

Влияние конструктивно-технологических факторов на электрические характеристики диодов Шоттки Au/Ti-*n*-GaAs

© Д.Н. Захаров[¶], В.М. Калыгина, А.В. Нетудыхатко*, А.В. Панин^{†¶}

Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова при Томском государственном университете, 634050 Томск, Россия

* Научно-исследовательский институт полупроводниковых приборов, 634050 Томск, Россия

† Институт физики прочности и материаловедения Сибирского отделения Российской академии наук, 634021 Томск, Россия

(Получена 10 октября 2005 г. Принята к печати 8 ноября 2005 г.)

Исследованы электрические свойства диодов Шоттки Au/Ti-*n*-GaAs в зависимости от технологии получения. Прямые и обратные вольт-амперные характеристики диодов в слабых электрических полях анализируются на основе механизма термоэлектронной эмиссии через барьер металл-полупроводник. Предполагается, что рост обратных токов в интервале 20–60 В можно объяснить эффектом Пула-Френкеля. При напряжениях выше 60 В избыточные обратные токи обусловлены туннелированием, облегченным фононами, через глубокие состояния в области обеднения полупроводника.

PACS: 73.30+у, 85.30.De, 85.30.Ni

1. Введение

Нелинейные свойства вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик диодов с барьером Шоттки (ДБШ) на основе контактов металл-*n*-GaAs используются при разработке детекторов, смесителей, умножителей частоты и т.д. СВЧ диапазона. Одним из требований, предъявляемых к ДБШ, используемым в качестве варикапов, являются низкие обратные токи вплоть до напряжений $|U| \gtrsim 200$ В.

В связи с этим представляет интерес выявление механизмов, определяющих величину обратного тока (I_{rev}) диодов.

2. Методика изготовления образцов

Диоды получали на эпитаксиальных слоях *n*-GaAs с концентрацией доноров $N_D = (5 \cdot 10^{14} - 10^{15}) \text{ см}^{-3}$, выращенных на высоколегированных подложках ($N_D \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Эпитаксиальные слои, легированные серой или теллуром, получали методом газовой фазной эпитаксии. В табл. 1 они обозначены соответственно как структуры I или структуры II. Толщина буферного слоя с концентрацией донорной примеси $(1-5) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ составляла 3–5 мкм. Толщина рабочего слоя изменялась в интервале 10–14 мкм.

Диоды изготавливали по двум технологическим маршрутам: ТМ № 1 и ТМ № 2. Согласно технологическому маршруту ТМ № 1, ДБШ получали на эпитаксиальных слоях, на поверхности которых методом пиролиза предварительно наносили защитный слой диэлектрика SiO₂ толщиной $d = 0.5$ мкм. Затем высоколегированную часть подложки ($N_D \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$)

стравливали до толщины 220–250 мкм, и на этой поверхности электрохимическим осаждением слоя Au:Ge толщиной 0.2 мкм создавали омический контакт к диоду.

Для формирования барьерного электрода по всей поверхности рабочего слоя *n*-GaAs удаляли SiO₂. При $T = 300^\circ\text{C}$ проводили последовательно термическое напыление пленок Ti и Au толщиной 0.2 мкм каждая с последующей фотолитографией для получения диодов в форме квадратов со стороной 750, 800 и 860 мкм (табл. 1). Изготовление ДБШ заканчивалось гравировкой Au и Ti на глубину 0.2 мкм и вытравливанием меза-структуры глубиной 2–4 мкм. Для защиты меза-структуры использовали химический окисел полупроводника с последующим его отжигом в азоте при температуре $T = 300^\circ\text{C}$ в течение 10 мин.

Согласно технологическому маршруту ТМ № 2, сразу после стандартной химической очистки поверхности полупроводника создавали барьерный контакт. Для этого термическим испарением в вакууме на поверхность эпитаксиального слоя GaAs напыляли Ti толщиной 0.2 мкм и Au толщиной 0.2 мкм при $T = 300^\circ\text{C}$. Далее подложку стравливали до 220–250 мкм и электрохимическим методом на поверхность *n*⁺-GaAs осаждали Au:Ge.

После создания омического контакта на лицевой стороне подложки методом фотолитографии формировали барьерные электроды. Все последующие операции проводили аналогично ТМ № 1.

Таким образом, различия в технологических маршрутах заключались в наличии (ТМ № 1) либо отсутствии (ТМ № 2) на поверхности рабочего слоя *n*-GaAs защитного диэлектрика SiO₂ и последовательности изготовления омического и барьерного контактов.

[¶] E-mail: vmk@elefot.tsu.ru

^{¶¶} E-mail: pav@ispms.tsu.ru

Таблица 1.

№ блока	Технологический маршрут	Параметры эпитаксиального слоя	S_C , мкм ²	№ образца	Φ_b , эВ	Коэффициент идеальности b	$ U_{cr} $, В	C , пФ
1	ТМ № 1	Структура II $N_D = 8.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $d = 13.9 \text{ мкм}$	750×750	XIII/1	0.80	1.162 ± 0.003	150	9.7
				XIII/7	0.83	1.124 ± 0.003	170	13.1
				XV/1	0.81	1.108 ± 0.001	170	9.8
				XV/5	0.81	1.187 ± 0.004	165	10.6
				XV/7	0.83	1.109 ± 0.003	170	13.1
				XVI/6	0.80	1.363 ± 0.023	160	14.7
				XVI/9	0.83	1.124 ± 0.002	170	10.8
2	ТМ № 1	Структура I $N_D = 7.0 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $d = 10.8 \text{ мкм}$	860×860	III/3	0.84	1.240 ± 0.064	220	15.4
				III/4	0.86	1.036 ± 0.023	220	15.9
				VII/2	0.84	1.422 ± 0.297	185	17.9
3	ТМ № 1	Структура II $N_D = 9.8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $d = 10.2 \text{ мкм}$	750×750	V/2	0.76	1.028 ± 0.003	170	22.3
				VI/2	0.77	1.048 ± 0.015	170	24.2
4	ТМ № 2	Структура I $N_D = 7.0 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $d = 10.8 \text{ мкм}$	860×860	VI/4	0.98	1.091 ± 0.001	375	6.0
				IV/2	0.83	1.156 ± 0.008	310	9.7
				III/5	0.87	1.250 ± 0.001	340	8.2
				IV/5	0.96	1.127 ± 0.002	290	6.5
5	ТМ № 2	Структура I $N_D = 7.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $d = 10.8 \text{ мкм}$	750×750	I/3	0.87	1.035 ± 0.001	275	11.3
				II/1	0.87	1.033 ± 0.001	235	10.4
				X/1	0.87	1.035 ± 0.001	240	12.2
6	ТМ № 2	Структура I $N_D = 1.1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $d = 13.0 \text{ мкм}$	800×800	III/1	0.82	1.011 ± 0.001	220	22.3
				IV/3	0.82	1.010 ± 0.001	200	22.5
				II/5	0.82	1.010 ± 0.001	220	22.7

Примечание. N_D — концентрация доноров, d — толщина эпитаксиального слоя, S_C — площадь диода, Φ_b — высота барьера, $|U_{cr}|$ — обратное напряжение, соответствующее току $I_{rev} = 5 \text{ мкА}$.

3. Методика эксперимента

Прямые и обратные темновые вольт-амперные характеристики (ВАХ) диодов измеряли по стандартной методике. Измерение вольт-фарадных характеристик (ВФХ) проводили на частоте 1 МГц с помощью измерителя Е7-12. Микрофотографии рельефа поверхностей эпитаксиальных слоев GaAs до нанесения барьерного электрода либо защитного диэлектрика выполнены с помощью атомного силового микроскопа (АСМ).

4. Результаты эксперимента

В табл. 1 приведены наиболее характерные значения некоторых параметров диодов, полученных на различных подложках GaAs. Из обратных вольт-фарадных характеристик находили зависимости распределения мелкой донорной примеси N_D по толщине рабочего слоя. Усредненные по толщине эпитаксиального слоя значения N_D даны в табл. 1. Из прямых ВАХ по обычной методике [1] определяли коэффициент идеальности b и высоту потенциального барьера Φ_b .

В образцах, изготовленных из структур I с диэлектриком (ТМ № 1), высота барьера Φ_b изменялась в пределах 0.80–0.86 эВ; коэффициент идеальности

$b = 1.036$ – 1.422 ; напряжение, соответствующее обратному току 5 мкА (обозначим его как критическое), $|U_{cr}| = 150$ – 220 В , и емкость диодов при обратном смещении -5 В составляла 9.7–17.9 пФ (табл. 1). При использовании этого же технологического маршрута диоды, изготовленные из эпитаксиальных структур второго типа (структуры II, см. табл. 1), имели меньшие значения $\Phi_b = 0.76$ – 0.77 эВ и коэффициента идеальности $b = 1.028$ – 1.048 ; напряжение, соответствующее обратному току 5 мкА, составляло 170 В.

Диоды, изготовленные без предварительно нанесенного диэлектрика (ТМ № 2), имели следующие параметры: высота потенциального барьера Φ_b изменялась в пределах 0.82–0.98 эВ; коэффициент идеальности $b = 1.010$ – 1.250 ; критическое напряжение $|U_{cr}| = 200$ – 375 В , и емкость диодов при обратном смещении -5 В составляла 6.0–22.7 пФ (табл. 1).

Анализ данных, представленных в табл. 1, показал, что чем меньше площадь барьерного электрода, тем уже диапазон изменений параметров диодов.

Независимо от вида технологического маршрута и типа легирующей примеси в эпитаксиальном слое напряжение пробоя диодов незначительно превосходило $|U_{cr}|$ и оказалось существенно ниже ожидаемых значений с учетом концентраций N_D [2].

Таблица 2.

№ образца	$C_F, \text{В}^{-1/4}$	$\Delta E_{\text{дп}}, \text{эВ}$	$E_c - F, \text{эВ}$	$\tau_{n0}, \text{с}$	$\tau_2, \text{с}$
V/2	1.021	0.58 ± 0.01	0.13	$4.24 \cdot 10^{-8}$	$1.2 \cdot 10^{-13}$
VI/2	1.085	0.67 ± 0.01	0.13	$2.45 \cdot 10^{-9}$	$9.9 \cdot 10^{-14}$
XVI/6	1.173	0.77 ± 0.01	0.14	$3.00 \cdot 10^{-11}$	$8.9 \cdot 10^{-14}$
XV/7	1.085	0.65 ± 0.01	0.13	$2.52 \cdot 10^{-9}$	$1.1 \cdot 10^{-13}$
III/5	0.990	0.62 ± 0.01	0.16	$1.86 \cdot 10^{-10}$	$1.1 \cdot 10^{-13}$
IV/5	0.948	0.56 ± 0.01	0.16	$7.70 \cdot 10^{-9}$	$6.4 \cdot 10^{-14}$
III/1	1.060	0.89 ± 0.01	0.15	$5.16 \cdot 10^{-13}$	$1.2 \cdot 10^{-13}$
IV/5	1.085	0.94 ± 0.01	0.15	$1.65 \cdot 10^{-13}$	$1.1 \cdot 10^{-13}$

5. Обсуждение результатов

Рост обратного тока в интервале 20–60 В объясняется в рамках эффекта Пула–Френкеля [1]:

$$I_{\text{P-F}} = \frac{2en_1d_0}{C_F^2\tau_{n0}} [(C_F U^{1/4} - 1) \exp(C_F U^{1/4})], \quad (1)$$

где n_1 — концентрация равновесных носителей заряда для случая, когда уровень Ферми совпадает с глубоким центром:

$$n_1 = N_c \exp[-(E_c - E_{\text{дп}})/kT]; \quad (2)$$

N_c — плотность состояний в зоне проводимости; E_c и $E_{\text{дп}}$ — энергии, соответствующие дну зоны проводимости и положению глубокого центра в запрещенной зоне полупроводника; τ_{n0} — время жизни

электронов в полупроводнике, когда рекомбинационные центры полностью заняты дырками; $C_{\text{дп}}$ — постоянная Пула–Френкеля

$$C_F = \frac{1}{kT} \sqrt{\frac{2e^3}{\pi \epsilon \epsilon_0 d_0}}, \quad (3)$$

$$d_0 = \sqrt{\frac{2\epsilon \epsilon_0}{eN_D}}, \quad (4)$$

$\epsilon \epsilon_0$ — диэлектрическая проницаемость полупроводника.¹

Для учета влияния предэкспоненциального множителя на полевую зависимость $I_{\text{P-F}}$ от U представим выражение (1) как

$$\frac{I_{\text{P-F}}}{C_F U^{1/4} - 1} = A(T) \exp(C_F U^{1/4}), \quad (5)$$

где

$$A(T) = \frac{2en_1d_0}{C_F^2\tau_{n0}}. \quad (6)$$

Учитывая (2), (5), можно записать:

$$\begin{aligned} \ln A(T) &= \ln \left(\frac{2ed_0n_c}{C_F^2\tau_{n0}} \right) - \frac{E_c - E_{\text{дп}}}{kT} \\ &= \ln \left(\frac{I_{\text{P-F}}}{C_F U^{1/4} - 1} \right) - C_F U^{1/4}. \end{aligned} \quad (7)$$

На рис. 1 экспериментальные данные представлены в соответствии с соотношением (7). Линейные участки зависимостей, представленных на этом рисунке, позволяют найти значения A и энергетический зазор $\Delta E_{\text{дп}} = (E_c - E_{\text{дп}})$ (табл. 2). В этой же таблице приведены значения C_F , а также значения, соответствующие положению уровня Ферми F , рассчитанные с использованием соотношения

$$E_c - F = kT \ln \frac{N_c}{N_D}. \quad (8)$$

Из сопоставлений энергетических зазоров $(E_c - E_{\text{дп}})$ и $(E_c - F)$ следует, что в слабых электрических полях

¹ В соотношении (1) и далее под величинами U и I понимаются абсолютные значения обратного напряжения $|U|$ и обратного тока $|I| \equiv I_{\text{rev}}$.

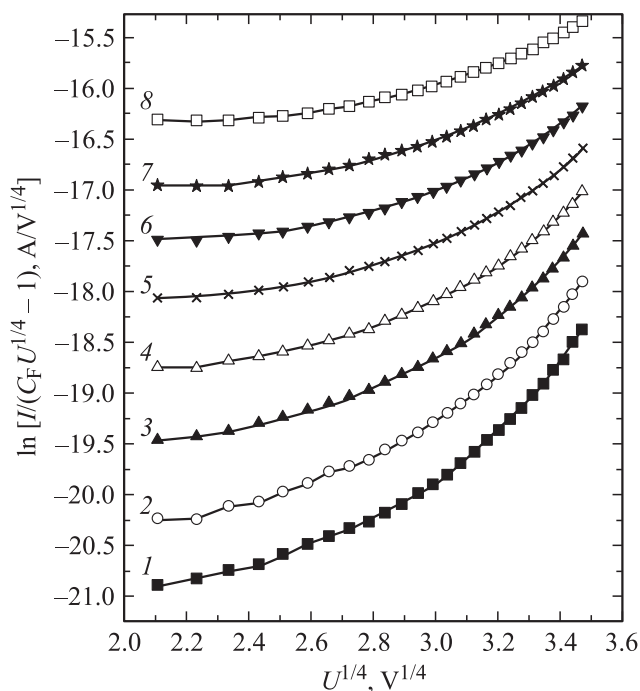


Рис. 1. Зависимости обратных вольт-амперных характеристик в соответствии с соотношением (7), измеренные при температуре $T, \text{К}$: 1 — 296, 2 — 303, 3 — 313, 4 — 323, 5 — 333, 6 — 343, 7 — 353, 8 — 363.

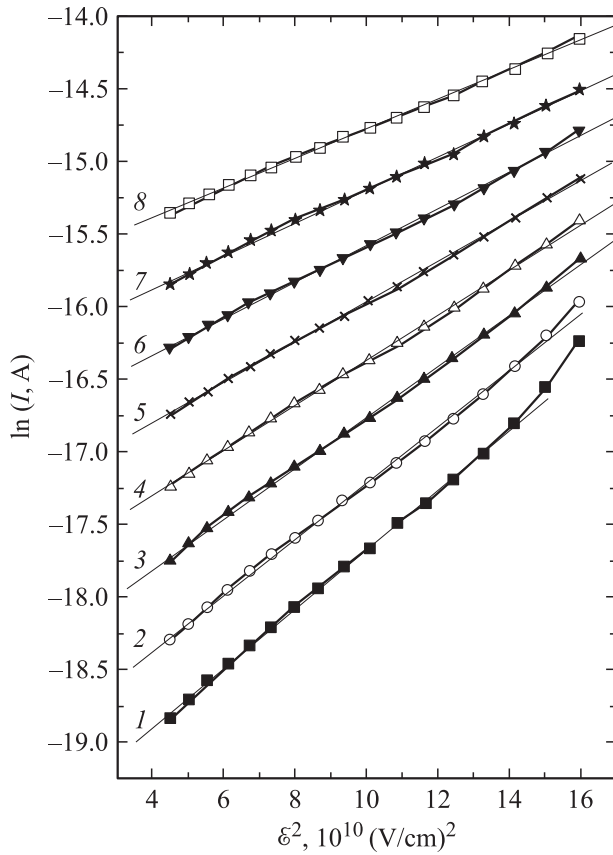


Рис. 2. Обратные вольт-амперные характеристики диодов $I = f(E^2)$ при температуре T , К: 1 — 296, 2 — 303, 3 — 313, 4 — 323, 5 — 333, 6 — 343, 7 — 353, 8 — 363.

уровень Ферми лежит выше $E_{\text{дп}}$ и, следовательно, этот уровень занят электронами. В сильных электрических полях облегчается термогенерация электронов с глубоких центров, что объясняет рост обратного тока с повышением напряжения на диоде.

Используя экспериментальные значения A , $\Delta E_{\text{дп}}$ и соотношение (7), оценили величину

$$\tau_{n0} = \frac{1}{N_{\text{т}} c_n v_t},$$

где c_n — поперечное сечение захвата электрона, v_t — тепловая скорость электронов. В табл. 2 приведены значения τ_{n0} при $T = 300$ К. Для диодов, изготовленных на эпитаксиальных структурах П, время жизни $\tau_{n0} = 10^{-8} - 10^{-11}$ с, а для образцов, полученных на структурах I, $\tau_{n0} = 10^{-9} - 10^{-13}$ с.

При напряжениях на диодах выше 60 В обратный ток возрастает сильнее, чем $I_{\text{р-ф}} \propto \exp(C_{\text{ф}} U^{1/4})$. Предполагается, что рост тока в данном диапазоне напряжений обусловлен туннелированием электронов с участием фононов [3–7]. Экспериментальные данные в интервале обратного напряжения от 60 В до $U_{\text{ср}}$, согласно работе [7], можно представить как

$$I_{\text{т}} \propto \exp(E^2/E_0^2), \quad (9)$$

где

$$(E_0)^{-2} = \frac{\tau_2^3 e^2}{3m_n^* \hbar}, \quad (10)$$

$$\tau_2 = \frac{\hbar}{2kT} - \frac{\hbar}{2\hbar\omega} \ln \left(\frac{S\hbar\omega}{\Delta E_{\text{дп}}} \right), \quad (11)$$

$\hbar\omega$ — энергия фонона, S — некоторая константа, $\Delta E_{\text{дп}}$ — энергия активации глубоких центров.

Максимальная напряженность электрического поля \mathcal{E} рассчитывалась по формуле [1]

$$\mathcal{E}(0) = \sqrt{\frac{2en_0(U_{\text{ср}} + U)}{\epsilon\epsilon_0}}. \quad (12)$$

Из значений тангенса угла наклона прямых на рис. 2 в соответствии с формулами (9), (10) определено время туннелирования τ_2 в зависимости от температуры (рис. 3, кривая 1).

На рис. 3 сравниваются температурные зависимости для τ_2 и $\hbar/2kT$. Наклон кривой 1 на рис. 3 значительно больше, чем для $\hbar/2kT$. Расхождение теоретических и экспериментальных кривых объясняется вкладом токов, обусловленных эффектом Пула–Френкеля, в экспериментальные значения обратного тока при больших смещениях на диоде, т. е.

$$I_{\text{rev}} = I_{\text{т}} + I_{\text{р-ф}}, \quad (13)$$

где $I_{\text{т}}$ — составляющая плотности обратного тока, обусловленная туннелированием электронов с участием

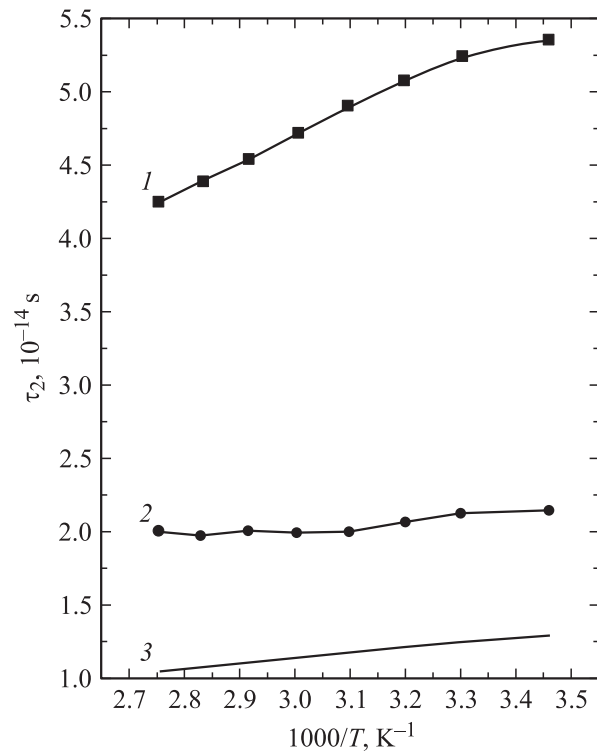


Рис. 3. Время туннелирования в зависимости от температуры: 1 — без учета эффекта Пула–Френкеля, 2 — с учетом эффекта Пула–Френкеля, 3 — $\hbar/2kT$.

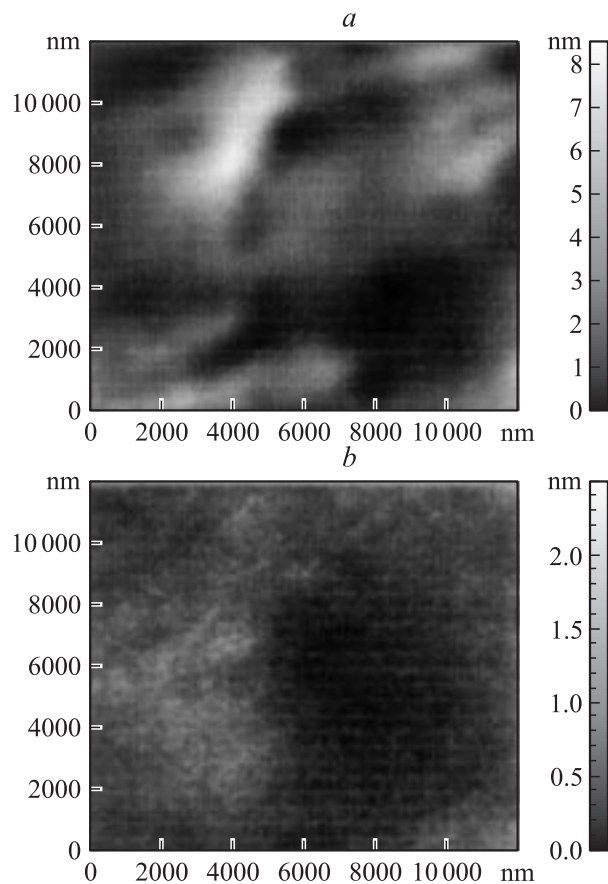


Рис. 4. Микрофотографии поверхности эпитаксиальных структур I (a) и II (b). Справа приведена шкала для количественной оценки неоднородности рельефа поверхности.

фононов. Для учета вклада I_{P-F} в обратный ток при высоких напряжениях из полного измеренного тока I_{rev} вычитали значения, которые получали экстраполяцией зависимости

$$\ln \left[\frac{I_{P-F}}{(C_F U^{1/4} - 1)} \right] = f(U^{1/4})$$

в область больших смещений. На рис. 3 кривая 2 соответствует температурной зависимости t_2 , полученной с учетом вклада токов I_{P-F} . Наклон этой прямой достаточно близок к ожидаемому из теоретических расчетов [4] (рис. 3, прямая 3).

Аналогичные данные получены для других исследованных образцов. Подводя итог, приходим к выводу, что параметры исследованных диодов зависят от технологического маршрута и качества эпитаксиальных слоев n -GaAs. Диоды, изготовленные на подложках без предварительного нанесения диэлектрика, имели меньший коэффициент идеальности и критическое напряжение выше 200 В (табл. 1, блоки измерений 4–6).

Из сравнения данных табл. 1 (блоки 1 и 3) следует, что диоды, изготовленные на эпитаксиальных структурах II, при прочих равных условиях имеют меньшую высоту барьера, меньший коэффициент идеальности, кроме

того, времена жизни в этих диодах на порядок выше, чем в случае диодов, полученных на эпитаксиальных структурах I (табл. 2). При одинаковых условиях изготовления (площадь барьерного электрода, концентрация мелких доноров, тип технологического маршрута и т.д.) диоды, полученные на эпитаксиальных структурах II, имели меньший разброс параметров по подложке.

Из микрофотографий эпитаксиальных слоев GaAs (рис. 4) видно, что рельеф поверхности структуры II (рис. 4, b) выражен существенно меньше, чем для структуры I (рис. 4, a). Возможно, это один из факторов, которые определяют несколько лучшие параметры ДБШ, полученных на данных эпитаксиальных слоях. Ранее проведенными исследованиями установлена связь между рельефом поверхности и плотностью поверхностных состояний N_{ts} , которая определяет коэффициент идеальности b . Сглаживание шероховатости поверхности на контакте GaAs–диэлектрик за счет введения подслоев серы и селена приводило к снижению N_{st} примерно на порядок [8]. В работе [9] для снижения обратных токов диодов Шоттки Au/Ti–GaAs предложено проводить химическую нитридизацию поверхности арсенида галлия перед нанесением барьерного контакта. Показано, что после такой обработки сглаживается микрорельеф поверхности, а образовавшаяся нитридная пленка термоустойчива.

Для снижения обратных токов необходимо уменьшать концентрацию глубоких центров. Природа глубоких уровней, с которых осуществляется термогенерация, облегченная сильным электрическим полем, неизвестна. Экспериментальные результаты, полученные в данной работе, не позволяют сделать однозначный вывод о причине их появления. Значения $\Delta E_{dp} = E_c - E_{dp}$, приведенные в табл. 2, дают возможность предположить, что глубокие центры могут быть обусловлены существованием $EL2$ -центров, которые энергетически расположены примерно в середине запрещенной зоны.

6. Заключение

Исследованы вольт-амперные и вольт-фарадные характеристики контактов Au/Ti– n -GaAs, изготовленных по двум технологическим маршрутам (ТМ № 1 и ТМ № 2). Из полученных результатов можно сделать следующие выводы.

1. Прямые ветви вольт-амперных характеристик в области малых смещений хорошо описываются в рамках диодной теории для реальных контактов металл–полупроводник. Коэффициент идеальности составляет $b = 1.01–1.42$. Высота потенциального барьера лежит в интервале 0.76–0.87 эВ.

2. Рост обратного тока с повышением напряжения объясняется эффектами Пула–Френкеля при $20 \lesssim U \lesssim 60$ В, а также туннелированием электронов, облегченным фононами, в области более высоких напряжений.

3. Для получения диодов с меньшим разбросом значений высоты потенциальных барьеров Φ_b и коэффициента идеальности b , а также с более высокими значениями обратного напряжения U_{cr} , соответствующего току -5 мкА, целесообразно использовать эпитаксиальные структуры без предварительно нанесенного диэлектрика (маршрут ТМ № 2).

Авторы выражают благодарность О.Ю. Малаховскому за предоставленные образцы и полезное обсуждение результатов эксперимента.

Список литературы

- [1] В.И. Гаман. *Физика полупроводниковых приборов* (Томск, НЛТ, 2000) гл. 1.
- [2] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984) т. 1, с. 109.
- [3] R. Brazis, P. Pipinys, A. Rimeika, L. Gegznaite. *Sol. St. Commun.*, **55** (1), 25 (1985).
- [4] В. Карпус, В.И. Перель. *ЖЭТФ*, **91**, 6 (12), 2319 (1986).
- [5] П.А. Пипинис, А.К. Римейка, В.А. Лапейка, А.В. Пипинене. *ФТП*, **32**, 882 (1998).
- [6] С.Д. Ганичев, И.Н. Ясевич, В. Преттл. *ФТТ*, **39** (11), 1905 (1997).
- [7] С.В. Булярский, А.В. Жуков. *ФТП*, **35** (5), 560 (2001).
- [8] А.В. Панин, А.Р. Шугуров, В.М. Калыгина. *ФТП*, **36** (1), 78 (2001).
- [9] Т.В. Львова, В.Л. Берковиц, М.С. Дунаевский. *ФТП*, **37** (8), 955 (2003).

Редактор Т.А. Полянская

Influence of design and technology factors on electrical characteristics of Au/Ti-*n*-GaAs Schottky diodes

D.N. Zacharov, V.M. Kalygina, A.V. Netudychatko*, A.V. Panin⁺

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

* Institute of Semiconductor Devices,
634050 Tomsk, Russia

⁺ Institute of Strength Physics and Materials Science,
Siberian Branch of Russian Academy of Science,
634021 Tomsk, Russia

Abstract The electrical properties of Au/Ti-*n*-GaAs Schottky diodes are investigated depending on technology of production. In weak fields the forward and reverse voltage-current characteristics of diodes are analyzed on base of mechanism of thermal emission of electrons over metal-semiconductor barrier. It is assumed that increasing of reverse currents at 20–60 V interval can be explained as Poole-Frenkel effect. At voltages above 60 V, the excess reverse currents are defined by phonon-assisted tunneling of electrons through deep states in the depletion region of semiconductor.