

УДК 621.382.011.222

**ДВУХБАРЬЕРНАЯ ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РЕАЛЬНЫХ
КОНТАКТОВ МЕТАЛЛ-ПОЛУПРОВОДНИК****Р.К. МАМЕДОВ**

В реальных контактах металл-полупроводник (РКМП) основное электрическое поле, возникающее из-за контактной разности потенциалов между контактирующими поверхностями металла и полупроводника, охватывает всю приконтактную активную область полупроводника. А дополнительное электрическое поле, возникающее как из-за контактной разности потенциалов между контактной поверхностью металла и к ней примыкающими свободными поверхностями металла и полупроводника, так и взаимодействием микроконтактов с различными высотами потенциальных барьеров, охватывает, в основном, приконтактную периферийную область полупроводника. Изменение высоты барьера с внешним напряжением микроучастков РКМП, из поверхности металла которых выходят напряженности дополнительного поля, определяется аномальным эффектом Шоттки, а микроучастков, в поверхность металла которых входят напряженности дополнительного поля и микроучастков без дополнительного поля, определяется нормальным эффектом Шоттки. На основе изложенного выше разработана двухбарьерная физическая модель РКМП, которая находится в согласии с экспериментальными результатами.

При непосредственном контакте металла с полупроводником возникают контактные разности потенциалов как между контактирующими поверхностями металла и полупроводника, имеющими работу выхода порядка 4-5 эВ, так и между контактной поверхностью металла, имеющей высоту потенциального барьера порядка 1 эВ и к ней примыкающими свободными поверхностями металла и полупроводника, имеющими работу выхода порядка 4-5 эВ [1]. Когда ширина контактной поверхности металла составляет более нескольких микрометров, основное электрическое поле, возникающее из-за контактной разности потенциалов между контактирующими поверхностями металла и полупроводника, охватывает всю приконтактную активную область полупроводника, а дополнительное электрическое поле, возникающее из-за контактной разности потенциалов между контактной поверхностью металла и к ней примыкающими свободными поверхностями металла и полупроводника, охватывает приконтактную периферийную область полупроводника. Во внутренней области реальных контактов металл-полупроводник (РКМП) в процессах образования потенциального барьера и токопрохождения участвует основное электрическое поле. А в периферийной области РКМП в этих явлениях участвует как основное, так и дополнительное электрические поля. Кроме того, РКМП практически всегда имеет неодинаковую высоту барьера вдоль границы раздела, особенно по периферии контакта, где вступают в

контакт с полупроводником различные грани кристаллитов металла, разность в работе выхода которых достигает до 1 эВ [2]. Взаимодействие микроконтактов с различными высотами потенциальных барьеров также обуславливает возникновение дополнительных электрических полей в приконтактной полупроводниковой области РКМП [3].

РКМП с дополнительным электрическим полем приобретают специфические особенности. Для определенности сначала рассмотрим РКМП с однородной границей раздела, созданный на основе контакта металла с работой выхода Φ_m по всей поверхности и полупроводниковой пластинки n-типа с работой выхода Φ_n (электронным сродством χ) по всей рабочей поверхности. Согласно модели Шоттки [4], где не учитывается геометрическая ограниченность контактной поверхности границы раздела и наличие дополнительного электрического поля в приконтактной области полупроводника, непосредственный контакт металла с полупроводником n-типа при $\Phi_m - \Phi_n \approx 0$ не имеет приконтактного обедненного слоя (рис.1а), следовательно обладает омическими свойствами и его энергетическая диаграмма изображается как на

рис.1б, где $\Phi_b = \Phi_m - \chi$. Однако в действительности, контактные разности потенциалов возникают между контактной поверхностью границы раздела и к ней примыкающими свободными поверхностями металла $(\Phi_m - \Phi_b)/q$ и полупроводника $(\Phi_n - \Phi_b)/q$. При этом возникшее дополнительное электрическое поле проникает в приконтактную периферийную область полупроводника на глубину l_0 (рис.1в). Напряженность дополнительного поля E_d направлена от контактной поверхности металла к свободным поверхностям металла и полупроводника. Во внутренней области контакта дополнительное электрическое поле практически отсутствует. Под действием дополнительного электрического поля свободные электроны в приконтактной периферийной области полупроводника накапливаются на границе раздела и, следовательно, образуется приконтактный обедненный слой на глубине l_0 и в нем потенциальный барьер на высоту $\Delta\Phi_{b0}$. Общий контакт представляется как параллельно включенные омический и выпрямляющий контакты, энергетические диаграммы, которые представлены на рис.1г. Максимум потенциального барьера выпрямляющей части контакта находится на относительно большом расстоянии (x_{m0}) от поверхности металла, чем это следует из влияния силы изображения для идеального диода Шоттки. Согласно теории термоэлектронной эмиссии [4], в случае отсутствия внешнего напряжения через границу раздела диодной части общего контакта в противоположных направлениях проходят токи I_0 , где

$$I_0 = S_d A T^2 \exp\left(-\frac{\Delta\Phi_{b0}}{kT}\right) \quad (1)$$

Здесь S_d - площадь диодной части общего контакта с площадью S , A - константа Ричардсона, T - абсолютная температура, k - постоянная Больцмана.

При приложении внешнего прямого напряжения $U > 0$ (плюс к металлу), в обедненном слое диодной области полупроводника направления напряженностей внешнего поля $E_{вн}$ и дополнительного поля E_d совпадают (рис.1д). Для электронов, эмиттированных из диодной области полупроводника в металл высота барьера уменьшается на величину qU (рис.1е). В тоже время сама высота барьера увеличивается на величину $\beta_1 qU$, т.е.

$$I_o [\exp(\frac{(1-\beta_1)qU}{kT}) - \exp(-\frac{\beta_1 qU}{kT})] \quad (2)$$

где $\beta_1 < 1$. Согласно теории термоэлектронной эмиссии, зависимость тока от напряжения в прямом направлении выражается формулой:

$$\begin{aligned} I_{ДПР} &= S_d AT^2 \exp(-\frac{\Delta\Phi_{B0} + \beta_1 qU}{kT}) [\exp(\frac{qU}{kT}) - 1] = \\ &= I_o [\exp(\frac{(1-\beta_1)qU}{kT}) - \exp(-\frac{\beta_1 qU}{kT})] = \\ &= I_o [\exp(\frac{qU}{n_1 kT}) - \exp(-\frac{(1-n_1)qU}{n_1 kT})] \approx I_o \exp(\frac{qU}{n_1 kT}) \end{aligned} \quad (3)$$

где
$$n_1 = \frac{1}{1-\beta_1}$$

В то же время, через омическую часть с площадью $S_{ом}$ общего контакта протекает ток $I_{ом}$ с плотностью $j_{ом}$:

$$I_{ом} = S_{ом} j_{ом} \quad (4)$$

Ток общего контакта $I_{пр}$ выражается формулой:

$$I_{пр} = I_{ДПР} + I_{ом} = S_d AT^2 \exp(-\frac{\Delta\Phi_{B0} + \beta_1 qU}{kT}) [\exp(\frac{qU}{kT}) - 1] + S_{ом} j_{ом} \quad (5)$$

По направлению от периферии к центру контакта высота потенциального барьера уменьшается. Поэтому с ростом напряжения $S_{ом}$ увеличивается и S_d

уменьшается. При $qU < \Delta\Phi_{\text{во}}$ зависимость тока $I_{\text{пр}}$ от прямого напряжения является нелинейной, а при $qU > \Delta\Phi_{\text{во}}$ - линейной.

При приложении внешнего обратного напряжения $U < 0$ (минус к металлу) напряженность внешнего поля $E_{\text{вн}}$ и дополнительного поля $E_{\text{д}}$ в обедненном слое диодной области полупроводника направлены противоположно (рис.1ж). С ростом напряжения дополнительное поле частично компенсируется внешним полем и, следовательно, уменьшается высота потенциального барьера в диодной области контакта для электронов, идущих через контакт в противоположных направлениях (рис.1з). Обратный ток в диодной области контакта начинает протекать лишь в том случае, когда $\Delta\Phi_{\text{во}}$ полностью компенсируется внешним напряжением $U_{\text{кр}}$ (рис.1и) [3]. При $U > U_{\text{кр}}$ обратный ток диодной части с площадью $S_{\text{д}}$ имеет омический характер (рис.1к). Наряду с этим, через омическую часть общего контакта протекает ток, описанный по формуле (4). Обратный ток $I_{\text{об}}$ общего контакта при $U \leq U_{\text{кр}}$ выражается формулой (4), а при $U > U_{\text{кр}}$:

$$I_{\text{об}} = (S_{\text{д}} + S_{\text{ом}})j_{\text{ом}} \quad (6)$$

Согласно модели Шоттки, где не учитывается влияние дополнительного электрического поля, когда $\Phi_{\text{м}} > \Phi_{\text{п}}$, в приконтактной области полупроводника образуется обедненный слой с глубиной d_0 (рис.2а) и в нем формируется потенциальный барьер с высотой $\Phi_{\text{в}}$, максимум которого находится на расстоянии $x_{\text{мо}}$ от поверхности металла. Под действием силы зеркального изображения $\Phi_{\text{в}}$ снижается на величину $\Delta\Phi_{\text{в}}'$ (рис.2б). В действительности дополнительное электрическое поле проникает в приконтактный периферийный слой полупроводника на глубину l_0 (рис.2в), где $l_0 > d_0$. В результате чего в периферийной области потенциальный барьер увеличивается на $\Delta\Phi_{\text{во}}$ и его максимум находится на достаточно большом расстоянии $x_{\text{м}} > x_{\text{мо}}$ (рис.2г). При этом под действием дополнительного электрического поля в периферийной области полупроводника свободные электроны за пределами d_0 накапливаются на границе раздела.

При приложении внешнего прямого напряжения, напряженности внешнего поля $E_{\text{вн}}$ и дополнительного поля $E_{\text{д}}$ в периферийном обедненном слое полупроводника направлены параллельно (рис.2д). С ростом напряжения высота барьера уменьшается на величину qU для электронов, эмиттированных из полупроводников в металл (рис.2е). В то же время сама высота барьера в периферийной области контакта увеличится на величину $\beta_1 qU$ [7]:

$$\Delta\Phi_{\text{в1}} = \Delta\Phi_{\text{во}} + \beta_1 qU \quad (7)$$

В центральной области контакта величина $\Delta\Phi_{\text{в2}}$ выражается по формуле [4]:

$$\Delta\Phi_{B2} = q \left[\left(\frac{q^3 N_D}{8\pi^2 \varepsilon_s^3} \right) \left(U_D - U - \frac{kT}{q} \right) \right]^{1/4} \quad (8)$$

Согласно теории термоэлектронной эмиссии, зависимость тока от прямого напряжения для общего контакта выражается формулой:

$$\begin{aligned} I_{ПП} &= g_1 I_{П1} + g_2 I_{П2} = SAT^2 [g_1 \exp(-\frac{\Phi_B + \Delta\Phi_{B1}}{kT}) + g_2 \exp(-\frac{\Phi_B - \Delta\Phi_{B2}}{kT})] [\exp(\frac{qU}{kT}) - 1] = \\ &= SAT^2 [g_1 \exp(-\frac{\Phi_B + \Delta\Phi_{BO} + \beta_1 qU}{kT}) + g_2 \exp(-\frac{\Phi_B - \Delta\Phi_{B2}}{kT})] [\exp(\frac{qU}{kT}) - 1] \approx \\ &\approx S_{\Phi1} AT^2 \exp(-\frac{\Phi_{B\Phi1}}{kT}) \exp(\frac{qU}{n_1 kT}) \end{aligned} \quad (9)$$

В формуле (8) коэффициенты g_1 и g_2 являются долями площадей участков с $\Delta\Phi_{B1}$ и $\Delta\Phi_{B2}$ в общей площади контакта, где $g_1 + g_2 = 1$. Значение коэффициента неидеальности n_1 определяется из характера зависимости эффективной высоты барьера $\Phi_{B\Phi1}$ от напряжения. Остальные обозначения являются общепринятыми [4].

При приложении внешнего обратного напряжения, напряженности внешнего поля $E_{вн}$ и дополнительного поля E_D в обедненном слое периферийной области полупроводника направлены противоположно (рис.2ж). С ростом напряжения до значения $U_{кр}$ дополнительное поле частично компенсируется внешним полем и дополнительно накопленные электроны на границе раздела периферийной области контакта постепенно освобождаются. Это означает, что при $U \leq U_{кр}$, где ($l \geq d_0$), через периферию контакта обратный ток не протекает (рис.2з). А при $U > U_{кр}$, где ($l < d_0$), через периферию контакта начинает протекать обратный ток (рис.2и). С ростом напряжения высота барьера в периферийной области контакта уменьшается на величину $\beta_2 qU$ (рис.2к) [7], где

$$\Delta\Phi_{B1} = \Delta\Phi_{BO} - \beta_2 qU \quad (10)$$

Тогда согласно теории термоэлектронной эмиссии, зависимость тока общего контакта от обратного напряжения выражается формулой:

$$\begin{aligned} I_{ОБ} &= g_1 I_{ОБ1} + g_2 I_{ОБ2} = \\ &= SAT^2 [g_1 \exp(-\frac{\Phi_B + \Delta\Phi_{BO} - \beta_2 qU}{kT}) [\exp(-\frac{q(U - U_c)}{kT}) - 1] + \\ &+ g_2 \exp(-\frac{\Phi_B - \Delta\Phi_{B2}}{kT}) [\exp(-\frac{qU}{kT}) - 1] \approx \\ &\approx S_{\Phi2} AT^2 \exp(-\frac{\Phi_{B\Phi2}}{kT}) \exp(\frac{qU}{n_2 kT}) \end{aligned} \quad (11)$$

В формуле (8), внешнее напряжение $U=U_c$ компенсирует приращение высоты барьера, обусловленное накоплением на границе раздела свободных

электронов в периферийной области $l > d_0$. При $0 \leq U_c \leq U_{кр}$ обратный ток через периферию контакта не протекает. В прямом направлении $U_c = 0$.

Когда дополнительное электрическое поле проникает в полупроводник на глубину $l \leq d_0$, критическое напряжение отсутствует ($U_{кр} = 0$ и $U_c = 0$) и как прямые, так и обратные токи начинают протекать через периферию контакта сразу же с ростом напряжения начиная от нуля.

Реальные КМП с неоднородной высотой потенциального барьера вдоль контактной поверхности, представляют собой совокупность параллельно включенных взаимодействующих микроучастков. Локальные высоты потенциальных барьеров этих микроучастков (т.е. высоты барьеров не взаимодействующих микроучастков) меняются в широком интервале, т.е. от $\Phi_{вмин}$ и до $\Phi_{вмах}$, где $\Phi_{вмин}$ имеет настолько низкое значение, что микроучастки с $\Phi_{вмин}$ обладают омическими свойствами. При отсутствии взаимодействия микроучастков, их энергетические диаграммы имеют формы, представленные на рис.3а, где общий контакт состоит из совокупности 6 микроучастков. Видно, что при этом каждый микроучасток имеет свою высоту барьера $\Phi_{вj}$, ширину обедненного слоя d_j и приращение высоты барьера $\Delta \Phi_{вj}$ под действием силы зеркального изображения. В действительности, микроучастки с различными локальными высотами барьеров взаимодействуют и, следовательно, между ними возникают дополнительные электрические поля, напряженности которых направляются от поверхности металла микроучастков с низкой высотой барьера к поверхности металла микроучастков с высокой высотой барьера, проходя через приконтактную область полупроводника. При этом (рис.3б) высоты барьеров и расстояние их максимумов от поверхности металла увеличиваются согласно аномальному эффекту Шоттки на величины $\Delta \Phi_{вi}$ и x_i для микроучастков с низкой высотой барьеров, из поверхности металла которых выходят напряженности дополнительных полей. А для микроучастков с высокими потенциальными барьерами, в поверхность металла которых входят напряженности дополнительных полей, высота потенциальных барьеров и расстояния их максимумов от поверхности металла уменьшаются согласно нормальному эффекту Шоттки на величины $\Delta \Phi_{вj}$ и x_j , соответственно. В результате чего, РКМП имеет единую ширину обедненного слоя $d_{мах}$. При этом предполагается, что глубина проникновения l дополнительного поля не превышает ширину $d_{мах}$. В периферийной области РКМП 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 на величины $\Delta \Phi_{вi}'$, $\Delta \Phi_{вj}'$ и x_i' , x_j' (рис.3в). Ширина обедненного слоя становится равной l_0 .

Из выше изложенного следует, что несмотря на то, что количество микроучастков с различными локальными высотами барьеров РКМП 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 РКМП, изготовленных на основе n-типа полупроводника, через Φ_{B1} , и второй части, состоящей из микроучастков без дополнительного поля и микроучастков, в металлическую контактную поверхность которых входят напряженности дополнительных полей, через Φ_{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 РКМП изображается так, как это показано на рис.3г.

Зависимость приращения высоты барьера $\Delta\Phi_{B1}$ от напряжения U для первой части РКМП имеет линейный характер [7]:

$$\Delta\Phi_{B1} = \Delta\Phi_{O1} \pm \beta qU \quad (12)$$

где, безразмерный коэффициент $\beta < 1$.

Зависимость снижения высоты барьера $\Delta\Phi_{B2}$ от напряжения U для второй части РКМП определяется известной формулой (8).

При приложении к РКМП прямого напряжения (рис.3д) 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 (рис.3е). Согласно теории термоэлектронной эмиссии [4], прямая ветвь вольтамперной характеристики (ВАХ) РКМП с площадью S выражается формулой:

$$\begin{aligned} I_{PP} &= g_1 I_{P1} + g_2 I_{P2} = \\ &= SAT^2 \left[g_1 \exp\left(-\frac{\Phi_{B1} + \Delta\Phi_{O1} + \beta_1 qU}{kT}\right) + g_2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B2} - \Delta\Phi_{B2}}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] \approx \\ &\approx S_{\Phi_1} AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BЭ1}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{n_1 kT}\right) \end{aligned} \quad (13)$$

В формуле (13) коэффициенты g_1 и g_2 (где $g_1 + g_2 = 1$), есть действующая доля общей площади контакта.

При приложении к РКМП обратного напряжения, напряженности внешнего поля E_{BH} и дополнительного поля E_d в приконтактной области

полупроводника первой части контакта направляются противоположно (рис.3е). При $U \leq U_{кр}$ (где $l \geq d_{max}$), через участок с Φ_{B1} обратный ток не протекает. А при $U > U_{кр}$, через этот участок начинают протекать обратные токи (рис.2ж). С ростом напряжения $\Delta\Phi_{B1}$ уменьшается на величину $\beta_2 qU$ и $\Delta\Phi_{B2}$ увеличивается согласно формуле (8).

Согласно теории термоэлектронной эмиссии, обратная ветвь ВАХ РКМП описывается формулой:

$$\begin{aligned}
 I_{OB} &= g_1 I_{OB1} + g_2 I_{OB2} = \\
 &= SAT^2 \left[g_1 \exp\left(-\frac{\Phi_{B1} + \Delta\Phi_{O1} - \beta_2 qU}{kT}\right) \left[\exp\left(-\frac{q(U - U_c)}{kT}\right) - 1 \right] + \right. \\
 &+ g_2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B2} - \Delta\Phi_{B2}}{kT}\right) \left[\exp\left(-\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] \approx \\
 &\approx S_{\Phi_2} AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B2}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{n_2 kT}\right)
 \end{aligned} \tag{14}$$

В формуле (14), внешнее напряжение $U=U_c$ компенсирует приращение высоты потенциального барьера участка с Φ_{B1} , обусловленное накоплением свободных электронов в области $l > d_{max}$ на границе раздела. При $0 \leq U_c \leq U_{кр}$ обратный ток через участка с Φ_{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 как прямые, так и обратные токи начинают протекать сразу же с ростом напряжения начиная от нуля (рис.3з).

Выше представленная двухбарьерная физическая модель РКМП находится в хорошем согласии с результатами экспериментальных исследований токопрохождения в реальных диодах Шоттки, в частности [5,6,7], где с помощью сканирующих электронных микроскопов наглядно демонстрируются особенности локализации токов в отдельных микроучастках и ее зависимости от полярности приложенного напряжения [5,6].

ЛИТЕРАТУРА

1. Mamedov R.K., Proceeding of the 4-th Baku International Congress on Energy, Ecology, Economy. Baku, 1997, p.205
2. Фоменко Эмиссионные свойства веществ. М., Наука, 1983
3. Мамедов Р.К, Изв. АН.Аз.ССР, серия физ.мат.тех.наук, 1984, №5, с.73
4. Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов, М., "Энергия", 1973, 650 с.
5. Marcus R.B., Haszko S.E., Murarka S.P., Irvin J.C., J., Elektrochem. Soc.: Solid-State science and technology, 1974, v.121, №5, p.692
6. Russel G.J., Robertson M.J., Woods J., Phys. Statys Solidi, 1980, (a)57, №1, p.253
7. Мамедов Р.К., Набиев М.А., ФТП, 1986, т.20, вып.2, с.332

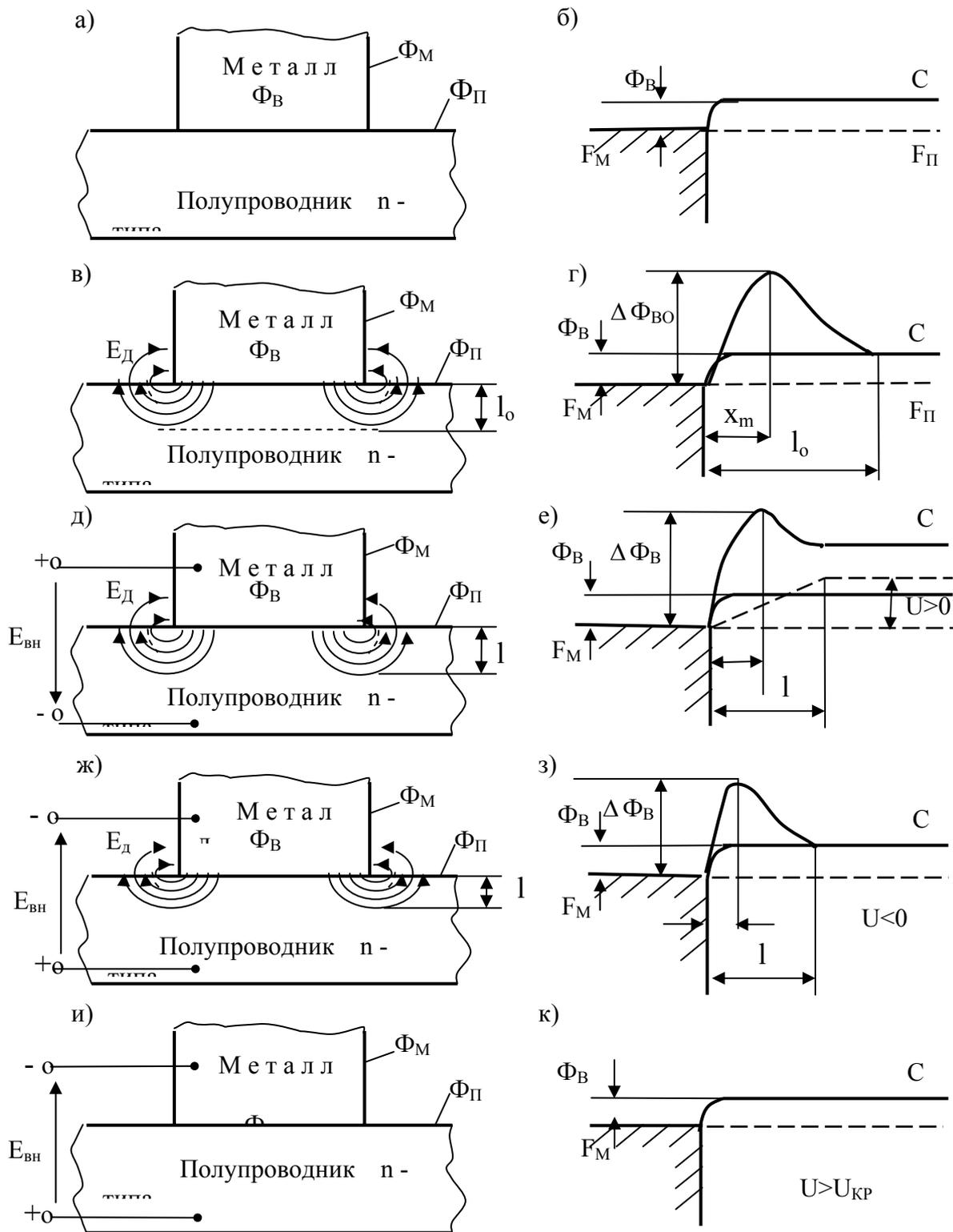


Рис.1. Энергетические диаграммы "омических" РКМП с однородной по высоте барьера границы раздела контакта

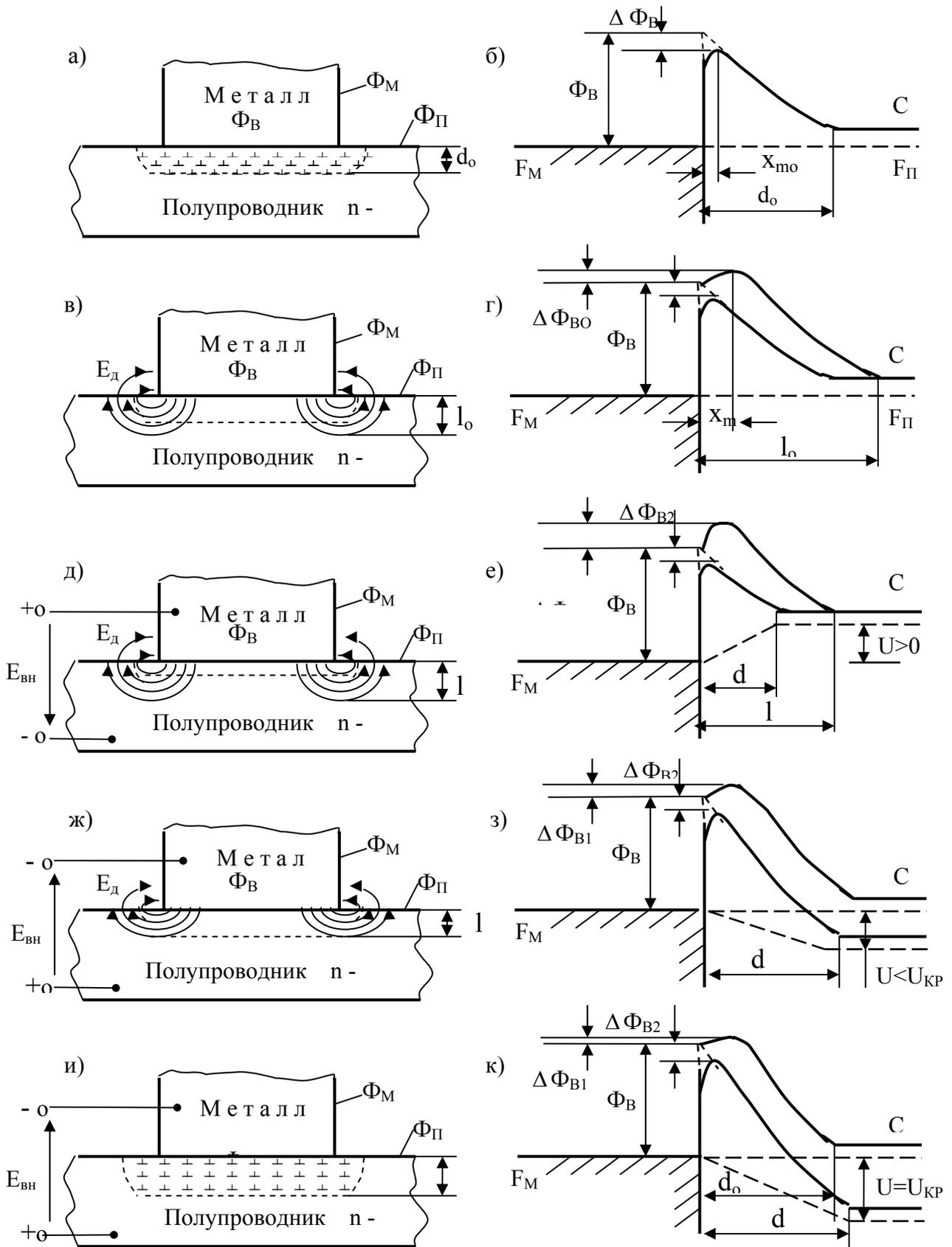


Рис.2. Энергетические диаграммы "выпрямляющих" РКМП с однородной по высоте барьера границы раздела контакта

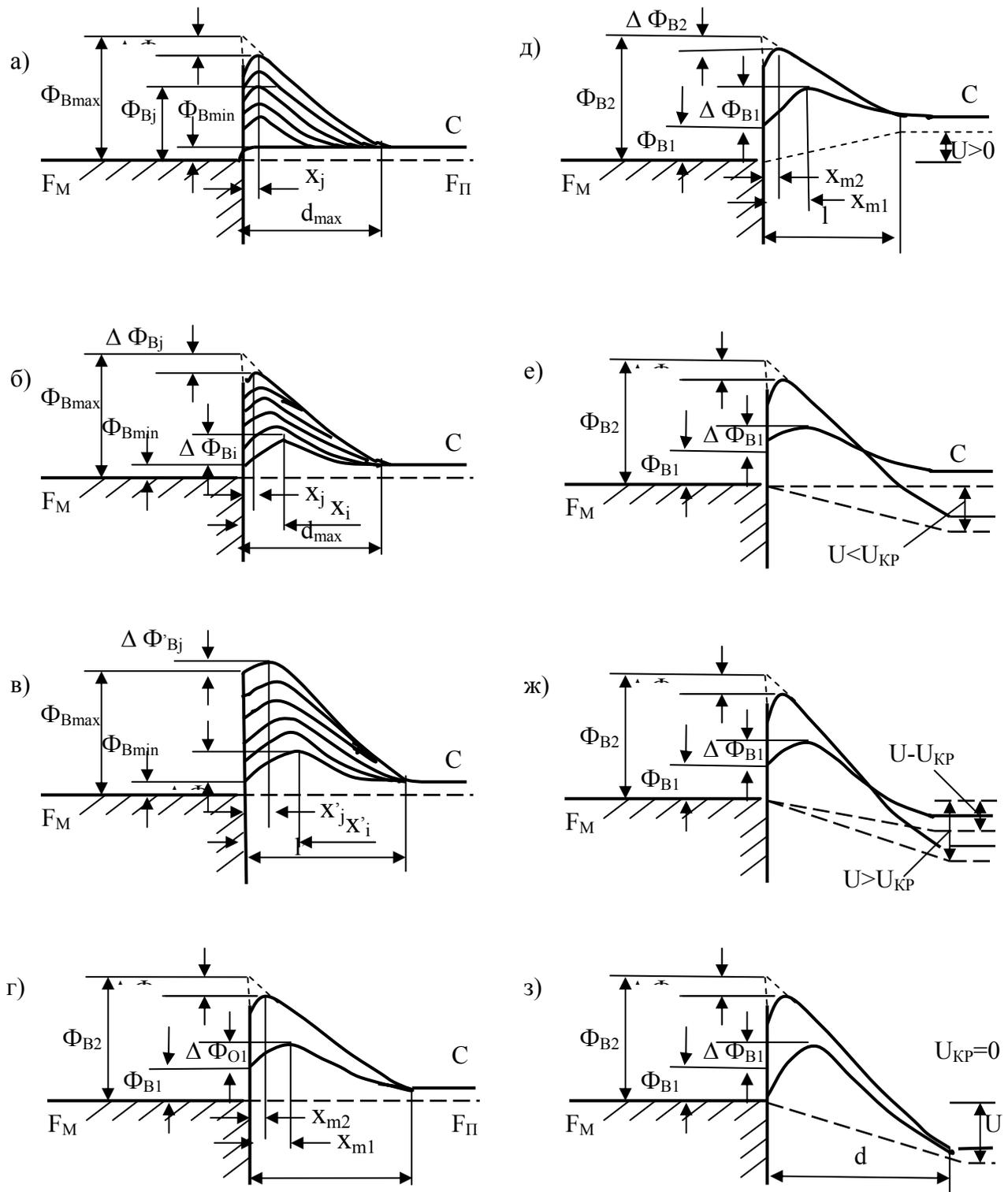


Рис.3. Энергетические диаграммы РКМП с неоднородной по высоте барьера границы раздела контакта