

Термополевой прямой ток в поверхностно-барьерных структурах на основе GaN

© Т.В. Бланк[¶], Ю.А. Гольдберг, Е.Е. Заварин, О.В. Константинов, Н.М. Шмидт

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

(Получена 2 августа 2004 г. Принята к печати 15 ноября 2004 г.)

Приводятся результаты экспериментальных исследований зависимости емкости и прямого тока от напряжения и температуры для поверхностно-барьерных структур Ni-*n*-GaN. Экспериментальные результаты сравниваются с теорией термополевой эмиссии Падовани–Страттона. Установлено, что прямой ток поверхностно-барьерных структур Ni-*n*-GaN (концентрация электронов в GaN $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$) в интервале температур 250–410 К обусловлен термополевой эмиссией электронов, имеющих энергию на ~ 0.1 эВ ниже вершины потенциального барьера.

1. Введение

Поверхностно-барьерные структуры на основе *n*-GaN в последние годы получили широкое применение для фотоприемников ультрафиолетового (УФ) излучения [1–5], так как GaN — прямозонный полупроводник и его энергия ширины запрещенной зоны ($E_g = 3.39$ эВ) близка к энергии фотонов, разделяющей видимую и УФ области спектра. Такие фотоприемники представляют практический интерес для УФ астрономии, мониторинга озонового слоя, датчиков пламени, для контроля чистоты воды и воздуха.

Однако далеко не все наблюдаемые свойства поверхностно-барьерных структур на основе GaN нашли однозначное физическое объяснение. В литературе отсутствует сложившаяся точка зрения на механизм протекания прямого тока, что в известной мере связано с весьма значительной высотой потенциального барьера (~ 1 эВ). В ряде работ [1,6,7] показано, что экспериментальная постоянная Ричардсона на несколько порядков отличается от теоретической ($24 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{К}^{-2}$), что связывалось с влиянием туннелирования и неоднородностями на границе раздела металл–полупроводник. Кроме того, отсутствует и сложившаяся точка зрения на механизм протекания обратного тока. Для поверхностно-барьерных структур Ni-*n*-GaN и WSi_x-GaN было найдено, что обратный ток существенно превышает теоретическое значение, соответствующее термоэлектронной эмиссии с учетом влияния сил изображения на высоту потенциального барьера [7–9], и предполагалось, что при низких температурах обратный ток обусловлен туннелированием электронов из металла в полупроводник, а при температурах больше 275 К — утечками по дислокационным нитям [7,9].

В настоящей работе приводятся экспериментальные зависимости прямого тока и емкости от напряжения и температуры для поверхностно-барьерных структур Ni-*n*-GaN с низкой плотностью дислокаций в исходном материале и сравниваются с теорией термополевой эмиссии Падовани–Страттона [10].

2. Объекты и методы исследования

Исследования проводились на эпитаксиальных слоях GaN *n*-типа проводимости толщиной 3 мкм, выращенных на сапфировых подложках (ориентация (0001)) методом эпитаксии из металлоорганических соединений. Концентрация электронов в слоях, определенная из вольт-фарядных измерений с помощью ртутного зонда и из измерений эффекта Холла методом Ван-дер-Пау, составляет $8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Величина подвижности электронов равна $600 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при комнатной температуре и $1800 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при 125 К. Барьеры Шоттки создавались напылением Ni/Au в высоком вакууме с использованием электронного луча. Общая толщина слоя металлизации в области прозрачного электрода — 150 \AA , в области контактной площадки — 1000 \AA . Площадь барьера Шоттки равна $5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$.

Ранее было показано, что структурные особенности существенно влияют на параметры фотодетекторов с барьерами Шоттки на основе GaN [11]. В частности, было выяснено, что хаотическое распределение заряженных центров, связанных с границами доменов мозаичной структуры, типичной для нитридов элементов III группы, приводит к малым значениям высоты барьеров Шоттки, большим токам утечки и замороженной фотопроводимости. В данной работе для получения и исследования барьеров Шоттки были использованы эпитаксиальные слои нитрида галлия с хорошо упорядоченной мозаичной структурой и плотностью дислокаций $3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$. Для таких слоев характерно когерентное согласование доменов мозаичной структуры с образованием дилатационных границ [12] и, как следствие этого, высокие значения подвижности, классический вид температурных зависимостей подвижности и проводимости, свидетельствующие об отсутствии высокой концентрации рассеивающих заряженных центров.

Зависимость дифференциальной емкости (C) от напряжения (V) измерялась в интервале температур $T = 150\text{--}450$ К. Было установлено, что емкость не зависит от частоты (f) измерительного сигнала при $f < 1$ МГц, и существенно уменьшается при более высо-

[¶] E-mail: tblank@delfa.net

ких частотах, поэтому $C-V$ -характеристики приводятся при $f = 0.465$ МГц.

Зависимость прямого тока от напряжения измерялась в интервале токов $I = 10^{-10} - 2 \cdot 10^{-5}$ А при $150 < T < 450$ К.

3. Экспериментальные результаты и сравнение с теорией

3.1. Зависимость дифференциальной емкости C от напряжения V при различных температурах линейна в координатах $1/C^2 = f(V)$ (рис. 1), что соответствует теории Шоттки для структур металл-полупроводник. Определенная из наклона этих прямых концентрация ионизованных доноров в n -GaN составила $N_d \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при 300 К, что близко к концентрации электронов, определенной в исходном материале. При 300 К величина напряжения отсечки, полученная как точка пересечения этих зависимостей с осью абсцисс, составила $V_0^C = 0.81$ В, а величина контактной разности потенциалов $V_D = V_0^C + kT/q = 0.84$ В (k — постоянная Больцмана, q — заряд электрона). Энергия уровня Ферми в GaN относительно дна зоны проводимости рассчитывалась по формуле $\mu = -kT/\ln(N_d/N_c)$, где плотность состояний в зоне проводимости $N_c [\text{см}^{-3}] = 4.3 \cdot 10^{14} T^{3/2}$ [13]; для концентрации ионизованных доноров $N_d = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ она составила 0.08 эВ, а высота потенциального барьера в энергетических единицах $q\phi_B = qV_D + \mu = 0.92$ эВ. Отметим, что величина ϕ_B слабо зависит от температуры (рис. 2) в интервале $T = 250-400$ К. Эта величина близка к литературным данным: при 300 К $q\phi_B = 0.9-1.0$ эВ для Ni-GaN [14], 0.87–1.03 эВ для Au-GaN [15], 0.91 эВ для Pd-GaN [6], 1.03 эВ для Pt-GaN [6]. При этом во многих работах отмечалось, что высота барьера $q\phi_B$, определенная из $C-V$ -характеристик, существенно больше

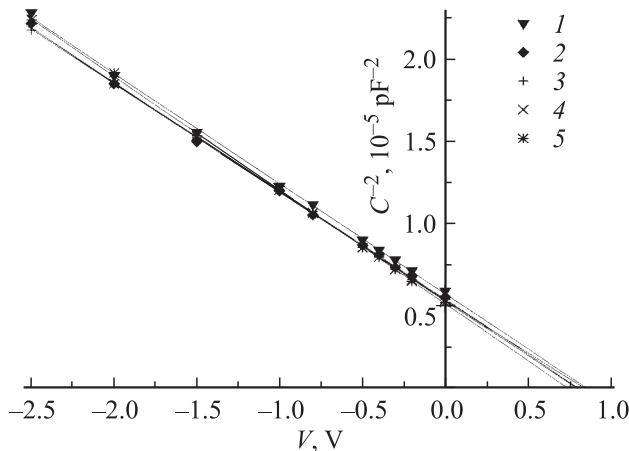


Рис. 1. Зависимость дифференциальной емкости C поверхностно-барьерной структуры Ni- n -GaN от напряжения V при различных температурах T , К: 1 — 256, 2 — 281, 3 — 350, 4 — 360, 5 — 400.

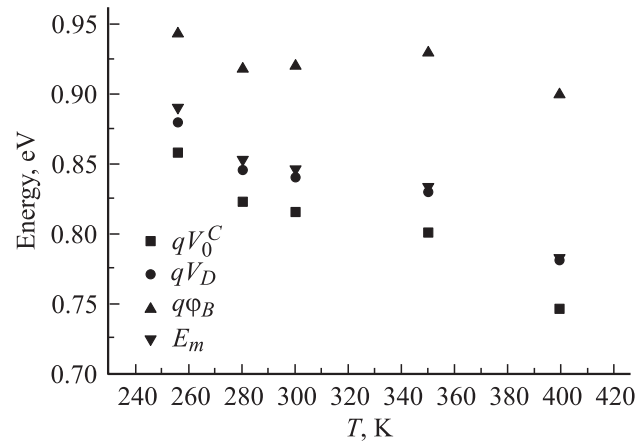


Рис. 2. Величины напряжения отсечки вольт-фарядных характеристик V_0^C , контактной разности потенциалов V_D , высоты потенциального барьера $q\phi_B$, уровня термополевой эмиссии электронов из полупроводника в металл E_m для поверхностно-барьерной структуры Ni- n -GaN ($N_d \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$) в зависимости от температуры.

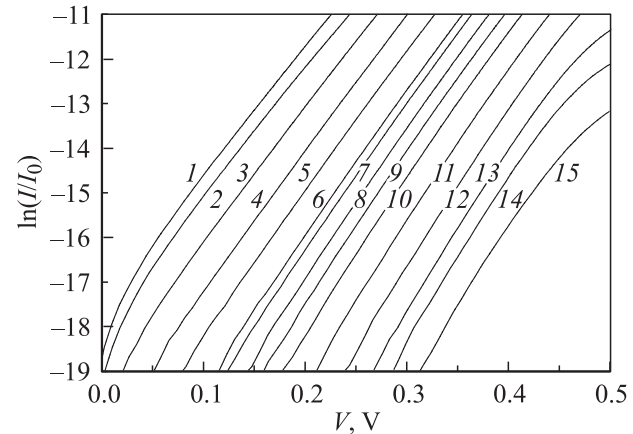


Рис. 3. Зависимость прямого тока I от напряжения V для поверхностно-барьерной структуры Ni- n -GaN при различных температурах T , К: 1 — 411, 2 — 400, 3 — 380, 4 — 360, 5 — 342, 6 — 320, 7 — 310, 8 — 299, 9 — 288, 10 — 275, 11 — 250, 12 — 224, 13 — 202, 14 — 183, 15 — 164. $I_0 = 1$ А.

по сравнению с определенной из зависимости прямого тока от напряжения и температуры при использовании формул для термоэлектронной эмиссии. Различие составляло: ~ 0.2 эВ [14] и ~ 0.3 эВ [16] для структур Ni- n -GaN; ~ 0.1 эВ [17] и ~ 0.2 эВ [16] для структур Au- n -GaN; ~ 0.06 эВ [18] для структур Cu- n -GaN.

3.2. Зависимость прямого тока от напряжения для структур Ni- n -GaN показана на рис. 3. Рассмотрим механизм протекания тока.

В зависимости от концентрации электронов в полупроводнике и температуры различают три основных механизма протекания тока в поверхностно-барьерных структурах [19,20]. При высоких температурах ($kT \gg E_{00}$) основным механизмом является

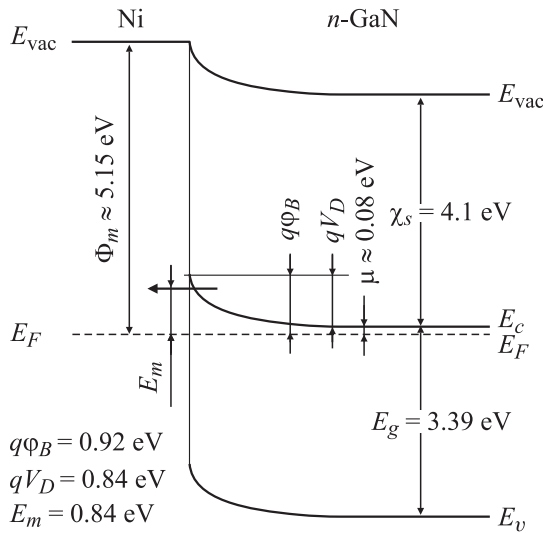


Рис. 4. Энергетическая диаграмма поверхностно-барьерной структуры Ni-n-GaN ($N_d \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$) с указанием уровня термополевой эмиссии электронов из полупроводника в металл E_m . E_{vac} — уровень вакуума, Φ_m — работа выхода электронов из металла, χ_s — сродство к электрону полупроводника, E_c — дно зоны проводимости полупроводника, E_v — потолок валентной зоны полупроводника. $T = 300 \text{ К}$.

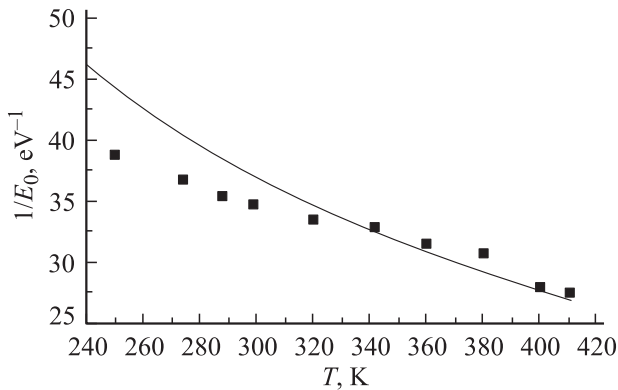


Рис. 5. Зависимость параметра $1/E_0$ от температуры T : линия — теория [10], точки — эксперимент.

термоэлектронная эмиссия, когда электроны движутся над потенциальным барьером; при средних температурах ($kT \approx E_{00}$) превалирует термополевая эмиссия Падовани-Страттона; при низких температурах ($kT \ll E_{00}$) — полевая (туннельная) эмиссия. Здесь E_{00} — параметр Падовани-Страттона, равный

$$E_{00} = \frac{\hbar}{2} \sqrt{\frac{N_d}{\epsilon_s m^*}} = 18.5 \cdot 10^{-15} \sqrt{\frac{N_d}{\epsilon_s m_r}},$$

где $m^* = m_r m_0$ — эффективная масса электрона в полупроводнике ($m_r = 0.2$ для GaN [13], m_0 — масса свободного электрона); $\epsilon_s = \epsilon_{sr} \epsilon_0$ — диэлектрическая проницаемость полупроводника ($\epsilon_{sr} = 8.9$ для GaN [13], ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума); N_d — концентрация ионизированных доноров в

полупроводнике, \hbar — постоянная Планка. Для наших структур ($N_d \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$) параметр имеет величину $E_{00} = 0.0044 \text{ эВ}$.

Согласно [19], термополевая эмиссия, т.е. переход электронов из полупроводника в металл сквозь барьер на некоторой энергии E_m над уровнем Ферми (рис. 4), реализуется в определенном температурном интервале, ниже которого ток должен быть туннельным, а выше которого — термоэмиссионным. Для наших величин диффузионной разности потенциалов (0.78–0.88 эВ), полученных из емкостного напряжения отсечки V_0^C , энергии уровня Ферми E_F в исходном полупроводнике относительно дна зоны проводимости E_c , рассчитанных для концентраций электронов $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (0.06–0.12 эВ), этот температурный интервал должен быть 200–300 К.

Согласно [10] зависимость термополевого прямого тока от напряжения следующая:

$$I = I_s \exp\left(\frac{qV}{E_0}\right),$$

где $E_0 = E_{00} \text{cth}(E_{00}/kT)$, причем ток насыщения I_s должен зависеть от температуры как

$$I_s = \frac{AST \sqrt{\pi E_{00}(q\Phi_B - qV + \mu)}}{k \text{ch}(E_{00}/kT)} \exp\left(\frac{\mu}{kT} - \frac{q\Phi_B + \mu}{E_0}\right),$$

где $A = 4\pi q m_r k^2 / \hbar^3$ — постоянная Ричардсона, равная $120 m_r A \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{К}^{-2}$, S — площадь структуры.

Анализ формулы для термополевой зависимости показывает:

- 1) зависимость прямого тока от напряжения должна быть экспоненциальной;
- 2) при каждом значении температуры наклон этой зависимости в полулогарифмическом масштабе должен быть равным $1/E_0$, и эта величина при данной температуре зависит от собственных параметров полупроводника, а не от свойств барьера;
- 3) отсечка на оси ординат, получаемая экстраполяцией к $V = 0$ линейной зависимости $I(V)$ в полулогарифмическом масштабе, должна давать значение тока насыщения I_s , а зависимость $I_s \text{ch}(E_{00}/kT)/T$ от $1/E_0$ в полулогарифмическом масштабе должна быть линейной с наклоном, соответствующим высоте потенциального барьера металл-полупроводник.

Зависимость прямого тока от напряжения для структур Ni-n-GaN оказалась экспоненциальной при всех температурах (250–410 К). Наклон этой зависимости в полулогарифмическом масштабе уменьшается с ростом температуры в интервале 250–410 К (рис. 5), причем он близок к теоретической величине $1/E_0$.

Для каждой температуры из I - V -характеристики был определен ток насыщения. Зависимость $I_s \text{ch}(E_{00}/kT)/T$ от $1/E_0$ в полулогарифмическом масштабе линейна в области температур 250–400 К (рис. 6). Определенная из наклона этой зависимости высота потенциального барьера $q\Phi_B$ оказалась равной 0.9 эВ. Величина $q\Phi_B$,

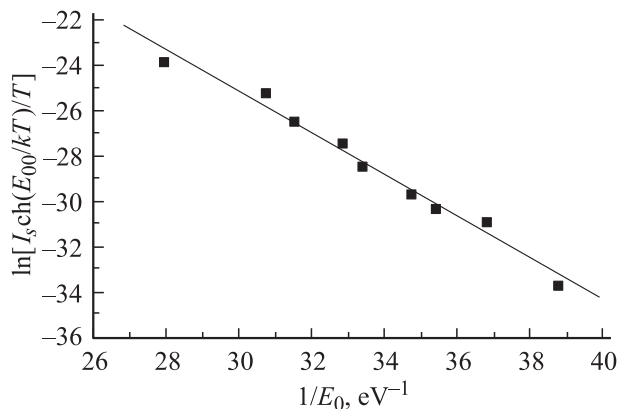


Рис. 6. Зависимость $\ln[I_s \text{ch}(E_{00}/kT)/T]$ от $1/E_0$ в полупологарифмическом масштабе для определения высоты потенциального барьера и постоянной Ричардсона, построенная на основании экспериментальных данных. Ток измеряется в А, температура в К.

определенная из емкостных измерений, находится в интервале 0.90–0.94 эВ (400–250 К). Поскольку она слабо изменяется с температурой (рис. 2), можно предположить линейную зависимость $q\phi_B$ от T , и значение при $T = 0$ К будет составлять 0.95 эВ.

Таким образом, значения высоты потенциального барьера, определенные из вольт-фарадных и вольт-амперных характеристик, можно считать близкими.

Из отсечки на оси ординат, полученной экстраполяцией зависимости $I_s \text{ch}(E_{00}/kT)/T$ от $1/E_0$ в полупологарифмическом масштабе (рис. 6) к $1/E_0 = 0$, была оценена постоянная Ричардсона для GaN; величина оказалась ограниченной интервалом $1-10 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{К}^{-2}$, что можно считать близким к теоретическому значению $A = 24 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{К}^{-2}$.

Итак, механизм протекания прямого тока в поверхностно-барьерных структурах Ni-n-GaN в интервале температур 250–410 К соответствует термополевой эмиссии.

3.3. Термополевая эмиссия для прямого тока предполагает, что максимум распределения по энергиям эмиттированных электронов из полупроводника в металл соответствует некоторой энергии E_m , большей энергии уровня Ферми в полупроводнике μ и меньшей высоты потенциального барьера $q\phi_B$.

Эта величина, отсчитанная от дна зоны проводимости полупроводника, согласно [19], составляет $qV_D \sqrt{\text{ch}(qE_{00}/kT)} = 0.74-0.76$ эВ для температур 250–400 К.

Максимум распределения по энергиям эмиттированных электронов E_m при 300 К соответствует энергии 0.84 эВ выше уровня Ферми. Высота потенциального барьера, определенная по емкостным измерениям, на ~ 0.1 эВ больше. По-видимому, это объясняет обнаруженное в ряде работ превышение высоты потенциального барьера, определенное из емкостных характеристик,

по сравнению с высотой барьера, определенной из вольт-амперных характеристик, если их анализировать на основании формул для термоэлектронной эмиссии.

4. Заключение

В настоящей работе измерялись зависимости прямого тока и емкости от напряжения и температуры для поверхностно-барьерных структур Ni-n-GaN с низкой плотностью дислокаций в исходном материале. В результате сравнения экспериментальных данных с теорией термополевой эмиссии Падовани–Страттона сделан вывод, что в интервале температур 250–410 К прямой ток определяется термополевой эмиссией электронов из полупроводника в металл, т.е. электроны преодолевают приповерхностный барьер благодаря туннельному эффекту, причем туннелирование происходит с уровня ниже вершины барьера на ~ 0.1 эВ. Отметим, что значение постоянной Ричардсона при этом оказывается одного порядка с теоретическим значением, а высота потенциального барьера, определенная по зависимостям прямого тока от температуры и напряжения, близка к высоте барьера, определенной из емкостных измерений.

Список литературы

- [1] Q. Chen, J.W. Yang, A. Osinsky, S. Gangopadhyay, B. Lim, M.Z. Anwar, M. Asif Khan, D. Kuksenkov, H. Temkin. Appl. Phys. Lett., **70**, 2277 (1997).
- [2] Necmi Biyikli, Tolga Kartaloglu, Orhan Aytur, Ibrahim Kimukin, Ekmel Ozbay. Appl. Phys. Lett., **79**, 2838 (2001).
- [3] Ching-Wu Wang. Appl. Phys. Lett., **80**, 1568 (2002).
- [4] E.V. Kalinina, N.I. Kuznetsov, A.I. Babanin, A.I. Dmitriev, A.V. Shchukarev. Diamond Relat. Mater., **6**, 1528 (1997).
- [5] Jong Kyu Kim, Jong-Lam Lee. J. Electrochem. Soc., **151**, G190 (2004).
- [6] J.D. Guo, M.S. Feng, R.J. Guo, F.M. Pan, C.Y. Chang. Appl. Phys. Lett., **67**, 2657 (1995).
- [7] E.J. Miller, E.T. Yu, P. Waltereit, J.S. Speck. Appl. Phys. Lett., **84**, 535 (2004).
- [8] Jihyun Kim, F. Ren, A.G. Baca, S.J. Pearton. Appl. Phys. Lett., **82**, 3263 (2003).
- [9] E.J. Miller, D.M. Schaadt, E.T. Yu, X.L. Sun, L.J. Brillson, P. Waltereit, J.S. Speck. J. Appl. Phys., **94**, 7611 (2003).
- [10] F.A. Padovani, R. Stratton. Sol. St. Electron., **9**, 695 (1966).
- [11] N.M. Shmidt, W.V. Lundin, A.V. Sakharov, A.S. Usikov, E.E. Zavarin, A.V. Govorkov, A.Ya. Polyakov, N.B. Smirnov. Proc. SPIE, **4340**, 92 (2000).
- [12] A.V. Ankudinov, A.I. Besyulkin, A.G. Kolmakov, W.V. Lundin, V.V. Ratnikov, N.M. Shmidt, A.A. Sitnikova, A.N. Titkov, A.S. Usikov, E.B. Yakimov, E.E. Zavarin, R.V. Zolotareva. Physica B, **340-342**, 462 (2003).
- [13] *Properties of Advanced Semiconductor Materials*, ed. by M. Levinshstein, S. Rumyantsev and M. Shur (N.Y., John Wiley and Sons, 2001).
- [14] Q.Z. Liu, L.S. Yu, F. Deng, S.S. Lau, J.M. Redwing. J. Appl. Phys., **84**, 881 (1998).

- [15] T. Mori, T. Kozawa, T. Ohwaki, Y. Taga, S. Nagai, S. Yamasaki, S. Asami, N. Shibata, M. Koike. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 3537 (1996).
- [16] M. Sawada, T. Sawada, Y. Yanagata, K. Imai, H. Kimura, M. Yoshino, K. Lizuka, H. Tomozawa. *Proc. Second Int. Conf. Nitride Sem.* (Tokushino, Japan, 1997) p. 706.
- [17] P. Hacke, T. Detchprohm, K. Hiramatsu, N. Sawaki. *Appl. Phys. Lett.*, **63**, 2676 (1993).
- [18] Wei-Chih Lai, Meiso Yokoyama, Chun-Yung Chang, Jan-Dar Guo, Jian-Shih Tsang, Shih-Hsiung Chan, Simon M. Sze. *MRS Spring Meeting, Simp. Y-Wide-Bandgap Sem. for High-Power, High-Freq., High-Temp. Application* (San Francisco, California, USA, 1999) abstract Y5.8.
- [19] Э.Х. Родерик. *Контакты металл-полупроводник* (М., Радио и связь, 1982).
- [20] Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг. *ФТП*, **37**, 1025 (2003).

Редактор Л.В. Шаронова

Thermofield forward current of surface-barrier structures based on GaN

*T.V. Blank, Yu.A. Goldberg, E.E. Zavarin,
O.V. Konstantinov, N.M. Schmidt*

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