

УДК 621.382.011.222

## Температурные зависимости токопрохождения в диодах Шоттки при отсутствии краевых эффектов

Р. К. Мамедов

Бакинский государственный университет, Баку, Республика Азербайджан

*Исследование температурной зависимости токопрохождения в Ni-pSi-диодах Шоттки с различными диаметрами (10–1000 мкм) при отсутствии краевых эффектов в интервале температур 222–387 К показало, что удовлетворительный вид вольтамперной характеристики диодов Шоттки сохраняется в ограниченных интервалах температур. Особенности температурной зависимости высоты барьера, коэффициента неидеальности, контактного сопротивления, безразмерного коэффициента и других параметров диодов Шоттки зависят от выбранных интервалов температур.*

Конструктивно-технологические и климатические условия изготовления и эксплуатации реальных диодов Шоттки (ДШ) оказывают значительное влияние на их электрофизические

свойства. Для устранения отрицательных влияний краевых эффектов на свойства ДШ предложены различные конструкции контактных структур [1, 2]. В тоже время сложный характер

температурных зависимостей электрофизических параметров реальных ДШ все еще находится на стадии изучения [3, 4]. Исследование температурных зависимостей токопрохождения в ДШ при устранении влияния краевых эффектов представляет большой интерес для получения более корректной информации о них.

В предыдущей работе представлены результаты экспериментальных исследований температурной зависимости токопрохождения в обоих направлениях в Ni-nSi ДШ с различными диаметрами, в которых вклад влияния краевых эффектов увеличивается с уменьшением их геометрических размеров. В данной работе представлены результаты аналогичных исследований Ni-nSi ДШ при отсутствии влияния краевых эффектов.

### Методика эксперимента

Исследованы ДШ с различными геометрическими размерами, изготовленные в одинаковых технологических условиях.

Структуры ДШ на основе контакта никеля 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 диаметрами 10, 40, 100, 200, 500 и 1000 мкм. Пленки никеля 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 Ni 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.

Были определены токи  $I_S$ , протекающие через ДШ, с общим током  $I$  при отсутствии влияния краевых эффектов по формуле

$$I_S = I - I_L = I - j_L L.$$

При этом были использованы усредненные линейные плотности  $j_L$  периферийных токов  $I_L$ , обусловленных лишь влиянием краевых эффектов ДШ по формуле

$$j_L = (N I - I_{\Theta}) / (N L - L_{\Theta}),$$

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

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

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

Эффективные контактные площади  $S_S$  ДШ с различными диаметрами, через которые протекают токи  $I_S$  ДШ, определялись формулой

$$S_S = S_0 I_S / I_{S0},$$

где  $I_{S0}$  — токи контактной поверхности ДШ с диаметром 6 мкм при отсутствии влияния краевых эффектов;

$S_0$  — геометрическая площадь, равная эффективной площади контакта ДШ с диаметром 6 мкм, через которую протекают токи  $I_{S0}$ .

Высота потенциального барьера, коэффициент неидеальности, контактное сопротивление, безразмерный коэффициент, постоянная Ричардсона ДШ определялись из прямых и обратных ветвей статических ВАХ в интервале температур 222–387 К, с использованием параметров  $I_S$  и  $S_S$  [2].

### Экспериментальные результаты и их обсуждение

Представлены результаты исследований ВАХ ДШ при отсутствии периферийных эффектов, построенных на основе ВАХ Ni-nSi ДШ, использованных в [7]. В табл. 1 и 2 показаны вклады токов насыщения ДШ в прямом ( $g_R(I_S)$ ) и обратном ( $g_R(I_S)$ ) направлениях при отсутствии периферийных эффектов в соответствующие общие токи насыщения ДШ.

Из табл. 1 и 2 видно, что периферийные токи оказывают заметное влияние на токопрохождение в реальных ДШ с краевыми эффектами, и вклад токов, обусловленных влиянием краевых эффектов, в общие токи ДШ зависит как от геометрических размеров ДШ, так и от направления приложенного напряжения.

Таблица 1

ПРЯМЫЕ ВЕТВИ ВАХ

$d$ , мкм	$S_{SF}$ , см <sup>2</sup>	$\Phi_{BSF}$ , эВ	$n_{S1}$	$R_{CS}$ , Ом·см <sup>2</sup>	$\Phi_{BSF}(T)$ , эВ	$\Delta\Phi_{BSF}$ , эВ	$\alpha_{TSF}$ , эВ/К	$A_{SFЭ}$ , А/К <sup>2</sup> ·см <sup>2</sup>	$A_{SF}$ , А/К <sup>2</sup> ·см <sup>2</sup>	$g_R(I_S)$ , %
10	$7,9 \cdot 10^{-7}$	0,585	1,08	28,8	0,587	-0,002	$-6,85 \cdot 10^{-6}$	129	119	43,5
40	$1,22 \cdot 10^{-5}$	0,585	1,08	28,9	0,586	-0,001	$-3,42 \cdot 10^{-6}$	123	118	43,8
100	$7,77 \cdot 10^{-5}$	0,585	1,08	28,7	0,587	-0,002	$-6,85 \cdot 10^{-6}$	129	119	76,6
200	$2,94 \cdot 10^{-4}$	0,585	1,07	28,5	0,588	-0,003	$-1,03 \cdot 10^{-5}$	136	121	68,8
500	$1,87 \cdot 10^{-3}$	0,585	1,08	28,9	0,582	-0,003	$-1,03 \cdot 10^{-5}$	107	121	87,5
1000	$7,47 \cdot 10^{-3}$	0,585	1,08	28,8	0,588	-0,003	$-1,03 \cdot 10^{-5}$	134	119	93,3

Таблица 2

НАЧАЛЬНЫЕ УЧАСТКИ ОБРАТНЫХ ВЕТВЕЙ ВАХ

$d$ , мкм	$S_{SR}$ , см <sup>2</sup>	$\Phi_{BSR}$ , эВ	$n_{S2}(3)$	$\Phi_{BSR}(T)$ , эВ	$\Delta\Phi_{BSR}$ , эВ	$\alpha_{TSR}$ , эВ/К	$A_{SRЭ}$ , А/К <sup>2</sup> ·см <sup>2</sup>	$A_{SR}$ , А/К <sup>2</sup> ·см <sup>2</sup>	$g_R(I_S)$ , %
10	$7,90 \cdot 10^{-7}$	0,586	175	0,605	-0,019	$-6,51 \cdot 10^{-5}$	253	118	63,3
40	$1,25 \cdot 10^{-5}$	0,586	180	0,594	-0,008	$-2,74 \cdot 10^{-5}$	160	116	73,6
100	$7,81 \cdot 10^{-5}$	0,586	184	0,623	-0,037	$-1,27 \cdot 10^{-4}$	512	117	84,9
200	$3,15 \cdot 10^{-4}$	0,586	181	0,618	-0,032	$-1,10 \cdot 10^{-4}$	413	115	95,7
500	$1,98 \cdot 10^{-3}$	0,586	192	0,620	-0,034	$-1,16 \cdot 10^{-4}$	455	117	98,9
1000	$7,90 \cdot 10^{-3}$	0,586	192	0,623	-0,037	$-1,27 \cdot 10^{-4}$	506	115	99,4

При комнатной температуре прямые ветви ВАХ ДШ с различными диаметрами при отсутствии краевых эффектов изображаются прямыми линиями в полулогарифмическом масштабе, а начальные участки обратных ветвей ВАХ описывают медленное возрастание обратных токов с ростом напряжения. Эти особенности ВАХ наблюдаются в ограниченных интервалах температур. Линейность прямой ветви ВАХ сохраняется в интервале температур 222—363 К, а традиционный вид начальных участков обратных ветвей ВАХ — в 267—387 К. При относительно высоких температурах прямые ветви ВАХ приобретают нелинейный характер, а при относительно низких температурах прямые ветви ВАХ деградируют, и появляются избыточные токи при низких напряжениях, а начальные участки обратных ветвей ВАХ приобретают почти омический характер. Типичные температурные зависимости прямых ветвей и начальных участков обратных ветвей ВАХ ДШ с диаметрами 100 мкм в интервале температур 185—387 К при отсутствии краевых эффектов представлены на рис. 1, а, б. В ограниченных интервалах температур прямые ветви и начальные участки обратных ветвей ВАХ ДШ с различными диаметрами описываются формулой

$$I_S = S_S A_{SЭ} T^2 \exp(-\Phi_{BSЭ}/kT) [\exp(qU/n_{S1}kT) - \exp(-qU/n_{S2}kT)], \quad (1)$$

где  $S_S$  — эффективная площадь ДШ;  
 $A_{SЭ}$  — экспериментальное значение постоянной Ричардсона;  
 $\Phi_{BSЭ}$  — экспериментальное значение высоты потенциального барьера;  
 $n_{S1}$  — коэффициент неидеальности;  
 $n_{S2}$  — безразмерный коэффициент.

Согласно теории термоэлектронной эмиссии, ВАХ идеальных ДШ описывается формулой [2]

$$I = SAT^2 \exp[-(\Phi_B - \Delta\Phi_B)/kT] [\exp(qU/kT) - 1], \quad (2)$$

где  $S$  — площадь ДШ;  
 $A$  — постоянная Ричардсона;  
 $T$  — абсолютная температура;  
 $\Phi_B$  — высота потенциального барьера;  
 $q$  — заряд электрона;  
 $U$  — приложенное напряжение;  
 $k$  — постоянная Больцмана;  
 $\Delta\Phi_B$  — снижение высоты барьера под действием силы зеркального изображения.

Зависимость  $\Delta\Phi_B$  от  $U$  определяется формулой

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

где  $N_D$  — концентрация примесей в полупроводнике;  
 $\epsilon_s$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника;  
 $U_D$  — диффузионный потенциал.  
 знаки (-) и (+) соответствуют прямому и обратному направлениям.

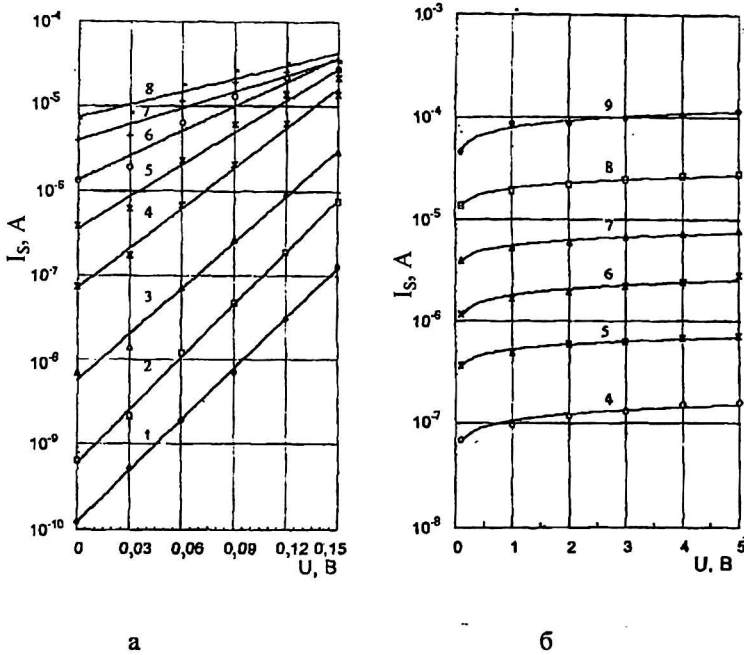


Рис. 1. Прямые (а) и обратные (б) ветви ВАХ Ni — nSi диодов Шоттки с диаметром 100 мкм при отсутствии краевых эффектов при температурах T (K): 1 — 222; 2 — 247; 3 — 267; 4 — 292; 5 — 311; 6 — 329; 7 — 345; 8 — 363; 9 — 387

Прямые  $I_F$  и обратные  $I_R$  ветви ВАХ идеальных ДШ с учетом (3) в (2) при  $U > kT$  выражаются формулами

$$I_F = SAT^2 \exp(-\Phi_B/kT) \exp(qU/n_1 kT) = I_0 \exp(qU/n_1 kT);$$

$$I_R = SAT^2 \exp(-\Phi_B/kT) \exp(qU/n_2 kT) = I_0 \exp(qU/n_2 kT).$$

Были вычислены численные значения коэффициентов  $n_1$  и  $n_2$  при комнатной температуре для использованных ДШ структур. При увеличении прямого напряжения до 0,3 В коэффициент  $n_1$  остается постоянным и равным 1,01. С ростом обратного напряжения от 0,01 до 10 В

коэффициент  $n_2$  увеличивается от 126 до 607, а при напряжении 3 В — становится равным 329.

Из прямых ветвей и начальных участков обратных ветвей ВАХ ДШ с различными диаметрами были определены высоты барьеров  $\Phi_{BSF}$  и  $\Phi_{BSR}$  в широком интервале температур. Их значения при комнатной температуре для различных  $d$  также приведены в табл. 1 и 2, соответственно.

Температурные зависимости высот барьеров  $\Phi_{BSF}$  и  $\Phi_{BSR}$  ДШ с различными диаметрами представлены на рис. 2, а, б. Как видно из рисунков, характер температурной зависимости высоты барьера ДШ при отсутствии краевых эффектов не зависит от геометрических размеров ДШ и с ростом температуры в интервале 247—387 К уменьшается незначительно.

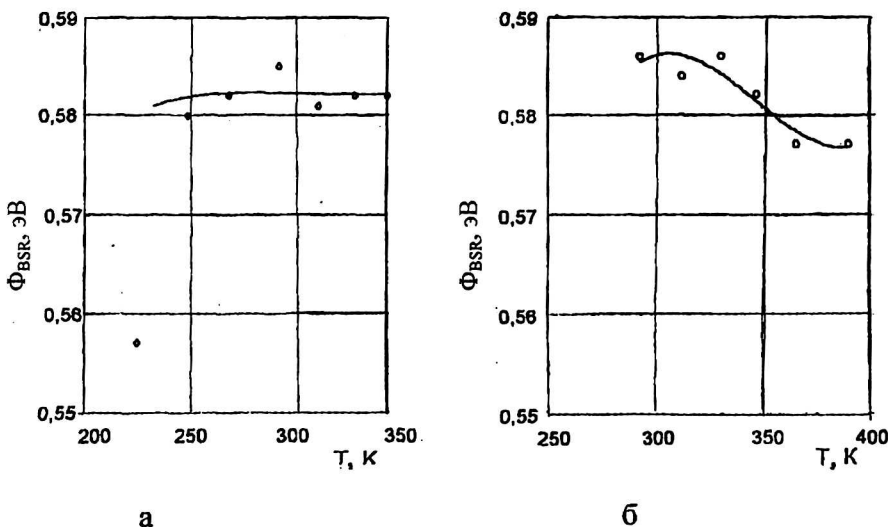


Рис. 2. Температурные зависимости высоты барьера Ni — nSi диодов Шоттки при отсутствии краевых эффектов для прямой (а) и обратной (б) ветвей ВАХ

Такой характер термического коэффициента высоты барьера с ростом температуры подтверждается значениями высот барьеров ДШ, определенных из зависимостей  $I_{SO}/T^2$  от  $1/T$ .

На рис. 3, а представлены зависимости между  $I_{SO}/T^2$  от  $1/T$  в интервале температур 222—387 К для ДШ с диаметрами 10 мкм (1, 1'), 100 мкм (2, 2') и 1000 мкм (3, 3'). Видно, что эти зависимости изображаются слабо выраженной ломаной линией, состоящей из двух прямолинейных участков. Высоты барьеров  $\Phi_{BSF}(T)$  и  $\Phi_{BSR}(T)$  ДШ с различными диаметрами, вычисленные из наклонов прямолинейных участков зависимостей между  $I_{SO}/T^2$  от  $1/T$ , хорошо совпадают со значениями высот барьеров, полученных путем экстраполяции линий зависимостей высоты барьера от температуры к оси ординат при  $T = 0$  К на рис. 2, а, б. Значения  $\Phi_{BSF}(T)$  и  $\Phi_{BSR}(T)$  для ДШ с различными диаметрами приведены в табл. 1 и 2. Там же представлены разности высот барьеров  $\Delta\Phi_{BSF}$  и  $\Delta\Phi_{BSR}$  при  $T = 292$  К и  $T = 0$  К и соответствующие значения термического коэффициента высоты барьера  $\alpha_{TSF}$  и  $\alpha_{TSR}$ . Путем экстраполяции прямолинейных участков зависимостей  $I_{SO}/T^2$  от  $1/T$  к оси  $I_{SO}/T^2$  были определены экспериментальные значения постоянной Ричардсона  $A_{SFЭ}$  и  $A_{SRЭ}$ , которые занесены в табл. 1 и 2. Установлено, что между теоретическими значениями ( $A_{SF}$  и  $A_{SR}$ ) и экспериментальными значениями ( $A_{SFЭ}$  и

$A_{SRЭ}$ ) постоянной Ричардсона ДШ имеется следующее соотношение:

$$A_{SFЭ} = A_{SF} \exp(\alpha_{TSF}/k) \text{ и } A_{SRЭ} = A_{SR} \exp(\alpha_{TSR}/k). \quad (4)$$

Численные значения  $A_{SF}$  и  $A_{SR}$ , вычисленные по формуле (4), приведенные в табл. 1 и 2, хорошо совпадают с теоретическим значением  $120 \text{ А/см}^2 \cdot \text{Т}^2$ , использованным при определении высоты барьера методом ВАХ при данной температуре.

В первом приближении для ограниченных температурных интервалов зависимость  $\Phi_{BSЭ}$  ДШ от температуры  $T$  может быть представлена по формуле

$$\Phi_{BSЭ} = \Phi_{BS}(T) - \alpha_{TS}T.$$

Температурные зависимости коэффициента  $n_{S1}$  для ДШ с различными диаметрами имеют специфические особенности. С ростом температуры коэффициент  $n_{S1}$  сначала уменьшается, а затем увеличивается. Численные значения коэффициента  $n_{S1}$  при комнатной температуре приведены в табл. 1, а его температурные зависимости для ДШ с диаметрами 10 мкм (1), 100 мкм (2) и 1000 мкм (3) представлены на рис. 3, б. Видно, что с ростом температуры ход изменения значения коэффициента  $n_{S1}$  для ДШ с различными диаметрами соответствует противоположному ходу изменения соответствующих высот барьеров на рис. 2, а, б.

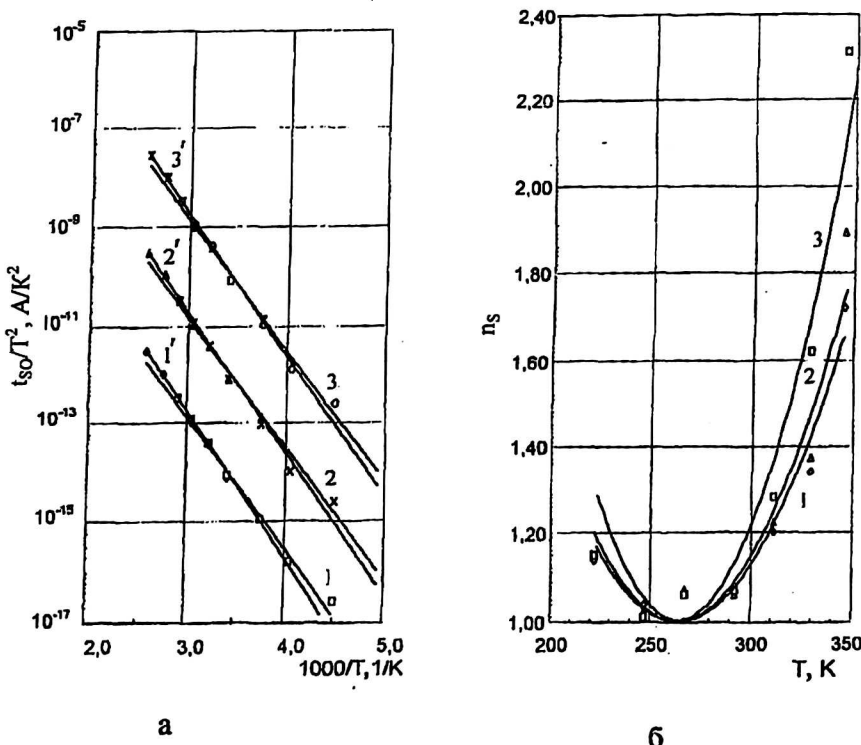


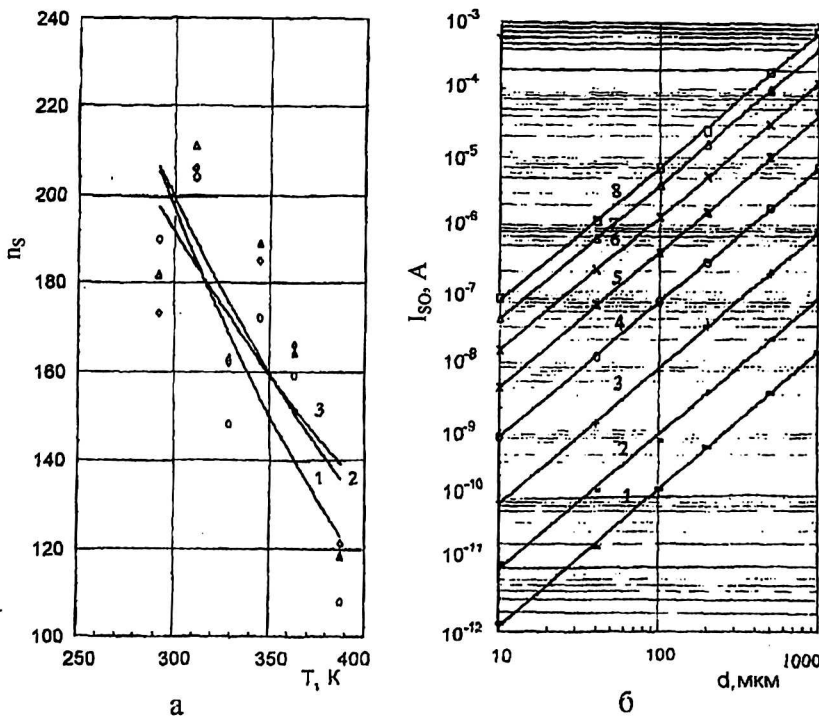
Рис. 3. Зависимости: а —  $I_{SO}/T^2$  от  $1/T$  для прямой (1, 2, 3) и обратной (1', 2', 3') ветвей ВАХ Ni — nSi диодов Шоттки с диаметрами 10, 100 и 1000 мкм при отсутствии краевых эффектов; б — температурные коэффициенты неидеальности прямой ветви ВАХ диодов Шоттки с диаметрами 10 мкм (1), 100 мкм (2) и 1000 мкм (3) при отсутствии краевых эффектов

Численные значения контактного сопротивления  $R_{CS}$  ДШ с различными диаметрами при комнатной температуре представлены в табл. 1. Интересно отметить, что несмотря на сложность характеров температурных зависимостей  $\Phi_{BS\Delta}$  и  $n_{S1}$  в широком температурном интервале, зависимости контактного сопротивления  $R_{CS}$  ДШ от температуры  $T$  изображаются прямыми линиями в полулогарифмическом масштабе, и кривые зависимостей  $R_{CS}$  от  $T$  для ДШ с различными диаметрами совпадают.

Степень отсутствия насыщения обратной ветви ВАХ ДШ характеризуется безразмерным коэффициентом  $n_{S2}$  при фиксированном значении напряжения. Значения  $n_{S2}(3)$  при напряжении  $U = 3$  В для ДШ с различными диаметрами при комнатной температуре приведены в табл. 2, из которой видно, что с ростом  $d$  коэффициент  $n_{S2}$  увеличивается, и его максимальное значение намного меньше, чем значение 329, обусловленное влиянием силы зеркального изображения. Коэффициент  $n_{S2}$ , как показано на рис. 4, а, с ростом температуры уменьшается для ДШ с различными диаметрами. Из данных табл. 1 и 2, а также из рис. 1—4 может быть сделано сравнение электрофизических параметров прямых ветвей и начальных участков обратных ветвей ВАХ ДШ при отсутствии краевых эффектов в различных температурных интервалах. Высоты барьеров прямой и обратной ветвей ВАХ ДШ при различных температурах совпадают. Слабая размерная зависимость высоты барьера наблюдается при температуре выше 300 К. Расхождение

наблюдается между высотами барьеров прямой и обратной ветвей ВАХ ДШ при  $T = 0$  К, определенных из зависимостей  $I_{SO}/T^2$  от  $1/T$ . Экспериментальные значения постоянной Ричардсона для прямой и обратной ветвей ВАХ ДШ отличаются, однако при учете различия в температурной зависимости высоты барьера они полностью совпадают и становятся почти равными ее теоретическому значению. Была проверена кажущаяся связь  $n_{S2} = n_{S1}/(n_{S1} - 1)$  между  $n_{S1}$  и  $n_{S2}$ , которая не получила подтверждения. Например, для ДШ с диаметром 10 мкм, если  $n_{S1} = 1,08$ , то  $n_{S2}$  должен иметь значение, равное 12,5, а не 175. Или же наоборот, если  $n_{S2} = 175$ , то  $n_{S1}$  должен иметь значение 1,006, а не 1,08. Характеры температурных зависимостей  $n_{S1}$  и  $n_{S2}$  также не совпадают.

Вышепредставленные экспериментальные результаты реальных ДШ, естественно, не объясняются физикой идеальных ДШ. На рис. 4, б представлены зависимости соответствующих токов насыщения  $I_{SO}$  прямых ветвей ВАХ ДШ от диаметра контакта при различных температурах. Видно, что эти зависимости изображаются прямыми линиями, тангенс угла наклона которых имеет значения  $\sim 2$ , что свидетельствует об отсутствии вклада периферийного тока в ток общего контакта ДШ. Это означает, что для интерпретации полученных экспериментальных результатов необходимо учесть особенности электронных процессов, происходящих на всей эффективной контактной поверхности реальных ДШ.



**Рис. 4. Зависимости:**  
 а — температурные безразмерного коэффициента обратной ветви ВАХ диодов Шоттки с диаметрами 10 мкм (1), 100 мкм (2) и 1000 мкм (3) при  $U = 3$  В при отсутствии краевых эффектов; б — токов насыщения прямой ветви ВАХ от диаметра диодов Шоттки при отсутствии краевых эффектов с тангенсом угла наклона: 1 — 2,00; 2 — 1,96; 3 — 1,99; 4 — 1,99; 5 — 2,00; 6 — 1,97; 7 — 1,99; 8 — 1,98 при температурах  $T$  (К): 1 — 222; 2 — 247; 3 — 267; 4 — 292; 5 — 311; 6 — 329; 7 — 345; 8 — 363

Электрофизические параметры и соответствующие характеристики реальных выпрямляющих контактов являются интегральными [5, 6]. При заданных конструктивно-технологических и климатических условиях реальный ДШ характеризуется определенными усредненными электрофизическими параметрами. При изменении этих условий изменяются как значения, так и особенности усреднения электрофизических параметров контакта реальных ДШ и их функциональных возможностей. Согласно двухбарьерной энергетической модели ДШ [7], реальный выпрямляющий контакт металл—полупроводник представляет собой совокупность двух взаимодействующих частей с различными усредненными высотами потенциального барьера. При этом в зависимости от напряжения изменение усредненной низкой высоты барьера определяется аномальным эффектом Шоттки, а усредненной высокой высоты барьера определяется либо аномальным эффектом Шоттки, либо нормальным эффектом Шоттки. Эти особенности двух частей контактных поверхностей проявляют себя в интегральных параметрах реальных ДШ, значения которых определяются экспериментально.

### Заклучение

Удовлетворительный вид ВАХ ДШ при отсутствии влияния краевых эффектов сохраняется в ограниченных интервалах температур, и их электрофизические параметры имеют следующие особенности:

для прямой ветви ВАХ: высота барьера практически не зависит от температуры; коэффициент неидеальности имеет значения больше, чем это следует из влияния силы зеркального изображения, и он увеличивается с ростом температуры; экспериментальное значение постоянной Ричардсона приблизительно равно ее теоретическому значению;

для обратной ветви ВАХ: высота барьера с ростом температуры медленно уменьшается; безразмерный коэффициент становится почти в два раза меньше его расчетного значения; экспериментальное значение постоянной Ричардсона становится намного больше ее теоретического значения; между экспериментальным значением постоянной Ричардсона и термическим коэффициентом высоты барьера ДШ существует экспоненциальная зависимость.

Высоты барьера для прямой и обратной ветвей ВАХ, определенных из зависимостей  $I_{SO}/T^2$  от  $1/T$ , отличаются.

### Литература

1. Валиев К. А., Пашицев Ю. И., Петров Г. В. Применение контакта металл—полупроводник в электронике. — М.: Радио и связь, 1981.
2. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 1. — М., 1984.
3. Rideout V. L. // Thin Solid Films, 1978. V. 48. № 3. P. 261.
4. Пупинис П. А., Римейка А. К., Лапейка В. А., Пупинис А. В. // ФТП, 2001. № 2. С. 188.
5. Тонкие пленки: взаимная диффузия и реакции/ Под ред. Дж. Поуга, К. Ту, Дж. Мейера. — М.: Мир, 1982.
6. Мамедов Р. К. // Вестник Бакинского университета, 2001. Сер. физ.-мат. наук. № 2. С. 84.
7. Мамедов Р. К. // Прикладная физика. 2002. № 4. С. 150.

## Temperatures dependence of current transport in Schottky diodes at the absence of edges effects

R. K. Mamedov

Baku State University, Baku, Azerbaijan Republic

*Temperatures dependence of current transport in Ni-nSi Schottky diodes with different diameters (10—1000 mkm) at the absence of edges effects in the temperatures interval 222—387 K Study has shown that satisfactory type an current-voltage characteristic of Schottky diodes is saved in limited temperatures intervals. The particularities of temperatures dependence of barrier height, non-ideality factor, contact resistance, non-dimensional factor and other parameters of Schottky diodes depends on the chosen temperatures intervals.*

\* \* \*