвях на порядок меньше и заметно отличаются друг от друга. Это связано с тем, что за счет влияния встроенных полей при положительных напряжениях возникает сильно выраженный эффект



отрицательной обратной связи, тогда как при  $V < 0$  данный эффект мал из-за увеличивающейся асимметрии электронного потенциала с ростом  $|V|$  [4].

Рассмотрим теперь зависимость ширины петли гистерезиса от распределения заряда в структуре.

5.3.1. Отрицательные напряжения. На рис. 6, *a, c* приведены профили электронного потенциала  $W(z)$  и концентрации электронов  $n(z)$  для напряжений  $V_u^{f-} = -0.73$  V,  $V_d^{b-} = -0.59$  V и  $V_u^{b-} = -0.57$  V,  $V_u^{f-} = -0.71$  V. Видно, что треугольная потенциальная яма на границе эмиттера и барьера глубже для обратной ветви, этому отвечает и большая концентрация электронного заряда. На обратной ветви заряд в яме мал вследствие проваливания нижнего резонанса, его величина обусловлена состояниями, находящимися в окрестности резонанса. Ширина обедненной области на прямой и обратной ветвях практически одинакова и увеличивается с ростом смещения. На рис. 6, *b, d* показаны вариации электростатических потенциалов на краях петли гистерезиса  $\delta\varphi(z)$ , концентраций электронов  $\delta n(z)$  и напряженностей электрического поля  $\delta F(z)$  для интервалов напряжений, близких к ширине петли гистерезиса на обратной ( $V_u^{f-}, V_d^{b-}$ ) и прямой ( $V_d^{f-}, V_u^{b-}$ ) ветвях. В первом приближении зависимости  $\delta\varphi(z)$ ,  $\delta n(z)$ ,  $\delta F(z)$  в интервале ( $V_u^{f-} - V_d^{b-}$ ) обратной ветви и в интервале ( $V_d^{f-}, V_u^{b-}$ ) прямой ветви различаются лишь знаком, что аналогично соотношению этих величин на ветвях около скачков тока.

Установим роль зарядов в различных областях структуры в формировании ширины петли гистерезиса  $\Delta V_H^- \approx V_d^{b-} - V_u^{f-}$  на обратной ветви. Поведение  $\delta\varphi(z)$  и  $\delta n(z)$  в пределах  $\Delta V_H^-$  (рис. 6, *b*) согласуется с „конденсаторной“ моделью. Ее параметры  $\tilde{l}_e, \tilde{l}_c, \delta\tilde{\sigma}_\mu$  ( $\mu = w, e, c$ ), определенные подобно случаям критических напряжений, равны  $\delta\tilde{\sigma}_w^{b-} = -0.14 \cdot 10^{-7}$  C/cm<sup>2</sup>,  $\delta\tilde{\sigma}_e^{b-} = 0.71 \cdot 10^{-7}$  C/cm<sup>2</sup>,  $\delta\tilde{\sigma}_c^{b-} = -0.57 \cdot 10^{-7}$  C/cm<sup>2</sup>,  $\tilde{l}_e^{b-} = 3.22$  nm,  $\tilde{l}_c^{b-} = 14.69$  nm. Вычисленные с ними вариации электростатического потенциала  $\delta\varphi(z)$ , напряженности электрического поля  $\delta F(z)$  и сдвига резонансного уровня  $\delta E_{rm}^{b-}$  относительно края зоны проводимости эмиттера удовлетворительно согласуются с точным расчетом. Так, для сдвига резонансного уровня „конденсаторная“ модель дает

$$\begin{aligned} \delta E_{rm}^{b-} &= -e\delta\tilde{\sigma}_e^{b-}(b+a/2) \\ &+ (a+b-\tilde{l}_e^{b-})^2/2a \cdot \delta\tilde{\sigma}_w^{b-}/\delta\tilde{\sigma}_e^{b-}/\varepsilon\varepsilon_0 \\ &= -e\delta\tilde{\sigma}_e^{b-}\tilde{l}_e^{*b-}/\varepsilon\varepsilon_0 = 0.020 \text{ eV}, \end{aligned}$$

а самосогласованный расчет 0.023 eV. Это позволяет выразить ширину петли гистерезиса через параметры „конденсаторной“ модели. Поскольку изменение заряда в яме мало, ширину обратной ветви петли гистерезиса можно записать как

$$(\Delta V_H^-)^b = \left| \frac{\delta\tilde{\sigma}_w^{b-}\tilde{l}_c^{b-}}{\varepsilon\varepsilon_0} + \frac{\delta\tilde{\sigma}_e^{b-}(r_d + \tilde{l}_e^{b-} + \tilde{l}_c^{b-})}{\varepsilon\varepsilon_0} \right|. \quad (14)$$

Подставляя параметры модели, получаем  $(\Delta V_H^-)^b = -0.02 + 0.16 = 0.14$  V, где первое слагаемое связано с изменением заряда в яме, а второе — с изменением заряда в эмиттере. С учетом условия электронейтральности  $\delta\tilde{\sigma}_c^{b-} = -\delta\tilde{\sigma}_e^{b-} - \delta\tilde{\sigma}_w^{b-}$  отсюда следует, что ширина петли гистерезиса на обратной ветви в основном связана с перетеканием заряда из эмиттера в коллектор.

Аналогично рассмотрим ширину петли гистерезиса на прямой ветви  $(\Delta V_H^-)^f \approx |V_u^{b-} - V_d^{f-}|$ . Параметры „конденсаторной“ модели здесь равны  $\delta\tilde{\sigma}_w^{f-} = 0.12 \cdot 10^{-7}$  C/cm<sup>2</sup>,  $\delta\tilde{\sigma}_e^{f-} = -0.67 \cdot 10^{-7}$  C/cm<sup>2</sup>,  $\delta\tilde{\sigma}_c^{f-} = 0.55 \cdot 10^{-7}$  C/cm<sup>2</sup>,  $\tilde{l}_e^{f-} = 2.46$  nm,  $\tilde{l}_c^{f-} = 16.26$  nm. Сравнивая их с параметрами на обратной ветви, видим, что пластины конденсаторов имеют противоположные по знаку (перенос заряда идет в обратную сторону), но близкие по величине заряды. Ширина петли равна

$$\begin{aligned} (\Delta V_H^-)^f &= \left| \frac{\delta\tilde{\sigma}_w^{f-}\tilde{l}_c^{f-}}{\varepsilon\varepsilon_0} + \frac{\delta\tilde{\sigma}_e^{f-}(r_d + \tilde{l}_e^{f-} + \tilde{l}_c^{f-})}{\varepsilon\varepsilon_0} \right| \\ &= |0.02 - 0.16| \text{ V} = 0.14 \text{ V}. \end{aligned} \quad (15)$$

Следовательно, на прямой ветви ширина петли гистерезиса в основном связана с накоплением электронного заряда в эмиттере на границе с барьером за счет его оттока из коллектора.

Рассмотрим теперь поведение  $\delta n(z)$  между критическими напряжениями петли гистерезиса при отрицательных напряжениях. Из расчета следует (рис. 7), что наиболее существенные изменения заряда происходят в областях эмиттера и квантовой ямы на скачках петли

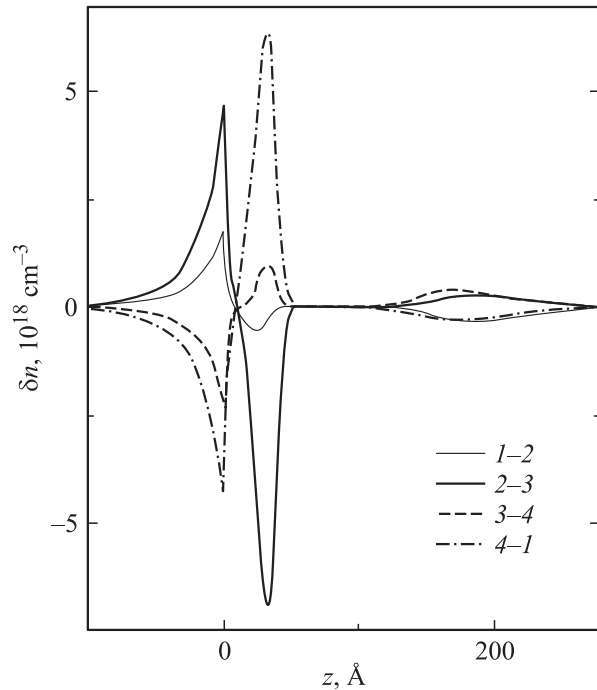
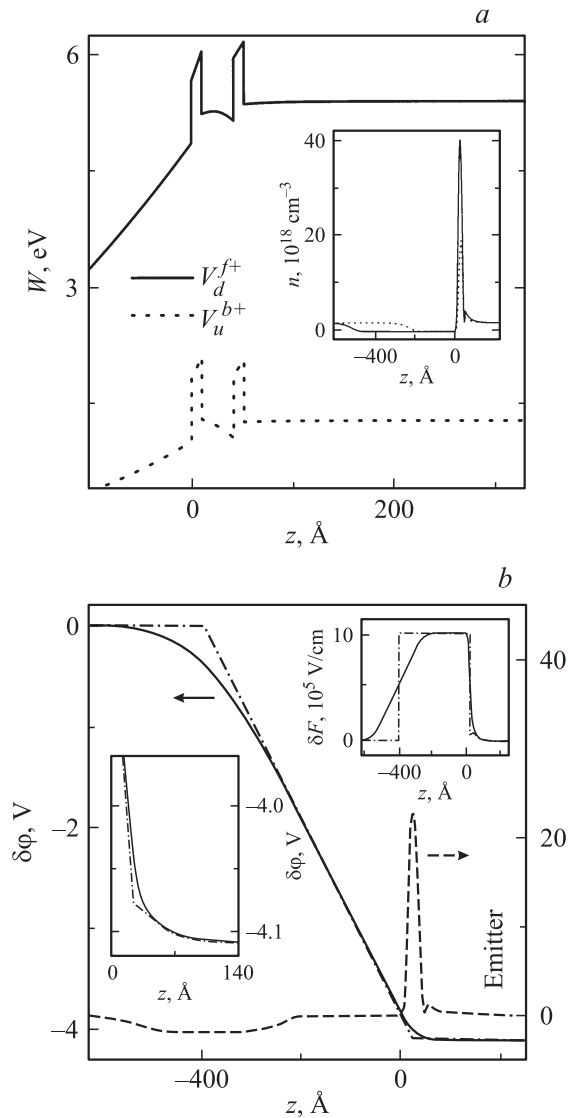


Рис. 7. Вариации концентрации электронов  $\delta n(z)$  в областях 1-2, 2-3, 3-4, 4-1 петли гистерезиса (см. рис. 2 в области отрицательных напряжений).



**Рис. 8.** *a*) Потенциальные энергии  $W(z)$ , отвечающие краям петли гистерезиса на прямой ветви:  $V_d^{f+} = 5.4 \text{ V}$ ,  $V_u^{b+} = 1.29 \text{ V}$ . *b*) Разность соответствующих электростатических потенциалов  $\delta\phi(z)$ . На вставках показаны объемные концентрации электронов  $n(z)$ , разность напряженностей электрических полей  $\delta F(z)$  и фрагмент  $\delta\phi(z)$  вблизи квантовой области. Сплошные линии — точный расчет, штрихпунктирные линии — результаты „конденсаторной“ модели. Остальные обозначения те же, что на рис. 6.

1–2 и 3–4, где плотность электронных состояний в яме вблизи  $E_F$  соответственно резко падает и растет, а наименьшие изменения — в квантовой яме на участках петли 4–1, 2–3, где подобное изменение плотности состояний носит относительно плавный характер. На прямой (обратной) ветви и в узком интервале напряжений следующего за ней скачка 1–2 (3–4) изменения заряда в эмиттере и квантовой яме происходят согласованно, тогда как в коллекторе — в противоположные стороны. Это связано с тем, что глубина треугольной ямы в эмиттере растет на прямой ветви 4–1 (уменьшается

на обратной ветви 2–3) с изменением напряжения, а ширина обедненной области увеличивается, уменьшая вариационный заряд в коллекторе (уменьшается, увеличивая вариационный заряд в коллекторе), в то время как на скачке 1–2 (3–4) вытесненный из ямы (пришедший в яму) значительный заряд приводит к росту (уменьшению) концентрации  $\delta n(z)$  в коллекторе.

5.3.2. Положительные напряжения. В этом случае конденсаторная модель может быть применена лишь для прямой ветви, поскольку на обратной петля гистерезиса формируется вторым  $p$ -подобным резонансным состоянием, волновая функция которого приводит к резко неоднородному распределению электронного заряда.

Установим роль зарядов в формировании ширины петли гистерезиса  $\Delta V_H^+ = V_d^{f+} - V_u^{b+}$  на прямой ветви. Здесь снова, несмотря на значительную величину  $\Delta V_H^+$ , „конденсаторная“ модель с определенными, как и ранее, параметрами  $\delta\tilde{\sigma}_w^{f+} = -8.08 \cdot 10^{-7} \text{ C/cm}^2$ ,  $\delta\tilde{\sigma}_e^{f+} = -0.55 \cdot 10^{-7} \text{ C/cm}^2$ ,  $\delta\tilde{\sigma}_c^{f+} = 8.63 \cdot 10^{-7} \text{ C/cm}^2$ ,  $\tilde{l}_e^{f+} = 2.70 \text{ nm}$ ,  $\tilde{l}_c^{f+} = 41.80 \text{ nm}$  дает хорошее согласие с результатами точного расчета  $\delta\phi(z)$ ,  $\delta n(z)$  и  $\delta F(z)$  (рис. 8).

Из модельной ширины петли гистерезиса

$$(\Delta V_H^+)^f = \left| \frac{\delta\tilde{\sigma}_w^{f+} \tilde{l}_c^{f+}}{\epsilon \epsilon_0} + \frac{\delta\tilde{\sigma}_e^{f+} (r_d + \tilde{l}_e^{f+} + \tilde{l}_c^{f+})}{\epsilon \epsilon_0} \right|$$

$$= |-3.81 - 0.29| \text{ V} = 4.11 \text{ V}$$

следует, что формирование прямой ветви петли гистерезиса при положительных напряжениях связано в основном с перераспределением заряда между квантовой ямой и коллектором. В отличие от случая отрицательных напряжений роль заряда в квантовой яме здесь оказывается определяющей.

## 6. Заключение

Предложена „конденсаторная“ модель для описания особенностей туннельного тока в двухбарьерных структурах  $w$ -GaN/AlGaN/GaN/AlGaN/GaN(0001) при учете внутренних полей спонтанной и пьезоэлектрической поляризации, а также самосогласованного поля туннелирующих электронов. Выделены три области сосредоточения пространственного заряда, изменение потенциала и заряда в которых определяют сдвиги резонансных уровней и основные характеристики гистерезиса — ширину петли и скачок тока. Эти изменения выражены через параметры двух связанных конденсаторов — заряды их пластин и толщины, определенные из условий непрерывности электростатического потенциала во всей структуре и напряженности электрического поля на границе с эмиттером. Показано, что, когда в области квантовой ямы внешнее и внутреннее поля компенсируют друг друга, петля гистерезиса широкая и формируется при участии двух резонансов, ее ширина связана с перераспределением электронного заряда между квантовой

ямой и коллектором, а всплеск тока вызван замещением первого резонанса более широким вторым резонансом во время разрядки общей пластины двух конденсаторов. Когда же поля в яме направлены в одну сторону, петля гистерезиса узкая, поскольку формируется одним нижним резонансом и связана с перераспределением заряда между эмиттером и коллектором, скачки тока при этом сравнительно небольшие из-за меньших зарядов пластин.

Предложенная модель может оказаться полезной при обсуждении приборных приложений резонансно-туннельных диодов или основанных на них схем.

Авторы благодарят Г.Ф. Караваева за критические замечания и внимание к работе.

## Список литературы

- [1] A. Kikuchi, R. Bannai, K. Kishino. *Phys. Status Solidi A* **188**, 187 (2001).
- [2] С.Т. Foxon, S.V. Novikov, A.E. Belyaev. *Phys. Status Solidi C* **0**, 2389 (2003).
- [3] A. Kikuchi, K. Kishino. *Appl. Phys. Lett.* **81**, 1729 (2002).
- [4] А.Н. Разжувалов, С.Н. Гриняев. *ФТП* **42**, 595 (2008).
- [5] S. Golka, C. Pflugl, W. Schrenk, G. Strasser, C. Skierbiszewski, M. Siekacz, I. Grzegory, S. Porowski. *Appl. Phys. Lett.* **88**, 172 106 (2006).
- [6] A.M. Kurakin, S.A. Vitusevich, S.V. Danylyuk, A.V. Naumov, С.Т. Foxon, S.V. Novikov, N. Klein, H. Luth, A.E. Belyaev. *Phys. Status Solidi C* **3**, 2265 (2006).
- [7] A.E. Belyaev, С.Т. Foxon, S.V. Novikov, O. Makarovskiy. *Appl. Phys. Lett.* **83**, 3626 (2003).
- [8] A. Kikuchi, K. Kishino. *Appl. Phys. Lett.* **83**, 3628 (2003).
- [9] M. Hermann, E. Monroy, A. Helman, B. Baur, M. Albrecht, B. Daudin, O. Ambacher. *Phys. Status Solidi C* **1**, 2210 (2004).
- [10] M.V. Petrychuk, A.E. Belyaev, A.M. Kurakin, S.V. Danylyuk, N. Klein, S.A. Vitusevich. *Appl. Phys. Lett.* **91**, 222 112 (2007).
- [11] S. Leconte, S. Golka, G. Pozzovivo, G. Strasser, T. Remmele, M. Albrecht, E. Monroy. *Phys. Status Solidi C* **5**, 431 (2008).
- [12] K.M. Indlekofer, E. Doná, J. Malindretos, M. Bertelli, M. Kocan, A. Rizzi, H. Luth. *Phys. Status Solidi B* **234**, 769 (2002).
- [13] С.Н. Гриняев, А.Н. Разжувалов. *ФТП* **37**, 450 (2003).
- [14] С.Н. Гриняев, А.Н. Разжувалов. *ФТП* **40**, 695 (2006).
- [15] С.Н. Гриняев, А.Н. Разжувалов. *ФТТ* **43**, 529 (2001).
- [16] D.Y. Ko, J.C. Inkson. *Phys. Rev. B* **38**, 9945 (1988).
- [17] С.Н. Гриняев, А.Н. Разжувалов. Тез. докл. IX Всерос. конф. „Арсенид галлия и полупроводниковые соединения группы III–V“. Томск (2006). С. 333.
- [18] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников*. Наука, М. (1977). С. 225.