

**ВОЛЬТАМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОНТАКТОВ ШОТТКИ
МЕТАЛЛ-АМОРФНЫЙ ПОЛУПРОВОДНИК ДЛЯ ОБЛАСТИ
БОЛЬШИХ ПЛОТНОСТЕЙ ТОКА**

© 2016 г. А.К. МАМЕДОВ

Азербайджанский технический университет, г. Баку
e-mail: mamedov_az50@mail.ru

В связи с активным переходом к субмикронной технологии и уменьшением размеров всех элементов микроэлектроники, и в частности, диодов Шоттки, представляют несомненный интерес модели контактов Шоттки металл - аморфный полупроводник для области больших плотностей тока. Для теоретического описания ВАХ контактов Шоттки металл - полупроводник обычно пользуются известным уравнением Шокли. Для приведения в соответствие экспериментальной и теоретической ВАХ, в показатель экспоненты в уравнении Шокли вводится коэффициент неидеальности $m > 1$ [1]. Одна из причин несовпадения теоретической и экспериментальной ВАХ контактов Шоттки металл - аморфный полупроводник заключается в том, что уравнение Шокли справедливо только для малых уровней инжекции и не учитывает влияние заряда подвижных носителей тока.

В работе [2] описана модель диода Шоттки с кристаллическим полупроводником для области больших плотностей тока.

Цель настоящей работы – изучение влияния заряда подвижных носителей тока на вольтамперные характеристики контактов Шоттки металл - аморфный полупроводник.

Качественная картина влияния заряда подвижных носителей тока на ВАХ контактов Шоттки металл - аморфный полупроводник заключается в следующем. Через контакт металл - полупроводник протекает преимущественно ток основных носителей заряда. Так, в аморфном полупроводнике n -типа проводимости заряд в области пространственного заряда (ОПЗ) определяется ионизованными донорными примесями и локализованными состояниями донороподобного типа в запрещенной зоне (имеют заряд "+", если пусты, и нейтральны, когда заполнены), имеющими положительный заряд. При приложении внешнего напряжения U заряд основных носителей (электронов) будет частично компенсировать заряд в ОПЗ. В результате напряжение на области обеднения будет уменьшаться с ростом тока. Поэтому ВАХ контакта Шоттки металл - аморфный полупроводник, учитывающая влияние заряда подвижных носителей тока на электрическое поле в ОПЗ, будет лежать левее его ВАХ, предсказываемой теорией.

Из качественного рассмотрения влияния заряда подвижных носителей тока на ширину области обеднения и напряжения на ОПЗ следует, что в аморфных материалах это влияние ниже, чем в кристаллических полупроводниках, что связано с равномерным распределением спектра локализованных состояний в аморфных материалах.

В работе [3] на основании решения уравнения Пуассона получены соотношения для заряда Q внутри области обеднения, поверхностного потенциала ϕ_s и ширины W области обеднения контакта Шоттки металл - аморфный полупроводник с учетом объёмной плотности заряда $\Delta\rho$ подвижных носителей тока

$$Q = \frac{q(N_t + \Delta\rho)}{(q^2 g_o / \epsilon \epsilon_o)^{1/2}} \operatorname{sh} \left[\left(\frac{q^2 g_o}{\epsilon \epsilon_o} \right)^{1/2} W \right], \quad (1)$$

$$\varphi_s = \frac{q(\Delta\rho + N_t)}{q^2 g_o} \left\{ \operatorname{ch} \left[\left(\frac{q^2 g_o}{\varepsilon \varepsilon_o} \right)^{1/2} W \right] - 1 \right\}, \quad (2)$$

$$W = \frac{1}{(q^2 g_o / \varepsilon \varepsilon_o)^{1/2}} \operatorname{arcch} \left[\frac{\frac{q^2 g_o \varphi_s}{\varepsilon \varepsilon_o} + \frac{q(\Delta\rho + N_t)}{\varepsilon \varepsilon_o}}{\frac{q(\Delta\rho + N_t)}{\varepsilon \varepsilon_o}} \right]. \quad (3)$$

где q - заряд электрона; ε - диэлектрическая проницаемость материала; ε_o - диэлектрическая постоянная; g_o - плотность локализованных состояний; N_t - плотность состояний на моноэнергетическом уровне с энергией E_t .

В отсутствие тока ($\Delta\rho=0$, $W=W_o$, $\varphi_s=\varphi_{so}$) для заряда Q_o внутри области обеднения из соотношения (1) имеем

$$Q_o = \frac{qN_t}{(q^2 g_o / \varepsilon \varepsilon_o)^{1/2}} \operatorname{sh} \left[\left(\frac{q^2 g_o}{\varepsilon \varepsilon_o} \right)^{1/2} W_o \right], \quad (4)$$

Знак заряда на локализованных состояниях в ОПЗ аморфного материала противоположен знаку заряда подвижных носителей. Поэтому при протекании тока суммарный заряд в области обеднения уменьшится на величину $q\Delta\rho W_o$. Учитывая последнее, из (1) и (4) получим соотношение, связывающее W и W_o ,

$$W = \frac{1}{(q^2 g_o / \varepsilon \varepsilon_o)^{1/2}} \operatorname{arsh} \left[\frac{qN_t \operatorname{sh} \left[\left(\frac{q^2 g_o}{\varepsilon \varepsilon_o} \right)^{1/2} W_o \right] - \left(\frac{q^2 g_o}{\varepsilon \varepsilon_o} \right)^{1/2} q\Delta\rho W_o}{q(N_t + \Delta\rho)} \right]. \quad (5)$$

Подставляя (5) в (2), найдем зависимость φ_s от W_o

$$\varphi_s = \frac{q(\Delta\rho + N_t)}{(q^2 g_o)} \left\{ \left[\frac{qN_t \operatorname{sh} \left[\left(\frac{q^2 g_o}{\varepsilon \varepsilon_o} \right)^{1/2} W_o \right] - \left(\frac{q^2 g_o}{\varepsilon \varepsilon_o} \right)^{1/2} q\Delta\rho W_o}{q(N_t + \Delta\rho)} \right]^2 + 1 \right]^{1/2} - 1 \right\}. \quad (6)$$

Подставляя (3) (при $\Delta\rho=0$) в (6), получим зависимость между φ_s и φ_{so}

$$\varphi_s = \frac{q(\Delta\rho + N_t)}{(q^2 g_o)} \cdot \left\{ \left[\frac{qN_t \left[\left(\frac{q^2 g_o \varphi_{so} + qN_t}{qN_t} \right)^2 - 1 \right]^{1/2}}{q(N_t + \Delta\rho)} - \frac{q\Delta\rho \operatorname{arch} \left(\frac{q^2 g_o \varphi_{so} + qN_t}{qN_t} \right)}{q(N_t + \Delta\rho)} \right]^2 + 1 \right\}^{1/2} - 1 \quad (7)$$

При определяющей роли энергетически распределенной плотности состояний

$(q^2 g_o \varphi_{so} / qN_t) \gg 1$, проведя ряд преобразований, выражение (7) можно переписать в виде

$$\varphi_s = \varphi_{so} - \frac{q\Delta\rho}{q^2 g_o} \ln \left(\frac{2q^2 g_o \varphi_{so}}{qN_t} \right) - \frac{q(N_t + \Delta\rho)}{q^2 g_o} \quad (8)$$

Следует отметить, что в уравнении Шокли для ВАХ идеализированного барьера Шоттки плотность тока насыщения J_s определяется известными соотношениями [1] для термоэлектронной эмиссии или для диффузионной теории.

С учетом того, что начальный изгиб зон (при отсутствии тока) на границе раздела металл - полупроводник равен величине встроенного потенциала U_{bi} из уравнения ВАХ для идеализированного контакта Шоттки можно записать [2]

$$\varphi_{so} = U_{bi} - \frac{kT}{q} \ln \frac{J + J_s}{J_s}, \quad (9)$$

где J - плотность тока; k - постоянная Больцмана; T - абсолютная температура.

Подставляя (9) в (8), получим выражение для ВАХ прямосмещенного контакта Шоттки при любой плотности тока

$$\varphi_s = U_{bi} - \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{J + J_s}{J_s} \right) - \frac{qJ}{\vartheta_p q^2 g_o} \ln \left[\frac{2q^2 g_o}{qN_t} \left(U_{bi} - \frac{kT}{q} \ln \frac{J + J_s}{J_s} \right) \right] - \frac{q \left(\frac{J}{\vartheta_p q} + N_t \right)}{q^2 g_o}, \quad (10)$$

где ϑ_p - скорость дырок.

С увеличением плотности тока начинает влиять объемное сопротивление полупроводника. При достаточно высоких плотностях тока происходит "разгибание" изгиба зон, влияние контакта металл - аморфный полупроводник существенно уменьшается и процесс токопрохождения определяется процессами в пленке высокоомного материала. При этом в зависимости от конкретного типа материала перенос носителей в объеме пленки будет определяться одним из известных механизмов: токами, ограниченными пространственным зарядом (ТОПЗ) или механизмом Пула-Френкеля.

Для конкретности, будем считать, что токи в объеме пленки ограничены ТОПЗ. При этом для равномерного распределения плотности локализованных состояний справедливо следующее выражение для ВАХ полупроводника [4]

$$J = \frac{2 q \mu n_o U}{d_1} \exp \left[\frac{2 \varepsilon \varepsilon_o U}{q g_o k T d_1^2} \right], \quad (11)$$

где U - напряжение на пленке полупроводника; n_o - термически равновесная концентрация носителей заряда; d_1 - толщина пленки без учета ширины области обеднения.

В соответствии с (11) для величины напряжения U_x , при котором происходит переход от омического участка ВАХ к участку, определяемому ТОПЗ, имеем

$$U_x = \frac{kTd_1^2 qg_o}{2\epsilon\epsilon_o} \ln 0,5. \quad (12)$$

При напряжениях U , меньших U_x , перенос носителей тока в объеме пленки полупроводника подчиняется закону Ома

$$U_{об} = (d - W_o) \rho_o \cdot J, \quad (13)$$

где d – толщина пленки полупроводника; $U_{об}$ – напряжение на объемном сопротивлении пленки; ρ_o – удельное сопротивление материала пленки.

При величинах U , превышающих U_x , падение напряжения на объеме пленки можно рассчитать из (11), например, путем его графического решения.

Таким образом, ВАХ контакта Шоттки металл - высокоомный аморфный полупроводник, учитывающую процессы токопереноса на контакте и в объеме пленки (в случае ТОПЗ), следует рассчитывать из выражения

$$U(J) = \varphi_s(J) + U_{об}(J), \quad (14)$$

где $\varphi_s(J)$ и $U_{об}(J)$ определяются из соотношений (10), (11) или (13).

На основании полученных соотношений рассчитана ВАХ контакта Шоттки металл - аморфный полупроводник при плотности тока, изменяющейся в широком диапазоне. При расчете принято: $\epsilon=11,6$; $\mu=10^{-3}$ см²/Вс; $\rho=10^7$ Ом·см; $N_t=0,625 \cdot 10^{15}$ см⁻³; $U_{bi}=0,416$ В; $n_i=10^8$ см⁻³ - концентрация собственных носителей полупроводника. Вольт-амперная характеристика имеет ряд характерных участков. При достаточно малых плотностях тока, меньших 0,02 мА/см², процесс переноса носителей определяется только процессами на контакте. При изменении тока в диапазоне от 0,1 мА/см² до 30 мА/см² становится заметным влияние последовательного сопротивления объема пленки. При дальнейшем увеличении тока механизм проводимости определяется ТОПЗ. Расчетная величина напряжения перехода к ТОПЗ, равная 5,84В, хорошо согласуется с экспериментально полученной в работе [5] величиной 5-6В. При достаточно высоких плотностях тока становится заметным влияние заряда подвижных носителей тока, которое заключается в сдвиге ВАХ влево. Так, при $J=1$ А/см² величине сдвига ВАХ составляет 0,73В, тогда как при $J=0,1$ А/см² она равна 0,067В.

Таким образом, получены соотношения для расчета ВАХ контакта Шоттки металл – аморфный полупроводник, учитывающие влияние заряда подвижных носителей тока на электрическое поле в ОПЗ, и показано, что ВАХ такого контакта будет лежать левее его ВАХ, предсказываемой теорией.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Зи С.* Физика полупроводниковых приборов. Кн.1. Пер. с англ. - М.: Мир, 1984.—456 с.
2. *Малай А.И.* Модель диода Шоттки с низким барьером для области больших плотностей тока. // Электронная техника, Сер.3, Микроэлектроника, М., ЦНИИ Электроника. – 1992, вып.2(147) - 3(148), с.40.
3. *Мамедов А.К.* Математическая модель тонкопленочных структур металл - органическая пленка с барьером Шоттки. // Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения. – 2014, т.14, ч.3, с.40-42
4. *Ламперт М., Марк П.* Инжекционные токи в твердых телах. М., Мир, 1973. – 416 с.
5. *Ray A.K., Coor M.J., Mukherjee S.* Electronic conduction in metal-free octapentyloxy phthalocyanine. // Fourth International conference on Langmuir-Blodgett films, Tsukuba-Japan. – 1989, p.404-405.