

УДК 621.382.011.222

## Особенности токопрохождения в реальных диодах Шоттки

Р. К. Мамедов

Бакинский государственный университет, г. Баку, Азербайджанская Республика

*Получено, что общая контактная поверхность Cr-nSi реальных диодов Шоттки (РДШ) состоит из двух областей (периферийной с шириной несколько микрометров и относительно внутренней), на которых высота потенциального барьера отличается около 40 мэВ для прямой и начальной обратной ветвей вольтамперной характеристики (ВАХ). Определены высота потенциального барьера, коэффициент неидеальности, контактное сопротивление, площадь и ширина периферийной контактной поверхности, вклад периферийного тока в ток общего контакта для прямой ветви ВАХ, первого начального участка и за ним следующего второго участка обратной ветви ВАХ РДШ.*

Несмотря на широкое применение РДШ в современных электронных устройствах, их электрофизические свойства интенсивно исследуются. Отклонение прямой ветви ВАХ от теории, отсутствие насыщения обратной ветви ВАХ, преждевременный электрический пробой перехода, трудновоспроизводимость электрофизических параметров и другие важные проблемы РДШ все еще детально изучаются, хотя существуют фундаментальные теории идеальных контактов металл — полупроводник [1–3]. Анализ литературы показал, что электрофизические процессы, происходящие в периферийной приконтактной области полупроводника, отрицательно влияют на свойства РДШ. Даже при использовании соответствующих конструктивно-технологических приемов влияние периферийных эффектов полностью не устраняется [4–6].

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований особенностей токопрохождения в РДШ с учетом процессов, происходящих в приконтактной периферийной области полупроводника.

### Экспериментальная методика

Для установления возможного влияния периферийных процессов на свойства РДШ были исследованы электрофизические процессы в идентичных контактах, отличающихся лишь геометрическими размерами [1].

Структуры РДШ на основе контакта хрома с кремнием *n*-типа изготавливались методом стандартной фотолитографии. На планарной поверхности с кристаллографической ориентацией {111} кремниевой пластины с удельным сопротивлением 1 Ом·см выращивался тонкий диэлектрический слой SiO<sub>2</sub> толщиной порядка 0,3 мкм. В слое SiO<sub>2</sub> вскрывались окна с различными диаметрами (6–1000 мкм). Пленки хрома толщиной 0,5 мкм получены термическим испарением в вакууме 10<sup>-4</sup> Па на поверхности Si на окнах SiO<sub>2</sub>. Пленки металла Cr имели достаточно большую площадь, перекрывающую диэлектрический слой SiO<sub>2</sub> по периферии окон, для предотвращения искривления приповерхностного обедненного слоя полупроводника по периферии контакта. Омический контакт создан нанесением пленки алюминия на обратной сильнолегированной поверхности кремниевых пластинок.

Статические ВАХ РДШ снимались при комнатной температуре. Высота потенциального барьера, коэффициент неидеальности и контактное сопротивление РДШ определялись методом ВАХ [1]. Были определены периферийные токи  $I_{LS}$ , протекающие через периферийный участок контактной поверхности, токи  $I_S$ , протекающие через контактную поверхность РДШ без влияния периферийных эффектов. При этом были использованы усредненные линейные плотности  $J_L$  периферийных токов  $I_L$ , обусловленных лишь периферийными эффектами РДШ, по формуле [8]

$$J_L = (NI - I_{\Theta}) / (NL - L_{\Theta}),$$

где  $L$  — длина периферии контакта РДШ, через который протекает ток  $I_L$ ;

$L_{\Theta}$  — длина периферии контакта эталонного РДШ с диаметром 1000 мкм, через который протекает ток  $I_{\Theta}$ ;

$N$  — количество РДШ с током  $I$  и длиной периферии  $L$ , суммарная площадь которых равна площади контакта идентичного им эталонного ДШ с диаметром 1000 мкм.

Токи  $I_L$ ,  $I_S$  и  $I_{LS}$  РДШ определялись по следующим формулам:

$$I_L = J_L L; I_S = I - I_L \text{ и } I_{LS} = I_L + (S_L / S_S) I_S.$$

Эффективные контактные площади  $S_L$  и  $S_S$  ДШ с различными диаметрами, через которые протекают соответствующие периферийные токи  $I_L$  ( $I_{LS}$ ) и токи  $I_S$  общей контактной поверхности без влияния периферийных эффектов определялись по формулам [8]

$$S_L = S_0 I_L / I_{LO} \text{ и } S_S = S_0 I_S / I_{SO}, \quad (1)$$

где  $I_{LO}$  и  $I_{SO}$  — периферийные токи и токи контактной поверхности РДШ с диаметром 6 мкм;

$S_0$  — геометрическая площадь, равная эффективной площади контакта ДШ с диаметром 6 мкм, через которую протекают токи  $I_{LO}$  и  $I_{SO}$ .

### Экспериментальные результаты и их обсуждение

Типичные прямые ветви ВАХ Cr-nSi РДШ с диаметрами 10, 100 и 1000 мкм представлены на рис. 1, кривые 1, 4 и 7, соответственно. Видно, что экспериментально наблюдаемые прямые ветви ВАХ РДШ при  $qU > kT$  согласно теории термоэлектронной эмиссии описываются формулой [1]

$$I_F = SAT^2 \exp[-(\Phi_B - \Delta\Phi_B) / kT] \exp(qU / kT) = \\ = SAT^2 \exp(-\Phi_B / kT) \exp(qU / nkT) = I_{F0} \exp(qU / nkT), \quad (2)$$

где  $S$  — площадь контакта ДШ;

$A$  — постоянная Ричардсона;

$T$  — абсолютная температура;

$\Phi_B$  — высота потенциального барьера;

$k$  — постоянная Больцмана;

$q$  — заряд носителя тока;

$\Delta\Phi_B$  — снижение высоты барьера.

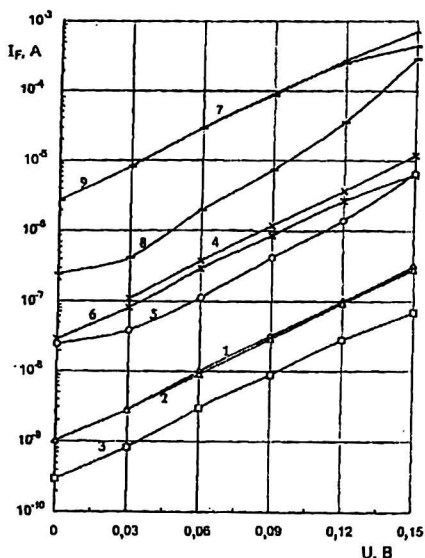


Рис. 1. Прямые ветви ВАХ Cr-nSi диодов Шоттки с диаметрами 10, 100 и 1000 мкм: токи общего контакта  $I_F$  (кривые 1, 4 и 7); периферийные токи  $I_{LS}$  (кривые 2, 5 и 8); токи общего контакта без влияния периферийных эффектов  $I_S$  (кривые 3, 6 и 9)

Зависимость снижения высоты барьера под действием силы зеркального изображения  $\Delta\Phi_B$  от прямого напряжения  $U$  описывается формулой [1]

$$\Delta\Phi_B = q[(q^3 N_D / 8\pi^2 \epsilon_s^3)(U_D - U - kT/q)]^{1/4}, \tag{3}$$

где  $N_D$  — концентрация доноров в полупроводнике;  
 $\epsilon_s$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника;  
 $U_D$  — диффузионный потенциал.

Высота потенциального барьера  $\Phi_B$ , коэффициент неидеальности  $n$  и сопротивление контакта  $R_C$  РДШ с различными диаметрами  $d$  (площадями  $S$ ) представлены в табл. 1. Из данных табл. 1 видно, что с ростом  $d$  высота барьера  $\Phi_B$  и контактное сопротивление  $R_C$  РДШ увеличиваются, при этом  $\Phi_B$  и  $R_C$  увеличиваются, соответственно, на величины  $\sim 40$  мэВ и  $50$  Ом·см<sup>2</sup>. Значение коэффициента  $n$  для некоторых РДШ превышает единицу больше, чем это следует из формулы (2) при учете (3).

Таблица 1

$d$ , мкм	$S$ , см <sup>2</sup>	$N$	$U > 0$				$U < 0$		
			$\Phi_B$ , эВ	$n$	$R_C$ , Ом·см <sup>2</sup>	$J_{LF}(0)$ , А/мкм	$\Phi_{B1}$ , эВ	$n_1(1)$	$J_{LR}(0,1)$ , А/мкм
10	$7,85 \cdot 10^{-7}$	10 000	0,594	1,04	19,2	$2,57 \cdot 10^{-11}$	0,576	20,5	$4,95 \cdot 10^{-11}$
100	$7,85 \cdot 10^{-5}$	100	0,616	1,07	46,4	$6,02 \cdot 10^{-11}$	0,609	38,3	$3,18 \cdot 10^{-11}$
1000	$7,85 \cdot 10^{-3}$	1	0,628	1,02	69,2	$6,37 \cdot 10^{-11}$	0,614	76,6	$1,27 \cdot 10^{-11}$

Исследование зависимости тока  $I_F$  от диаметры контакта РДШ при различных напряжениях показывает, что тангенс угла наклона прямой линии имеет значение больше 1 и меньше 2. Это означает, что общий прямой ток РДШ состоит из токов, протекающих через периферийную площадь и площадь остальной внутренней поверхности контакта.

Усредненные линейные плотности  $J_{LF}$ , токи  $I_{LS}$  и  $I_S$  РДШ определялись при различных значениях прямого напряжения. Значения  $J_{LF}(0)$  при  $U = 0$  и число  $N$  для РДШ с различными диаметрами представлены в табл. 1.

Видно, что  $J_{LF}(0)$  имеет близкие значения для РДШ с различными диаметрами. Это означает, что высота потенциального барьера по периферии контакта остается почти одинаковой для РДШ с различными диаметрами.

Зависимости  $I_{LS}$  от  $U$  для РДШ с диаметрами 10, 100 и 1000 мкм представлены на рис. 1 (кривые 2, 5 и 8). На этом же рисунке представлены зависимости  $I_S$  от  $U$  для РДШ с диаметрами 10, 100 и 1000 мкм (кривые 3, 6 и 9). Видно, что зависимости как  $I_S$ , так и  $I_{LS}$  от  $U$  определяются механизмом термоэлектронной эмиссии. При этом зависимость  $I_S$  от  $U$  в полулогарифмическом масштабе имеет линейный характер, а зависимость  $I_{LS}$  от  $U$  — нелинейный характер. Используя из значений  $I_{LS}$  и  $I_S$  при  $U = 0$ , методом ВАХ были определены высота потенциального барьера  $\Phi_{LS}$ , коэффициент неидеальности  $n_L$  (при  $U = 0,09$  В) и сопротивление контакта  $R_{CL}$  РДШ с различными диаметрами для периферийного участка и для общей контактной поверхности без влияния периферийных эффектов ( $\Phi_{BS}$ ,  $n_S$  и  $R_{CS}$ , соответственно).

В табл. 2 представлены значения  $\Phi_{LS}$ ,  $n_L$  и  $R_{CL}$ , вклад  $g(I_{LS})$  периферийного тока  $I_{LS}$  в ток общего контакта  $I_F$  при  $U = 0$  В, площадь периферии контакта  $S_L$ , через которую протекает ток  $I_{LS}$ , и ширина периферийной площади  $h_L$  (где  $h_L = S_L/L$  при  $L \gg d$ ). С уменьшением  $d$  от 1000 до 10 мкм значение  $g(I_{LS})$  увеличивается от 10 до 80 %. Ширина  $h_L$  для РДШ с диаметрами больше 100 мкм составляет порядка 4—4,5 мкм. Значения  $\Phi_{LS}$  и  $R_{CL}$  близки к минимальным значениям соответствующих  $\Phi_B$  и  $R_C$  в табл. 1.

Таблица 2

$d$ , мкм	$U > 0$						$U < 0$				
	$\Phi_{LS}$ , эВ	$n_L$	$R_{CL}$ , Ом·см <sup>2</sup>	$S_L$ , см <sup>2</sup>	$h_L$ , мкм	$g(I_{LS})$ , %	$\Phi_{LS1}$ , эВ	$n_{L1}(1)$	$S_{L1}$ , см <sup>2</sup>	$h_{L1}$ , мкм	$g(I_{LS1})$ , %
10	0,588	1,04	15,2	$5,80 \cdot 10^{-7}$	—	93,6	0,580	18,5	$1 \cdot 10^{-6}$	—	107
100	0,588	1,15	16,9	$1,36 \cdot 10^{-5}$	4,32	51,1	0,580	18,3	$6,43 \cdot 10^{-6}$	2,05	24,9
1000	0,588	1,02	15,0	$1,44 \cdot 10^{-4}$	4,58	8,4	0,580	55,4	$6,42 \cdot 10^{-4}$	20,5	29,8

В табл. 3 представлены значения  $\Phi_{BS}$ ,  $n_S$  и  $R_{CS}$ , вклад  $g(I_S)$  тока  $I_S$  общего контакта без влияния периферийных эффектов в ток общего контакта  $I_F$  при  $U = 0$  В, площадь  $S_S$ , через которую протекает  $I_S$ . С ростом  $d$  до 1000 мкм значение  $g(I_S)$  увеличивается до 93 %. Значение  $n_S$  совпадает с минимальным значением  $n$  для общего контакта РДШ, и значения  $\Phi_{BS}$  и  $R_{CS}$  равны максимальным значениям соответствующих  $\Phi_B$  и  $R_C$  в табл. 1.

Таблица 3

$d$ , мкм	$U > 0$					$U < 0$			
	$\Phi_{BS}$ , эВ	$n_S$	$R_{CS}$ , Ом·см <sup>2</sup>	$S_S$ , см <sup>2</sup>	$g(I_S)$ , %	$\Phi_{BS1}$ , эВ	$n_{S1}(1)$	$S_{S1}$ , см <sup>2</sup>	$g(I_{S1})$ , %
10	0,628	1,02	70,5	$7,79 \cdot 10^{-7}$	26,5	0,614	107	$7,72 \cdot 10^{-7}$	22,2
100	0,628	1,01	70,1	$7,51 \cdot 10^{-5}$	59,8	0,614	93,8	$7,81 \cdot 10^{-5}$	81,8
1000	0,628	1,02	70,7	$7,48 \cdot 10^{-3}$	93,3	0,614	87,0	$6,25 \cdot 10^{-3}$	78,3

Вышепредставленные результаты экспериментальных исследований показывают картину токопрохождения в Cr—nSi РДШ при прямом направлении. На периферийной контактной площади  $S_L$  с шириной  $h_L$  РДШ высота барьера  $\Phi_{LS}$  становится ниже высоты барьера  $\Phi_{BS}$  на его остальной контактной площади. Ток  $I_F$ , протекающий через общую контактную поверхность РДШ, состоит из суммы токов  $I_{FL}$  и  $I_{FS}$ , протекающих через периферийную площадь  $S_L$  и площадь остальной части контакта  $S_S - S_L$ . Зависимости токов  $I_{FL}$  и  $I_{FS}$  от прямого напряжения  $U$  согласно теории термоэлектронной эмиссии выражаются формулами

$$I_{FL} = S_L A T^2 \exp(-\Phi_{LS} / kT) \exp(qU / n_L kT) = S_L A T^2 \exp[-(\Phi_{LS} + \beta_L qU) / kT] \exp(qU / kT);$$

$$I_{FS} = (S_S - S_L) A T^2 \exp(-\Phi_{BS} / kT) \exp(qU / n_S kT) = (S_S - S_L) A T^2 \exp[-(\Phi_{BS} + \beta_S qU) / kT] \exp(qU / kT),$$

где

$$\beta_L = (n_L - 1) / n_L \quad \text{и} \quad \beta_S = (n_S - 1) / n_S.$$

Зависимость  $\Phi_{BS}$  от  $U$  имеет линейный характер ( $n_S = \text{const}$ ), а зависимость  $\Phi_{LS}$  от  $U$  — более сильный характер ( $n_L \neq \text{const}$ ).

Общий ток РДШ  $I_F$  при  $S_L = g_L S_S$  и  $S_S - S_L = g_S S_S$  определяется формулой

$$I_F = I_{FL} + I_{FS} = S_S A T^2 \{g_L \exp[-(\Phi_{LS} + \beta_L qU) / kT] + g_S \exp[-(\Phi_{BS} + \beta_S qU) / kT]\} \exp(qU / kT) = S_S A T^2 \exp(-\Phi_B / kT) \exp(qU / nkT) = I_{FO} \exp(qU / nkT). \quad (4)$$

Численные значения  $S_S$ ,  $\Phi_{LS}$ ,  $\Phi_{BS}$ ,  $\Phi_B$ ,  $\beta_L(n_L)$ ,  $\beta_S(n_S)$ ,  $n$ ,  $g_L$ ,  $g_S$  в формуле (4) для ДШ с различными диаметрами представлены в табл. 1—3 при  $U > 0$ .

Типичные обратные ветви ВАХ Cr—nSi РДШ с диаметрами 10, 100 и 1000 мкм представлены на рис. 2, а (кривые 1, 4 и 7) в логарифмическом, а на рис. 2, б (кривые 1, 4 и 7) — в полулогарифмическом масштабе. Видно, что ВАХ РДШ изображаются двумя специфическими участками: первый начальный участок охватывает интервал напряжения  $U$  от 0 до ~2 В, а второй участок —  $U$  от 2 В до напряжения пробоя. Ток  $I_{R1}$  первого участка обратной ветви ВАХ медленно увеличивается с ростом  $U$ , и эта зависимость ослабевает с увеличением  $d$ . Между  $I_{R1}$  и  $U$  не наблюдается определенной корреляции. Однако между током  $I_{R2}$  второго участка обратной ветви ВАХ и  $U$  существует определенная корреляция, т. е. с ростом  $U$  ток  $I_{R2}$  экспоненциально увеличивается (см. рис. 2, б). При экстраполяции прямых линий к оси ордината на рис. 2, б для РДШ с различными  $d$  становится ясным, что ток  $I_2$  начинает протекать через контакт лишь после приложения напряжения на величину около 2 В.

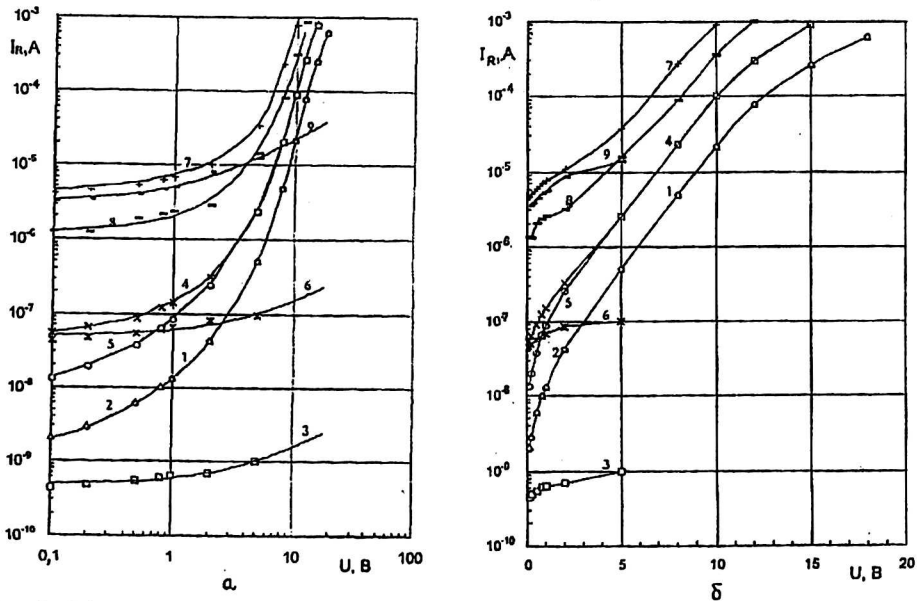


Рис. 2. Обратные ветви ВАХ Cr—nSi диодов Шоттки с диаметрами 10, 100 и 1000 мкм: а — в логарифмическом масштабе; б — в полулогарифмическом масштабе: токи общего контакта  $I_F$  (кривые 1, 4 и 7); периферийные токи  $I_{LS}$  (кривые 2, 5 и 8); токи общего контакта без влияния периферийных эффектов  $I_S$  (кривые 3, 6 и 9)

Первый участок обратной ветви ВАХ РДШ при напряжении  $U > kT/q$  согласно теории термоэлектронной эмиссии описывается формулой

$$I_{R1} = SAT^2 \exp[-(\Phi_{B1} - \Delta\Phi_{B1})/kT] [\exp(-qU/kT) - 1] = \\ = SAT^2 \exp(-\Phi_{B1}/kT) \exp(qU/n_1 kT). \quad (5)$$

Из формулы (3) следует, что с ростом  $U$  до 2 В обратный ток идеального ДШ, изготовленного на основе кремния  $n$ -типа с удельным сопротивлением 1 Ом·см, меняется незначительно. Поэтому, как видно из рис. 2, для определения высоты потенциальных барьеров РДШ с различными диаметрами по методу ВАХ в качестве значений тока насыщения могут быть использованы значения  $I_1(0,1)$  при  $U = 0,1$  В. Таким путем вычисленные значения  $\Phi_{B1}$  РДШ с различными  $d$  занесены в табл. 1. Там же представлен и безразмерный коэффициент  $n_1$  при  $U = 1$  В. С ростом  $d$  высота барьера РДШ  $\Phi_B$  увеличивается до ~40 мэВ и значения  $n_1$  становятся намного меньше 120, вычисленного по формуле (5) с учетом формулы (3).

Исследование зависимости тока  $I_R$  от диаметра контакта РДШ при различных напряжениях показывает, что тангенс угла наклона прямой линии при  $U = 0,1$  В имеет значение больше 1 и меньше 2, а при увеличении напряжения он уменьшается и при  $U > (2-3)$  В становится равным 1. Это означает, что при  $U = 0,1$  В общий ток РДШ состоит из токов, протекающих через периферийную площадь и остальную внутреннюю площадь контактной поверхности. С ростом напряжения вклад периферийного тока в общий ток РДШ увеличивается, и при  $U > (2-3)$  В общий ток РДШ состоит лишь из тока, протекающего по периферии контакта.

Усредненные линейные плотности  $J_{LR}$ , токи  $I_{S1}$  и  $I_{LS1}$  первого участка обратной ветви ВАХ РДШ определялись при различных значениях обратного напряжения. Значения  $J_{LR}(0,1)$  при  $U = 0,1$  В для РДШ с различными диаметрами представлены в табл. 1. Видно, что  $J_{LR}(0,1)$  имеет близкие значения для РДШ с различными диаметрами. Это означает, что высота потенциального барьера по периферии контакта остается почти одинаковой для РДШ с различными диаметрами. Зависимости  $I_{LS1}$  от  $U$  для РДШ с диаметрами 10, 100 и 1000 мкм представлены на рис. 2, а, б (кривые 2, 5 и 8), где даны также зависимости  $I_{S1}$  от  $U$  для РДШ с диаметрами 10, 100 и 1000 мкм (кривые 3, 6 и 9). Видно, что зависимости как  $I_{S1}$ , так и  $I_{LS1}$  от  $U$  определяются механизмом термоэлектронной эмиссии. При этом зависимость  $I_S$  от  $U$  в полулогарифмическом масштабе имеет линейный характер, а зависимость  $I_{LS}$  — нелинейный характер. Используя из значений  $I_{LS1}$  и  $I_{S1}$  при  $U = 0,1$  В, методом ВАХ были определены высота потенциального барьера  $\Phi_{LS1}$ , безразмерный коэффициент  $n_{L1}$  (при  $U = 1$  В) РДШ с различными диаметрами для периферийного участка и для общей контактной поверхности без влияния периферийных эффектов ( $\Phi_{BS1}$ ,  $n_{S1}$ , соответственно).

В табл. 2 представлены значения  $\Phi_{LS1}$  и  $n_{L1}$ , вклад  $g(I_{LS1})$  периферийного тока  $I_{LS1}$  в ток общего контакта  $I_R$  при  $U = 0,1$  В, площадь периферии контакта  $S_{L1}$ , через которую протекает периферийный ток  $I_{LS1}$ , и ширина периферийной площади  $h_{L1}$  (где  $h_{L1} = S_{L1}/L$  при  $L \gg d$ ). С уменьшением  $d$  значение  $g(I_{LS1})$  увеличивается до 80 %. Ширина  $h_{L1}$  составляет несколько микрометров. Значения  $\Phi_{BS1}$  близки к минимальным значениям соответствующих  $\Phi_{B1}$  в табл. 1.

Значения  $\Phi_{BS1}$  и  $n_{S1}$ , вклад  $g(I_{S1})$  тока  $I_{S1}$  общего контакта без влияния периферийных эффектов в ток общего контакта  $I_R$  при  $U = 0,1$  В, площадь  $S_{S1}$ , через которую протекает  $I_{S1}$ , приведены в табл. 3. С ростом  $d$  до 1000 мкм

значение  $g(I_{S1})$  увеличивается до 90 %, значения  $n_{S1}$  становятся близкими к 120, значения  $\Phi_{BS1}$  — равны максимальным значениям соответствующих  $\Phi_{B1}$  в табл. 1.

Из данных табл. 1—3, а так же из рис. 2 а, б следует, что первый участок обратной ветви ВАХ РДШ при  $S_{L1} = g_{L1}S_{S1}$  и  $S_{S1} - S_{L1} = g_{S1}S_{S1}$  описывается следующей формулой:

$$I_{R1} = I_{S1} + I_{L1} = S_{S1}AT^2\{g_{S1}\exp[-(\Phi_{BS1} - \beta_{S1}qU)/kT] + g_{L1}\exp[-(\Phi_{BL1} - \beta_{L1}qU)/kT]\}[\exp(-qU/kT) - 1] = S_{S1}AT^2\exp[-(\Phi_{B1} - \beta_1qU)/kT][\exp(-qU/kT) - 1] \approx I_{R0}\exp(qU/n_1kT),$$

где

$$\beta_{S1} = 1/n_{S1}, \beta_{L1} = 1/n_{L1} \text{ и } \beta_1 = 1/n_1.$$

Как видно из рис. 2, а, б, с ростом  $U$  коэффициент  $\beta_{L1}$  увеличивается, а коэффициент  $\beta_{S1}$  не меняется.

Из рис. 2, а, б (кривые 1, 4 и 7) видно, что второй участок обратной ветви ВАХ РДШ состоит в основном из тока, протекающего по периферии контакта и в полулогарифмическом масштабе изображается прямой линией. Экстраполируя прямые линии к оси ордината, на рис. 2, б были определены токи насыщения  $I_{L2}(0)$  РДШ с различными диаметрами  $d$ . В табл. 4 представлены периферийная контактная площадь  $S_{L2}$  с шириной  $h_2$ , через которую протекает ток  $I_{L2}$ , а также высота барьера  $\Phi_{BL2}$  для периферийного тока, безразмерный коэффициент  $n_{L2}$  при  $U = 8$  В, контактное сопротивление  $R_{CL2}$  для РДШ с различными диаметрами. Периферийные контактные площади  $S_{L2}$  определены по формуле (3). Высота барьера  $\Phi_{BL2}$  определена методом ВАХ, в котором использовались  $I_{L2}(0)$  и  $S_{L2}$ . Безразмерный коэффициент  $n_{L2}$  и сопротивление перехода  $R_{CL2}$  были определены формулами, аналогичными формулам определения соответствующих параметров прямой ветви ВАХ РДШ.

Таблица 4

$d$ , мкм	$U < 0$				
	$\Phi_{BL2}$ , эВ	$n_{L2}$	$R_{CL2}$ , Ом·см <sup>2</sup>	$S_{L2}$ , см <sup>2</sup>	$h_{L2}$ , мкм
10	0,537	49,7	114	$8,84 \cdot 10^{-7}$	—
100	0,537	52,6	121	$5,84 \cdot 10^{-6}$	1,86
1000	0,537	60,7	139	$1,50 \cdot 10^{-4}$	4,78

Анализ данных из табл. 2—4 и рис. 2, а, б показывают, что между  $\Phi_{BL2}$  и  $\Phi_{LS1}$  существует следующая корреляция:

$$\Phi_{BL2} = \Phi_{LS1} - qU_C / n_{L2} = \Phi_{LS1} - \beta_{L2}qU_C,$$

где при  $U > U_C$  зависимость между  $I_{L2}$  и  $U$  изображается прямой линией в полулогарифмическом масштабе.

Из данных табл. 4 и рис. 2, а, б видно, что второй участок ВАХ РДШ описывается формулой

$$I_{R2} = I_{L2} = S_{L2}AT_2\exp[-\Phi_{BL2}/kT]\{\exp[-(U - U_C)/kT] - 1\} = S_{L2}AT_2\exp[-(\Phi_{LS1} - \beta_{L2}qU)/kT]\{\exp[-(U - U_C)/kT] - 1\},$$

где  $U_C = U$  при  $U \leq U_{KP} \approx 2$  В и  $U_C = U_{KP} \approx 2$  В при  $U \geq U_{KP} \approx 2$  В.

Таким образом, экспериментально измеренные обратные ветви ВАХ РДШ описываются формулой

$$\begin{aligned}
 I_R = I_{R1} + I_{R2} = & S_{S1}AT^2\{g_{S1}\exp[-(\Phi_{BS1} - \beta_{S1}qU)/kT] + \\
 & + g_{L1}\exp[-(\Phi_{BL1} - \beta_{L1}qU)/kT]\}\{\exp(-qU/kT) - 1\} + \\
 + S_{L2}AT^2\exp[-(\Phi_{LS1} - \beta_{L2}qU)/kT] & \{\exp(-q(U - U_C)/kT) - 1\} = \quad (6) \\
 = S_{S1}AT^2\exp[-(\Phi_{B1} - \beta_{1}qU)/kT] & \{\exp(-qU/kT) - 1\} + \\
 + S_{L2}AT^2\exp[-(\Phi_{SL1} - \beta_{L2}qU)/kT] & \{\exp(-q(U - U_C)/kT) - 1\}.
 \end{aligned}$$

Численные значения величин в формуле (6) представлены в табл. 1—4.

### Заключение

Экспериментальное исследование токопрохождения в Cr—nSi РДШ показало следующее.

1. Общая контактная поверхность РДШ состоит из двух областей (периферийной с шириной несколько микрометров и относительно внутренней), на которых высота потенциального барьера отличается около 40 мэВ, и с уменьшением диаметра контакта от 1000 до 6 мкм вклад периферийного тока в ток общего контакта увеличивается до ~100 % для прямой и начальной обратной ветвей ВАХ.

2. Высота потенциального барьера, коэффициент неидеальности (безразмерный коэффициент), контактное сопротивление, площадь и ширина периферийной контактной поверхности, вклад периферийного тока в ток общего контакта для прямой ветви и начальной обратной ветви ВАХ РДШ имеют соответствующие близкие значения.

3. За первым начальным участком обратной ветви ВАХ РДШ следует ее второй участок, который проявляется после приложения определенного критического напряжения и состоит лишь из периферийного тока, для которого высота потенциального барьера, безразмерный коэффициент, контактное сопротивление, площадь и ширина периферийной контактной поверхности отличаются от соответствующих параметров первого начального участка ВАХ.

4. ВАХ РДШ в целом описывается эмпирической формулой, полученной на основе теории термоэлектронной эмиссии по двухбарьерной энергетической модели контакта металл — полупроводник.

### Литература

1. Зи С. // Физика полупроводниковых приборов. 1984. Т. 1. — 445 с.
2. Стриха В. И., Бузанева Е. В., Радзиевский И. А. Полупроводниковые приборы с барьером Шоттки. — М.: Сов. радио, 1974.
3. Родерик Э. Х. Контакты металл — полупроводник. — М.: Радио и связь, 1982.
4. Валиев К. А., Пашицев Ю. И., Петров Г. В. Применение контакта металл—полупроводник в электронике. — М.: Радио и связь, 1981.
5. Boltovets N. S., Ivanov V. N., Konakova R. V. // Semiconductor Physics, Quantum Electronics, Optoelectronics. 2001. V. 4. № 1. P. 65.
6. Мамедов Р. К., Набиев М. А. // ФТП. 1986. Т. 20. Вып. 2. С. 332.
7. Mamedov R. K.: Proceeding of the 4-th Baku International Congress on Energy, Ecology, Economy. Baku, 1997. P. 205.
8. Патент 2000/0052. Азербайджанская Республика, 2000.
9. Патент 2000/0112//Там же.

## Features of current transport in real schottky diodes

*R. K. Mamedov*

Baku State University Baku, Azerbaijan Republic

*Is obtained, that the general contact surface Cr-nSi RSD consists of two areas (peripheral with width some micrometers and concerning internal) on which a potential barrier height differs about 40 meV for a forward and first reverse branches of current-voltage characteristic. Are determined the potential barrier height, factor no ideality, contact resistance, area and width of a peripheral contact surface, contribution of a peripheral current to a current of a general contact for the forward branch of current-voltage characteristic, first and second sites of the reverse branch of current-voltage characteristic RSD.*