

Природа прямых и обратных токов насыщения в контактах металл—полупроводник с барьером Шоттки

© Н.А. Торхов[¶]

ОАО „Научно-исследовательский институт полупроводниковых приборов“,
634050 Томск, Россия

(Получена 20 октября 2009 г. Принята к печати 27 октября 2009 г.)

Сильная зависимость токов насыщения прямых и обратных вольт-амперных характеристик высокобарьерных (> 0.6 В) контактов металл—полупроводник с барьером Шоттки от их диаметра D определяется встроенным и сонаправленным с собственным электрическим полем контакта дополнительным электрическим полем, которое образуется под влиянием периферии контакта. Это поле препятствует движению электронов через контакт при подаче на него прямого смещения. Увеличение диаметра контактов от 5 до 700 мкм приводит к уменьшению различия прямых и обратных токов насыщения с пяти порядков практически до нуля. Увеличение диаметра контакта, таким образом, приводит к уменьшению влияния периферии и уменьшению абсолютного значения встроенного электрического поля. Уменьшение высоты барьера (≤ 0.6 В для $D = 5$ мкм) также приводит практически к полному совпадению прямых и обратных токов насыщения. На обратных ветвях вольт-амперных характеристик влияние встроенного поля проявляется в значительном уменьшении эффективной высоты потенциального барьера вследствие уменьшения его ширины вблизи вершины и значительного увеличения полевой эмиссии электронов через барьер при более низких значениях энергии. На прямых ветвях это проявляется практически в полном отсутствии прямых токов при малых смещениях.

1. Введение

Современные высокобарьерные (> 0.6 В [1]) СВЧ диоды с барьером Шоттки (БШ) миллиметрового диапазона не могут работать при небольших (< 0.3 В) прямых смещениях. Диапазон прямых смещений, в котором такие диоды Шоттки эффективно работают, обычно превышает 0.4 В, что соответствует прямым токам $> 10^{-7}$ А. Такие режимы работы барьера Шоттки накладывают ограничения на чувствительность СВЧ-диодов, а также полностью исключают возможность детектирования сигнала без приложения внешнего смещения. Эти проблемы в настоящее время решаются за счет использования барьеров Шоттки с низкими (~ 0.3 эВ) эффективными барьерами (низкобарьерные диоды), когда линейность вольт-амперной характеристики (ВАХ) в полулогарифмическом масштабе наблюдается в диапазоне прямых и обратных смещений, практически начинающемся от нуля [2–4]. Такие диоды на основе контактов металл/GaAs более сложны в изготовлении, имеют значительно меньший участок линейности прямой ветви ВАХ в полулогарифмическом масштабе, а эффективное понижение высоты барьера за счет использования тонких сильно легированных слоев в приповерхностной области сопровождается увеличением значений показателя идеальности n более чем в 1.5 раза [4,5].

Подобное поведение ВАХ высокобарьерных диодов миллиметрового диапазона в области малых прямых смещений (< 0.3 В) может быть связано с влиянием периферийной области контакта. В ряде работ было показано, что периферия контакта металл—полупроводник даже на микроуровне оказывает значительное влияние

на его электрофизические [6,7] и приборные характеристики [8]. В [8] было показано, что встроенное электрическое поле, распространяющееся далеко за периметр контакта, способно оказывать значительное влияние на однородность контакта и на его статические приборные характеристики: показатель идеальности n , эффективное (измеренное) значение высоты потенциального барьера ϕ_{bm} , значение токов насыщения I_S , последовательное сопротивление R_S и величину токов утечки. Согласно результатам [6–9], электрическое поле ореола E_l , простирающееся вокруг металлических контактов с барьером Шоттки на десятки микрометров, сформировано суперпозицией электрического поля $E(\text{grad } \varphi)$, образованного градиентом потенциала между областью контакта и свободной поверхностью полупроводника, и противоположно направленным ему нескомпенсированным полем E^* электрического пространственного заряда по периферии контакта. Электрическое поле $E(\text{grad } \varphi)$ направлено к контакту и экранирует металлический контакт от электронов остального (за областью пространственного заряда (ОПЗ)) объема полупроводника, а нескомпенсированное электрическое поле периферии контакта E^* направлено от контакта и поэтому затягивает внешние, за пределами ОПЗ, электроны, что уменьшает градиент потенциала в области ореола и увеличивает ее протяженность l . В результате было показано, что, кроме электрического поля E_{sc} между ОПЗ и слоем Томаса—Ферми металлического контакта в системе металл—полупроводник, существует дополнительное сонаправленное и соизмеримое с ним по абсолютной величине встроенное электрическое поле E_l , обусловленное влиянием периферии контакта.

В связи с этим в настоящей работе методом Кельвина атомно-силовой микроскопии (АСМ) путем измерения

[¶] E-mail: trkf@mail.ru

контактной разности потенциалов участков поверхности эпитаксиального n -GaAs, содержащих металлические контакты Шоттки, проведено исследование влияния электрического поля периферии этих контактов на поведение прямых и обратных вольт-амперных характеристик в зависимости от диаметра контактов D .

2. Методика проведения эксперимента

В работе исследовались мезаконтакты металл–полупроводник с барьером Шоттки Au/ n -GaAs : Sn диаметрами 5–500 мкм с открытой (незащищенной) мезой. Эпитаксиальные слои n -GaAs : Sn (100) толщиной 0.6 мкм с концентрацией доноров $N_d = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ выращивались на высоколегированной подложке GaAs (100) ($2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) методом МОС-гидридной эпитаксии (газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений).

Технологический маршрут изготовления контактов Au/ n -GaAs с БШ включал: 1) предварительную химическую очистку путем последовательных обработок в моноэтанолаmine ($\text{C}_2\text{H}_7\text{ON}$), диметилформамиде ($\text{C}_3\text{H}_7\text{ON}$) и изопропиловом спирте ($\text{C}_3\text{H}_7\text{OH}$); 2) удаление собственных окислов в растворе $\text{NH}_4\text{OH} : \text{H}_2\text{O} = 1 : 5$ в течение 30 с с последующей промывкой в деионизированной воде (декапировка); 3) формирование на поверхности эпитаксиального слоя n -GaAs диэлектрической пленки диоксида кремния SiO_2 толщиной 0.5 мкм пиролитическим окислением моносилана (SiH_4) кислородом при температуре 360°C ; 4) формирование омического контакта со стороны n^+ -слоя электрохимическим осаждением сплава AuGe (0.2 мкм) с последующим отжигом в атмосфере молекулярного водорода в течение 5 мин при температуре 420°C и последующим электрохимическим осаждением слоя золота толщиной 0.2 мкм; 5) реактивное ионное травление диэлектрической пленки SiO_2 в окнах фоторезистора диаметрами $D = 5, 15, 30, 50, 100, 200$ и 500 мкм; 6) финишную обработку (декапировку) поверхности n -GaAs в окнах SiO_2 ; 7) электрохимическое осаждение в окнах SiO_2 барьерных Au-контактов толщиной 0.2 мкм; 8) удаление фоторезиста и пленки SiO_2 вокруг контактов; 9) формирование мезаконтактов путем химического травления мезы на глубину 0.1 мкм в травителе на основе лимонной кислоты $\text{C}_6\text{H}_8\text{O}_7$ (50%-й раствор) : $\text{C}_3\text{H}_7\text{OH} : \text{H}_2\text{O}_2 = 450 : 50 : 5$ об %.

С использованием методов атомно-силовой микроскопии проводились измерения рельефа $h(x, y)$ и распределения контактной разности потенциалов (КРП) $\Delta\varphi$ участков поверхности, содержащих золотые мезаконтакты с барьером Шоттки. Двухпроходная методика АСМ-измерения пространственного и потенциального (Kelvin probe — метод Кельвина) рельефов арсенид-галлиевых и золотых поверхностей с использованием атомно-силового микроскопа „Solver-HV“ в полуконтактном режиме на воздухе при нормальных условиях

была подробно описана в работах [6,7,10,11] и аналогична методике, описанной в [12]. Для проведения АСМ-измерений использовались Si-кантилеверы марки NSG10/ W_2C , покрытые твердым токопроводящим покрытием из W_2C толщиной 30 нм, с работой выхода $q\varphi_p = 4.902 \text{ эВ}$ (q — заряд электрона) и резонансной частотой механических колебаний балки 280 кГц [13]. Используемые геометрические размеры игл (радиус острия 30–35 нм, угол конуса 21° , длина иглы 15 мкм, ширина балки 35 мкм) позволяли проводить измерения потенциала с погрешностью (так называемое „приборное“ влияние), не превышающей 25% в непосредственной близости от измеряемого объекта и 2.5% на расстоянии 2 мкм от него [6–12]. Число шагов кадровой и строчной разверток составляло 256. Согласно [6,7,14], в режиме метода Кельвина измеряется контактная разность потенциалов $\Delta\varphi_{s,m}(x, y)$ — между потенциалом острия иглы измерительного зонда (уровнем Ферми зонда) φ_p и потенциалом $\varphi_{s(m)}$ исследуемого участка полупроводниковой поверхности (уровнем Ферми поверхности; s — полупроводник, в данном случае φ_{GaAs}) или потенциалом поверхности металла (m — металл, в данном случае φ_{Au}) на расстоянии $\Delta z \approx 10 \text{ нм}$ между ними:

$$\Delta\varphi_{s(m)}(x, y) = \varphi_p - \varphi_{s(m)}(x, y). \quad (1a)$$

Отсюда легко находится работа выхода (потенциал) исследуемого участка поверхности:

$$q\varphi_{s(m)}(x, y) = q\varphi_p - q\Delta\varphi_{s(m)}(x, y). \quad (1б)$$

Измерение прямых и обратных вольт-амперных характеристик изготовленных мезаконтактов металл–полупроводник с БШ осуществлялось в автоматическом режиме с использованием механических манипуляторов. Погрешность измерения токов на уровне 10^{-10} А при смещении $U = \pm 1 \text{ В}$ не превышала 1%.

Для определения из измерений ВАХ эффективной высоты потенциального барьера φ_{bm} полученных контактов использовалось выражение [14]

$$\varphi_{bm} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{R^*T^2}{J_S}\right), \quad R^* = \frac{4\pi q m^* k^2}{h^3}, \quad (2)$$

где R^* — эффективная постоянная Ричардсона, $J_S = I_S/S$ — плотность тока насыщения, S — площадь контактного окна, I_S — ток насыщения, T — абсолютная температура, k — постоянная Больцмана, h — постоянная Планка.

Согласно [4], реальная высота барьера контакта металл–полупроводник φ_b определяется по формуле

$$\varphi_b = n\varphi_{bm}. \quad (3)$$

Значение показателя идеальности n определялось по наклону прямолинейного участка ВАХ в полулогарифмическом масштабе в интервале токов $10^{-3} - 10^{-7} \text{ А}$ как

$$n = \left[1 - \frac{d\varphi_b(U)}{dU}\right]^{-1} = \frac{q}{kT} \frac{\partial U}{\partial(\ln J)}. \quad (4)$$

Значение последовательного сопротивления контакта R_s определялось как

$$R_s = R_{sd} - R_b, \quad (5)$$

где $R_{sd} = \Delta U / \Delta I$ — последовательное сопротивление контакта при токах 10^{-4} – 10^{-1} А, а $R_b = n k T / q I$ — последовательное сопротивление барьера при тех же токах.

3. Результаты

На рис. 1, *a* представлены прямые, $I_f(U_f)$, и обратные, $I_r(U_r)$, ВАХ в полулогарифмическом масштабе Au-мезаконтактов диаметрами $D = 5$ – 500 мкм. Из приборных характеристик, приведенных на рис. 1, видно, что поведение прямых ветвей ВАХ в интервале токов 10^{-10} – 10^{-1} А в целом укладывается в рамки известных представлений: с уменьшением диаметра D контактов наблюдаются увеличение показателя идеальности n , уменьшение измеряемой эффективной высоты потенциального барьера ϕ_{bm} и увеличение последовательного сопротивления R_s . Значения обратных напряжений U_r , соответствующие обратному току $I_r = 10$ мкА, увеличиваются от ~ 12 до ~ 17 В с уменьшением диаметра мезаконтактов. Формирование мезы вокруг контактов обеспечивало уменьшение значений показателя идеальности n и практически полное отсутствие токов утечки на начальных участках прямых ВАХ при небольших прямых смещениях, < 0.35 В [8].

Значение предела локального приближения для участков 100×100 мкм рельефа поверхности n -GaAs при используемых перед нанесением барьерных Au-контактов финишных обработок составило $L = 10$ мкм [15,16]. В результате этого фрактальные свойства интерфейса полученных контактов с концентрацией N_d , отличающейся от используемой в [15] ($N_d = 3 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$), оказывали заметное влияние на поведение ВАХ только контактов диаметром 5 мкм. Для таких контактов размерность Хаусдорфа–Безиковича их интерфейсов будет значительно превышать топологическую размерность их проекций на плоскость (x, y) и будет равна фрактальной размерности $2 < D_f < 3$. В этом случае, как показано в [15–17], токи через барьер (сопротивление барьера R_b) с изменением диаметра D будут изменяться гораздо медленнее — пропорционально D^{4-D_f} . Интерфейсы контактов, диаметры которых превышали значения предела локального приближения (глобальное приближение $D > L = 10$ мкм), можно считать плоскими, с размерностью Хаусдорфа–Безиковича, равной топологической размерности плоской поверхности $D_f = 2$. В результате этого их токи (или сопротивления барьеров), как показано в [15–17], должны изменяться прямо пропорционально площади контакта, или квадрату диаметра D^2 .

Отклонения от известных представлений наблюдаются и в поведении токов насыщения обратных ветвей ВАХ I_{Sr} , а также в поведении прямых ВАХ в области

малых токов, $< 10^{-10}$ А, при малых прямых смещениях, $U_f < \Delta U_f$. Так, токи насыщения I_{Sr} обратных ВАХ очень слабо изменяются, в пределах $(2.5\text{--}4) \cdot 10^{-10}$ А при уменьшении диаметров контактов от 500 до 5 мкм, и на 1–5 порядков превышают токи насыщения I_{Sf} прямых ветвей ВАХ (рис. 1). Увеличение диаметра контакта приводит к уменьшению различия значений прямого, I_{Sf} , и обратного, I_{Sr} , токов насыщения с пяти порядков для контактов диаметром 5 мкм до одного порядка для контакта 500 мкм. Увеличение диаметра контакта до $D \gg 500$ мкм ($\phi_b = 0.65$ В и $S = 4 \cdot 10^{-3}$ см 2 [18], $D = 730$ мкм [19,20]) ведет к полному совпадению значений прямых и обратных токов насыщений: $I_{Sf} = I_{Sr}$.

Аномальное поведение прямых ветвей ВАХ для мезаконтактов с $D < 500$ мкм при прямых смещениях U_f меньше некоторого значения $\Delta U_f(D)$ проявляется практически в полном отсутствии прямых токов („мертвая“ область). На рис. 1, *a* участки прямых ветвей ВАХ, на которых отсутствуют прямые токи, показаны штриховыми линиями. Как видно из рис. 1, *a*, значение прямого смещения $U_f = \Delta U_f$, с которого начинается протекание прямого тока (начало линейного участка прямой ВАХ), зависит от диаметра контакта D и увеличивается при уменьшении диаметра контакта следующим образом: $\Delta U_f = 0.08, 0.14, 0.17, 0.21, 0.25, 0.29, 0.35$ В для $D = 500, 200, 100, 50, 30, 15$ и 5 мкм соответственно.

Как видно из рис. 1, *b* (кривая 1), несовпадение токов насыщения прямых и обратных ветвей ВАХ, I_{Sf} и I_{Sr} , промышленного диода Шоттки А-149 также превышает несколько порядков. При этом на прямой ветви ВАХ для $U_f < \Delta U_f$ также наблюдается „мертвая“ область. Описанные выше отклонения в поведении ВАХ делают невозможным использование таких диодов при небольших прямых смещениях (< 0.3 В). Для сравнения на рис. 1, *b* приведены прямые и обратные ВАХ арсенид-галлиевого диода с пониженным до ~ 0.6 эВ барьером за счет использования высоколегированного тонкого приповерхностного слоя (кривая 2). Хорошо видно, что уменьшение высоты барьера до 0.6 эВ приводит практически к полному совпадению прямых и обратных токов насыщения. При этом эффективное понижение высоты барьера, как указывалось выше, сопровождается увеличением показателя идеальности n с 1.08 до 1.25.

4. Обсуждение результатов

Анализ рис. 1, *a* показал, что аномальное поведение прямых и обратных ВАХ диодов в зависимости от диаметра контакта Шоттки подчиняется определенным закономерностям. Можно предположить, что при обратном смещении эффективная (измеряемая) высота барьера $\phi_{bm}(I_{Sr})$ значительно меньше истинной высоты барьера $\phi_b(I_{Sf})$, определяемой по токам насыщения I_{Sf} прямых ветвей ВАХ. Значения эффективных высот барьеров $\phi_{bm}(I_{Sr})$ для обратных ветвей ВАХ, рассчитанные с использованием выражения (2) исхо-

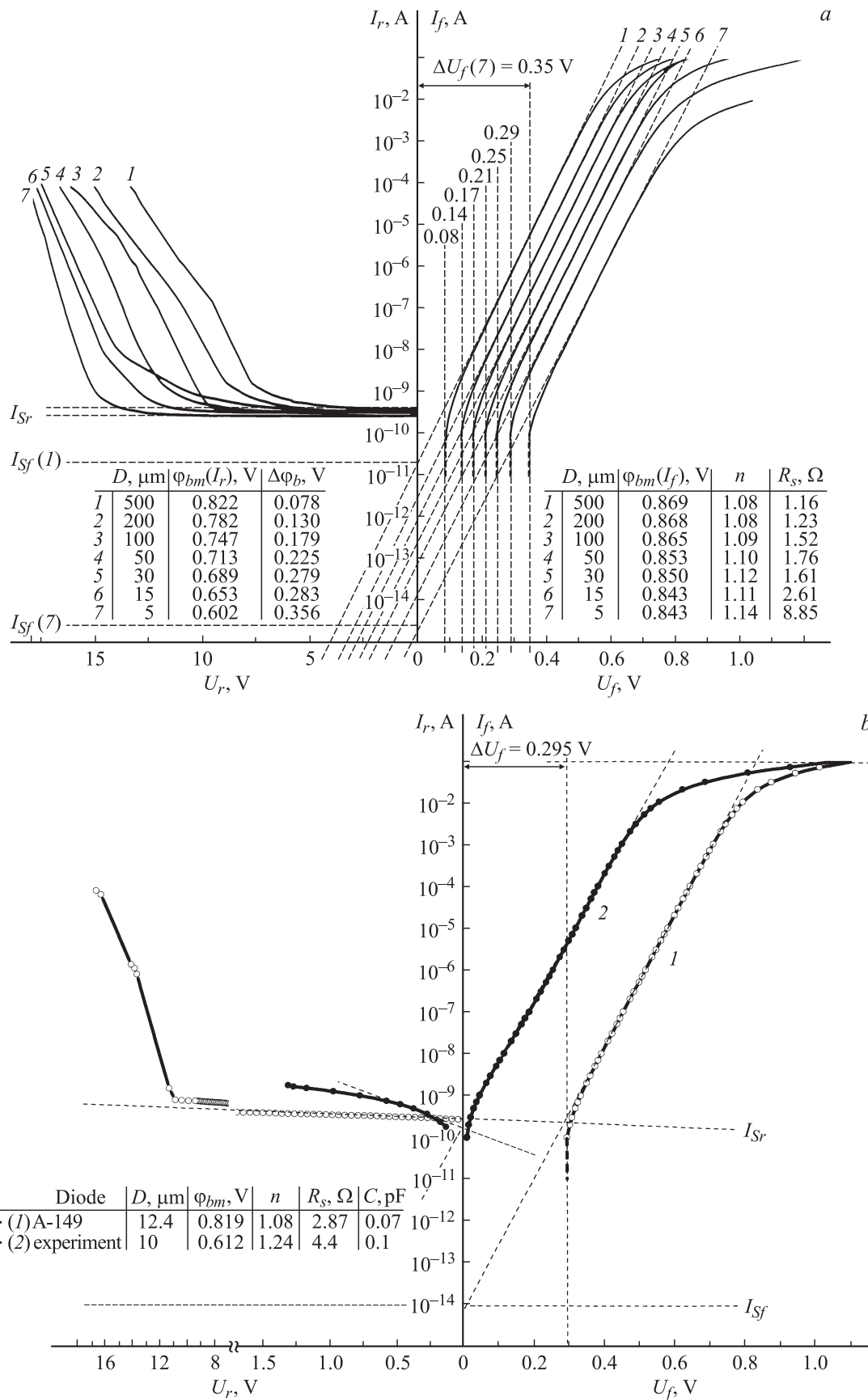


Рис. 1. Прямые, $I_f(U_f)$, и обратные, $I_r(U_r)$, ВАХ (сплошные кривые). *a* — золотые мезоконтакты диаметрами D , мкм: 1 — 500, 2 — 200, 3 — 100, 4 — 50, 5 — 30, 6 — 15 и 7 — 5. *b* — арсенид-галлиевые диоды Шоттки: 1 — промышленный диод А-149, 2 — экспериментальный низкобарьерный диод.

для из обратных токов насыщения I_{Sr} , приведены на рис. 1. Видно, что для обратных ветвей ВАХ уменьшение диаметра контактов приводит к значительному понижению эффективного значения высоты барьера $\phi_{bm}(I_{Sr})$ от 0.822 для контактов с $D = 500$ мкм до 0.602 В для контактов с $D = 5$ мкм. Там же представлены значения разностей высот барьеров, определенных по прямым и обратным токам насыщения, $\Delta\phi_b = \phi_{bm}(I_{Sr}) - \phi_b(I_{Sf}) = \phi_{bm}(I_{Sr}) - n\phi_{bm}(I_{Sf})$, т.е. величины эффективного понижения барьера. Видно, что для контактов одинаковых диаметров полученные значения $\Delta\phi_b$ практически совпадают со значениями ΔU_f ($\Delta\phi_b \approx \Delta U_f$), определяющими верхнюю границу „мертвой“ зоны на прямой ветви ВАХ. Данное обстоятельство может указывать на существование встроенного электрического поля E_l в контактах металл–полупроводник с БШ, приводящего к дополнительному падению потенциала $\Delta\phi_b \approx \Delta U_f$. Из общих физических соображений понятно, что направление этого встроенного поля E_l должно совпадать с направлением электрического поля ОПЗ E_{sc} . В этом случае включение контакта при подаче на него прямого смещения U_f произойдет только после полной компенсации внешним электрическим полем $E(U_f)$ встроенного электрического поля E_l : $E(U_f) = E_l$. При обратном смещении U_r происходит усиление электрического поля в приконтактной области, так как в этом случае внешнее электрическое поле $E(U_r)$ сонаправлено со встроенным электрическим полем E_l . Усиление электрического поля приводит к утончению барьера в области его вершины, что сопровождается значительным возрастанием термополевой составляющей обратного тока и эффективным понижением барьера. Таким образом, сильная взаимозависимость $\phi_{bm}(I_{Sr})$ и $\Delta\phi_b$ от диаметра контакта D указывает на связь $\Delta\phi_b$ и, следовательно, $\phi_{bm}(I_{Sr})$ с периферийной областью контакта, электростатическая природа которой была подробно описана в [6]. Рассмотрим в связи с этим реальные потенциалы исследуемых участков поверхностей, содержащих мезаконтакты диаметрами $D = 5$ –500 мкм.

На рис. 2 представлены АСМ-изображения рельефа (а) и соответствующего ему распределения КРП $\Delta\phi(x, y)$ (b) содержащего золотой мезаконтакт диаметром $D = 5$ мкм участка поверхности эпитаксиального n -GaAs, и профили поперечных сечений (c). Развитая форма рельефов поверхностей арсенида галлия и золотого мезаконтакта аналогична описанным в [6,7,11] рельефам поверхностей эпитаксиального n -GaAs и золотого контакта. Напомним, что поверхности n -GaAs и золотого контакта имеют фрактальную геометрию. Золотой контакт образован зернами округлой формы размером 100–200 нм, а величина неровностей рельефа не превышает 20–30 нм. При этом на поверхности n -GaAs присутствуют отдельные образованные оксидами мышьяка и галлия выступы высотой до 100 нм.

Распределение КРП $\Delta\phi(x, y)$, содержащего золотой мезаконтакт участка поверхности эпитаксиального n -GaAs, имеет меньшие значения в области контакта

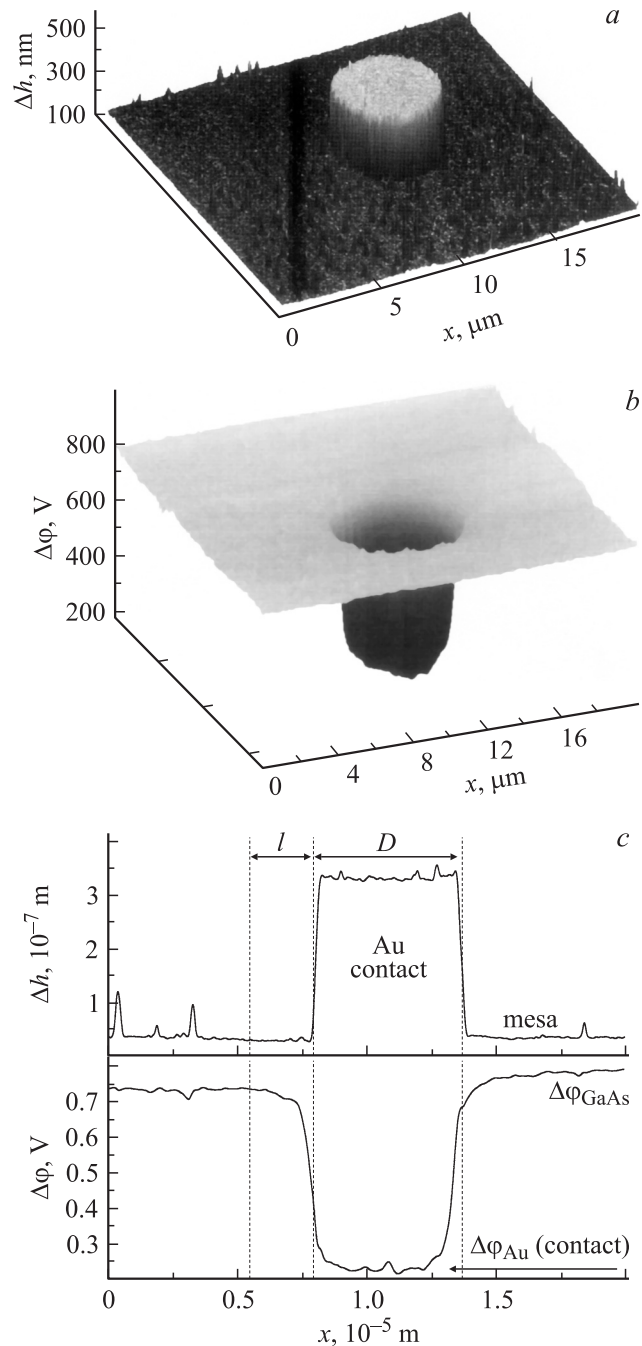


Рис. 2. АСМ-изображения рельефа (а) и соответствующего ему распределения КРП $\Delta\phi(x, y)$ (b) содержащего золотой мезаконтакт диаметром $D = 5$ мкм участка 20×20 мкм поверхности эпитаксиального n -GaAs. c — профили поперечных сечений рельефа $\Delta h(x)$ и КРП $\Delta\phi(x)$.

и аналогично распределению $\Delta\phi(x, y)$, описанному в работах [6,7]. В данном случае на общем фоне понижения КРП ореол вокруг контакта при наличии мезы выражен менее отчетливо — его протяженность l не превышает 5 мкм (рис. 2, c). Среднее значение КРП в области мезаконтакта приблизительно на 0.525 В ниже КРП свободной поверхности n -GaAs и составля-

ет $\Delta\varphi_{\text{Au}}(\text{contact}) = 0.225 \text{ В}$, что, согласно (1б), соответствует работе выхода $q\varphi_{\text{Au}}(\text{contact}) = 4.695 \text{ эВ}$. Данное значение $q\varphi_{\text{Au}}(\text{contact})$ меньше значения работы выхода сплошной пленки золота $q\varphi_{\text{Au}}(\text{film}) = 5.12 \text{ эВ}$ на 0.425 эВ . Согласно результатам работы [6], уменьшение работы выхода электронов золотого мезоконтакта вызвано дополнительным падением потенциала $\varphi^* = 0.425 \text{ В}$, обусловленным дополнительным потоком вектора смещения электрического поля E_l по периферии мезоконтакта. Электрическое поле E_l образовано суперпозицией электрического поля E^* , поток вектора смещения которого через боковую поверхность ОПЗ за периферию контакта дополняет поток вектора смещения электрического поля между барьерным контактом (слоем Томаса–Ферми) и ОПЗ, и электрического поля $E(\text{grad}\varphi)$, возникающего вследствие разности потенциалов $\Delta\varphi$ между свободной и содержащей золотой мезоконтакт участками поверхности [8] (рис. 2, c):

$$E_l = E(\text{grad}\varphi) - E^*, \quad (6)$$

$$\Delta\varphi = \varphi_{\text{Au}}(\text{contact}) - \varphi_{\text{GaAs}} = \Delta\varphi_{\text{GaAs}} - \Delta\varphi_{\text{Au}}(\text{contact}). \quad (7)$$

Реальное значение поверхностного потенциала металлического (Au) контакта с учетом дополнительного падения потенциала φ^* будет равно

$$\varphi_{\text{Au}}(\text{contact}) = \varphi_{\text{Au}}(\text{film}) - \varphi^*, \quad (8)$$

где $\varphi^* = \varphi^*(E_l(D))$.

На рис. 3 приведены АСМ-изображения рельефа (a), распределения КРП $\Delta\varphi(x, y)$ (b) содержащего золотой мезоконтакт диаметром $D = 500 \text{ мкм}$ участка поверхности эпитаксиального *n*-GaAs со своими профилями поперечных сечений (c). Ореол в данном случае выражен гораздо отчетливей (так как поток E^* значительно больше) и простирается вокруг мезоконтакта на $l \approx 39 \text{ мкм}$ (рис. 3, c). Хорошо видно, что среднее значение КРП золотого мезоконтакта диаметром $D = 500 \text{ мкм}$ $\Delta\varphi_{\text{Au}}(\text{contact}) = -0.1 \text{ В}$, что, согласно (1а), дает значение работы выхода $\sim 5 \text{ эВ}$, которое уже достаточно близко к значению работы выхода электронов сплошной золотой пленки. Значение дополнительного падения потенциала составило $\varphi^* = 0.12 \text{ В}$. КРП участков поверхностей, содержащих золотые мезоконтакты диаметрами 200, 100, 50, 30 и 15 мкм, здесь не приведены. Средние значения КРП $\Delta\varphi_{\text{Au}}(\text{contact})$ и дополнительных падений потенциалов φ^* соответственно равны: $\Delta\varphi_{\text{Au}}(\text{contact}) = -0.03 \text{ В}$, $\varphi^* = 0.17 \text{ В}$ для $D = 200 \text{ мкм}$; $\Delta\varphi_{\text{Au}}(\text{contact}) = -0.01 \text{ В}$, $\varphi^* = 0.19 \text{ В}$ для $D = 100 \text{ мкм}$; $\Delta\varphi_{\text{Au}}(\text{contact}) = 0.01 \text{ В}$, $\varphi^* = 0.21 \text{ В}$ для $D = 50 \text{ мкм}$; $\Delta\varphi_{\text{Au}}(\text{contact}) = 0.07 \text{ В}$, $\varphi^* = 0.27 \text{ В}$ для $D = 30 \text{ мкм}$; $\Delta\varphi_{\text{Au}}(\text{contact}) = 0.13 \text{ В}$, $\varphi^* = 0.33 \text{ В}$ для $D = 15 \text{ мкм}$. Хорошо видно, что

$$\Delta U_f \approx \Delta\varphi_b \approx \varphi^*. \quad (9)$$

В случае, если бы встроенного электрического поля E_l не существовало, поверхностный потенциал мезоконтакта выглядел бы так, как показано на рис. 4, а

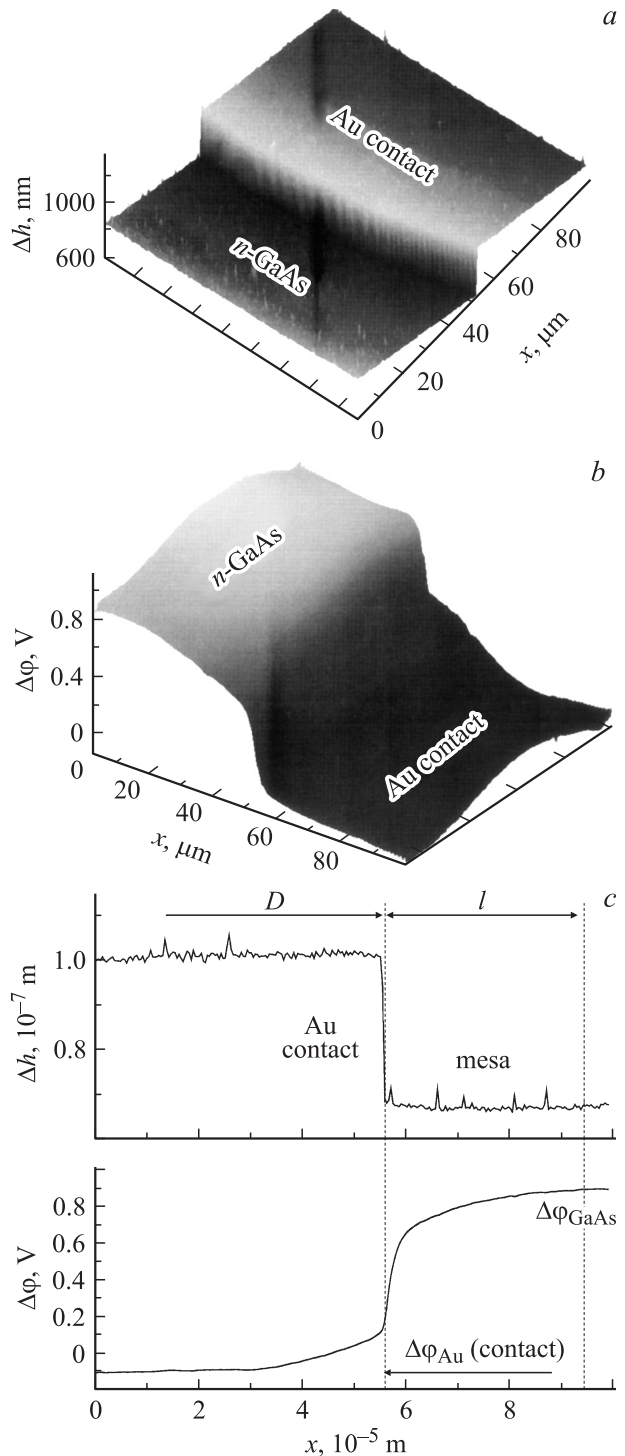


Рис. 3. АСМ-изображения рельефа (a) и соответствующего ему распределения КРП $\Delta\varphi(x, y)$ (b) участка $100 \times 100 \text{ мкм}$ поверхности эпитаксиального *n*-GaAs, содержащего часть золотого мезоконтакта диаметром $D = 500 \text{ мкм}$. c — профили поперечных сечений рельефа $\Delta h(x)$ и КРП $\Delta\varphi(x)$.

толстой штриховой линией, и скачком изменялся бы от $\varphi_{\text{Au}}(\text{film})$ до φ_{GaAs} . Наличие поля E_l приводит к размытию потенциала вокруг мезоконтакта и уменьшению значения $\varphi_{\text{Au}}(\text{contact})$. Увеличение диаметра мезо-

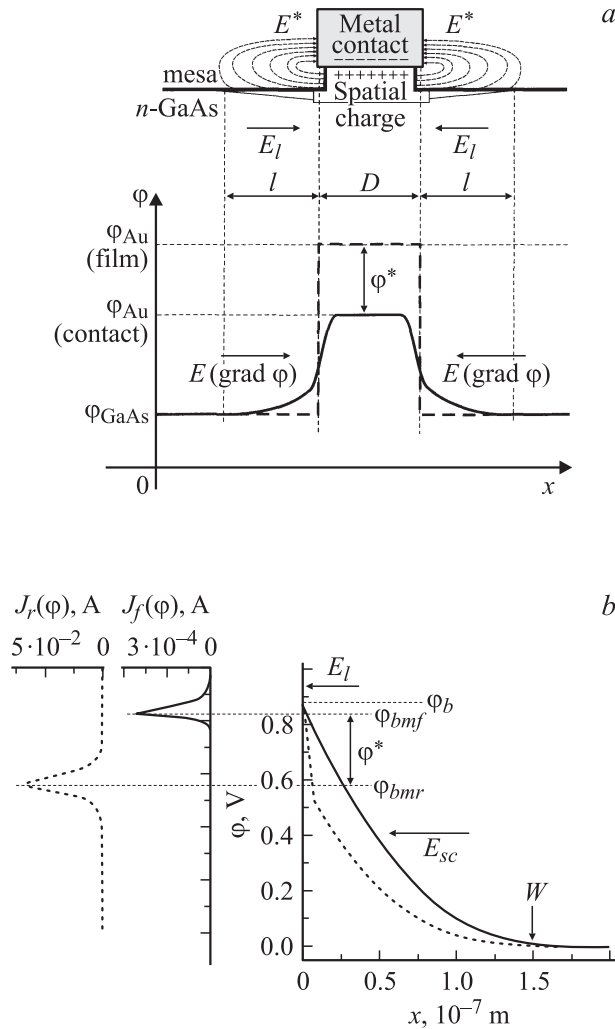


Рис. 4. *a* — схема распределения электрического поля $E(x, z)$ и поверхностного потенциала $\varphi(x)$ участка содержащей мезоконтакт поверхности n -GaAs. *b* — расчет потенциального барьера Шоттки $\varphi(x)$ системы Au/ n -GaAs без встроенного поля (сплошная кривая) и со встроенным электрическим полем E_l (пунктирная кривая); расчет плотностей прямого тока $J_f(\varphi)$ при прямом смещении $U_f = +0.1$ В без встроенного поля (сплошная кривая) и обратного тока $J_r(\varphi)$ при обратном смещении $U_f = -1$ В со встроенным полем (пунктирная кривая).

контакта приводит к уменьшению влияния периферии, заключающемуся в увеличении полного потока вектора смещения нескомпенсированного электрического поля E^* через боковую площадь ОПЗ, что приводит, согласно (6), к уменьшению E_l и соответственно к уменьшению φ^* . В результате, как показано в [6,7], значение потенциала поверхности золотого контакта при увеличении его диаметра приближается к значению потенциала поверхности сплошной пленки золота и в пределе, при $D \rightarrow \infty$, сравнивается с ним. Это хорошо видно из сравнения прямых и обратных ВАХ диодов с контактом Шоттки разного диаметра D (рис. 1). Так, увеличение

диаметра контакта приводит к уменьшению потенциала φ^* и соответственно встроенного электрического поля E_l (рис. 2 и 3). При этом величина падения потенциала, на которую понижается эффективная высота барьера Шоттки, уменьшается: $\Delta\varphi_b = 0.356, 0.283, 0.279, 0.225, 0.179, 0.130$ и 0.078 В для $D = 5, 15, 30, 50, 100, 200$ и 500 мкм. Хорошо видно, что значения $\Delta\varphi_b$ очень близки к соответствующим значениям $\varphi^* = 0.35, 0.29, 0.25, 0.21, 0.17, 0.14, 0.08$ В, что подтверждает справедливость равенства (9).

Влияние φ^* на прямые и обратные ВАХ показано на рис. 4, *b*. При малом смещении, когда $U_f < \Delta U_f$, встроенное электрическое поле E_l препятствует движению электронов и ток в прямом направлении, несмотря на возможность термополевой эмиссии через БШ, отсутствует. При $U \geq \Delta U_f$ внешнее электрическое поле $E(U_f)$ компенсирует встроенное электрическое поле E_l и через барьер начинает протекать ток в прямом направлении. В этом случае барьер контакта имеет классическую форму, определяемую стационарным решением уравнения Пуассона с граничным условием $\varphi(0) = \varphi_b$ (рис. 4, *b*, сплошная линия). Максимум плотности прямого тока $J_f(\varphi)$ (рис. 4, *b*) в этом случае приходится практически на вершину потенциального барьера, и поэтому его эффективная высота φ_{bmf} практически совпадает с истинной. В этом случае форма потенциального барьера приобретает обычный классический вид с током насыщения I_{Sf} , соответствующим истинной высоте потенциального барьера $\varphi_b(I_{Sf})$.

При обратном смещении встроенное электрическое поле E_l способствует движению электронов в обратном направлении, от катода к аноду. Совпадение по направлению встроенного, E_l , и собственного, E_{sc} , электрических полей ОПЗ контакта обеспечивает повышенную напряженность электрического поля и значительное уточнение потенциального барьера вблизи его вершины при любых значениях обратного смещения. В этом случае максимум плотности обратного тока $J_r(\varphi)$ (рис. 4, *b*) за счет полевой эмиссии смещается в область меньших значений энергии, что на обратной ветви ВАХ проявляется как эффективное понижение высоты потенциального барьера (φ_{bmr}) на величину дополнительного падения потенциала φ^* , соответствующего встроенному полю E_l . В результате обратная ветвь ВАХ будет иметь меньшее эффективное значение высоты барьера φ_{bm} и соответственно больший ток насыщения I_{Sr} .

Исходя из вышеизложенного и результатов [6–8] можно понять, почему для контактов с малой эффективной высотой барьера совпадение прямых и обратных токов насыщения наблюдается для меньших значений диаметров контактов D . Формирование высоколегированного тонкого приповерхностного слоя приводит к естественному уточнению барьера вблизи вершины и увеличению термополевой составляющей компоненты прямого тока. В результате совпадение эффективных высот барьера при прямых и обратных смещениях достигается при гораздо меньших диаметрах контактов.

5. Заключение

Обнаружена сильная зависимость токов насыщения прямых и обратных ВАХ высокobarьерных контактов металл–полупроводник с барьером Шоттки от размеров контактов — с уменьшением диаметра контакта различие значений прямых и обратных токов насыщения увеличивается и для золотых контактов диаметром $D = 5$ мкм может достигать пяти порядков. Для золотых контактов диаметром $D = 500$ мкм это различие незначительно превышает один порядок и практически исчезает для контактов диаметром $D \geq 700$ мкм [19,20]. Такое поведение прямых и обратных ВАХ диодов Шоттки можно объяснить, если учесть обнаруженное в работе при использовании метода Кельвина атомно-силовой микроскопии встроенное в контакт электрическое поле, которое образуется под влиянием периферии контакта. Увеличение диаметра контакта, таким образом, приводит к уменьшению влияния его периферии и к уменьшению абсолютного значения встроенного электрического поля. Показано, что встроенное электрическое поле сонаправлено с электрическим полем пространственного заряда в области контакта и препятствует движению электронов через контакт при подаче прямого смещения. На прямых ветвях ВАХ контактов металл–полупроводник с барьером Шоттки это проявляется практически в полном отсутствии токов вплоть до прямых смещений 0.35 В (для $D = 5$ мкм), что делает невозможным использование таких контактов при небольших (< 0.35 В) прямых смещениях. При прямых смещениях $U_f > 0.35$ В встроенное электрическое поле компенсируется электрическим полем прямого смещения и прямая ВАХ принимает обычный вид. В обратных ветвях ВАХ влияние поля проявляется в значительном уменьшении эффективной высоты потенциального барьера вследствие уменьшения его ширины вблизи вершины за счет усиления электрического поля и значительного увеличения полевой эмиссии электронов через барьер при более низких значениях энергии.

Список литературы

- [1] W.O. Barnard, G. Myburg, F.D. Auret, S.A. Goodman, W.E. Meyer. *J. Electron. Mater.*, **25** (11), 1695 (1996).
- [2] S.J. Eglash, M. Newman, S. Pan, W.E. Spicer, D.M. Collins, M.P. Zurakowski. *IEEE IEDM*, **83**, 119 (1983).
- [3] S.J. Eglash, M. Newman, S. Pan, D. Mo, K. Shenal, W.E. Spicer, F.A. Ponce, D.M. Collins. *J. Appl. Phys.*, **81** (11), 5158 (1987).
- [4] В.И. Шашкин, А.В. Мурель, В.М. Данильцев, О.И. Хрыкин. *ФТП*, **36** (5), 537 (2002).
- [5] В.Г. Божков, С.Е. Зайцев. *Изв. вузов. Радиофизика*, **47** (9), 769 (2004).
- [6] Н.А. Торхов. Деп. в ВИНТИ № 334-D2008 от 18.04.2008.
- [7] Н.А. Торхов, В.Г. Божков, И.В. Ивонин, В.А. Новиков. *Поверхность*, № 11, 1 (2009).
- [8] Н.А. Торхов. *ФТП*, **44** (5), 615 (2009).
- [9] Р.К. Мамедов. *Контакты металл–полупроводник с электрическим полем пятен* (Баку, БГУ, 2003).
- [10] H.O. Jacobs, P. Leuchtman, O.J. Homan, A. Stemmer. *J. Appl. Phys.*, **84** (3), 1168 (1998).
- [11] В.Г. Божков, Н.А. Торхов, И.В. Ивонин, В.А. Новиков. *ФТП*, **42** (5), 546 (2008).
- [12] А.В. Анкудинов, В.П. Евтихийев, К.С. Ладутенко, А.Н. Титков, R. Laiho. *ФТП*, **40** (8), 1009 (2006).
- [13] Н.М. Коровкина. Автореф. канд. дис. (СПб. гос. электротехнический ун-т „ЛЭТИ“, 2006).
- [14] В.Л. Миронов. *Основы сканирующей зондовой микроскопии* (Н. Новгород, Ин-т физики микроструктур РАН, 2004).
- [15] Н.А. Торхов. *Поверхность*, № 1, 1 (2010).
- [16] Н.А. Торхов, В.Г. Божков, И.В. Ивонин, В.А. Новиков. *ФТП*, **43** (1), 38 (2009).
- [17] Н.А. Торхов. *Тр 19 Межд. Крымской конф. „СВЧ техника и телекоммуникационные технологии“*, „КрыМико-2009“ (Украина, Севастополь, 2009) с. 544.
- [18] R.T. Tung. *Phys. Rev. B*, **45** (23), 13 509 (1992).
- [19] G. Myburg, F.D. Auret. *Appl. Phys. Lett.*, **60** (5), 604 (1992).
- [20] M. Biber, O. Gullu, S. Forment, R.L. Van Meirhaeghe, A. Turut. *Semicond. Sci. Technol.*, **21**, 1 (2006).

Редактор Л.В. Шаронова

Nature of direct and reverse saturation currents in metal–semiconductor contacts with Schottky barriers

N.A. Torkhov

Scientific-Research Institute
of Semiconductor Devices,
634050 Tomsk, Russia

Abstract Strong dependence of saturation current of direct and reverse current–voltage characteristics of the high-barrier (> 0.6 V) metal–semiconductor Schottky barrier contacts on their diameters D is defined by a built-in additional electric field which is formed under influence of the contact periphery and is codirected with the own electric field. At direct bias this field prevents electron motion through contact. The ratio of direct and reverse saturation currents of the $5 \mu\text{m}$ diameter contact is five orders. If the contact diameter increases to $700 \mu\text{m}$ the difference decreases to zero practically. Increase of the contact diameter reduces the influence of periphery and reduces the built-in electric field absolute value. Decrease of the barrier height (≤ 0.6 eV for $D = 5 \mu\text{m}$) also brings about practically full coincidence of the direct and the reverse saturation currents. At reverse bias the influence of the built-in field reveals itself in significant effective decrease of the potential barrier height owing to barrier narrowing near its peak and in significant increase of field electron emission through barrier at lower energies. At small direct bias the influence of the built-in field reveals itself practically in complete absence of the current.