

Температурная зависимость контактного сопротивления омических контактов на основе соединений $A^{III}B^V$ с высокой плотностью дислокаций

© А.В. Саченко, А.Е. Беляев, А.В. Бобыль[†], Н.В. Болтовец*, В.Н. Иванов*, Л.М. Капитанчук[‡], Р.В. Конакова[¶], Я.Я. Кудрик, В.В. Миленин, С.В. Новицкий, Д.А. Саксеев[†], И.С. Тарасов[†], В.Н. Шеремет, М.А. Яговкина[†]

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

[†] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

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

[‡] Институт электросварки им. Е.О. Патона Национальной академии наук Украины, 03068 Киев, Украина

(Получена 1 августа 2011 г. Принята к печати 29 августа 2011 г.)

На основе теоретического анализа температурной зависимости контактного сопротивления ρ_c омических контактов к структурам $n-n^+-n^{++}$ -GaAs (аналогично к GaP-, GaN-, InP-структурам) предложен новый механизм роста ρ_c с повышением температуры измерения T , наблюдаемый экспериментально в диапазоне 100–400 К. Получено хорошее соответствие экспериментальных и теоретических зависимостей $\rho_c(T)$, объясненное для случая высокой плотности дислокаций в приконтактной области полупроводника, на которых локализованы металлические шунты.

1. Введение

Известно, что при анализе механизма токопереноса в омических контактах в основном рассматривается контакт металл–полупроводник с высотой барьера < 50 мВ. В соответствии с существующими моделями омического контакта с ростом температуры величина контактного сопротивления ρ_c либо уменьшается, что характерно для термоэмиссионного и термополевого механизмов токопереноса, либо практически не зависит от температуры, что характерно для полевой эмиссии. Считается, что именно эти механизмы токопереноса и реализуются в омических контактах [1,2].

В то же время первые технологии омических контактов (например, к Si и Ge) включали осаждение металла на шлифованную поверхность, характеризующуюся высокой плотностью дислокаций. В этих контактах, вполне вероятно, реализовывался механизм протекания тока через дислокации. Аналогичные результаты отмечались в сплавных омических контактах. Характерным для омических контактов в этом случае является, как правило, наличие участков роста контактного сопротивления с увеличением температуры.

Такие зависимости ρ_c наблюдались на сплавных омических контактах к n -GaP [3] и n -GaN [2,4–6] и, согласно гипотезе авторов [4–6], были обусловлены металлической проводимостью шунтов, совмещенных с дислокациями, сформировавшимися в приконтактной области полупроводника в результате релаксации внутренних механических напряжений в контакте. Рост ρ_c с увеличением температуры измерений наблюдался также

авторами [7,8] для омических контактов к n -GaN и в [9] — к $p(n)$ -InP. Однако в работах [2–9] отмеченное авторами увеличение ρ_c с ростом температуры только качественно соответствовало металлической проводимости по шунтам.

В [10] был предложен новый механизм формирования контактного сопротивления в полупроводниках с большой концентрацией дислокаций. При учете прохождения тока через металлические шунты с его ограничением диффузионным подводом электронов и в пренебрежении токами, текущими между дислокациями, в [10] было получено совпадение расчетных величин ρ_c в диапазоне температур $T = 100–400$ К с экспериментальными для омических контактов к GaN, GaP, GaAs, InP. Принципиально новым в расчете было предположение о протекании тока через участки, обогащенные, а не обедненные электронами, образующиеся у торцов металлических шунтов, совмещенных с дислокациями. Наличие обогащенных областей у торцов металлических шунтов следует из экспериментальных зависимостей контактного сопротивления в полупроводниках с большой плотностью дислокаций, а именно: в данном случае контакт является омическим независимо от соотношения между объемным и контактными сопротивлениями. Такой подход был реализован впервые и позволил не только полностью описать достаточно сложную зависимость $\rho_c(T)$ с минимумом, но рассчитать и диагностировать по этой зависимости плотность проводящих дислокаций в приконтактной области полупроводника.

В таких контактах с достаточно высокой плотностью дислокаций ($> 10^7$ см⁻²) после формирования омического контакта сохраняется высокий уровень механиче-

[¶] E-mail: konakova@isp.kiev.ua

Типы контактных композиций и параметры эпитаксиальных структур на основе GaAs, GaP, InP и GaN

Контактные структуры	n , см ⁻³	d_n , мкм	n^+ , см ⁻³	d_{n^+} , мкм	n^{++} , см ⁻³	$d_{n^{++}}$, мкм
Au-TiB _x -GeAu-GaAs	$6 \cdot 10^{15}$	3	$5 \cdot 10^{17}$	3	$2 \cdot 10^{18}$	300
Au-TiB _x -GeAu-GaP	10^{17}	5	$5 \cdot 10^{17}$	3	10^{18}	300
Au-TiB _x -GeAu-InP	$9 \cdot 10^{15}$	2	$5 \cdot 10^{17}$	3	10^{18}	300
Au-Pd-TiB _x -Al-Ti-GaN-Al ₂ O ₃	10^{17}	1.5	10^{18}	2.5		400*

Примечание. * указана толщина подложки сафира. n^+ , n^{++} и d_n , d_{n^+} , $d_{n^{++}}$ — концентрации в n -, n^+ -, n^{++} -слоях и толщины слоев соответственно.

ских напряжений, релаксация которых, стимулированная внешними нетермическими воздействиями, может изменять как плотность дислокаций, так и величину ρ_c в диапазоне температур, используемых для вжигания контакта.

Полупроводниковые соединения A^{III}B^V (GaAs, InP, GaP, GaN) и гетеропереходы на их основе находят широкое применение в микро- и оптоэлектронике, в том числе для создания микроволновых диодов, транзисторов, интегральных схем, лазерных светодиодов. Одним из основных условий надежной работы таких элементов являются низкоомные омические контакты. Поскольку рабочая температура микроволновых приборов значительно превышает комнатную и для лавинно-пролетных диодов и диодов Ганна составляет ~ (200–250)°C, представляется необходимым знание величины удельного контактного сопротивления ρ_c омического контакта к GaAs (InP) и его термостабильности при температурах, превышающих комнатную.

Еще более существенным является знание температурной зависимости ρ_c для омических контактов к GaN, поскольку прогнозируемая рабочая температура микроволновых приборов на GaN должна превышать рабочую температуру арсенидгаллиевых и фосфидиндиевых микроволновых приборов.

Поскольку омические контакты к широкозонным полупроводникам в основном создаются высокотемпературным отжигом, весьма реальным, как указывают авторы [2], является наличие в приконтактной области высокой плотности структурных дефектов, природа которых связана с релаксацией внутренних механических напряжений, обусловленных различием электрофизических и структурных параметров гетеропары металл–полупроводник. Цель данной работы состоит в исследовании возможности обнаружения структурно-неоднородной приконтактной области, обогащенной дислокациями, и выяснении их роли в температурной зависимости удельного контактного сопротивления омических контактов Au-TiB_x-GeAu- n - n^+ -GaAs(GaP, InP) и Au-Pd-TiB_x-Al-Ti- n - n^+ -GaN- i -Al₂O₃.

2. Образцы и методы измерений

Исследовались омические контакты Au-TiB_x-GeAu- n - n^+ -GaAs(GaP, InP) и Au-Pd-TiB_x-Al-Ti-

n - n^+ -GaN- i -Al₂O₃, изготовленные методом магнетронного распыления металлов и TiB_x. Параметры полупроводниковых эпитаксиальных структур и типы металлизации к ним приведены в таблице. Удельное контактное сопротивление ρ_c омических контактов в диапазоне температур 100–400 К измерялось методом TLM (transition line method). На рис. 1 представлена типичная тестовая структура для измерения ρ_c .

Омические контакты к GaN вжигались при температуре $T_a = 900^\circ\text{C}$, к GaAs при $T_a = 520$ и 550°C , к InP при $T_a = 400, 460$ и 490°C , к GaP при $T_a = 500^\circ\text{C}$. Судя по литературным данным [2–7,11,12], при этих температурах формируются сплавные омические контакты к InP, GaP и GaAs, в которых в результате релаксации внутренних механических напряжений в приконтактной области возникает высокая плотность структурных дефектов (дислокаций) [2,11], превышающая, по оценкам [2], 10^7 см^{-2} и влияющая на механизм протекания тока.

Методом электронной оже-спектроскопии до и после вжигания контактов измерялись профили распределения компонентов в слоях металлизации и на границе раздела с полупроводником. Фазовый состав контактной металлизации исследовался с помощью рентгеновской дифрактометрии.

Сколы омических контактов исследовались в электронном микроскопе „JEOL“.

Исследуемые контактные структуры можно было разделить на две группы: первая — структуры на основе соединений A^{III}B^V GaAs, GaP и InP с исходной плотно-

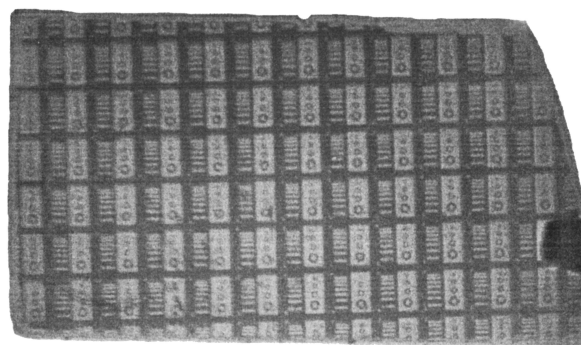


Рис. 1. Типичная тестовая структура для измерения ρ_c .

стью дислокаций в n -слое полупроводника $\sim 10^3 \text{ см}^{-2}$; вторая — структуры на основе GaN, выращенные на подложке Al_2O_3 , с плотностью дислокаций в n -GaN $\sim 10^8 \text{ см}^{-2}$.

Контакты Au–TiB_x–GeAu– n – n^+ –GaAs(GaP, InP)

Оказалось, что омический контакт к соединениям $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ с достаточно высоким ρ_c формируется уже в процессе напыления контактообразующего металла на подогретую до 100°C подложку. Последующий отжиг способствует повышению адгезии и уменьшению величины ρ_c . При этом в приконтактной области полупроводника формируется разупорядоченный слой с высокой плотностью структурных дефектов. На рис. 2, *a, b* приведены изображения сколов тестовой структуры TiB_x–Ge–Au– n – n^+ – n^{++} –InP до и после отжига при $T_a = 490^\circ\text{C}$ в течение 30 с в вакууме. Видно, что в исходном образце наблюдается слоевая структура металлизации TiB_x–Ge–Au– n – n^+ – n^{++} –InP и сравнительно резкая граница раздела Au–InP, тогда как в отожженном образце устойчивой к отжигу оказалась

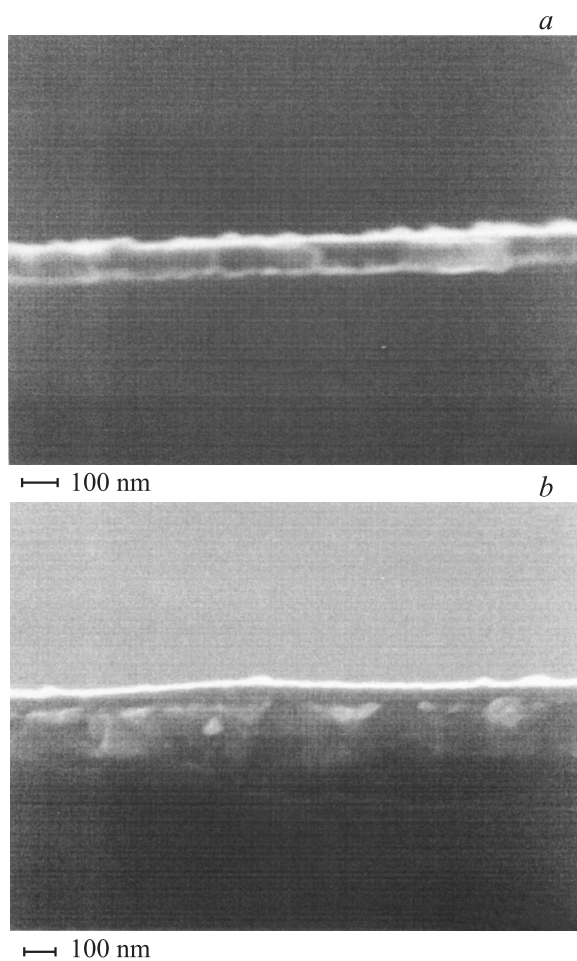


Рис. 2. Скол тестовой структуры TiB_x–Ge–Au– n – n^+ – n^{++} –InP до (*a*) и после (*b*) отжига при $T_a = 490^\circ\text{C}$ в течение 30 с в вакууме.

только пленка TiB_x, а на границе раздела металла с InP возникла структурно-неоднородная сильно дефектная область. Эти результаты хорошо коррелируют с данными электронной оже-спектроскопии и рентгеновской дифрактометрии, приведенными на рис. 3 *a, b, c* и рис. 4 соответственно. Слоевая структура контактной металлизации и резкая граница раздела Au–InP хорошо просматриваются на рис. 3, *a*, а рентгеновская дифрактограмма на рис. 4 (кривая 1) содержит рефлексы от InP, Au и Ge. Максимумов от TiB_x нет, вещество существует в рентгеноаморфной фазе. Отжиг при $T_a = 400$ и 460°C в течение 30 с приводит к интенсивному массопереносу Ge и Au и разупорядоченности границы раздела компонентов металлизации с InP, а формирование полочек на профилях Ge, In, P указывает на возникновение соответствующих фаз (рис. 3, *b, c*). Эти процессы усиливаются в результате отжига при $T_a = 490^\circ\text{C}$ в течение 30 с (рис. 3, *d*) и коррелируют с данными рентгеновской дифрактометрии (рис. 4, кривые 2, 3 соответственно). Действительно, после отжига при $T_a = 400^\circ\text{C}$ наблюдаются соединения GeP + GeP₂ и Au_xIn ($x = 3, 4$). Обнаружен также максимум при 81° , указывающий на наличие фазы Au_{0.72}Ge_{0.28}. Из данных, приведенных на рис. 4 (кривая, 2), видно, что происходит разрушение поверхностного слоя InP за счет возникновения соединений Ge и Au с компонентами полупроводника. От слоя TiB_x рефлексы не зафиксированы. После отжига при $T_a = 490^\circ\text{C}$ (30 с) заметно большее количество P и In вступает в реакции с Au и Ge, что проявляется в формировании фаз, обогащенных данными элементами, например, Au₃In₂, Au₇In₃, Au₉In₄, GeP₂. Присутствия фаз Au_{0.72}Ge_{0.28} и TiB_x не обнаружено.

Поскольку омические контакты к InP, GaP и GaAs создавались на основе общей металлизации TiB_x–Ge–Au, то в соответствии с фазовыми диаграммами близкие физико-химические преобразования и структурные изменения в них отмечались для всех исследуемых образцов на основе InP, GaP и GaAs.

Контакты Au–Pd–TiB_x–Al–Ti– n – n^+ –GaN– i –Al₂O₃

На рис. 5 приведено изображение скола контактной системы, на котором просматривается колончатая структура гетероэпитаксиальной пленки GaN и структурно-неоднородная граница раздела GaN со слоем металла. На поверхности GaN (см. направление стрелки) видны выходы проводящих дислокаций на границе раздела. По нашему предположению, именно в них локализуются металлические шунты.

3. Теоретические соотношения

Для вычисления контактного сопротивления ρ_c с учетом диффузионного подвода нужно учесть, что ток, протекающий через единичную дислокацию, собирается с площади πL_D^2 , где L_D — длина экранирования Дебая. Тогда вклад в ρ_c от одной дислокации, как обычно,

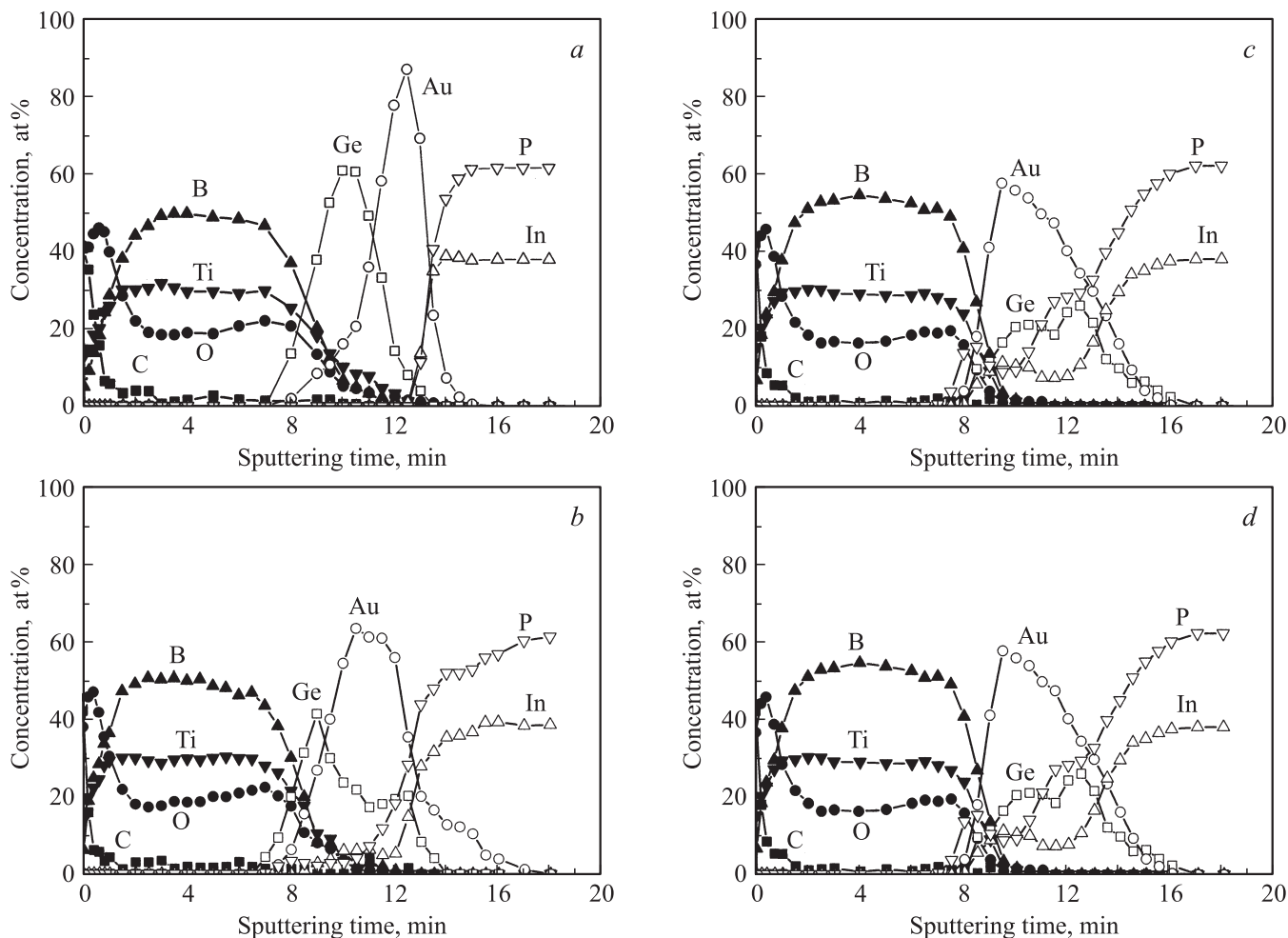


Рис. 3. Профили распределения компонентов контактной структуры $TiB_x-Ge-Au-n-n^+-n^{++}-InP$ до (a) и после отжига при температуре $T_a = 400$ (b), 460 (c) и $490^\circ C$ (d).

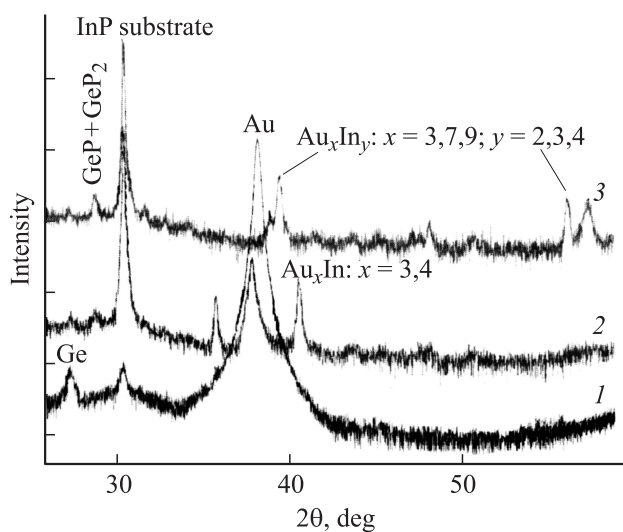


Рис. 4. Рентгенодифрактограмма контактной структуры $TiB_x-Ge-Au-n-n^+-n^{++}-InP$ до (1) и после отжига при температуре $T_a = 400$ (2), $490^\circ C$ (3).

рассчитывается по формуле $(dJ/dV)_{V=0}^{-1}$ (J — плотность тока, V — напряжение), а с учетом того, что поверхностная плотность проводящих дислокаций равна N_{D1} , величина ρ_c для невырожденного полупроводника определяется следующим выражением:

$$\rho_c = \frac{kT}{q} \frac{1 + (0.6L_D V_T / 4D_n) e^{y_{c0}}}{q(qV_T/4)n_w e^{y_{c0}} \pi L_D^2 N_{D1}}, \quad (1)$$

где V_T — средняя тепловая скорость электронов, $y_{c0} = q\phi_{c0}/kT$ — равновесный безразмерный потенциал на границе раздела металл-полупроводник, n_w — объемная концентрация электронов, D_n — коэффициент диффузии электронов, T — температура, k — постоянная Больцмана, q — заряд электрона.

В общем случае результирующий ток состоит из токов, текущих через дислокации, а также из токов, протекающих между дислокациями. Как показывают оценки, в контактах на основе широкозонных полупроводников с большой концентрацией поверхностных состояний ($\approx 10^{13} \text{ см}^{-2}$) величина барьера Шоттки между дислокациями, как правило, $\approx 0.7 \text{ эВ}$ в широком

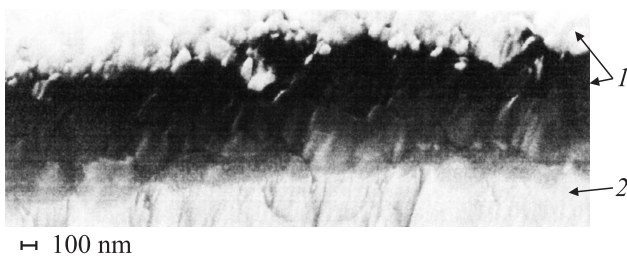


Рис. 5. Структура контакта Au–Pd–TiB_x–Al–Ti–n–n⁺–GaN–i–Al₂O₃: 1 — контактная металлизация, 2 — n-GaN.

диапазоне уровней легирования полупроводника. Это позволяет пренебречь вкладом токов, текущих между дислокациями, в полное контактное сопротивление, если концентрация проводящих дислокаций N_{D1} достаточно велика ($\gtrsim 10^6 \text{ см}^{-2}$).

Условием ограничения тока диффузионным подводом является неравенство

$$\beta = \frac{V_T}{4D_n} e^{y_{c0}} L_D \gg 1. \quad (2)$$

Как следует из (2), оно выполняется тем лучше, чем меньше подвижность электронов μ_n ($D_n = kT\mu_n/q$) и чем больше величины равновесного обогащающего изгиба зон y_{c0} и длины Дебая L_D .

Поскольку при действии механизма ограничения тока диффузионным подводом величина ρ_c обратно пропорциональна подвижности электронов, то, как показывают расчеты, участку роста $\mu_n(T)$ будет соответствовать участок спада $\rho_c(T)$, а участку достаточно сильного уменьшения $\mu_n(T)$ участок роста $\rho_c(T)$. Сопротивление ρ_c включено последовательно с сопротивлением металлических шунтов, поэтому в наших расчетах учитывались оба сопротивления. Тогда полное контактное сопротивление ρ_c омического контакта в полупроводнике с большой плотностью дислокаций с учетом [2,3,6] можно записать в виде суммы, включающей выражение (1) и сопротивление шунтов ρ_{sh} , а именно

$$\rho_s(T) = \rho_c(T) + \rho_{sh}(T), \quad (3)$$

где $\rho_{sh}(T) = \rho_0(1 + \alpha T)d_D/\pi r^2 N_{D1}$, ρ_0 — удельное сопротивление металла при $T = 0^\circ\text{C}$, α — его температурный коэффициент, r — радиус металлических шунтов, d_D — расстояние, которое электроны проходят по дислокации из объема полупроводника до сплошного металлического контакта.

Отметим, что при расчете подвижности в полупроводниках A^{III}B^V учитывались три механизма рассеяния — на заряженных примесях, на дислокациях и на оптических (междолинных) фононах, а при моделировании использовались выражения для подвижности при указанных механизмах рассеяния, приведенные в монографии [13].

4. Анализ влияния рассеивающих дислокаций на реализацию растущих зависимостей $\rho_c(T)$ и $\rho_s(T)$

Удельное контактное сопротивление $\rho_c(T)$, определяемое выражением (1), имеет участок роста при увеличении температуры, если подвижность электронов μ_n уменьшается при повышении температуры. В таких полупроводниках, как GaAs и InP, этот участок выражен сравнительно слабо из-за небольшой энергии продольных оптических фононов, ответственных за рассеяние в области достаточно высоких температур. В то же время при сравнительно небольших уровнях легирования этих полупроводников на подвижность сильно влияет рассеяние на дислокациях несоответствия. Благодаря рассеянию на дислокациях подвижность в области низких температур существенно уменьшается, а с увеличением температуры в случае невырожденных полупроводников растет $\propto T^{3/2}$. При достаточно высокой плотности рассеивающих дислокаций и низких уровнях легирования участок спада подвижности, связанный с рассеянием на оптических фононах, может отсутствовать даже при температурах выше комнатной.

Подтверждением сказанного выше является рис. 6, на котором приведены теоретические зависимости $\rho_c(T)$ для параметров InP. Кривые 1–3 соответствуют плотности рассеивающих дислокаций $N_{D2} = 10^6 \text{ см}^{-2}$, а кривые 4–6 отвечают $N_{D2} = 10^8 \text{ см}^{-2}$. Уровни легирования равны: 10^{15} (кривые 1, 4), 10^{16} (кривые 2, 5), 10^{17} см^{-3} (кривые 3, 6). Как видно из рисунка, при низкой плотности рассеивающих дислокаций на зависимости $\rho_c(T)$ имеют место участки возрастания ρ_c для всех трех уровней легирования. В то же время при $N_{D2} = 10^8 \text{ см}^{-2}$

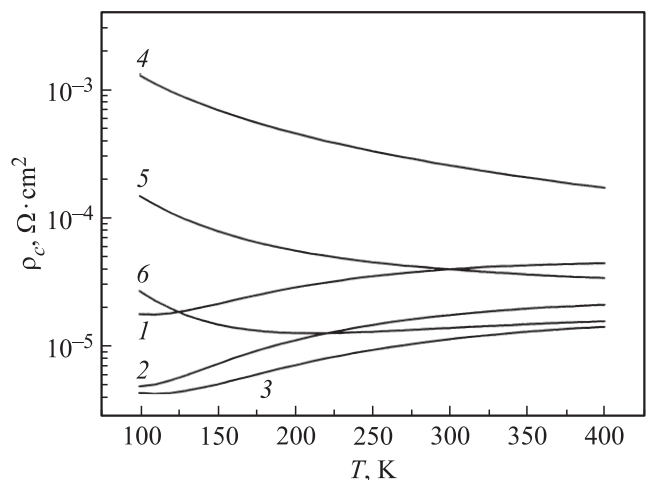


Рис. 6. Теоретические зависимости удельного контактного сопротивления от температуры для омических контактов к InP. Плотность рассеивающих дислокаций $N_{D2} = 10^6$ (1–3) и 10^8 см^{-2} (4–6). Уровень легирования, см^{-3} : 1, 4 — 10^{15} ; 2, 5 — 10^{16} ; 3, 6 — 10^{17} .

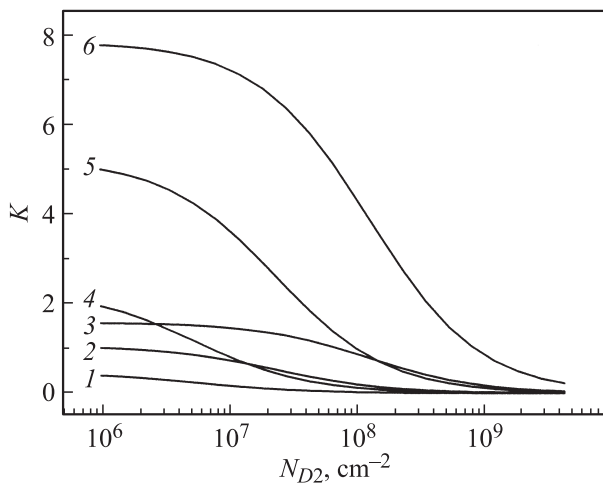


Рис. 7. Теоретические зависимости величины K от плотности рассеивающих дислокаций N_{D2} в InP. Параметры расчета: $\alpha = 4 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$, $r = 2 \cdot 10^{-8} \text{ см}$, $d_D = 10^{-5} \text{ см}$. Уровень легирования InP, см^{-3} : 1, 4 — 10^{15} ; 2, 5 — 10^{16} ; 3, 6 — 10^{17} .

очень слабое увеличение $\rho_c(T)$ при $T > 200 \text{ K}$ происходит только при уровне легирования 10^{17} см^{-3} , для более низких уровней легирования зависимости $\rho_c(T)$ являются спадающими во всей области температур.

Существует и другая возможность реализации растущих температурных зависимостей контактного сопротивления, связанная с тем, что при выполнении неравенства $\rho_{sh} > \rho_c$ полное контактное сопротивление определяется суммарным сопротивлением металлических шунтов, сопряженных с проводящими дислокациями. На рис. 7 в виде функции плотности рассеивающих дислокаций N_{D2} показана величина

$$K = \frac{\rho_{sh}}{\rho_c} \tag{4}$$

Как и на предыдущем рисунке, кривые 1 и 4, 2 и 5, 3 и 6 отвечают уровням легирования InP 10^{15} , 10^{16} , 10^{17} см^{-3} . При построении кривых 1–3 считалось, что удельное сопротивление шунтов $\rho_0 = 2 \cdot 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{см}$, а при расчете кривых (4–6) полагалось, что $\rho_0 = 10^{-5} \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Как видно из рисунка в первом случае при уровнях легирования 10^{15} и 10^{16} см^{-3} $K < 1$, т.е. шунты в данном случае не могут обеспечить рост $\rho_s(T)$ по мере увеличения температуры. Во втором случае, когда $\rho_0 = 10^{-5} \text{ Ом} \cdot \text{см}$, при всех использованных уровнях легирования существуют участки, для которых $K > 1$. Такой участок существует и в первом случае для уровня легирования 10^{17} см^{-3} (кривая 3). Чем выше уровень легирования, тем при больших концентрациях рассеивающих дислокаций величина K становится меньше 1. Если $K > 1$, то на зависимостях $\rho_s(T)$, определяемых выражением (3), за счет преобладания сопротивления шунтов и его роста с увеличением температуры будет реализовываться растущий участок.

Следует ожидать, что при низких температурах образования контакта вследствие наличия более резкой

границы раздела реализуется ббльшая концентрация дислокаций несоответствия, в то время как при более высоких температурах между металлом и полупроводником образуются переходные слои, уменьшающие степень рассогласования решеток, и соответственно концентрация дислокаций несоответствия должна уменьшаться. Об этом, в частности, свидетельствуют рис. 3, 4, приведенные выше. Это в согласии с проведенным выше анализом будет способствовать реализации спадающих зависимостей $\rho_c(T)$ при низких температурах образования контакта и к проявлению растущих зависимостей $\rho_c(T)$ или $\rho_s(T)$ при более высоких температурах образования контакта.

Иначе обстоит дело в контактах металл–полупроводник в случае полупроводника с большой энергией оптического фона (GaN) или междолинного фона (GaP) [13]. В них участок высокотемпературного спада подвижности выражен хорошо, и поэтому типичными являются растущие температурные зависимости $\rho_c(T)$ даже при достаточно большой плотности рассеивающих дислокаций и при сравнительно низких температурах образования омического контакта.

5. Экспериментальные результаты и обсуждение

Приведенные выше выражения для контактного сопротивления омических контактов были использованы нами для сравнения с экспериментальными результатами.

На рис. 8 приведены теоретические и экспериментальные зависимости $\rho_c(T)$ для омических контактов к InP с использованием предложенного нами механизма формирования контактного сопротивления с

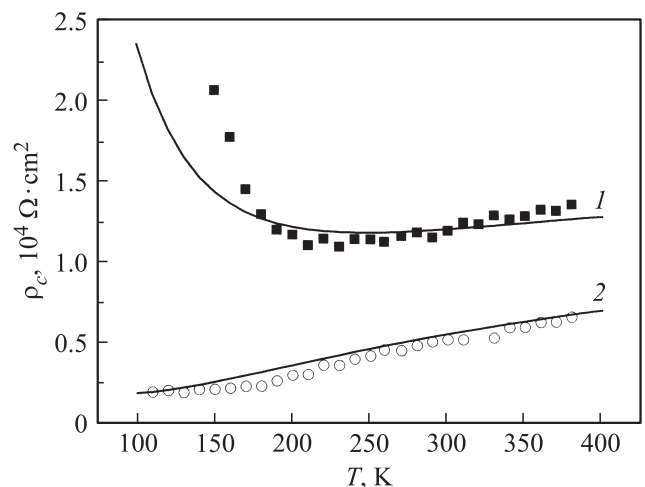


Рис. 8. Теоретические (сплошная линия) и экспериментальные (точки) зависимости $\rho_c(T)$ для омического контакта Au–TiB_x–AuGe– n – n^+ –InP после отжига при температурах $T_a = 400$ (1) и 460°C (2).

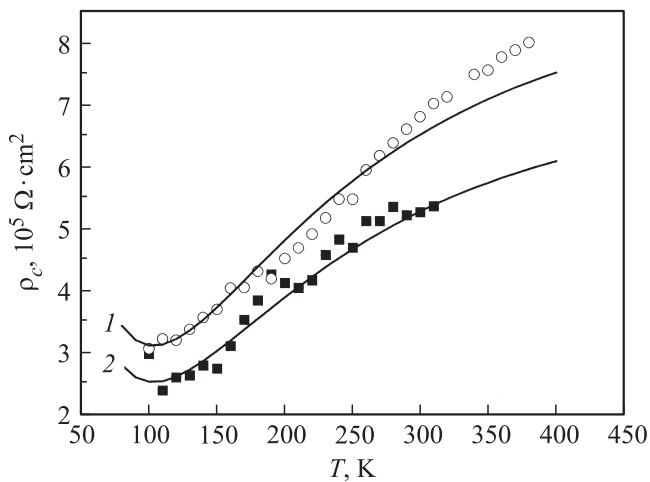


Рис. 9. Расчетные (сплошная линия) и экспериментальные (точки) зависимости $\rho_c(T)$ для омических контактов к GaAs после термоотжига при $T_a = 520$ (1) и 550°C (2).

большой плотностью дислокаций в приконтактной области полупроводника. Достаточно хорошая подгонка теоретических зависимостей к экспериментальным была достигнута при концентрации проводящих дислокаций $\geq 10^8 \text{ см}^{-2}$. Оказалось, что в контакте, отожженном при $T_a = 400^\circ\text{C}$, плотность проводящих дислокаций составляет $3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$. После термоотжига при $T_a = 400^\circ\text{C}$ плотность проводящих дислокаций составляет $\sim 6 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$, что находится в соответствии с данными структурного анализа.

Расчетные и экспериментальные зависимости $\rho_c(T)$ для омических контактов к GaAs приведены на рис. 9. Хорошее соответствие экспериментальных и расчетных зависимостей $\rho_c(T)$ было получено при концентрации проводящих дислокаций после термоотжигов при $T_a = 520^\circ\text{C} \sim 1.1 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ и при $T_a = 550^\circ\text{C} \sim 0.9 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$. При этом величина ρ_c при $T = 300 \text{ K}$ в образцах, отожженных при $T_a = 520^\circ\text{C}$, оказалась равной $\sim 5.3 \cdot 10^{-5} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$, а после термоотжига при $T_a = 550^\circ\text{C}$ — $6.8 \cdot 10^{-5} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$. Увеличение ρ_c коррелирует с уменьшением плотности дислокаций в области границы раздела в этих образцах. Кроме того, сравнительно малые изменения величины ρ_c после термоотжигов при $T_a = 520$ и 550°C в соответствии с литературными данными [11] указывают на достаточно высокую степень завершенности фазовых превращений между Au, Ge и GaAs. При температурах отжига, превышающих 400°C , происходит плавление контактной металлизации в тех областях, где состав Au–Ga(As) отвечает эвтектическому. В процессе охлаждения возникают фазы Au–Ga, Au–Ge, Au(GaAs) [11], являющиеся локализованными концентраторами механических напряжений, релаксация которых формирует насыщенную структурными дефектами приконтактную область полупроводника. В этой области вследствие эффективного массопереноса атомов Ge возникает тонкий n^+ -

слой, обеспечивающий наряду с высокой плотностью структурных дефектов низкое контактное сопротивление. В силу высокой степени структурной неравновесности такого омического контакта дефектность границы раздела металл–GaAs и высокая плотность структурных дефектов (в том числе дислокаций) в приконтактном слое являются следствием релаксации внутренних механических напряжений, характерных для сформировавшейся контактной системы.

На рис. 10 приведены экспериментальные зависимости $\rho_c(T)$, полученные для контакта In–n-GaP в работе [3], а на вставке к рисунку — полученные нами зависимости для омического контакта Au–TiB_x–GeAu–n–n⁺–n⁺⁺-GaP. Сплошные линии в обоих случаях представляют результаты расчета по фор-

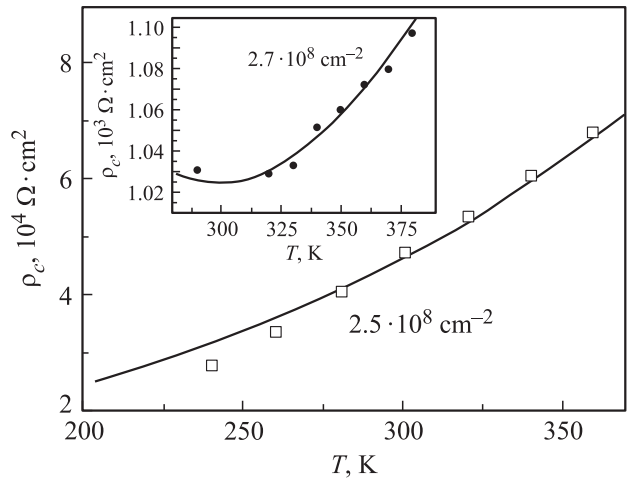


Рис. 10. Экспериментальная зависимость удельного сопротивления омических контактов In–n-GaP от температуры [3] (точки) и расчет по формуле (3) (сплошная линия). На вставке — наши данные для Au–TiB_x–AuGe–n-GaP. Указана плотность проводящих дислокаций.

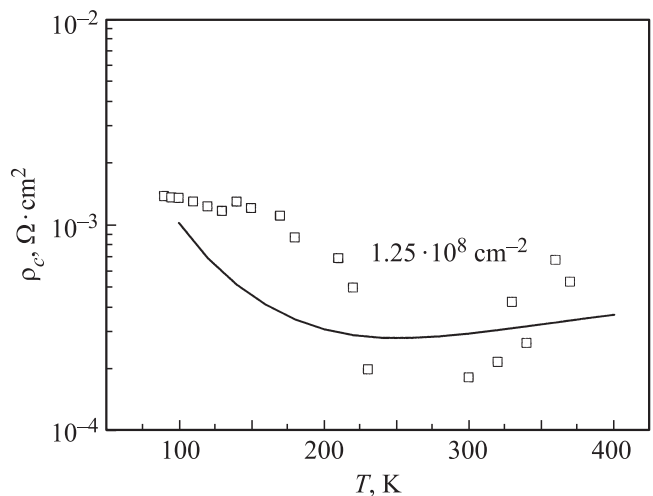


Рис. 11. Зависимость удельного сопротивления омического контакта Au–TiB_x–Al–Ti–n⁺–n–n⁺-GaP от температуры. Точки — эксперимент, сплошная линия — теория.

муле (3) с учетом того, что спад подвижности в области комнатных и более высоких температур описывается зависимостью $\propto T^{-2.5}$ и связан с рассеянием на междолинных фононах [14]. Согласие между экспериментом и теорией хорошее.

На рис. 11 приведены расчетные и экспериментальные зависимости $\rho_c(T)$ для омических контактов Au-TiB_x-Al-Ti-n-n⁺-n⁺⁺-GaN. Удовлетворительное согласие теории и эксперимента достигается при плотности проводящих дислокаций $\sim 1.25 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$.

6. Заключение

В результате проведенных исследований предложена модель омического контакта с высокой плотностью дислокаций в приконтактной области полупроводника, возникающих в результате релаксации внутренних механических напряжений в процессе создания омического контакта. Величина удельного контактного сопротивления рассчитана с учетом сопротивления металлических шунтов, локализованных на дислокациях, и ограничения тока диффузионным подводом электронов. При этом предполагалось, что ток протекает по участкам, обогащенным электронами, формирующимися в торцах дислокаций. Теоретические оценки ρ_c после термоотжига показали, что его величина изменяется в соответствии с изменением плотности дислокаций, обусловленной релаксацией внутренних механических напряжений в омическом контакте.

Работа выполнена при поддержке проектов № 2.2.8.5 и 2.3.3.4 Государственной целевой научно-технической программы Украины „Нанотехнологии и наноматериалы“ на 2010–2014 гг.

Список литературы

- [1] D.K. Schroder. *Semiconductor materials and devices characterization* (John Willey & Sons Inc., 2006).
- [2] Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг. ФТП, **41** (11), 1281 (2007).
- [3] Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг, О.В. Константинов, В.Г. Никитин, Е.А. Поссе. Письма ЖТФ, **30** (19), 17 (2004).
- [4] Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг, О.В. Константинов, В.Г. Никитин, Е.А. Поссе. ФТП, **40** (10), 1204 (2006).
- [5] Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг, Е.А. Поссе. ФТП, **43** (9), 1204 (2009).
- [6] В.Н. Бессолов, Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг, О.В. Константинов, Е.А. Поссе. ФТП, **42** (11), 1345 (2008).
- [7] Changzhi Lu, Hoagnai Chen, Xiaoliang Lv, Xuesong Xie, Mohamad S. Noor. J. Appl. Phys., **91** (11), 9218 (2002).
- [8] Zhang Yue-Zong, Feng Shi-Wei, Guo Chun-Sheng, Zhang Guang-Chen, Zhuang Si-Xiang, Su Rong, Bai Yun-Xia, Lu Chang-Zhi. Chin. Phys. Lett., **25** (11), 4083 (2008).
- [9] Th. Clausen, O. Leistiko, Ib Chorkendorff, J. Larsen. Thin Sol. Films, **232**, 215 (1993).
- [10] А.В. Саченко, А.Е. Беляев, Н.С. Болговец, В.Н. Иванов, Р.В. Конакова, Я.Я. Кудрик, С.В. Новицкий, В.Н. Шеремет. Тез. докл. 8-й Всеросс. конф. „Нитриды галлия, индия и алюминия. Структуры и приборы“ (СПб., 2011) с. 229.
- [11] Б.А. Лапшинов, А.Б. Камнев, Л.Н. Кравченко, В.Л. Оплеснин. Зарубеж. электрон. техн., № 5, 58 (1987).
- [12] St.J. Dixon-Warren, S. Zhang, R. Kuchibhatla, E.M. Griswold, A. Shen, F. Zheng, S.R. Das. Thin Sol. Films, **472** (1–2), 76 (2005).
- [13] К. Зеегер. *Физика полупроводников* (М., Мир, 1977).
- [14] П.И. Баранский, А.Е. Беляев, О.П. Городничий, Н.Г. Сытина, П.М. Томчук. ФТП, **13** (3), 488 (1979).

Редактор Л.В. Шаронова

Temperature dependence of resistivity of ohmic contacts to A^{III}B^V compounds with high dislocation density

A.V. Sachenko, A.E. Belyaev, A.V. Bobyl[†], N.S. Boltovets*, V.N. Ivanov*, L.M. Kapitanchuk[‡], R.V. Konakova, Ya.Ya. Kudryk, V.V. Milenin, S.V. Novitskii, D.A. Sakseev[†], I.S. Tarasov[†], V.N. Sheremet, M.A. Yagovkina[†]

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

[†]Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia

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

[‡]E.O. Paton Electric Welding Institute, National Academy of Sciences of Ukraine, 03068 Kyiv, Ukraine

Abstract Based on theoretical analysis of temperature dependence of resistivity ρ_c of ohmic contacts to n-n⁺-n⁺⁺-GaAs(GaP, GaN, InP) structures, a novel mechanism of ρ_c growth with temperature T is proposed, that is observed experimentally in the 100–400 K temperature range. A good agreement of theoretical and experimental $\rho_c(T)$ curves was obtained. It is explained for the case of high density of dislocations (on which metal shunts are localized) in the semiconductor near-surface region.