

## К вопросу о механизме формирования контактного сопротивления на шлифованных образцах $n$ -Si

© А.В. Саченко, А.Е. Беляев, Н.С. Болтовец\*, А.О. Виноградов, Л.М. Капитанчук<sup>†</sup>,  
Р.В. Конакова<sup>¶</sup>, В.П. Костылев, Я.Я. Кудрик, В.П. Кладько, В.Н. Шеремет

Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева Национальной академии наук Украины,  
03028 Киев, Украина

\* Государственное предприятие НИИ „Орион“,  
03057, Киев, Украина

<sup>†</sup> Институт электросварки им. Е.О. Патона Национальной академии наук Украины,  
03068 Киев, Украина

(Получена 16 июля 2012 г. Принята к печати 25 июля 2012 г.)

Получены аномальные температурные зависимости удельного контактного сопротивления омических контактов  $\rho_c(T)$  Pd<sub>2</sub>Si–Ti–Au к шлифованному  $n$ -Si с концентрацией легирующей примеси  $5 \cdot 10^{16}$ ,  $3 \cdot 10^{17}$  и  $8 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Аномальные зависимости  $\rho_c(T)$  были объяснены в предположении протекания тока по наноразмерным металлическим шунтам, совмещенным с дислокациями с учетом диффузионного ограничения подвода носителей. Определены плотности проводящих и рассеивающих дислокаций в приконтактной области полупроводника.

### 1. Введение

Механизмы формирования и электрофизические свойства омических контактов к различным полупроводниковым приборам на основе кремния известны и хорошо изучены [1–4]. Токотхождение в таких контактах в широком диапазоне легирования приконтактных слоев описывается теориями и моделями, ставшими классическими [1]. Вместе с тем температурные зависимости удельного контактного сопротивления  $\rho_c(T)$  омических контактов к кремниевым приборам достаточно подробно не исследовались и не анализировались. Наблюдаемые в некоторых работах аномальные зависимости  $\rho_c(T)$  (увеличение  $\rho_c$  с ростом температуры) не объясняются общепринятыми моделями [4,5]. Растущие зависимости  $\rho_c(T)$  наблюдались также в работах Ю.А. Гольдберга с соавторами, выполненных на сплавных омических контактах к GaP и GaN с высокой плотностью структурных дефектов в приконтактной области полупроводника. Зависимости  $\rho_c(T)$  были объяснены ими в предположении протекания тока по наноразмерным металлическим шунтам, совмещенным с дислокациями [6–10]. Однако такая модель описывала только линейный рост  $\rho_c$ , тогда как экспериментальные зависимости  $\rho_c(T)$  в ряде случаев были более сложными. В работах [11–13] было предложено более общее объяснение экспериментально наблюдаемым зависимостям  $\rho_c(T)$ . Принципиальным отличием от работ [6–10] является учет реализации у торца металлического шунта возникновения потенциальной ямы для электронов, другими словами, — обогащающего изгиба зон. Это позволило непротиворечиво объяснить температурные зависимости  $\rho_c$ , полученные в работах [6–13].

В [13] было показано теоретически, что предложенная модель работает, начиная с плотности проводящих дислокаций  $\geq 10^6$  см<sup>-2</sup> (дислокаций, на которых локализованы шунты). Такая плотность дислокаций реально достижима на шлифованных поверхностях полупроводника [14,15]. Поэтому представлялось целесообразным проверить работоспособность модели при формировании омического контакта на шлифованной поверхности кремния. Омические контакты, изготовленные на шлифованном кремнии, фактически являются модельными, так как позволяют исследовать влияние дислокаций на температурную зависимость  $\rho_c$ . Кроме того, поскольку шлифованный кремний до сих пор используется в технологии мощных силовых кремниевых вентилях [16,17], информация о зависимости  $\rho_c(T)$  представляет интерес для разработчиков таких приборов.

### 2. Теоретические представления

Опишем теоретический подход к расчету контактного сопротивления в омических контактах к  $n$ -Si с высокой плотностью дислокаций. Прежде всего отметим, что указанные контакты являются омическими независимо от соотношения между контактным и объемным сопротивлениями. Это возможно лишь в случае, когда ток протекает через участки, обогащенные электронами. При этом все приложенное напряжение падает на квазинейтральном объеме, за счет чего и реализуется омичность контакта.

Вклад термоэлектронного тока, протекающего через обогащенные электронами участки, с учетом ограничения диффузионным подводом может уменьшаться с ростом температуры, что приводит к росту контактного сопротивления. Реализации условия ограничения тока диффузионным подводом способствует достаточно большая плотность рассеивающих дислокаций, приводящая к уменьшению подвижности.

<sup>¶</sup> E-mail: konakova@isp.kiev.ua

В данном случае контакт металл–полупроводник является неоднородным по величине контактного потенциала. Так, в местах выхода дислокаций, сопряженных с металлическими шунтами, в квазинейтральной области полупроводника реализуется положительное значение контактного потенциала  $\varphi_{c0}$ , отвечающее потенциальной яме для электронов, а между дислокациями контактный потенциал  $\varphi_{c1}$  отрицателен, что соответствует реализации барьера Шоттки. Под контактным потенциалом будем понимать диффузионный (встроенный) потенциал  $\varphi_c$ , который отсчитывается от края зоны проводимости полупроводника до дна потенциальной ямы или вершины барьера [1].

Суммарный ток, протекающий через контакт, складывается из токов, текущих через дислокации, сопряженные с металлическими шунтами (проводящие дислокации), а также из токов, протекающих между дислокациями. Протекание тока через дислокации позволяет реализовать омические контакты с величиной контактного сопротивления, которая будет рассчитана далее.

При расчете контактного сопротивления будем считать, что вкладом тока, протекающего между дислокациями, в случае большой плотности дислокаций можно пренебречь. Основанием для этого является большое значение контактного потенциала (до величин порядка вольта), связанное с высокой концентрацией поверхностных состояний. Рассчитаем вначале термоэлектронный ток, протекающий через отдельную дислокацию. Площадь  $S_1$ , с которой собирается указанный ток, равна  $\pi L_D^2$

$$S_1 = \pi L_D^2, \quad (1)$$

где

$$L_D = \left( \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_s k T}{2 q^2 N_c} \right)^{0.5} (\Phi'_{1/2}(z))^{-1/2} \quad (2)$$

— дебаевская длина экранирования для случая произвольной степени вырождения полупроводника,  $N_c$  — эффективная плотность состояний в зоне проводимости,

$$\Phi'_{1/2}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{\sqrt{\eta} \exp(\eta - z)}{(1 + \exp(\eta - z))^2} d\eta, \quad (3)$$

где  $\eta = E/kT$  — безразмерная кинетическая энергия электрона, а  $z = E_F/kT$  — безразмерная энергия Ферми в полупроводнике [18].

Поверхностная плотность термоэлектронного тока  $J_{nc}$ , протекающего через контакт в месте выхода дислокации (на ее торце), может быть найдена из решения уравнения непрерывности для электронов. Двойным интегрированием данного уравнения по координате  $x$ , перпендикулярной границе раздела металл–полупроводник, находится связь между объемной концентрацией электронов  $n_w$  и неравновесной концентрацией электронов  $n(x)$  в точке  $x$  приконтактной области пространственно-заряда (ОПЗ). В случае невырожденного полупровод-

ника

$$n(x) = e^{y(x)} \left( n_w - \frac{J_{nc}}{q D_n} \int_x^w e^{-y(x')} dx' \right), \quad (4)$$

где  $y(x) = q\varphi(x)/kT$  — неравновесный безразмерный потенциал в точке  $x$ ,  $D_n$  — коэффициент диффузии электронов,  $w$  — толщина приконтактной ОПЗ.

Величина  $J_{nc}$  определяется выражением [1]

$$J_{nc} = q \frac{V_T}{4} (n_c - n_{c0}), \quad (5)$$

где  $q$  — заряд электрона,  $V_T$  — средняя тепловая скорость электронов,  $n_c$  — неравновесная,  $n_{c0} = n_w \exp y_{c0}$  — равновесная концентрация электронов в плоскости контакта, а  $y_{c0} = q\varphi_{c0}/kT$  — равновесный безразмерный потенциал на границе раздела металл–полупроводник.

Величина неравновесной концентрации электронов в плоскости контакта  $n_c$  находится из уравнения

$$n_c = e^{y_c} \left( n_{c0} - \frac{V_T (n_c - n_{c0})}{4 D_n} \int_0^w e^{-y(x)} dx \right). \quad (6)$$

Подстановка полученного выражения для  $n_c$  в уравнение (5), с учетом того, что безразмерный неравновесный потенциал  $y_c = y_{c0} + \ln(qV/kT)$  (это условие омичности контакта), позволяет получить для плотности электронного тока, текущего через контакт металл–полупроводник в месте выхода дислокаций, следующее соотношение:

$$J_c = \frac{V}{\rho_{c0}}, \quad (7)$$

где

$$\rho_{c0} = \frac{kT}{q} \frac{\left( 1 + \frac{V_T}{4 D_n} e^{y_{c0}} \int_0^w e^{-y(x)} dx \right)}{(qV_T/4) n_w e^{y_{c0}}}. \quad (8)$$

При расчете величины  $\rho_{c0}$  учитывалось, что

$$\int_0^w e^{-y} dx = L_D \int_{y_c}^{y_x} \frac{e^{-y} dy}{(e^y - y - 1)^{0.5}}. \quad (9)$$

Как показывает расчет, величина интеграла, фигурирующего в (9), для случая, когда  $y_x = 0.5$ , изменяется от 0.56 при  $y_{c0} = 1.5$  до 0.65 при  $y_{c0} = 3.5$  и практически насыщается в случае больших значений  $y_{c0}$ .

Величина контактного сопротивления, определяемого механизмом диффузионного подвода, для контакта единичной площади находилась по формуле

$$\rho_c = \frac{\rho_{c0}}{\pi L_D^2 N_{D1}}, \quad (10)$$

где  $N_{D1}$  — плотность участвующих в переносе тока дислокаций (проводящих дислокаций). Вообще говоря,

плотности дислокаций, участвующих в переносе тока ( $N_{D1}$ ) и в рассеянии ( $N_{D2}$ ), не равны друг другу. В переносе тока в основном участвуют перпендикулярные границе раздела дислокации, а в рассеянии — параллельные границе раздела.

Величина  $\pi L_D^2 N_{D1} S$ , где  $S$  — площадь контакта, имеет смысл суммарной площади, с которой собирается ток, протекающий через все дислокации. Значение  $\pi L_D^2 N_{D1}$ , как правило, значительно меньше 1 даже при максимальных плотностях дислокаций порядка  $10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , за исключением случая слабо легированных полупроводников с  $N_d \leq 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , где  $N_d$  — концентрация мелких донорных уровней.

Коэффициент диффузии электронов с учетом соотношения Эйнштейна равен  $D_n = kT\mu_n/q$ . Подвижность электронов в кремнии  $\mu_n$  определялась нами с учетом рассеяния электронов для трех основных механизмов рассеяния носителей заряда: на заряженных примесях ( $\mu_Z(n_w)$ ), на дислокациях ( $\mu_D(n_w, N_{D2})$ ) [19], а также на внутримолекулярных акустических и междолинных фононах  $\mu_a$  [20]:

$$\mu_n = \left( \mu_Z(n_w)^{-1} + \mu_D(n_w, N_{D2})^{-1} + \mu_a^{-1} \right)^{-1}. \quad (11)$$

Вследствие того что глубина залегания донорных уровней в кремнии  $E_d$  достаточно большая, температурная зависимость контактного тока, а, следовательно, и удельного сопротивления контакта при низких температурах определяется как зависимостью  $\mu_n(T)$ , так и эффектом „вымораживания“ электронов.

С учетом эффекта „вымораживания“ уровень Ферми  $E_F$  в невырожденном полупроводнике определяется из уравнения объемной нейтральности вида

$$\frac{N_d}{1 + \exp((E_F - E_d)/kT)} = N_{c0} \left( \frac{T}{300} \right)^{3/2} \exp\left( \frac{E_F}{kT} \right), \quad (12)$$

где  $N_{c0}$  — эффективная плотность состояний в зоне проводимости при температуре  $T = 300 \text{ К}$ .

Рассчитав из (12) энергию Ферми как функцию температуры, находим концентрацию электронов  $n_w$  в нейтральном объеме полупроводника при произвольной температуре:

$$n_w(T) = N_{c0} \left( \frac{T}{300} \right)^{3/2} \exp\left( \frac{E_F}{kT} \right). \quad (13)$$

Подстановка (13) в (8) и (11) позволяет окончательно определить температурную зависимость величины  $\rho_c(T)$ .

### 3. Образцы и методы измерений

Исследовались омические контакты Au—Ti—Pd<sub>2</sub>Si—*n*-Si, изготовленные послойным вакуумным термическим напылением металлов на подогретые до 300°C пластины

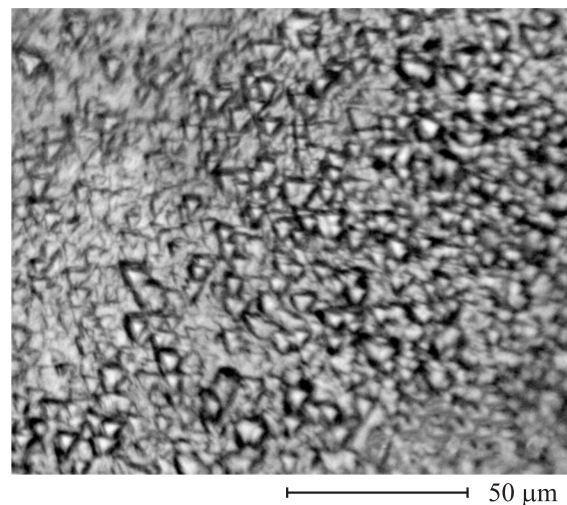
**Таблица 1.** Величины удельного сопротивления  $\rho$ , концентрации легирующей примеси  $N_d$ , плотности проводящих дислокаций  $N_{D1}$  и толщины  $d$  исследуемых пластин *n*-Si

№ образца	Шлифованные		
	1	2	3
$\rho, \text{ Ом} \cdot \text{ см}$	0.12	0.045	0.024
$N_d, \text{ см}^{-3}$	$5 \cdot 10^{16}$	$3 \cdot 10^{17}$	$8 \cdot 10^{17}$
$N_{D1}, \text{ см}^{-2}$	$10^6$	$7 \cdot 10^6$	$1.2 \cdot 10^6$
$d, \text{ мкм}$	$\sim 350 \text{ мкм}$		

*n*-Si, легированные фосфором, вырезанные из слитков бездислокационного Si, полученных бестигельной зонной плавкой. Параметры образцов приведены в табл. 1.

Пластины *n*-Si (образцы № 1–3) были шлифованы с обеих сторон абразивным порошком M10. Плотность дислокаций в исходных подложках оценивалась по ямкам травления, возникающим в Si после обработки в селективном травителе. Плотность приповерхностных структурных дефектов, включая и дислокации в шлифованных образцах, составляла  $\sim 10^6 \text{ см}^{-2}$  (рис. 1). После формирования слоев металлизации, последующего их удаления и селективного травления Si оказалось, что плотность структурных дефектов, в том числе проводящих дислокаций  $N_{D1}$ , практически не изменилась. Эти данные находятся в соответствии с теоретической оценкой плотности проводящих дислокаций. Расчетная плотность рассеивающих дислокаций для шлифованных образцов составила  $10^7 - 2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ .

Незначительное расхождение в плотности приповерхностных структурных дефектов в исходных неметаллизированных шлифованных образцах и после удаления металлизации, по-видимому, связано с тем, что шлифованная поверхность является более мощным стоком

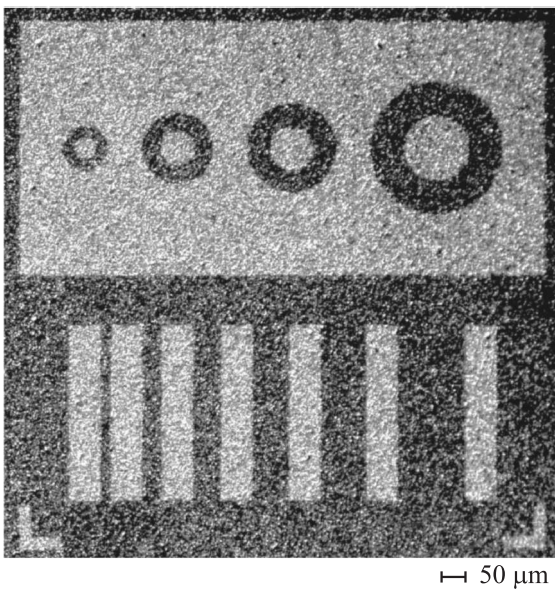


**Рис. 1.** Микроструктура шлифованной поверхности пластины *n*-Si после селективного травления.

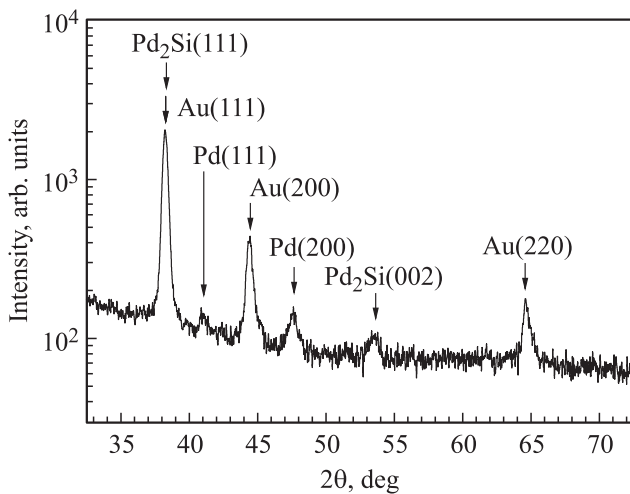
(геттером) для возникающих в процессе создания контактов структурных дефектов. О роли микрорельефа в снижении плотности дислокаций в кремниевых структурах, получаемых методом прямого сращивания при изготовлении *p*–*n*-переходов для силовой электроники, сообщали авторы [21–24].

В [22] было показано, что плотность дислокаций при сращивании микрорельефной поверхности кремния с гладкой на 3 порядка ниже, чем при сращивании двух гладких поверхностей.

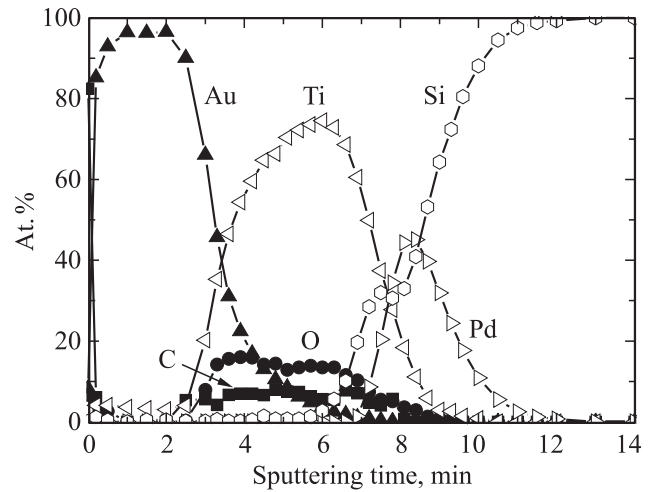
Удельное контактное сопротивление измерялось методом transmission line method (TLM) в диапазоне температур 100–380 К. Тестовые структуры, на которых измерялось  $\rho_c$ , представлены на рис. 2.



**Рис. 2.** Тестовая структура для измерения удельного контактного сопротивления. Фрагмент TLM структуры с  $N_{D1} = 7 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$ .



**Рис. 3.** Рентгенодифрактограмма контактной металлизации Au–Ti–Pd<sub>2</sub>Si–*n*-Si, напыленной на подогретую до 300°C шлифованную пластину *n*-Si.



**Рис. 4.** Профиль распределения компонентов в омическом контакте Au–Ti–Pd<sub>2</sub>Si–*n*-Si после БТО при  $T = 300^\circ\text{C}$ .

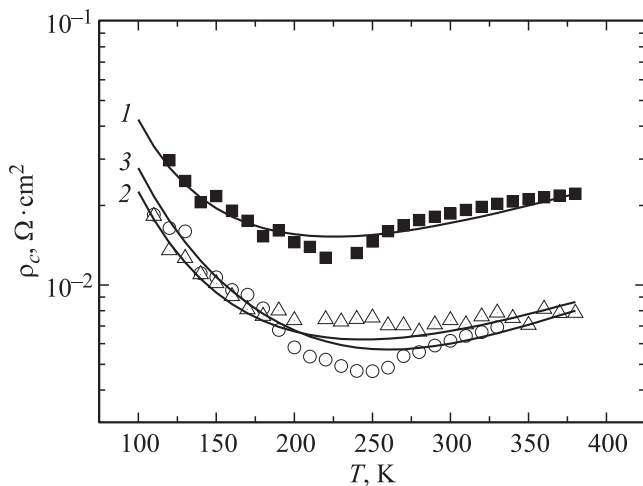
Фазовый состав контактной металлизации исследовался методом рентгеновской дифрактометрии на рентгеновском дифрактометре Philips X’Pert-MPD ( $\text{CuK}\alpha = 0.15418 \text{ нм}$ ) в геометрии Брэгга–Брентано. Типичная дифрактограмма от исследуемых слоев металлизации представлена на рис. 3.

Семейство рефлексов от металлизации свидетельствует о поликристаллической структуре отдельных слоев металлов Pd и Au. Отсутствие рефлексов от пленки Ti, по-видимому, связано с рентгеноаморфным ее состоянием, обладающим металлической проводимостью. Фаза Pd<sub>2</sub>Si формируется при взаимодействии Pd с Si в процессе напыления на подогретую до 300°C подложку кремния, что находится в соответствии с литературными данными [24,25], и коррелирует с профилями распределения компонентов металлизации, полученными методом электронной оже-спектроскопии на спектрометре LAS-2000 (рис. 4). Действительно, из рис. 4 видно, что не весь палладий прореагировал с кремнием с образованием Pd<sub>2</sub>Si. Наблюдается только изменение наклона в профиле распределения Si, свидетельствующее о фазообразовании в приконтактной области, но не о завершении процесса, поскольку на профилях Pd и Si отсутствуют соответствующие полочки.

#### 4. Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 5 представлены температурные зависимости  $\rho_c(T)$  омических контактов, изготовленных на шлифованных подложках с легированием  $5 \cdot 10^{16}$ ,  $3 \cdot 10^{17}$ ,  $8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Видно, что для шлифованных образцов величина  $\rho_c$  немонотонно изменяется с ростом температуры измерений. Наблюдаемые зависимости  $\rho_c(T)$  в них соответствуют предложенному в [11–13] механизму формирования омического контакта с высокой плотностью структурных дефектов в приконтактной области





**Рис. 5.** Температурные зависимости  $\rho_c$  омических контактов Au–Ti–Pd<sub>2</sub>Si–n-Si: сплошные линии — теория, точки — эксперимент для образцов 1–3 (кривые 1–3 соответственно).  $N_d, \text{см}^{-3}$ : 1 —  $5 \cdot 10^{16}$ , 2 —  $3 \cdot 10^{17}$ , 3 —  $8 \cdot 10^{17}$ .

полупроводника в предположении о наличии в ней двух типов дислокаций — рассеивающих, параллельных границе раздела, и проводящих, пересекающих область пространственного заряда. Природа последних в нашем модельном эксперименте связана со шлифовкой поверхности Si, в то время как вследствие релаксации механических напряжений в контакте, связанных с несоответствием коэффициентов термического расширения и параметров решеток Pd<sub>2</sub>Si, Pd и Si [26–28], а также локальных концентраторов напряжений, появляются преимущественно рассеивающие дислокации. При этом, однако, не исключена возможность возникновения и проводящих дислокаций.

Полученные результаты можно описать следующим образом.

1. В случае ограничения  $\rho_c$  диффузионным подводом для невырожденного полупроводника типичны немонотонные зависимости  $\rho_c$  от температуры (кривые 1–3). Как видно из рисунка, кривая 3 для  $N_d = 8 \cdot 10^{17} \text{см}^{-3}$  при низких температурах идет несколько выше, чем кривая 2 для  $N_d = 3 \cdot 10^{17} \text{см}^{-3}$ . Как следует из теоретических зависимостей  $\rho_c(T)$ , описываемых выражениями (10), (11), величина  $\rho_c$  зависит от плотностей как проводящих, так и рассеивающих дислокаций в приконтактной области. При этом с увеличением плотности проводящих дислокаций величина  $\rho_c$  уменьшается, а по мере роста плотности рассеивающих дислокаций — увеличивается. Как видно из данных, приведенных в табл. 2, плотности рассеивающих дислокаций для образцов 2 и 3 равны, в то время как плотность проводящих дислокаций для образца 2 в 1.2 раза больше, чем для образца 3. Это приводит к уменьшению величины  $\rho_c(T)$  для образца 2 по сравнению с образцом 3, несмотря на то что более высокий уровень легирования способствует уменьшению  $\rho_c$ . Кроме того, при низких температурах на ход зависимости  $\rho_c(T)$  существенное влияние оказы-

вает величина  $u_{c0}$ . Чем больше  $u_{c0}$ , тем сильнее растет величина  $\rho_c(T)$  с уменьшением температуры в области низких температур. Так, для кривых 1 и 2 подгоночное значение  $u_{c0}$  оказалось равным 7, в то время как для кривой 3 оно равно 5.

2. С дальнейшим увеличением температуры измерения для всех измеренных образцов значение  $\rho_c$  увеличивается, поскольку уменьшается вклад рассеивающих дислокаций в температурную зависимость подвижности и возрастает рассеяние на фононах, приводящее к уменьшению  $\mu_n$  с ростом температуры.

3. Сравнение температурных зависимостей  $\rho_c$  омических контактов, изготовленных на невырожденных шлифованных образцах Si (рис. 5), с омическими контактами к вырожденному  $n^+$ -Si, приведенными в [11], показывает, что в образцах обоих типов наблюдается участок аномальной зависимости  $\rho_c$  с ростом температуры. Он обусловлен прохождением тока через области, обогащенные электронами, образующиеся у торцов металлических шунтов, при учете ограничения тока диффузионным подводом электронов.

Ввиду того что в промежутках между дислокациями формируется истощающий изгиб зон, а его высота велика из-за большой концентрации поверхностных состояний в контакте металл–Si, то при достаточно большой плотности дислокаций, сопряженных с металлическими шунтами, протекающий через дислокации ток становится значительно больше, чем ток, протекающий между дислокациями. При этом контакт становится омическим. Следующей особенностью токопрохождения через обогащенные области пространственного заряда в полупроводнике является то, что протекающий ток зачастую ограничивается диффузионным подводом, т.е. реализуется диффузионная теория токопрохождения. В этом случае протекающий ток прямо пропорционален подвижности носителей заряда  $\mu_n$ , а  $\rho_c \sim 1/\mu_n$ . Поскольку температурная зависимость  $\mu_n$ , как правило, имеет максимум и ее величина уменьшается как в области низких, так и высоких температур, величина  $\rho_c$  будет, в частности, возрастать в области достаточно высоких температур.

Теоретические зависимости на рис. 5 были построены с использованием выражений (1)–(13). Согласие между теорией и экспериментом достаточно хорошее. При этом плотность проводящих дислокаций  $N_{D1}$  составляет

**Таблица 2.** Плотности рассеивающих и проводящих дислокаций в контактах для образцов № 1–3

№ образца	Плотность рассеивающих дислокаций, $N_{D2}, \text{см}^{-2}$		Плотность проводящих дислокаций, $N_{D1}, \text{см}^{-2}$	
	расчет		расчет	эксперимент
1	$2 \cdot 10^8$		$1.05 \cdot 10^6$	$10^6$
2	$10^7$		$1.2 \cdot 10^6$	$10^6$
3	$10^7$		$1.45 \cdot 10^6$	$1.2 \cdot 10^6$

$\sim 10^6 \text{ см}^{-2}$  для всех трех образцов, что соответствует результатам оценки плотности структурных дефектов по ямкам травления. Отметим при этом, что наряду с дислокациями, пересекающими область пространственного заряда, в процессе изготовления контактов могут возникать и другие типы протяженных дефектов, способствующих формированию металлических шунтов.

## 5. Заключение

Таким образом, как показали результаты теоретического и экспериментального исследования температурных зависимостей  $\rho_c(T)$  омических контактов к  $n$ -Si, изготовленных при использовании шлифованных образцов, в них реализуется механизм формирования контактного сопротивления, характерный для контактов с большой плотностью дислокаций.

## Список литературы

- [1] S.M. Sze, Kwok K.Ng. *Physics of Semiconductor Devices*, 3rd edn (John Wiley and Sons, 2007).
- [2] B. Jayanet Baliga. *Fundamentals of Power Semiconductor Devices* (Springer Science, 2008).
- [3] В.И. Стриха. *Теоретические основы работы контакта металл-полупроводник* (Киев, Наук. думка, 1974).
- [4] D.K. Schroder. *Semiconductor materials and devices characterization* (Wiley, N.Y., 2006).
- [5] S.E. Swirhun, R.M. Swanson. *IEEE Electron. Dev. Lett.*, **EDL-7**(3), 155 (1986).
- [6] Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг, О.В. Константинов, В.Г. Никитин, Е.А. Поссе. *Письма ЖТФ*, **30**(19), 17 (2004).
- [7] Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг, О.В. Константинов, В.Г. Никитин, Е.А. Поссе *ФТП*, **40**(10), 1204 (2006).
- [8] Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг. *ФТП*, **41**(11), 1281 (2007).
- [9] В.Н. Бессолов, Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг, О.В. Константинов, Е.А. Поссе. *ФТП*, **42**(11), 1345 (2008).
- [10] Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг, Е.А. Поссе. *ФТП*, **43**(9), 1204 (2009).
- [11] A.E. Belyaev, N.S. Boltovets, R.V. Konakova, Ya.Ya. Kudryk, A.V. Sachenko, V.N. Sheremet. *SPQEO*, **13**(4), 436 (2010).
- [12] A.E. Беляев, Н.С. Болтовец, Р.В. Конакова, Я.Я. Кудрик, А.В. Саченко, В.Н. Шеремет, А.О. Виноградов *ФТП*, **46**(3), 344 (2012).
- [13] 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).
- [14] *Обработка полупроводниковых материалов*, под общ. ред. чл.-кор. АН УССР Н.В. Новикова (Киев, Наук. думка, 1982).
- [15] Ю.А. Концевой, Ю.М. Литвинов, Э.А. Фаттахов. *Пластичность и прочность полупроводниковых материалов и структур* (М., Радио и связь, 1982).
- [16] И.В. Грехов. *Вестн. РАН*, **78**(2), 106 (2008).
- [17] А. Полухин, Т. Зуева, А. Солодовник. *Силовая электроника*, **9**(3), 110 (2006).
- [18] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников* (М., Наука, 1990).
- [19] K. Seeger. *Semiconductor Physics* (Springer-Verlag, Wien, 1973).
- [20] D.K. Ferry. *Phys. Rev. B*, **14**(4), 1605 (1976).
- [21] Т.С. Аргунова, И.В. Грехов, М.Ю. Гуткин, Л.С. Костина, Е.Н. Белякова, Т.В. Кудрявцева, Е.Д. Ким, Д.М. Парк. *ФТТ*, **38**(11), 3361 (1996).
- [22] Т.С. Аргунова, А.Г. Андреев, Е.И. Белякова, И.В. Грехов, Л.С. Костина, Т.В. Кудрявцева, *Письма ЖТФ*, **22**(4), 1 (1996).
- [23] Т.С. Аргунова, Р.Ф. Витман, И.В. Грехов, М.Ю. Гуткин, Л.С. Костина, Т.В. Кудрявцева, А.В. Штурбин, J. Härtwig, M. Ohler, E.D. Kim, S.Ch. Kim. *ФТТ*, **41**(11), 1953 (1999).
- [24] Andreas Plöbl, Gertrud Kräter. *Mater. Sci. Eng. R.*, **25**, 1 (1999).
- [25] А.Е. Гершинский, А.В. Ржанов, Е.П. Черепов. *Микроэлектроника*, **11**(2), 83 (1982).
- [26] S.P. Murarka. *Silicides for VLSI Applications* (N.Y., Academic Press, 1983).
- [27] *Физические величины. Справочник*, под ред. Н.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова (М., Энергоатомиздат, 1991).
- [28] Г.В. Самсонов, Л.А. Дворина, Б.М. Рудь. *Силициды* (М., Металлургия, 1979).

Редактор Т.А. Полянская

## On the issue of mechanism of contact resistance formation on lapped $n$ -Si specimens

A.V. Sachenko, A.E. Belyaev, N.S. Boltovets\*, A.O. Vinogradov, L.M. Kapitanchuk<sup>+</sup>, R.V. Konakova, V.P. Kostylev, Ya.Ya. Kudryk, V.P. Kladko, V.N. Sheremet

Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, National Academy of Sciences of the Ukraine, 03028 Kyiv, Ukraine

\* State Enterprise Research Institute „Orion“, 03057 Kyiv, Ukraine

+ E.O. Paton Electric Welding Institute, National Academy of Science of the Ukraine, 03068 Kyiv, Ukraine

**Abstract** We obtained anomalous temperature dependences  $\rho_c(T)$  of resistivity of Pd<sub>2</sub>Si–Ti–Au ohmic contacts to lapped  $n$ -Si with dopant concentration of  $5 \cdot 10^{16}$ ,  $3 \cdot 10^{17}$  and  $8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . The anomalous  $\rho_c(T)$  dependences were explained assuming that current flows through nanosized metal shunts associated with dislocations, with allowance made for diffusion limitation of charge current supply. The densities of „conducting“ and „scattering“ dislocations in the semiconductor near-surface region are determined.