

ОСОБЕННОСТИ ТЕРМОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ ПО ПЕРИФЕРИИ КОНТАКТА ДИОДА ШОТТКИ

Р.К.МАМЕДОВ

*Бакинский Государственный Университет
AZ 1145, Баку, ул.З.Халилова 23*

Исследовано токопрохождение по периферии контакта Ni-nSi диода Шоттки в интервалах температур 141÷387К и концентраций примесей $3,3 \cdot 10^{14} \div 2,5 \cdot 10^{17} \text{см}^{-3}$ полупроводника. Установлено, что электрофизические параметры периферийной контактной поверхности отличаются от соответствующих параметров центральной области контактной поверхности диода Шоттки. При небольших обратных напряжениях ток диода Шоттки почти полностью состоит из периферийных токов, описываемых теорией термоэлектронной эмиссии. Эта зависимость выражается прямой линией в полулогарифмическом масштабе.

Важной особенностью реальных диодов Шоттки (ДШ), изготовленных на основе различных контактных структур, является отсутствие насыщения обратных токов и их сильное возрастание при относительно небольших напряжениях, значительно меньших истинного напряжения лавинного пробоя [1,2]. Сильное возрастание обратных токов реальных ДШ при небольших напряжениях (преждевременный пробой), в основном, обусловлено физическими процессами, происходящими в периферийной области выпрямляющего контакта [3-4]. Для устранения такого негативного явления в ДШ были разработаны и использованы различные сложные конструкции выпрямляющих контактов [5]. Однако, физические процессы, происходящие в периферийной области ДШ все еще до конца не изучены.

Известно [1], что токопрохождение в реальных ДШ в основном определяется механизмом термоэлектронной эмиссии. В тоже время, высота потенциального барьера и характер ее зависимости от напряжения неравномерно распределяется вдоль границы раздела [6-8]. При этом более неравномерная область границы раздела ДШ является краевым участком контакта.

В данной работе представлены специфические особенности токопрохождения через периферию Ni-nSi ДШ, обусловленные термоэлектронной эмиссией.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследованы зависимости токопрохождения в ДШ с различными диаметрами, изготовленными в одинаковых технологических условиях в интервале температур 141÷387К.

Структуры ДШ на основе контакта никеля с кремнием n-типа изготавливались методом стандартной фотолитографии. На планарной поверхности кремниевой пластины с кристаллографической ориентацией (111), концентрация доноров которых менялась в интервале $3,3 \cdot 10^{14} \div 2,5 \cdot 10^{17} \text{см}^{-3}$, выращивался тонкий диэлектрический слой SiO_2 с толщиной порядка 0,3мкм. В слое SiO_2 вскрывались окна с диаметрами 10, 100, и 1000мкм. Пленки никеля толщиной 0,5мкм 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 обратной сильнолегированной поверхности кремниевых пластинок.

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

$$I_{LS} = I_L + \left(\frac{S_L}{S_S} \right) I_S, \quad (1)$$

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_L и I_S .

Токи I_S и I_L определялись следующими формулами:

$$I_S = I - I_L \quad \text{и} \quad I_L = J_L L. \quad (2)$$

При этом было использовано усредненное значение линейной плотности J_L периферийных токов I_L , по формуле:

$$J_L = \frac{I_L}{L} = \frac{NI - I_3}{NL - L_3}, \quad (3)$$

где L - длина периферии контакта ДШ, через который протекает ток I_L ; L_3 - длина периферии контакта эталонного ДШ с диаметром 1000мкм, через который протекает ток I_3 ; N - количество ДШ с током I и длиной периферии L , суммарная площадь которых равна площади контакта идентичного им эталонного ДШ с диаметром 1000мкм.

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:

$$S_L = \frac{S_0}{I_{LO}} I_L \quad \text{и} \quad S_S = \frac{S_0}{I_{SO}} I_S, \quad (4)$$

где I_{LO} и I_{SO} - периферийные токи, обусловленные лишь периферийными эффектами и токи, протекающие через контактную поверхность без влияния периферийных эффектов (ДШ с диаметром 10мкм); S_0 - геометрическая площадь, равная эффективной площади контакта ДШ с диаметром 10мкм, через которую протекают токи I_{LO} и I_{SO} .

Высота потенциального барьера, безразмерный коэффициент, контактное сопротивление ДШ определялись из прямолинейных участков в полулогарифмическом масштабе обратных ветвей статических ВАХ с использованием параметров I_{LS} и S_L .

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На Рис.1а и 1б представлены, соответственно, прямые и обратные ветви ВАХ ДШ с различными диаметрами при комнатной температуре. Видно, что прямые ветви ВАХ в ограниченных интервалах напряжения описываются прямыми линиями. Обратные ветви изображаются двумя специфическими участками, приблизительно разделенными вертикальной пунктирной линией. Первый начальный участок ВАХ охватывает интервал напряжения U от 0 до около 7-8В, а следующий участок охватывает интервал от 7-8В и выше до напряжения пробоя. С ростом U ток первого участка I_{R1} медленно увеличивается, и эта зависимость ослабевает с увеличением диаметра (d) ДШ. Между I_{R1} и U не наблюдается определенной корреляции. Однако, между током второго участка I_{R2} и U

существует экспоненциальная зависимость, т.е. с ростом U ток I_{R2} экспоненциально увеличивается. Для ДШ с относительно маленькими d между двумя характерными участками наблюдается и переходной участок. Изучение зависимости обратного тока I_R ДШ от d контакта показало, что эти зависимости изображаются прямыми линиями и тангенс угла наклона этих прямых при низких напряжениях имеет значения близкие к 2, а при достаточно больших напряжениях, соответствующих второй части ВАХ, становится равным приблизительно 1. Это означает, что вторая часть ВАХ ДШ состоит лишь из токов, протекающих по периферии контакта.

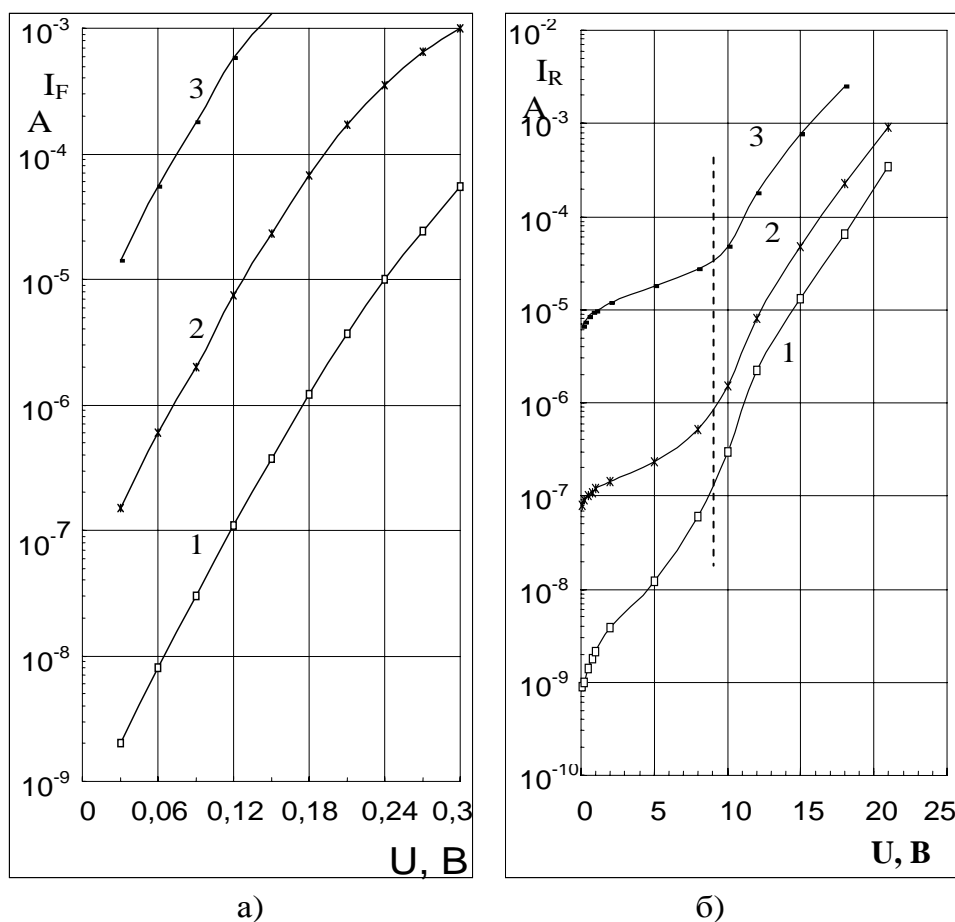


Рис.1.

Прямые (а) и обратные (б) ветви вольтамперных характеристик Ni-nSi ДШ с диаметрами 10мкм (1), 100мкм (2) и 1000мкм (3).

Типичные температурные зависимости обратных ветвей ВАХ ДШ с диаметрами 10, 100 и 1000мкм показывают, что прямолинейность второго участка обратных ветвей ВАХ ДШ с различными диаметрами сохраняется в широком интервале температур. Переходной участок между первым и вторым участками ВАХ становится более заметным как с уменьшением диаметра контакта, так и со снижением температуры. Путем экстраполяции прямых линий к оси ординат были определены токи I_{L20} при $U=0$ и построены зависимости I_{L20}/T^2 от $1/T$. Получено, что эти зависимости, аналогично прямой ветви ВАХ, в ограниченных интервалах температур изображаются прямыми линиями. Значит, второй участок (I_{L2}) обратной ветви ВАХ ДШ описывается теорией термоэлектронной эмиссии.

При экстраполяции прямолинейных участков обратных ветвей ВАХ к оси ординат на Рис.1б для ДШ с различными d становится ясным, что ток I_{L2} начинает протекать через контакт лишь после приложения напряжения величиной порядка $U_{кр} = 5$ В. Тогда, согласно теории термоэлектронной эмиссии, второй участок (I_{L2}) обратной ветви ВАХ ДШ описывается формулой:

$$I_{L2} = S_{L2} A_{L2\beta} T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BL2}}{kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{q(U - U_c)}{n_{L2} kT}\right)\right] =$$

$$= I_{L20} \left[1 - \exp\left(-\frac{q(U - U_c)}{n_{L2} kT}\right)\right]$$
(5)

где $U_c = U$ при $U \leq U_{кр}$ и $U_c = U_{кр}$ при $U > U_{кр}$. Здесь S_{L2} – эффективная площадь периферийной области ДШ, $A_{L2\beta}$ – экспериментальное значение постоянной Ричардсона, Φ_{BL2} – высота потенциального барьера по периферии контакта, n_{L2} – безразмерный коэффициент. Остальные обозначения являются общепринятыми.

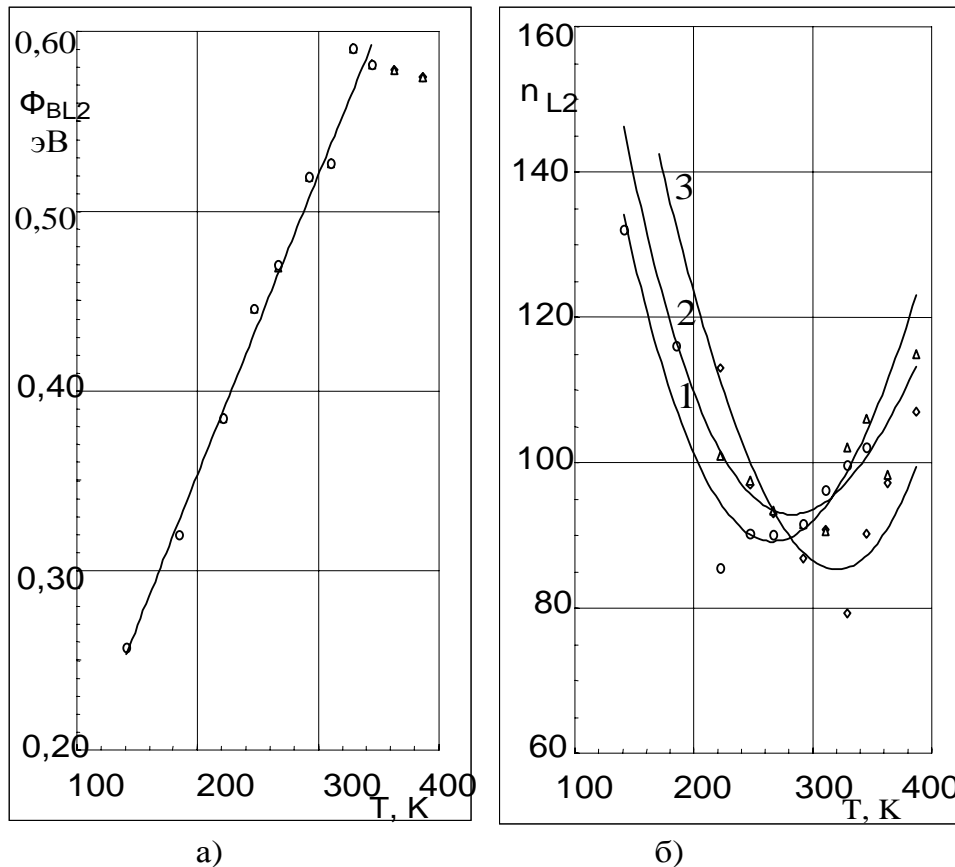


Рис.2.

Температурные зависимости высоты барьера по периферии контакта (а) и безразмерного коэффициента (б) второго участка обратной ветви ВАХ $Ni - nSi$ ДШ с диаметрами 10мкм(1), 100мкм(2) и 1000мкм(3).

В Таблице представлены эффективные площади S_{L2} активной периферийной поверхности и их ширины h_{L2} (где $h_{L2} = S_{L2}/L$ при значении длины периферии $L \gg d$) для ДШ с различными d . Там же показаны высота потенциального барьера Φ_{BL2} , сопротивление контакта R_{CL2} , значение безразмерного коэффициента n_{L2} (β) при комнатной температуре.

Таблица

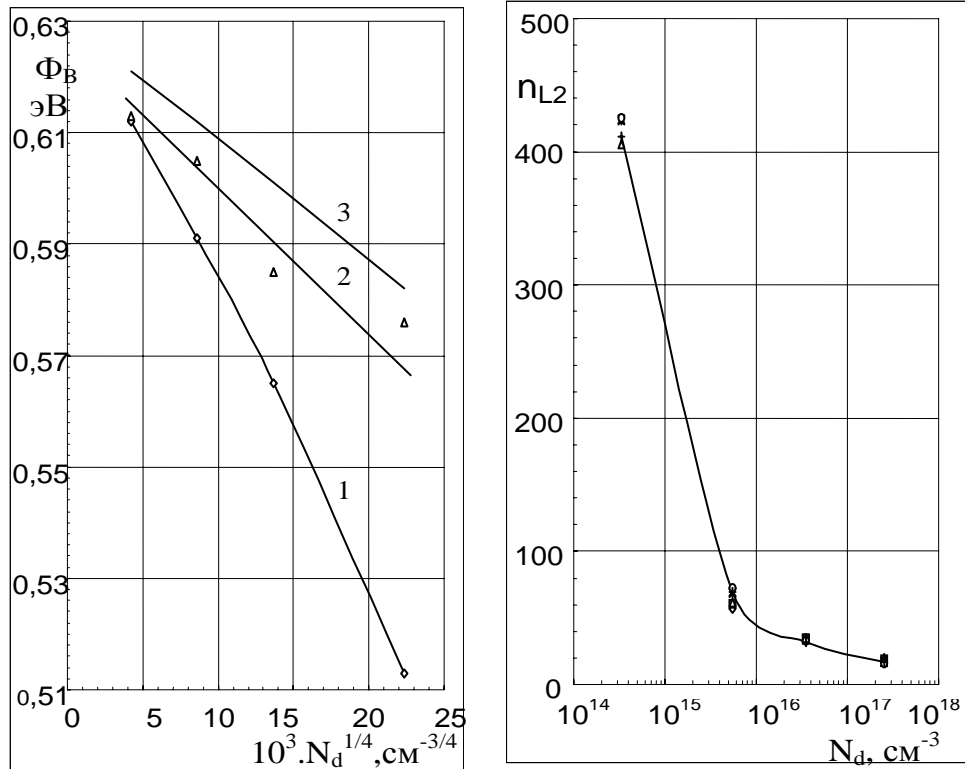
d мкм	S_{L2} см ²	h_{L2} мкм	Φ_{BL2} эВ	n_{L2}	β	R_{CL2} Омсм ²	$\Phi_{BL2}(T)$ эВ	$\Delta\Phi_{BL}$ эВ	Δ_{LT} эВ/К	Φ_{LS} эВ
10	$7,85 \cdot 10^{-7}$		0,519	87,9	0,0	172	0,045	0,474	$1,62 \cdot 10^{-3}$	0,575
100	$2,36 \cdot 10^{-6}$	0,75	0,519	92,6	0,0	182	0,062	0,457	$1,57 \cdot 10^{-3}$	0,575
1000	$2,36 \cdot 10^{-5}$	0,75	0,519	92,6	0,0	182	0,085	0,434	$1,49 \cdot 10^{-3}$	0,575

Видно, что они имеют почти постоянные значения для ДШ с различными d . В таблице представлены также высота барьера Φ_{LS1} по периферии контакта для первого участка обратной ветви ВАХ ДШ при комнатной температуре. Из анализа данных следует, что между Φ_{BL2} и Φ_{LS1} существует следующее соотношение

$$\Phi_{BL2} = \Phi_{LS1} - \beta_2 q U_{KP} = \Phi_{LS1} - \frac{q U_{KP}}{n_{L2}} \quad (6)$$

и формула (5) принимает вид

$$\begin{aligned} I_{L2} &= S_{L2} A_{L2\vartheta} T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BL2} - \beta_2 q U}{kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{q(U - U_c)}{kT}\right)\right] = \\ &= I_{L20} \left[1 - \exp\left(-\frac{q(U - U_c)}{kT}\right)\right] \end{aligned} \quad (7)$$



а)

б)

Рис.3.

Концентрационные зависимости: а) высоты барьера ДШ по периферии контакта (1), по центральной области контакта (2) и теоретическая (3); б) безразмерного коэффициента второго участка ВАХ $Ni - nSi$ диодов.

Методом ВАХ были определены высота барьера Φ_{BL2} , безразмерный коэффициент n_{L2} , сопротивление контакта R_{CL2} в широком интервале температур 141÷387К. Температурные зависимости Φ_{BL2} и n_{L2} представлены на Рис.2а и Рис.2б соответственно. Видно, что с ростом Т высота барьера Φ_{BL2} линейно увеличивается, коэффициент n_{L2} сначала уменьшается, а потом начинает увеличиваться. В первом приближении для широкого интервала температур зависимость Φ_{BL2} от Т может быть представлена формулой:

$$\Phi_{BL2} = \Phi_{LS2}(T) + \alpha_{LT}T . \quad (8)$$

Значения высоты барьера $\Phi_{BL2}(T)$ при Т=0 К совпадают со значениями, определенными из зависимости I_{L20}/T^2 от 1/Т для ДШ с различными диаметрами, которые занесены в таблицу. Там же представлены разницы высоты барьера $\Delta\Phi_{BL}$ при температурах Т=0К и Т=292К, а также соответствующие термические коэффициенты высоты барьера α_{LT} .

Методом ВАХ были определены высота барьера Φ_{BL2} , безразмерный коэффициент n_{L2} ДШ с различными концентрациями. Концентрационные зависимости Φ_{BL2} и n_{L2} представлены на Рис.3,а и Рис.3б соответственно. На Рис.3а также представлены экспериментальная (кривая 2) и теоретическая (кривая 3) концентрационные зависимости высоты барьера Φ_{BSI} для первого участка ВАХ. Видно, что с ростом $N_D^{1/4}$ высота барьера Φ_{BL2} и Φ_{BSI} уменьшается линейно. При этом тангенс угла наклона прямой линии 1 становится больше тангенса угла наклона прямой 2 и теоретической линии 3. Безразмерный коэффициент n_{L2} ДШ с ростом N_D уменьшается не линейно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование токопрохождения через периферию ДШ в широких интервалах температур и концентрации примесей кремния показывает, что электрофизические параметры периферийной контактной поверхности отличаются от соответствующих параметров центральной области контактной поверхности диода Шоттки. При небольших обратных напряжениях ток диода Шоттки почти полностью состоит из периферийных токов, описываемых теорией термоэлектронной эмиссии и в полулогарифмическом масштабе эта зависимость является прямолинейной.

1. С. Зи, *Физика полупроводниковых приборов, Москва, 1* (1984).
2. Э.Х. Родекрик, *Контакты металл-полупроводник, М.: Радио и связь, (1982).*
3. Р.К.Мамедов, *Вестник Бакинского Университета, серия физ. мат. наук, № 2* (2001) 84.
4. Р.К.Мамедов, *Известия НАН Азербайджана, сер. физ.мат. и тех.наук, №2* (2001) 6.
5. К.А.Валиев, Ю.И.Пашинцев, Г.В.Петров, *Применение контакта металл-полупроводник в электронике, М.: Радио и связь, (1981).*
6. Ш.Г.Аскеров, *Известия вузов СССР, Физика, №1* (1986) 97.
7. Р.К.Мамедов, *Прикладная физика, № 4* (2002) 143.
8. Р.К.Мамедов, *Прикладная физика, № 4* (2003) 103.

**ŞOTTKI DİODUNUN KONTAKT PERİFERİYASI BOYUNSA
TERMOELEKTRON EMİSSİYASININ XÜSUSİYYƏTLƏRİ**

R.Q.MƏMMƏDOV

Ni-nSi Şottki diodunun ($141\div 387\text{K}$) temperatur və yarımqeçirisinin ($3,3\cdot 10^{14}\div 2,5\cdot 10^{17}\text{sm}^{-3}$) aşqar konsentrasiyası intervallarında periferiya kontaktı boyunsa sərəyan axını tədqiq edilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, Şottki diodunun periferiya kontakt səthinin elektrofiziki parametrləri mərkəzi kontakt səthinin müvafiq parametrlərindən fərqlənirlər. Çox böyük olmayan əks gərginliklərdə Şottki diodundan axan sərəyan əsasən termoelektron emissiyası xarakterli periferiya sərəyanlarından ibarət olur. Bu asılılıq yarımloqarifmiq miqyasda xətti xarakter daşıyır.

**PARTICULARITIES OF THERMOELECTRON EMISSION
ON CONTACT PERIPHERIES OF DIODE SCHOTTKY**

R.K.MAMEDOV

A current transport on contact peripheries of Ni-nSi Schottky diode in intervals of temperatures ($141\div 387\text{K}$) and impurity concentrations ($3,3\cdot 10^{14}\div 2,5\cdot 10^{17}\text{cm}^{-3}$) of semiconductor was explored. The difference between electrophysical parameters of peripheral contact surface and corresponding parameters of central area of contact surface of Schottky diode was observed. A current of Schottky diode under small reverse voltages nearly completely consists of peripheral currents described by the theory thermoelectron emissions. This dependency was expressed by the direct line in half logarithmic scale.

Редактор: Г.Аждаров