

Общая физика

УДК 621.315; 537.5; 53.097

Протекание тока в автоэмиссионном наноконтакте металл—полупроводник

Е. Г. Глуховской, Н. Д. Жуков

На туннельном микроскопе исследованы ВАХ в автоэмиссионном наноконтакте вольфрамовый микрозонд—микрозерно поверхности полупроводников A_3B_5 . ВАХ эмиссии из зёрен GaAs соответствуют теории полевой эмиссии из металлов, а узкозонных InSb и InAs — эмиссии из приповерхностных электронных состояний. В режимах эмиссии и инжекции наблюдались важные для практики явления низкополевой эмиссии и ограничений тока локализованным зарядом. Результаты объясняются в рамках модели кулоновского взаимодействия и локализации лёгких электронов.

PACS: 73.23.-b; 73.63.-b

Ключевые слова: автоэмиссионный контакт, автоэмиссия, инжекция, рекомбинация, локализация электронов, кулоновская блокада, приповерхностная зона.

Введение

В связи с развитием нанoeлектроники исследуются туннельные контакты для случаев наноструктур, в которых элементы разделены субнанозазором, заполненным атомами иных материалов [1]. Расположение наноразмерных элементов в реальных схемах, однако, может быть таким, что между ними имеются наноразмерные зазоры, не заполненные твердотельной средой. В этих случаях токоперенос между нанoelementами имеет природу полевой эмиссии (автоэмиссии), а их контакт может быть назван как автоэмиссионный.

В работе исследованы механизмы токопереноса в контакте с нанозазором металлический микрозонд — микрозерно поверхности полупроводника. При этом выбраны полупроводники соединений A_3B_5 — узкозонные антимонид индия InSb и арсенид индия InAs, относительно широкозонный — арсенид галлия GaAs. Выбор обоснован значительной перспективой использования этих материалов в нанoeлектронике и тем, что эти полупроводники имеют большую разницу в свойст-

вах размерного квантования, что должно проявиться в явлениях токопереноса в структурах с наноразмерными элементами [2]. Типы и параметры полупроводников указаны в таблице, в которой приняты обозначения: т.п. — тип проводимости, n — электронная, p — дырочная, i — собственная; ρ — удельное сопротивление; N — концентрация носителей.

Методики эксперимента и анализа

Измерения проводились методом сканирующей зондовой микроскопии на СЗМ НАНОЭДЬЮКАТОР-1. Подробная информация о методе приведена в статьях авторов [2, 3]. Зоны на образцах для измерений в виде микро- и нанозёрен выбирались по силовым и токовым топограммам на основе отработанной методики, гарантирующей отсутствие «загрязнений» на поверхности полупроводника. Кроме того, выбор точек измерений определялся наличием специфических для полупроводников картин спектров плотности состояний [4].

Анализ проведён методом сопоставления экспериментальных данных с формулами теорий, описывающих те или иные механизмы токопереноса [5]. Токоперенос проявляется как эмиссия электронов, инжекция, диффузия, дрейф и рекомбинация носителей заряда в приповерхностной зоне полупроводника.

Эмиссия электронов из металла и невырожденного полупроводника в вакуум описываются формулой для плотности тока J_E [6]:

$$J_E = A E^2 \varphi^{-1} \exp[-BH (E)^{-1} \varphi^{3/2} (m/m_0)^{1/2}]. \quad (1)$$

Глуховской Евгений Геннадьевич, доцент.
Национальный исследовательский Саратовский
Государственный университет.
Россия, 640000, Саратов, ул. Астраханская, 83.
Жуков Николай Дмитриевич, гл. научный сотрудник.
ООО «Волга-Свет».
Россия, 640033, Саратов, пр. 50 лет Октября, 101.
Тел. (8960) 359-57-35. E-mail: ndzhukov@ Rambler.ru

Статья поступила в редакцию 20 марта 2015 г.

© Глуховской Е. Г., Жуков Н. Д., 2015

Транспорт носителей заряда в приповерхностной зоне полупроводника с плотностью тока J_S описывается уравнением непрерывности [7]:

$$J_S = e\mu [nE - (kT/e)dn/dx]. \quad (2)$$

В формулах (1) и (2) обозначены: E — величины поля, ϕ — работа выхода в материале, n — концентрация неравновесных носителей заряда в полупроводнике, μ — подвижность носителей, e — заряд электрона, m — эффективная масса электрона в полупроводнике, m_0 — масса «свободного» электрона, kT — квант тепловой энергии, A и B — постоянные, зависящие от параметров материала и геометрии промежутка зонд—полупроводник, H — поправочная функция Нордгейма, изменяемая от 1 до 0 в зависимости от величины проникающего в материал поля. Формулы (1) и (2) получены при упрощающем условии одномерной модели. Это условие применимо в данном случае с учётом того, что в экспериментах радиусы кривизны зонда и зерна полупроводника (сотни нанометров) много больше, чем размер зазора между ними (порядка 10 нм) [2, 3]. Кроме того, правомерность одномерной модели подтверждалась измерениями ВАХ процесса эмиссии из зонда, который хорошо изучен и по которому в работе получено хорошее соответствие формуле (1). Применение одномерной модели позволяет заменить величину поля на поверхности зерна E на величину kV/D , где V — напряжение на образце, k — форм-фактор усиления поля, D — величина зазора.

Во всей цепи протекания тока могут действовать несколько механизмов, каждый из которых лимитирует (определяет) токоперенос на определённом участке вольтамперной характеристики (ВАХ).

Результаты измерений и их обсуждение

Измерения ВАХ проводились в пределах величин, максимально допустимых для прибора СЗМ НАНОЭДЬЮКАТОР-1 и достаточных для исследований характера токопереноса: тока — от 10^{-10} до 10^{-7} А, напряжения — от -5 до $+5$ В. Проводился анализ процессов эмиссии электронов из полупроводника («минус» на полупроводнике) и инжекции в полупроводник («плюс» на полупроводнике). При измерениях ВАХ омическое сопротивление всей цепи было в пределах 10^7 — 10^9 Ом. Величины сопротивления объёма полупроводников при этом были на несколько порядков меньше, то есть всё падение напряжения приходилось на приповерхностную зону, где и происходили процессы, определяющие ВАХ.

На рис. 1 и 2 приведены типичные графики участков ВАХ, когда они наилучшим образом со-

ответствуют определённой математической зависимости. Обработка ВАХ проводилась с использованием таблиц и построений в формате Excel. Корреляционные зависимости использовались при условии их коэффициента R^2 не менее 0,99.

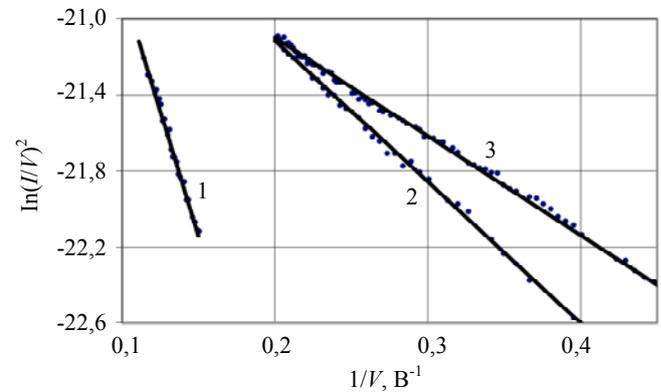


Рис. 1. ВАХ эмиссии: 1 — *p*-GaAs, обр. 31; 2 — *n*-GaAs, обр. 26; 3 — *n*-GaAs, обр. 6

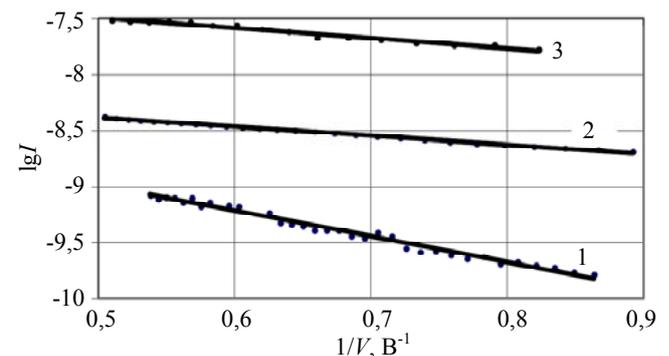


Рис. 2. ВАХ эмиссии: 1 — *n*-InSb, обр. 52; 2 — *n*-InSb, обр. Ш; 3 — *n*-InAs, обр. 30

Эмиссионные токи. На рис. 1 видно, что ВАХ для образцов GaAs соответствуют формуле (1). Для случая эмиссии из невырожденного полупроводника в формуле (1): $A = 1,55 \cdot 10^{-6}$, $B = 6,85 \cdot 10^7$ [6]. Приняв площадку элемента эмиссии на поверхности микрзерна в виде круга с диаметром d , подставив значения A и B , можно получить формулу для расчёта ВАХ в виде:

$$I = 1,2 \cdot 10^{-6} (kd/D)^2 \varphi^{-1} V^2 \exp[-6,85HDk^{-1} \times (m/m_0)^{1/2} \varphi^{3/2} V^{-1}] = 1,2 \cdot 10^{-6} aV^2 \exp[-6,85bV^{-1}] \text{ (А)},$$

где D и d в нанометрах. Величины a и b , найденные по графикам ВАХ рис. 1, приведены в таблице. Для оценок по реальным величинам $D = 10$ нм, $\varphi = 5$ эВ, $m/m_0 = 0,05$ получены значения H/k и kd (таблица). Ввиду того, что проводимость металла зонда на несколько порядков больше, в микрзерне полупроводника усиления поля практически нет, т. е. $k \approx 1$. Тогда можно вычислить величины d и H . Диаметр круга растекания тока по поверхности

зерна — от 7 до 12 нм, что соответствует величинам зазора (распределению поля от точечного металлического электрода). Поправка Нордгейма — менее 0,1, что соответствует большому проникновению поля в полупроводник [6].

Электроны инжектируются в полупроводник, диффундируя в объём микрозерна и рекомбинируя с дырками. Темп рекомбинации и градиенты концентрации пропорциональны величине концентрации неравновесных носителей [7, 8].

Таблица

Сводка экспериментальных и расчётных данных

№№ обр-в	Материал	Т.п.	ρ , Ом·см	N , см ⁻³	a	b	H/k	kd , нм	ϕ , эВ	eN_S/τ , А	C	G
6	GaAs	n	0,01	10^{17}	0,178	-2,7	0,008	11,3			0,3	2,5
26					0,208	-2,5	0,011	13,9		0,4	1,5	
31		p	0,08	10^{18}	0,117	-3,2	0,006	8,1			0,15	2
87					0,325	-2,9	0,015	7,6		0,12	2,2	
52	InSb	n	0,0120	$5 \cdot 10^{16}$					1,0	10^{-8}	0,22	0,45
III		n	0,0002	$1,8 \cdot 10^{18}$					0,8	10^{-8}	0,2	0,7
137		i	0,0190	$2 \cdot 10^{16}$								
30	InAs	n	0,0070	$7,5 \cdot 10^{16}$					0,9	10^{-7}	0,35	0,45

На рис. 2 ВАХ для образцов InSb и InAs удовлетворительно соответствуют прямой в координатах $\lg I$ от $1/V$. Эта зависимость свидетельствует об эмиссии с приповерхностных уровней [6]. Эмиссия происходит с вероятностью [6]:

$$\exp[-4\pi\phi^{3/2}(2m)^{1/2}/3hE] = \exp[-0,5 \phi^{3/2}/E],$$

где ϕ — величина барьера для эмиссии, эВ; m — эффективная масса электрона в InSb и InAs ($\sim 0,02m_0$ [8]); h — постоянная Планка; E — значения поля, В/нм. При реальных для эксперимента максимальных величинах поля порядка 10 В/нм вероятность опустошения уровней будет близка к единице. В этом случае ток эмиссии (ток насыщения) будет равен eN_S/τ , где N_S — число состояний эмиссии, τ — усреднённое значение времени жизни на уровнях эмиссии. Тогда выражение для тока примет вид: $I = eN_S/\tau \exp[-0,5 \phi^{3/2}D/V]$ (учтено — $E = V/D$). Полагая, что измеряемая в экспериментах величина зазора $D = 10$ нм, а $\tau = (10^{-7}—10^{-8})$ с [8], по данным ВАХ можно найти значения ϕ и $N_S - \phi = (0,8—1,0)$ эВ, $N_S = (10^4—10^5)$.

Инжекционные токи. При положительном потенциале на полупроводнике в него из зонда (зазора) инжектируются электроны. Для всех случаев исследованных образцов ВАХ имели два участка: экспоненциальной зависимости вида $I_C = I_{0C} \exp(CV)$ и степенной зависимости $I_G = I_{0G} V^G$ (графики не приводятся из соображений экономии места) В таблице приведены экспериментальные значения параметров C и G .

Экспоненциальная зависимость ВАХ связана с явлениями преодоления инжектируемыми электронами возникающего в приповерхностной зоне микрозерна энергетического барьера. Малые значения C (табл.) — (5—10) kT — означают, что потенциальные барьеры малы.

В этом случае решение уравнений диффузии и Пуассона приводят к экспоненциальным зависимостям распределения концентрации неравновесных электронов и поля [7, 8]: $n = n_0 \exp(-x/L)$, $E = E_0 \exp(-x/L)$, где n_0 — концентрация неравновесных электронов и E_0 — величина поля на границе полупроводника, L — диффузионная длина для электронов в полупроводнике. Подставляя выражения для n , dn/dx , E в формулу (2), умножая J_S на величину площади растекания ($0,25\pi d^2$) и подставляя $x = 0$, получится выражение для оценки величин тока в полупроводнике: $I_S = 0,25\pi e d^2 \mu n_0 [E_0 - kT/Le]$. ВАХ, таким образом, определяется зависимостью n_0 и E_0 от напряжения на зазоре, μ и L — от величин поля в полупроводнике. В подобных случаях ВАХ имеет степенной характер $I_G = I_{0G} V^G$ с показателем G от 0,5 до 2 [7]. При этом случаи сублинейной ВАХ ($G < 1$) соответствуют механизму ограничения тока зарядом.

Случай собственного InSb (образец 137). ВАХ приведены на рис. 3, где отмечены: «тм» — темновое, «св» — с засветкой, «ск» — на сколе. По характеру ВАХ для случая «тм» («ломаная» синусоида) можно говорить о проявлении ограничения тока, подобного кулоновской блокаде [9—11]. Эффект не проявляется в контакте со сколом («ск») и исчезает при освещении образца («св»).

Таким образом, экспериментально обнаружены различия в ВАХ эмиссионных контактов для арсенида галлия и узкозонных антимонида и арсенида индия. В первом случае характеристики ведут себя обычно, т. е. соответствуя хорошо изученным явлениям эмиссии и инжекции в полупроводниках. Во втором случае ВАХ соответствуют эмиссии с участием приповерхностных электронных состояний, а токи испытывают ограничение локализованным зарядом.

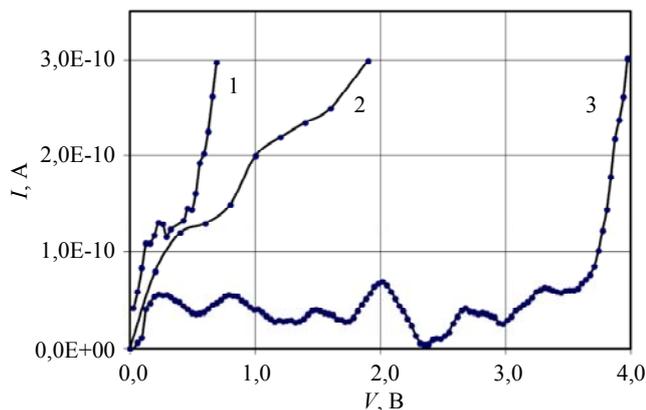


Рис. 3. ВАХ для образца 137, *i*-InSb: 1 — «св»; 2 — «ск»; 3 — «тм»

Полученные малые значения барьеров ϕ для эмиссии из микрозерен InSb и InAs позволяют говорить о её низкополевом характере. Наблюдаемые для них ВАХ свидетельствуют об ограничении тока зарядом, локализованным в приповерхностном слое полупроводника. Спецификой InSb и InAs являются очень малые значения эффективной массы m (лёгкие электроны, $m \sim 0,01m_0$) и энергии ϵ ($< 0,2$ эВ) электронов. Это приводит к сравнительно большим значениям длины волны де Бройля для электрона — $\lambda = h(2m\epsilon)^{-1/2}$ — до 30 нм (для других полупроводников — порядка одного нанометра). Зона действия приповерхностных локализованных состояний эмиссии должна примерно соответствовать размеру λ . Площадь эмиссионной поверхности зерна по условиям эксперимента ~ 3 мкм². Тогда объём размещения локализованных состояний в микрозерне $v \sim 10^{-13}$ см³, концентрация локализованных центров эмиссии — $N_s/v = (10^{17}—10^{18})$ см⁻³, а средние расстояния между центрами — $(N_s/v)^{-3} \sim (10—30)$ нм. Эти значения соответствуют параметрам λ и $(\lambda)^{-3}$.

Локализацию заряда в объёме микрозерна можно объяснить тем, что электроны, переходя из валентной зоны в зону проводимости на время жизни τ_0 , испытывают кулоновское взаимодействие при условии, когда расстояния между ними, определяемые их концентрацией и энергией, становятся по величине сравнимыми с длиной волны де Бройля λ для электрона. Установится некоторое статистическое состояние электронов на уровнях, распределение по энергии которых будет определяться количеством соседствующих электронов и энергией их кулоновского взаимодействия. Под локализацией заряда в данном случае понимается то, что электроны будут находиться на уровнях кулоновского взаимодействия некоторое время τ ,

большее, чем время жизни τ_0 . На размерное квантование и локализацию заряда в приповерхностной зоне зерна оказывают влияние кривизна и неровности его поверхности. На идеально гладкой поверхности эффект не проявляется.

Заключение

В работе показано, что ВАХ эмиссии из зёрен GaAs соответствуют теории полевой эмиссии из металлов, а узкозонных InSb и InAs — эмиссии из приповерхностных состояний полупроводников. В узкозонных полупроводниках наблюдаются важные для практики явления низкополевой эмиссии и ограничения тока локализованным зарядом. За счёт кулоновской блокады темновые токи имеют очень малые величины (менее 10^{-10} А), а токи при засветке, которая «срывает» эффект, — резкий рост. Это должно дать резкое повышение параметров фоточувствительности, что свидетельствует о перспективности использования микроструктурного антимионид индия собственного типа проводимости как фото- и автокатода. Результаты работы могут быть использованы при исследованиях и разработках элементов и схем эмиссионной микроэлектроники и фотокатодов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 14-07-00255.

ЛИТЕРАТУРА

1. Свинцов Д. А., Вьюрков В. В., Лукичёв В. Ф. и др. // ФТП. 2013. Т. 47. В. 2. С. 244.
2. Жуков Н. Д., Глуховской Е. Г. // Нанотехника. 2014. В. 2(38). С. 127.
3. Жуков Н. Д., Глуховской Е. Г. Тезисы докладов X Научно-практической конференции «Нанотехнологии — производству». — М.: «Янус-К». 2014. С. 144.
4. Рыков С. А. Сканирующая зондовая микроскопия полупроводниковых материалов и наноструктур. — СПб: Наука. 2001.
5. Тутов Е. А., Тума Ф. А., Кукуев В. И. // Конденсированные среды и межфазные границы. 2006. Т. 8. № 4. С. 334.
6. Егоров Н. В., Шешин Е. П. Электронная эмиссия. — М.: Изд. Интеллект (Долгопрудный). 2011.
7. Ламперт М., Марк П. Инжекционные токи в твёрдых телах. — М.: Мир. 1973.
8. Маделунг О. Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп. — М.: Мир. 1967.
9. Щелкачёв Н. М., Фоминов Я. В. Электрический ток в наноструктурах: кулоновская блокада и квантовые точечные контакты. — М.: МФТИ. 2010.
10. Баграев Н. Т., Буравлёв А. Д., Клячкин Л. Е. и др. // ФТП. 2005. Т. 39. В. 6. С. 716.
11. Стеценко Б. В. // ЖТФ. 2011. Т. 81. В. 4. С. 152.

Charge transport in metal–semiconductor autoemission nanocontact

E. G. Gluhovskoy¹ and N. D. Zhukov²

¹National Research Saratov State University
83 Astrakhanskaya str., Saratov, 640000, Russia

²Limited Liability Company "Volga-Light"
101 50-let Oktyabrya sq., Saratov, 640033, Russia
E-mail: ndzhukov@rambler.ru

Received March 20, 2015

We have investigated the current-voltage characteristics for the field emission nanocontact "tungsten microprobe—micrograin surface of semiconductors A_3B_5 , which have obtained by the tunnel microscope. The VA curves for an electron emission from GaAs grains are correspond to the theory of field emission from metals, and in the case of narrow-gap InAs and InSb grains are correspond to the emission from near surface electronic states. In modes of emission and injection, phenomena were observed which is important for practice the low-field emission and the limitation of current by a localized charge. The results are explained in terms of the model of the Coulomb interaction and localization of light electrons.

PACS: 73.23.-b; 73.63.-b

Keywords: autoemission contact, autoemission, injection, recombination, electron localization, Coulomb blockade, near-surface zone.

REFERENCES

1. D. A. Svintsov, V. V. V'yurkov, V. F. Lukichev, et al., *Semiconductors* **47**, 244 (2013).
2. N. D. Zhukov and E. G. Gluhovskoy, *Nanotekhnika*, No. 2(38), 127 (2014).
3. N. D. Zhukov and E. G. Gluhovskoy, in *Proc. X Conf. «Nanotechnology — to Production»*. (Yanus-K, Moscow, 2014). P. 144 [in Russian].
4. S. A. Rykov, *Scanning Probe Microscopy of Semiconductors* (Nauka, S-Pb, 2001) [in Russian].
5. E. A. Tutov, F. A. Tuma, and V. I. Kukuev, *Kondens. Sredy* **8**, 334 (2006).
6. N. V. Egorov and E. P. Sheshin, *Electron Emission* (Intellekt, Dolgoprudny, 2011) [in Russian].
7. M. Lampert and P. Mark, *Injective Currents in Solids* (Mir, Moscow, 1973) [in Russian].
8. O. Madelung, *Physics of Semiconductor Compounds of Elements of the III and V Groups* (Mir, Moscow, 1967) [in Russian].
9. N. M. Shchelkachev and Ya. V. Fominov, *Electrical Currents in Nanostructures* (MFTI, Moscow, 2010) [in Russian].
10. N. T. Bagraev, A. D. Buravlev, L. E. Klyachkin, et al., *Semiconductors* **39**, 716 (2005).
11. B. V. Stetsenko, *Tech. Phys.* **81** (4), 152 (2011).