

ДЕГРАДАЦИЯ ВАХ ДИОДОВ ШОТТКИ  
С УМЕНЬШЕНИЕМ ТЕМПЕРАТУРЫ

Р.К.МАМЕДОВ

*Бакинский Государственный Университет*  
*rasimaz@yahoo.com*

*Исследование температурной зависимости ВАХ Ni-nSi диодов Шоттки с различными диаметрами (10 – 1000 мкм) в интервале температур 141–345 К показало, что нормальный ВАХ ДШ при комнатной температуре сильно деградирует при уменьшении температуры. Это хорошо интерпретируется с изменением эмиссионной неоднородности реальных ДШ с дополнительным электрическим полем.*

Некоторые особенности температурной зависимости вольтамперных характеристик (ВАХ) реальных диодов Шоттки (ДШ), получивших широкое применение в современных электронных устройствах и работающих в различных интервалах температур, 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 [3,4,5], 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]. ВАХ ДШ сильно деградирует при более низких температурах [7].

Как известно [8-9] температурные зависимости интегральной ВАХ и ВАХ периферийной контактной поверхности заметно отличаются. В тоже время, в периферийной приконтактной области реальных ДШ существует электрическое поле пятен, которое активно участвует как в образовании потенциального барьера, так и в процессе токопрохождения [10]. Для получения подробной информации о деградации возникает необходимость исследование деградации ВАХ ДШ с различными геометрическими размерами при снижении температуры, результаты которого для Ni-nSi ДШ представлены в данной работе.

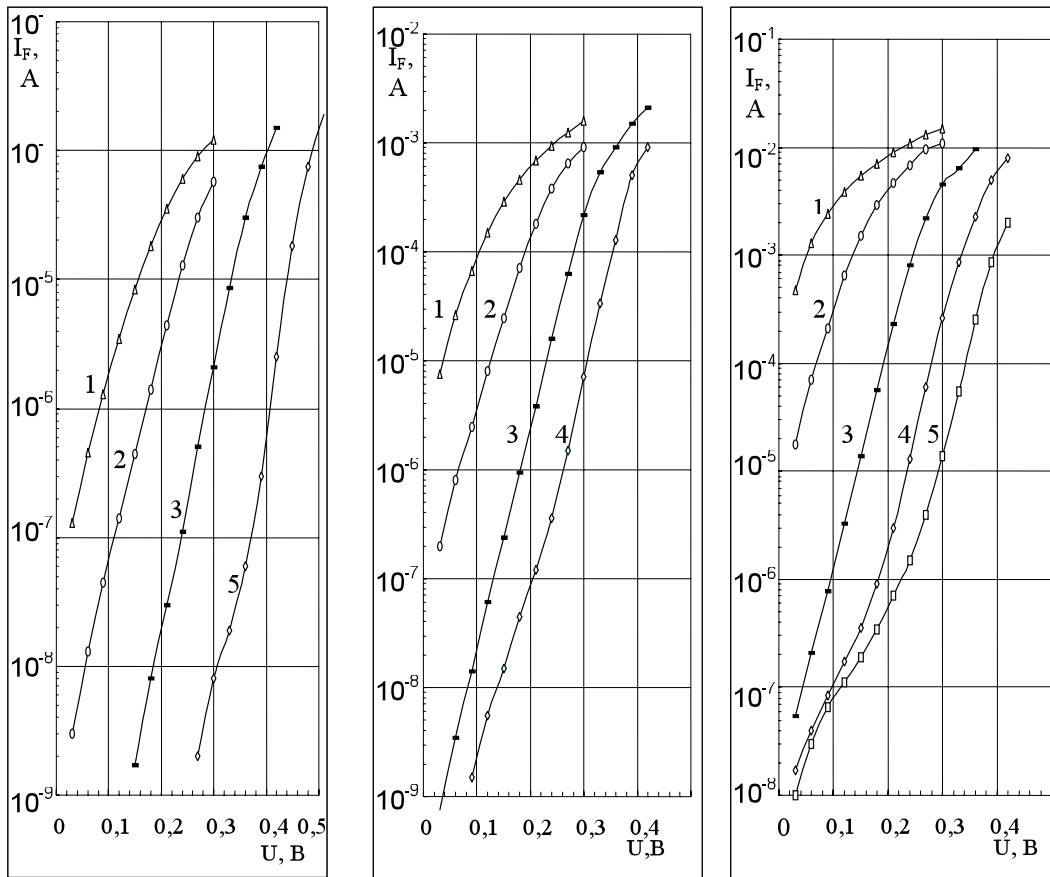
**Экспериментальные результаты и их обсуждение**

Методика изготовления и измерения электрофизических параметров ДШ, созданных на основе контакта между никелем и кремню n-типа с удельным сопротивлением 1 Ом см подробно изложена в [7].

Исследование температурной зависимости токопрохождения в Ni-nSi ДШ с различными диаметрами (10-1000 мкм) в широком интервале температур

(140 – 400 K) показало, что их ВАХ при комнатной температуре имеют обычный характер, присущий нормальным реальным ДШ. При повышении температуры такой характер ВАХ ДШ остается неизменным. Однако, при уменьшении температуры появляются избыточные токи при низких прямых напряжениях и обратные ветви ВАХ приобретают почти омический характер, т.е. ВАХ полностью деградируют.

На рис. 1а,б,в представлены прямые ветви ВАХ ДШ с диаметрами 10, 100 и 1000 мкм, соответствующие высоты потенциального барьера, измеренные методом ВАХ, и коэффициенты неидеальности которых при комнатной температуре, были 0,564; 0,578; 0,584 эВ и 1,09; 1,09; 1,05. Из рисунков видно, что с ростом температуры ВАХ не деградируют, однако под действием последовательного сопротивления линейность ВАХ в полулогарифмическом масштабе уменьшается с ростом диаметра ДШ. При уменьшении температуры ВАХ деградируют, появляются избыточные токи при начальных низких напряжениях, которые сильно увеличиваются с ростом диаметра ДШ. Следует заметить, что температурная зависимость избыточных токов становится намного слабее, чем аналогичная зависимость для диодного тока (рис. 1в).

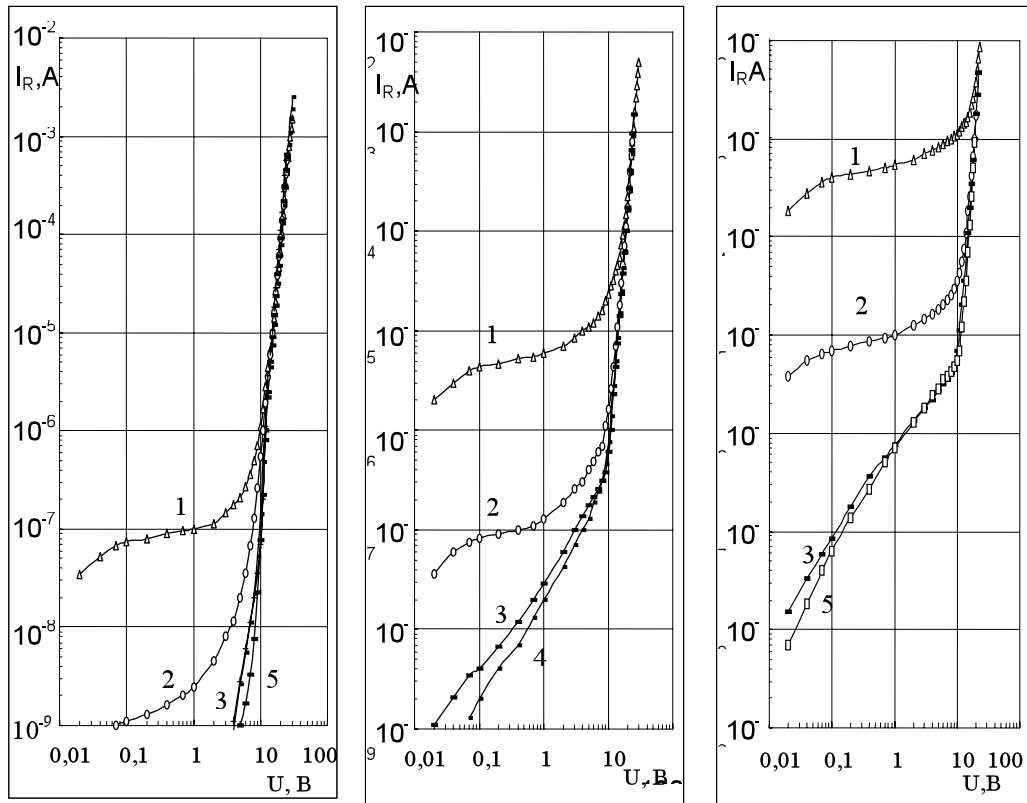


а) б) в)  
**Рис.1.** Прямые ветви ВАХ Ni - nSi ДШ с диаметрами 10 (а), 100 (б) и 1000 (в) мкм при температуре (К): 1 – 345; 2 – 292; 3 – 222; 4 – 185; 5 – 141.

На рис.2а,б,в представлены обратные ветви ВАХ этих же ДШ с диаметрами 10, 100 и 1000 мкм, которые имеют участки преждевременного пробоя при небольших обратных напряжениях. Соответствующие высоты потенциального барьера, измеренные методом ВАХ, и безразмерные коэффициенты при напряжении  $U = 3\text{В}$  этих ДШ при комнатной температуре, были 0,575; 0,582; 0,586 эВ и 60; 102; 163. Следует отметить, что теоретическое значение безразмерного коэффициента с ростом обратного напряжения от 0,01 В до 10 В увеличивается от 126 до 607, а при напряжении 3 В он становится равным 329.

Из рис.2 видно, что с ростом температуры ВАХ не деградируют и полностью сохраняет свою форму, хотя увеличивается безразмерный коэффициент [7]. При уменьшении температуры ВАХ сильно деградируют, их вид приобретает почти линейный характер. С дальнейшим уменьшении температуры линейный участок ВАХ меняется незначительно. Эта особенность ВАХ становится виднее с увеличением диаметра ДШ (рис.2в).

Для интерпретации выше представленных результатов экспериментальных исследований деградации ВАХ ДШ с уменьшением температуры необходимо обратить внимание на электрофизические процессы, происходящие в реальных контактах металл-полупроводник (КМП).



а) б) в)  
**Рис.2.** Обратные ветви ВАХ Ni - nSi ДШ с диаметрами 10 (а), 100 (б) и 1000 (в) мкм при температуре (К): 1 – 345; 2 – 292; 3 – 222; 4 – 185; 5 – 141.

Согласно [11], реальный КМП имеет ограниченную контактную площадь и состоит из совокупности параллельно соединенных и электрически взаимодействующих микроконтактов с различными ( $\leq 1$  эВ) локальными высотами барьера (т.е. высоты барьера микроучастков при отсутствии их взаимодействия). Микроконтакты с различными локальными высотами потенциального барьера вполне хаотично распределяются вдоль реальной контактной поверхности. Локальные высоты потенциального барьера этих микроучастков меняются в широком интервале, т.е. от  $\Phi_{\text{Вмин}}$  и до  $\Phi_{\text{Вмак}}$ , где  $\Phi_{\text{Вмин}}$  имеет настолько низкое значение, что микроучастки с  $\Phi_{\text{Вмин}}$  обладают омическими свойствами.

Из энергетической модели Шоттки [1] следует, что идеальный КМП в зависимости от разницы работ выхода контактирующих материалов обладают либо выпрямляющими, либо омическими свойствами. В первом случае между металлом и полупроводником образуется потенциальный барьер, имеющий одинаковую высоту по всей контактной поверхности и токопрохождение в них описывается теорией термоэлектронной эмиссии. А во втором случае потенциальный барьер почти отсутствует по всей контактной поверхности и токопрохождение в таком омическом контакте описывается законом Ома. По теории термоэлектронной эмиссии, токопрохождение в ДШ выражается формулой [1]:

$$I_D = S_D A T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_B - \Delta\Phi_B}{kT}\right) \left[ \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right], \quad (1)$$

где  $S_D$  - площадь контакта ДШ,  $A$ - постоянная Ричардсона,  $T$ - абсолютная температура,  $\Phi_B$  - высота потенциального барьера,  $k$ - постоянная Больцмана,  $q$ - заряд носителя тока,  $\Delta\Phi_B$  - снижение высоты барьера.

Зависимость  $\Delta\Phi_B$  от напряжения  $U$ , обусловленная влиянием силы зеркального изображения, описывается формулой:

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

где  $N_D$  - концентрация доноров в полупроводнике,  $\epsilon_s$ -диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $U_D$ -диффузионный потенциал, знаки (-) и (+) соответствуют прямому и обратному направлению.

Токопрохождение в омическом КМП описывается известным законом Ома:

$$I_{\text{ОМ}} = \frac{U}{R} = \frac{US_{\text{ОМ}}}{\rho L}, \quad (3)$$

где  $S_{\text{ОМ}}$  - площадь КМП,  $U$  - приложенное напряжение,  $\rho$  - удельное сопротивление полупроводника,  $L$ - толщина полупроводника.

Как отмечено в [11], при термодинамическом равновесии, микроконтакты с различными локальными высотами потенциального барьера в реальных КМП электрически взаимодействуют и в приконтактной поверхности полупроводника возникает дополнительное электрическое поле (поле пятен). Напряженности возникающего дополнительного электрического поля вблизи границы раздела зависят от геометрических размеров микроконтактов и противоположно направляются для микроконтактов с различными высотами барьера. Напряженности этого поля направляются от поверхности металла микроучастков с низкой высотой барьера к поверхности металла микроучастков с высокой высотой барьера, проходя через приконтактную область полупроводника. При этом высоты барьеров и расстояние их максимумов от поверхности металла увеличиваются согласно аномальному эффекту Шоттки на величины  $\Delta \Phi_{Bi}$  и  $x_{mi}$  для микроучастков с низкими высотами барьера, как это представлено на рис.3а, где общий контакт состоит из совокупности 6 микроучастков. А для микроучастков с высокими потенциальными барьерами, высоты потенциальных барьеров и расстояния их максимумов от поверхности металла уменьшаются согласно нормальному эффекту Шоттки на величины  $\Delta \Phi_{Bj}$  и  $x_{mj}$ , соответственно. В результате чего, реальный КМП имеет единую ширину обедненного слоя  $d_{max}$ . При этом предполагается, что глубина проникновения  $l$  дополнительного поля не превышает ширину  $d_{max}$ . В периферийной области КМП напряженность дополнительного электрического поля направляется от контактной поверхности металла к свободным поверхностям металла и полупроводника. Поэтому в этой области контакта для всех микроучастков высота барьера и ее максимум увеличиваются и ширина обедненного слоя становится равной  $l_0$ .

Из вышеизложенного следует, что несмотря на то, что количество микроучастков с различными локальными высотами барьеров КМП достаточно большое, общий контакт по изменению высоты барьера с напряжением делится на две части. Изменение высоты барьеров микроучастков первой части общего контакта, из металлической контактной поверхности которых выходят напряженности дополнительных электрических полей, определяется аномальным эффектом Шоттки, а микроучастков второй части общего контакта, в металлическую контактную поверхность которых входят напряженности дополнительных электрических полей, определяется, аналогично идеальным диодам Шоттки, нормальным эффектом Шоттки.

Обозначим усредненное значение локальных высот барьеров микроучастков первой части КМП, изготовленных на основе n-типа полупроводника, через  $\Phi_{B1}$ , и второй части, состоящей из микроучастков без дополнительного поля и микроучастков, в металлическую контактную поверхность которых входят напряженности дополнительных полей, через  $\Phi_{B2}$ . Соответствующие изменения высот барьеров первой и второй частей общего контакта под действием дополнительного поля и силы зеркального изображения, обозначим через  $\Delta \Phi_{O1}$  и  $\Delta \Phi_{O2}$ . Тогда энергетическая диаграмма КМП изображается так, как это показано на рис.3б.

Зависимость уменьшения высоты барьера  $\Delta \Phi_{B1}$  от напряжения  $U$  для первой части КМП имеет линейный характер:

$$\Delta\Phi_{B1} = \Delta\Phi_{O1} \pm \beta q U \quad (4)$$

где  $\Delta\Phi_{O1}$  – изменение высоты барьера при  $U=0$ ,  $\beta$  – безразмерный коэффициент ( $\beta < 1$ ), знаки (+) и (-) соответствуют прямому и обратному направлениям.

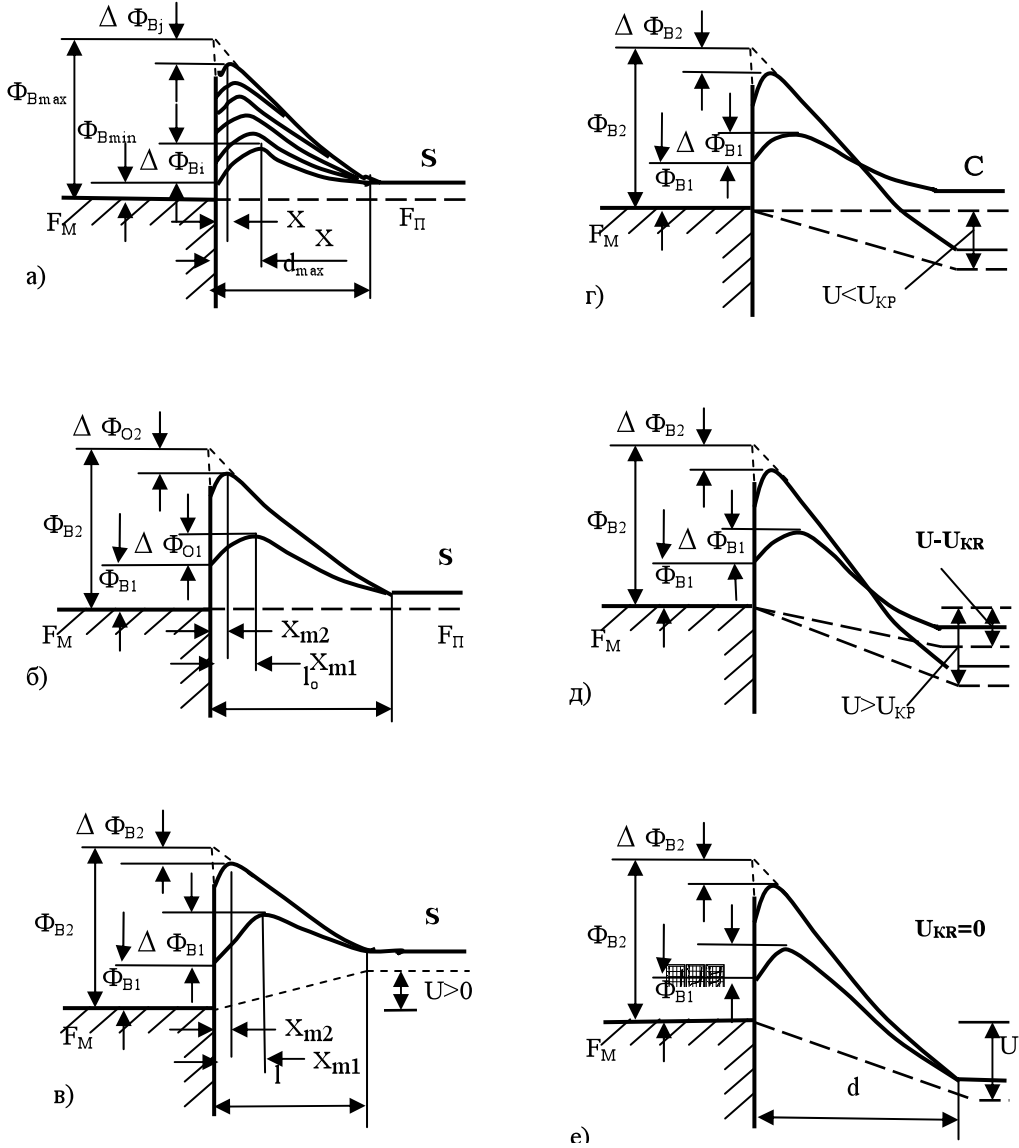


Рис.3. Энергетические диаграммы параллельно соединенных взаимодействующих выпрямляющих контактов металла с полупроводником n-типа при наличии внешнего напряжения и дополнительного электрического поля.

Зависимость уменьшения высоты барьера  $\Delta \Phi_{B2}$  от напряжения  $U$  для второй части КМП определяется известной формулой (2).

При приложении к КМП прямого напряжения (рис.3.3в) напряженности внешнего поля  $E_{BH}$  и дополнительного поля  $E_d$  направляются параллельно в приконтактной области полупроводника первой части контакта, и направляются противоположно в приконтактной области полупроводника второй части контакта. С ростом напряжения высоты барьеров обеих частей контакта уменьшаются на величину  $qU$  для электронов, протекающих из полупроводника в металл. Согласно теории термоэлектронной эмиссии, прямая ветвь вольтамперной характеристики КМП с площадью  $S$  выражается формулой [11]:

$$\begin{aligned}
 I_F &= g_1 I_{F1} + g_2 I_{F2} = \\
 &= SAT^2 \left[ g_1 \exp\left(-\frac{\Phi_{B1} + \Delta\Phi_{B1}}{kT}\right) + g_2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B2} - \Delta\Phi_{B2}}{kT}\right) \right] \left[ \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] = \\
 &= SAT^2 \left[ g_1 \exp\left(-\frac{\Phi_{B1} + \Delta\Phi_{O1} + \beta_1 qU}{kT}\right) + g_2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B2} - \Delta\Phi_{B2}}{kT}\right) \right] \left[ \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] \approx \\
 &\approx S_{FR} AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BF}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{n_1 kT}\right).
 \end{aligned} \tag{5}$$

В формуле (5) коэффициенты  $g_1$  и  $g_2$  (где  $g_1 + g_2 = 1$ ), есть действующие доли общей площади контакта.

При приложении к КМП обратного напряжения (рис.3г), напряженности внешнего поля  $E_{BH}$  и дополнительного поля  $E_d$  в приконтактной области полупроводника первой части контакта направляются противоположно. При  $U \leq U_{KP}$  (где  $l \geq d_{max}$ ) через участок с  $\Phi_{B1}$  обратный ток не протекает, а при  $U > U_{KP}$  через этот участок начинают протекать обратные токи (рис.3д). С ростом напряжения  $\Delta \Phi_{B1}$  уменьшается на величину  $\beta_1 qU$  и  $\Delta \Phi_{B2}$  увеличивается согласно формуле (2).

Согласно теории термоэлектронной эмиссии, обратная ветвь ВАХ КМП описывается формулой [11]:

$$\begin{aligned}
 I_R &= g_1 I_{R1} + g_2 I_{R2} = SAT^2 \left[ g_1 \exp\left(-\frac{\Phi_{B1+} + \Delta\Phi_{B1}}{kT}\right) + g_2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B2} - \Delta\Phi_{B2}}{kT}\right) \right] \left[ 1 - \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) \right] = \\
 &= SAT^2 \left\{ g_1 \exp\left(-\frac{\Phi_{B1} + \Delta\Phi_{O1} - \beta_1 qU}{kT}\right) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{q(U-U_C)}{kT}\right) \right] + \right. \\
 &\quad \left. + g_2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B2} - \Delta\Phi_{B2}}{kT}\right) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{qU}{kT}\right) \right] \right\} \approx \\
 &\approx S_{RR} AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BR}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{n_2 kT}\right).
 \end{aligned} \tag{6}$$

В формуле (6), внешнее напряжение  $U=U_C$  компенсирует приращение высоты потенциального барьера участка с  $\Phi_{B1}$ , обусловленное накоплением свободных электронов в области  $l > d_{max}$  на границе раздела. При  $0 < U_C \leq U_{KP}$  обратный ток через участка с  $\Phi_{B1}$  не протекает.

Когда дополнительное электрическое поле проникает в полупроводник на глубину  $l \leq d_{\max}$ , критическое напряжение  $U_{кр} = 0$  ( $U_c = 0$ ) и через этот участок обратные токи начинают протекать сразу же с ростом напряжения начиная от нуля (рис.3е).

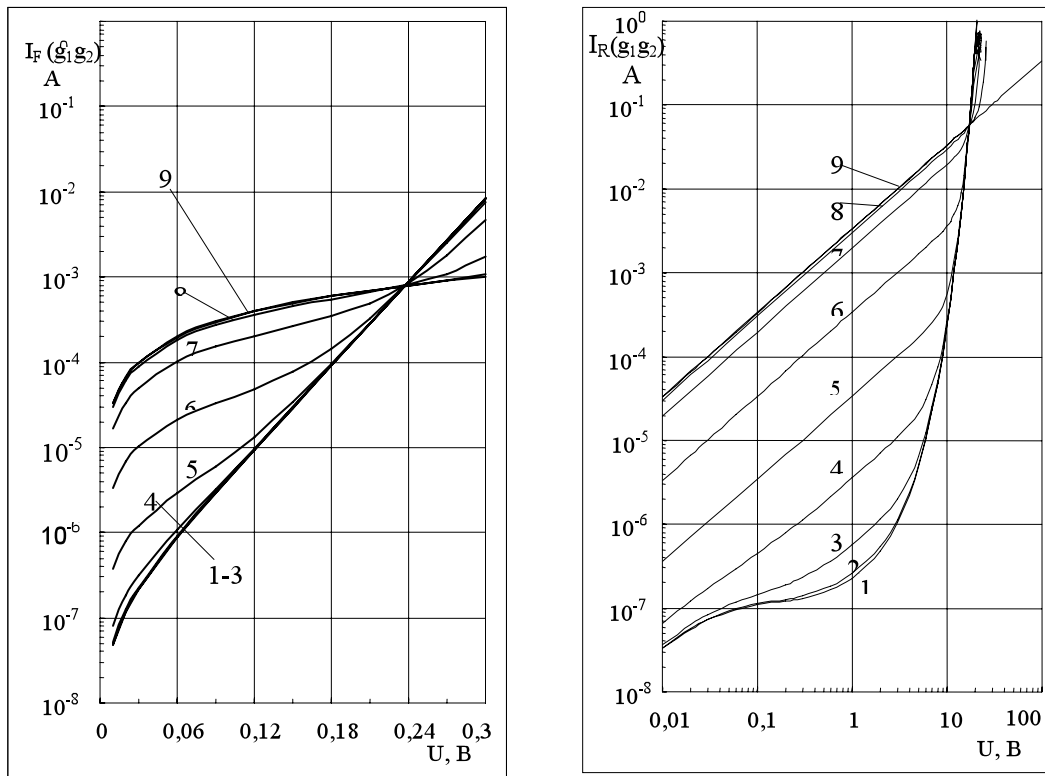
Из вышеизложенного следует, что с изменением температуры вклады токов первой и второй части контакта к общему току КМП существенно меняются. Если при относительно больших температурах вклад тока второй части с усредненной низкой высотой барьера КМП становится преобладающим над вкладом тока первой части с усредненной большой высотой барьера, то с уменьшением температуры вклад тока первой части становится преобладающим. При достаточно низких высотах барьера, через первую часть КМП протекает омический ток, следовательно при небольших прямых и обратных напряжениях появляются избыточные токи, т.е. ВАХ деградирует.

Для количественной оценки этого положения рассмотрим КМП с площадью  $S$ , состоящей из суммы диодного участка с площадью  $S_d$  и омического участка с площадью  $S_{ом}$ , через которые протекают соответствующие токи  $I_d$  и  $I_{ом}$ . Тогда при  $S_d = g_1 S$  и  $S_{ом} = g_2 S$  (где  $g_1 + g_2 = 1$ ), общий ток КМП определяется как

$$I = I_d + I_{ом} = S_d A T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_B - \Delta\Phi_B}{kT}\right) \left[ \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] + g_2 \frac{SU}{\rho L}. \quad (7)$$

Были построены вольтамперные характеристики КМП по формуле (7). При этом были использованы следующие приемлемые значения электрофизических параметров КМП:  $\Phi_B = 0,65$  эВ;  $U_D = 0,5$  В;  $A = 120$  А см<sup>-2</sup> К<sup>-2</sup>;  $T = 300$  К;  $kT = 0,026$  эВ;  $\beta = 0,02$ ;  $N_D = 5,5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>;  $\epsilon_s = 10,6 \cdot 10^{-13}$  Кл В<sup>-1</sup> см<sup>-1</sup>;  $U_{проб} = 100$  В;  $S = 10^{-4}$  см<sup>2</sup>;  $\rho = 1$  Ом см;  $L = 0,03$  см;  $g_1 = 1 - g_2$ ;  $g_2 = 1; 0,99; 0,9; 0,5; 10^{-1}; 10^{-2}; 10^{-3}; 10^{-4}; 10^{-5}; 0$ ;  $U_{пр} = 0-0,3$  В;  $U_{об} = 0-100$  В.

На рис.4а и б, представлены прямые и обратные ветви ВАХ КМП при различных значениях  $g_1$  и  $g_2$ , вычисленные по формулам (7) с учетом (4). Видно, что ток общего контакта при  $g_1 = 1$  и  $g_2 = 0$  состоит лишь из тока ДШ, а при  $g_1 = 0$  и  $g_2 = 1$  - лишь из тока омического КМП. При увеличении  $g_2$  от 0 до  $10^{-3}$ , вклад тока омического участка практически не сказывается на прямой ветви ВАХ общего контакта, который имеет нормальные диодные свойства. Когда  $g_2 > 10^{-3}$ , прямые ветви ВАХ ДШ начинают деградировать и при  $g_2 > 0,5$  КМП становятся практически омическими. Однако, обратные ветви ВАХ ДШ сильно деградируют лишь при  $g_2 > 10^{-3}$  и при этом ВАХ КМП практически обладают линейными характеристиками. КМП имеют нормальные омические свойства с симметричными линейными ВАХ при  $g_2 > 0,5$ . Следовательно, при  $0,5 > g_2 > 10^{-3}$  прямые ветви ВАХ КМП имеют деградированный экспоненциальный характер и их обратные ветви имеют линейный характер. При  $g_2 < 10^{-3}$  прямые ветви ВАХ ДШ имеют нормальный экспоненциальный характер и их обратные ветви ВАХ почти не деградируют. А при  $0,5 < g_2 \leq 1$  КМП имеют нормальные омические свойства со симметричными линейными ВАХ, однако их контактные сопротивления отличаются до двух раз.



а)

б)

**Рис.4.** Вольтамперные характеристики КМП, состоящего из двух реальных выпрямляющего ( $g_1$ ) и омического участков ( $g_2$ ), где  $g_1+g_2=1$ , при различных значениях  $g_2$ :  
 1- 0; 2 –  $10^{-5}$ ; 3 –  $10^{-4}$ ; 4 –  $10^{-3}$ ; 5 –  $10^{-2}$ ; 6 –  $10^{-1}$ ; 7 – 0,5; 8 – 0,9; 9 – 1.

Из сравнения результатов экспериментальных исследований и численных расчетов, представленных на рис.1, рис.2 и рис.4 для ДШ с различными диаметрами, можно сказать, что деградация ВАХ ДШ при уменьшении температуры происходит из-за изменения степени эмиссионной неоднородности контакта и следовательно, увеличения вклада омического или почти омического составляющего тока к интегральной ВАХ ДШ.

#### Заключение

В заключении можно сказать, что появление избыточных токов на начальном участке прямой ветви ВАХ и приобретение омический или почти омический характер обратной ветви ВАХ реального ДШ при уменьшении температуры от комнатной и усиление этих особенностей с ростом диаметра контакта являются следствиями изменения степени эмиссионной неоднородности реального контакта.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Родерик Э.Х. Контакты металл-полупроводник. М.: Радио и связь, 1982, 208 с.
2. Зи С. Физика полупроводниковых приборов, т. 1, М.: 1984, 450 с.
3. Пипинис П.А., Римейка А.К., Лапейка В.А., Пипинене А.В. Механизм обратного тока в диодах с барьером Шоттки Al/p-InP, ФТП, 2001, в.2, с.188-197.
4. Singh A., Reinhardt K.C., Andrevson W.A. Temperature dependence of the electrical characteristics of Yb/p-InP tunnel metal-insulator-semiconductor junctions, J. Appl. Phys., 1990, v.68, p.3475-3484.
5. Singh A., Cova P., Masut R.A. Reverse I-V and C-V characteristics of Schottky barrier type diodes on Zn doped InP epilayers grown by metalorganic vapor phase epitaxy, J. Appl. Phys., 1994, v.76, p.2336-2343.
6. Тонкие пленки: взаимная диффузия и реакции. Под ред. Поута Дж., Ту К., Мейера Дж., М.: Мир, 1982, 728 с.
7. Мамедов Р.К. Особенности токопрохождения в реальных диодах Шоттки // Прикладная физика, 2002, №4, с.143-151.
8. Мамедов Р.К. Температурные зависимости токопрохождения в реальных диодах Шоттки // Прикладная физика, 2003, №1, с.133-141.
9. Мамедов Р.К. Температурные зависимости токопрохождения по периферии контакта диодов Шоттки // Прикладная физика, 2003, №4, с.125-133.
10. Мамедов Р.К. Контакты металл-полупроводник с электрическим полем пятен. Баку: БГУ, 2003, 231 с.

## ŞOTTKI DİODLARININ VAX-nın TEMPERATUR AZALDIQCA DEQRADASIYASI

R.Q.MƏMMƏDOV

### XÜLASƏ

Müxtəlif diametrlı (10-1000 mkm) Ni-nSi Şottki diodlarının VAX-nın 141-345 K temperatur intervalında temperatur asılılığının tədqiqi göstərir ki, ŞD-nin otaq temperaturunda normal VAX-sı temperatur azaldıqca kəskin deqradasiyaya uğrayır. Bu xüsusiyyət əlavə elektrik sahəli real ŞD-lərin emissiya qeyri-bircinsliyinin dəyişməsilə yaxşı izah olunur.

## DEGRADATION OF CURRENT - VOLTAGE CHARACTERISTICS OF SHOTTKY DIODES BY REDUCING TEMPERATURE

R.K.MAMMADOV

### SUMMARY

Study of temperature dependency of Current-Voltage Characteristics of Ni-nSi Schottky diodes with different diameters (10 – 1000 mkm) in the temperature interval of 141-345K has shown that normal Current-Voltage Characteristics of DS at the room temperature powerfully degraded when reducing temperature. This is well interpreted by changing emission spottiness of real SD with an additional electrical field.