

В. В. БАСАНЕЦ¹, В. С. СЛЕПОКУРОВ², к. ф.-м. н. В. В. ШИНКАРЕНКО², Р. Я. КУДРИК³,
к. т. н. Я. Я. КУДРИК²

Украина, г. Киев, ¹НИИ «Орион», ²Институт физики полупроводников им. В. Е. Лашкарёва НАНУ;
³Львовський національний університет імені Івана Франко

E-mail: kudryk@isp.kiev.ua

ИССЛЕДОВАНИЕ УДЕЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ОМИЧЕСКИХ КОНТАКТОВ Au—Ti—Pd—*n*-Si ДЛЯ ЛАВИННО-ПРОЛЕТНЫХ ДИОДОВ

*Исследовано удельное сопротивление омического контакта Au—Ti—Pd—*n*-Si и механизм токопереноса в интервале температур 100—360 К. Предложен способ уменьшения погрешности определения удельного контактного сопротивления на основе анализа статистических зависимостей измеренных величин. Измеренные значения удельного контактного сопротивления лежат в диапазоне $(0,9-2) \cdot 10^{-5}$ Ом·см². При использовании температурной зависимости удельного контактного сопротивления установлено, что в омическом контакте с высотой барьера 0,22 эВ в температурном диапазоне 100—200 К преобладает полевой механизм токопереноса, в диапазоне 200—360 К — термополевой с энергией активации примерно 0,08 эВ.*

Ключевые слова: удельное сопротивление, омический контакт, лавинно-пролетный диод, термополевая эмиссия.

Развитие полупроводниковой микроволновой электроники требует повышения выходной мощности твердотельных генераторов микроволнового диапазона длины волны. Современные лавинно-пролетные диоды (ЛПД) работают в этом диапазоне в окрестности значений выходной мощности порядка 10 Вт и более в импульсном режиме [1, 2]. Достижение таких исходных параметров возможно при наличии стабильного омического контакта с многослойной металлизацией с удельным контактным сопротивлением ρ_c не более 10^{-5} Ом·см² [3, с. 100].

Как правило, для создания омических (невыпрямляющих) контактов используют переходной слой силицида металла, который образуется при напылении металлизации на подогретую подложку в результате взаимодействия металла с полупроводником. Силицид обладает свойствами твердого раствора, и некоторые его электрофизические параметры отличаются от параметров металла и полупроводника [4]. Поскольку стабильность сформированного контакта в значительной мере зависит от стабильности свойств переходного слоя, контроль величины удельного контактного сопротивления и механизмов токопереноса в омических контактах необходим для прогнозирования стабильности работы ЛПД [5, 6]. В данной работе рассмотрены механизмы токопереноса в невыпрямляющих контактах Au—Ti—Pd—*n*-Si в температурном диапазоне от 100 до 360 К, особенности температурной зависимости ρ_c и способ увеличения точности его оценки при статистических измерениях методом Кокса—Стрека.

Образцы и методы исследования

Были исследованы омические контакты на основе сильнолегированного кремния с концентрацией легирующей примеси (мышьяка) 10^{19} см⁻³. Омический контакт формировали на кремниевой подложке после ее фотонной очистки. На подогретую до 350°C подложку магнетронным напылением в одном технологическом цикле последовательно наносили слои металлизации: Pd (20 нм) — Ti (60 нм) — Au (150 нм). На фронтальной стороне методом фотолитографии формировали вертикальную тестовую структуру с несколькими радиальными контактами для измерения удельного контактного сопротивления методом Кокса—Стрека [7]. Измерение сопротивления контактов шаблона производилось с помощью автоматизированного комплекса на

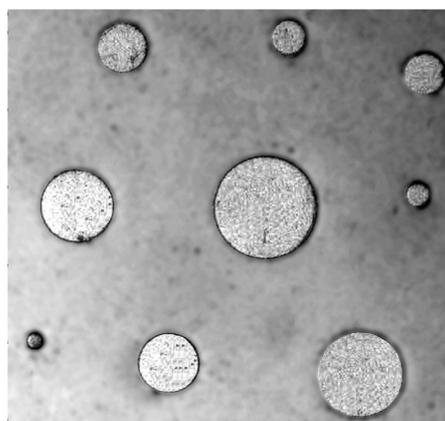


Рис. 1. Шаблон для измерения контактного сопротивления методом Кокса—Стрека

основе зондовой станции «Зонд-А5» и вольтметра В7-46/1.

Шаблон для фотолитографии (рис. 1) содержал девять контактов различного диаметра (230, 200, 165, 135, 115, 95, 80, 55 и 35 мкм). Тыльный омический контакт был сплошным. Исследованы контакты двух типов, различающиеся толщиной пленки золота: I — со слоем Au толщиной 0,15 мкм, нанесенным магнетронным способом; II — с дополнительным, гальванически осажденным толстым (1,5 мкм) слоем Au.

Общее сопротивление вертикальной структуры определяется уравнением [7]

$$R = \frac{4\rho_c}{\pi d^2} + \frac{\rho_s}{\pi d} \arctg \frac{4t}{d} + R_t, \quad (1)$$

где ρ_s — удельное сопротивление полупроводника;
 t — толщина слоя полупроводника;
 R_t — сопротивление тыльного контакта;
 d — диаметр контакта.

Первое слагаемое в формуле (1) отражает вклад удельного контактного сопротивления в общее сопротивление структуры, второе — сопротивления растекания в полупроводнике. Сопротивление тыльного контакта R_t в данном случае будем считать малой величиной.

Значение удельного контактного сопротивления можно рассчитать, построив график зависимости $R\pi d^2/4 = f(d/4 \cdot \arctg(4t/d))$, аппроксимируя ее прямой вида $y=a+bx$, откуда получим $a=\rho_c$ и $b=\rho_s$.

Результаты и обсуждение

На основе расчетов удельного контактного сопротивления контактов I и II типов всех шаблонов (соответственно, 101 и 78 шаблонов) были построены гистограммы распределения $\lg\rho_c$, которые показали значительный разброс значений ρ_c (см. рис. 2, а, рис. 3, а). Для определения причины этого разброса была построена корреляционная зависимость между значениями ρ_c и ρ_s , найденными для каждого шаблона отдельно. Эта корреляция оказалась отрицательной с коэф-

фициентом $-0,7$. В случае положительной корреляции можно было бы сделать вывод о влиянии на ρ_c разброса значений ρ_s . Отрицательная же корреляция может указывать на то, что некоторая погрешность определения удельного сопротивления полупроводника влияет на величину ρ_c (см. уравнение (1)). В таком случае, очевидно, что использование наиболее вероятного для всей выборки значения удельного сопротивления полупроводника ρ_s вместо полученных для каждого шаблона позволит минимизировать эту погрешность и увеличить точность определения ρ_c (рис. 2, б, рис. 3, б).

Полученные гистограммы хорошо описываются функцией Гаусса

$$y = \frac{C}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (2)$$

что может быть объяснено нормальным распределением высоты барьера (x_0 — наиболее вероятное значение величины; σ^2, C — дисперсия и амплитуда распределения соответственно).

Путем аппроксимации кривыми Гаусса гистограмм распределения удельного контактного сопротивления, приведенных на рис. 2 и 3, были получены наиболее вероятные значения ρ_c , которые составили: при расчетах стандартным способом — $(6,0 \pm 1,5) \cdot 10^{-6}$ и $(11 \pm 2) \cdot 10^{-6}$ Ом·см² для образцов I и II типа соответственно, при использовании в расчетах $\bar{\rho}_s$ — $(21,4 \pm 0,9) \cdot 10^{-6}$ и $(9,92 \pm 0,80) \cdot 10^{-6}$ Ом·см², при этом стандартное отклонение уменьшилось в 1,6 и 2,1 раза для образцов I и II типа соответственно. Следует отметить, что указанные значения $\rho_c(\bar{\rho}_s)$ хорошо согласуются с соответствующими данными других авторов, полученными при исследованиях образцов с концентрацией легирующей примеси в *n*-Si порядка 10^{19} см⁻³, которые обобщены в обзоре [8].

Результаты аппроксимации гистограмм распределения логарифмов удельного сопротивления полупроводника ρ_s и удельного контактного сопротивления ρ_c функцией Гаусса приведены в таблице.

Параметры аппроксимации гистограмм распределения значений $\lg\rho_s$ и $\lg\rho_c$ функцией Гаусса для образцов I и II типа

Тип образца	Величина	Значение величины		Параметры распределения Гаусса	
		среднее арифметическое	наиболее вероятное	x_0	σ
I	$\lg\rho_s$	-2,28	-2,26	-2,27	0,246
	$\lg\rho_c$	-5,22	-5,12	-5,17	0,441
	$\lg\rho_c(\bar{\rho}_s)$	-4,67	-4,66	-4,66	0,0883
II	$\lg\rho_s$	-2,31	-2,28	-2,30	0,526
	$\lg\rho_c$	-4,97	-4,91	-4,93	0,273
	$\lg\rho_c(\bar{\rho}_s)$	-5,00	-5,02	-5,01	0,152

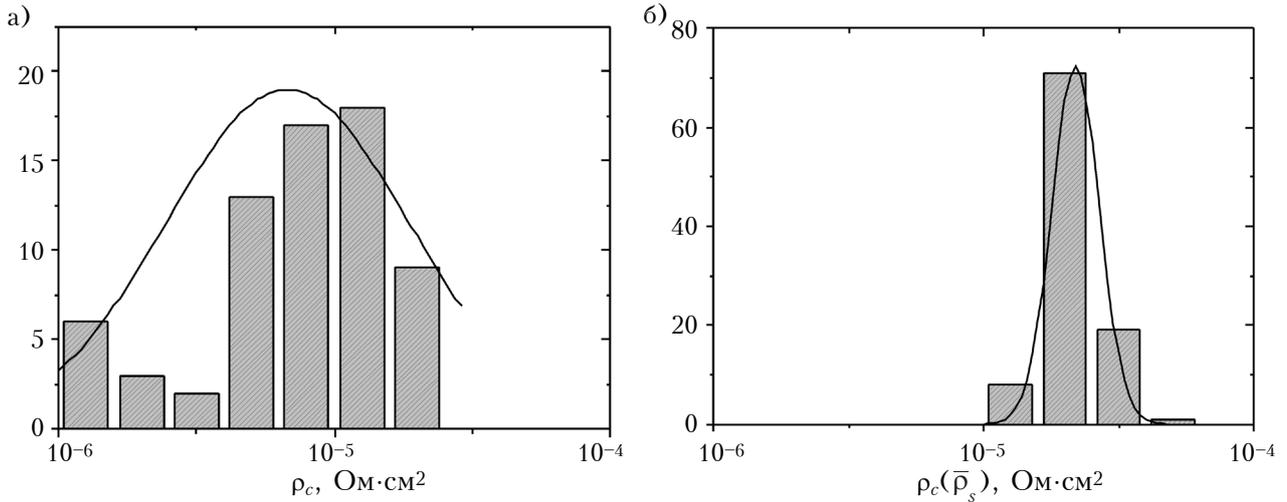


Рис. 2. Гистограммы распределения значений ρ_c (а) и $\rho_c(\bar{\rho}_s)$ (б) для контактов с магнетронным напылением Au

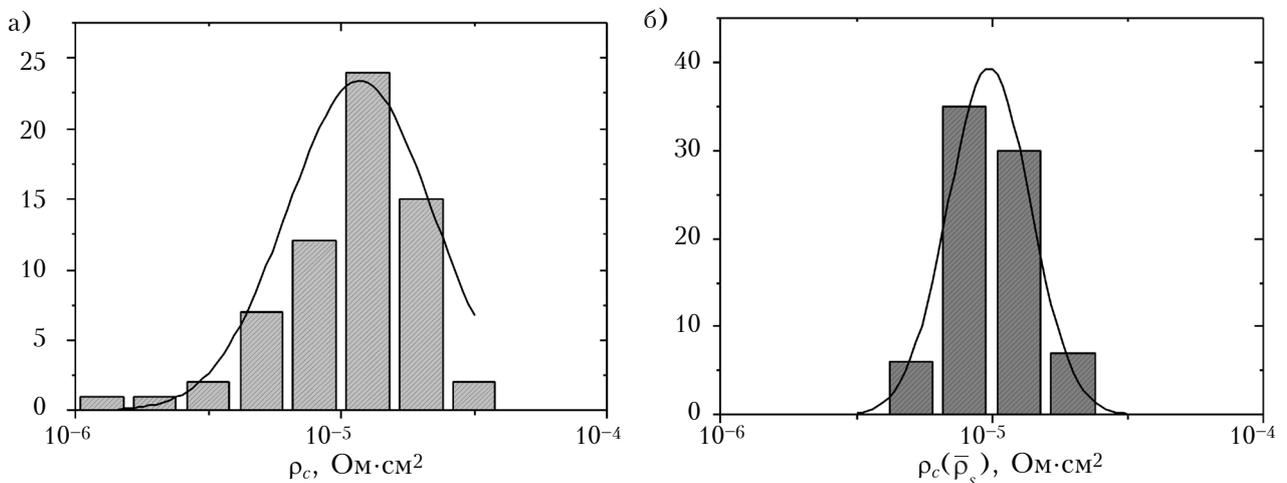


Рис. 3. Гистограммы распределения значений ρ_c (а) и $\rho_c(\bar{\rho}_s)$ (б) для контактов с гальваническим нанесением Au

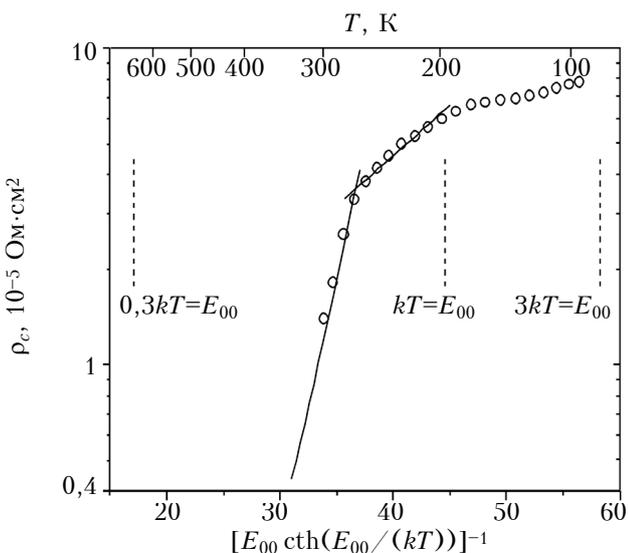


Рис. 4. Температурные зависимости ρ_c , построенные в координатах термополевой эмиссии, для контактов с разной величиной сформированного потенциального барьера

Для определения механизма токопереноса в контакте проведено исследование температурной зависимости удельного контактного сопротивления. Поскольку концентрация доноров в полупроводнике достаточно велика (около 10^{19} см^{-3}), в низкотемпературной области механизм токопереноса должен быть полевым. На графике зависимости $\rho_c(T)$, приведенном на рис. 4, это подтверждается наличием участков в диапазоне температур 100–200 К, где удельное контактное сопротивление практически не изменяется.

При повышении температуры вероятность возникновения термополевой и термоэлектронной эмиссии растет [9]. Для определения преобладающего механизма токопереноса воспользуемся параметром Падовани – Стреттона E_{00} [10]:

$$E_{00} = \frac{\hbar}{2} \sqrt{\frac{N_d}{m^* \epsilon_s}} \approx 0,017 \text{ эВ}, \quad (3)$$

где \hbar – модифицированная постоянная Планка;

m^* – эффективная масса электрона;

ϵ_s – диэлектрическая проницаемость полупроводника;

N_d – концентрация легирующей примеси.

При выполнении условия $E_{00} \gg kT$ (где k — постоянная Больцмана) реализуется *полевой механизм токопереноса*. В этом случае удельное контактное сопротивление ρ_F рассчитывается по формуле [9]

$$\rho_F \approx \frac{2\sqrt{\epsilon_s \epsilon_0 m^*}}{\hbar} \frac{\phi_b}{\sqrt{N_d}}, \quad (4)$$

где ϕ_b — высота барьера.

В случае когда $E_{00} \approx kT$, реализуется термополевой механизм токопереноса, и плотность тока через контакт описывается уравнением [9]

$$J_{TF} = J_S \exp(qV/E_0) \cdot [1 - \exp(qV/(kT))], \quad (5)$$

где q — заряд электрона;

V — напряжение;

$E_0 = E_{00} \operatorname{cth}(qE_{00}/(kT))$;

J_S — плотность тока насыщения,

$$J_S = \frac{J_m \sqrt{\pi E_{00} (\phi_b - V - E_f)}}{kT \operatorname{ch} \frac{E_{00}}{kT}} \exp\left[-\frac{\phi_b - E_f}{E_0}\right];$$

J_m — плотность тока при условии плоских зон,

$J_m = A^* T^2 \exp(-qE_f/(kT))$;

A^* — модифицированная постоянная Ричардсона;

E_f — положение уровня Ферми.

В этом случае удельное контактное сопротивление ρ_{TF} находим следующим образом:

$$\rho_{TF} = \lim_{V \rightarrow 0} \frac{\partial V}{\partial J_{TF}} = \frac{k^2}{qA^* \sqrt{\pi E_{00} (\phi_b - E_f)}} \times \operatorname{ch} \frac{E_{00}}{kT} \cdot \exp\left[\frac{\phi_b - E_f}{E_{00} \operatorname{cth} \frac{E_{00}}{kT}} + \frac{E_f}{kT}\right]. \quad (6)$$

При условии $E_{00} \ll kT$ реализуется *термоэлектронный механизм токопереноса*, а формула для расчета удельного контактного сопротивления ρ_{TE} выглядит следующим образом [9]:

$$\rho_{TE} = \frac{k}{qA^* T} \exp\frac{\phi_b}{kT}. \quad (7)$$

Равенство $E_{00} = kT$ выполняется при температуре 200 К. В области этой температуры, вероятно, преобладает термополевой механизм токопереноса. И действительно, на температурной зависимости удельного контактного сопротивления, приведенной на рис. 4 в координатах термополевой эмиссии $\rho_c = [E_{00} \operatorname{cth}(E_{00}/(kT))]^{-1}$, хорошо выделяются два падающих участка. Первый из них, начинающийся от температуры 200 К, хорошо описывается формулой (6), полученной для термополевого механизма токопереноса, при $\phi_b = 0,07$ эВ. Второй участок хорошо описывается зависимостью (7) для случая термоэлектронной эмиссии при $\phi_b = 0,22$ эВ.

Предэкспоненциальные множители в формуле (6) и в экспериментальной зависимости, полученной путем аппроксимации термополевого участка рис. 4, отличаются более чем на один

порядок, что можно объяснить различием расчетной и реальной площадью токопрохождения. Иными словами, термополевой механизм обусловлен током через локальные участки с низкой высотой барьера, а при повышении температуры возрастает вероятность термоэлектронной эмиссии и все больший вклад в токоперенос вносит вся площадь.

Выводы

Таким образом, проведенные исследования показали, что при расчете удельного контактного сопротивления ρ_c в случае отрицательной корреляции между его значением и значением удельного сопротивления полупроводника ρ_s для повышения точности расчета можно вместо ρ_s , определяемого для каждого шаблона, использовать его наиболее вероятное значение.

Результаты исследования механизмов токопереноса указывают на то, что в омическом контакте с высотой барьера около 0,22 эВ в температурном диапазоне 100–200 К преобладает полевой механизм токопереноса, в диапазоне 200–360 К — термополевой по локальным участкам с энергией активации примерно 0,08 эВ.

Предложенная методика повышения точности расчета контактного сопротивления может быть использована в том числе и для ТЛМ-методов. Она может применяться как для отработки режимов формирования, так и для контроля состояния омического контакта на промежуточных операциях формирования лавинно-пролетных диодов, используя специально сформированные тестовые структуры, помещенные в разных областях полупроводниковой пластины.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Acharyya A., Banerjee J.P. Prospects of IMPATT devices phased on wide bandgap semiconductors as potential terahertz sources // Applied Nanoscience. — 2012. — Vol. 4, N 1. — P. 1–14.
2. Беляев А.Е., Басанец В.В., Болтовец Н.С. и др. Влияние перегрева p - n -перехода на деградацию мощных импульсных кремниевых лавинно-пролетных диодов // ФТП. — 2011. — Т. 45, № 2. — С. 256–262.
3. Лебедев А.И. Физика полупроводниковых приборов. Москва: Физматлит, 2008.
4. Dieter K. Schroder. Semiconductor material and device characterization. — New York: John Wiley & Sons, 2006.
5. Bazu M., Bajenescu T. Failure Analysis: A practical guide for manufacturers of electronic components and systems. — New York: J. Wiley & Sons, 2011.
6. Belyaev A.E., Boltovets N.S., Venger E.F. et al. Physico-technological aspects of degradation of silicon microwave diodes. — Kyiv: Akadempriodyka, 2011.
7. Cox R.H., Strack H. Ohmic contacts for GaAs devices // Sol. Stat. Electron. — 1967. — Vol. 10, N 12. — P. 1213–1218.
8. Brillson L. J. Contacts to semiconductors: fundamentals and technology. — New York: Noyes Publ., 1993.
9. Simon M. Sze, Kwok K. Ng. Physics of semiconductor devices. — New York: John Wiley & Sons, 2006.
10. Padovani F.A., Stratton R. Field and thermionic-field emission in Schottky barriers // Sol. Stat. Electron. — 1966. — Vol. 9, N 7. — P. 695–707.

Дата поступления рукописи
в редакцию 18.07 2014 г.

В. В. БАСАНЕЦЬ¹, В. С. СЛЕПОКУРОВ², к. ф.-м. н. В. В. ШИНКАРЕНКО²,
Р. Я. КУДРИК³, к. т. н. Я. Я. КУДРИК²

Україна, м. Київ, ¹НДІ «Оріон», ²Інститут фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова НАНУ;
³Львівський національний університет імені Івана Франка
E-mail: kudryk@isp.kiev.ua

ДОСЛІДЖЕННЯ ПИТОМОГО ОПОРУ ОМІЧНИХ КОНТАКТІВ Au–Ti–Pd–n-Si ДЛЯ ЛАВИННО-ПРОЛІТНИХ ДІОДІВ

Досліджено питомий опір омичного контакту Au–Ti–Pd–n-Si і механізм струмопротікання в інтервалі температур 100–360 К. Запропоновано спосіб зменшення похибки визначення питомого контактного опору на основі аналізу статистичних залежностей вимірених величин. Вимірени значення питомого контактного опору знаходяться в діапазоні $(0,9–2,0) \cdot 10^{-5}$ Ом·см². На основі температурної залежності питомого контактного опору встановлено, що в омичному контакті з висотою бар'єру 0,22 еВ в температурному діапазоні 100–200 К переважає польовий механізм струмопротікання, в діапазоні 200–360 К – термопольовий з енергією активації 0,08 еВ.

Ключові слова: питомий опір, омичний контакт, лавинно-пролітний діод, термопольова емісія.

DOI: 10.15222/TKEA2015.1.33
UDC 538.91

V. V. BASANETS¹, V. S. SLEPOKUROV²,
V. V. SHINKARENKO², R. Ya. KUDRIK³, Ya. Ya. KUDRIK²

Ukraine, Kiev, ¹НИ «Орион»,
²Institute of Semiconductor Physics V. E. Lashkaryov NASU;
³Ivan Franko National University of Lviv
E-mail: kudryk@isp.kiev.ua

INVESTIGATION OF CONTACT RESISTIVITY FOR Au–Ti–Pd–n-Si OHMIC CONTACTS FOR IMPATT DIODES

Both contact resistivity of Au–Ti–Pd–n-Si ohmic contact and mechanism of current flow are studied in the 100–360 K temperature range. A method is proposed for reduction of error in determination of contact resistivity based on analysis of statistical dependences of the measured contact resistivity values (which are in the range of $(0.9–2) \cdot 10^{-5}$ Ω·cm²). On the basis of the contact resistivity temperature dependence, it is found for an ohmic contact with barrier height of 0.22 eV that the field mechanism of current flow is predominant in the 100–200 K temperature range, while thermal-field emission with activation energy of 0.08 eV is predominant in the 200–360 K temperature range.

Keywords: contact resistivity, ohmic contact, IMPATT diode, thermal-field emission.

REFERENCES

1. Acharyya A., Banerjee J.P. Prospects of IMPATT devices phased on wide bandgap semiconductors as potential terahertz sources. *Applied Nanoscience*, 2012, vol. 4, no 1, pp.1-14.
2. Belyaev A. E. , Basanets V. V., Boltovets N. S., Zorenko A. V., Kapitanchuk L. M. , Kladko V. P. , Konakova R. V., Kolesnik N. V. , Korostinskaya T. V., Kritskaya T. V., Kudryk Ya. Ya., Kuchuk A. V., Milenin V. V., Ataubaeva A. B. Effect of p-n junction overheating on degradation of silicon high-power pulsed IMPATT diodes. *Semiconductors*, 2011, vol. 45, no 2, pp. 253-259. (in Russian)
3. Lebedev A.I. *Fizika poluprovodnikovyykh priborov* [Physics of semiconductor devices]. Moscow, Fizmatlit, 2008, 488 p. (in Russian)
4. Dieter K. Schroder. *Semiconductor material and device characterization*. NY, John Wiley & Sons, 2006, 779 p.
5. Bazu M., Bajenescu T. *Failure Analysis: A practical guide for manufacturers of electronic components and systems*. NY, J. Wiley & Sons, 2011, 340 p.
6. Belyaev A.E., Boltovets N.S., Venger E.F., Konakova R.V., Kudryk Ya.Ya., Milenin V.V., Milenin G.V. *Physico-technological aspects of degradation of silicon microwave diodes*. Kyiv, Akadempriodyka, 2011, 182 p.
7. Cox R.H., Strack H. *Ohmic contacts for GaAs devices*. Sol. Stat. Electron, 1967, vol. 10, no 12, pp. 1213-1218.
8. Brillson L. J. *Contacts to semiconductors: fundamentals and technology*. NY, Noyes Publ., 1993, 680 p.
9. Simon M. Sze, Kwok K. Ng. *Physics of Semiconductor Devices*, NY, John Wiley & Sons, 2006, 832 p.
10. Padovani F.A., Stratton R. Field and thermionic-field emission in Schottky barriers, *Sol. Stat. Electron*, 1966, vol. 9, no 7, pp. 695-707.