

temperature range from +60 to +100 °C. The photosensitive parameters of both as manufactured and annealed PC were measured. Volt-ampere characteristics (VAC) and dependences $R - U$ of an individual PC were measured precisely as the dynamics of their evolution after annealings. On heat treatment intensity rise the voltaic reponsivity lowers reaching zero value as the limit. Simultaneously $R - U$ plots are changed from V-shape to Л-shape for the PC that have lost completely they IR-sesitivity. The most of all heat treatment affects those PC which have the highest dark resistivity i. e. the lowest CMT thickness and the lowest density of uncompensated resident donors in it.

УДК 621.382.011.222

Зависимости токопрохождения в диодах Шоттки от концентрации примесей полупроводника

Р. К. Мамедов

Бакинский государственный университет, г. Баку, Республика Азербайджан

Исследованы зависимости токопрохождения в Ni—nSi Шоттки с различными диаметрами (6–1000 мкм) от концентрации примесей кремния в интервале $3,3 \cdot 10^{14}$ – $2,5 \cdot 10^{17}$ см⁻³ при прямом и обратном направлениях. Особенности концентрационных зависимостей высоты барьера, коэффициента неидеальности, контактного сопротивления, безразмерного коэффициента и других электрофизических параметров диодов Шоттки (ДШ) определяются геометрическими размерами выпрямляющего контакта.

ДШ является основным физическим элементом различных классов дискретных полупроводниковых приборов и элементов интегральных схем, применяемых в современных электронных устройствах. В результате всесторонних исследований электрофизических свойств ДШ на основе n - и p -типов полупроводника стали понятны многие закономерности электронных процессов, происходящих в реальных контактах металл—полупроводник [1, 2]. Однако некоторые особенности вольт-амперных характеристик (ВАХ) и изменения высоты барьера в зависимости от приложенного напряжения и концентрации примесей полупроводника трудно объяснить в рамках общепринятой теории токопрохождения в идеальных ДШ. Измеренные на реальных ДШ зависимости высоты барьера от приложенного напряжения становятся сильнее, чем это следует из теории термоэлектронной эмиссии для идеальных контактов металл—полупроводник. Результаты исследований зависимостей высоты барьера ДШ от концентрации примесей полупроводника часто не совпадают, а иногда и противоречат [3–8].

Есть все основания считать, что электрофизические параметры реальных ДШ являются интегральными и на них существенное влияние оказывают соответствующие параметры перифе-

рийных контактных поверхностей [9–12]. Поэтому для получения более содержательной информации и проведения более корректных интерпретаций концентрационных зависимостей токопрохождения в реальных ДШ возникает необходимость выявления особенности концентрационных зависимостей протекания общего тока, периферийного тока и тока при отсутствии влияния периферийных эффектов ДШ при прямом и обратном направлениях.

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования концентрационной зависимости протекания общего тока в Ni—nSi ДШ, а результаты исследований концентрационных зависимостей протекания периферийного тока и тока при отсутствии влияния периферийных эффектов в этих же ДШ структурах будут представлены в наших последующих работах.

Методика эксперимента

Для установления возможных влияний периферийных электронных процессов на интегральные электрофизические параметры ДШ наиболее продуктивным методом является исследование последних 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 различными концентрациями доноров ($3,3 \cdot 10^{14} - 2,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) выращивался тонкий диэлектрический слой SiO_2 толщиной порядка 0,3 мкм. В слое SiO_2 вскрывались окна с диаметрами 6, 10, 20, 60, 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 SiO_2 . Пленки металла Ni имели достаточно большую площадь, перекрывающую диэлектрический слой SiO_2 по периферии окон, для предотвращения искривления приповерхностного обедненного слоя полупроводника по периферии контакта. Омический контакт создан нанесением пленки алюминия на обратные сильнолегированные поверхности кремниевых пластинок.

Статические ВАХ ДШ снимались при комнатной температуре. Высота потенциального барьера, коэффициент неидеальности, контактное сопротивление, безразмерный коэффициент и постоянная Ричардсона ДШ определялись из прямых и обратных ветвей ВАХ.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Прямые ветви ВАХ ДШ с различными диаметрами при различных концентрациях доноров

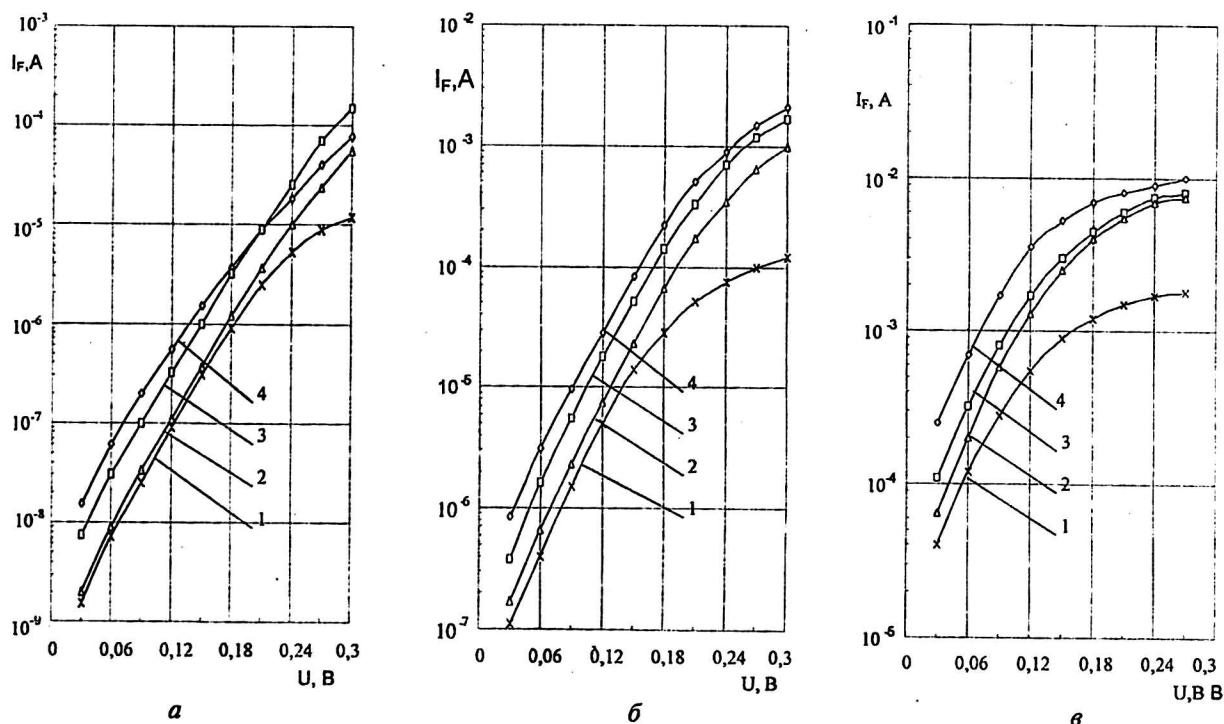


Рис. 1. Прямые ветви ВАХ Ni-nSi диодов Шоттки с диаметрами: а — 10 мкм; б — 100 мкм; в — 1000 мкм при концентрациях примесей кремния N_d (см^{-3}): 1 — $3,3 \cdot 10^{14}$; 2 — $5,5 \cdot 10^{15}$; 3 — $3,5 \cdot 10^{16}$; 4 — $2,5 \cdot 10^{17}$

в кремний изображаются прямыми линиями в полулогарифмическом масштабе, а начальные участки обратных ветвей ВАХ описывают медленное возрастание обратных токов с ростом напряжения. При достаточно больших напряжениях, намного ниже теоретических значений их напряжения пробоя, происходит резкое возрастание обратных токов ДШ. Графический анализ и аналитический расчет показывают, что токи обратной ветви ВАХ при больших напряжениях состоят в основном из периферийных токов ДШ. Интервал линейности кривых прямых токов в полулогарифмическом масштабе уменьшается с ростом диаметра ДШ.

Экспериментально наблюдаемые концентрационные зависимости прямых (рис. 1) и обратных (рис. 2 и 3) ветвей ВАХ ДШ с диаметрами 10, 100 и 1000 мкм, соответственно, описываются формулой

$$I = SA_E T^2 \exp(-\Phi_{BE}/kT) [\exp(qU/n_1 kT) - \exp(-qU/n_2 kT)], \quad (1)$$

где A_E — экспериментальное значение постоянной Ричардсона;

Φ_{BE} — экспериментальное значение высоты потенциального барьера;

n_1 — коэффициент неидеальности;

n_2 — безразмерный коэффициент; остальные обозначения общепринятые.

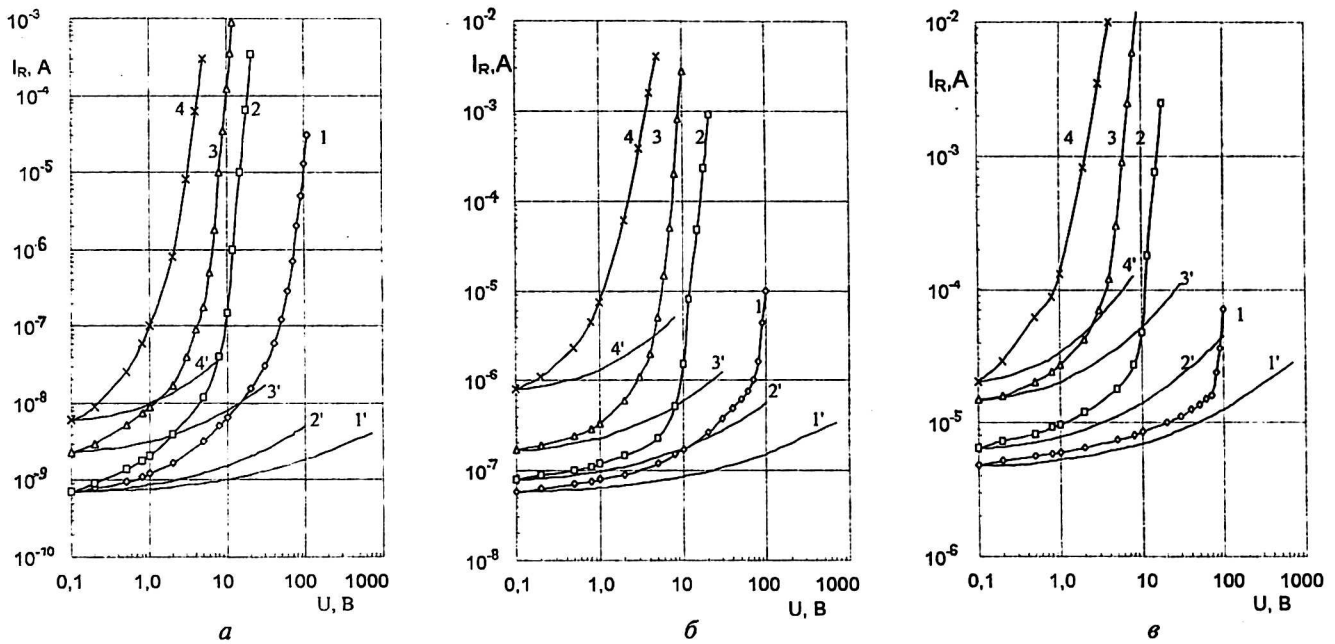


Рис. 2. Экспериментальные (1—4) и теоретические (1'—4') обратные ветви ВАХ Ni—nSi в логарифмическом масштабе диодов Шоттки с диаметрами:
 а — 10 мкм; б — 100 мкм; в — 1000 мкм при концентрациях примесей кремния N_d (см⁻³):
 1 (1') — $3,3 \cdot 10^{14}$; 2 (2') — $5,5 \cdot 10^{15}$; 3 (3') — $3,5 \cdot 10^{16}$; 4 (4') — $2,5 \cdot 10^{17}$

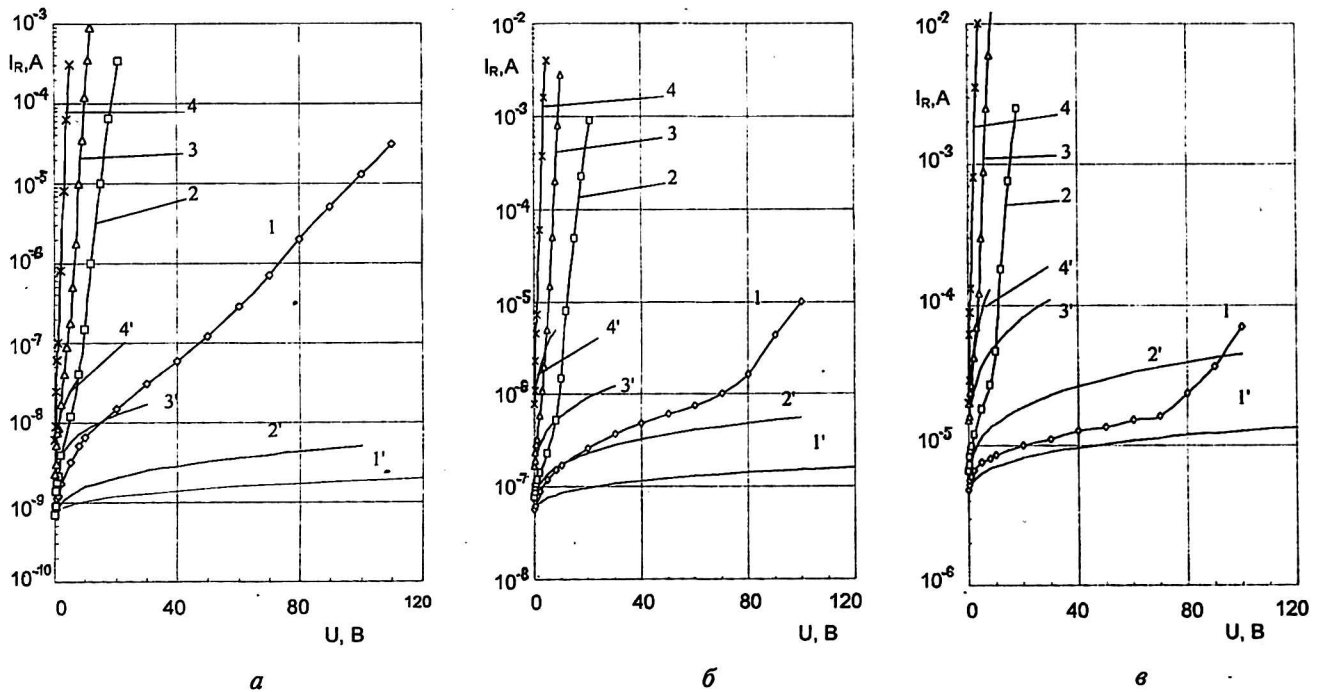


Рис. 3. Экспериментальные (1—4) и теоретические (1'—4') обратные ветви ВАХ Ni—nSi в полулогарифмическом масштабе диодов Шоттки с диаметрами:
 а — 10 мкм; б — 100 мкм; в — 1000 мкм при концентрациях примесей кремния N_d (см⁻³):
 1 (1') — $3,3 \cdot 10^{14}$; 2 (2') — $5,5 \cdot 10^{15}$; 3 (3') — $3,5 \cdot 10^{16}$; 4 (4') — $2,5 \cdot 10^{17}$

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

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

где S — площадь ДШ;
 A — постоянная Ричардсона;
 T — абсолютная температура;
 Φ_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;

ϵ_s — диэлектрическая проницаемость полупроводника;

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

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

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

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

$$\begin{aligned} I_R &= SAT^2 \exp\{-[\Phi_B - q((q^3 N_D / 8\pi^2 \epsilon_s^3) \times \\ &\times (U_D + U - kT/q))^{1/4}]/kT\} = \\ &= SAT^2 \exp(-\Phi_B/kT) \exp(qU/n_2 kT) = \\ &= I_{OR} \exp(qU/n_2 kT). \end{aligned} \quad (5)$$

Из прямых ветвей и начальных участков обратных ветвей ВАХ ДШ с различными диаметрами были определены высоты барьеров Φ_{BF} и Φ_{BR} при различных концентрациях примесей кремния. Их значения при концентрации $N_d = 3,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ для ДШ с различными диаметрами d (площадью S) приведены в таблице.

Видно, что значения Φ_{BF} и Φ_{BR} почти совпадают, и с ростом d наблюдается их растущий характер. На рис. 4, а представлены зависимости

Φ_{BF} от $N_d^{1/4}$ для ДШ с диаметрами 10, 100 и 1000 мкм (см. кривые 1–3). Там же представлена теоретическая зависимость между Φ_{BF} и $N_d^{1/4}$, построенная на основе формулы (3) при $U = 0 \text{ В}$ (см. кривую 4). Снижение высоты барьера $\Delta\Phi_{BO}$ под действием силы зеркального изображения, вычисленное по (3) при $N_d = 3,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $U = 0 \text{ В}$, отмечено в таблице. Из сравнения кривых 1–3 и 4 следует, что теоретический линейный характер этой зависимости почти сохраняется для ДШ с различными диаметрами. Однако тангенс угла наклона прямых 1, 2 и 3 становится больше от теоретического значения прямого 4, и он увеличивается с уменьшением диаметра ДШ

Были вычислены коэффициенты неидеальности n_1 для ДШ с различными диаметрами при различных N_d . В таблице представлены также экспериментальные значения n_1 и теоретическое значение n_{1T} , вычисленное по формуле (4) при $N_d = 3,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. На рис. 4, б представлены концентрационные зависимости теоретического значения n_{1T} (см. кривую 4) и экспериментальных значений n_1 для ДШ диаметрами 10, 100 и 1000 мкм (кривые 1, 2 и 3). Видно, что с ростом N_d коэффициент n_1 увеличивается сильнее, чем это следует из зависимости от n_{1T} , и на характер зависимости между n_1 и N_d заметное влияние оказывают геометрические размеры ДШ.

Как известно [1], из зависимости контактного сопротивления ДШ от концентрации примесей полупроводника определяется характер механизма токопрохождения. Было определено контактное сопротивление R_C ДШ при различных N_d . В таблице представлены R_C для ДШ с различными диаметрами при $N_d = 3,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, а на рис. 4, в изображены зависимости между $\ln R_C$ и $N_d^{-1/2}$ для ДШ с диаметрами 10, 100 и 1000 мкм (см. кривые 1, 2 и 3). Видно, что для всех ДШ эта зависимость не имеет линейного характера. Это означает, что в исследованных диодных структурах механизмом токопрохождения является термоэлектронная эмиссия.

d , мкм	S , см ²	$U > 0$				$U < 0$			$\Delta\Phi_B$, эВ
		Φ_{BF} , эВ	n_1	n_{1T}	R_C , Ом·см ²	Φ_{BR} , эВ	$n_2(1)$	$n_{2T}(1)$	
6	$2,83 \cdot 10^{-7}$	0,559	1,02	1,02	4,99	0,557	27,1	105	0,029
10	$7,85 \cdot 10^{-7}$	0,566	1,01	1,02	6,41	0,572	28,7	105	0,029
20	$3,14 \cdot 10^{-6}$	0,570	1,03	1,02	7,62	0,570	43,9	105	0,029
60	$2,83 \cdot 10^{-5}$	0,582	1,00	1,02	11,7	0,576	43,3	105	0,029
100	$7,85 \cdot 10^{-5}$	0,581	1,01	1,02	11,5	0,580	58,0	105	0,029
200	$3,14 \cdot 10^{-4}$	0,587	1,00	1,02	14,4	0,583	45,4	105	0,029
500	$1,96 \cdot 10^{-3}$	0,589	1,05	1,02	16,2	0,583	63,0	105	0,029
1000	$7,85 \cdot 10^{-3}$	0,589	1,08	1,02	17,0	0,585	58,6	105	0,029

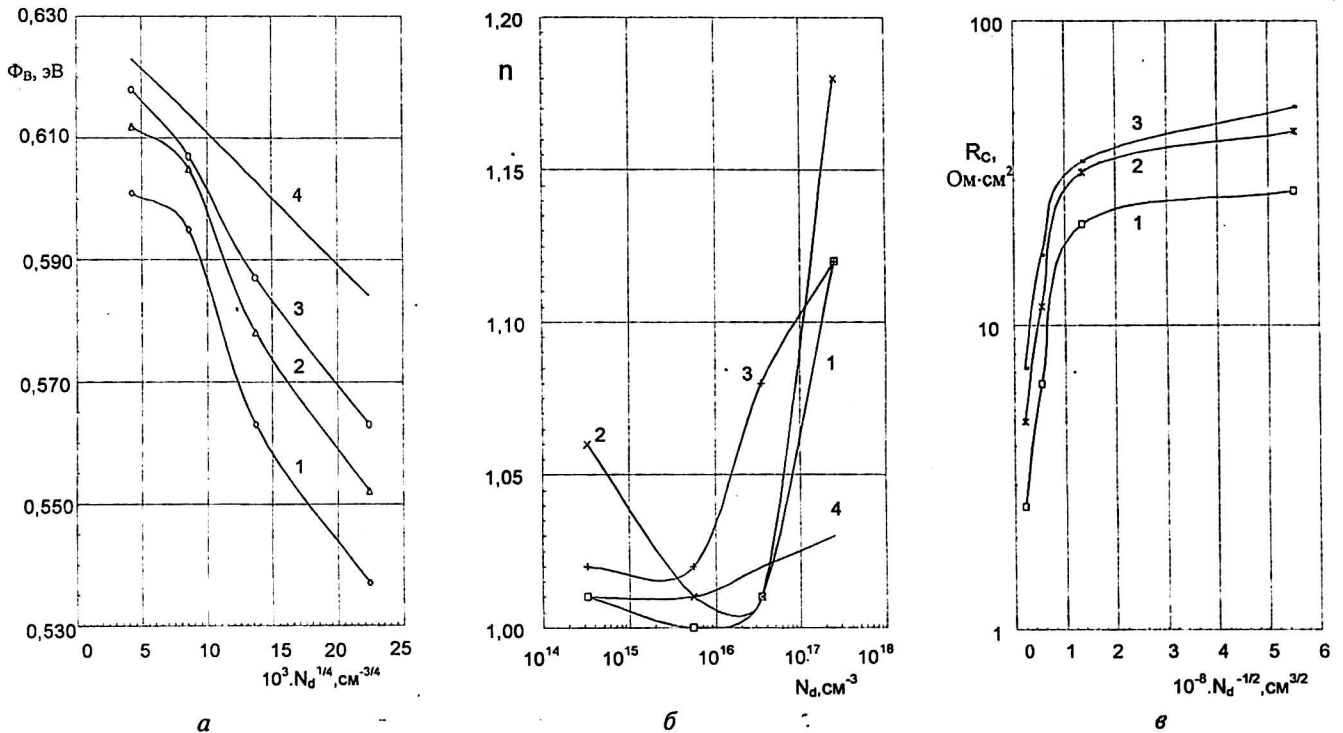


Рис. 4. Концентрационные зависимости высоты барьера (а), коэффициента неидеальности (б) и контактного сопротивления (в) Ni-nSi диодов Шоттки диаметрами: 1 — 10 мкм; 2 — 100 мкм; 3 — 1000 мкм; 4 — построена на основе (3)

Экспериментальные (см. кривые 1—4) и теоретически рассчитанные (1'—4') по формуле (5) обратные ветви ВАХ ДШ с диаметрами 10, 100 и 1000 мкм при различных N_d представлены на рис. 2, а—в и рис. 3, а—в, соответственно. Длина кривых 1'—4' ограничивается соответствующими расчетными значениями 7, 25, 95 и 700 В напряжения пробоя ДШ при различных N_d . В таблице представлены измеренные значения n_2 и рассчитанное значение n_{2T} (при $U = 1$ В) безразмерного коэффициента обратной ветви ВАХ ДШ с различными d при $N_d = 3,5 \cdot 10^{16}$ см⁻³. Видно, что с ростом d коэффициент n_2 увеличивается и в то же время выполняется условие $n_2 < n_{2T}$. Это условие усиливается с уменьшением N_d , как это представлено на рис. 5, а.

Вышепредставленные экспериментальные результаты реальных ДШ, естественно, не объясняются физикой идеальных ДШ. На рис. 5, б даны зависимости соответствующих токов насыщения I_0 прямых ветвей ВАХ ДШ от диаметра контакта при различных N_d . 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. Поэтому 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. 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 функциональных возможностей. Согласно энергетической модели двухбарьерного ДШ [10], реальный выпрямляющий контакт металл—полупроводник представляет собой совокупность двух взаимодействующих частей с усредненной низкой и усредненной большой высотами потенциального барьера. При этом в зависимости от напряжения изменение усредненной низкой высоты барьера определяется аномальным эффектом Шоттки, а усредненной большой высоты барьера — нормальным эффектом Шоттки либо аномальным эффектом Шоттки.

Следовательно, характер изменения усредненных высот барьеров периферийной и внутренней поверхностей контакта ДШ становится зависящим от концентрации примесей полупроводника.

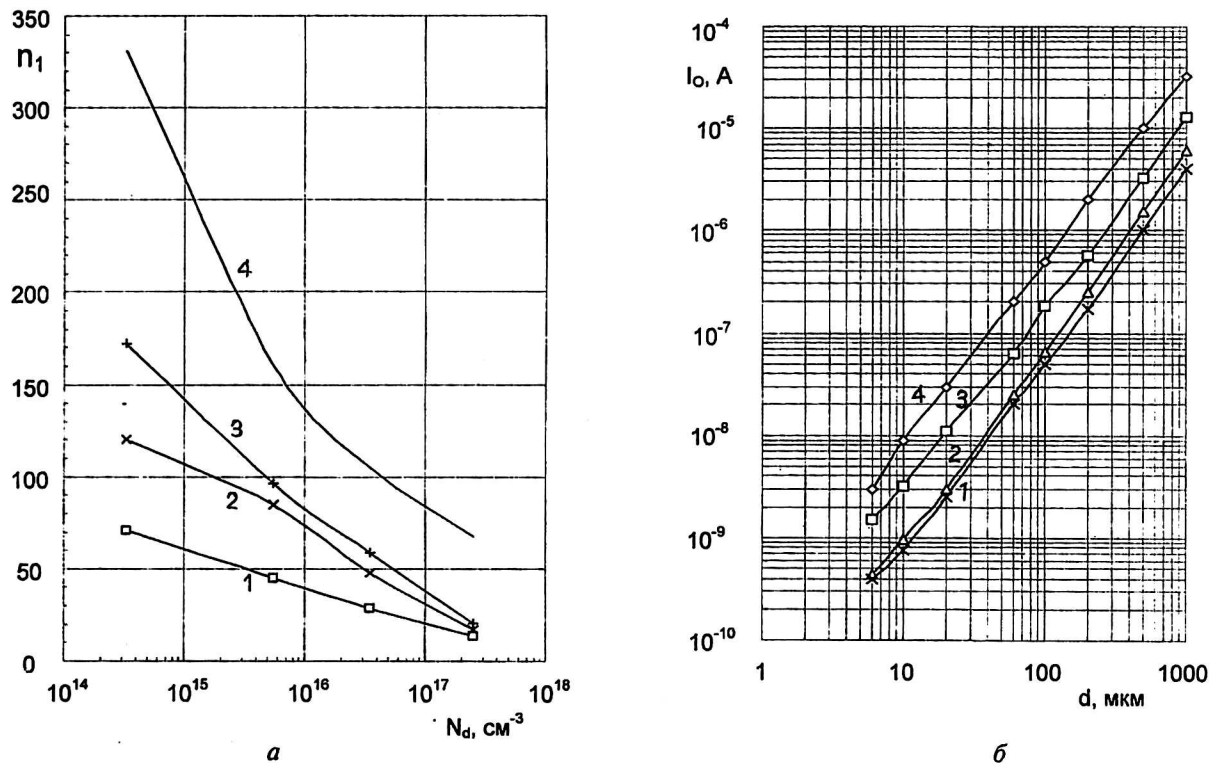


Рис. 5. Концентрационные зависимости безразмерного коэффициента обратной ветви ВАХ диодов Шоттки с диаметрами 10 мкм (1), 100 мкм (2) и 1000 мкм (3) и теоретическая (4) при $U = 1$ В (а); зависимости токов насыщения прямой ветви ВАХ от диаметра диодов Шоттки с тангенсом угла наклона (б): 1 - 1,82; 2 - 1,90; 3 - 1,80; 4 - 1,77 при концентрациях примесей кремния N_d (см^{-3}): 1 - $3,3 \cdot 10^{14}$; 2 - $5,5 \cdot 10^{15}$; 3 - $3,5 \cdot 10^{16}$; 4 - $2,5 \cdot 10^{17}$

Таким образом, согласно теории термоэлектронной эмиссии и энергетической модели двухбарьерного ДШ вышепредставленные экспериментальные ВАХ могут описываться формулой

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

- 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 барьеров периферийной и внутренней поверхностей контакта;
- $\Delta \Phi_{BL}$ и $\Delta \Phi_{BS}$ — изменения высоты барьеров периферийной и внутренней поверхностей контакта;

Φ_{BE} — интегральная высота барьера ДШ;

$\Delta \Phi_{BE}$ — изменение интегральной высоты барьера ДШ.

Дальнейшее исследование концентрационной 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 энергетической моделью двухбарьерных ДШ.

Заключение

Исследование токопрохождения в Ni-nSi ДШ с различными диаметрами в зависимости от концентрации примесей кремния показало следующее.

Характер корреляции между электрофизическими параметрами ДШ и концентрацией примесей кремния зависит от геометрических размеров выпрямляющей контактной поверхности.

Концентрационные зависимости высоты барьера и коэффициента неидеальности ДШ становятся сильнее, чем это следует от влияния силы изображения. С ростом концентрации примесей кремния, высоты барьера ДШ уменьшаются, коэффициент неидеальности ВАХ увеличивается, и эти зависимости усиливаются с уменьшением диаметра ДШ. Концентрационная зависимость контактного сопротивления ДШ находится в согласии с механизмом термоэлектронной эмиссии токопрохождения.

При всех концентрациях примесей кремния отклонение от насыщения обратных ветвей ВАХ ДШ становится сильнее, чем это следует из теоретически рассчитанного. Обратные ветви ВАХ четко разделяются на два участка. С ростом напряжения ток на первом участке увеличивается медленно, а на втором — резко. На первом участке отклонение ВАХ от насыщения увеличивается (т. е. безразмерный коэффициент уменьшается) как с ростом концентрации примесей кремния, так и с уменьшением диаметра контакта ДШ. Резкое увеличение второго участка ВАХ происходит при напряжениях, намного ниже напряжений пробоя ДШ. Напряжение второго участка ВАХ при постоянном токе увеличивается с ростом концентрации примесей кремния.

Экспериментальные результаты интерпретируются теорией термоэлектронной эмиссии с учетом двухбарьерной энергетической модели выпрямляющих контактов металл—полупроводник.

Литература

1. Родерик Э. Х. Контакты металл—полупроводник — М.: Радио и связь, 1982.
2. Зи С. Физика полупроводниковых приборов, Т. 1. — М., 1984.
3. Лукашова И. П., Новичкова Н. П.// Физика полупроводников и полупроводниковая электроника. 1973. № 1(4). С. 29.
4. Willinson J. M., Wilcock J. D., Brinson M. E.// Sol., State Electron., 1977. V. 20. № 1. P. 45.
5. Kahng D.//Ibid., 1963. V. 6. P. 281.
6. Archer R. J., Yep T. O.//J. Appl. Phys., 1970. V. 41. № 1. P. 303.
7. Божков В. Г., Малаховский О. Ю.// Изв. вузов. Сер. Физика, 1986. Т. 29. № 10. С. 87.
8. Miyano K. E., Cao R., Kendelewicz T., Spindt C. J., Spicer W. E.//J. Vac. Sci. and Technol. B., 1988. V. 6. № 4. P. 1403.
9. Стриха В. И., Бузанева Е. В. Физические основы надежности контактов металл—полупроводник в интегральной электронике. — М.: Радио и связь, 1987.
10. Мамедов Р. К.//Вестник Бакинского университета, Серия физ.-мат. наук, 2001. № 2. С. 84.
11. Мамедов Р. К.// Прикладная физика, 2002. № 4. С. 143.
12. Мамедов Р. К.//Там же. 2003. № 1. С. 158.

Dependence of current transport in Schottky diodes of the impurity concentrations of the semiconductor

R. K. Mamedov

Baku State University, Baku, Azerbaijan

Dependencies of current transport in Ni—nSi Schottky diodes with different diameters (10—1000 μm) of the impurity concentrations in interval $3.3 \cdot 10^{14} - 2.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ of the silicon at forward and inverse directions was explored. The particularities of concentration dependences of barrier height, non-ideality factor, contact resistance, non-dimensional factor and other electrophysical parameters of Schottky diodes are defined by geometric sizes of contact.