

УДК 621.391.822

**К ВОПРОСУ О ФИЗИЧЕСКИХ МЕХАНИЗМАХ ГЕНЕРАЦИИ ФЛИККЕРНОГО ШУМА В Ti-Au/GaAs ДИОДАХ ШОТТКИ**

© 2014 г.

*М.Р. Киселёв,<sup>1</sup> Ал.В. Клюев,<sup>1</sup> Ан.В. Клюев<sup>2</sup>*<sup>1</sup> Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского  
<sup>2</sup> НИИ измерительных систем им. Ю.Е. Седакова, Н. Новгород

klyuev@rf.unn.ru

*Поступила в редакцию 25.09.2013*

Обнаружена неоднородность протекания тока в диодах с контактом металл-полупроводник, вследствие чего в ВАХ проявляются дополнительные компоненты тока диода. Одна из компонент имеет квазиомический характер и проявляется при относительно малых токах. Второй дополнительной компонентой является ток термополевой эмиссии. Показано, что именно эти механизмы являются причиной возникновения низкочастотного шума в таких диодах.

*Ключевые слова:* диод Шоттки, низкочастотный шум, вольтамперная характеристика.

**Введение**

Диоды Шоттки находят широкое применение в современной радиоэлектронике. В настоящей работе на основе анализа вольтамперных характеристик (ВАХ) и токовых зависимостей спектров  $1/f$  шумового напряжения в диодах Шоттки обнаружена неоднородность протекания тока, вследствие чего в ВАХ проявляются дополнительные компоненты тока линейной утечки и термополевой эмиссии. Показано, что именно эти механизмы являются причиной возникновения низкочастотного шума в таких диодах.

Целью настоящей работы является исследование физических механизмов генерации низкочастотных шумов в диодах Шоттки.

**Методы исследования**

Исследованные диоды Шоттки выполнены по планарной технологии. Контакт Ti-Au образует барьер Шоттки с GaAs и имеет прямоугольную форму. Его площадь  $0.5 \times 2$  мкм. Он размещен на слое GaAs с концентрацией доноров (Si) около  $5 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Глубже в толще структуры на расстоянии около 0.2 мкм от границы Ti-GaAs расположен толстый (более 1 мкм) сильнолегированный слой GaAs (более  $10^{18}$  см<sup>-3</sup>). К указанному слою сделан качественный омический контакт (Au-AuGe), имеющий П-образную форму и охватывающий барьерный контакт с трех сторон (встречно-штыревая система контактов). Для снижения

паразитной межэлектродной емкости используется полужолирующая GaAs подложка, на которую методом газофазной эпитаксии наносятся указанные слои GaAs. На рис. 1а показана микротография исследованных диодов.

Измерения показали, что ВАХ исследованных диодов имеют отклонения от идеальных. В ВАХ проявляются дополнительные компоненты тока диода. Одна из компонент имеет квазиомический характер (утечка) и проявляется при относительно малых токах. Вторая компонента обусловлена термополевой эмиссией и проявляется при промежуточных значениях тока. Это свидетельствует о неоднородности протекания тока в диодах с контактом металл-полупроводник. Причиной неоднородности протекания тока наряду с точечными дефектами и дислокациями может быть и искажение формы потенциального барьера вследствие концентрации электрического поля.

На рис. 1б схематически представлены различные механизмы токопрохождения через контакт металл-полупроводник при прямом смещении, а на рис. 1в показана типичная вольтамперная характеристика диода Шоттки. При обратном смещении происходят те же явления, но в противоположном направлении. Токопрохождение через контакт металл-полупроводник определяется следующими механизмами [1]:

- а) термоэлектронная эмиссия электронов над барьером (рис. 1б);
- б) термополевая эмиссия электронов сквозь вершину барьера (рис. 1б).

Диоды с барьерами Шоттки, у которых преобладает механизм а), обычно называют почти идеальными. Участие в токопрохождении механизма б) приводит к отклонению от идеального поведения барьера Шоттки.

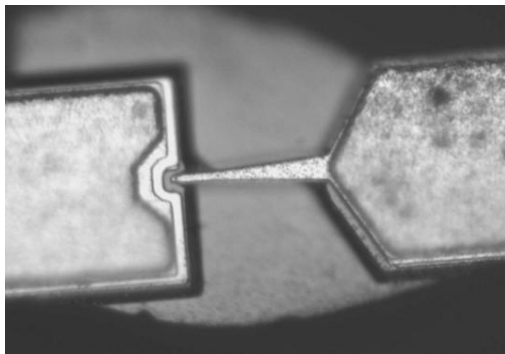
Для определения условий, при которых проявляется тот или иной механизм протекания тока, Падовани и Страттон [2, 1] ввели параметр  $E_{00}$ , зависящий от природы полупроводника и степени его легирования. Для случая полупроводника  $n$ -типа

$$E_{00} = \frac{\hbar}{2} \sqrt{\frac{N_D}{\epsilon_s \epsilon_0 m^*}}, \quad (1)$$

где  $\epsilon_s$  – диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума,  $N_D$  – концентрация ионизованных доноров в полупроводнике,  $m^* = m_r m_0$  – эффективная масса электронов в полупроводнике ( $m_r$  – относительная эффективная масса электрона,  $m_0$  – масса свободного электрона).

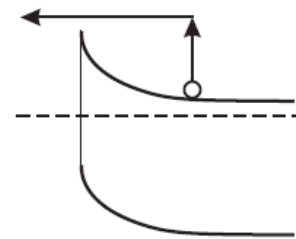
Для случая полупроводника  $p$ -типа  $N_D$  заменяется на  $N_A$  – концентрацию ионизованных акцепторов в полупроводнике.

Расчёты, выполненные в работе [3], показывают, что при высоких температурах ( $kT/q \gg \gg E_{00}$ ) основным механизмом протекания тока является термоэлектронная эмиссия; при сред-

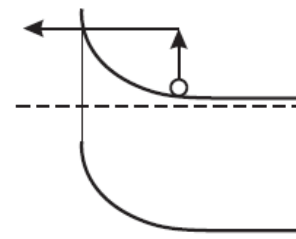


а)

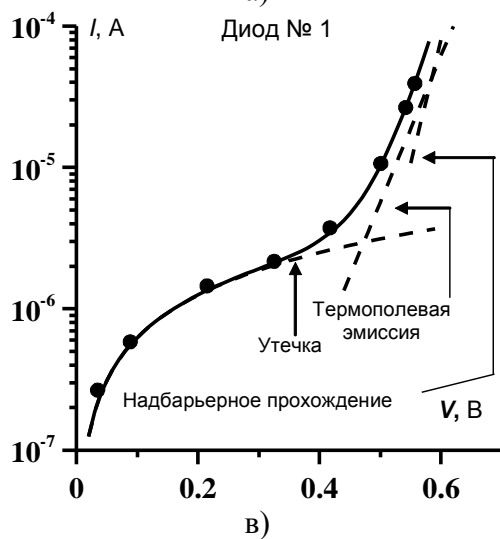
Термоэлектронная эмиссия



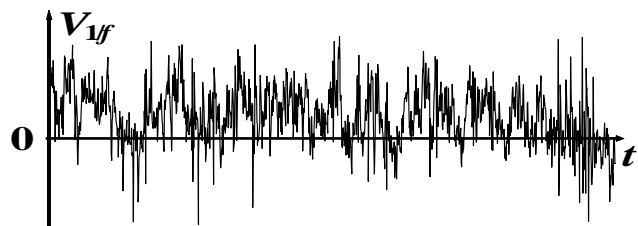
Термополевая эмиссия



б)



в)



г)

Рис. 1. Структура и основные характеристики диодов. а) микрофотография диода Шоттки; б) механизмы токопрохождения; в) ВАХ; г) реализация шумового напряжения

них температурах ( $kT/q \approx E_{00}$ ) основным механизмом протекания тока является термополевая эмиссия; при низких температурах ( $kT/q \ll E_{00}$ ) основным механизмом протекания тока является полевая (туннельная) эмиссия.

Оценки показывают, что для рассматриваемых диодов при  $E_{00} = 0.04$  В,  $kT/q = 0.026$  В (при  $T = 300$  К) выполняется условие  $kT/q \approx E_{00}$  и основным механизмом протекания тока является термополевая эмиссия. Это даёт хорошее согласие теории и эксперимента в области промежуточных токов. Для получения такого значения  $E_{00}$  приходится допустить, что концентрация ионизованных доноров в полупроводнике  $N_D \approx 10^{19}$  см<sup>-3</sup>. Это отличается от данных, заявленных производителем.

Отличие концентрации ионизованных доноров в полупроводнике от заявленной производителем объясняется тем, что в полупроводник диффундируют атомы, проявляющиеся как доноры, или в полупроводнике появляются электрически активные дефекты, вследствие чего меняется эффективная концентрация легирующей примеси. Например, диффузия Ga в Au сопровождается образованием галлиевых вакансий в GaAs. Эти вакансии проявляются как доноры. При увеличении степени легирования барьер становится тоньше, и начинает проявляться термополевая эмиссия. Таким образом, изменение ВАХ связано с увеличением концентрации доноров, обуславливающим появление термополевой эмиссии.

Результаты расчётов показывают, что неоднородность контакта достаточно хорошо моделирует такие экспериментально наблюдаемые особенности диодов Шоттки с малой площадью контакта, как искажение ВАХ в области достаточно малых и средних токов (увеличение коэффициента неидеальности по сравнению с единицей).

Основная (для идеальных диодов) компонента тока  $I_d$  и соответствующее ей дифференциальное сопротивление  $R_d$  определяются следующими соотношениями:

$$I_d = I_s[\exp(V/(\eta V_T)) - 1],$$

$$R_d = (dI_d/dV)^{-1} = \eta V_T / (I_d + I_s). \quad (2)$$

Здесь  $I_s$  и  $\eta$  – характерный ток и коэффициент неидеальности основной компоненты тока,  $V_T$  – тепловой потенциал,  $V$  – приложенное напряжение.

За исключением области очень малых смещений в прямом направлении ВАХ, обусловленная термополевой эмиссией электронов сквозь вершину барьера, имеет вид

$$I_t = I_{t0} \exp(V/E_0), \quad R_t = (dI_t/dV)^{-1} = E_0/I_t, \quad (3)$$

где  $E_0 = E_{00} \operatorname{cth}(qE_{00}/kT)$ . Предэкспоненциальный множитель  $I_{t0}$  слабо зависит от приложенного напряжения смещения. Он является сложной функцией температуры, высоты барьера и параметров полупроводника.

Линейная (омическая) компонента ВАХ описывается сопротивлением  $R_l$ :

$$I_l = V/R_l. \quad (4)$$

Таким образом, полная ВАХ диодов может быть записана в виде

$$I = I_l + I_t + I_d, \quad (5)$$

где  $I_l$  – омическая компонента тока,  $I_t$  – ток термополевой эмиссии,  $I_d$  – диодная компонента тока. В результате полное сопротивление диода, за исключением области очень малых смещений в прямом направлении, определяется как

$$R = (R_l^{-1} + R_t^{-1} + R_d^{-1})^{-1}. \quad (6)$$

Типичная вольтамперная характеристика диода, а также результаты ее обработки представлены на рис. 1в. Использован полупрозрачный масштаб. На рис. 1в представлено разложение ВАХ диода № 1 на три компоненты: омический ток, ток термополевой эмиссии и диодная компонента тока. Точками показаны экспериментальные данные. Сплошной линией показана модельная зависимость, полученная из объединения всех компонент тока. Как видно, суммарный ток удовлетворительно описывает экспериментальные данные.

### Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 1г представлена реализация шумового напряжения. На рис. 2 приведено семейство спектров шумового напряжения в диапазоне токов 0.3–10 мкА.

Основная идея используемого здесь подхода заключается в том, что эквивалентные сопротивления подвержены  $1/f$  флуктуациям [4]. Полный спектр  $S_v$  шумового  $1/f$  напряжения определяется видом спектров флуктуаций эквивалентных сопротивлений и эффектами, обусловленными взаимодействием различных компонент полного тока.

Эффект максимизации шума возникает при проявлении флуктуаций сопротивления утечки

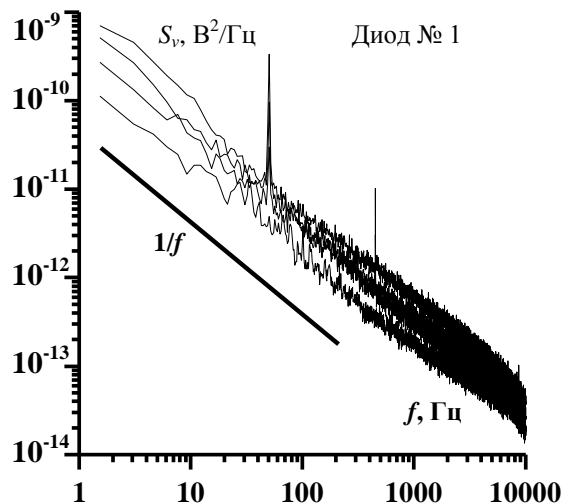


Рис. 2. Семейство спектров шумового напряжения при разных токах через диод

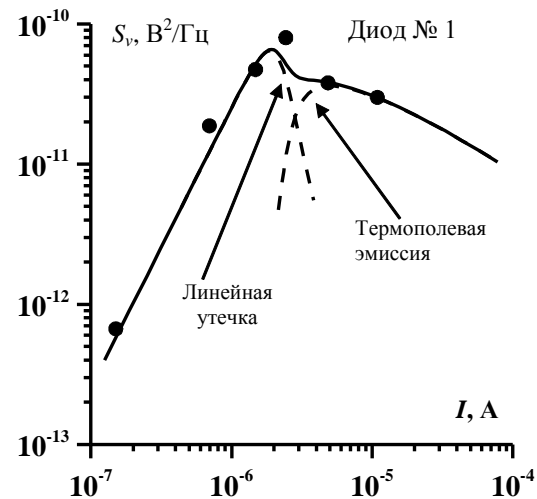


Рис. 3. Токвая зависимость спектра шумового напряжения на частоте 10 Гц

$\delta R_l(t)$  и флуктуаций сопротивления термополевой эмиссии  $\delta R_r(t)$ . Шумовой ток в этом случае

$$i(t) = I_l \delta R_l(t) + I_r \delta R_r(t). \quad (7)$$

Этот ток приводит к шумовому напряжению, выделяющемуся на дифференциальном сопротивлении  $R$  диода  $v(t) = Ri(t)$ . Спектр  $1/f$  шумового напряжения  $S_v$ , обусловленный флуктуациями тока утечки и тока термополевой эмиссии, определяется как

$$S_v = V_l^2 S_{\delta R_l} + V_r^2 S_{\delta R_r}. \quad (8)$$

Здесь  $V_l = I_l R$  и  $V_r = I_r R$  – коэффициенты пересчета,  $S_{\delta R_l}$  – спектр относительных флуктуаций линейного сопротивления утечки,  $S_{\delta R_r}$  – спектр относительных флуктуаций сопротивления термополевой эмиссии.

Токвая зависимость спектра шума в этом случае имеет максимум.

Экспериментальные данные для спектра НЧ шума на частоте  $f = 10$  Гц в зависимости от полного тока  $I$  показаны точками на рис. 3. Штриховыми линиями на рисунке показаны спектры в зависимости от тока  $I$ , полученные из моделей линейной компоненты тока и тока термополевой эмиссии. Модель линейной компоненты тока позволяет описывать экспериментальные данные в области относительно малых токов, в области больших токов для объяснения экспериментальных данных необходимо использовать модель тока термополевой эмиссии. Сплошная линия – токвая зависимость спектра шума, полученная из объединенной модели шума линейного сопротивления и нелинейного сопротивления термополевой эмиссии.

Модель удовлетворительно описывает экспериментальные данные.

Подобному анализу был подвергнут ряд образцов. Аналогичные результаты получены для всех исследованных образцов.

## Выводы

Обнаружена неоднородность протекания тока в диодах с контактом металл-полупроводник, вследствие чего в ВАХ проявляются дополнительные компоненты тока диода. Одна из компонент имеет квазиомический характер и проявляется при относительно малых токах. Диффузия примесей в контактах металл-полупроводник приводит к формированию областей с избыточной концентрацией доноров. Наличие таких областей вызывает возникновение второй дополнительной компоненты тока термополевой эмиссии. Показано, что именно эти механизмы являются причиной возникновения низкочастотного шума в таких диодах.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России, государственное задание Минобрнауки России в 2012 году и в плановом периоде 2013 и 2014 годов, регистрационный номер 2.1615.2011, НИР «Исследование сложных объектов различной физической природы современными радиофизическими методами».*

## Список литературы

1. Бланк Т.В., Гольдберг Ю.А. Механизмы протекания тока в омических контактах металл-полупроводник // ФТП. 2007. № 41(11). С. 1281–1308.
2. Padovani F.A., Stratton R. Field and Thermionic emission in Schottky barriers // Solid-State Electronics. 1966. V. 9. P. 695–707.

3. Родерик Э.Х. Контакты металл-полупроводник. М.: Радио и связь, 1982. 208 с. [Пер. с англ.: Rhoderich E.H. Metal-Semiconductor Contacts. Oxford: Clarendon Press, 1978].

4. Ключев А.В. Низкочастотные шумы в наноразмерных полупроводниковых структурах: источники, измерение, методы анализа // LAP LAMBERT Academic Publishing, 2011. 208 с.

### ON PHYSICAL MECHANISMS OF FLICKER NOISE GENERATION IN TI-AU/GAAS SCHOTTKY DIODES

*Al.V. Klyuev, M.R. Kiselev, An.V. Klyuev*

Current flow inhomogeneity in diodes with metal-semiconductor contact has been found. As a result, additional components of the diode current are detected in the I-V curve. One of the components has a quasi-ohmic character and appears at rather small currents. The second additional component is a thermionic-field emission current. These mechanisms are shown to be the sources of low-frequency noise in such diodes.

*Keywords:* Schottky diode, low-frequency noise, current-voltage characteristic.

#### *References*

1. Blank T.V., Gol'dberg Yu.A. Mekhanizmy protekaniya toka v omicheskikh kontaktakh metall-poluprovodnik // FTP. 2007. № 41(11). S. 1281–1308.

2. Padovani F.A., Stratton R. Field and Thermionic-field emission in Schottky barriers // Solid-State Electronics. 1966. V. 9. P. 695–707.

3. Roderik E.Kh. Kontakty metall-poluprovodnik. М.: Радио и связь, 1982. 208 с. [Per. s angl.: Rhoderich E.H. Metal-Semiconductor Contacts. Oxford: Clarendon Press, 1978].

4. Klyuev A.V. Nizkochastotnye shumy v nanorazmernykh poluprovodnikovykh strukturakh: istochniki, izmerenie, metody analiza // LAP LAMBERT Academic Publishing, 2011. 208 s.