

07

## Туннелирование через барьеры Шоттки Ni/n-GaN по локализованным состояниям дефектов

© Н.И. Бочкарева, Ю.Г. Шретер

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: y.shreter@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 19 апреля 2023 г.  
В окончательной редакции 31 мая 2023 г.  
Принято к публикации 6 июня 2023 г.

Механизм влияния глубоких центров на электронный транспорт в барьерах Шоттки на GaN рассмотрен на основе анализа особенностей вольт-амперных характеристик (ВАХ) диодов Ni/n-GaN. Обнаружено, что при прямом смещении ВАХ в полулогарифмическом масштабе имеют вид кривых со ступенями при смещениях, соответствующих гауссовым зонам локализованных состояний дефектов в запрещенной зоне GaN. Показано, что экспериментальные ВАХ находятся в согласии с простой физической моделью, которая учитывает утоньшение барьера Шоттки за счет объемного заряда ионизированных глубоких центров, стимулирующего концентрацию электрического поля у контакта Шоттки и туннелирование электронов прыжками между локальными центрами через приконтактный слой. При прямых смещениях это вызывает экспоненциальный рост туннельного тока электронов, термически активированных до энергии, соответствующей пику гауссовой зоны. Перезарядка состояний гауссовой зоны сопровождалась уменьшением вероятности туннелирования и возникновением токового плато на ВАХ при прямом смещении. Рост объемного заряда глубоких центров при обратных смещениях приводил к туннельным утечкам и ограничивал величину напряжения пробоя.

**Ключевые слова:** нитрид галлия, глубокие центры, гауссовы примесные зоны, объемный заряд, центры окраски.

DOI: 10.21883/JTF.2023.08.55978.101-23

### Введение

Нитрид галлия и компаунды нитридов III группы привлекают к себе много внимания в связи с их широкими приложениями, включая синие и ультрафиолетовые светодиоды и лазеры, СВЧ и силовые транзисторы. Барьеры Шоттки на GaN являются ключевым элементом полевых транзисторов и силовых диодов. Благодаря высокой величине напряжения пробоя и дрейфовой скорости в GaN, полевые транзисторы с барьерами Шоттки на GaN по ряду параметров существенно превосходят кремниевые аналоги. Однако развитие силовых диодов Шоттки на GaN натолкнулось на значительные трудности, во многом связанные с необходимостью одновременно обеспечить высокую плотность максимального прямого тока, низкую плотность обратного тока утечки и высокое напряжение электрического пробоя [1–3]. Требуются дальнейшие исследования, чтобы полностью реализовать преимущества фундаментальных свойств GaN [1–3].

Для успешной практической реализации высокого потенциала GaN необходимо, прежде всего, более полное понимание механизма транспорта в диодах Шоттки на GaN [2]. Механизм протекания тока через барьеры Шоттки на GaN часто обсуждается в литературе, по аналогии с кристаллическим кремнием (*c*-Si), в рамках моделей термоэлектронной (TE), полевой или

термополевой (FE/TFE) эмиссии [4,5]. Однако многие экспериментальные факты трудно объяснить в рамках сложившихся представлений. Так, в диодах Шоттки с высоким напряжением пробоя ( $\geq 350$  V) требуемая плотность прямого тока  $j \approx 10^2 - 10^3$  A/cm<sup>2</sup> достигается лишь при неоправданно высоких для барьеров Шоттки напряжениях (5–10 V) [6], тогда как в диодах с низкой максимальной плотностью тока  $j \approx 10^{-1} - 1$  A/cm<sup>2</sup>, насыщающейся уже при низких прямых напряжениях (0.4 V), наблюдаются аномально большие обратные токи утечки ( $j \approx 10^{-1}$  A/cm<sup>2</sup> уже при обратном напряжении 1–2 V) и низкое напряжение пробоя (–5 V) [7]. Остается неясной и причина непомерно большого разброса высоты барьеров Шоттки (для барьеров Ni/n-GaN от 0.2 [8,9] до 1.2 eV [10,11]), определенной из *I*–*V*-измерений.

Кристаллическое совершенство эпитаксиальных слоев нитридов III группы значительно уступает не только полупроводникам IV группы, но и традиционным III–V компаундам. Эпитаксиальные слои GaN характеризуются высокой плотностью как собственных, так и технологически неизбежных примесных дефектов, включающих кислородно- и водородозамещенные атомы азота и галлия. Дефекты образуют в запрещенной зоне GaN непрерывное распределение локализованных состояний, более глубокое, чем в аморфном гидрогенизированном кремнии  $\alpha$ -Si:H [12,13]. В светоизлучающих и фотовольтаических *p*–*n*-нагетероструктурах, в *p*–*n*-

гомопереходах и затворах полевых транзисторов на основе GaN глубокие центры, создаваемые дефектами, облегчают туннелирование через потенциальные барьеры, приводя к избыточным туннельным токам [14–16]. Однако в литературе мало исследований, посвященных изучению влияния глубоких центров на электрические характеристики барьерных структур с униполярной проводимостью, в частности, диодов Шоттки [17,18].

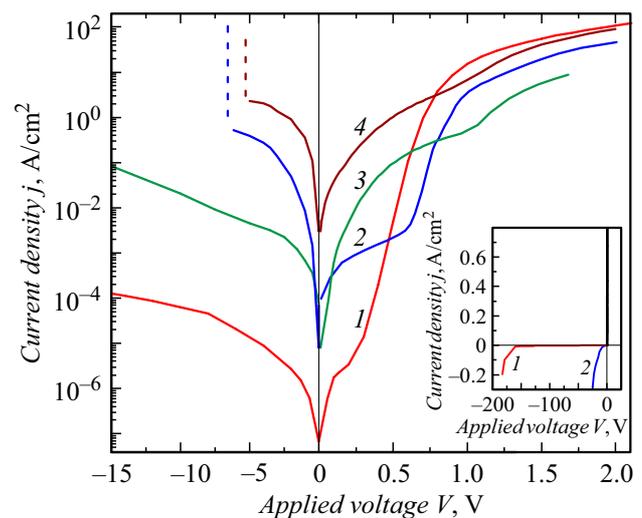
Целью настоящей работы является выяснение механизма влияния глубоких центров в GaN на электронный транспорт в барьерах Шоттки с помощью сравнительного анализа особенностей экспериментальных  $I$ – $V$ -характеристик диодов Шоттки Ni/n-GaN, изготовленных на эпитаксиальных слоях и объемных кристаллах GaN.

## 1. Образцы и методы измерений

Диоды Шоттки Ni/n-GaN изготавливались на основе эпислоев GaN  $n$ -типа проводимости толщиной  $d = 1.5 \mu\text{m}$ , выращенных на сапфировых подложках с ориентацией ростовой поверхности (0001) методом эпитаксии из металлоорганических соединений (MOCVD) (диоды А и В площадью  $10^{-4} \text{cm}^2$ ) и на основе объемных кристаллов ( $d = 40$  и  $20 \mu\text{m}$ ), выращенных на сапфировых подложках методом газовой фазной хлорид-гидридной эпитаксии (HVPE) (диоды С и D площадью  $10^{-3} \text{cm}^2$ ) [19]. Концентрация электронов в диодах А, В, С, составила  $3 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$ , в диодах D —  $2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$  при  $T = 300 \text{K}$ . Ni и In использовались для создания контактов Шоттки и омических контактов соответственно. Измерения статических вольт-амперных характеристик (ВАХ) изготовленных диодов, проведенные с помощью Keithley238, показали, что все диоды обеспечивают высокую плотность максимального прямого тока, достигающую  $j = 10^2 \text{A/cm}^2$ , но значительно отличаются по напряжению пробоя (от  $-5$  до  $-180 \text{V}$ ) и току утечки, разброс которого достигает 5 порядков.

## 2. Экспериментальные результаты

На рис. 1 представлены в полулогарифмическом масштабе зависимости плотности тока  $j(V)$  от приложенного прямого и обратного напряжения для диодов Шоттки А, В, С и D. Очевидно, что все изготовленные диоды обладают характерными для барьеров Шоттки выпрямляющими свойствами, но сильно отличаются по величине напряжения пробоя и тока утечки. Так, в диодах А и D (кривые 1 и 4) с одинаковой плотностью максимального прямого тока, равной  $j = 10^2 \text{A/cm}^2$  при напряжении  $V = 2.2 \text{V}$ , плотности токов утечки при обратном напряжении  $V = -5 \text{V}$  отличаются на 5 порядков, составляя, соответственно  $j \approx -10^{-5}$  и  $-2 \text{A/cm}^2$ . В диодах С и D (кривые 3 и 4) быстрый и необратимый пробой наблюдаются уже при низких обратных напряжениях ( $V \approx -5 \text{V}$ ), воспроизводимость и стабильность обратных  $I$ – $V$ -характеристик мала. В диодах А и В

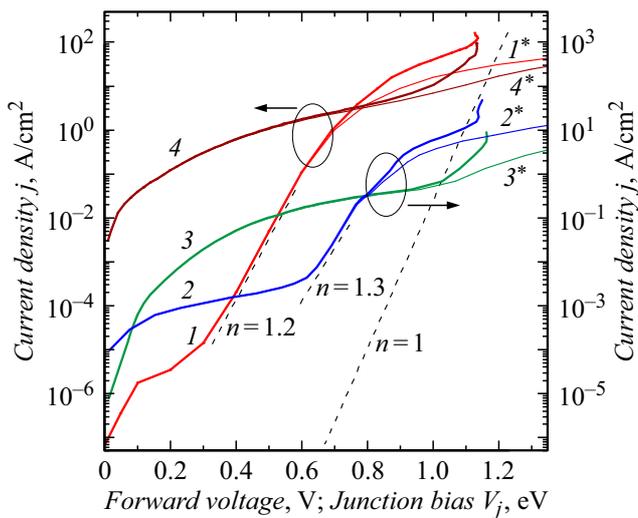


**Рис. 1.** Зависимости плотности тока от приложенного напряжения для диодов Шоттки Ni/n-GaN А, В, С и D в полулогарифмическом масштабе: 1 — А, 2 — В, 3 — С, 4 — D и на вставке, диодов А, В в линейном масштабе: 1 — А, 2 — В.

(кривые 1 и 2) обратные  $I$ – $V$ -характеристики воспроизводимы и стабильны. Как видно из представленных в линейном масштабе на вставке к рис. 1 зависимостей  $j(V)$  для диодов В и А, напряжение пробоя возрастает до  $-30$  и  $-180 \text{V}$  соответственно, и пробой наблюдается после возрастания плотности обратного тока до  $j \approx -0.2 \text{A/cm}^2$ .

Вид ВАХ изготовленных диодов при прямом смещении существенно отличен от идеального диода Шоттки. На кривых  $\lg j(V)$  диодов А, В, С и D отчетливо видны две ступени, на которых вслед за участками быстрого роста тока с напряжением наблюдаются участки насыщения тока. В диодах С и D (кривые 3 и 4) прямой ток быстро растет уже вблизи нулевого смещения, в интервале смещений  $V = 0$ – $0.2 \text{V}$ , но при увеличении напряжения рост тока замедляется, образуя на кривых  $\lg j(V)$  в интервале  $V \approx 0.3$ – $0.8 \text{V}$  плато, в области которого плотность тока не превышает  $j \approx 1$ – $10 \text{A/cm}^2$ . В литературе подобная особенность ВАХ диодов Шоттки на GaN часто связывается с малой высотой барьера Шоттки, равной  $\sim 0.2 \text{eV}$ , и ограничением тока сопротивлением растекания и сопротивлением омического контакта. Однако оценки величины последовательного сопротивления  $r_s$ , из экспериментальных  $I$ – $V$ -характеристик, дают для  $r_s$  неоправданно большую величину ( $\sim 10^3$ – $10^4 \Omega$ ), указывая на доминирование другого механизма транспорта носителей заряда через барьеры Шоттки. Более того, вслед за плато на кривых  $\lg j(V)$  вновь наблюдается ступенчатое возрастание тока до плотности тока  $j = 10^2 \text{A/cm}^2$  при прямых напряжениях не ниже  $V = 2.2 \text{V}$ , anomalously high for Schottky barriers.

Для диодов Шоттки на GaN характерно отсутствие линейного участка  $I$ – $V$ -характеристик при больших



**Рис. 2.** Зависимости плотности тока от прямого напряжения ( $I^*–4^*$ ) и от прямого смещения барьера Шоттки ( $I–4$ ) для диодов Ni/n-GaN А, В, С и D.  $I^*; I$  — А;  $2^*; 2$  — В;  $3^*; 3$  — С;  $4^*; 4$  — D. Штриховыми прямыми иллюстрируются зависимости прямого тока  $j(V_j) \propto \exp(qV_j/nkT)$  для  $n = 1.2, 1.3$  и 1.

прямых напряжениях, обычно наблюдающегося в диодах Шоттки при приближении к напряжению плоских зон  $V_{fb}$  и определяющегося величиной последовательного сопротивления диода. Чтобы оценить величину понижения высоты барьера Шоттки приложенным прямым напряжением, последовательное сопротивление диода принималось равным дифференциальному сопротивлению  $r_s = dV/dI$  при максимальном токе и для диодов А, В, С и D составило 417, 53, 59 и 9.5  $\Omega$  соответственно. Полученные зависимости плотности прямого тока от прямого смещения барьера Шоттки (потенциальной энергии электронов на уровне Ферми  $F$ ), измеренного в энергетических единицах (электронвольтах),  $V_j = q(V - I \cdot r_s)$  ( $q$  — элементарный заряд,  $I$  — прямой ток), для диодов А, В, С и D представлены на рис. 2, кривые  $I–4$ . Сравнение зависимостей  $j(V_j)$  (кривые  $I–4$ ) и  $j(V)$  (кривые  $I^*–4^*$ ) показывает, что при  $V > 1$  В практически все приложенное напряжение падает на последовательном сопротивлении, а не на барьере Шоттки. В области высоких плотностей тока  $\sim 10^2$  А/см<sup>2</sup> наклон кривых  $j(V_j)$  с ростом смещения увеличивается, кривые  $j(V_j)$ , а также кривые  $dj/dV_j(V_j)$  (показаны в п. 3) во всех диодах асимптотически приближаются к вертикали практически при одном и том же прямом напряжении  $V_j/q$  на барьере Шоттки, которое может быть принято за напряжение плоских зон  $V_{fb} = V_0/q$ . Для диодов А, В, С и D разброс величины прямого смещения, при котором кривые  $j(V_j)$  и  $dj/dV_j(V_j)$  приближаются к вертикали, находится в интервале  $V_j = 1.14–1.17$  эВ, что соответствует высоте барьера Шоттки  $V_0 = 1.1–1.2$  эВ и согласуется с дан-

ными, полученными для высоты барьера Ni/n-GaN в работах [10,11].

### 3. Обсуждение результатов

#### 3.1. Туннелирование по локализованным состояниям в прямом направлении

Вид  $\lg j–V$ -характеристик при прямом смещении диодов А и В с протяженными экспоненциальными участками в области средних смещений (рис. 1, кривые 1, 2) типичен для GaN-диодов Шоттки с плотностью максимального прямого тока, достигающей  $\sim 10^2$  А/см<sup>2</sup>, и обычно описывается в литературе известной эмпирической формулой:

$$I = I_0(V) \exp(qV/nkT), \quad (1)$$

где  $kT/q$  — тепловой потенциал,  $I_0(V)$  — ток насыщения, параметр  $n(V)$  — фактор идеальности. По аналогии с кристаллическим Si по величине фактора идеальности  $n(V)$  принято судить о преобладающем механизме тока, протекающего через барьер. При  $2 > n > 1$  полный ток считается суммой двух сравнимых по величине компонент: термоэмиссионного тока, характеризующегося фактором идеальности  $n = 1$ , и рекомбинационного тока, для которого  $n = 2$ . Фактор идеальности  $n > 2$  интерпретируется как доминирование туннельного тока. Экспоненциальный рост тока в области средних напряжений, характеризующийся фактором идеальности, близким к единице, обычно связывается с доминированием надбарьерного термоэмиссионного тока, последующее уменьшение наклона кривой  $\lg j(V_j)$  с ростом напряжения — с падением напряжения на последовательном сопротивлении диода. Однако поведение тока с ростом прямого смещения и  $j(V_j)$ -характеристики исследованных диодов Шоттки противоречат этим представлениям.

Как видно из рис. 2,  $\lg j–V_j$ -характеристики диодов А и В (кривые 1 и 2) имеют в области средних смещений участки, характеризующиеся фактором идеальности, близким к единице ( $n = 1.2–1.3$ ). Но с повышением смещения на кривых  $\lg j(V_j)$  наблюдается плато в интервале смещений  $V_j \approx 0.8–1$  эВ, в области которого  $n \geq 4$ , и затем фактор идеальности вновь уменьшается до значения, близкого к единице, вблизи смещения  $V_j = 1.12$  эВ. В области малых смещений на кривых  $\lg j(V_j)$  наблюдается плечо, плато которого простирается в диодах А и В до 0.2 и 0.6 эВ соответственно, а в диодах С и D вплоть до 0.8 и 1 эВ соответственно.

Если предположить, что резкий рост тока вблизи напряжения плоских зон связан с протеканием надбарьерного термоэмиссионного тока, то, как можно видеть из рис. 2, у всех диодов ток в области средних смещений более чем на 3 порядка превышает надбарьерный термоэмиссионный ток. Это указывает, что эффективная высота потенциального барьера понижена за счет

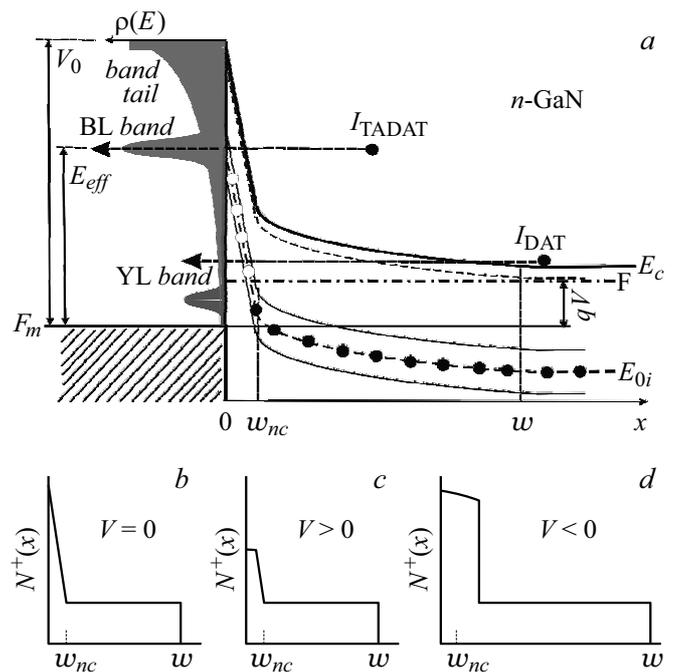
туннелирования электронов под барьером. При этом в отличие от сложившейся в литературе интерпретации эмпирической формулы (1) туннельный избыточный ток в диодах А и В характеризуется фактором идеальности, близким к  $n = 1$ . Это позволяет также рассматривать  $I-V_j$ -характеристики при прямом смещении как токовые туннельные спектры, форма которых подобно туннельным переходам Эсаки отражает энергетическое распределение глубоких центров в запрещенной зоне [20].

### 3.2. Туннельная спектроскопия глубоких центров

Согласно данным фотолюминесценции, оптического поглощения и фотоионизационной спектроскопии, глубокое квазинепрерывное распределение локализованных состояний в запрещенной зоне GaN может быть представлено как суперпозиция примесных урбаховских хвостов плотности состояний зоны проводимости и валентной зоны и гауссовых зон локализованных состояний дефектов — центров окраски, образующих примесные зоны в верхней и нижней половинах запрещенной зоны GaN и ответственных за широкие, частично перекрывающиеся полосы желтой, зеленой, голубой и УФ внутрицентровой фотолюминесценции (ФЛ) (YL, GL, BL и UVL bands соответственно) и внутрицентрового оптического поглощения (полная ширина полос на половине высоты,  $\text{FWHM} \approx 0.4 \text{ eV}$ ) [12,13,21–28].

В эпитаксиальных слоях GaN высокая плотность локальных центров позволяет электронам туннелировать прыжками между центрами. Прыжковая проводимость по слабо локализованным состояниям вносит значительный вклад в электронный транспорт уже при комнатной температуре, и при понижении температуры проводимость уменьшается лишь на 1–2 порядка [29]. При оптической инжекции электроны термализуются с участием фононов прыжками из мелких состояний в более глубокие, и прыжковый ток переносится вдоль транспортного уровня, для которого скорости термализации электронов в более глубокие состояния и термического возбуждения в более мелкие состояния равны [30,31].

В барьере металл/n-GaN (Шоттки) при прямом напряжении  $V$  туннельный поток электронов с энергиями  $E$  в интервале  $V_0 > E \geq F$  ( $V_0$  — потенциальная энергия электрона на вершине барьера относительно уровня Ферми металла  $F_m$ ;  $F(x=w) = F_m + qV$  — уровень Ферми в нейтральной области GaN) движется из зоны проводимости к интерфейсу Шоттки через область пространственного заряда (ОПЗ) с полной шириной  $w$  за счет прыжковой диффузии вблизи горизонтальных по энергии туннельных транспортных уровней  $E_t = E$ , туннелируя „под“ вершиной барьера прыжками из более мелких состояний в более глубокие. Схематически



**Рис. 3.** *a* — схематическая иллюстрация (на диаграмме „одноэлектронная энергия  $E$  — координата  $X$ “) модели туннелирования в барьере металл —  $n$ -GaN через ОПЗ шириной  $w$ , учитывающая увеличение встроенного электрического поля в приконтактном слое толщиной  $w_{nc}$  ионизированными глубокими центрами. Графически иллюстрирован энергетический спектр дефектов  $\rho(E)$ , соответствующий случаю доминирования гауссовой полосы BL-центров (BL-band) с максимумом  $E_{0i}$  над полосой YL-центров (YL-band) и урбаховским хвостом состояний (band tail) в туннельных спектрах  $j(V_j)$  и  $g_{lum}(V_j)$  диодов Ni/n-GaN А и В, представленных на рис. 2 и 4, кривые 1, 2. Основной туннельный ток  $I_{TADAT}$  протекает вдоль туннельного транспортного уровня  $E_t = E_{0i}(x=0)$ , через эффективный барьер высотой  $E_{eff} = E_{0i}(x=0)$  и преобладает над током  $I_{DAT}$  электронов, туннелирующих из состояний на дне зоны проводимости в объеме GaN; *b,c,d* — распределение плотности заряда в ОПЗ при  $V = 0, V > 0, V < 0$ .

процесс туннелирования через ОПЗ контакта металл/n-GaN по локализованным состояниям с плотностью  $\rho(E)$  в запрещенной зоне GaN показан на рис. 3, *a*. Скорость туннельного переноса электронов через ОПЗ ограничивает приконтактный слой толщиной  $w_{nc}$  с наибольшей энергией локализации и наименьшей плотностью локальных центров на длине туннелирования.

Ток, создаваемый туннельными переходами электронов, пропорционален произведению плотности заполненных электронами начальных состояний  $\rho_s(E_t)$ , суммарной плотности пустых конечных состояний примесной зоны  $\rho_{Gf}(E_t)$  и урбаховского хвоста  $\rho_{Uf}(E_t)$  на туннельном транспортном уровне  $E_t$  в приконтактном слое  $w_{nc}$  и вероятности туннелирования через приконтактный слой  $D(E_t)$  (туннельной проницаемости барьера) [32]:

$$I(E_t) \propto \rho_s(E_t)(\rho_{Gf}(E_t) + \rho_{Uf}(E_t))D(E_t). \quad (2)$$

Вероятность туннелирования через треугольный потенциальный барьер в простейшей форме равна [33]:

$$D = \exp\left(-\frac{\pi}{2\sqrt{2}}\sqrt{2m^*(V_0 - V_j)} \cdot \frac{\delta}{\hbar}\right), \quad (3)$$

где  $V_0$  и  $\delta = (V_0 - V_j)/qF_b$  — высота и ширина барьера,  $V_j$  — прямое смещение ( $V_j < V_0$ ),  $F_b = ((V_0 - V_j)N^+/\epsilon\epsilon_0)^{1/2}$  — напряженность электрического поля,  $q$  — элементарный заряд,  $\epsilon_0$  — электрическая постоянная,  $\epsilon$  — относительная диэлектрическая проницаемость,  $1/m^* = 1/m_e + 1/m_h$ ,  $m_e$  и  $m_h$  — эффективные массы электрона и дырки,  $m^*$  — приведенная эффективная масса электрона и дырки,  $N^+ = N_d + N_U^+ + N_G^+$  — суммарная концентрация мелких доноров  $N_d$ , ионизированных глубоких центров урбаховского хвоста  $N_U^+$  и гауссовых примесных зон  $N_G^+ = \sum_i N_{Gi}^+$ .

В случае  $N_U^+ \gg N_G^+$  и доминирования в полном объеме заряда центров урбаховского хвоста над центрами гауссовых примесных зон, основной вклад в туннельный ток создается электронами с энергиями вблизи энергии дна зоны проводимости  $E_c(x = w)$ , отсчитываемой от уровня Ферми металла  $F_m$ , (ток  $I_{\text{DAT}}$  (defect-assisted tunneling, DAT) на рис. 3, а), туннелирующими вблизи транспортного уровня  $E_t = E_c(x = w)$ , так как при урбаховской энергии  $E_U > kT$  плотность электронов на уровне  $E_t > E_c(x = w)$  уменьшается с увеличением энергии  $V_j$  быстрее, чем растет плотность локализованных состояний урбаховского хвоста.

В случае  $N_{Gi}^+ \gg N_U^+$  и доминирования в полном объеме заряда центров  $i$ -й гауссовой зоны над центрами урбаховского хвоста основной ток создается электронами, термоактивированными на вершину эффективного барьера  $E_{\text{эф}}$  (ток  $I_{\text{TADAT}}$  (thermally activated defect-assisted tunneling) на рис. 3, а), и протекает вблизи транспортного уровня  $E_t = E_{\text{эф}}$ , где эффективная высота барьера  $E_{\text{эф}}$ , отсчитываемая от уровня Ферми металла  $F_m$ , снижена за счет туннелирования до энергии в максимуме гауссиана  $i$ -й примесной зоны на интерфейсе Шоттки:  $E_{0i}(x = 0) = E_{\text{эф}}$ . Так как концентрация носителей, способных преодолеть эффективный барьер, определяется распределением Больцмана, дифференциальное сопротивление ОПЗ барьера обратно пропорционально току и равно  $r_{\text{эф}} = kT/qI$ . При малых токах  $r_{\text{эф}}$  больше последовательного дифференциального туннельного сопротивления приконтактного слоя  $r_{\text{tun}}$ . Приращение прямого напряжения практически целиком падает на эффективном барьере, понижая его высоту и приводя к экспоненциальному росту туннельного тока с напряжением, характеризуемому фактором идеальности  $n = 1$ . С ростом прямого тока сопротивление  $r_{\text{эф}}$  уменьшается и все большая часть приращения смещения падает на туннельном сопротивлении  $r_{\text{tun}}$ , спрямляя зоны преимущественно вблизи интерфейса Шоттки, что замедляет понижение эффективного барьера с ростом смещения и приводит к увеличению фактора идеальности.

Форма токовых туннельных спектров барьерных структур обычно анализируется с использованием метода туннельной спектроскопии глубоких центров Эсаки [20] и модифицированных моделей туннелирования, основанных на подходе Эсаки [34]. Анализ исходит из предположения, что ширина ОПЗ барьера определяется концентрацией основной легирующей примеси, и форма туннельных спектров отражает энергетическое распределение плотности глубоких центров в запрещенной зоне.

Анализ обнаруженных особенностей поведения туннельного тока при возрастании прямого смещения позволяет заключить, что глубокие центры, ионизированные при экранировании поля контактной разности потенциалов, вносят значительный вклад в величину плотности объемного заряда в ОПЗ барьера Шоттки (рис. 3, б). Это приводит к концентрации встроенного электрического поля у контакта Шоттки и утоньшению барьера Шоттки, что, в свою очередь, приводит к увеличению вероятности туннелирования (3) и туннельной проводимости барьера  $g_{\text{tun}}(E_t)$  (2). При этом характер распределения по энергии глубоких центров в запрещенной зоне определяет характер пространственного распределения локализованных состояний вдоль уровней  $E_t = E_c(x = w)$  и  $E_t = E_{\text{эф}}$  при прямом смещении.

По мере того, как туннельный транспортный уровень  $E_t = E_c(x = w)$  с ростом прямого смещения перемещается вверх по шкале энергий к вершине барьера и пересекает примесные гауссовы зоны, ионизированные глубокие центры заполняются электронами и плотность объемного заряда в приконтактном слое уменьшается (рис. 3, в), приводя к уменьшению его туннельной проницаемости. Так как практически все приращение прямого напряжения падает на приконтактном слое, плотность заполненных электронами начальных состояний  $\rho_s(E_t)$  на туннельном транспортном уровне  $E_t$  при  $x = w_{nc}$  относительно слабо увеличивается с ростом смещения. При этом, согласно (2), зависимость дифференциальной туннельной проводимости барьера  $g_{\text{tun}}(E_t) = dI(E_t)/dE_t$  от плотности пустых конечных состояний примесной зоны  $\rho_{Gf}(E_t)$  и урбаховского хвоста  $\rho_{Uf}(E_t)$  на уровне  $E_t$  становится нелинейной:

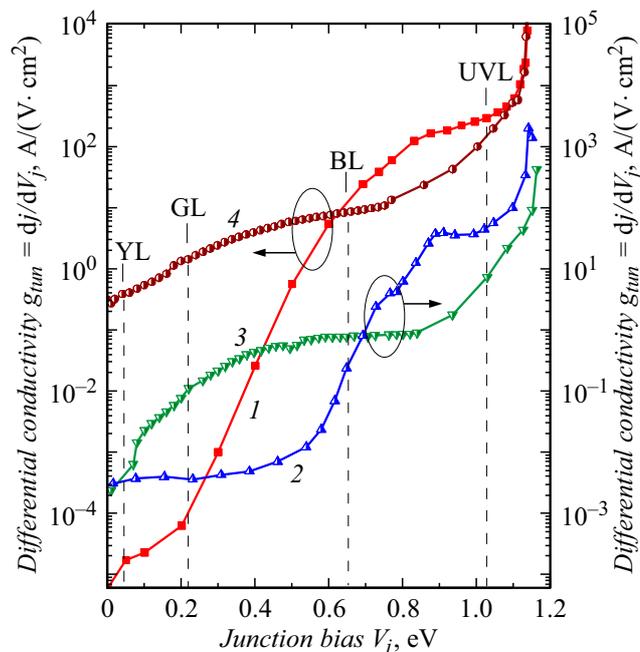
$$g_{\text{tun}}(E_t) \propto D(E_t) \left( \frac{d\rho_{Gf}}{dE_t} + \frac{d\rho_{Uf}}{dE_t} \right) + (\rho_{Gf} + \rho_{Uf}) \frac{dD(E_t)}{dE_t}. \quad (4)$$

В случае преобладания в запрещенной зоне GaN плотности состояний гауссовой зоны ( $d\rho_{Gf}/dE_t \gg d\rho_{Uf}/dE_t$ ) в зондируемом уровне  $E_t$  интервале энергий, скорость роста плотности участвующих в туннелировании пустых состояний  $d\rho_{Gf}/dE_t$  на перемещающемся вверх с ростом смещения транспортном уровне быстро нарастает на краю зоны и замедляется до нуля при приближении к максимуму гауссиана, что приводит к появлению выпуклости на кривой  $\lg g_{\text{tun}}(V_j)$ . В то же время скорость заполнения состояний зоны и уменьшения плотности объемного заряда становится максимальной в макси-

муме гауссиана, приводя к уменьшению вероятности туннелирования, что, в свою очередь, компенсирует увеличение  $\rho_{Uf}(E_t)$  на уровне  $E_t$  с ростом смещения, приводя к появлению плато на ВАХ и увеличению вклада туннельного сопротивления  $r_{tun}$  в последовательное сопротивление диода  $r_s$ .

### 3.3. Туннельная спектроскопия глубоких центров в барьере Шоттки

Из представленных на рис. 4 зависимостей дифференциальной проводимости диодов А, В, С и D от прямого смещения барьера Шоттки, видно, что у диодов наблюдается сильный разброс величины проводимости  $g_{tun}$  вблизи нулевого смещения и значительно меньший при приближении смещения к  $V_j = 1.2$  eV, причем основной рост  $g_{tun}$  происходит в двух интервалах смещений,  $V_j = 0-0.6$  eV и  $0.6-1.2$  eV. Но характер роста  $g_{tun}$  в этих интервалах у диодов А и В и у диодов С и D противоположен. Так, при малых смещениях  $V_j < 0.6$  eV туннельная проводимость  $g_{tun}$  диодов С и D намного больше, чем у диодов А и В, но при приближении смещения к  $V_j = 0.6$  eV рост  $g_{tun}$  у диодов С и D замедляется, образуя плато на кривых  $\lg g_{tun}(V_j)$ , а у диодов А и В наблюдается экспоненциальный рост  $g_{tun}$ , и вблизи  $V_j \approx 0.6$  eV  $g_{tun}$  у диодов А и D и диодов В и С становятся равными. При  $V_j > 0.6$  eV плато на кривых  $\lg g_{tun}(V_j)$  наблюдается у диодов А и В, тогда как у диодов С и D наблюдается экспоненциальный рост  $g_{tun}$ , так что при приближении к  $V_j = 1.2$  eV  $g_{tun}$



**Рис. 4.** Дифференциальная проводимость как функция прямого смещения барьера Шоттки для диодов Ni/n-GaN А, В, С и D: А (1), В (2), С (3), D (4). Маркерами отмечены смещения  $V_j$ , при которых уровень Ферми  $F$  пересекает центры, ответственные за пиковые энергии полос YL, GL, BL- и UVL-ФЛ в GaN.

у диодов А и D и диодов В и С вновь становятся почти равными.

Характер кривых  $g_{tun}(V_j)$  указывает на существенное отличие плотности глубоко локализованных состояний в примесных зонах в диодах с барьерами Шоттки на  $n$ -GaN, выращенном методом MOCVD (диоды А и В) и HVPE (диоды С и D), с низкой и высокой туннельной проводимостью при малых смещениях соответственно. Кривые  $g_{tun}(V_j)$  имеют явно выраженную структуру, которая сопоставима с основными полосами внутри-центральной фотолуминесценции и оптического поглощения в GaN по данным, опубликованным в работах [12,13,21–27].

При высоте барьера Шоттки  $V_0 = 1.2$  eV (п. 2), энергетическое расстояние между потолком валентной зоны и уровнем Ферми на интерфейсе Ni/GaN при нулевом смещении составляет примерно  $F - E_v \approx E_g - V_0 \approx 2.22$  eV (ширина запрещенной зоны GaN  $E_g = 3.42$  eV при  $T = 300$  K). Пороговый характер возрастания прямого тока вблизи нулевого смещения, в интервале  $V_j = 0-0.2$  eV, наблюдающийся в диодах Шоттки (рис. 1, кривые 1–4) и достигающий 3 порядков в диоде С (кривая 3), свидетельствует об увеличении плотности локализованных состояний на уровне  $E_t$  с ростом  $V_j$  и соответствует пороговой энергии оптического поглощения  $h\nu_{th}$  YL-центрами, ответственными за желтую (YL) ФЛ с пиковой энергией излучения  $h\nu_p = h\nu_{th} = 2.2$  eV, близкой к энергетической разности  $E_g - V_0 \approx 2.22$  eV. Это предполагает, что при нулевом смещении уровень Ферми пересекает низкоэнергетичный край гауссовой полосы YL-центров. При этом интервал смещений  $V_j = 0.2-0.6$  eV, в котором наблюдается рост  $g_{tun}(V_j)$  в диодах С и D (рис. 4, кривые 3, 4), и величина смещения  $V_j = 0.4$  eV, вблизи которого наблюдается замедление роста  $g_{tun}$ , соответствуют пороговой оптической энергии  $h\nu_{th}$  и максимуму гауссиана GL-центров, ответственных за зеленую (GL) ФЛ ( $h\nu_{th} = h\nu_p = 2.4$  eV,  $E_{0i} = 2.6$  eV). Полученные результаты указывают на преобладание дефектов, ответственных за YL- и GL-ФЛ в диодах С и D, что находится в соответствии с яркой желто-зеленой ФЛ, наблюдаемой в объемном  $n$ -GaN, выращенным методом HVPE [23,19].

Экспоненциальный рост  $g_{tun}(V_j)$  в диодах А и В (кривые 1, 2) при приближении смещения к  $V_j = 0.65$  eV и последующее уменьшение наклона кривых  $\lg g_{tun}(V_j)$  вблизи  $V_j = 0.8$  eV можно связать с увеличением туннельного потока электронов, термически возбужденных до энергии, равной максимуму гауссиана центров, ответственных за голубую (BL) ФЛ ( $h\nu_p = h\nu_{th} = 2.85$  eV,  $E_{0i} = 3.05$  eV), и последующим уменьшением туннельной проницаемости эффективного барьера в результате перезарядки. Возникновение двойного максимума туннельного тока в диодах В в интервале смещений  $V_j = 0.6-1.05$  eV (кривая 2) объясняется конкурирующим влиянием экспоненциального роста плотности состояний урбаховского хвоста  $\rho_{Uf}(E_t)$  на уровне  $E_t$  и уменьшения туннельной проницаемости и плотности

состояний на высокоэнергетичном крыле BL-гауссиана. Резкий рост  $g_{\text{tun}}(V_j)$  при смещениях  $V_j > 1.05 \text{ eV}$  соответствует пересечению уровнем  $E_i$  зоны UVL-центров, ответственных за УФ (UVL) ФЛ ( $h\nu_p = 3.25 \text{ eV}$ ). Полученные результаты предполагают преобладание в диодах А и В дефектов с энергиями локализации, соответствующими BL- и UVL-центрам, что коррелирует с пороговыми энергиями полос сильного оптического поглощения, близкими к пиковым энергиям BL- и UVL-ФЛ, характерными для легированных эпислоев  $n$ -GaN, выращенных методом MOCVD [13,24].

### 3.4. Туннелирование по локализованным состояниям в обратном направлении

Глубокие центры с энергией ионизации  $V_0 > E_i > F$  увеличивают равновесную плотность объемного заряда в ОПЗ барьера Шоттки, способствуя концентрации электрического поля вблизи контакта Шоттки. При обратном смещении ширина ОПЗ увеличивается в результате экранирования поля внешней разности потенциалов. Из ОПЗ электрическим полем вытягиваются свободные электроны, а также электроны, термически возбужденные в зону проводимости из глубоких центров, в результате чего суммарный объемный заряд ионизированных мелких доноров и глубоких центров увеличивается (рис. 3, *d*). По мере возрастания объемного заряда с ростом обратного смещения напряженность поля в приконтактном слое возрастает, что приводит к увеличению его туннельной проницаемости и соответственно, к росту туннельного обратного тока.

При расширении ОПЗ с ростом обратного смещения до координаты  $x$ , при которой высокоэнергетичный край ионизированных состояний гауссовой зоны  $\rho_{Gi}(E)$  опускается по шкале энергии до уровня Ферми в нейтральной области и пересекает его при смещении  $V = V_i$ , плотность объемного заряда в ОПЗ  $N^+(x)$  резко уменьшается на величину  $qN_{Gi}^+$  (3). Так как в приконтактном слое  $F_b = (qN^+(V + V_0/q)/\epsilon\epsilon_0)^{1/2}$ , при  $V > V_i$  напряженность поля вблизи контакта Шоттки растет с ростом смещения медленней, чем при  $V < V_i$ . По мере увеличения обратного смещения и последовательного уменьшения вклада глубоких гауссовых зон в суммарную плотность объемного заряда  $qN^+(x)$  рост напряженности поля в приконтактном слое с ростом смещения замедляется, а изменения напряженности поля при напряжениях  $V_i$  становятся более слабыми из-за уменьшения относительного вклада менее глубоких гауссовых зон в полный объемный заряд. В результате с увеличением обратного смещения кривые  $\lg j(V)$  становятся более пологими и плавными вплоть до предпробойных обратных смещений.

## Заключение

Ступенчатый вид ВАХ  $\lg j(V)$  при прямом смещении барьеров Шоттки Ni/ $n$ -GaN обусловлен утоньшением

барьера вблизи контакта Шоттки за счет объемного заряда глубоких локализованных состояний дефектов в запрещенной зоне GaN, ионизированных в поле контактной разности потенциалов и увеличивающих встроенное электрическое поле у контакта. Объемный заряд глубоких центров стимулирует туннелирование электронов через барьер по локализованным состояниям дефектов и снижает эффективную высоту барьера  $E_{\text{eff}}$  до энергии максимума гауссиана примесной зоны на интерфейсе Шоттки  $E_{0i}(x = 0) = E_{\text{eff}}$ . При прямом смещении основной туннельный ток создается электронами, термически активированными до энергии в максимуме гауссиана, и характеризуется фактором идеальности, близким к единице. Перезарядка состояний гауссовой зоны при повышении смещения вызывает появление плато на ВАХ. При обратном смещении увеличение объемного заряда вызывает утоньшение барьера в приконтактном слое, что стимулирует избыточный туннельный ток электронов, термически активированных до эффективной высоты барьера  $E_{\text{eff}} = E_{0i}(x = 0)$ , из металла через приконтактный слой с последующим дрейфом электронов в поле объемного заряда.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] Y. Sun, X. Kang, Y. Zheng, J. Lu, X. Tian, K. Wei, H. Wu, W. Wang, X. Liu, G. Zhang. *Electronics*, **8**, 575 (2019). DOI: 10.3390/electronics8050575
- [2] R. Chu. *Appl. Phys. Lett.*, **116**, 090502 (2020). DOI: 10.1063/1.5133718
- [3] R.C. Sharma, R. Nandal, N. Tanwar, R. Yadav, J. Bhardwaj, A. Verma. *J. Physics: Conf. Ser.*, **2426**, 012008 (2023). DOI: 10.1088/1742-6596/2426/1/012008
- [4] H. Morkoç. *Handbook of Nitride Semiconductors and Devices* (Weinheim: WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2008), v. 2, p. 24.
- [5] D. Yan, J. Jiao, J. Ren, G. Yang, X. Gu. *J. Appl. Phys.*, **114**, 144511 (2013). DOI: 10.1063/1.4824296
- [6] Y. Wang, H. Xu, S. Alur, Y. Sharma, F. Tong, P. Gartland, T. Issacs-Smith, C. Ahyi, J. Williams, M. Park, G. Wheeler, M. Johnson, A.A. Allerman, A. Hanser, T. Paskova, E.A. Preble, K.R. Evans. *Phys. Stat. Sol. (c)*, **8** (7–8), 2430 (2011). DOI: 10.1002/pssc.201001158
- [7] H. Hasegawa, M. Akazawa. *J. Korean Phys. Soc.*, **55**, 1167 (2009).
- [8] P. Reddy, S. Washiyama, F. Kaess, M.H. Breckenridge, L.H. Hernandez-Balderrama, B.B. Haidet, D. Alden, A. Franke, B. Sarkar, E. Kohn, R. Collazo, Z. Sitar. *J. Appl. Phys.*, **119**, 145702 (2016). DOI: 10.1063/1.4945775
- [9] S.Y. Karpov, D.A. Zakheim, W.V. Lundin, A.V. Sakharov, E.E. Zavarin, P.N. Brunkov, E.Y. Lundina, A.F. Tsatsulnikov. *Semicond. Sci. Technol.*, **33**, 025009 (2018). DOI: /10.1088/1361-6641/aaa603

- [10] E.V. Kalinina, N.I. Kuznetsov, V.A. Dmitriev, K.G. Irvine, C.H. Carter. *J. Electron. Mat.*, **25** (5), 831 (1996). DOI: 10.1007/BF02666644
- [11] A. Kumar, M. Latzel, S. Christiansen, V. Kumar, R. Singh. *Appl. Phys. Lett.*, **107**, 093502 (2015). DOI: 10.1063/1.4929829
- [12] C.H. Qiu, C. Hoggatt, W. Melton, M.W. Leksono, J.I. Pankove. *Appl. Phys. Lett.*, **66** (20), 2712 (1995). DOI: 10.1063/1.113497
- [13] O. Ambacher, W. Reiger, P. Ansmann, H. Angerer, T.D. Moustakas, M. Stutzmann. *Sol. St. Commun.*, **97** (5), 365 (1996). DOI: 10.1016/0038-1098(95)00658-3
- [14] P. Perlin, M. Osinski, P.G. Eliseev, V.A. Smagley, J. Mu, M. Banas, P. Sartori. *Appl. Phys. Lett.*, **69** (12), 1680 (1996).
- [15] J.R. Lang, N.G. Young, R.M. Farrell, Y.R. Wu, J.S. Speck. *Appl. Phys. Lett.*, **101**, 181105 (2012).
- [16] H. Zhang, E.J. Miller, E.T. Yu. *J. Appl. Phys.*, **99**, 023703 (2006).
- [17] X.M. Shen, D.G. Zhao, Z.S. Liu, Z.F. Hu, H. Yang, J.W. Liang. *Sol. St. Electron.*, **49**, 847 (2005). DOI: 10.1016/j.sse.2005.02.003
- [18] R.X. Wang, S.J. Xu, S.L. Shi, C.D. Belling, S. Fung, D.G. Zhao, H. Yang, X.M. Tao. *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 143505 (2006).
- [19] V. Voronenkov, N. Bochkareva, R. Gorbunov, P. Latyshev, Y. Lelikov, Y. Rebane, A. Tsyuk, A. Zubrilov, Y. Shreter. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **52**, 08JE14 (2013). DOI: 10.7567/JJAP.52.08JE14
- [20] Л. Эсаки. В сб.: *Туннельные явления в твердых телах*, под ред. В.И. Переля (Мир, М. 1973), с. 51. [Пер. с англ.: *Tunneling Phenomena in Solids*, ed. E. Burstein, S. Lundqvist (Plenum Press, NY., 1969)]
- [21] S. Nakamura, G. Fasol. *The Blue Laser Diode: GaN Based Light Emitters and Lasers* (Springer, Berlin, NY., 1998), 343 p.
- [22] S.F. Chichibu, A. Uedono, K. Kojima, H. Ikeda, K. Fujito, S. Takashima, M. Edo, K. Ueno, S. Ishibashi. *J. Appl. Phys.*, **123**, 161413 (2018). DOI: 10.1063/1.5030645
- [23] M.A. Reshchikov. *Appl. Phys.*, **129**, 121101 (2021). DOI: 10.1063/5.0041608
- [24] S.F. Chichibu, Y. Kawakami, T. Sota. in *Introduction to Nitride Semiconductor Blue Lasers and Light Emitting Diodes*, ed. by. S. Nakamura, S.F. Chichibu (Taylor & Francis, L., NY., 2000), ch. 5.
- [25] Н.И. Бочкарева, И.А. Шеремет, Ю.Г. Шретер. *ФТП*, **50** (10), 1387 (2016). DOI: 10.1134/S1063782616100109 [N.I. Bochkareva, I.A. Sheremet, Yu.G. Shreter. *Semiconductors*, **50** (10), 1369 (2016).
- [26] Н.И. Бочкарева, Ю.Г. Шретер. *ФТП*, **64** (3), 371 (2022). DOI: 10.21883/FTT.2022.03.52099.241 [N.I. Bochkareva, Y.G. Shreter. *Physics Solid State*, **64** (3), 371 (2022). DOI: 10.21883/PSS.2022.03.53193.241]
- [27] N.I. Bochkareva, A.M. Ivanov, A.V. Klochkov, Y.G. Shreter. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **1697**, 012203 (2020). DOI: 10.1088/1742-6596/1697/1/012203
- [28] P.B. Klein, S.C. Binari. *J. Phys.: Condens. Matter*, **15**, R1641 (2003). DOI: 10.1088/0953-8984/15/44/R01
- [29] R.J. Molnar, T. Lei, T.D. Moustakas. *Appl. Phys. Lett.*, **62** (1), 72 (1993).
- [30] D. Monroe. *Phys. Rev. Lett.*, **54** (2), 146 (1985). DOI: 10.1103/PhysRevLett.54.146
- [31] M. Nichus, R. Schwarz. *Phys. Stat. Sol. (c)*, **3** (6), 1637 (2006). DOI: 10.1002/pssc.200565463
- [32] A.G. Chynoweth, W.L. Feldmann, R.A. Logan. *Phys. Rev.*, **121** (3), 684 (1961).
- [33] Л.В. Келдыш. *ЖЭТФ*, **33** (4), 994 (1957); **34** (4), 962 (1958).
- [34] N. Moulin, M. Amara, F. Mandorio, M. Limiti. *J. Appl. Phys.*, **126**, 033105 (2019). DOI: 10.1063/1.5104314