

УДК 621.382.011.222

Температурные зависимости токопрохождения по периферии контакта в диодах Шоттки

Р. К. Мамедов

Бакинский государственный университет, г. Баку, Азербайджан

Исследование температурной зависимости токопрохождения по периферии контакта в Ni-nSi-диодах Шоттки (ДШ) с диаметрами 10–1000 мкм 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, ширины и площади активной периферийной контактной поверхности и других параметров периферийных областей диодов Шоттки зависят от выбранных интервалов температур.

Электрофизические процессы, происходящие по периферии контакта металл–полупроводник, оказывают значительное влияние на свойства реальных ДШ [1–5]. Для устранения отрицательных влияний краевых эффектов на свойства ДШ предложены различные конструкции контактных структур и достигнуты определенные успехи [6, 7]. Однако особенности токопрохождения по периферии контакта ДШ в литературе мало отражены.

В работах, опубликованных раньше, представлены результаты экспериментальных исследований температурных зависимостей токопрохождения в обоих направлениях в Ni–nSi ДШ с различными диаметрами при наличии и отсутствии влияния краевых эффектов. В данной работе представлены результаты аналогичных исследований токопрохождения лишь по периферии контакта в Ni–nSi ДШ.

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 SiO₂ толщиной порядка 0,3 мкм. В слое SiO₂ вскрывались окна с диаметрами 10, 40, 100, 200, 500 и 1000 мкм. Пленки никеля толщиной 0,5 мкм получены термическим испарением в вакууме 10⁻⁴ Па на поверхности Si, на окнах SiO₂. Пленки металла Ni имели достаточно большую площадь, перекрывающую диэлектрический слой SiO₂ по периферии окон, для предотвращения искривления приповерхност-

ного обедненного слоя полупроводника по периферии контакта. Омический контакт создан нанесением пленки алюминия на обратной сильнолегированной поверхности кремниевых пластинок.

Были определены периферийные токи I_{LS} , протекающие через периферийный участок контактной поверхности ДШ с общим током I по формуле

$$I_{LS} = I_L + (S_L/S_S)I_S,$$

где I_L — периферийные токи, обусловленные лишь периферийными эффектами ДШ;

I_S — токи, протекающие через контактную поверхность ДШ без влияния периферийных эффектов;

S_L и S_S — эффективные площади ДШ, через которые протекают соответствующие периферийные токи I_{LS} (I_L) и токи I_S .

Токи I_S и I_L определялись следующими формулами

$$I_S = I - I_L \text{ и } I_L = j_L L.$$

При этом были использованы усредненные линейные плотности j_L периферийных токов I_L по формуле

$$j_L = (NI - I_S)/(NL - L_S),$$

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

L_S — длина периферии контакта эталонного ДШ с диаметром 1000 мкм, через который протекает ток I_S ;

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

Эффективные контактные площади S_L и S_S ДШ с различными диаметрами, через которые протекают соответствующие токи $I_L(I_{LS})$ и I_S , определялись формулами

$$S_L = S_0 I_L / I_{L0} \text{ и } S_S = S_0 I_S / I_{S0},$$

где I_{L0} и I_{S0} — периферийные токи, обусловленные лишь периферийными эффектами, и токи, протекающие через контактную поверхность без влияния периферийных эффектов, ДШ с диаметром 6 мкм;

S_0 — геометрическая площадь, равная эффективной площади контакта ДШ с диаметром 6 мкм, через которую протекают токи I_{L0} и 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—287 К с использованием параметров I_{LS} и S_L [7].

Экспериментальные результаты и их обсуждение

При комнатной температуре прямые ветви ВАХ периферийных участков ДШ с различными

диаметрами изображаются прямыми линиями в полулогарифмическом масштабе, а начальные участки обратных ветвей ВАХ описывают медленное возрастание обратных токов с ростом напряжения. Эти особенности ВАХ соблюдаются 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. Типичные температурные зависимости прямых ветвей (I_{LSF}) и начальных участков обратных ветвей (I_{LSR}) ВАХ ДШ с диаметрами 100 мкм в интервале температур 185—387 К представлены на рис. 1, а, б. В ограниченных интервалах температур прямые ветви и начальные участки обратных ветвей ВАХ ДШ с различными диаметрами описываются формулой

$$I_{LS} = S_L A_{LS} T^2 \exp(-\Phi_{LS}/kT) [\exp(qU/n_{LSF}kT) - \exp(-qU/n_{LSR}kT)],$$

где S_L — эффективная площадь ДШ, через которую протекают периферийные токи;

A_{LS} — экспериментальное значение постоянной Ричардсона;

Φ_{LS} — экспериментальное значение высоты потенциального барьера;

n_{LSF} — коэффициент неидеальности;

n_{LSR} — безразмерный коэффициент.

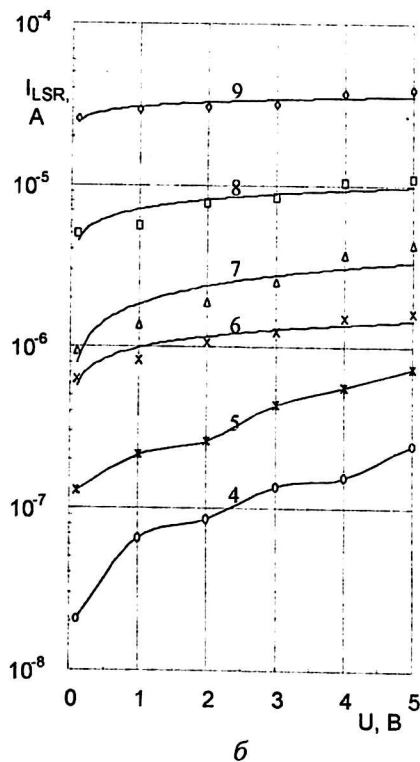
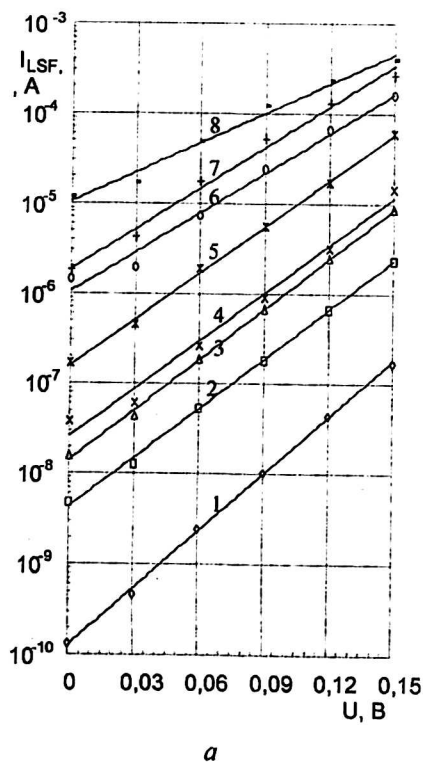


Рис. 1. Ветви ВАХ по периферии контакта в Ni—nSi-диодах Шоттки с диаметром 100 мкм при температурах T (К): 1 — 222; 2 — 247; 3 — 267; 4 — 292; 5 — 311; 6 — 329; 7 — 345; 8 — 363; 9 — 387; а — прямые ветви ВАХ; б — обратные

Остальные обозначения являются общепринятыми.

В табл. 1 и 2 приведены эффективные площади (S_{LF} и S_{LR}), соответственно, активной периферийной поверхности и их ширины (h_{LF} и h_{LR}), вклады ($g_F(I_{LS})$ и $g_R(I_{LS})$) периферийных токов насыщения в соответствующие общие токи насыщения ДШ в прямом и обратном направлениях, а также вклады ($g_F(I_L)$ и $g_R(I_L)$) токов I_L в токи I_{LS} ДШ для прямого и обратного направлений. 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.

Согласно теории термоэлектронной эмиссии, ВАХ идеальных ДШ описываются формулой [7]

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

Зависимость снижения высоты барьера под действием силы зеркального изображения $\Delta\Phi_B$ от U определяется формулой

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

где N_D — концентрация примесей в полупроводнике;

ϵ_s — диэлектрическая проницаемость полупроводника;

U_D — диффузионный потенциал; знаки (-) и (+) — соответственно, для прямого и обратного направлений.

Прямые (I_F) и обратные (I_R) ветви ВАХ идеальных ДШ при $U > kT$ выражаются формулами

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

$$I_R = SAT^2 \exp(-\Phi_B/kT) \exp(qU/n_2 kT) = I_0 \exp(qU/n_2 kT). \quad (3)$$

Были вычислены численные значения коэффициентов n_1 и n_2 при комнатной температуре при учете (1) в формулах (2) и (3) 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 он становится равным 329.

Из прямых ветвей (I_{LSF}) и начальных участков обратных ветвей (I_{LSR}) ВАХ ДШ с различными диаметрами были определены высоты барьеров Φ_{LSF} и Φ_{LSR} в широком интервале температур. Их значения при комнатной температуре для ДШ с различными диаметрами d приведены в табл. 1 и 2, соответственно.

Таблица 1

d , мкм	S_{LF} , см ²	Φ_{LSF} , эВ	$\Phi_{LSF}(T)$, эВ	n_{LSF}	$R_{CLS F}$, Ом·см ²	$\Delta\Phi_{LSF}$, эВ	h_{LF} , мкм	α_{TF} , эВ/К	$A_{LF \Phi}$, А/К ² ·см ²	A_{LF} , А/К ² ·см ²	$g_F(I_{LS})$, %	$g_F(I_L)$, %
10	$7,58 \cdot 10^{-7}$	0,563	0,518	1,11	12,6	0,045		$1,54 \cdot 10^{-4}$	19,9	120	98,2	57,5
40	$1,15 \cdot 10^{-5}$	0,564	0,504	1,07	12,3	0,060	9,1	$2,05 \cdot 10^{-4}$	11,3	125	96,2	58,4
100	$1,76 \cdot 10^{-5}$	0,563	0,518	1,14	13,0	0,045	5,5	$1,54 \cdot 10^{-4}$	19,9	120	40,5	57,7
200	$9,88 \cdot 10^{-5}$	0,564	0,502	1,16	13,6	0,062	15,7	$2,12 \cdot 10^{-4}$	10,1	121	52,8	59,2
500	$1,98 \cdot 10^{-4}$	0,564	0,560	1,07	12,4	0,004	12,6	$1,37 \cdot 10^{-5}$	101	119	21,3	58,7
1000	$3,94 \cdot 10^{-4}$	0,564	0,577	1,07	12,4	-0,013	12,6	$-4,45 \cdot 10^{-5}$	203	121	11,3	58,6

Таблица 2

d , мкм	S_{LR} , см ²	Φ_{LSR} , эВ	$\Phi_{LSR}(T)$, эВ	n_{LSR} (3 В)	$\Delta\Phi_{LSR}$, эВ	h_{LR} , мкм	α_{TR} , эВ/К	$A_{LR \Phi}$, А/К ² ·см ²	A_{LR} , А/К ² ·см ²	$g_R(I_{LS})$, %	$g_R(I_L)$, %
10	$7,93 \cdot 10^{-7}$	0,575	0,669	60,7	-0,094		$-3,22 \cdot 10^{-4}$	$5,0 \cdot 10^3$	117	100	36,6
40	$7,77 \cdot 10^{-6}$	0,575	0,637	72,3	-0,062	6,1	$-2,12 \cdot 10^{-4}$	$1,4 \cdot 10^3$	119	72,1	36,6
100	$2,40 \cdot 10^{-5}$	0,575	0,665	74,0	-0,090	7,6	$-3,08 \cdot 10^{-4}$	$4,1 \cdot 10^3$	114	41,2	36,7
200	$2,45 \cdot 10^{-5}$	0,575	0,705	59,8	-0,130	3,9	$-4,45 \cdot 10^{-4}$	$2,0 \cdot 10^4$	113	11,8	36,6
500	$3,93 \cdot 10^{-5}$	0,575	0,724	44,5	-0,149	2,5	$-5,10 \cdot 10^{-4}$	$4,3 \cdot 10^4$	112	3,1	36,7
1000	$8,01 \cdot 10^{-5}$	0,575	0,733	44,7	-0,158	2,5	$-5,41 \cdot 10^{-4}$	$6,2 \cdot 10^4$	112	1,5	36,1

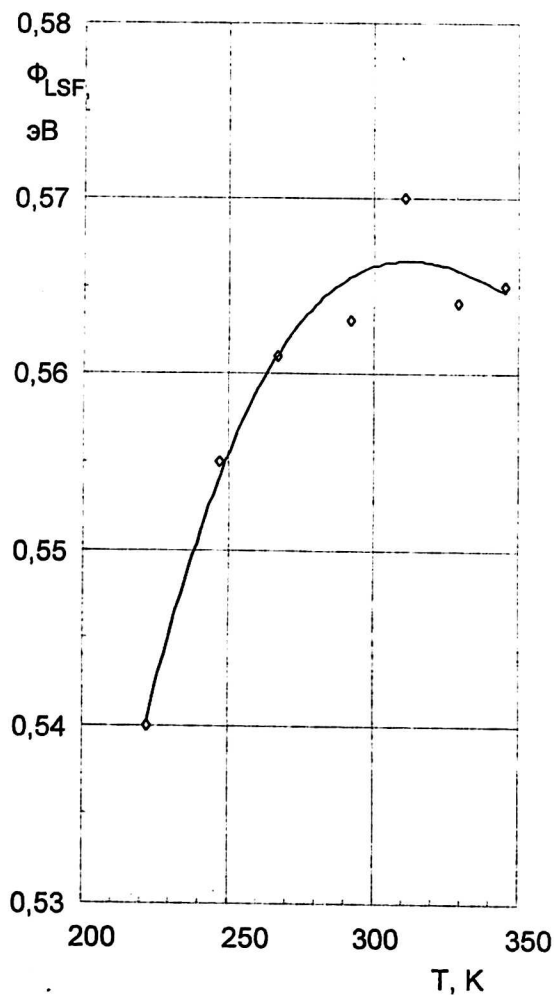
Температурные зависимости высот барьеров Φ_{LSF} и Φ_{LSR} ДШ представлены на рис. 2, а, б, из которых видно, что высота барьера ДШ по периферии контакта с ростом температуры в интервале 247–311 К увеличивается, а при дальнейшем увеличении (до 387 К) — уменьшается.

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

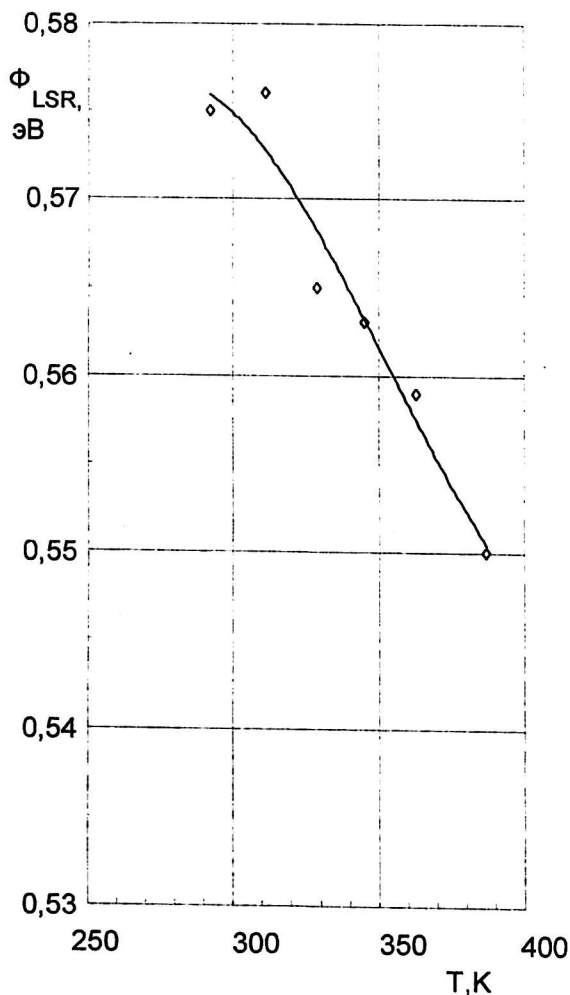
На рис. 3, а представлены зависимости между I_{LS}/T^2 и $1/T$ в интервале температур 222–387 К для ДШ с диаметрами 10 мкм (кривые 1, 1'), 100 мкм (2, 2') и 1000 мкм (3, 3'). Эти зависимости изображаются ломанной линией, состоящей из двух прямолинейных участков. Высоты барьеров $\Phi_{BSF}(T)$ и $\Phi_{BSR}(T)$ по периферии контакта ДШ с различными диаметрами, вычисленные из наклонов прямолинейных участков зависимостей

между I_{LS}/T^2 и $1/T$, 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 $\Phi_{LSF}(T)$ и $\Phi_{LSR}(T)$ для ДШ с различными диаметрами приведены в табл. 1 и 2. Там же представлены разности высот барьеров $\Delta\Phi_{LSF}$ и $\Delta\Phi_{LSR}$ при $T = 292$ К и $T = 0$ К и соответствующие значения термического коэффициента высоты барьера α_{TF} и α_{TR} . Путем экстраполяции прямолинейных участков зависимостей I_{LS}/T^2 от $1/T$ к оси I_{LS}/T^2 были определены экспериментальные значения постоянной Ричардсона $A_{LFЭ}$ и $A_{LRЭ}$, которые занесены в табл. 1 и 2. Установлено, что между теоретическими значениями (A_{LF} и A_{LR}) и экспериментальными значениями ($A_{LFЭ}$ и $A_{LRЭ}$) постоянной Ричардсона ДШ имеются следующие соотношения:

$$A_{LFЭ} = A_{LF} \exp(\alpha_{TF}/k); A_{LRЭ} = A_{LR} \exp(-\alpha_{TR}/k). \quad (4)$$



а



б

Рис. 2. Температурные зависимости высоты барьера Ni–nSi-диодов Шоттки по периферии контакта для: а — прямой ветви ВАХ; б — обратной

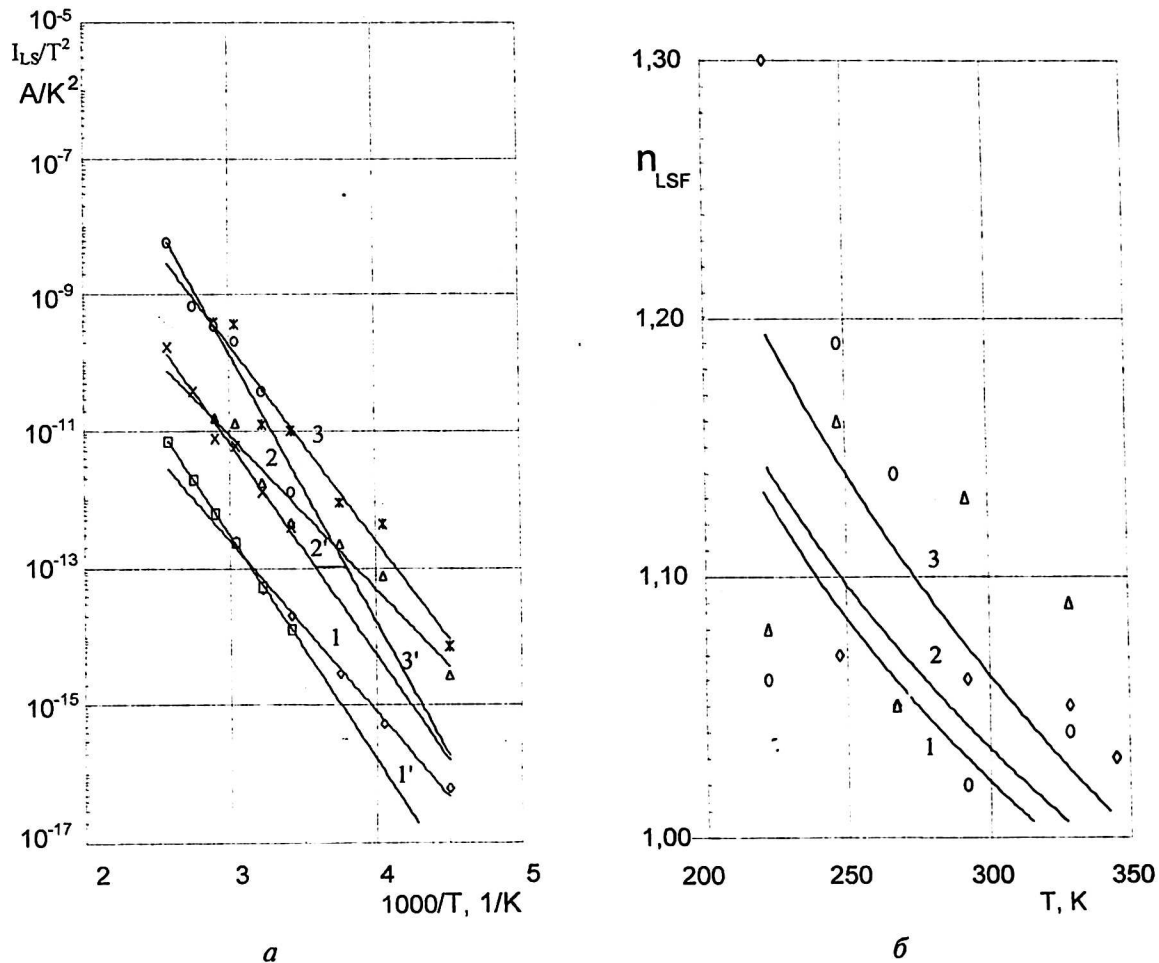


Рис. 3. Зависимости:

a — I_{LS}/T^2 от $1/T$ для прямой (1, 2, 3) и обратной (1', 2', 3') ветвей ВАХ по периферии контакта в Ni—nSi-диодах Шоттки с диаметрами 10, 100 и 1000 мкм; *б* — температурные зависимости коэффициента неидеальности прямой ветви ВАХ по периферии контакта в Ni—nSi диодах Шоттки с диаметрами 10 (кривая 1), 100 (2) и 1000 мкм (3)

Значения A_{LF} и A_{LR} , вычисленные по формуле (4) и приведенные в табл. 1 и 2, хорошо совпадают с теоретическим значением $120 A/cm^2T^2$, использованным при определении высоты барьера методом ВАХ при данной температуре.

В первом приближении для ограниченных температурных интервалов зависимость Φ_{LS} ДШ от температуры T может быть представлена формулой

$$\Phi_{LS} = \Phi_{LS}(T) \pm \alpha_T T.$$

С ростом температуры коэффициент n_{LSF} ДШ уменьшается. Численные значения коэффициента n_{LSR} при комнатной температуре приведены в табл. 1, и его температурные зависимости для ДШ с диаметрами 10, 100 и 1000 мкм представлены на рис. 3, б, кривыми 1, 2, 3, соответственно.

Численные значения контактного сопротивления R_{CLS} ДШ с различными диаметрами при комнатной температуре представлены в табл. 1. Следует отметить, что в широком температурном

интервале зависимость контактного сопротивления R_{CLS} ДШ от температуры T изображаются прямыми линиями в полулогарифмическом масштабе, а кривые зависимостей R_{CLS} от T для ДШ с различными диаметрами — совпадают.

Степень отсутствия насыщения обратной ветви ВАХ ДШ характеризуется безразмерным коэффициентом n_{LSR} при фиксированном значении напряжения. Значения n_{LSR} (3 В) при напряжении $U = 3$ В для ДШ с различными диаметрами при комнатной температуре приведены в табл. 2, откуда видно, что с ростом d коэффициент n_{LSR} увеличивается, и его максимальное значение намного меньше, чем значение 329, обусловленное влиянием силы зеркального изображения. Характер температурной зависимости коэффициента n_{LSR} зависит от геометрических размеров ДШ, как показано на рис. 4, а.

Из данных в табл. 1 и 2, а также на рис. 1—4 может быть сделано сравнение электрофизических параметров прямых ветвей и начальных

участков обратных ветвей ВАХ ДШ по периферии контакта в различных температурных интервалах. Характер температурной зависимости высоты барьеров прямой и обратной ветвей ВАХ ДШ по периферии контакта становится противоположным. Расхождение наблюдается между высотами барьеров прямой и обратной ветвей ВАХ ДШ при $T = 0$ К, определенных из зависимостей I_{LS}/T^2 от $1/T$. Экспериментальные значения постоянной Ричардсона для прямой и обратной ветвей ВАХ ДШ отличаются, однако, при учете различия в температурной зависимо-

Для интерпретации полученных экспериментальных результатов необходимо учесть особенности электронных процессов на периферийной контактной поверхности реальных ДШ. Электрофизические параметры и соответствующие характеристики реальных выпрямляющих контактов являются интегральными [5, 7–9]. При заданных конструктивно-технологических и климатических условиях реальный ДШ характеризуется определенными усредненными электрофизическими параметрами. При изменении

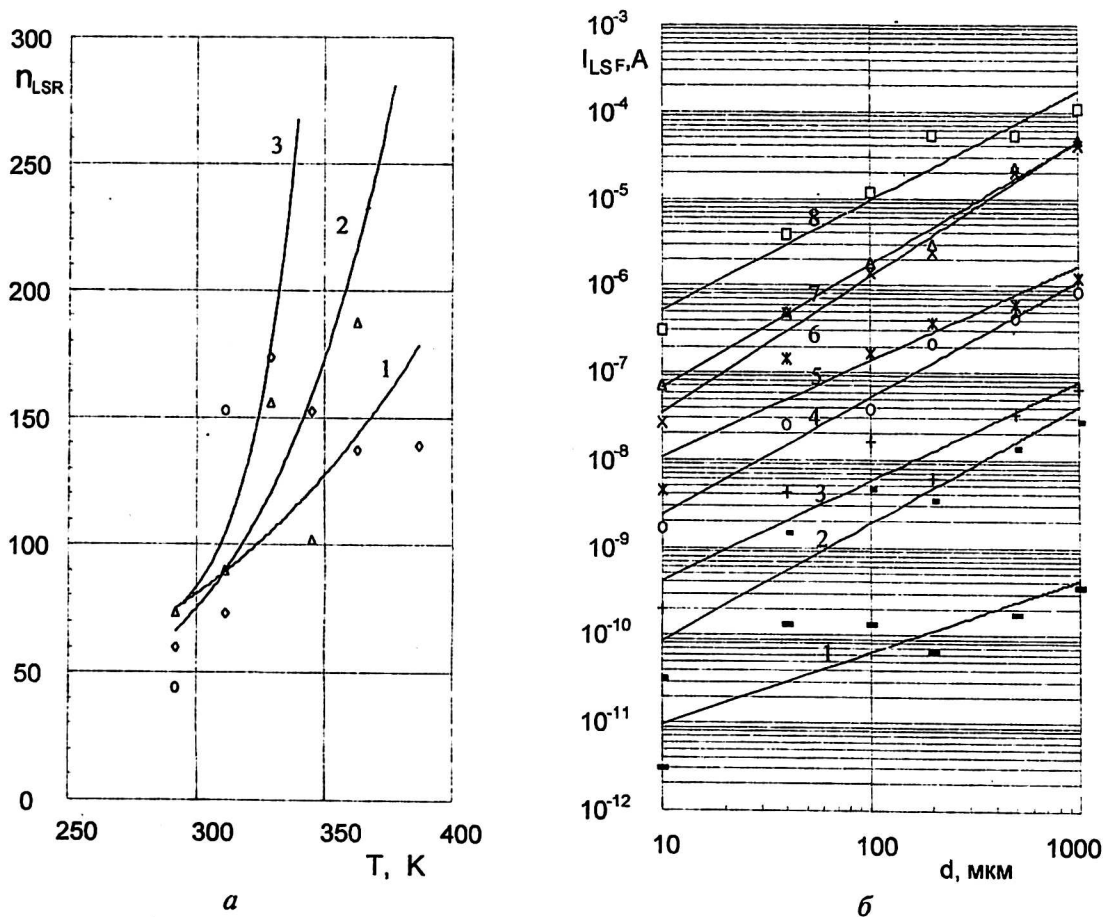


Рис. 4. Зависимости:

a — температурные, безразмерного коэффициента обратной ветви ВАХ по периферии контакта в Ni—nSi-диодах Шоттки с диаметрами 10 (кривая 1), 100 (2) и 1000 мкм (3) при $U = 3$ В; *б* — токов насыщения прямой ветви ВАХ по периферии контакта от диаметра Ni—nSi-диодов Шоттки с тангенсом угла наклона:

1 — 1,03; 2 — 1,46; 3 — 1,26; 4 — 1,35; 5 — 1,21; 6 — 1,59; 7 — 1,40; 8 — 1,27 и при температурах T (К):
1 — 222; 2 — 247; 3 — 267; 4 — 292; 5 — 311; 6 — 329; 7 — 345; 8 — 363

сти высоты барьера, они полностью совпадают и становятся почти равными ее теоретическому значению.

На рис. 4, *б* представлены зависимости соответствующих токов насыщения I_{LSF} прямых ветвей ВАХ ДШ от диаметра контакта при различных температурах. Видно, что эти зависимости изображаются прямыми линиями, тангенс угла наклона которых имеет значения близкие к 1, что свидетельствует о протекании тока по периферии контакта ДШ.

этих условий, естественно, изменяются как значения, так и особенности усреднения электрофизических параметров контакта реальных ДШ и их функциональных возможностей. При этом наибольшая неравномерность по значению электрофизических параметров имеет место в периферийной области контакта. Согласно энергетической модели двухбарьерных узких ДШ [10, 11], 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 — аномальным, либо нормальным эффектом Шоттки. Эти особенности двух частей периферийной области контактных поверхностей проявляют себя в интегральных параметрах периферийной области реальных ДШ.

Заключение

Исследование температурной зависимости токопрохождения по периферии контакта Ni—nSi ВАХ ДШ показало, что их электрофизические параметры имеют следующие особенности:

краевые эффекты оказывают влияние на свойства ДШ по периферийной площади контакта с шириной несколько микрометров и вклады токов, обусловленных лишь краевыми эффектами, в периферийные токи ДШ, которые отличаются для прямой и обратной ветвей ВАХ;

для прямой ветви ВАХ высота барьера увеличивается с ростом температуры; коэффициент неидеальности имеет значения больше, чем это следует из влияния силы зеркального изображения, и он уменьшается с ростом температуры; экспериментальное значение постоянной Ричардсона становится меньше ее теоретического значения; между экспериментальным значением постоянной Ричардсона и термическим коэффициентом высоты барьера ДШ существует экспоненциальная зависимость;

для обратной ветви ВАХ высота барьера с ростом температуры уменьшается; безразмерный коэффициент становится намного меньше его расчетного значения; экспериментальное значение постоянной Ричардсона становится на несколько порядков больше ее теоретического значения; между экспериментальным значением постоянной Ричардсона и термическим коэффициентом высоты барьера ДШ существует экспоненциальная зависимость;

высоты барьера ДШ для прямой и обратной ветви ВАХ, определенных из зависимостей I_{LS}/T^2 от $1/T$, отличаются.

Литература

1. Rideout V. L.// Thin Solid Films. 1978. V. 48. № 3. P. 261.
2. Yearn Choi// IEEE Trans. Electron. Devices, 1981. V. ED-28. № 5. P. 601.
3. Мамедов Р. К., Набиев М. А.// ФТП, 1986. Т. 20. Вып. 2. С. 332.
4. Бондаренко В. Б., Кудинов Ю. А., Ершов С. Г. Кораблев В. В.// Там же. 1998. Т. 32. № 5. С. 554.
5. Мамедов Р. К.// Прикладная физика. 2002. № 4. С. 150.
6. Валиев К. А., Пашидзе Ю. И., Петров Г. В. Применение контакта металл—полупроводник в электронике. — М.: Радио и связь. 1981.
7. Зи С.// Физика полупроводниковых приборов — М., 1984. Т. 1.
8. Boltavets N. S., Ivanov V. N., Konakova R. V.// Semiconductor Physics, Quantum & Optoelectronics. 2001. V. 4. № 1. P. 65.
9. Тонкие пленки: взаимная диффузия и реакции/ Под ред. Дж. Поута, К. Ту, Дж. Мейера. — М.: Мир, 1982.
10. Мамедов Р. К.// Вестник Бакинского университета. Сер. физ.-мат. наук, 2001. № 2. С. 84.
11. Мамедов Р. К.// Известия НАН АзР. Сер. физ.-мат. наук. 2001. № 2. С. 13.

Temperatures dependences of current transport through the contact periphery in Schottky diodes

R. K. Mamedov

Baku State university, Baku, Azerbaijan Republic

Temperatures dependence of current transport through contact periphery in Ni—nSi Schottky diodes with different diameters 10—1000 μm 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, widths and active areas of peripheral contact surface and other parameters peripheral contact region Schottky diodes depends on the chosen temperatures intervals.

* * *