



# Beynəlxalq Konfrans "Fizika-2005" International Conference "Fizika-2005" Международная Конференция "Fizika-2005"

7 - 9  
İyun  
June 2005  
Июнь

№162  
səhifə  
page 625-631  
стр.

Bakı, Azərbaycan

Baku, Azerbaijan

Баку, Азербайджан

## НОВОЕ НАПРАВЛЕНИЕ В ИССЛЕДОВАНИИ ЭЛЕКТРОННЫХ ПРОЦЕССОВ В КОНТАКТЕ МЕТАЛЛ – ПОЛУПРОВОДНИК

МАМЕДОВ Р.К.

*Бакинский Государственный Университет,  
Az1148, ул. З.Халилова 23, Баку, Азербайджан  
E-mail: [rasimaz@yahoo.com](mailto:rasimaz@yahoo.com)*

Показано, что реальные структуры границы раздела контакта металл-полупроводник практически всегда являются неоднородными по высоте потенциального барьера. На эмиссионной неоднородной поверхности металла существует электрическое поле пятен и его напряженности противоположно направлены на микроучастках с различными работами выхода. Из-за эмиссионной неоднородности контактной поверхности металла и ограниченности контактной поверхности со свободными поверхностями металла и полупроводника, в полупроводниковой приконтактной области возникает дополнительное электрическое поле. Оно активно участвует как в образовании потенциального барьера, так и в токопрохождении в реальных контактах.

### ВВЕДЕНИЕ.

Электронные процессы в контактах металл – полупроводник (КМП) интенсивно исследуются. Так как, с одной стороны, многие особенности результатов экспериментальных исследований физики КМП трудно интерпретируются, иногда не интерпретируются, с помощью теории идеальных КМП, с другой - полупроводниковые приборы и интегральные схемы на их основе интенсивно используются в современных электронных устройствах.

Исследования электронных процессов в КМП проводятся по нескольким научным направлениям. Т.е. по изучению: физики идеальных КМП [1], физики КМП с учетом наличия на границе раздела плотных поверхностных состояний [2], физики КМП с учетом наличия промежуточного, тонкого диэлектрического слоя [3], физики КМП с учетом тонких межграницных переходных проводящих слоев [4] и физики КМП с учетом неоднородности границы раздела [5]. При этом были достигнуты определенные успехи в понимании физики реальных КМП. В тоже время, было установлено, что физика реальных КМП (т.е. контактов с неодинаковым потенциалом вдоль контактной поверхности, ограниченной свободными поверхностями металла и полупроводника) существенно отличается от физики идеальных КМП (т.е. контактов с одинаковым потенциалом вдоль неограниченной контактной поверхности). В

последние годы к изучению электрофизических свойств реальных КМП уделяется большое внимание. При этом, немаловажный интерес представляют результаты исследований электронных процессов, происходящих в реальных КМП, в приконтактной полупроводниковой области которых возникает дополнительное электрическое поле, вполне соизмеримое с электрическим полем в приконтактной области идеальных диодов Шоттки [6].

### ВОЗНИКНОВЕНИЕ ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В КМП.

Для ясного представления возникновения дополнительного электрического поля в реальных КМП, необходимо описывать реальные структуры границы раздела контакта и особенности образования потенциального барьера, а также и установить специфический характер неоднородности работы выхода поверхности металла.

#### ***а. Структурные состояния границы раздела контакта.***

Существует три типа реальных КМП, в процессе изготовления которых: не стимулируется твердофазное взаимодействие между металлом и полупроводником; металл образует с полупроводником твердые растворы; металл образует химические соединения с полупроводником. Для первого типа КМП характерна структура металл-

полупроводник, а для второго и третьего КМП – эта же структура, но вместо пленки металла образуется соответственно пленка твердого раствора полупроводника в металле или их химическое соединение. Эти КМП практически всегда имеют неоднородные границы раздела вдоль контактной поверхности [4].

Для первого типа КМП неоднородность границы раздела контактной поверхности обусловлена: 1) отличающейся кристаллографической ориентацией зерен в поликристаллической пленке металла; 2) рельефом поверхности полупроводника, образованным при травлении; 3) в результате локального образования твердых растворов или химических соединений металла с полупроводником; 4) наличием чужеродных атомов и молекул. Неоднородность контактной поверхности второго и третьего типов КМП определяется: 1) отличающейся кристаллографической ориентацией зерен в поликристаллической пленке металла, твердого раствора и (или) химического соединения; 2) рельефом поверхности; 3) сегрегацией полупроводника на границах зерен твердого раствора полупроводника в металле и (или) химических соединений; 4) наличием участков, содержащих химические соединения и (или) твердые растворы полупроводника в металле, отличающиеся по составу.

#### **6. Особенности образования потенциального барьера.**

В работах [7-10] исследовался процесс формирования потенциального барьера КМП, изготовленных на основе Si, GaAs и др. полупроводников. При постепенном нанесении ряда металлов Al, Ca, In, Ag в сверхвысоком вакууме на чистую поверхность кремния установлено, что потенциальный барьер КМП формируется при нанесении металлических покрытий толщиной до 1-4 атомных монослоев, а дальнейшее увеличение количества атомных монослоев не оказывает влияние на значение высоты потенциального барьера [7,8]. Такой же результат получен и для других полупроводников [9]. Немалый интерес представляет результаты исследования управления высоты барьера Au-CdS КМП за счет осаждения монослоя атомов Al на границу раздела [10]. КМП, изготовленный нанесением пленки Au с толщиной 15 нм на поверхность  $(10\bar{1}0)$  CdS, имел высоту барьера равную 0,81 эВ. При нанесении сверхтонкого промежуточного монослоя алюминия с толщиной 0,03; 0,06 и 0,2 нм на границу раздела высота барьера КМП стали равной соответственно 0,53; 0,46 и ~0 эВ. В тоже время, тангенс угла наклона обратной ветви ВАХ плавно увеличился и контакт стал омическим.

Таким образом, в действительности границы раздела реальных КМП, не зависимо от способа изготовления и природы контактирующих материалов, образуются из непосредственного контакта монокристаллического полупроводника с неоднородной поверхностью металлического

электрода, эмиссионные параметры которой существенно отличаются от соответствующих параметров однородной поверхности металла.

#### **в. Работа выхода неоднородной поверхности металла.**

Основным эмиссионным параметром поверхности любого эмиттера является работа выхода. Теоретические и экспериментальные данные о величинах работ выхода, полученных разными методами, для простых веществ многих химических элементов (поликристаллических и монокристаллических), химических соединений (поликристаллических и монокристаллических) и твердых растворов (поликристаллических и монокристаллических) собраны в работах [11]. Значения работ выхода как всех простых веществ, так и всех химических соединений и твердых растворов находятся в основном в интервале 2-6 эВ. В то же время твердо установлено, что грани монокристаллов, имеющие различные кристаллографические ориентации, обладают разными значениями работы выхода. Для данного вещества работа выхода грани тем больше, чем плотнее расположены атомы на этой грани монокристалла. Разница в работе выхода в зависимости от кристаллографической ориентацией достигает около 1 эВ.

Эмиссионная пятнистость в той или иной степени свойственна всем эмиттерам. Изображение типичной эмиссионной неоднородной поверхности металлического электрода схематично представлено на рис.1а. На этой поверхности вдоль оси ОХ помещены семь участков с локальной работой выхода  $\Phi_{M1}, \Phi_{M2}, \Phi_{M3}, \Phi_{M4}, \Phi_{M5}, \Phi_{M6}, \Phi_{M7}$  (рис.1б).

При условии  $\Phi_{M1} > \Phi_{M2} < \Phi_{M3} > \Phi_{M4} < \Phi_{M5} > \Phi_{M6} < \Phi_{M7}$  изменение локальной работы выхода вдоль оси ох имеет вид, представленный на рис.1в. Видно, что в пределе каждого участка поверхности локальная работа выхода остается постоянной. Понятно, что такая зависимость работы выхода от ОХ в действительности быть не может. Потому, что участки поверхности с разной локальной работой выхода находятся в непосредственном электрическом контакте с окружающими соседними участками. В результате этого, между ними возникают контактные разности потенциалов и над поверхностями участков образуется, так называемое, электростатическое поле пятен  $E_{\Pi}$  [12] (рис.1г). Поле пятен направлено так, что задерживает электроны, эмитированные областями, обладающими малой работой выхода, и, наоборот, ускоряет электроны над областью с большей работой выхода. В результате этого, полная работа выхода  $\Phi_{M5}$  остается постоянной вдоль оси ОХ (рис.1д, сплошная линия).

При наличии поля пятен полная работа  $\Phi$  удаления электрона с уровня Ферми эмиттера на бесконечность с различных участков поверхности не равны локальным работам выхода. При отсутствии внешнего электрического поля  $E_0$  полная работа  $\Phi$  удаления электрона одинакова для всех участков

поверхности и определяется формулой [12]:

$$\Phi = \frac{\int_S \Phi_M(x_s) ds}{S} = \Phi_{MS}$$

Здесь  $S$  - площадь поверхности эмиттера,  $\Phi_M(x_s)$  - локальные работы выхода в точке  $x_s$  поверхности.

Полная работа выхода  $\Phi$  равно среднему по поверхности значению локальной работы выхода эмиттера  $\Phi_{MS}$ . Дополнительная работа в поле пятен положительна для участков с  $\Phi_M < \Phi_{MS}$ , и отрицательна для участков с  $\Phi_M > \Phi_{MS}$ .

Напряженность поля пятен  $E_{\Pi}$  убывает с увеличением расстояния  $Z$  от поверхности и существенно отличается от нуля лишь на расстояниях порядка линейных размеров пятен  $L$ , которые равны многим атомным диаметрам  $\delta_o$ .

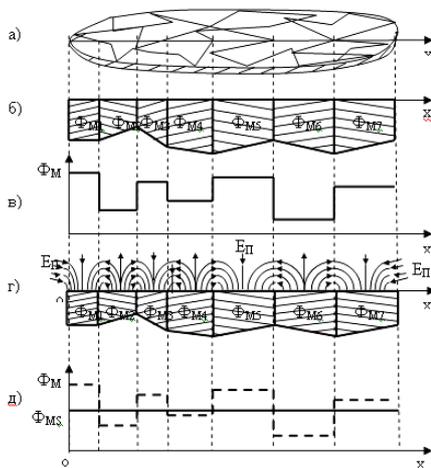


Рис.1. Схематическое изображение неоднородной поверхности (а), состоящей из различных граней микрокристаллитов (б) с различными локальными работами выхода (в) вдоль оси  $x$ , на поверхности которых образуется электрическое поле пятен  $E_{\Pi}$  (г), под действием которого общая работа выхода вдоль поверхности имеет одинаковое значение  $\Phi_{MS}$  (д).

Поле пятен над участками поверхности с малой локальной работой выхода ( $\Phi_M < \Phi_{MS}$ ) действует почти так же, как внешнее задерживающее поле между плоскими электродами, и уменьшает силу тока эмиссии с этих участков. В противоположность этому электроны, эмитируемые из тех участков поверхности, для которых локальная работа выхода больше усредненной работы выхода ( $\Phi_M > \Phi_{MS}$ ), ускоряются силами поля пятен. Однако действие этого ускоряющего поля на токи с рассматриваемых участков поверхности сводится здесь лишь к нормальному эффекту Шоттки, соответствующему полям пятен над этими участками, в результате чего сила тока с этих участков поверхности немного превышает то ее значение, которое было бы при отсутствии поля пятен.

Энергетические диаграммы двух участков поверхности с одинаковыми размерами, имеющими локальные работы выхода  $\Phi_{M1}$  и  $\Phi_{M2}$ , где  $\Phi_{M1} < \Phi_{M2}$ , представлены на рис.2а. Видно, что общая работа выхода для обоих участков  $\Phi$ , равная  $\Phi_{MS}$ , будет одинаковой лишь на достаточно удаленном расстоянии от поверхности. При этом поле пятен над участком с  $\Phi_{M1}$  действует как внешнее задерживающее поле и создает дополнительный потенциальный порог на величину  $\Delta \Phi_1$ . В противоположность этому, поле пятен над участком с  $\Phi_{M2}$  действует как внешнее ускоряющее поле. Действие этого ускоряющего поля пятен на токи сводится лишь к нормальному эффекту Шоттки, в результате чего величина локальной работы выхода незначительно уменьшается ( $\Delta \Phi_2$  мала).

Характер поля пятен определяется геометрическими размерами участков поверхности. На рис.2б схематично представлено уменьшение напряженности поля пятен с ростом расстояния  $Z$  от поверхности при постоянной контактной разности потенциалов для двух участков с различными геометрическими размерами. Видно, что при данной контактной разности потенциалов характер поля пятен зависит от геометрических размеров участков поверхности: при малых размерах  $x_1$  участков это поле будет обладать большей напряженностью  $E_{x1}$  вблизи поверхности, но будет быстрее убывать с удалением от нее, а при больших размерах  $x_2$  участков – поле  $E_{x2}$  слабее, чем в первом случае, вблизи поверхности эмиттера, но будет медленнее спадать с удалением от нее. Напряженность поля пятен на поверхности участка с достаточно большими геометрическими размерами становится незначительной и она характеризуется локальной работой выхода. В работе [13] произведена оценка минимальных размеров  $L_m$  участков поверхности, для которых применяется понятие локальной работы выхода. Согласно этой работе  $L_m$  определяется формулой:

$$L_m \approx \frac{\hbar}{2\sqrt{mkT}}$$

(здесь,  $\hbar$  - постоянная Планка,  $m$  – масса электрона,  $k$ - постоянная Больцмана,  $T$  – абсолютная температура).

Если положить постоянную решетки  $\delta_o$  равной  $3 \cdot 10^{-8}$  см, то при  $T=300$  °C значение  $L_m$  становится равным (2-3)  $\delta_o$  и  $L_m = \delta_o$  при  $T=1500$  °C. Значит, участки с линейными размерами  $L \gg (10-20) \delta_o$  характеризуются локальной работой выхода. Таким образом, из вышеизложенного следует, что работа выхода эмиссионной неоднородной поверхности, над которой существует поле пятен существенно отличается от работы выхода однородной поверхности эмиттера.

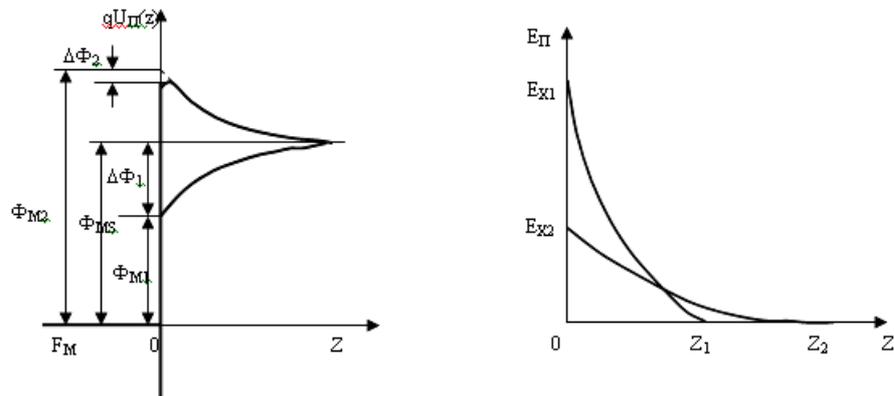


Рис.2. Схематические изображения: а) изменения работы выхода на величины  $\Delta\Phi_{M1}$  и  $\Delta\Phi_{M2}$  над поверхностях двух одинаковых взаимодействующих участков с локальными работами выхода  $\Phi_{M1}$  и  $\Phi_{M2}$  вдоль расстояния  $Z$  от поверхности металла в вакуум, б) изменения напряженности  $E_{\pi}$  поля пятен в зависимости расстояния  $Z$  от поверхности металла в вакуум для участков с одинаковой разностью потенциалов и линейными размерами  $x_1$  и  $x_2$ , где  $x_1 < x_2$ .

Понятно, что поле пятен на поверхности эмиссионного неоднородного металла при непосредственном электрическом контакте с полупроводником проникает в приповерхностный слой последнего и играет активную роль при образовании в нем потенциального барьера.

### ОБРАЗОВАНИЕ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО БАРЬЕРА В НЕОДНОРОДНОМ КМП С НЕОГРАНИЧЕННОЙ ПЛОЩАДЬЮ.

Из выше изложенного следует, что в отличие от идеального КМП, энергетические структуры эмиссионно неоднородного КМП достаточно сложны. Это связано с одной стороны с тем, что участки с вполне произвольными конфигурациями, различными геометрическими размерами и локальными работами выхода хаотично распределяются на поверхности металла, следовательно, направление и значение напряженности и максимальное расстояние от поверхности металла эффективного действия поля пятен неравномерно распределяются вдоль поверхности металла. С другой стороны, особенности образования потенциального барьера определяются типом проводимости и концентрацией примесей полупроводника. Поэтому, для определенности рассмотрим наиболее характерные случаи образования потенциального барьера в неоднородном КМП. Обсудим характер образования потенциального барьера КМП, рассмотрев простейший пример поверхности металла, содержащей участки лишь двух сортов с одинаковой конфигурацией и локальными работами выхода  $\Phi_{M1}$  и  $\Phi_{M2}$  (где  $\Phi_{M1} < \Phi_{M2}$ ), правильно чередующиеся на этой поверхности. Энергетические диаграммы участков с  $\Phi_{M1}$  и  $\Phi_{M2}$  поверхности металла и  $n$ -типа полупроводника с работой выхода  $\Phi_{\pi}$  (рис.3а) до приведения их в непосредственный контакт при  $\Phi_{M2} > \Phi_{M1} > \Phi_{\pi}$  представлены на рис.3б. При соединении металла и полупроводника с электрическим проводом (рис.3в) в обоих материалах уровни Ферми металла  $F_M$  и

полупроводника  $F_{\pi}$  выравниваются и между ними возникает контактная разность потенциалов величиной  $U_K$ , энергетические диаграммы которых представлены на рис.3г. Электрическое поле  $E_K$  контактной разности потенциалов металла и полупроводника полностью сосредотачивается в вакуумном заряде между ними. При этом напряженности поля  $E_K$  и поля пятен  $E_{\pi}$  на поверхности участков с  $\Phi_{M1}$  направлены противоположно, а на поверхности участков с  $\Phi_{M2}$  направлены параллельно. Поэтому изменение работы выхода  $\Delta\Phi_{M1}$  на поверхности участка с  $\Phi_{M1}$  уменьшится и уменьшится работа выхода участка с  $\Phi_{M2}$  согласно нормальному эффекту Шоттки на величину  $\Delta\Phi_{M2}$ . При уменьшении толщины  $\delta$  вакуумного зазора (рис.3д) напряженность контактного поля  $E_K$  увеличивается и, соответственно, увеличивается количество зарядов на поверхностях. Такое количество зарядов в металле располагается лишь на поверхности, а в полупроводнике - в приповерхностном слое с определенной толщиной. В тоже время, еще больше уменьшаются и работы выхода на участках с  $\Phi_{M1}$  и с  $\Phi_{M2}$ . Соответствующие энергетические диаграммы представлены на рис.3е.

При приведении в тесный контакт металла и полупроводника, в случае отсутствия поля пятен, в приповерхностном слое полупроводника из неподвижных объемных зарядов образовались бы обедненные слои с глубиной  $d_{O1}$  для участков с  $\Phi_{M1}$  и с глубиной  $d_{O2}$  для участков с  $\Phi_{M2}$ , где  $d_{O2} > d_{O1}$  (рис.3ж, пунктирная линия). Соответствующие энергетические диаграммы участков с  $\Phi_{M1}$  и с  $\Phi_{M2}$  представлялись бы как на рис.3з.

В действительности же, при тесном контакте, поле пятен проникает в полупроводник на глубину  $l_0$  и в результате этого при  $l_0 < d_{O1}$ , для участков с  $\Phi_{M1}$  под влиянием поля пятен обедненный слой углубляется и образуется дополнительный потенциальный барьер на величину  $\Delta\Phi_{B1}$ . Для участков с  $\Phi_{M2}$  высота барьера уменьшается на величину  $\Delta\Phi_{B2}$ .

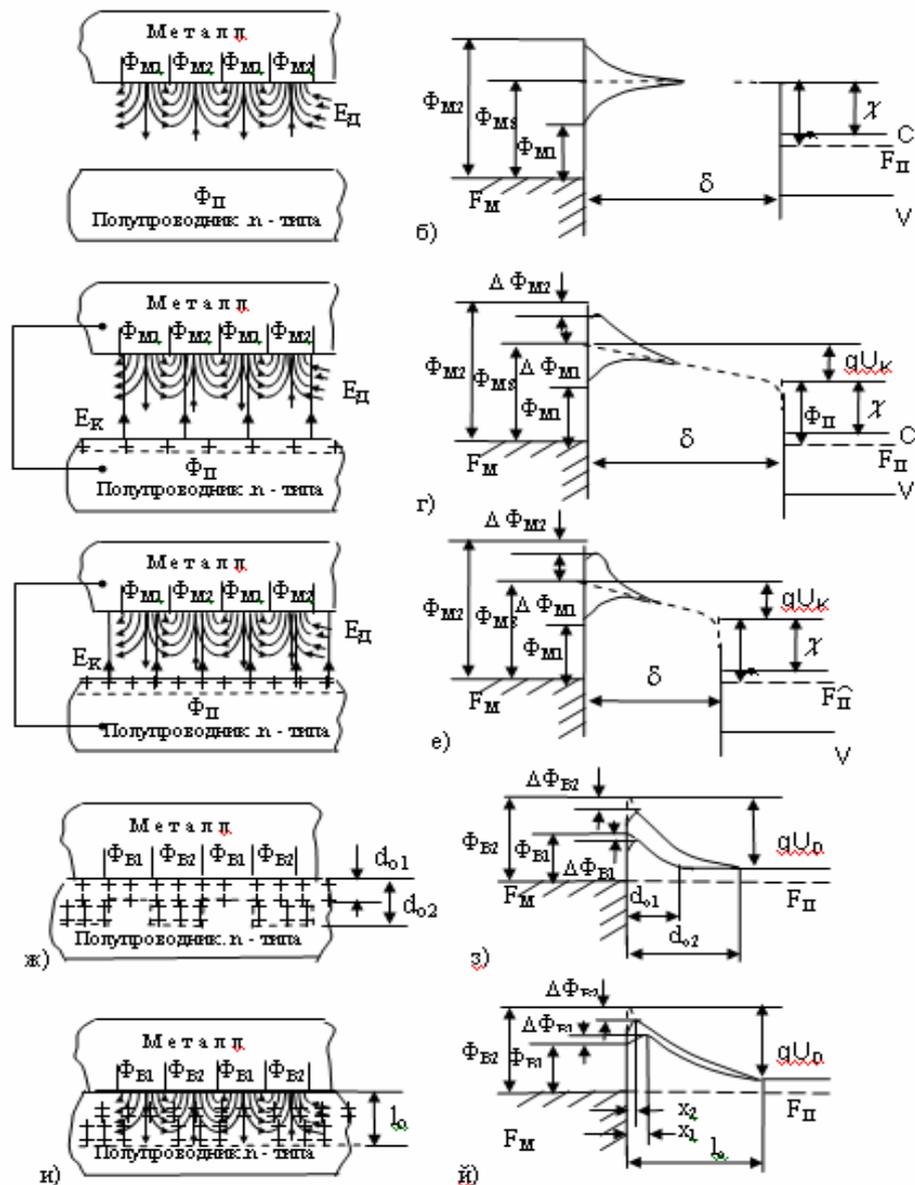


Рис.3 Схематические структуры и энергетические диаграммы параллельно соединенных взаимодействующих выпрямляющих контактов металла с полупроводником n-типа при наличии дополнительного электрического поля.

Если глубина  $l_0$  проникновения поля пятен больше чем ширина обедненного  $d_{o1}$ , тогда электроны в объеме полупроводника за пределами  $d_{o1}$  движутся к поверхности металла. При этом, обедненный слой расширяется (рис.3и) и в то же время возникающее электрическое поле, направленное к поверхности металла несколько уменьшает величину барьера  $\Delta\Phi_{B1}$ . Для участков с  $\Phi_{M2}$  поля пятен в обедненном слое полупроводника направляется к металлу, и следовательно согласно нормальному эффекту Шоттки несколько уменьшает высоту барьера. Таким образом, как видно из рис. 3й, высота барьера участка с  $\Phi_{B2}$  под влиянием как контактной разности потенциалов контактирующих материалов, так и поля пятен уменьшается на величину  $\Delta\Phi_{B2}$  и становится  $\Phi_{B2}-\Delta\Phi_{B2}$ . А для участка с  $\Phi_{B1}$  под влиянием поля пятен образуется

дополнительный потенциальный барьер на величину  $\Delta\Phi_{B1}$  и высота барьера становится  $\Phi_{B1}+\Delta\Phi_{B1}$ . При этом расстояние  $x_1$  максимума потенциального барьера для участков с  $\Phi_{B1}$  становится намного больше того же расстояния  $x_2$  для участка с  $\Phi_{B2}$ .

### ОБРАЗОВАНИЕ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО БАРЬЕРА В ОДНОРОДНОМ КМП С ОГРАНИЧЕННОЙ ПЛОЩАДЬЮ.

В приконтактной области полупроводника дополнительное электрическое поле также возникает вследствие ограниченности контактной поверхности со свободными поверхностями металла и полупроводника.

Для определенности рассмотрим контакт между металлом с конкретными геометрическими размерами и постоянной работой выхода  $\Phi_M$  по всей поверхности, и полупроводником n-типа с

определенными геометрическими размерами и постоянной работой выхода  $\Phi_{\Pi}$  (электронным сродством  $\chi$ ) вдоль планарной поверхности, где  $\Phi_M \approx \Phi_{\Pi}$ . Когда они находятся на определенном расстоянии  $\delta$  друг от друга (рис.4а), их энергетические диаграммы изображаются как на рис.4б. При соединении их с электрическим проводом (рис.4а, пунктирная линия) между ними не возникнет контактная разность потенциалов и, следовательно, не образуется контактного электрического поля.

При приведении определенной поверхности металла в тесный контакт с планарной поверхностью полупроводника (рис.4в), согласно модели Шоттки для идеального КМП с неограниченной контактной поверхностью, возникающий между ними потенциальный барьер имеет незначительную величину  $\Phi_B = \Phi_M - \chi$ , а это не препятствует свободному перемещению электронов в противоположных направлениях через границу раздела металл-полупроводник. При этом КМП обладает омическими свойствами и его энергетическая диаграмма имеет вид, представленный на рис.4г.

В действительности, при приведении определенной поверхности металла в тесный контакт с планарной поверхностью полупроводника (рис.4д) потенциал на контактной поверхности металла (и полупроводника) уменьшается, становится равным  $\Phi_B = \Phi_M - \chi$ , а на остальной свободной поверхности металла (и полупроводника) потенциал остается неизменным и равным  $\Phi_M \approx \Phi_{\Pi}$ .

Значит, контактная поверхность металла (и полупроводника) с потенциалом порядка 0,1-0,2 В ограничивается со свободной поверхностью металла (полупроводника) с потенциалом порядка 4-6 В, т.е. отдельные (контактный и свободный) участки с разными локальными потенциалами поверхности металла (и полупроводника) находятся в электрическом контакте между собой.

Тогда, аналогично возникновению поля пятен на эмиссионной неоднородной поверхности эмиттера в вакууме, из-за возникновения контактной разности потенциалов между контактной поверхностью и к ней примыкающими свободными поверхностями металла и полупроводника, в приконтактной области полупроводника образуется дополнительное электрическое поле  $E_d$ . Направление напряженности  $E_d$  этого дополнительного электрического поля, проникающего в полупроводник на глубину  $l_0$ , направляется от контактной поверхности границы раздела к свободным поверхностям металла и полупроводника через приконтактную область полупроводника, как это схематично представлено на рис.4д для достаточно узкого металлического электрода.

В приконтактной области полупроводника на глубине  $l_0$  КМП, где сосредотачивается дополнительное электрическое поле, происходит перераспределение свободных электронов. Под действием дополнительного электрического поля

свободные электроны накапливаются на границе раздела и в приповерхности полупроводника образуется неподвижные положительные объемные заряды, электрическим полем которых компенсируется дополнительное электрическое поле. В результате этого в обедненном слое полупроводника формируется потенциальный барьер с высотой  $\Delta\Phi_B$  (рис.4е), максимум которой находится на расстоянии  $x_m$  от поверхности металла.

Если полупроводник является р-типом, тогда под действием дополнительного электрического поля свободные дырки отталкиваются в глубь полупроводника и в приповерхностной области полупроводника на глубине  $l_0$  (рис.4ж), образуются неподвижные отрицательные объемные заряды, электрическим полем которых компенсируется дополнительное электрическое поле. При этом в обедненном слое полупроводника формируется потенциальный барьер с высотой  $\Delta\Phi_B$  (рис.4з).

Очевидно, что дополнительное электрическое поле для узкой контактной поверхности КМП сосредотачивается во всей приповерхностной области полупроводника. Однако для КМП с достаточно большой площадью, влияние дополнительного электрического поля окажется в периферийной приповерхностной области полупроводника. Кроме того влияния дополнительного электрического поля зависит от степени концентрации примесей полупроводника.

Для наглядности выше были рассмотрены КМП, для которых выполнялось условие  $\Phi_B = \Phi_M - \Phi_{\Pi} = 0$ . Аналогичные процессы происходят и при условии  $\Phi_B = \Phi_M - \Phi_{\Pi} < 0$ . Нетрудно заметить, что в других возможных случаях, где  $\Phi_B = \Phi_M - \Phi_{\Pi} > 0$ , в приповерхностном слое полупроводника наряду с дополнительным электрическим полем, существует и электрическое поле, обусловленное контактной разностью потенциалов контактирующих поверхностей металла и полупроводника.

## **ЗАКЛЮЧЕНИЕ.**

Таким образом, реальные структуры границы раздела КМП практически всегда являются неоднородными по высоте потенциального барьера и потенциальный барьер в контакте образуется при нанесении уже 3-4 атомных слоев металла на поверхность полупроводника. На эмиссионной неоднородной поверхности металла существует электрическое поле пятен и его напряженности противоположно направлены на микроучастках с различными работами выхода. Из-за эмиссионной неоднородности контактной поверхности металла и ограниченности контактной поверхности со свободными поверхностями металла и полупроводника, в полупроводниковой приконтактной области возникает дополнительное электрическое поле. Она активно участвует как в образовании потенциального барьера, так и в токопрохождении в реальных КМП [14-20].

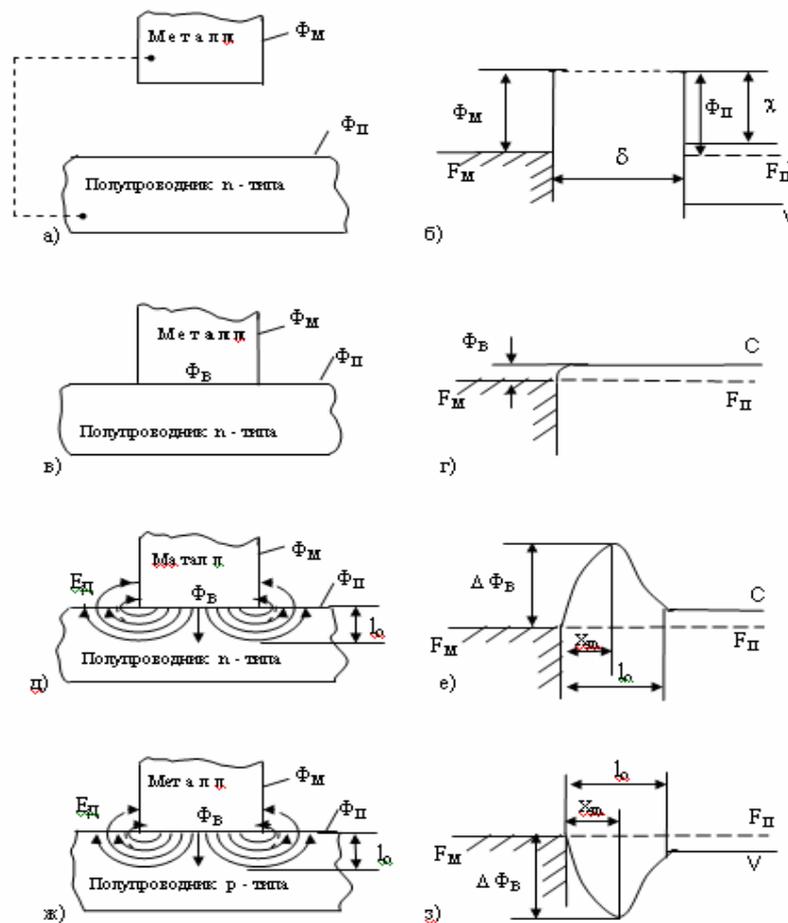


Рис.4. Схематические структуры и энергетические диаграммы омического контакта металла с полупроводником n-типа при наличии дополнительного электрического поля, обусловленного ограниченности однородной контактной площади.

- [1]. С. Зи, Физика полупроводниковых приборов, Кн.1, М., Мир, 1984, 453 с.
- [2]. Э.Х.Родерик, Контакты металл-полупроводник, М., Радио и связь, 1982,208 с.
- [3]. В.И.Стриха, Е.В.Бузанева, И.А.Радзиевский, Полупроводниковые приборы с барьером Шоттки, М., 1974, 248 с.
- [4]. Е.В.Бузанева, Микроструктуры интегральной электроники, М., Сов.радио, 1990, 304 с
- [5]. Ш.Г.Аскеров, Известия Вузов СССР, Радиофизика, 1986, т.29, с.978
- [6]. Р.К. Мамедов, Контакты металл-полупроводник с электрическим полем пятен, Баку, 2003, 231 с.
- [7]. G.Margoridondo, S.B.Christman, I.E.Rove, J.Vac. Sci. and Technol. 1976, v.13, № 1, p.329
- [8]. A. Mckinley, R.H.Wiliams, A.W., J. Physics, 1979, v.C12, №12, p.2447
- [9]. В.К.Адамчук, С.И.Федосенко, В сб. Полупроводниковые приборы с барьером Шоттки, Киев, Наукова думка, 1979, с.3
- [10]. C.F.Brucker, Appl., Phys.,Lett., 1981, №39, p.67
- [11]. В.С.Фоменко, Эмиссионные свойства веществ. М., Наука, 1981, 338 с.
- [12]. Л.Н.Добрецов, М.В.Гомоюнова, Эмиссионная электроника, М.,Наука,1966,564с.
- [13]. С.Ю.Давыдов, ЖТФ,1979, т.39, №1, с.211
- [14]. Р.К. Мамедов, Автореферат докторской диссертации, Баку, БГУ, 2004, 56 с.
- [15]. Р.К. Мамедов, Прикладная физика, 2002, №4, с.143
- [16]. Р.К. Мамедов, Прикладная физика, 2003, №1, с.133
- [17]. Р.К. Мамедов, Прикладная физика, 2003, №3, с.103
- [18]. Р.К. Мамедов, Прикладная физика, 2003, №4, с.125
- [19]. Р.К. Мамедов, Прикладная физика, 2003, №5, с.118
- [20]. Р.К. Мамедов, Прикладная физика, 2003, №6, с.134