

УДК 621.382.011.222

Температурные зависимости токопрохождения в диодах Шоттки

Р. К. Мамедов

Бакинский государственный университет, г. Баку, Азербайджан

Исследование температурной зависимости в интервале температур 132–387 К Ni-nSi Шоттки с различными диаметрами (10–1000 мкм) показало, что удовлетворительный вид вольт-амперных характеристик (ВАХ) диодов Шоттки (ДШ) сохраняется в ограниченных интервалах температур. Особенности температурной зависимости высоты барьера, коэффициента неидеальности, контактного сопротивления, безразмерного коэффициента и других параметров ДШ зависят от выбранного интервала температур и от геометрических размеров контакта.

Диоды Шоттки широко применяются в качестве дискретных полупроводниковых приборов и элементов интегральных схем. В результате интенсивных и всесторонних исследований электрофизических свойств ДШ на основе *n*- и *p*-типа полупроводника стали понятными многие закономерности электронных процессов, происходящих в реальных контактах металл–полупроводник [1, 2]. Однако некоторые особенности ВАХ, особенно температурные зависимости то-

ка, трудно объяснимы в рамках общепринятой теории токопрохождения в идеальных ДШ. Измеренные на реальных ДШ зависимости от температуры *T* тока насыщения I_0 в координатах $\ln(I_0/T^2) - 1/T$ не являются прямыми [3–5], как это должно быть согласно теории термоэлектронной эмиссии, а изгибаются в области более низких температур. Результаты исследований температурных зависимостей высоты барьера ДШ часто не совпадают, а иногда и противоречат [1, 6].

Есть все основания считать [7], что электрофизические параметры реальных ДШ являются интегральными, и на них существенное влияние оказывают соответствующие параметры периферийных контактных поверхностей. Поэтому для получения более содержательной информации и проведения более корректной интерпретации температурных зависимостей токопрохождения в реальных ДШ возникает необходимость выявления особенности температурных зависимостей протекания в отдельности общего тока, периферийного тока и тока при отсутствии влияния периферийных эффектов в обоих направлениях в ДШ.

Ниже представлены результаты экспериментального исследования температурной зависимости протекания общего тока в Ni-nSi ДШ.

Методика эксперимента

Для установления возможных влияний периферийных электронных процессов на интегральные электрофизические параметры ДШ наиболее продуктивным методом является исследование ДШ с различными геометрическими размерами, изготовленными 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 приповерхностного обедненного слоя полупроводника по периферии контакта. Омический контакт создан нанесением пленки алюминия на обратной сильнолегированной поверхности кремниевых пластинок.

Статические ВАХ ДШ снимались в интервале температур 132–387 К, в атмосфере паров азота. Высота потенциального барьера, коэффициент неидеальности, контактное сопротивление, безразмерный коэффициент, постоянная Ричардсона ДШ определялись из прямых и обратных ветвей ВАХ.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

При комнатной температуре прямые ветви ВАХ ДШ с различными диаметрами изображаются прямыми линиями в полулогарифмическом масштабе, а начальные участки обратных ветвей ВАХ описывают медленное возрастание обратных токов с ростом напряжения. При достаточных больших напряжениях, намного ниже теоретического значения напряжения пробоя 100 В, происходит резкое возрастание обратных токов ДШ. 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 интервале 267–387 К. При относительно высоких температурах они 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 и обратных ветвей 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

$$I = SA_{\text{Э}} T^2 \exp(-\Phi_{\text{ВЭ}}/kT) [\exp(qU/n_1 kT) - \exp(-qU/n_2 kT)],$$

где $A_{\text{Э}}$ — экспериментальное значение постоянной Ричардсона; $\Phi_{\text{ВЭ}}$ — экспериментальное значение высоты потенциального барьера; n_1 — коэффициент неидеальности; n_2 — безразмерный коэффициент.

Согласно теории термоэлектронной эмиссии ВАХ идеальных ДШ описывается формулой [1]

$$I = SAT^2 \exp[-(\Phi_{\text{В}} - \Delta\Phi_{\text{В}})/kT] [\exp(qU/kT) - 1],$$

где S — площадь ДШ; A — постоянная Ричардсона; T — абсолютная температура; $\Phi_{\text{В}}$ — высота потенциального барьера; q — заряд электрона; U — приложенное напряжение; k — постоянная Больцмана; $\Delta\Phi_{\text{В}}$ — снижение высоты барьера под действием силы зеркального изображения. Зависимость $\Delta\Phi_{\text{В}}$ от U определяется формулой

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

где N_D — концентрация примесей в полупроводнике; ϵ_s — диэлектрическая проницаемость полупроводника; U_D — диффузионный потенциал.

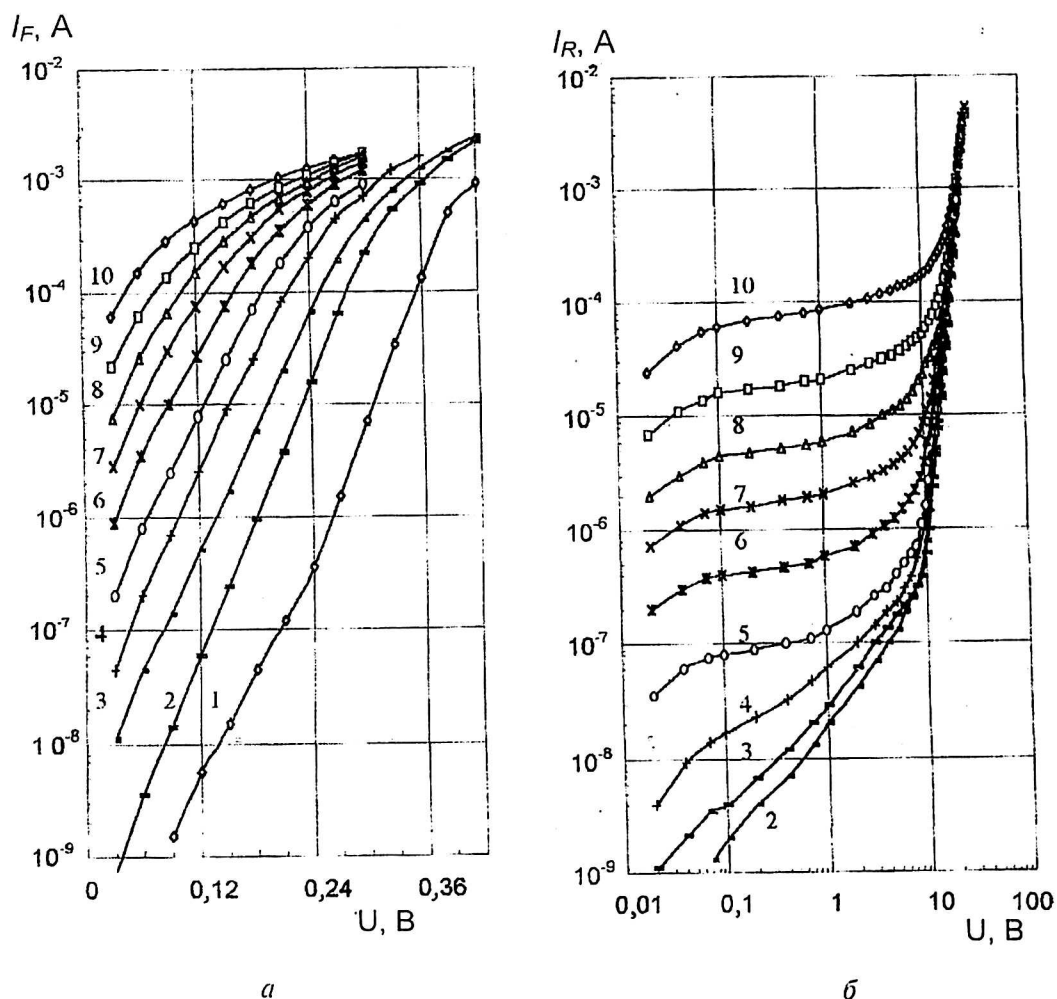


Рис. 1. Прямые (а) и обратные (б) ветви ВАХ Ni-nSi диодов Шоттки с диаметрами 100 мкм при температурах T (K):
1 – 185; 2 – 222; 3 – 247; 4 – 267; 5 – 292; 6 – 311; 7 – 329; 8 – 345; 9 – 363; 10 – 387

Выражение прямой ветви ВАХ идеальных ДШ при $U > kT$ имеет вид

$$\begin{aligned} I_F &= SAT^2 \exp\{-[\Phi_B - q((q^3 N_D 8\pi^2 \epsilon_s^3) \times \\ &\times (U_D - U - kT/q))^{1/4}]/kT\} \exp(qU/kT) = \\ &= SAT^2 \exp(-\Phi_B/kT) \exp(qU/n_1 kT) = \\ &= I_{OF} \exp(qU/n_1 kT). \end{aligned}$$

Выражение обратной ветви ВАХ идеальных ДШ при $U > kT$ имеет вид

$$\begin{aligned} I_R &= SAT^2 \exp\{-[\Phi_B - q((q^3 N_D / 8\pi^2 \epsilon_s^3) \times \\ &\times (U_D + U - kT/q))^{1/4}]/kT\} = \\ &= SAT^2 \exp(-\Phi_B/kT) \times \\ &\times \exp(qU/n_2 kT) = I_{OR} \exp(qU/n_2 kT). \end{aligned}$$

Были вычислены численные значения коэффициентов n_1 и n_2 при комнатной температуре для использованных диодных 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 и начальных участков обратных ветвей ВАХ ДШ с различными диаметрами были определены высота барьера Φ_{BF} и Φ_{BR} в широком интервале температур. Их значения при комнатной температуре для различных d приведены в табл. 1 и 2, соответственно.

Таблица 1

d , мкм	S , см ²	Φ_{BF} , эВ	n_1	R_C , Ом·см ²	$\Phi_{BF}(T)$, эВ	$\Delta\Phi_{BF}$, эВ	α_{TF} , эВ/К	$A_{FЭ}$, А/К ² ·см ²	A_F , А/К ² ·см ²
10	$7,85 \cdot 10^{-7}$	0,564	1,09	12,8	0,514	0,050	$1,71 \cdot 10^{-4}$	16,6	122
40	$1,26 \cdot 10^{-5}$	0,565	1,06	13,0	0,487	0,078	$2,67 \cdot 10^{-4}$	5,56	126
100	$7,85 \cdot 10^{-5}$	0,578	1,09	22,7	0,491	0,087	$2,98 \cdot 10^{-4}$	3,82	124
200	$3,14 \cdot 10^{-4}$	0,577	1,10	21,9	0,544	0,033	$1,13 \cdot 10^{-4}$	31,85	119
500	$1,96 \cdot 10^{-3}$	0,583	1,07	26,5	0,544	0,039	$1,34 \cdot 10^{-4}$	25,48	121
1000	$7,85 \cdot 10^{-3}$	0,584	1,05	27,9	0,555	0,029	$9,93 \cdot 10^{-5}$	38,22	122

Таблица 2

d , мкм	S , см ²	Φ_{BR} , эВ	$n_2(3)$	$\Phi_R(T)$, эВ	$\Delta\Phi_{BR}$, эВ	α_{TR} , эВ/К	$A_{RЭ}$, А/К ² ·см ²	A_R , А/К ² ·см ²
10	$7,85 \cdot 10^{-7}$	0,575	59,8	0,652	- 0,770	$-2,64 \cdot 10^{-4}$	2550	117
40	$1,26 \cdot 10^{-5}$	0,579	80,9	0,621	- 0,420	$-1,44 \cdot 10^{-4}$	635	118
100	$7,85 \cdot 10^{-5}$	0,582	102	0,633	- 0,510	$-1,75 \cdot 10^{-4}$	892	116
200	$3,14 \cdot 10^{-4}$	0,585	125	0,617	- 0,320	$-1,10 \cdot 10^{-4}$	414	115
500	$1,96 \cdot 10^{-3}$	0,586	144	0,620	- 0,340	$-1,16 \cdot 10^{-4}$	459	118
1000	$7,85 \cdot 10^{-3}$	0,586	163	0,623	- 0,370	$-1,27 \cdot 10^{-4}$	510	116

Их температурные зависимости для ДШ с диаметрами 10, 100 и 1000 мкм представлены на рис. 2, а и б.

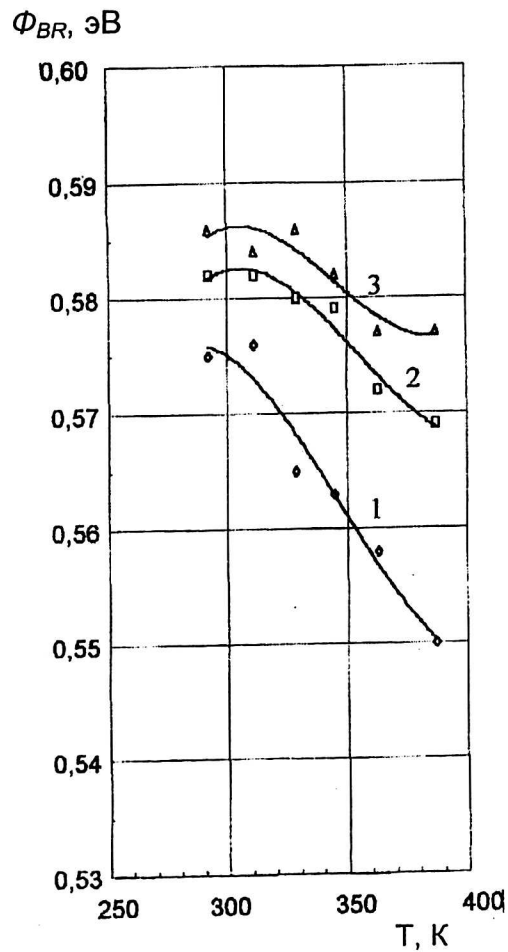
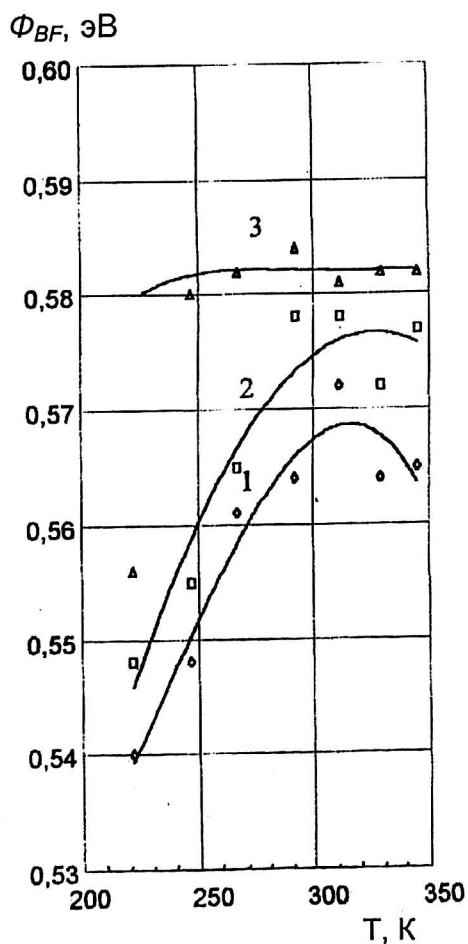


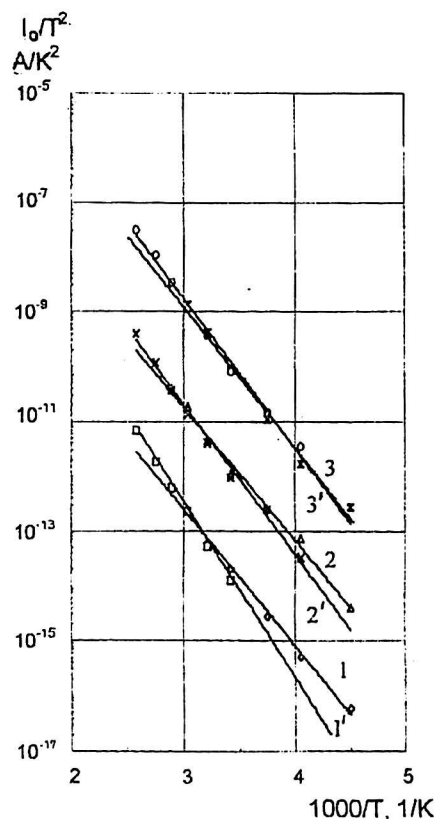
Рис. 2. Температурные зависимости высоты барьера Ni-nSi диодов Шоттки с диаметрами 10 мкм (1), 100 мкм (2) и 1000 мкм (3) для прямой (а) и обратной (б) ветвей ВАХ

Как видно из рис. 2, а, б, характер температурной зависимости высоты барьера ДШ зависит как от геометрических размеров выпрямляющего контакта, так и от значений выбранного температурного интервала. Для ДШ с диаметром 10 мкм высота барьера с ростом температуры в интервале 222—311 К увеличивается, а в интервале 311—387 К уменьшается. Для ДШ с диаметром 1000 мкм высота барьера с ростом температуры в интервале 247—329 К практически остается неизменной, а в интервале 329—387 К медленно уменьшается. Для ДШ с диаметрами больше 10 и меньше 1000 мкм температурные зависимости высоты барьера характеризуются промежуточными состояниями между температурными зависимостями высоты барьера для ДШ с диаметрами 10 и 1000 мкм, как это представлено на рисунках для ДШ с диаметром 100 мкм. Изменение знака термического коэффициента высоты барьера α_T с ростом температуры подтверждается со значениями высот барьеров ДШ, определенных из зависимостей I_0/T^2 от $1/T$.

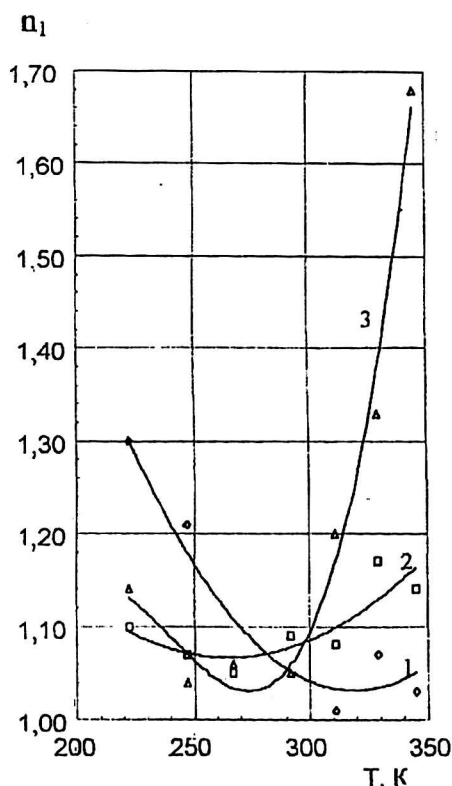
Установлено, что зависимость между I_0/T^2 и $1/T$ в широком интервале температур 222—387 К изображается ломаной линией, состоящей из двух прямолинейных участков, как это представлено на рис. 3, а (1, 1', 2, 2' и 3, 3') для ДШ с

диаметрами 10, 100 и 1000 мкм. Высоты барьеров $\Phi_{BF}(T)$ и $\Phi_{BR}(T)$ ДШ с различными диаметрами, вычисленные из наклонов прямолинейных участков зависимостей между I_0/T^2 и $1/T$, хорошо совпадают со значениями высот барьеров, полученных путем экстраполяции линий зависимостей высоты барьера от температуры к оси ордината при $T = 0$ К на рис. 3, а. Значения $\Phi_{BF}(T)$ и $\Phi_{BR}(T)$ для ДШ с различными диаметрами приведены в табл. 1 и 2. Там же представлены разности высот барьеров $\Delta\Phi_{BF}$ и $\Delta\Phi_{BR}$ при $T = 292$ К и $T = 0$ К и соответствующие значения термического коэффициента высоты барьера α_{TF} и α_{TR} . Видно, что с ростом диаметра ДШ $\Delta\Phi_{BF}$ и $\Delta\Phi_{BR}$ и соответствующие термические коэффициенты α_{TF} и α_{TR} уменьшаются. Путем экстраполяции прямолинейных участков зависимостей I_0/T^2 от $1/T$ к оси I_0/T^2 были определены экспериментальные значения постоянной Ричардсона $A_{FЭ}$ и $A_{RЭ}$, которые занесены в табл. 1 и 2. Установлено, что между теоретическим значением A и экспериментальным значением $A_{Э}$ постоянной Ричардсона ДШ имеется следующее соотношение:

$$A_{Э} = A \exp(\alpha_T/k).$$



а



б

Рис. 3. Зависимости:

а — I_0/T^2 от $1/T$ для прямой (1, 2, 3) и обратной (1', 2', 3') ветвей ВАХ Ni-pSi диодов Шоттки с диаметрами 10, 100 и 1000 мкм; б — температурные зависимости коэффициента неидеальности прямой ветви ВАХ диодов Шоттки с диаметрами 10 мкм (1), 100 мкм (2) и 1000 мкм (3)

Численные значения A , вычисленные по этой формуле, приведены в табл. 1 и 2, хорошо совпадают с теоретическим значением $120 \text{ А/см}^2 T^2$, использованным при определении высоты барьера методом ВАХ при данной температуре.

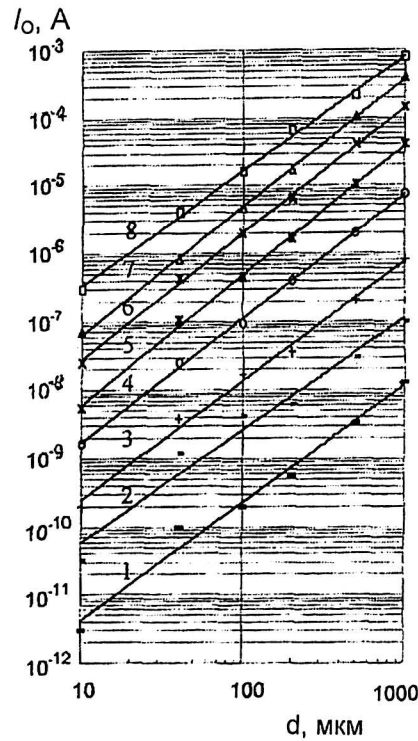
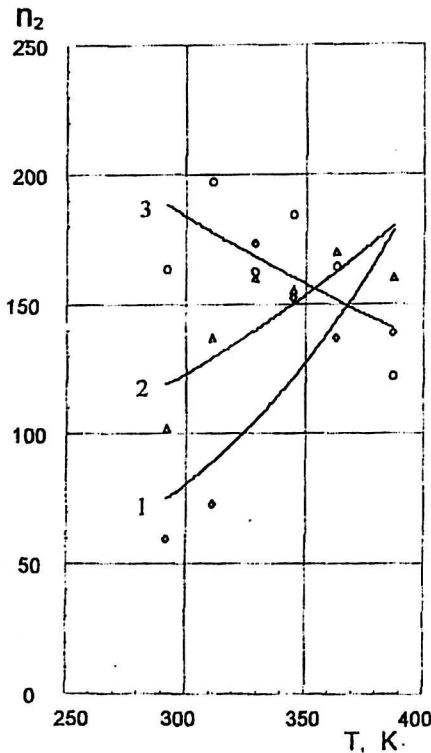
В первом приближении для ограниченных температурных интервалов зависимость $\Phi_{ВЭ}$ ДШ от температуры T может быть представлена по формуле

$$\Phi_{ВЭ} = \Phi_{В}(T) \pm \alpha T$$

Температурные зависимости коэффициента n_1 для ДШ с различными диаметрами имеют специфические особенности. С ростом температуры коэффициент n_1 сначала уменьшается, а затем увеличивается. Численные значения коэффициента n_1 при комнатной температуре приведены в табл. 1, и его температурные зависимости для ДШ диаметрами 10, 100 и 1000 мкм представлены на рис. 3, б. Видно, что с ростом температуры ход изменения значения коэффициента n_1 для ДШ с различными диаметрами соответствует противоположному ходу изменения соответствующих высот барьеров на рис. 2, а и б. При этом максимальное значение высоты барьера соответствует минимальному значению коэффициента n_1 . Температурные зависимости коэффициента n_1 усиливаются с ростом геометрических размеров ДШ.

Численные значения контактного сопротивления R_C ДШ с различными диаметрами при комнатной температуре представлены в табл. 1. Интересно отметить, что несмотря на сложности характеров температурных зависимостей $\Phi_{ВЭ}$ и n_1 , в широком температурном интервале зависимости контактного сопротивления R_C ДШ от температуры T изображаются прямыми линиями в полулогарифмическом масштабе и кривые зависимостей R_C от T для ДШ с различными диаметрами практически совпадают.

Степень отсутствия насыщения обратной ветви ВАХ ДШ характеризуется безразмерным коэффициентом n_2 при фиксированном значении напряжения. Значения n_2 при напряжении $U = 3 \text{ В}$ для ДШ с различными диаметрами при комнатной температуре представлены в табл. 2. Из таблицы видно, что с ростом d коэффициент n_2 увеличивается и даже его максимальное значение почти два раза меньше, чем значение 329, обусловленное влиянием силы зеркального изображения. Характер температурной зависимости коэффициента n_2 зависит от геометрических размеров ДШ. Как показано на рис. 4, а, с ростом температуры n_2 уменьшается для ДШ с диаметром 1000 мкм и увеличивается для ДШ с диаметрами 100 и 10 мкм.



а

б

Рис. 4. Зависимости:

а — температурные — безразмерного коэффициента обратной ветви ВАХ диодов Шоттки диаметрами 10 мкм (1), 100 мкм (2) и 1000 мкм (3); б — токов насыщения прямой ветви ВАХ от диаметра диодов Шоттки с тангенсом угла наклона: 1 — 1,82; 2 — 1,75; 3 — 1,80; 4 — 1,82; 5 — 1,93; 6 — 1,87; 7 — 1,88; 8 — 1,71 при температурах T (К): 1 — 222; 2 — 247; 3 — 267; 4 — 292; 5 — 311; 6 — 329; 7 — 345; 8 — 363

Из данных табл. 1 и 2, а также рис. 1—4 может быть сделано сравнение электрофизических параметров прямой ветви и начального участка обратной ветви ВАХ ДШ при различных температурных интервалах. Высоты барьеров прямой и обратной ветвей ВАХ для ДШ с меньшими размерами отличаются, а для ДШ с достаточно большими размерами почти совпадают. Слабая размерная зависимость высоты барьера наблюдается при температуре около 300 К, и она увеличивается как при повышении, так и при понижении температуры. Значительное расхождение наблюдается между высотами барьеров прямой и обратной ветвей ВАХ ДШ при $T = 0$ К, определенных из зависимостей I_0/T^2 от $1/T$. Экспериментальные значения постоянной Ричардсона для прямой и обратной ветвей ВАХ ДШ отличаются на 2—3 порядка, однако при учете различия в температурной зависимости высоты барьера они полностью совпадают и становятся почти равными ее теоретическому значению. Была проверена кажущая связь $n_2 = n_1 / (n_1 - 1)$ между n_1 и n_2 , которая не получила подтверждения. Например, для ДШ с диаметром 10 мкм если $n_1 = 1,09$, то n_2 должен иметь значение, равное 12, а не 60. Или же наоборот, если $n_2 = 60$, то n_1 должен иметь значение 1,02, а не 1,09. Характеристики температурных зависимостей n_1 и n_2 также не совпадают.

Вышепредставленные экспериментальные результаты реальных ДШ естественно не объясняются физикой идеальных ДШ. На рис. 4, б представлены зависимости соответствующих токов насыщения I_0 прямых ветвей ВАХ ДШ от диаметра контакта при различных температурах. Видно, что эти зависимости изображаются прямыми линиями. Однако тангенс угла наклона прямых линий имеет значения меньше 2, что свидетельствует об определенном вкладе периферийного тока в ток общего контакта ДШ. Это означает, что для интерпретации полученных экспериментальных результатов необходимо учесть вклад периферийных токов в ток общего контакта реальных ДШ.

Электрофизические параметры и соответствующие характеристики реальных выпрямляющих контактов являются интегральными [6, 7]. При заданных конструктивно-технологических и климатических условиях реальный ДШ характеризуется определенными усредненными электрофизическими параметрами периферийной поверхности и внутренней поверхности контакта. При изменении этих условий естественно изменяются как значения, так и особенности усреднения электрофизических параметров периферийной поверхности и внутренней поверхности контакта реальных ДШ и их функцио-

нальных 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 же нормальным эффектом Шоттки. Изменение усредненных высот барьеров периферийной поверхности и внутренней поверхности контакта ДШ может быть как положительным, так и отрицательно.

Таким образом, согласно теории термоэлектронной эмиссии и двухбарьерной модели реальных ДШ, вышепредставленные экспериментальные результаты температурной зависимости ВАХ могут описываться формулой

$$I = S_S A T^2 \{ g_L \exp[-(\Phi_{BL} \pm \Delta\Phi_{BL} \pm \alpha_{TL} T)/kT] + g_S \exp[-(\Phi_{BS} \pm \Delta\Phi_{BS} \pm \alpha_{TS} T)/kT] \times \\ \times [\exp(qU/kT) - 1] = S_S A T^2 \exp[-(\Phi_{BЭ} \pm \Delta\Phi_{BЭ} \pm \alpha_{TЭ} T)/kT] [\exp(qU/kT) - 1] = \\ = S_S A T^2 \exp[-(\Phi_{BЭ} \pm \alpha_{TЭ} T)/kT] [\exp(qU/n_1 kT) - \exp(-qU/n_2 kT)],$$

где S_S — действующая площадь контакта; g_L и g_S — доля периферийной площади и площади внутренней поверхности контакта; Φ_{BL} и Φ_{BS} — высоты барьера периферийной поверхности и внутренней поверхности контакта; $\Delta\Phi_{BL}$ и $\Delta\Phi_{BS}$ — изменения высоты барьера периферийной поверхности и внутренней поверхности контакта дополнительным электрическим полем и силой зеркального изображения; α_{TL} и α_{TS} — термические коэффициенты высоты барьера периферийной поверхности и внутренней поверхности контакта; $\Phi_{BЭ}$ — интегральная высота барьера ДШ; $\Delta\Phi_{BЭ}$ — изменение интегральной высоты барьера ДШ; $\alpha_{TЭ}$ — термический коэффициент интегральной высоты барьера ДШ.

Дальнейшее исследование температурной зависимости токопрохождения по периферии выпрямляющего контакта ДШ и в ДШ при отсутствии влияния периферийных процессов показало, что на интегральные электрофизические параметры реальных ДШ существенное влияние оказывают соответствующие параметры периферийных поверхностей контактов и вышепредставленные экспериментальные результаты также количественно хорошо интерпретируются двухбарьерной физической моделью реальных ДШ.

Заключение

Удовлетворительный вид ВАХ ДШ сохраняется в ограниченных интервалах температур, где верхний предел интервала ограничивается искривлением прямой ветви ВАХ в полулогарифмическом масштабе, а нижний предел интервала ограничивается появлением избыточного тока при низких напряжениях.

Характер температурной зависимости высоты барьера и коэффициента неидеальности ДШ зависит от выбранного интервала температур и от геометрических размеров выпрямляющего контакта. При этом в зависимости от температуры направления изменения высоты барьера и коэффициента неидеальности становятся противоположными, т. е. низкому значению высоты барьера соответствует высокое значение коэффициента неидеальности, и наоборот. Однако экспоненциальный характер зависимости контактного сопротивления ДШ от температуры сохраняется во всем интервале температур, где ВАХ ДШ имеет удовлетворительный вид. Между экспериментальным значением постоянной Ри-

чардсона и термическим коэффициентом высоты барьера ДШ существует экспоненциальная зависимость. С ростом напряжения возрастание обратного тока ДШ происходит сильнее, чем это следует из уменьшения высоты барьера под действием силы зеркального изображения. Экспериментальные результаты интерпретируются теорией термоэлектронной эмиссии с учетом двухбарьерной физической модели выпрямляющих контактов металл — полупроводник.

Литература

1. Родерик Э. Х. Контакты металл—полупроводник. — М.: Радио и связь, 1982.
2. Зи С. Физика полупроводниковых приборов, Том. 1. М., 1984. — 445 с.
3. Питинис П. А., Римейка А. К., Ланейка В. А., Пупинене А. В. // ФТП, 2001. Вып. 2. С. 188.
4. Singh A., Reinhardt K. C., Andrevson W. A. // J. Appl. Phys., 1990. V. 68. P. 3475.
5. Singh A., Cova P., Masut R. A. // Ibid. 1994. V. 76. P. 2336.
6. Тонкие пленки: взаимная диффузия и реакции. / Под ред. Дж. Поута, Ту К., Дж. Мейера. — М.: Мир, 1982.
7. Мамедов Р. К. // Вестник Бакинского университета. Сер. физ. мат. наук. 2001. № 2. С. 84.

Temperatures dependence of current transport in Schottky diodes

R. K. Mamedov

Baku State University, Baku, Azerbaijan

Temperatures dependence of current transport in Ni-nSi Schottky diodes with different diameters (10—1000 mkm) in the temperatures interval 132—387 K Study has shown that satisfactory type an current-volteg characteristic of Schottky diodes is saved in limited intervals of temperatures. 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 interval of temperatures and from geometric sizes of contact.