

К вопросу об омичности контактов Шоттки

© А.В. Саченко, А.Е. Беляев, Р.В. Конакова

Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева
Национальной академии наук Украины,
03028 Киев, Украина
E-mail: sach@isp.kiev.ua

(Получена 26 октября 2015 г. Принята к печати 27 октября 2015 г.)

Проанализированы условия реализации омических контактов в случае контактов Шоттки. На основе классических представлений о механизмах токопрохождения рассмотрена обобщенная модель контакта Шоттки, учитывающая термоэлектронный ток основных носителей заряда и рекомбинационный ток неосновных носителей заряда в контактах Шоттки с диэлектрическим зазором. Анализ результатов использованной модели позволил получить критерии омичности контактов Шоттки и сопоставить между собой условия малого уровня инжекции и омичности контактов Шоттки для контактов на основе кремния. Показано, что условия омичности контакта Шоттки не совпадают с таковыми для случая p - n -переходов.

1. Введение

До недавнего времени были известны три механизма токопрохождения, характерных для омических контактов металл-полупроводник: термоэлектронный [1,2], термополевой и туннельный [3]. В работах Гольдберга с соавт. был предложен еще один механизм, заключающийся в прохождении тока по металлическим шунтам, сопряженным с дислокациями (см., например, [4]). В работах [5–7] этот механизм был дополнен рассмотрением процессов подвода тока, протекающего в приконтактной области полупроводника, граничащей с торцами шунтов. Было показано, что вследствие крайне малых диаметров металлических шунтов на торцах шунтов возникает очень большая напряженность электрического поля, из-за чего силы зеркального изображения меняют знак изгиба зон на границе полупроводник-торец шунта с истощающего на обогащающий. Такой контакт является омическим при любых температурах, включающих и температуру жидкого гелия. В работе [5] были получены общие соотношения для удельного контактного сопротивления таких контактов. В предельном случае, когда протекающий ток ограничивается сопротивлением шунтов, справедливы выражения [3], а в другом предельном случае, когда действует ограничение тока подводом к торцам шунтов, справедливы соотношения, приведенные в [6,7].

В работах [6,7] был выполнен модельный эксперимент для контактов кремний-металл с предварительно шлифованной поверхностью. Было показано, что такие контакты в отличие от контактов кремний-металл с полированной поверхностью полупроводника являются омическими. Им присуща большая плотность дислокаций, достаточная для реализации механизма токопрохождения через дислокации, сопряженные с металлическими шунтами. Отметим, что между теорией и экспериментом было получено хорошее совпадение.

Вопрос о типе контакта металл-полупроводник с шлифованной поверхностью полупроводника анализировался достаточно давно. Так, например, в ряде работ

были получены омические контакты как на шлифованной поверхности кремния [8], так и на шлифованной поверхности других полупроводников [9–11]. Более того, как хорошо известно, технология получения омических контактов в структурах для силовой электроники на основе кремния обязательно содержит операцию предварительной шлифовки поверхности кремния [12,13].

В работах [14–16] были предприняты попытки объяснить получаемые результаты тем, что это контакты с высокой скоростью рекомбинации носителей заряда на границе раздела металл-полупроводник. Утверждалось, что в таких контактах концентрация носителей заряда на границе раздела между полупроводником и металлом близка к равновесной, а приконтактная область пространственного заряда (ОПЗ) отсутствует.

Работы [17–19] посвящены анализу влияния величины скорости поверхностной рекомбинации на антизапорном тыловом контакте p - n -перехода, на его вольт-амперные характеристики (ВАХ). В них рассматривается поведение контактов в структурах с p - n -переходами, а не в контактах Шоттки.

В настоящей работе, во-первых, получены общие соотношения для протекающих токов в контакте Шоттки с диэлектрическим зазором. Во-вторых, приведены критерии омичности контактов Шоттки. В-третьих, на основе обобщенной модели проанализировано токопрохождение в контактах Шоттки и показано, что малость уровня инжекции, когда избыточная концентрация неосновных носителей заряда (дырок) Δp мала по сравнению с равновесной концентрацией электронов в полупроводнике n_0 , в отличие от p - n -переходов не гарантирует омичности контактов Шоттки.

Предполагается, что выполнен критерий отсутствия разогрева основных носителей заряда (электронов) протекающим током $E_b < kT/ql_p$, где E_b — напряженность электрического поля в объеме полупроводника, k — постоянная Больцмана, T — температура, q — элементарный заряд, l_p — длина свободного пробега электронов. Это позволяет использовать больцмановскую

статистику для электронов и дырок с температурой, равной температуре решетки.

2. Общие выражения для тока основных и неосновных носителей заряда, протекающих в контакте Шоттки с диэлектрическим зазором

В работах [17–19], посвященных моделированию свойств антизапорного контакта к p – n -переходу, использовалось стоковое граничное условие для плотности тока неосновных носителей заряда (дырок) в слабо легированной n -области вида

$$J_p = qS_k \Delta p(x = d), \quad (1a)$$

где d — толщина этой области. При этом считалось, что S_k (скорость поверхностной рекомбинации в плоскости контакта $x = d$) может быть как угодно велика.

Следует отметить, что соотношение (1a) нельзя использовать для нахождения плотности дырочного тока, поскольку в плоскости $x = d$, вообще говоря, существует изгиб зон, а стоковое граничное условие справедливо лишь при отсутствии изгиба зон, т.е. в плоскости, отдаленной от плоскости $x = d$ на толщину области пространственного заряда w [20]. Тогда вместо (1a) в качестве граничного условия нужно использовать соотношение

$$J_p = qS_{\text{эф}} \Delta p(x = d - w), \quad (1b)$$

где $\Delta p(x = d - w)$ — избыточная концентрация дырок в плоскости $x = d - w$, а $S_{\text{эф}}$ — эффективная скорость поверхностной рекомбинации в плоскости $x = d - w$, величина которой ограничена подводом неосновных носителей заряда к плоскости $x = d$ и не может быть как угодно большой [20].

Энергетическая диаграмма контакта Шоттки с диэлектрическим зазором для случая прямого смещения приведена на рис. 1.

Мы получим выражение для плотности тока неосновных носителей заряда, протекающего в контакте Шоттки с диэлектрическим зазором, исходя из более общего граничного условия, считая, что дырочный ток течет через границу раздела полупроводник–диэлектрик $x = 0$, у которой существует изгиб зон (см. рис. 1). В этом случае, согласно [20], граничное условие для плотности тока неосновных носителей заряда может быть записано в виде

$$J_p = -q\vartheta_p \frac{V_p}{4} (p_c - p_{c0}), \quad (2)$$

где ϑ_p — коэффициент прозрачности диэлектрического зазора для дырок, $V_p = \sqrt{8kT/\pi m_p}$ — средняя тепловая скорость дырок, m_p — эффективная масса дырок, p_c и p_{c0} — неравновесная и равновесная концентрации дырок на границе полупроводника с диэлектриком в контакте металл–полупроводник.

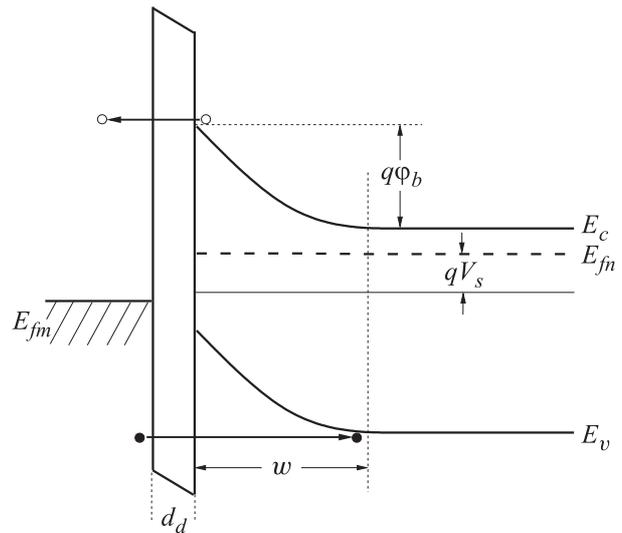


Рис. 1. Энергетическая диаграмма контакта Шоттки с диэлектрическим зазором: E_c — нижний край зоны проводимости, а E_v — верхний край валентной зоны в полупроводнике, E_{fm} — уровень Ферми в металле, E_{fn} — квазиуровень Ферми для электронов в полупроводнике, φ_b — высота барьера, отсчитанная от дна зоны проводимости, d_d — толщина диэлектрического зазора, w — толщина области пространственного заряда, V_s — часть приложенного напряжения к диодной структуре, падающая в полупроводнике.

Двукратное интегрирование уравнения непрерывности дырочного тока по координате x , перпендикулярной плоскости контакта металл–полупроводник, позволяет получить в невырожденном случае следующее выражение для концентрации неравновесных дырок в приконтактной ОПЗ:

$$p(x) = e^{-y(x)} \left(p_w - \frac{J_p}{qD_p} \int_w^x e^{y(x')} dx' \right), \quad (3)$$

где $y(x) = q\varphi(x)/kT$ — безразмерный электростатический потенциал (изгиб зон), p_w — неравновесная концентрация дырок на границе ОПЗ и квазинейтрального объема в плоскости $x = w$, D_p — коэффициент диффузии дырок.

Избыточная концентрация дырок на границе ОПЗ $x = w$ $\Delta p_w = p_w - p_0$ может быть найдена из уравнения баланса генерации–рекомбинации, которое в случае толстого по сравнению с длиной диффузии L_d полупроводника имеет вид

$$\frac{J_p}{q} = \left(S + \frac{D_p}{L_d} \right) \Delta p_w, \quad (4)$$

где S — эффективная скорость поверхностной рекомбинации в полупроводнике в плоскости $x = w$.

Использование уравнений (2)–(4) при выполнении критерия $L_d \gg L_D$, где L_D — длина экранирования Дебая, дает возможность получить следующее выражение

для плотности дырочного тока:

$$J_p = \frac{qV_{pe}p_0(e^{qV_s/kT} - 1)}{1 + \frac{V_{pe}}{S + D_p/L_d}}. \quad (5)$$

Здесь $V_{pe} = \vartheta_p V_p e^{-y_c}$ — эффективная скорость эмиссии дырок из полупроводника в металл, p_0 — равновесная концентрация дырок в нейтральном объеме, $y_c = y_{c0} + \frac{qV_s}{kT}$ — безразмерный неравновесный изгиб зон на границе раздела $x = 0$, V_s — часть приложенного к диодной структуре напряжения V , падающая в полупроводнике.

Если выполнен критерий

$$V_{pe} \gg S + \frac{D_p}{L_d}, \quad (6)$$

то величина плотности дырочного тока равна

$$J_p = qp_0 \left(S + \frac{D_p}{L_d} \right) (e^{qV_s/kT} - 1) \quad (7)$$

и соответствует плотности тока, протекающего в асимметричном p - n -переходе.

Аналогичным образом может быть рассчитана плотность протекающего электронного тока J_n . Если механизм протекания электронного тока термоэлектронный, а полупроводник не вырожден, то, согласно [20],

$$J_n = \frac{q}{4} \vartheta_n V_n (n_c - n_{c0}), \quad (8)$$

где ϑ_n — коэффициент прозрачности диэлектрического зазора для электронов, $V_n = \sqrt{8kT/\pi m_p}$ — средняя тепловая скорость электронов, m_n — эффективная масса для электронов, n_c и n_{c0} — неравновесная и равновесная концентрации электронов на границе $x = 0$.

Двукратное интегрирование уравнения непрерывности электронного тока по координате x , перпендикулярной плоскости контакта металл-полупроводник, дает следующее выражение для концентрации электронов в ОПЗ:

$$n(x) = e^{y(x)} \left[n_0 + \int_w^x \frac{e^{-y(x')}}{D_n} \frac{J_{nc}}{q} dx' \right]. \quad (9)$$

Здесь D_n — коэффициент диффузии электронов.

Введем величину

$$V_{nr} = D_n e^{-y_c} / \int_0^w e^{-y(x)} dx, \quad (10)$$

имеющую физический смысл скорости прохождения электронов через ОПЗ полупроводника. В случае, когда во всей ОПЗ полупроводника электростатический потенциал изменяется по закону Шоттки, величина V_{nr} равна дрейфовой скорости электронов $V_{nr} = \mu_n E_c$, где μ_n — подвижность электронов, а E_c — напряженность электрического поля в плоскости контакта.

Подставив (9) в (8) (при $x = 0$), можно получить связь между значением концентрации электронов в нейтральном объеме и при $x = 0$. Окончательное выражение для плотности электронного тока, текущего через контакт, с учетом (8) имеет вид

$$J_n = \frac{q}{4} \vartheta_n V_n n_0 \left(\frac{e^{y_c} - e^{y_{c0}}}{1 + \vartheta_n V_n / 4V_{nr}} \right), \quad (11)$$

где

$$y_c = y_{c0} + \frac{qV_s}{kT}.$$

Если выполнен критерий $\frac{1}{4} \vartheta_n V_n \ll V_{nr}$, то для электронов выполняется диодная теория, а выражение для плотности протекающего электронного тока упрощается и принимает такой вид:

$$J_n = \frac{q}{4} \vartheta_n V_n n_0 e^{y_{c0}} (e^{qV_s/kT} - 1). \quad (12)$$

Проводя дальнейший анализ, значения ϑ_p и ϑ_n будем рассматривать как параметры задачи. При построении рисунков будем также считать, что $\vartheta_p = \vartheta_n$, а $V_s \cong V$. Последнее условие означает, что изменением падения напряжения в диэлектрике при приложении напряжения V можно пренебречь по сравнению с изменением падения напряжения в приконтактной области полупроводника.

В работах [14–16] безотносительно к тому, о каких структурах, p - n -переходах или диодах Шоттки идет речь, говорится, что „рекомбинационные“ омические контакты — это контакты с высокой скоростью рекомбинации носителей заряда на границе раздела металл-полупроводник. Не возражая против того, что так называемый „рекомбинационный“ контакт к p - n переходу при $x = d$ может быть антизапорным, т.е. омическим [17,18], нельзя согласиться с тем, что в случае достаточно больших величин эффективной скорости поверхностной рекомбинации S „рекомбинационный“ контакт к диоду Шоттки также будет омическим. Величина эффективной скорости поверхностной рекомбинации S (см. выражение (7)) хотя и может быть достаточно большой, однако она ограничена сверху значением тепловой скорости дырок V_p . По этой же причине не может быть также реализовано условие $p_c \cong p_{c0}$, когда неравновесная концентрация неосновных носителей заряда равна равновесной.

Говоря другими словами, условия омичности контактов Шоттки не соответствуют условиям омичности контактов к p - n -переходам. Поэтому далее мы остановимся на анализе критериев омичности к контактам Шоттки.

3. Критерии омичности контактов Шоттки

Рассмотрим случай, когда контакт Шоттки реализован на основе невырожденного полупроводника n -типа. Будем вначале считать, что выполнен критерий $J_n \gg J_p$.

В этом случае ток, текущий через контакт, определяется выражением вида (11) и может быть записан в таком виде:

$$I_n = I_{ns} \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right), \quad (13)$$

где $I_{ns} = \frac{q}{4} A v_n V_n n_{c0} / (1 + v_n V_n / 4V_{nr})$, A — площадь контакта, $n_{c0} = n_0 \exp(-\frac{q\phi_b}{kT})$, ϕ_b — электростатический потенциал на границе полупроводник-диэлектрик, отсчитанный от дна зоны проводимости полупроводника.

Согласно [3], контактное сопротивление равно

$$R_c = \left(\frac{dI_n}{dV} \right)_{V=0}^{-1}. \quad (14)$$

Подстановка (13) в (14) дает

$$R_c = \frac{kT}{q} \frac{1}{I_{ns}}. \quad (15)$$

Получим далее критерий омичности контакта Шоттки для рассматриваемого случая. С этой целью запишем выражение для протекающего тока с учетом объемного сопротивления $R_b = \rho d/A$, где ρ — удельное сопротивление полупроводника, d — толщина полупроводника:

$$I_n = I_s \left(\exp\left(\frac{q(V - IR_b)}{kT}\right) - 1 \right). \quad (16)$$

Выражение (16) можно переписать в виде

$$I = \frac{V}{R_b} - \frac{kT}{qR_b} \ln\left(1 + \frac{I}{I_s}\right). \quad (17)$$

При $I/I_s \ll 1$ уравнение (17) с учетом (15) приводится к виду

$$I = \frac{V}{R_b} - I \frac{R_c}{R_b}. \quad (18)$$

Таким образом, как видно из (18), критерием омичности контакта Шоттки является неравенство $R_c \ll R_b$, т.е. в данном случае контактное сопротивление должно быть существенно меньше объемного. Этот критерий, в частности, совпадает с критерием, приведенным в монографии [3]. Такого же вида критерий омичности контакта Шоттки был получен в [21] для случая, когда протекающий в контакте Шоттки ток основных носителей заряда определяется термополевым током. Указанный случай может реализоваться при достаточно больших величинах ϕ_b и (или) в области достаточно низких температур.

На рис. 2, *a* приведены зависимости величины R_c от коэффициента прозрачности диэлектрического зазора v_n , при использовании параметров кремния. Параметром кривых является высота барьера ϕ_b . При построении рис. 2 считалось, что $A = 1 \text{ см}^2$. Отметим, что при принятом значении A величины удельного контактного сопротивления ρ_c и контактного сопротивления R_c

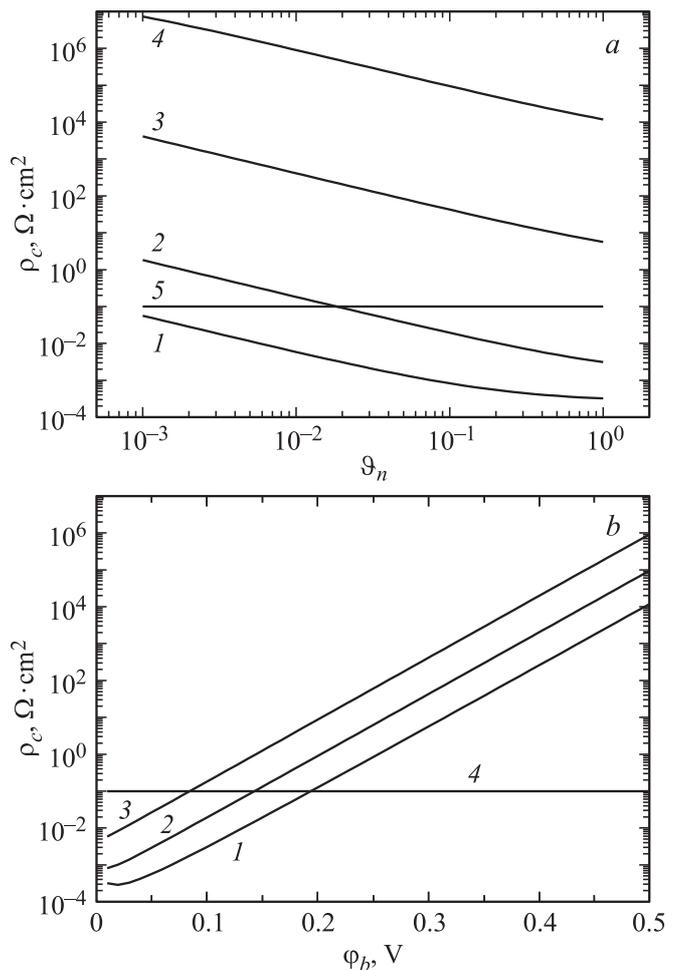


Рис. 2. Зависимости удельного контактного сопротивления ρ_c от коэффициента прозрачности диэлектрического зазора для электронов v_n (*a*) и от высоты барьера ϕ_b (*b*). Исползованные при построении рисунка параметры: *a* — ϕ_b , В: 1 — 0.01, 2 — 0.1, 3 — 0.3, 4 — 0.5; *b* — v_n : 1 — 1, 2 — 10^{-1} , 3 — 10^{-2} . Кривые 5 на рис. 2, *a* и 4 на рис. 2, *b* определяются значением AR_b .

численно равны. Также при этом будут численно равны значения протекающих токов и их плотностей. Как видно из рисунка, критерий омичности контакта Шоттки при исползованных параметрах кремния может быть выполнен лишь при $\phi_b \leq 0.1$ В в случае достаточно большого значения прозрачности диэлектрического зазора для электронов v_n . Отметим, что при построении данного и следующих рисунков считалось также, что $n_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $S = 10^5 \text{ см}^2/\text{с}$, $d = 220 \text{ мкм}$, а $T = 300 \text{ К}$.

На рис. 2, *b* приведены зависимости величины ρ_c от значения ϕ_b . Параметром кривых является величина v_n . Как видно из рисунка, чем меньше величина v_n , тем при меньших значениях ϕ_b выполняется критерий омичности контакта Шоттки.

Следует отметить, что уменьшение прозрачности зазора v_n эквивалентно увеличению высоты барьера ϕ_b . При этом критерий омичности контакта может не вы-

полняться даже при малых значениях ϕ_b (см. кривую 2 на рис. 2, а). Это следует учитывать при анализе экспериментальных ВАХ.

4. Анализ токов, протекающих в контактах Шоттки, с учетом тока неосновных носителей заряда

В работах [17–19] можно найти утверждение, что контакт является омическим в случае, когда реализуется малый уровень инжекции, т.е. выполнен критерий $\Delta p \ll n_0$. Покажем, что это утверждение неприменимо к контактам Шоттки.

В случае, когда можно пренебречь падением приложенного напряжения в диэлектрике, выражение для избыточной концентрации дырок Δp имеет следующий вид:

$$\Delta p = \frac{p_0 V_{pe}}{V_{pe} + S + \frac{D_p}{L_d}} \left[\exp\left(\frac{q(V - IR_b)}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (19)$$

Отметим, что в данном случае $\Delta p = \Delta p_w$, что следует из условия постоянства квазиуровня Ферми для дырок в приконтактной ОПЗ.

Рассмотрим далее случай, когда полный протекающий ток в контакте Шоттки I равен сумме электронного и дырочного токов, т.е. $I = I_n + I_p$, где величины $I_n = AJ_n$ и $I_p = AJ_p$, а значения J_n и J_p определяются выражениями (11) и (5) соответственно. Как и раньше, будем считать, что падением приложенного напряжения в диэлектрике можно пренебречь по сравнению с падением напряжения в полупроводнике. Тогда полный ток, протекающий в контакте Шоттки, может быть записан как

$$I = \left(I_{ns} + \frac{qAp_0V_{pe}}{1 + \frac{V_{pe}}{S + D_p/L_d}} \right) \left(\exp\left(\frac{q(V - IR_b)}{kT}\right) - 1 \right). \quad (20)$$

На рис. 3, а приведены зависимости электронного тока I_n и дырочного тока I_p , пропорциональных соответственно первому и второму слагаемому в круглой скобке (20), от величины коэффициента прозрачности диэлектрического зазора для электронов ϑ_n и равно ему коэффициента прозрачности диэлектрического зазора для дырок ϑ_p . При построении этого рисунка, а также последующих рисунков принято, что длина диффузии L_d равна 100 мкм. По порядку величины это типичное значение для случая кремния [22]. Параметром кривых является величина ϕ_b . Как видно из рисунка, при использованных при построении рисунка значениях ϕ_b (за исключением случая, когда $\phi_b = 0.2$ В) величина плотности дырочного тока постоянна и не зависит ни от коэффициента прозрачности диэлектрического зазора, ни от величины ϕ_b . Однако по мере уменьшения ϑ_n сильно уменьшается значение I_n . За счет этого при малых значениях ϑ_n ток дырок может стать больше, чем

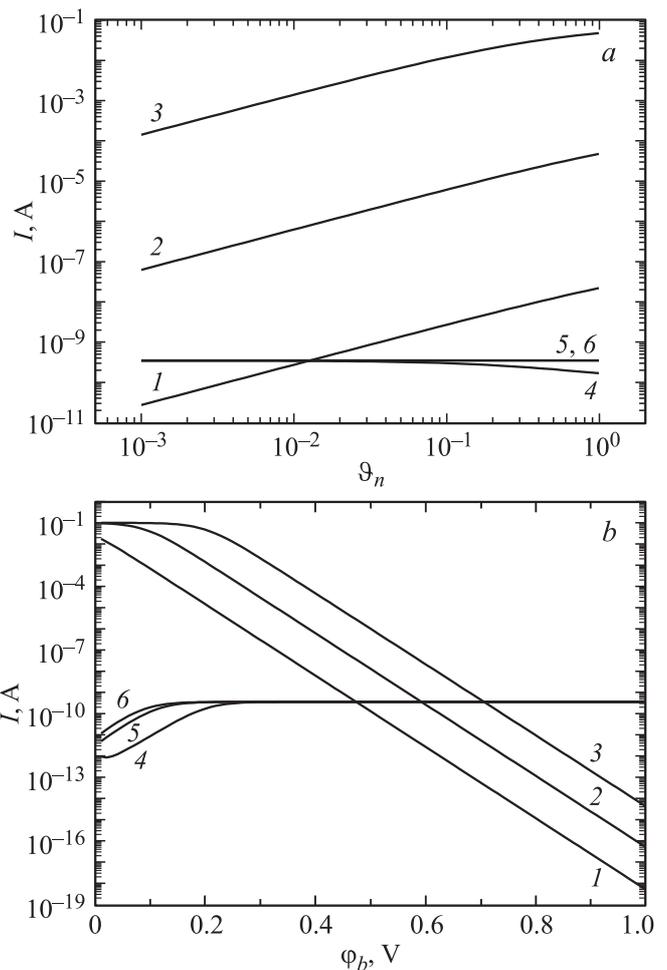


Рис. 3. Зависимости токов для электронов (кривые 1–3) и для дырок (кривые 4–6) от коэффициента прозрачности диэлектрического зазора ϑ_n (а) и от высоты барьера (б). Исползованные при построении рисунка параметры: а — ϕ_b , В: 1, 4 — 0.2, 2, 5 — 0.4, 3, 6 — 0.6; б — ϑ_n : 1, 4 — 10^{-4} , 2, 5 — 10^{-2} , 3, 6 — 1.

ток электронов. В случае, когда $I_p > I_n$, контакт Шоттки ведет себя как $p-n$ -переход, а при $I_p < I_n$ — как классический контакт Шоттки. Чем меньше величина ϑ_n , тем при меньших значениях ϕ_b реализуется условие $I_p > I_n$. Следует отметить, что в случае, когда $\vartheta_n = 1$, условие $I_p \geq I_n$ при использованных значениях параметров реализуется, если $\phi_b \geq 0.71$ В.

На рис. 3, б приведены зависимости электронного тока I_n и дырочного тока I_p от величины ϕ_b . Параметром кривых для I_n является значение ϑ_n , а для I_p — величина ϑ_p , которые при построении рисунка полагались равными. При использованных значениях ϑ_p величина дырочного тока I_p не зависит от значений ϑ_p и ϕ_b , начиная со значений $\phi_b > 0.2$ В. При $\phi_b \leq 0.2$ В величина I_p уменьшается по мере уменьшения значения ϕ_b . Это уменьшение связано с нарушением критерия (6), вследствие чего контакт Шоттки не пропускает весь инжектированный дырочный ток.

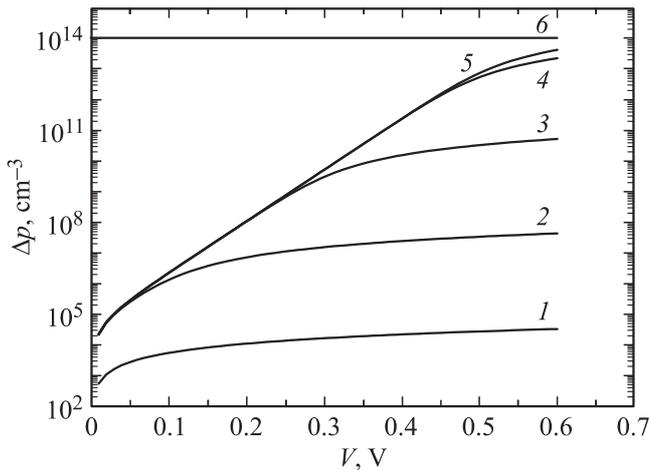


Рис. 4. Зависимости избыточной концентрации дырок от приложенного напряжения. Использованные при построении рисунка значения ϕ_b , В: 1 — 0.1, 2 — 0.3, 3 — 0.5, 4 — 0.7, 5 — 0.9. Кривая 6 — значение Δn , равное $0.1n_0$.

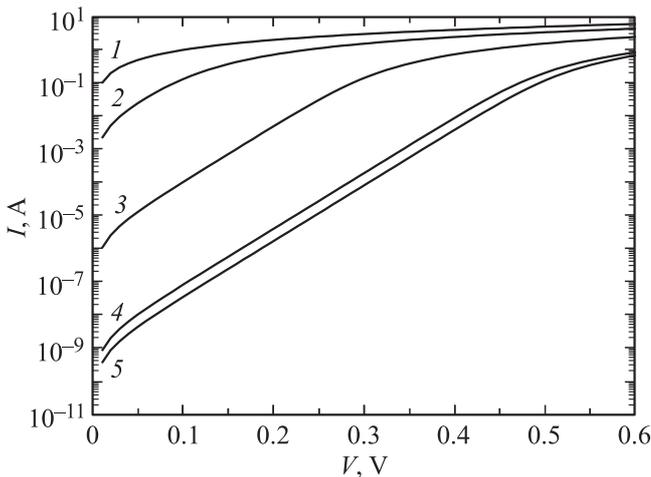


Рис. 5. Зависимости протекающего тока от приложенного напряжения. Использованные при построении рисунка значения ϕ_b , В: 1 — 0.1, 2 — 0.3, 3 — 0.5, 4 — 0.7, 5 — 0.9.

На рис. 4 с использованием формулы (19) построены зависимости избыточной концентрации дырок Δp от приложенного напряжения V . Параметром кривых является значение ϕ_b .

И наконец, на рис. 5 с использованием (20) приведены зависимости суммарного тока, протекающего в контакте Шоттки, от приложенного напряжения. Как и на рис. 4, параметром кривых является величина ϕ_b .

Отметим, что как рис. 4, так и рис. 5 построены для случая, когда $\vartheta_p = \vartheta_n = 1$. Как видно из рис. 4, при использованных параметрах для всех значений ϕ_b выполняется условие $\Delta p < n_0$, т.е. уровень инжекции является малым. В то же время, как видно из рис. 5, при $\phi_b \geq 0.3$ В для всех кривых реализуется четко выраженный участок экспоненциальной зависимости протекающего

тока от приложенного напряжения. Это свидетельствует о том, что в случае контактов Шоттки реализация малого уровня инжекции в отличие от случаев, рассмотренных в работах [17–19], не является достаточной для реализации условия омичности контакта.

Выбор значения n_0 равным 10^{15} см^{-3} , с одной стороны, обусловлен тем, что в этом случае выполняется условие реализации неравенства $I_p > I_n$ при еще достижимых величинах ϕ_b в кремнии, в то время как при $n_0 \geq 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при всех достижимых значениях ϕ_b превалирует ток электронов. С другой стороны, значение $n_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ по порядку величины является типичным для случая кремниевых солнечных батарей, а также для ряда транзисторных структур на основе кремния [22,23]. Следует также отметить, что использование сильно вырожденного приконтактного слоя хотя, как правило, и обеспечивает омичность контакта, однако сама величина удельного контактного сопротивления обычно определяется высокоомной областью и может быть достаточно большой [24].

5. Обсуждение полученных результатов

Ток, текущий через контакт металл–полупроводник, зависит от эффективной скорости поверхностной рекомбинации лишь в случае, когда ток неосновных носителей заряда превышает ток основных носителей заряда, а для этого контакт Шоттки должен действовать как p - n -переход. Это возможно лишь при больших величинах барьера. Однако в этом случае контактное сопротивление становится большим и условие омичности контакта $R_c \ll R_b$ не выполняется. При этом контакт будет неомическим.

Хотя в данном случае неравновесная концентрация носителей заряда на контакте близка к равновесной, вопреки утверждениям работ [14–16] изгиб зон на границе раздела полупроводник–диэлектрик не равен нулю. Как показывает анализ, при приложении смещения V в прямом направлении приложенное напряжение вначале падает на приконтактной ОПЗ. При этом ВАХ контакта имеет выпрямляющий характер. Естественно, что при $V \leq \phi_b$ область пространственного заряда будет существовать.

Что касается сильного влияния большого значения скорости поверхностной рекомбинации S , приводящего к уменьшению величины Δp , то оно не так уж и велико. Если учесть, что значение $S \leq V_p \approx 10^7 \text{ см}^2/\text{с}$ [23], то, как показывают оценки, даже при $S \approx 10^7 \text{ см}^2/\text{с}$ величина Δp при условии $J_p = J_n$ и при $V = 0.6$ В примерно равна 10^{12} см^{-3} , в то время как значение $p_0 \approx 10^5 \text{ см}^{-3}$. Таким образом, в данном случае избыточная концентрация дырок в плоскости $x = w$ на 7 порядков превышает равновесную концентрацию. Пересчет величины скорости рекомбинации дырок в плоскости $x = w$, равной S , на значение в плоскости контакта дает величину $V_p/4$

(при $\vartheta_p = 1$). Поэтому устремлять величину S_{eff} , определяемую соотношением вида (1b), к бесконечности нельзя.

Отметим, что термоэлектронный ток основных носителей заряда не зависит от рекомбинационных характеристик, в частности от поверхностной рекомбинации. Отсутствует подобная зависимость и для термополювого, а также для туннельного токов. Указанная зависимость существует лишь в случае p - n -переходов.

При анализе мы ограничились рассмотрением только термоэлектронного механизма токопрохождения основных носителей заряда в контактах Шоттки. Можно отметить, что ситуация качественно не изменится, если механизм токопрохождения основных носителей заряда в контактах Шоттки термополювой. Качественное изменение происходит в случае, когда доминирует туннельный механизм токопереноса в контакте Шоттки. В этом случае объем полупроводника вырожден и чем больше уровень легирования, тем больше степень вырождения, поэтому эффективная высота барьера, отсчитанная от уровня Ферми в полупроводнике, с ростом уровня легирования уменьшается. Толщина барьера при этом также уменьшается, что приводит к увеличению его прозрачности. Соответственно уменьшается и контактное сопротивление. Поэтому контакт может работать как омический.

Как следует из полученных результатов, условие омичности контакта Шоттки $R_c \ll R_b$ выполняется тем лучше, чем больше величина коэффициента прозрачности диэлектрического зазора для электронов ϑ_n . Поскольку $\vartheta_n \propto \exp(-\alpha d_d)$ [23], где α — постоянная, а d_d — толщина диэлектрического зазора, то для увеличения ϑ_n следует реализовать минимальные значения d_d . Величина α в свою очередь зависит от ширины запрещенной зоны диэлектрика E_d . Она возрастает с ее увеличением и уменьшается с уменьшением. В случае контактов Шоттки на основе кремния величина E_d определяется степенью стехиометрии окисла SiO_x . Чем меньше величина x по сравнению с двойкой, тем меньше значение E_d и соответственно меньше величина α .

Обсудим далее приближение $\vartheta_n = \vartheta_p$, использованное при анализе. Вообще говоря, указанное равенство не имеет места. Однако в тех случаях, когда высота барьера φ_b достаточно большая (> 0.3 В), величина дырочного тока при использованных для расчета параметрах определяется выражением (7) и не зависит от коэффициента прозрачности диэлектрического зазора для дырок ϑ_p при его изменении на несколько порядков по величине. Это, тем более, имеет место в тех случаях, когда выполнено неравенство $I_p > I_n$, т.е. когда реализуется p - n -переход, поскольку при этом значение φ_b еще больше. Однако в случае, когда критерий (6) нарушен, протекающий дырочный ток будет пропорционален величине ϑ_p .

При меньших значениях φ_b реализуется контакт Шоттки, поскольку $I_n \gg I_p$. В этом случае протекающий

электронный ток I_n пропорционален величине ϑ_n . Ошибка, получающаяся при замене ϑ_p на ϑ_n в случае расчета величины I_p , хотя и приведет к неправильному значению I_p , однако практически не скажется на суммарной величине протекающего тока I .

6. Заключение

Таким образом, из проведенного выше анализа, а также с учетом результатов работ [4–7] можно сделать следующие выводы.

1. Контакт Шоттки является омическим при выполнении неравенства $R_c \ll R_b$. Чем меньше коэффициент прозрачности для основных носителей заряда ϑ_n в контакте Шоттки, тем хуже выполняется условие омичности контакта. Как показали проведенные расчеты, контакты Шоттки на основе кремния при температурах ≥ 300 К являются омическими, если высота барьера, отсчитанная от дна зоны проводимости, составляет по величине ≤ 0.1 В, а значение ϑ_n близко к 1.

2. Условие малости уровня инжекции, когда $\Delta p \ll n_0$, не гарантирует омичности контакта Шоттки.

3. „Рекомбинационные“ контакты Шоттки, т.е. контакты, в которых преобладает ток неосновных носителей заряда, при любых достижимых значениях скорости рекомбинации S являются выпрямляющими контактами.

4. Объяснение того, почему после шлифовки полупроводника образуется омический контакт, лежит за пределами рассмотренной выше модели. Это может быть понято лишь на основе представлений, развитых в работах [4–7].

Список литературы

- [1] H.K. Henisch. *Metal Rectifiers* (Oxford, Clarendon Press, 1949) chap. V, p. 51–105.
- [2] Г.Е. Пикус. *Основы теории полупроводниковых приборов* (М., Наука, 1965) гл. 2, с. 38–54.
- [3] S.M. Sze, K.K. Ng. *Physics of Semiconductor Devices*. 3rd. edn (John Wiley and Sons, 2007).
- [4] Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг. ФТП, **41** (11), 1281 (2007).
- [5] A.V. Sachenko, A.E. Belyaev, N.S. Boltovets, R.V. Konakova, Ya.Ya. Kudryk, S.V. Novitskii, V.N. Sheremet, J. Li, S.A. Vitusevich. *J. Appl. Phys.*, **111** (8), 083 701 (2012).
- [6] A.V. Sachenko, A.E. Belyaev, N.S. Boltovets, A.O. Vinogradov, V.P. Kladko, R.V. Konakova, Ya.Ya. Kudryk, A.V. Kuchuk, V.N. Sheremet, S.A. Vitusevich. *J. Appl. Phys.*, **112** (6), 063 703 (2012).
- [7] A.B. Саченко, А.Е. Беляев, Н.С. Болтовец, А.О. Виноградов, Л.М. Капитанчук, Р.В. Коконова, В.П. Костылев, Я.Я. Кудрик, В.П. Кладко, В.Н. Шеремет. ФТП, **47** (3), 426 (2013).
- [8] M.V. Sullivan, J.H. Eiger. *J. Electrochem. Soc.*, **104** (4), 226 (1957).
- [9] M. Gershenson, R.A. Logan, D.F. Nelson. *Phys. Rev.*, **149** (2), 580 (1966).

- [10] Б.В. Царенков, Ю.А. Гольдберг, А.П. Изергин, Е.А. Поссе, В.Н. Равич, Т.Ю. Рафиев, Н.Ф. Сильвестрова. ФТП, **6** (4), 710 (1972).
- [11] Б.В. Царенков, Ю.А. Гольдберг, Г.В. Гусев, В.И. Огурцов. ФТП, **8** (2), 410 (1974).
- [12] А. Полухин, Т. Зуева, А. Солодовник. Силовая электроника, **3**, 36 (2006).
- [13] И.В. Грехов. Вестн. РАН, **78** (2), 106 (2008).
- [14] A.G. Milnes, D.L. Feucht. *Heterojunctions and Metal-Semiconductors* (N.Y.–London, Academic Press, 1972).
- [15] E.H. Roderick. *Metal-Semiconductor Contacts* (Oxford, Clarendon Press, 1978).
- [16] Т. Сугано, Т. Икома, Е. Такэиси. *Введение в микроэлектронику*. Пер. с яп. (М., Мир, 1988) т. 1.
- [17] Н.А. Пенин. РЭ, **2** (8), 1053 (1957).
- [18] Г.М. Авакьянц, А.Ю. Лейдерман. РЭ, **9** (4), 670 (1964).
- [19] А.Ю. Лейдерман, П.М. Карагеоргий-Алкалаев. РЭ, **10** (4), 720 (1965).
- [20] А.В. Саченко, О.В. Снитко. *Фотоэффекты в приповерхностных слоях полупроводников* (Киев, Наук. думка, 1974).
- [21] *Физические методы диагностики в микро- и нанoeлектронике*, под общей редакцией чл.-кор. НАНУ д-ра физ.-мат. наук, проф. А.Е. Беляева и д-ра техн. наук, проф. Р.В. Конаковой (Харьков, ИСМА, 2011).
- [22] А. Фаренбрух, Р. Бьюб. *Солнечные элементы. Теория и эксперимент* (М., Энергоиздат, 1987).
- [23] Ю.В. Завражнов, И.И. Каганова, Е.З. Мазель, А.И. Миркин. *Мощные высокочастотные транзисторы* (М., Радио и связь, 1985).
- [24] A.V. Sachenko, A.E. Belyaev, N.S. Boltovets, A.O. Vinogradov, V.A. Pilipenko, T.V. Petlitskaya, V.M. Anischik, R.V. Konakova, T.V. Korostinskaya, V.P. Kostylyov, Ya.Ya. Kudryk, V.G. Lyarin, P.N. Romanets, V.N. Sheremet. *Semicond. Phys., Quant. Electron. Optoelectron.*, **17** (1), 1 (2014).

Редактор А.Н. Смирнов

On the issue of ohmicity of Schottky contacts

A.V. Sachenko, A.E. Belyaev, R.V. Konakova

Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics,
National Academy of Sciences of Ukraine,
03028 Kiev, Ukraine

Abstract An analysis is made of the conditions for ohmic contacts realization in the case of Schottky contacts. Based on the classical notions about the mechanisms of current flow, we consider the generalized model of Schottky contact that takes into account the thermionic current of majority charge carriers and recombination current of minority charge carriers in Schottky contacts with a dielectric gap. An analysis of the results given by that model made it possible to obtain ohmicity criteria for Schottky contacts and compare the conditions for low injection level and ohmicity of Schottky contacts in the case of silicon-based contacts. It is shown that conditions for Schottky contact ohmicity do not coincide with those for $p-n$ junctions.