

01;05

Механизм протекания тока в сплавленном омическом контакте In–GaAs

© Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг, О.В. Константинов, В.Г. Никитин, Е.А. Поссе

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: tblank@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 30 мая 2006 г.)

Изучен механизм протекания тока в сплавленном In омическом контакте к слаболегированному арсениду галлия ($n = 4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$). Из зависимости сопротивления контакта, приведенного к единице площади, от температуры было установлено, что основным механизмом протекания тока является термоэлектронная эмиссия через потенциальный барьер высотой 0.03 eV.

PACS: 72.80.-r

Введение

Арсенид галлия в настоящее время широко используется в полупроводниковой электронике и оптоэлектронике для быстродействующих микросхем, приборов СВЧ, детекторов ядерных частиц, светодиодов и лазеров. С другой стороны, арсенид галлия является модельным материалом для исследования электрических и оптических явлений в прямозонных полупроводниках. В связи с этим большое внимание уделяется исследованию и созданию омических контактов к GaAs.

Поскольку на поверхности GaAs уровень Ферми жестко закреплен за счет высокой плотности поверхностных состояний $D_s \sim 10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ [1], то для образования омического контакта необходимо либо существенно снизить значение D_s [2], либо сильно легировать приповерхностную область (до $10^{20} - 10^{21} \text{ cm}^{-3}$) [3], либо выращивать на поверхности слой узкозонного полупроводника. Например, в наиболее распространенных омических контактах Ni/Au + Ge/Ni/Au к GaAs при нагреве за счет интерфейсных реакций образуется структура $\beta\text{-AuGa/NiAs:Ge/GaAs}$ и легированный до 10^{20} cm^{-3} слой GaAs [4]. Несмотря на то что сопротивление подобных омических контактов, приведенное к единице площади, R_c достигало очень низких значений ($10^{-6} - 10^{-8} \Omega \cdot \text{cm}^2$) [5–9], исследованию механизма протекания тока в омических контактах к GaAs было уделено мало внимания. В работах [10–15] (см. таблицу) исследовались контакты, в которых не происходило существенного растворения полупроводника в металле — контакты были либо несплавными, либо тонкопленочными, либо проходили термообработку при низкой температуре ($\sim 300^\circ\text{C}$). Кроме того, в этих работах исследовались контакты к сильнолегированному GaAs, концентрация носителей зарядов ($n = 10^{18} - 10^{20} \text{ cm}^{-3}$), и практически не изучались структуры со слаболегированным GaAs ($n < 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) из-за высокого сопротивления омического контакта.

В настоящей работе изучался механизм протекания тока в сплавленном омическом контакте к арсениду галлия,

в котором происходит существенное растворение полупроводника в металле.

Методика эксперимента

Исходным материалом был монокристаллический $n\text{-GaAs}$, выращенный методом Чохральского. Концентрация электронов в слоях была $4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, подвижность $\sim 5000 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ (300 K).

Плотность дислокаций P_d в кристаллах GaAs, определенная методом травления, не превышала 10^4 cm^{-2} . Из слитков вырезались образцы в виде прямоугольных параллелепипедов различной высоты от 2.1 до 11 mm. Площадь поперечного сечения — от 0.43×2.1 до $0.45 \times 2.3 \text{ mm}^2$. В верхнюю и нижнюю грани (площадью около 1 mm^2) вплавлялись слои In в потоке очищенного водорода при температуре 500°C .

После вплавления и охлаждения до комнатной температуры для всех структур измерялись вольт-амперные характеристики (ВАХ) в интервале температур $T = 77 - 420 \text{ K}$. Точность поддержания температуры в термостате 1 K.

Все полученные структуры имели линейную ВАХ, и с увеличением высоты их сопротивление увеличивалось. Для разделения сопротивлений омического контакта R_c и сопротивления толщи полупроводника R_{bulk} определялась зависимость измеренного сопротивления R_{meas} структур от их высоты (расстояния между контактами d), таким образом

$$R_{\text{meas}} = 2R_c + R_{\text{bulk}} = 2R_c + \frac{\rho d}{S} = 2R_c + \frac{d}{qN\mu_n S}, \quad (1)$$

здесь ρ — удельное сопротивление толщи полупроводника, S — площадь контакта, μ_n — подвижность.

Зависимость R_{meas} от d была линейной. Отсечка этой прямой по оси ординат должна соответствовать удвоенному приведенному сопротивлению контакта, а наклон этой зависимости должен быть равен удельному сопротивлению толщи полупроводника

$$\rho = \frac{1}{qN\mu_n}. \quad (2)$$

Механизм протекания тока в омическом контакте к арсениду галлия

Контакт	Концентрация носителей заряда, см ⁻³	Механизм протекания тока	Высота потенциального барьера, eV	Источник
Au/Ti- <i>n</i> -GaAs (теория)	$n = 10^{20}, 10^{18}$	Туннелирование между металлическим состоянием и зоной проводимости GaAs	0.3–0.5	[10]
Ti/Pt/Ag- <i>p</i> -GaAs	$p = 4 \cdot 10^{20}$	Туннелирование	0.5	[11]
Pt/Ti/ <i>p</i> -GaAs	$p = (5-10) \cdot 10^{18}$	Термоэлектронная эмиссия	0.068	[12]
Au/Pt/Ti- <i>n</i> -GaAs	$n > 10^{18}$	» »	0.09	[13]
InAs/ <i>n</i> -GaAs	$n = 10^{20}$	Туннелирование	0.14–0.26	[14]
Ni/In _x Ga _{1-x} As/ <i>n</i> -GaAs			0.13	[15]
In- <i>n</i> -GaAs	$n = 4 \cdot 10^{15}$	Термоэлектронная эмиссия	0.03	Настоящая работа

Экспериментальные результаты

При температуре $T = 250-400$ К сопротивление омических контактов, приведенное к единице площади, R_c уменьшалось с ростом температуры (см. рисунок). Зависимость R_c от $1/T$ в полулогарифмическом масштабе оказалась линейной, определенная из этой зависимости высота потенциального барьера ϕ_B оказалась равна 0.03 eV.

По современным представлениям, ток через контакт металл-полупроводник может протекать над барьером (термоэлектронная эмиссия) либо сквозь барьер (полевая эмиссия). Согласно теории термоэлектронной эмиссии [16], приведенное к единице площади сопротивление омического контакта R_c уменьшается с ростом температуры T и увеличивается с ростом высоты барьера

металл-полупроводник ϕ_B экспоненциально

$$R_c = \frac{k}{qAT} \exp\left(\frac{q\phi_B}{kT}\right), \quad (3)$$

здесь k — постоянная Больцмана, q — заряд электрона. Согласно теории полевой эмиссии, R_c увеличивается с ростом ϕ_B , уменьшается с ростом концентрации некомпенсированных примесей в полупроводнике N и практически не зависит от T :

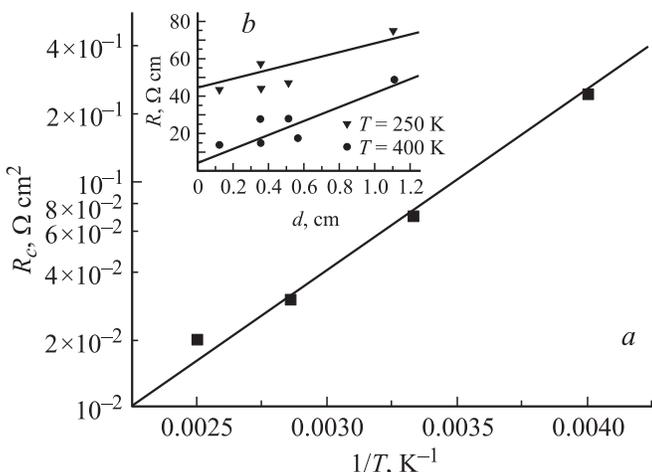
$$R_c \sim \exp\left(\frac{\phi_B}{E_{00}}\right), \quad \text{где } E_{00} = \frac{q\hbar}{2} \sqrt{\frac{N}{\epsilon_s m^*}}, \quad (4)$$

здесь \hbar — постоянная Планка, N — концентрация некомпенсированных примесей в полупроводнике, ϵ_s — диэлектрическая проницаемость полупроводника, m^* — эффективная масса электрона в полупроводнике.

В работе [17] было выдвинуто предположение о том, что в сплавном контакте омический контакт может образоваться за счет возникновения металлических шунтов, связанных с дислокациями и другими приповерхностными недостатками. Сопротивление такого контакта должно зависеть от плотности поверхностных дислокаций P_d : чем больше P_d , тем меньше R_c . Это предположение было подтверждено на примере омического контакта к GaN [18], в котором плотность дислокаций выше 10^8 см^{-2} . В этом случае температурная зависимость сопротивления омического контакта должна соответствовать металлическому типу проводимости, т.е. приведенное сопротивление должно увеличиваться с температурой.

Таким образом, зависимость $R_c = f(T, N)$ позволяет определить механизм протекания тока в омическом контакте, а также высоту барьера ϕ_B , определяющего протекание тока в омическом контакте.

В нашем случае зависимость приведенного сопротивления сплавного омического контакта к слаболегированному GaAs уменьшалась с ростом температуры. Таким образом, температурная зависимость R_c и механизм протекания тока в сплавном In омическом контакте к GaAs существенно отличаются от температурных зависимостей R_c и механизма протекания тока в сплавном



a — зависимость сопротивления омического контакта R_c для In-*n*-GaAs от обратной температуры $1/T$ в полулогарифмическом масштабе. Определенная из наклона этой зависимости высота потенциального барьера металл-полупроводник составляет 0.03 eV. *b* — зависимость измеренного сопротивления R структур In-*n*-GaAs с двумя омическими контактами от расстояния между контактами d для двух температур.

In омическом контактах к GaN и GaP [17,18]. Это можно объяснить существенно меньшей (на 3–4 порядка) плотностью дислокаций и других недостатков в исходном полупроводнике. При плотности дислокаций $\sim 10^3\text{--}10^4\text{ см}^{-2}$ протекание тока по металлическим шунтам становится несущественным. Кроме того, при сплавлении In в GaAs не происходит существенного легирования приповерхностной области полупроводника, что делает несущественным туннелирование. В результате основной вклад в сопротивление омического контакта вносит прохождение электронов над потенциальным барьером. Высота потенциального барьера, преодолеваемого электронами в омическом контакте, была определена из наклона зависимости приведенного сопротивления омического контакта от обратной температуры (см. рисунок). Она оказалась равной 0.03 eV, что сравнимо с величинами, приведенными в литературе для несплавных контактов к GaAs в случае термоэмиссионного механизма протекания тока.

Таким образом, основным механизмом протекания тока в сплавном In-контакте к слаболегированному GaAs с низкой плотностью дислокаций является термоэлектронная эмиссия через потенциальный барьер высотой 0.03 eV.

Список литературы

- [1] *Zu C.* Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984 (Пер. с англ.: Sze S.M. Physics of Semiconductor Devices. New York: Wiley, 1981).
- [2] *Carpenter M.S., Melloch M.R., Lundstrom M.S., and Tobin S.P.* // Appl. Phys. Lett. 1988. Vol. 52. N 25. P. 2157.
- [3] *Holloway P.H., Kim T.J., Trexler J.T.* et al. // Appl. Surf. Sci. 1997. Vol. 117/118. P. 362.
- [4] *Shih Y.-Ch., Murakami M., Wilkie E.L., and Callegari A.C.* // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 62. N 2. P. 582.
- [5] *Lim J.W., Mun J.K., An S.J.* et al. // J. Appl. Phys. p.1-Reg. Pap. Short Notes & Rev. Pap. J. Korean Phys. Soc. 2000. Vol. 39. N 5a. P. 2546.
- [6] *Oktyabrsky S., Aboelfotoh M.O., Narayan J.* // J. Electr. Mat. 1996. Vol. 25. N 11. P. 1673.
- [7] *Lee H.S., Cole M.W., Lareau R.T.* et al. // J. Appl. Phys. 1992. Vol. 72. N 10. P. 4773.
- [8] *Ghita R.V., Logofatu C., Negrila C.* et al. // J. Optoelect. and Acv. Mat. 2005. Vol. 7. N 6. P. 3033.
- [9] *Wu C.H., Liao S.M., Chang K.C.* // Mat. Sci. and Engin. B-Sol. St. Mat. for Adv. Tech. 2005. Vol. 117. N 2. P. 205.
- [10] *Chen N.-P., Ueng H.J., Janes D.B.* et al. // J. Appl. Phys. 2000. Vol. 88. N 1. P. 309.
- [11] *Shimawaki H., Furuhashi N., Honjo K.* // J. Appl. Phys. 1991. Vol. 69. N 11. P. 7939.
- [12] *Katz A., Nakahara S., Savin W., and Weir B.E.* // J. Appl. Phys. 1990. Vol. 68. N 8. P. 4133.
- [13] *Zhou J., Xia G., Li B., Liu W.* // Appl. Phys. A — Mat. Sci. and Proc. 2003. Vol. 76. N 6. P. 939.
- [14] *Shiraishi Y., Furuhashi N., and Okamoto A.* // J. Appl. Phys. 1994. Vol. 76. N 9. P. 5099.
- [15] *Uchibori C.J., Oku T., Kameya N.* et al. // Mat. Transact. JIN. 1996. Vol. 37. N 4. P. 670.

- [16] *Rhoderick E.H.* Metal-Semiconductor Contacts. Oxford, 1978.
- [17] *Бланк Т.В., Гольдберг Ю.А., Константинов О.В.* и др. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. Вып. 19. С. 17–24.
- [18] *Бланк Т.В., Гольдберг Ю.А., Константинов О.В.* и др. // ФТП. 2006. Т. 40. Вып. 10. С. 1204.