

УДК 621.382

**ДВУХБАРЬЕРНЫЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ
ДИОДОВ ШОТТКИ****Р.К.МАМЕДОВ, А.Р.АСЛАНОВА**
Бакинский Государственный Университет
rasimaz50@yahoo.com

Реальные ДШ с дополнительным электрическим полем (ДЭП) описываются двухбарьерной энергетической структурой контакта с двумя высотами потенциальных барьеров на периферийной и внутренней частей контактной поверхности. Прямые ветви ВАХ прямоугольных Au-nGaAs ДШ смешаются в сторону возрастания напряжения, равного на величину напряжения ДЭП и состоят из токов, протекающих через всю площадь общего контакта. Начальный участок прямой ветви ВАХ и обратная ветвь в целом прямоугольных ДШ состоят в основном из обратных токов насыщения, протекающих через периферийную часть контакта. Разность высот потенциальных барьеров периферийной и внутренней частей контакта ДШ составляет около 200 эВ.

Ключевые слова: контакт металл-полупроводник, контакт Шоттки, результирующее электрическое поле, дополнительное электрическое поле, диоды Шоттки.

Характерная особенность реальных контактов Шоттки (КШ) заключается в возникновении дополнительного электрического поля (ДЭП) за счет разности потенциалов между контактной поверхностью и к ней примыкающими свободными поверхностями металла и полупроводника, охватывающего краевую часть контакта и проникающего в периферийную приконтактную область полупроводника [1,2]. Электрические параметры ДЭП и его особенности распределения вокруг КШ с различной геометрической конфигурацией и ограниченной контактной поверхностью были непосредственно измерены методами сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ) [3-7]. Получено, что между энергетическими параметрами ДЭП и природой контактирующих материалов, формами и геометрическими размерами металлических контактов существуют определенные корреляции.

Как показано в [6], ДЭП, возникающее вокруг контакта металла золота (Au) на поверхности nGaAs полупроводника оказывает заметное влияние на поверхностный потенциал (работы выхода) свободных поверхностей металла и полупроводника. Работа выхода сплошной пленки

золота и пластинки nGaAs полупроводника составляют около 4,28 и 5, 22 эВ, соответственно. Под действием ДЭП работа выхода золота на центральной области поверхности Au – nGaAs ДШ с диаметрами 500 и 5 мкм уменьшается на около 0.12 и 0,56 эВ, соответственно. В тоже время, под действием ДЭП работа выхода в центральной области золота на поверхности Au – nGaAs ДШ с прямоугольной формой и шириной 190 мкм уменьшается на величину около 0.18 эВ и это уменьшение для контакта с шириной 2 мкм становится около 0,6 эВ. Получено, что ширина контактной поверхности ДШ является существенно влияющим фактором на характер распределения ДЭП. АСМ измерения ДЭП на контактной поверхности Au-nGaAs ДШ с одинаковой длиной периферии (600 мкм) и прямоугольной формой различной шириной b (мкм) контактной поверхности представлены на рис.1. Там показаны двухмерные $\varphi(x, y)$ (a и c) и одномерные $\varphi(x)$ (b и d) распределения электростатических потенциалов (работ выхода $q\varphi$) поверхности (сплошные кривые 1) и электростатических полей $E_L(x)$ (пунктирные кривые 2) прямоугольных контактов (40×260) мкм² и (2×298) мкм², соответственно. Пленки золота Au толщиной 0.5 мкм осаждены электрохимическим методом на поверхность эпитаксиального слоя nGaAs с концентрацией $6.4 \cdot 10^{14}$ см⁻³ и толщиной 1 мкм.

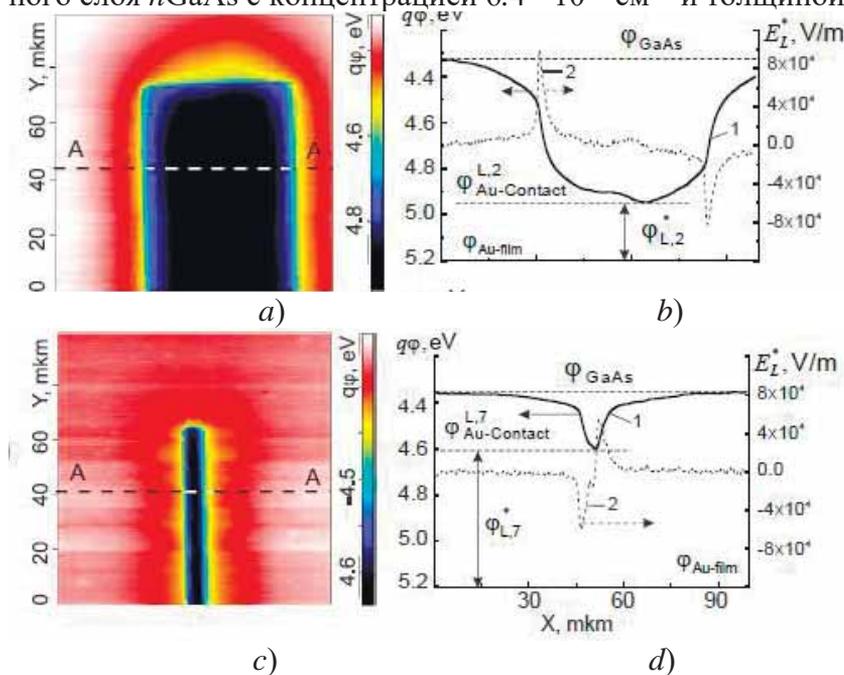


Рис. 1. Двухмерные $\varphi(x, y)$ (a, c) и одномерные $\varphi(x)$ (b, d) распределения электростатических потенциалов (работ выхода $q\varphi$) поверхности (сплошные кривые 1) и электростатических полей $E_L(x)$ (пунктирные кривые 2) контактов Шоттки с прямоугольной формой (40×260) мкм² и (2×298) мкм².

Из рисунков видно, что на поверхности полупроводника за периферией контакта наблюдается переходная область (ореол) плавно изменяющегося потенциала протяженностью l_i , а также переходная область плавно изменяющегося потенциала протяженностью l_{ci} на поверхности металла. На центрах металлического контакта работа выхода уменьшается на величину φ_L^* и на его краях максимум напряженности электростатического поля становится равны на величину E_{Lmax}^* .

Из АСМ измерений параметров ДЭП ДШ с различной шириной стало видно, что величина ширины переходного слоя для контакта с шириной больше 10 мкм остается постоянным равным около 26 мкм и увеличивается до величины 36 мкм с уменьшением ширины контакта до величины 2 мкм.

Особенности ДЭП на свободной поверхности металла хорошо реализуются и заметно сказываются в электронных процессах, происходящих в приконтактной полупроводниковой области ДШ с любой формой контактной поверхности [8-10]. Реальные КШ с ДЭП описываются энергетической структурой двухбарьерных контактов, состоящих из внутренней части с электрическим полем объемных пространственных зарядов (ОПЗ) и периферийной части с результирующим электрическим полем (РЭП), возникающим суперпозицией электрического поля ОПЗ и ДЭП. Основные параметры энергетической структуры, интегральные электрофизические характеристики и параметры реальных ДШ становятся зависящими от формы и геометрических размеров контактной поверхности за счет электронных процессов, происходящих под действием ДЭП на ограниченной ширине периферийной части контакта.

Энергетические структуры ДШ с ДЭП

Если ДШ с определенной площадью S изготовлен на основе контакта широкого прямоугольного металла с работой выхода Φ_M и плоского полупроводника n – типа с работой выхода Φ_S , тогда ДЭП с напряженностью E_A , направленное от контактной поверхности к свободным поверхностям контактирующих материалов, занимает определенную периферийную часть с шириной b и площадью S_2 , а внутренняя часть с площадью S_1 общего контакта остается без ДЭП. За счет влияния ДЭП, проникающего в полупроводник в глубине l происходит перераспределение свободных электронов, обуславливающих возникновению потенция напряжения ($-U_c$), приложенное к переходу в обратном направлении. В результате чего, прямоугольный ДШ с ДЭП характеризуется равновесной внутренней частью контакта с электрическим полем ОПЗ с глубиной d и неравновесной периферийной частью контакта с РЭП. Энергетическая

диаграмма такого ДШ при отсутствии внешнего напряжения U изображается так, как это представлено на рис.2а.

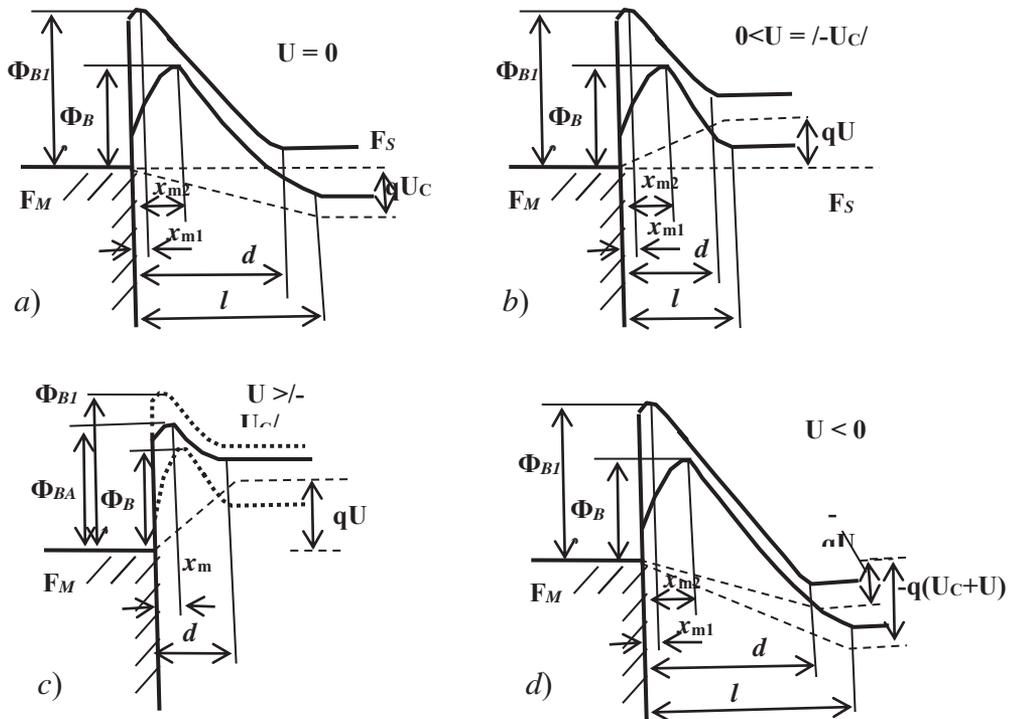


Рис. 2. Схематические изображения энергетических структур двухбарьерного ДШ с высотами потенциального барьера внутренней (Φ_{B1}) и периферийной (Φ_{B2}) частей контакта, при отсутствии внешнего напряжения (а), наличии прямого (b, c) и обратного (d) напряжения

Из рис.2а видно, что максимум высоты потенциального барьера Φ_{B1} внутренней части контактной поверхности ДШ, определенная по модели Шоттки как разность работ выхода металла и полупроводника, находится от контактной поверхности металла на расстоянии x_{m1} . Внутренняя часть контакта ДШ находится в равновесном состоянии и токи насыщения I_{s1} в противоположных направлениях над высотой барьера Φ_{B1} становится равным друг другу по модулю и соответствующий ток I_1 становится равным нулю [11]. Максимум высоты потенциального барьера Φ_{B2} периферийной части с РЭП контактной поверхности ДШ находится от контактной поверхности металла на расстоянии x_{m2} . Эта часть контакта ДШ под действием напряжения ДЭП ($-U_C$) не находится в равновесном состоянии и через внешнюю цепь контакт протекает ток I_2 в обратном направлении, равный току I_o общего контакта, который определяется следующей формулой [9]:

$$I_o = I_2 = S_2 A T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B2}}{\kappa T}\right) \left[\exp\left(\frac{-qU_c}{\kappa T}\right) - 1 \right] \quad (1)$$

При приложении прямого напряжения U в интервале $0 < U \leq -U_c$ к прямоугольному ДШ его ВАХ, состоящей из суммы токов внутренней I_{F1} и периферийной I_{F2} частей контакта определяется формулой [10]:

$$I_F = I_{F1} + I_{F2} = S_1 A T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B1}}{\kappa T}\right) \left[\exp\left(\frac{qU}{n_{11}\kappa T}\right) - \exp\left(-\frac{qU}{n_{12}\kappa T}\right) \right] + \\ + S_2 A T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B2}}{\kappa T}\right) \left[\exp\left(\frac{-n_{21}qU_c + qU}{n_{21}\kappa T}\right) - \exp\left(-\frac{qU}{n_{22}\kappa T}\right) \right] \quad (2)$$

где,

$$n_{11} = \frac{1}{1 - \beta_1} ; \quad n_{12} = \frac{1}{\beta_1} ; \quad n_{21} = \frac{1}{1 - \beta_2} ; \quad n_{22} = \frac{1}{\beta_2} . \quad (3)$$

Все обозначения в формулах являются общепринятыми.

Характер начального участка прямой ветви ВАХ ДШ определяется численными значениями S_1 , $S_2(b)$, Φ_{B1} , Φ_{B2} и особенностями изменений Φ_{B1} и Φ_{B2} на величин $q\beta_1 U$ и $q\beta_2 U$, соответственно. Из формулы (2) следует, что когда приложенное U становится равным напряжению ДЭП ($U = -U_c$), через периферийную часть с шириной b и площадью S_2 контакта ток прекращается и энергетическая диаграмма ДШ имеет вид, как это представлено на рис.2б. При дальнейшем увеличении напряжения ($U > -U_c$) через обе части с Φ_{B1} и Φ_{B2} контакта будут протекать токи в прямом направлении (рис.2с). ДШ с общей площадью S контакта будет определяться действующей высотой потенциального барьера Φ_{BA} , коэффициентом идеальности n , безразмерным коэффициентом n' и его ВАХ будет определяться следующей формулой:

$$I_F = S A T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BA}}{\kappa T}\right) \left[\exp\left(\frac{qU}{n\kappa T}\right) - \exp\left(-\frac{qU}{n'\kappa T}\right) \right] \quad (4)$$

где,

$$n = \frac{1}{1 - \beta} ; \quad n' = \frac{1}{\beta} . \quad (5)$$

Энергетическая диаграмма ДШ при обратном напряжении ($-U$) имеет вид, как это представлено на рис.2д. Характер обратной ветви ВАХ ДШ определяется численными значениями S_1 , $S_2(b)$, Φ_{B1} , Φ_{B2} и особенностями изменений Φ_{B1} и Φ_{B2} на величин $q\beta_{r1} U$ и $q\beta_{r2} U$, соответственно. Обратный ток I_R прямоугольного ДШ будет состоят из суммы токов насыщения I_{R1} и I_{R2} , протекающих через внутреннюю и периферийную

часть с шириной b контакта, соответственно. С ростом обратного напряжения Φ_{B1} и Φ_{B2} уменьшаются приблизительно на величину $q\beta_{r1}U$ и $q\beta_{r2}U$, следовательно, токи I_{R1} и I_{R2} медленно увеличиваются. Таким образом, обратная ветвь ВАХ прямоугольного ДШ с общей площадью S , состоящий из суммы токов внутренней и периферийной частей контакта определяется формулой [10]:

$$I_R = I_{R1} + I_{R2} = S_1 A T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B1}}{\kappa T}\right) \left[\exp\left(-\frac{qU}{n_{r11} \kappa T}\right) - \exp\left(\frac{qU}{n_{r12} \kappa T}\right) \right] + S_2 A T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B2}}{\kappa T}\right) \left[\exp\left(\frac{-n_{r21} q U_c - qU}{n_{r21} \kappa T}\right) - \exp\left(\frac{qU}{n_{r22} \kappa T}\right) \right] \quad (6)$$

где,

$$n_{r11} = \frac{1}{1 - \beta_{r1}} ; \quad n_{r12} = \frac{1}{\beta_{r1}} ; \quad n_{r21} = \frac{1}{1 - \beta_{r2}} ; \quad n_{r22} = \frac{1}{\beta_{r2}} , \quad (7)$$

Коэффициенты β_{r1} , β_{r2} и следовательно n_{r11} , n_{r12} , n_{r21} , n_{r22} в формулах (6) и (7) являются зависящими от конструктивной структуры ДШ и приложенного напряжения.

Из изложенного выше следует, что прямоугольные ДШ с ДЭП могут описываться энергетической структурой двухбарьерных контактов, состоящих из внутренней части с S_1 и электрическим полем ОПЗ, а также периферийной части с шириной b , площадью S_2 и РЭП. Двухбарьерные энергетические структуры ДШ находятся в хорошем согласии с экспериментальными результатами многочисленных работ [12-15], а также представленными ниже прямоугольного Au-nGaAs ДШ с различной шириной контактной поверхности.

Токопрохождение в прямоугольных ДШ с различной шириной

Типичные экспериментально измеренные ВАХ в прямом и обратном направлениях Au-nGaAs ДШ с одинаковой длиной (600 мкм) периферии, диаметром (D , μm) и прямоугольной формой контактов ($b \times a$, μm^2): 1 - 191, 2 - 40x260, 3 - 20x280, 4 - 10x290, 5 - 5x295, 6 - 3x297 и 7 - 2x298 и их фотографические изображения [6] представлены на рис.3.

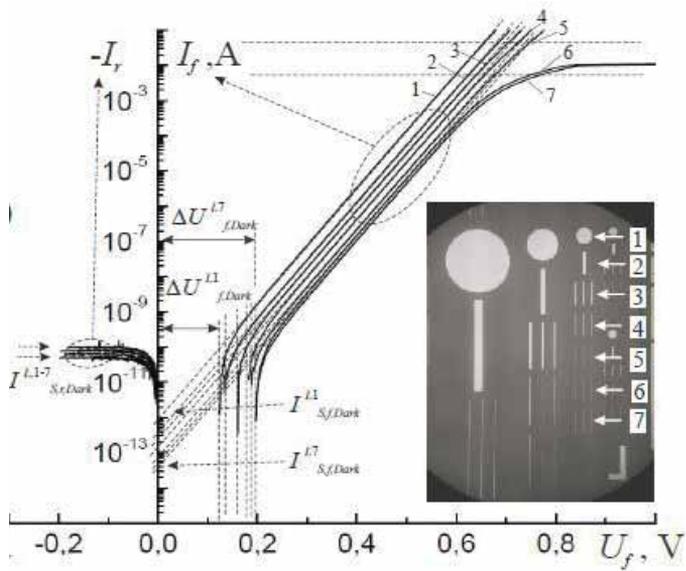


Рис.3. Прямые и обратные ВАХ Au-nGaAs ДШ с круглой (D , мкм) и прямоугольной формой ($b \times a$, μm^2) контактов: 1 - 191, 2 - 40x260, 3 - 20x280, 4 - 10x290, 5 - 5x295, 6 - 3x297 и 7 - 2 x298 (на вставке представлено оптическое изображение контактов).

Из рис.3 видно, что прямые ветви ВАХ ДШ с различной шириной контакта смещаются от оси ордината на величину ΔU^i в направлении возрастания напряжения и согласно теории термоэлектронной эмиссии [11] изображаются прямыми линиями в полулогарифмическом масштабе в широком интервале тока. Это показывает, что при этом второе слагаемое в формуле (2) преобладает над первым слагаемым, т.е. токи внутренней части контакта все еще остаются незначительными. Величина ΔU^i увеличивается от 0,12 до 0,2 В с уменьшением ширины контакта от 190 до 2 мкм и это показывает, что токи в Au-nGaAs ДШ при прямом смещении начинают протекать после компенсации напряжения ($-U_c$) ДЭП с приложенным напряжением, равным на величину ΔU^i , как это следует из формулы (2), и при дальнейшем увеличении напряжения ($U > \Delta U^i$) ВАХ ДШ определяется формулой (4). Увеличение ΔU^i с уменьшением ширины контакта свидетельствует о том, что напряжение U_c ДЭП в периферийной приконтактной области ДШ также увеличивается с уменьшением ширины контакта. Были определены токи насыщения I_{sf} путем экстраполяции прямых линий ВАХ к оси ордината при нулевом напряжении и на их основе были вычислены действующие высоты потенциального барьера Φ_{Bf} ДШ с площадью S и коэффициенты идеальности n , которые были равными к близко 1.

Обратные ветви ВАХ Au-nGaAs ДШ с различной шириной контакта одинаковой длиной периферии хорошо описывается формулой (6). Обратные токи с ростом напряжения сначала медленно увеличиваются и далее переходят к насыщению. Токи насыщения I_{sr} , полученных путем экстраполяции прямых линии обратных ВАХ к оси ордината при нулевом напряжении, становятся значительно больше, чем токи насыщения I_{sf} прямых ветвей ВАХ ДШ. Разница токов насыщений ($I_{sr} - I_{sf}$) увеличивается от одного до четырех порядков с уменьшением ширины контакта от 191 до 2 мкм. Это показывает, что второе слагаемое стало больше, чем первое слагаемое в формуле (6). С уменьшением ширины контакта ДШ с одинаковой длиной периферии площадь контакта уменьшается и в тоже время I_{sr} и его линейная плотность J_{pr} по длине периферии контакта увеличиваются, а I_{sf} уменьшается. Это означает, что I_{sr} состоит в основном из токов, протекающих через площадь (S_p) периферийной части со сниженной высоты потенциального барьера Φ_{Brp} под действием ДЭП и из токов I_{sf} , протекающих через площадь S общего контакта с усредненной высотой потенциального барьера Φ_{Bf} .

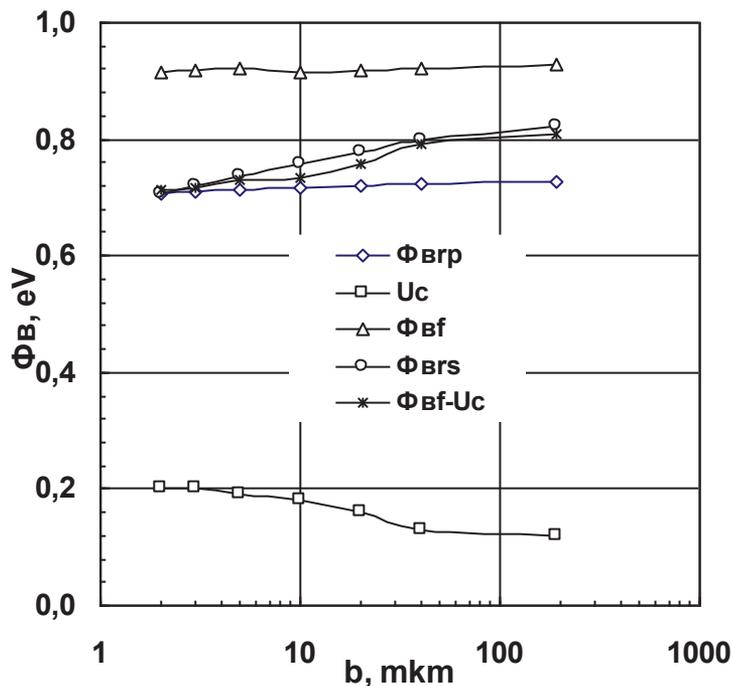


Рис.4. Зависимости высоты потенциальных барьеров Φ_{Bf} , Φ_{Brp} , Φ_{BrS} , напряжения U_c и разности ($\Phi_{Bf} - U_c$), вычисленные из прямых и обратных ВАХ Au-nGaAs ДШ от b ширины контакта.

На рис.4 представлены зависимости высоты потенциальных барьеров Φ_{Bf} , Φ_{BrP} , Φ_{BrS} , U_c и $(\Phi_{Bf} - U_c)$, вычисленные из прямых и обратных ВАХ Au-nGaAs ДШ с ДШ от ширины контакта, где видно что Φ_{Bf} практически не зависят от ширины контакта, следовательно от площади S . Это показывает, что при напряжении $U > |-U_c|$ ДЭП оказывает незначительное влияние на прямые ветви ВАХ ДШ. Численные значения I_{Sr} , J_{Pr} и также высоты потенциального барьера Φ_{BrP} и Φ_{BrS} вычислены методом обратной ветви ВАХ ДШ с использованием площадь S_p периферийной части с шириной около 1-2 мкм [10] и площадь S общего контакта. Нетрудно заметить, что с уменьшением ширины контакта от 190 до 2 мкм высота барьера Φ_{BrP} периферийной части ДШ уменьшается всего на 0.021 эВ, а усредненная высота барьера Φ_{BrS} по площади S общего контакта уменьшается на 0.115 эВ. В тоже время, для всех ДШ величина Φ_{BrS} становится почти равным на разницу $(\Phi_{Bf} - U_c)$ и хорошо совпадает с высотой потенциального барьера Φ_{BrS} ДШ.

Таким образом, выше представленные результаты исследования токопрохождения в неосвещенных Au-nGaAs ДШ с прямоугольной формой и различной шириной контакта показывают, что ВАХ ДШ в целом хорошо описываются формулами (1)-(7), полученными на основе теории термоэлектронной эмиссии с учетом влияния напряжения U_c ДЭП. Токи прямой ветви ВАХ ДШ с высотой барьера Φ_{Bf} , большей на около 200 мВ от Φ_{BrP} , начинают протекать через площадь общего контакта после приложении напряжения ΔU^i , равного на величину напряжения $|-U_c|$ ДЭП. Обратные токи ДШ фактически протекают в основном через узкую краевую площадь контакта с Φ_{BrP} .

Заключение

В реальных ДШ под действием ДЭП происходит перераспределение свободных электронов в периферийной приконтактной области полупроводника, которое обуславливает возникновение падение напряжения U_c . ДШ описываются двухбарьерной энергетической структурой контакта с двумя высотами потенциальных барьеров в периферийной и внутренней частей, отличающимися почти на величину напряжения U_c ДЭП и локализованными на разных расстояниях от контактной поверхности металла.

Прямые ветви ВАХ прямоугольных Au-nGaAs ДШ смешаются в сторону возрастания напряжения, равного на величину напряжения ДЭП и состоят из токов, протекающих через всю площадь общего контакта. Напряжение ДЭП увеличивается от 130 мВ до 210 мВ с уменьшением

ширины контакта от 190 мкм до 2 мкм. Начальный участок прямой ветви ВАХ и обратная ветвь ВАХ прямоугольных ДШ состоят в основном из обратных токов насыщения, протекающих через периферийную часть контактной поверхности. Высота потенциального барьера периферийной части контакта имеет значение на около 200 эВ меньше, чем высоты барьера внутренней части контакта.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мамедов Р.К. Контакты металл – полупроводник с электрическим полем пятен. Баку, БГУ, 2003, 231 с.
2. Mamedov R.K., Features of the additional electric field in real metal-semiconductor contact, *News BSU Ser. Phys. Math. Sci.* 4 (2013) 128-163
3. Торхов Н.А., Божков В.Г., Ивонин И.В., Новиков В.А. Исследование распределения потенциала на локально металлизированной поверхности nGaAs методом Атомно – Силовой Микроскопии. Поверхность: рентгеноские, синхротронные и нейтронные исследования. 2009, № 1, с.57-66.
4. Торхов Н.А. Влияние фотоэда на токопрохождение в контактах металл – полупроводник с барьером Шоттки. ФТП, 2011, т.45, в.7, с.965 –973
5. Торхов Н.А. Влияние периферии контактов металл – полупроводник с барьером Шоттки на их электрофизические характеристики. ФТП, 2011, т.45, в.1, с.70-86.
6. Торхов Н.А. Влияние фотоэда на токопрохождение в контактах металл – полупроводник с барьером Шоттки. ФТП, 2011, т.45, в.7, с.965 –973
7. Torkhov N.A., The influence of the peripheral electrostatic field on the valve photoelectric effect in metal-semiconductor contacts with a Schottky barrier, *Physics and Technology of Semiconductors*, 52 (10) (2018) 1150-1171
8. Mamedov R.K., Aslanova A.R., Alternativ current source based Schottky contact with additional electric field, *Superlattices and Microstructures*, 107 (2017) 28–37.
9. Mamedov R.K., Aslanova A.R. Features of current-voltage characteristic of non-equilibrium trench MOS barrier Schottky diode, *Superlattices and Microstructures*, 118 (2018) 298–307.
10. Mamedov R.K., Aslanova A.R. Features of current transport in Schottky diodes with additional electric field, *Superlattices and Microstructures*, 136 (2019) 106297.
11. Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов, часть 1. Москва, Мир, 1984, 450 с.
12. Caixia Hou , Robert A. Makin , Krystal R. York et. al., High-temperature (350 °C) oxidized iridium Schottky contacts on β -Ga₂O₃, *Appl. Phys. Lett.* 114 (2019) 233503.
13. Jiancheng Yang, Chaker Fares, Fan Ren et. al., Switching Behavior and Forward Bias Degradation of 700V, 0.2A, β -Ga₂O₃ Vertical Geometry Rectifiers, *ECS Journal of Solid State Science and Technology*, 8 (7) (2019)Q3028-Q3033.
14. Chandan Joishi, Subrina Rafique, Zhanbo Xia1 et al, Low-pressure CVD-grown β -Ga₂O₃ bevel-field-plated Schottky barrier diodes *Applied Physics Express* 11, (2018) 031101.
15. S. K p, A. Ta er,  . Kanmaz, B. et. al., Effects of Au-Ag and Au-Cu alloy ratios on the temperature dependent current-voltage characteristics of Au-Ag/n-GaAs/In and Au-Cu/n-GaAs/In Schottky diodes, *Materials Today: Proceedings* 18 (2019) 1936–1945.

İKİÇƏPƏRLİ ENERJETİK STRUKTURLU ŞOTTKİ DİODLARI

R.Q.MƏMMƏDOV, Ə.R.ASLANOVA

XÜLASƏ

Real Şottki diodları (ŞD) əlavə elektrik sahəsinin (ƏES) təsiri ilə biri periferiya boyunca, digəri mərkəzi hissədə yerləşən iki hündürlüyə malik ikiçəpərli energetik strukturla xarakterizə olunur. Düzbucaqlı Au-nGaAs SD-nin düz istiqamətdə VAX-ı gərginliyin artma istiqamətində ƏES gərginliyi qədər sürüşür və kontaktın ümumi səthindən keçən cərəyandan ibarət olur. SD-nin VAX-nin düz istiqamətdə başlanğıc hissəsi və əks istiqamətdə hamısı əsasən kontaktın periferiya hissəsindən keçən əks doymuş cərəyandan ibarət olur. SD kontaktının periferiya və mərkəzi hissələrində potensial çəpərin hündürlükləri fərqi təqribən 200 eV olur.

Açar sözlər: metal-yarımkeçirici kontakt, Şottki kontaktı, yekun elektrik sahəsi, əlavə elektrik sahəsi, Şottki diodu.

TWO BARRIER ENERGY STRUCTURES OF SCHOTK DIODES

R. K.MAMEDOV, A.R.ASLANOVA

SUMMARY

Real SD under the action of an additional electric field (AEF) are described by a two-barrier energy contact structure with two potential barriers heights in the peripheral and internal parts of the contact surface. The forward $I - V$ characteristics of rectangular Au-nGaAs SDs are shifted in the direction of increasing voltage, which is equal to the magnitude of the AEF voltage and consist of currents flowing through the entire common contact area. The initial portion of the forward $I - V$ characteristic and the generally reverse branch of the rectangular SDs consist mainly of reverse saturation currents flowing through the peripheral part of the contact. The height difference between the potential barriers of the peripheral and internal parts of the SD contact is about 200 eV.

Key words: metal - semiconductor contact, Schottky contact, resulting electric field, additional electric field, Schottky diode.