

РЕАЛЬНЫЕ КОНТАКТЫ МЕТАЛЛ – ПОЛУПРОВОДНИК КАК СОВОКУПНОСТЬ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ НАНОКОНТАКТОВ

Р.К.МАМЕДОВ

Бакинский Государственный Университет
370048, Баку, ул. З.Халилова 23

Показано, что реальный контакт металл-полупроводник практически всегда являются неоднородными по высоте потенциально-го барьера и состоит из совокупности взаимодействующих наноконтактов. Из-за эмиссионной неоднородности контактной поверхности металла и ограниченности контактной поверхности со свободными поверхностями металла и полупроводника, возникает дополнительное электрическое поле в полупроводниковой приконтактной области.

It is shown that real contact metal-semiconductor practically always are nonhomogeneous on the potential barrier height and consists of collections interacting nanocontacts. Because of the emission spottiness of metal contact surface and insufficiency of contact surface with free surfaces of metal and semiconductor, appears an additional electrical field in the semiconductor near-contact surface.

ВВЕДЕНИЕ.

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) [1,7,8]. 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, состоящих из совокупности наноконтактов, в приконтактных полупроводниковых областях которых возникает дополнительное электрическое поле, вполне соизмеримое с электрическим полем в приконтактной области идеальных диодов Шоттки [2,3].

ВОЗНИКНОВЕНИЕ ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В КМП.

Основным эмиссионным параметром поверхности любого эмиттера является работа выхода. Значения работ выхода, как всех простых веществ, так и всех химических соединений и твердых растворов находятся в основном в интервале 2-6 эВ [4]. 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 кристаллографических ориентаций достигает ~ 1 эВ.

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. 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, а над поверхностями участков образуется, так называемое, электростатическое поле пятен E_{Π} [5] (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 Φ_{MS} остается постоянной вдоль оси ОХ (рис 1д, сплошная линия).

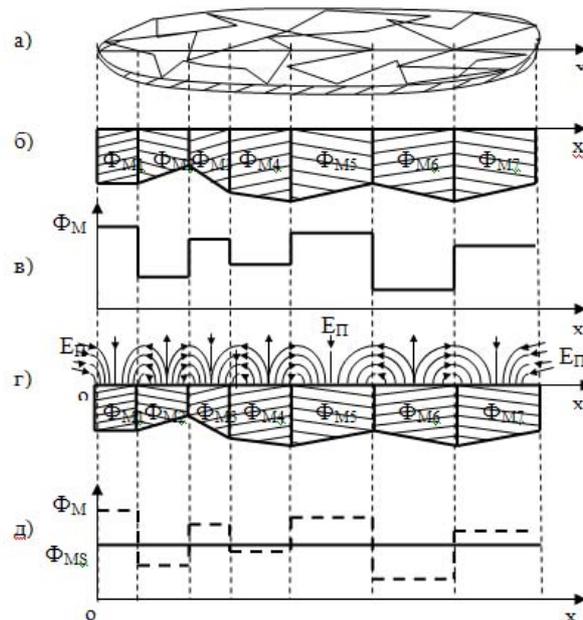


Рис.1.Схематическое изображение неоднородной поверхности (а), состоящей из различных граней микрокристаллитов (б) с различными локальными работами выхода (в) вдоль оси х, на поверхности которых образуется электрическое поле пятен E_{Π} (г), под действием которого общая работа выхода вдоль поверхности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

При наличии поля пятен полная работа Φ удаления электрона с уровня Ферми эмиттера на бесконечность с различных участков поверхности не равны локальным работам выхода. При отсутствии внешнего электрического

го поля полная работа Φ одинакова для всех участков поверхности и определяется формулой [5]:

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

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

Полная работа выхода Φ равно среднему по поверхности значению локальной работы выхода эмиттера Φ_{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_{Π} 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 δ_o .

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. Напряженность поля пятен на поверхности участка с достаточно большими геометрическими размерами становится незначительной и она характеризуется локальной работой выхода.

В работе [6] произведена оценка минимальных размеров L_m участков поверхности, для которых применяется понятие локальной работы выхода. Согласно этой работе

$$L_m \text{ определяется формулой: } L_m \approx \frac{\hbar}{2\sqrt{m k T}}$$

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

Если положить постоянную решетки δ_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.

Понятно, что поле пятен на поверхности эмиссионного неоднородного металла при непосредственном электрическом контакте с полупроводником проникает в приповерхностный слой последнего.

НЕОДНОРОДНЫЙ КМП С НЕОГРАНИЧЕННОЙ ПЛОЩАДЬЮ.

Из вышеизложенного следует, что в отличие от идеального КМП, энергетические структуры эмиссионно-неоднородного КМП достаточно сложны.

При соединении электрическим проводом металла и полупроводника с вакуумным зазором, в обоих материа-

лах уровни Ферми выравниваются и между ними возникает контактная разность потенциалов. При уменьшении толщины δ вакуумного зазора 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 Φ_{M1} и с Φ_{M2} , где $\Phi_{M1} < \Phi_{M2}$.

При приведении в тесный контакт металла и полупроводника [1], в случае отсутствия поля пятен, в приповерхностном слое полупроводника из неподвижных объемных зарядов образовались бы обедненные слои с глубиной d_{O1} для участков с Φ_{M1} и с глубиной d_{O2} для участков с Φ_{M2} , где $d_{O2} > d_{O1}$. 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 Φ_{M1} под влиянием поля пятен обедненный слой углубляется и образуется дополнительный потенциальный барьер на величину $\Delta\Phi_{B1}$. Для участков с Φ_{M2} высота барьера уменьшается на величину $\Delta\Phi_{B2}$.

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 и в то же время возникающее электрическое поле, направленное к поверхности металла несколько уменьшает величину барьера $\Delta\Phi_{B1}$. Для участков с Φ_{M2} поля пятен в обедненном слое полупроводника направляется к металлу, и следовательно согласно нормальному эффекту Шоттки несколько уменьшает высоту барьера.

РЕАЛЬНЫЙ 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 Φ_M по всей поверхности, и полупроводником n-типа с определенными геометрическими размерами и постоянной работой выхода Φ_{Π} (электронным сродством χ) вдоль планарной поверхности, где $\Phi_M \approx \Phi_{\Pi}$. Когда они находятся на определенном расстоянии δ друг от друга, при соединении их с электрическим проводом 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, возникающий между ними потенциальный барьер по модели Шоттки 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. В действительности, при тесном контакте потенциал на контактной поверхности металла (и полупроводника) уменьшается, становится равным $\Phi_B = \Phi_M - \chi$, а на остальной свободной поверхности металла (и полупроводника) потенциал оста-

ется неизменным и равным $\Phi_M \approx \Phi_P$. 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, 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.

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, реальный КМП представляется как совокупность наноконтактов.

-
- [1]. *С. Зи*, Физика полупроводниковых приборов, Кн.1, М., Мир, 1984, 453 с.
- [2]. *Р.К. Мамедов*, Контакты металл-полупроводник с электрическим полем пятен, Баку, БГУ, 2003, 231 с.
- [3]. *Р.К. Мамедов*, Прикладная физика, 2002, №4, с.143
- [4]. *В.С. Фоменко*, Эмиссионные свойства веществ. М., Наука, 1981, 338 с.
- [5]. *Л.Н. Добрецов, М.В. Гомоюнова*, Эмиссионная электроника, М., Наука, 1966, 564 с.
- [6]. *С.Ю. Давыдов*, ЖТФ, 1979, т.39, №1, с.211
- [7]. *Ш.Г. Аскеров*, Известия Вузов СССР, Радиофизика, 1986, т.29, с.978
- [8]. *Е.В. Бузанева*, Микроструктуры интегральной электроники, М., Сов.радио, 1990, 304 с

Received: 10.02.2007