

Влияние микроволновой обработки на механизмы протекания тока в омических контактах $\text{Au-TiB}_x\text{-Al-Ti-n}^+\text{-n-n}^+\text{-GaN-Al}_2\text{O}_3$

© А.Е. Беляев, Н.С. Болтовец*, С.А. Витусевич, В.Н. Иванов*, Р.В. Конакова[†], Я.Я. Кудрик, А.А. Лебедев⁺, В.В. Миленин, Ю.Н. Свешников*, В.Н. Шеремет

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

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

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

• ЗАО „Элма-Малахит“, 124460 Зеленоград, Россия

(Получена 3 ноября 2009 г. Принята к печати 12 ноября 2009 г.)

Исследованы температурные зависимости удельного контактного сопротивления ρ_c омических контактов $\text{Au-TiB}_x\text{-Al-Ti-n}^+\text{-n-n}^+\text{-GaN-Al}_2\text{O}_3$ до и после микроволновой обработки и последующего хранения образцов в течение 9 месяцев при комнатной температуре. Температурные зависимости ρ_c исходных образцов измерялись дважды. При первом измерении ρ_c обнаружена типичная для омических контактов температурная зависимость ρ_c , при повторном измерении в области температур $> 270\text{ K}$ обнаружен рост ρ_c , обусловленный металлической проводимостью. После микроволновой обработки металлическая проводимость в омическом контакте не наблюдается, что предположительно связано с локальным разогревом металлических включений Ga при воздействии микроволнового излучения и формированием, вследствие большой химической активности жидкого галлия, его соединений с другими компонентами металлизации. Температурная зависимость ρ_c в этом случае определяется обычными механизмами токопереноса. После 9 месяцев хранения при комнатной температуре температурная зависимость ρ_c описывается туннельным механизмом токопереноса.

1. Введение

Омические контакты к эпитаксиальным слоям GaN исследованы во многих работах и их свойства обобщены в ряде монографий и обзоров [1–10]. Интерес к этой тематике обусловлен прежде всего сложностью создания низкоомных, термостойких, воспроизводимых по площади образца омических контактов к нитридгаллиевым эпитаксиальным структурам, выращенным на чужеродных подложках (Al_2O_3 , SiC, Si, GaAs и др.). Только на таких подложках удается получать эпитаксиальные слои GaN большой площади, пригодные для современных промышленных технологий массового изготовления диодов и транзисторов. Однако из-за несоответствия параметров решеток GaN и подложки и различия их коэффициентов термического расширения эпитаксиальные слои GaN содержат значительное количество структурных дефектов. Наряду с дислокациями в таких пленках наблюдаются микропоры, пронизывающие всю толщину пленки, дефекты упаковки, примесные включения. Все эти дефекты определяют неоднородное распределение концентрации легирующей примеси и подвижности основных носителей в пленке, а следовательно, и неоднородное распределение удельного контактного сопротивления омических контактов.

В традиционной Si- и GaAs-микроэлектронике решение задачи о получении низкоомных контактов с небольшим разбросом по величине удельного контак-

ного сопротивления ρ_c по площади пластины заключается в правильном подборе режима термообработки. Однако в случае GaN, выращенном на чужеродных подложках, формирование надежных омических контактов представляет более сложную физико-технологическую задачу, особенно в части уменьшения ρ_c и его воспроизводимости по пластине [11–13], связанную с возникновением в приконтактной области ряда соединений контактообразующего металла с компонентами полупроводника, обладающего, как правило, не одинаковыми физико-химическими свойствами. Например, механизм уменьшения ρ_c на традиционном омическом контакте $\text{Al-Ti-n-GaN-Al}_2\text{O}_3$ при быстрой термической обработке (БТО) при $T = 900^\circ\text{C}$ основан на образовании нитрида титана на границе раздела Ti-n-GaN . Работа выхода TiN (3.7 эВ) меньше работы выхода Ti (~ 4.33 эВ). Кроме этого, при БТО вследствие ухода азота из GaN в приконтактной области накапливаются вакансии азота, проявляющие себя как доноры. Оба фактора и обуславливают уменьшение ρ_c . Однако вследствие быстрой окисляемости Al и формирования новых комплексных фаз в системе Ti-Al-Ga-N неоднородное распределение ρ_c по площади остается.

В то же время наряду с термическими обработками известны другие способы изменения приконтактных и приповерхностных свойств полупроводников [14]. Один из способов заключается в обработке образцов микроволновым излучением [15]. Особенностью такой обработки, как отмечается в [14], являются процессы,

[†] E-mail: konakova@isp.kiev.ua

возникающие при поглощении микроволновой радиации в скин-слое металлизации (или исследуемой контактной структуре, включая приповерхностные слои полупроводника) и приводящие при кратковременном воздействии к структурно-примесному упорядочению границы раздела металл–полупроводник. Поскольку общая толщина контактной металлизации при воздействии на нее СВЧ-излучения сантиметрового диапазона длин волн порядка толщины скин-слоя, нам представлялось целесообразным исследовать влияние такой обработки на изменение величины ρ_c , температурную зависимость ρ_c омических контактов Au–TiB_x–Al–Ti–n-GaN–Al₂O₃ и механизмы токопереноса в них.

2. Методика эксперимента

Гетероэпитаксиальная структура $n^+ - n - n^+ - \text{GaN}$ была выращена на подложке Al₂O₃ толщиной ~ 400 мкм методом МОС-гидридной эпитаксии — metalorganic chemical vapor deposition (MOCVD) в ЗАО „Элма-Малахит“ (Зеленоград, Россия). Параметры слоев: $n^+ \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $d_{n^+} \approx 0.8$ мкм; $n \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $d_n \approx 1.5$ мкм; буферный слой $n^+ \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $d_{n^+} \approx 3$ мкм. Плотность дислокаций $\geq 10^8 \text{ см}^{-2}$, омические контакты создавались методом магнетронного распыления последовательно распыляемых слоев Ti (50 нм)–Al (20 нм)–TiB_x (100 нм)–Au (200 нм). После напыления слоев Ti–Al образцы подвергались БТО при $T = 900^\circ\text{C}$ в течение 30 с в атмосфере азота. Затем напылялись пленки TiB_x и Au. Контактные структуры формировались фотолитографией.

Оценка удельного контактного сопротивления сверху ρ_c осуществлялась с помощью радиального метода TLM (Transition Line Method) [16]. Полное сопротивление между внутренней и внешней контактными площадками R определяется формулой

$$R = \frac{R_S}{2\pi} \ln \frac{r'}{r} + \frac{R_S}{2\pi} \frac{1}{ar} \frac{I_1(ar)}{I_0(ar)}, \quad (1)$$

где R_S — удельное сопротивление полупроводника; r и r' — внутренний и внешний радиусы соответствующих контактных площадок; $I_0(ar)$ и $I_1(ar)$ — модифицированные функции Бесселя 0 и 1 порядков соответственно; $\alpha = 1/L_T = (R_S/\rho_c)^{\frac{1}{2}}$ — коэффициент затухания, L_T — длина переноса.

При условии, что $L_T \gg r$, справедливо приближение $I_0(ar)/I_1(ar) \rightarrow 2/ar$. Если соотношение внутреннего и внешнего радиуса контактных площадок выбрано постоянным, то $\ln(r'/r) = C$ и полное сопротивление можно определить как

$$R = \frac{CR_S}{2\pi} + \frac{\rho_c}{\pi r^2}. \quad (2)$$

Таким образом, построив зависимость $R = f(1/(\pi r^2))$, по наклону прямой мы определим ρ_c . Если же $L_T \leq r$, то полученное значение будет соответствовать оценке сверху величины удельного контактного сопротивления.

В случае термоэлектронной эмиссии как доминирующего механизма токопереноса в контакте металл–полупроводник удельное контактное сопротивление описывается зависимостью

$$\rho_c = \frac{k}{qA^*T} \exp\left(\frac{q\phi_b}{kT}\right), \quad (3)$$

где k — постоянная Больцмана, T — температура, A^* — модифицированная постоянная Ричардсона для GaN, ϕ_b — высота барьера на границе металл–полупроводник.

С другой стороны, удельное контактное сопротивление можно определить из (2) через разницу измеренных сопротивлений ΔR контактов с разными внешними и внутренними диаметрами, но одинаковым соотношением $\ln(r'/r)$:

$$\rho_c = \Delta R \pi \left(\frac{r_1^2 r_2^2}{r_1^2 - r_2^2} \right), \quad (4)$$

где r_1, r_2 — внутренние радиусы контактных площадок.

Подставив формулу (4) в (3) и прологарифмировав, получим

$$\ln(\Delta RT) = \ln\left(\frac{k(r_1^2 - r_2^2)}{\pi q A^* r_1^2 r_2^2}\right) + \frac{q\phi_b}{kT} = C + \frac{q\phi_b}{kT}. \quad (5)$$

Поэтому, построив зависимость $\ln(\Delta RT) = f(q/kT)$, по наклону полученной прямой мы можем определить высоту барьера ϕ_b . В случае же, если термоэлектронная эмиссия проявляется в определенном диапазоне температур, мы также из зависимости (5) можем определить величину ϕ_b .

Микроволновую обработку осуществляли, используя магнетронное излучение частотой 2.45 ГГц, удельной мощностью 1.5 Вт/см² в течение 1–1000 с. Облучение образцов проводилось в атмосфере воздуха в свободном пространстве. После микроволновой обработки в течение 1000 с образцы хранились при комнатной температуре 9 месяцев.

До и после микроволновых обработок и хранения образцов в течение 9 месяцев в интервале $T = 77\text{--}380$ К измерялось ρ_c .

3. Результаты измерений и обсуждение

На рис. 1 (кривые 1 и 2) приведены зависимости $\ln(\Delta RT) = f\left(\frac{q}{kT}\right)$ для исходного образца, измеренные в интервале температур 77–380 К дважды, а также кривые 3–5 для облученных в течение 60 с, 1000 с образцов и через 9 месяцев после микроволновой обработки в течение 1000 с, а на рис. 2 — зависимости $\rho_c = f(T)$ для этих же образцов. Видно, что на зависимостях $\ln(\Delta RT) = f\left(\frac{q}{kT}\right)$ и $\rho_c = f(T)$ исходного образца (кривые 1 на рис. 1 и 2) можно выделить один участок со сравнительно слабым изменением ρ_c . Он характеризуется преимущественно полевым механизмом токо-

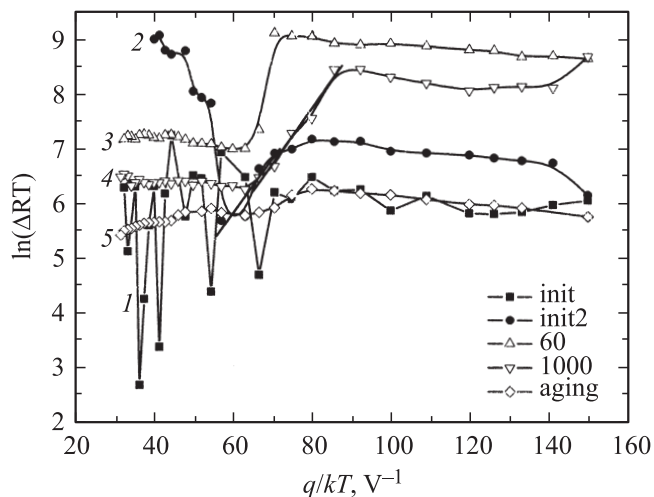


Рис. 1. Зависимости $\ln(\Delta RT) = f(q/kT)$ для исходного образца (1), повторного измерения (2), после микроволновой обработки в течение 60 (3), 1000 с (4) и 9 месяцев хранения при комнатной температуре (5).

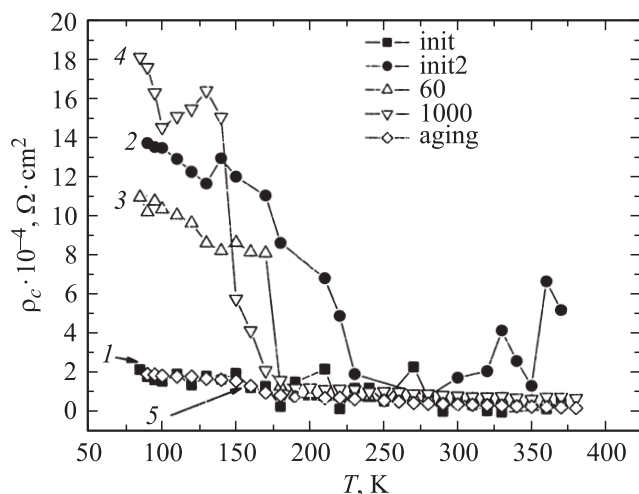


Рис. 2. Зависимости $\rho_c(T)$ для 1-го измерения исходного образца (1), 2-го — (2), после микроволновой обработки в течение 60 (3), 1000 с (4) и 9 месяцев хранения при комнатной температуре (5).

переноса, обусловленным возникновением в результате БТО при $T = 900^\circ\text{C}$ в приконтактной области тонкого, сильно легированного слоя n -типа, природа которого в соответствии с литературными данными [1–13, 17–24] связана с вакансиями азота. Вследствие межфазных взаимодействий на границе раздела $\text{Ti}-n\text{-GaN}$ формируется также тонкий слой TiN с работой выхода электронов существенно меньшей, чем у Ti и GaN . Оба фактора обуславливают ход температурной зависимости ρ_c . Наряду с TiN на границе раздела возникают и другие соединения, в том числе с участием Ga , формируя неоднородный контакт, о чем свидетельствует разброс экспериментальных точек на зависимости измеренного сопротивления

контакта от обратной величины площади тестовой структуры $R = f(1/\pi r^2)$. Повторное измерение ρ_c в этом же температурном интервале (кривые 2 на рис. 1 и 2) показало, однако, нетипичный ход температурной зависимости ρ_c , а именно, наряду с термополювым механизмом токопереноса с двумя энергиями активации и переходной областью в интервале $T = 77\text{--}270\text{ K}$, в области температур $> 270\text{ K}$ наблюдался рост ρ_c . Заметим, что такой ход температурной зависимости ρ_c с повышением температуры измерения от 150 до 400 K наблюдался и обсуждался только в [8, 10, 23] в сплавных омических контактах $\text{In}-n\text{-GaN}$ при вжигании In при $T = 600^\circ\text{C}$ и в [22] в интервале температур $50\text{--}300^\circ\text{C}$ после вжигания Ti при $T = 800^\circ\text{C}$ в течение 30 с (металлизация $\text{Ti}-\text{Au}-\text{Pd}-\text{Au}$). В первом случае рост ρ_c , предположительно, обусловлен металлической проводимостью по In -шунтам, локализованным на дислокациях, пронизывающих ОПЗ, или на других структурных дефектах, во втором — по мнению авторов, связан с увеличением высоты барьера на границе металл– GaN , обусловленным структурными нарушениями при отжиге в приконтактной области GaN .

Использованные в нашей работе технологические воздействия, а также данные морфологических исследований, представленные на рис. 3, могут указывать на возможность формирования проводящих металлических шунтов как вследствие осаждения атомов Ga на дислокациях, плотность которых превышает 10^8 см^{-2} , так и в результате поглощения атомов Ga микропорами, возникающими в процессе колончатого роста эпислоев GaN (см. таблицу).

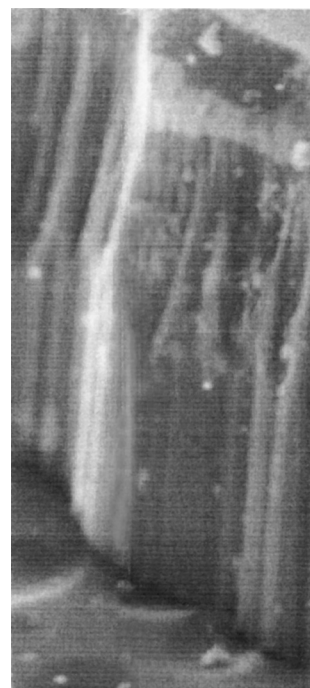


Рис. 3. Фрагмент мезоструктуры исходного омического контакта $\text{Au}-\text{TiB}_x-\text{Al}-\text{Ti}-n\text{-GaN}$.

Удельное сопротивление Ga, ρ_{Ga} , сопротивление шунта R_{sh} , удельное контактное сопротивление ρ_c , количество шунтов на единицу площади при различных температурах

T , К	ρ_{Ga} , 10^{-5} Ом · см	R_{sh} , 10^5 Ом	ρ_c , 10^{-4} Ом · см	N , 10^8
290	4.25	1.68	1	16.8
300	4.39	1.73	2	8.6
330	4.84	1.91	4	4.7
360	5.28	2.09	7	2.98

Однако данные по температурным зависимостям контактного сопротивления находятся в противоречии с предложенной в [8,10,23] моделью омического контакта. В исходных образцах не наблюдается рост контактного сопротивления с повышением температуры. Более того, несмотря на значительный разброс величины контактного сопротивления в отмеченном диапазоне температур, общей тенденцией было понижение контактного сопротивления. Участок с характерной металлической проводимостью наблюдался лишь после повторных температурных измерений, выполненных на этих контактных структурах. Причем рост ρ_c наблюдался при превышении температуры 300 К, при этом также имел место разброс величин контактного сопротивления, менее выраженный, чем в исходных структурах.

На рис. 4 и 5 представлена топология поверхности GaN после удаления слоя металлизации с исходных и отожженных контактных структур. Наблюдаются изменения в контрасте поверхностей, которые, предположительно, можно связать с микровыделениями металлической фазы: кластеров Ga.

Основываясь на этих данных, можно предположить, что омический контакт формируется островками Ga, контактирующими с металлическим слоем и поверхностью сильно вырожденного GaN. Электронные состояния металла для одиночного островка, в первом приближении, могут быть найдены на основании модели трехмерного потенциального ящика с бесконечно высокими стенками [25]. Поскольку геометрические размеры островка невелики, спектр его электронных уровней будет дискретным и расстояние между соседними уровнями ΔE , достаточно удаленными от дна ямы, составляет

$$\Delta E = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{\pi}{d} \right)^2, \quad (6)$$

где d — характерный размер островка и m^* — эффективная масса электрона проводимости металла.

Для островков малых размеров можно ожидать появление дискретных уровней, причем энергетический интервал между ними должен возрастать обратно пропорционально квадрату размера островка. В том случае, когда расстояние между уровнями меньше тепловой энергии электронов ($\Delta E < kT$), энергетический спектр можно считать квазинепрерывным, а плотность уровней вблизи уровня Ферми ϵ_F для электронов островка $\rho(\epsilon_F)$

составляет

$$\rho(\epsilon_F) = \frac{d^3}{4\pi^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \epsilon_F^{\frac{1}{2}}. \quad (7)$$

Сделанные заключения касались одной идеализированной частицы. Однако в нашем случае невозможно получить систему малых идентичных частиц. Все они отличаются размерами, формой, поверхностными дефектами и, как следствие, распределением уровней электронов и средним расстоянием между ними. Поэтому при анализе

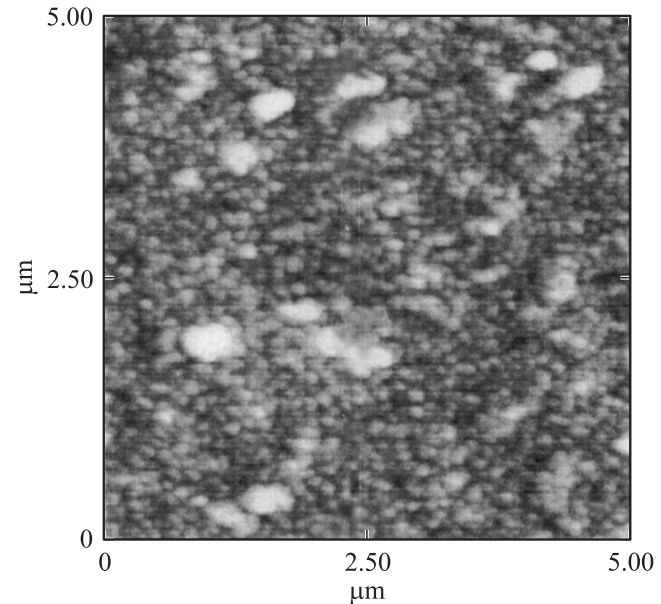


Рис. 4. Топология поверхности GaN после удаления слоя металлизации на неотожженных контактных структурах Au/TiB₂/Al/Ti/GaN.

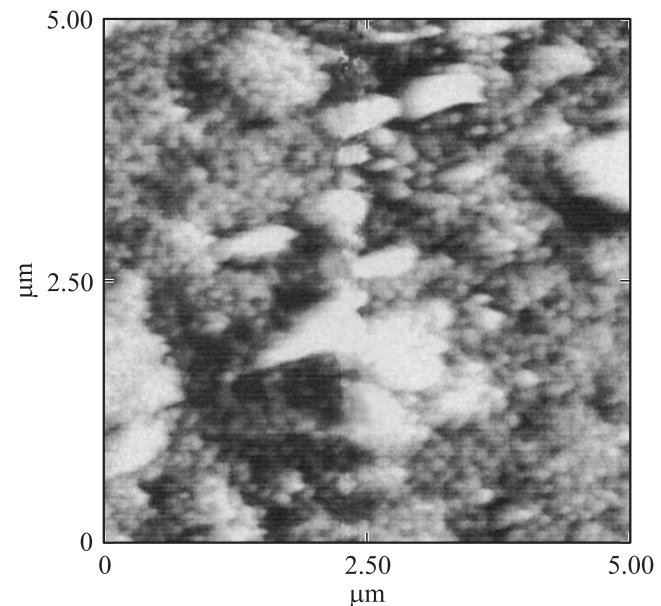


Рис. 5. Топология поверхности GaN после удаления слоя металлизации на отожженных при $T = 700^\circ\text{C}$ контактных структурах Au/TiB₂/Al/Ti/GaN.

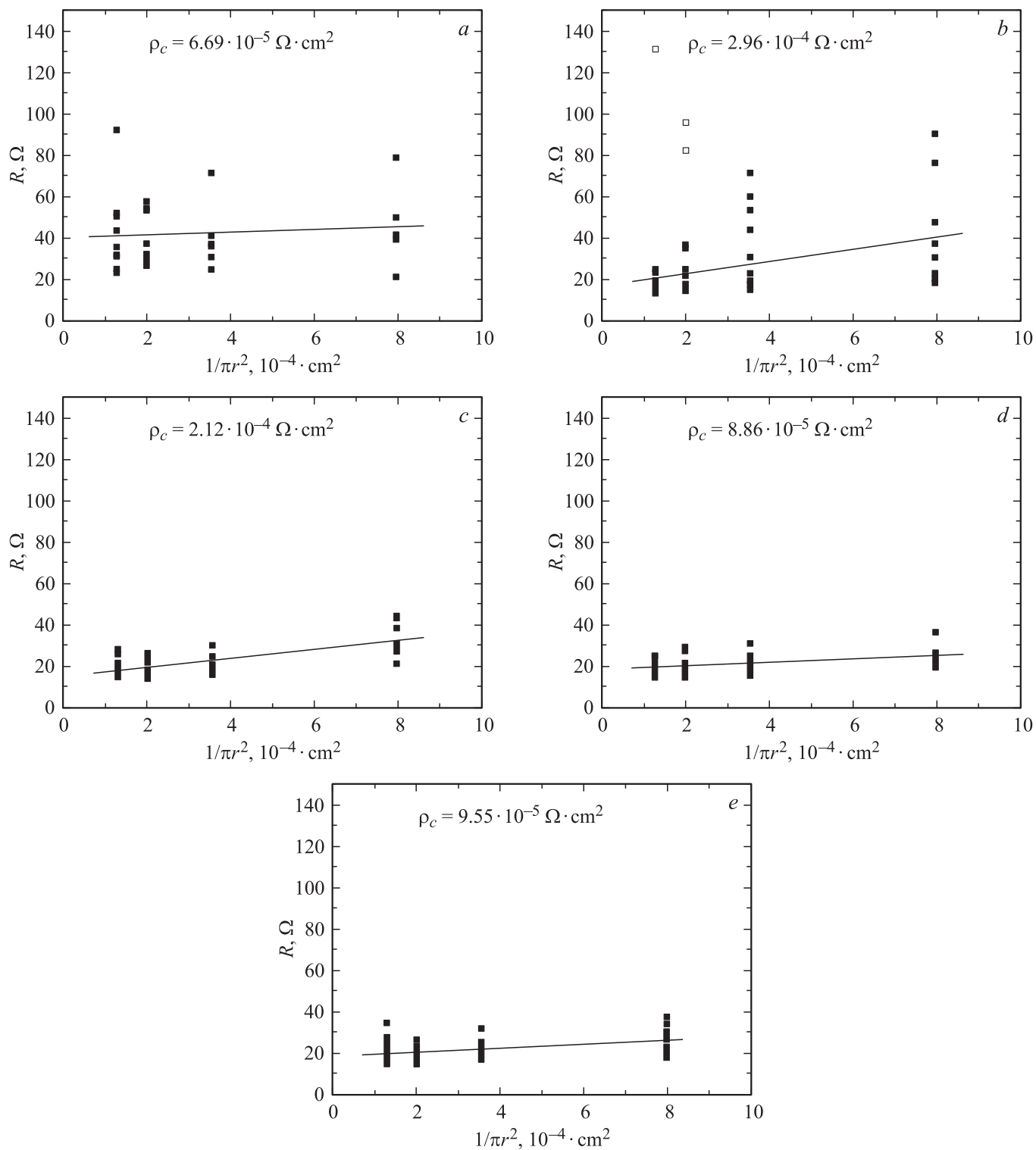


Рис. 6. Распределения величины сопротивления по пластине для разных диаметров контактов TLM структуры до и после температурного измерения (*a, b*), после микроволновой обработки в течение 60 (*c*), 1000 с (*d*) и после 9 месяцев хранения при комнатной температуре (*e*): 40, 60, 80, 100 мкм — диаметры контактных структур.

их вклада в токоперенос следует учитывать распределение уровней электронов как в отдельной частице, так и по всем частицам ансамбля. Последовательный учет всех этих факторов невозможен, тем более что форма

и размеры частиц изменяются под действием, как было показано выше, температуры, а также СВЧ-воздействий, к анализу влияний которых на свойства контактных структур мы перейдем.

После микроволновой обработки в течение 60 с в интервале температур 77–160 К на зависимости $\rho_c(T)$ сохраняется туннельный механизм токопереноса, протяженность второго участка уменьшилась и наблюдалась в интервале температур 160–180 К. При этом энергия активации на втором участке зависимости $\ln(\Delta RT) = f(q/kT)$ составила ~ 0.28 эВ, что характерно для термополевой эмиссии, третий участок (интервал температур 180–375 К) характеризовался отсутствием температурной зависимости ρ_c .

После микроволнового облучения в течение 1000 с на зависимости $\rho_c(T)$ наблюдаются три участка: низкотемпературный (77–154 К), с преимущественно туннельным механизмом токопереноса, участок в температурном интервале 150–175 К с энергией активации ~ 0.10 эВ и туннельным механизмом токопереноса в области температур 175–375 К.

По истечении 9 месяцев хранения образца при комнатной температуре на зависимости $\ln(\Delta RT) = f(q/kT)$ наблюдается преимущественно туннельное прохождение тока во всем измеряемом интервале температур (77–375 К).

Из приведенных данных видно, что изменения температурной зависимости ρ_c и $\ln(\Delta RT)$ после микроволновой обработки оказываются типичными для классического омического контакта к сильно легированному полупроводнику, с характерным полевым и термополевым механизмами токопереноса. Такой контакт, по нашему мнению, формируется в процессе микроволновой обработки, которая в отличие от БТО, характеризующейся нагревом всего объема образца, обуславливает локальный разогрев металлических включений и латеральный массоперенос галлия, усиленный релаксацией внутренних механических напряжений (ВМН). Подобную релаксацию ВМН мы наблюдали в [15]. Учитывая также низкую температуру плавления Ga (29.78°C), можно предположить, что локальный разогрев галлиевых включений до жидкого состояния обуславливает растекание жидкого Ga по структурным неоднородностям границы раздела металл–GaN. Вследствие высокой химической активности жидкого галлия он взаимодействует с другими компонентами контакта, способствуя дополнительно формированию донорных дефектов в приконтактной области, что согласуется как с туннельным механизмом токопереноса и уменьшением величины ρ_c , так и с отсутствием участка металлической проводимости на зависимости $\rho_c(T)$ после микроволновой обработки и хранения образцов в течение 9 месяцев при комнатной температуре.

Анализ полученных результатов показывает, что существенным для исходных контактных структур после повторного измерения ρ_c в диапазоне $T = 77$ –380 К является большой разброс величин измеряемых сопротивлений омических контактов (рис. 6, *a, b*), свидетельствующих о значительной гетерогенности границы раздела Me–GaN. После микроволнового облучения в

течение 60 и 1000 с, а также после 9 месяцев хранения гетерогенность границы раздела последовательно уменьшается (рис. 6, *c–e*), что хорошо согласуется с данными о стимулированном микроволновой обработкой геттерировании дефектов в области границы раздела металл–полупроводник и последующей долговременной релаксации механических напряжений [26].

4. Заключение

На основании проведенных исследований температурных зависимостей ρ_c исходных и прошедших кратковременную микроволновую обработку омических контактов Au–TiB_x–Al–Ti–*n*-GaN обнаружено, что в исходном образце наблюдается слабое уменьшение ρ_c с ростом температуры во всем измеряемом диапазоне температур, характерное для термополевого механизма токопереноса с преобладанием туннельного тока. При повторном измерении $\rho_c = f(T)$ наряду с обычным механизмом токопереноса в интервале температур 77–225 К, обусловленным термополевым эмиссией, наблюдается нетипичный для омического контакта рост ρ_c в интервале температур $T = 275$ –380 К. Под влиянием микроволнового облучения такие области, вследствие высокой химической активности Ga, трансформируются в контакты, формируемые соединениями Ga с другими компонентами металлизации с малой работой выхода и возможным возникновением в приконтактной области доноров, что обуславливает и уменьшение ρ_c , и туннельный механизм токопереноса. Последний становится преобладающим после 9 месяцев хранения при комнатной температуре образцов, подвергнутых микроволновой обработке в течение 1000 с. При этом наблюдается уменьшение разброса величины ρ_c по пластине, свидетельствующее о гомогенизации границы раздела металл–GaN.

Полученные экспериментальные данные о температурной зависимости ρ_c в омических контактах с титановым контактообразующим слоем к *n*-GaN и ее модификации при микроволновой обработке необходимо учитывать при разработке технологии омических контактов к нитридгаллиевым приборным структурам.

Список литературы

- [1] Hadis Morkoç. *Nitride Semiconductors and Devices* (Berlin, Springer, 1999).
- [2] В.Н. Данилин, Ю.П. Докучаев, Т.А. Жукова, М.А. Комаров. *Обзоры по электрон. техн. Сер. 1. СВЧ техника* (М., ГУП НПП „Пульсар“, 2001) вып. 1.
- [3] Ю.Г. Шретер, Ю.Т. Ребане, В.А. Зыков, В.Г. Сидоров. *Широкозонные полупроводники* (СПб., Наука, 2001).
- [4] S. Noor Mohammad. *J. Appl. Phys.*, **95** (12), 7940 (2004).
- [5] J. Wurfl, V. Abrosimova, J. Hilsenbeck, E. Nebauer, W. Rieger, G. Trankle. *Microelectron. Reliab.*, **39** (10), 1737 (1999).
- [6] O.Z. Lin, S.S. Lan. *Sol. St. Electron.*, **42** (5), 677 (1998).
- [7] Hadis Morkoç. *Handbook of Nitride Semiconductors and Devices* (Wiley-VCH Verlag, 2008) v. 2.

- [8] В.Н. Бессолов, Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг, О.В. Константинов, Е.А. Поссе. ФТП, **42** (11), 1345 (2008).
- [9] R. Khanna. PhD Thesis (University of Florida, Florida, USA, 2007).
- [10] Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг. ФТП, **41** (11), 1281 (2007).
- [11] N. Ramesha Reddy, V. Rajagopal Reddy, Chel-Jong Choi. Microelectron. Eng., **83** (10), 1981 (2006).
- [12] R. Khanna, S.J. Pearton, F. Ren, I.I. Kravchenko. Appl. Surf. Sci., **253** (4), 2340 (2006).
- [13] M.A. Miller, S.-K. Lin, S. Mohneya. J. Appl. Phys., **104** (6), 064 508 (2008).
- [14] E.D. Atanassova, A.E. Belyaev, R.V. Konakova, P.M. Lytvyn, V.V. Milenin, V.F. Mitin, V.V. Shynkarenko. Preprint NTC (Institute for Single Crystals, Kharkiv, 2007).
- [15] А.Е. Беляев, Н.С. Болтовец, В.Н. Иванов, Р.В. Конакова, Е.Ю. Колядина, Я.Я. Кудрик, Л.А. Матвеева, В.В. Миленин, В.Н. Шеремет. Тр. 18-й Крымской конф. по СВЧ технике и телекоммуникационным технологиям (Севастополь, Вебер, 2008).
- [16] А.Н. Андреев, М.Г. Растегаева, В.П. Растегаев, С.А. Решанов. ФТП, **32** (7), 832 (1998).
- [17] F. Incolano, F. Roccaforte, A. Alberti, C. Bongiorno, S. Di Franco, V. Raineri. J. Appl. Phys., **100** (12), 123 706 (2006).
- [18] Chuan Xu, Jinuan Wang, Haiyan Jin, J. Zhou, P. Wen Cheng. Rare Metals, **26** (5), 463 (2007).
- [19] A.N. Bright, P.J. Thomas, M. Weyland, D.M. Tricker, C.J. Humphreys. J. Appl. Phys., **89** (6), 3143 (2001).
- [20] L. Wang, F.M. Mohammad, I. Adesida. Appl. Phys. Lett., **87** (14), 141 915 (2005).
- [21] L. Wang, F.M. Mohammad, I. Adesida. Appl. Phys., **101** (1), 013 702 (2007).
- [22] C. Lu, H. Chen, X. Lu, X. Xie, S. Noor Mahammad. J. Appl. Phys., **91** (11), 9218 (2002).
- [23] Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг, О.В. Константинов, В.Г. Никитин, Е.А. Поссе. ФТП, **40** (10), 1204 (2006).
- [24] J.D. Guo, M.S. Feng, R.J. Guo, F.M. Pan, C.Y. Chang. Appl. Phys. Lett., **67** (3), 2657 (1995).
- [25] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Квантовая механика* (М., Наука, 1972).
- [26] Н.С. Болтовец, А.Б. Камалов, Е.Ю. Колядина, Р.В. Конакова, П.М. Литвин, О.С. Литвин, Л.А. Матвеева, В.В. Миленин, А.Е. Ренгевич. Письма ЖТФ, **28** (4), 57 (2002).

Редактор Л.В. Беляков

Effect of microwave treatment on the current transport mechanisms in Au–TiB_x–Al–Ti–n⁺–n–n⁺–GaN–Al₂O₃ Ohmic contacts

A.E. Belyaev, N.S. Boltovets*, S.A. Vitusevich, V.N. Ivanov*, R.V. Konakova, Ya.Ya. Kudryk, A.A. Lebedev⁺, V.V. Milenin, Yu.N. Sveshnikov[•], V.N. Sheremet

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

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

⁺ Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia

[•] Close Corporation „Elma-Malachite“, 124460 Zelenograd, Russia

Abstract We studied the temperature dependences of contact resistivity ρ_c of Au–TiB_x–Al–Ti–n⁺–n–n⁺–GaN–Al₂O₃ Ohmic contacts before and after microwave treatment followed with sample holding at room temperature for nine months. The above dependences for the initial samples were measured twice. The first measurement gave the temperature dependence typical of Ohmic contacts. The repeat determination made at temperatures over 270 K demonstrated ρ_c growth due to metallic conductivity. After microwave treatment no metallic conductivity was observed in the Ohmic contact. This seems to be due to local heating of gallium inclusions under microwave action and formation of Ga compositions with metallization components because of higher chemical activity of liquid gallium. In this case the temperature dependence of ρ_c is determined by the usual current transport mechanisms. After holding at room temperature for nine months the temperature dependence of ρ_c corresponds to the tunnel mechanism of current transport.