

# Температурная зависимость обратного тока в диодах с барьером Шоттки

© П.А. Пипинис, А.К. Римейка, В.А. Лапейка

Вильнюсский педагогический университет,  
2034 Вильнюс, Литва

(Получена 16 июня 1997 г. Принята к печати 31 июля 1997 г.)

Измерены температурные зависимости тока  $I$  при напряжениях обратного смещения структур  $\text{Al-SiO}_2-n\text{-Si}$ ,  $\text{Al-SiO}_2-n\text{-GaAs}$  и  $\text{Al-}n\text{-GaAs}$  (с собственным окислом). Установлено, что общим свойством этих зависимостей является уменьшение энергии термической активации с увеличением приложенного напряжения и отклонение этих зависимостей от прямой, изображенных в координатах  $\ln I$  от  $1/T$ , наблюдаемое при более высоких напряжениях. Результаты объясняются на основе того, что ток через барьер обуславливается туннелированием электронов из поверхностных состояний в зону проводимости полупроводника. Из сопоставления результатов опыта с теорией туннелирования, в которой учтено влияние фононов решетки полупроводника на вероятность туннелирования, даны оценки напряженности поля в барьере Шоттки и поверхностной плотности электронных состояний в граничном слое полупроводника.

## 1. Введение

Диоды металл–полупроводник с барьером Шоттки исследовались многими авторами (см., например, [1]). Токи при напряжениях прямого смещения — прямые ветви вольт-амперных характеристик (ВАХ) — объясняются теориями диффузии термоэмиссии [2] и туннельных процессов полевой и термополевой эмиссии [3,4]. Согласно теории термоэмиссии, обратный ток с увеличением напряжения обратного смещения должен стремиться к насыщению. Однако, так как у реальных диодов Шоттки ожидаемого насыщения тока при больших значениях обратного смещения не наблюдается, обратные ветви ВАХ объясняются тем, что с увеличением напряжения высота барьера уменьшается [5,6], или тем, что при более высоких напряжениях существенным является ток, обусловленный туннелированием электронов из металла в полупроводник [7,8]. Например, в [8] обратный ток поверхностно-барьерных структур на GaAs ( $n = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) при  $T = 350 \text{ К}$  объясняется термополевой эмиссией, переходящей при более низких температурах в полевую эмиссию.

В теориях барьера Шоттки и механизма тока в нем [9,10] учитывается влияние поверхностных состояний в слое раздела металл–полупроводник. Учет влияния поверхностных состояний на эмиссию носителей заряда, а также падения напряжения в слое раздела позволяет объяснить характеристики барьера и основные закономерности тока через него, в том числе и зависимость обратного тока от напряжения [5,6]. Однако и современные теории, как видно из результатов [5,6,11], не в состоянии полностью объяснить температурные зависимости тока, особенно в области небольших напряжений смещения. Для объяснения ВАХ, полученных при различных температурах, в работе [11] обратные ветви ВАХ структур  $\text{CrSi}_2\text{-Si}$  при малых напряжениях и температурах  $T = 200 \text{ К}$  объясняются механизмом термоэмиссии, а при более высоких напряжениях и более низких температурах — термополевой эмиссией.

Нам кажется, что температурная вариация ВАХ, а также наблюдаемые особенности зависимости тока от температуры при различных напряжениях обратного смещения во многих случаях объяснимы единой теорией туннелирования электронов из поверхностных состояний через барьер, стимулированного фононами. На основе этого механизма в работе [12] были объяснены обратные ветви ВАХ, полученные при различных температурах, для диодов с барьером Шоттки  $\text{Al-}n\text{-GaAs}$ .

В настоящей работе мы представляем температурные зависимости обратного тока при различных напряжениях некоторых диодов металл–полупроводник с тонким слоем окисла. Результаты опыта сопоставляются с теоретическими зависимостями вероятности туннелирования из поверхностных состояний слоя раздела через барьер. Сопоставление дает возможность оценить максимальное значение напряженности поля в барьере, плотность заряда, локализованного на уровнях дефектов в слое раздела.

## 2. Характеристика образцов и методы измерения

Исследуемые образцы были изготовлены следующим образом. Основой структуры  $\text{Al-SiO}_2-n\text{-Si}$  была пластинка Si  $n$ -типа ( $n = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) с ориентацией поверхности (111). Тонкий слой окисла  $\text{SiO}_2$  на поверхности Si был получен путем термической оксидации поверхности в атмосфере сухого кислорода при температуре  $700^\circ\text{C}$ . Толщина окисла не превышала 4 нм. Электродом, образующим барьер, служил напыленный на окисел диск из алюминия диаметром 0.8 мм. На другой стороне пластинки наносился омический контакт.

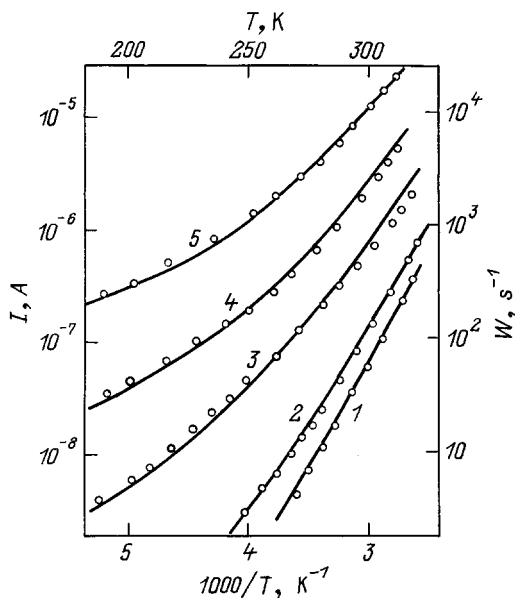
Структуры  $\text{Al-SiO}_2\text{-GaAs}$  изготавливались на пластинке GaAs  $n$ -типа ( $n = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) ориентации (100). После полировки и химической обработки на одной из сторон пластинки наносился слой двуокиси кремния плазмохимическим методом. На поверхность окисла напылялся алюминиевый электрод диаметром 1.0 мм при

$T = 100^\circ\text{C}$ . На другой стороне создавался омический контакт. Также изучались диоды Al-*n*-GaAs с собственным окислом. Оксидация поверхности GaAs проводилась в атмосфере кислорода в течение 40 мин при температуре  $510^\circ\text{C}$ .

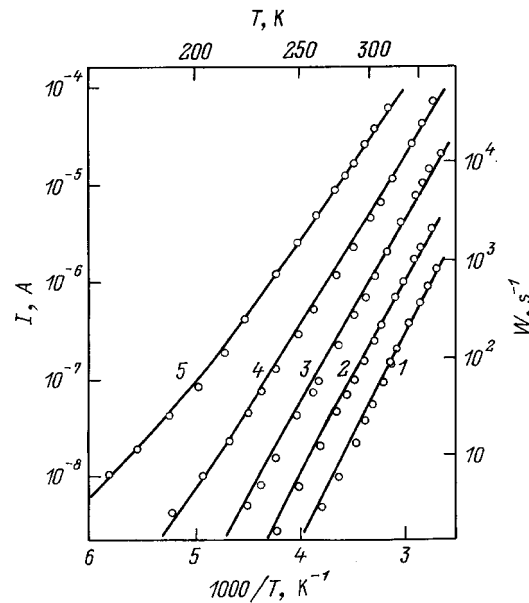
Измерения проводились в вакуумном криостате, позволяющем менять температуру от 100 до 400 К. Ток измерялся с помощью электрометра (пределы измерения  $10^{-13}$ – $10^{-9}$  А) или двухкоординатного самопишущего потенциометра.

### 3. Результаты и их интерпретация

На этих диодах измерены температурные зависимости тока при разных напряжениях обратного смещения. Исследуемые диоды обладали явно выраженной температурной зависимостью тока, закономерности которой для обоих типов диодов были одинаковыми, а именно, при низких напряжениях зависимости  $\ln I$  от  $1/T$  изображаются прямыми с энергией термической активации 0.6 эВ для диода Al-SiO<sub>2</sub>-*n*-Si и 0.5 эВ для диода Al-SiO<sub>2</sub>-*n*-GaAs; при более высоких напряжениях зависимости  $\ln I = f(1/T)$  значительно отклоняются от прямых из-за менее выраженной зависимости тока от температуры в низкотемпературной области (рис. 1 и 2, кривые 3-5).



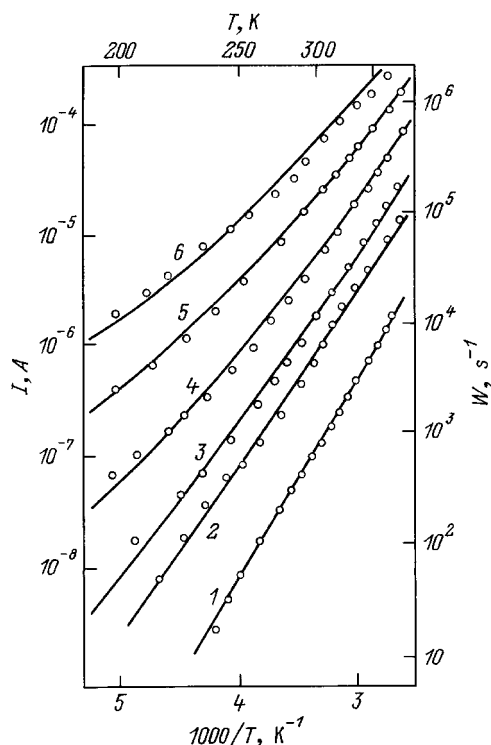
**Рис. 1.** Зависимости тока  $I$  от температуры  $T$  при различных напряжениях обратного смещения (точки) для структур Al-SiO<sub>2</sub>-*n*-Si и теоретические зависимости вероятности туннелирования  $W$  от напряженности электрического поля  $E$  (сплошные линии), рассчитанные для высоты барьера  $\Delta = 0.6$  эВ, константы электрон-фононного взаимодействия  $a = 6.0$ , эффективной массы электрона (Si)  $m^* = 0.33 m_e$ , величины энергии фонона (SiO<sub>2</sub>)  $\hbar\omega = 0.063$  эВ. Диффузионный потенциал  $U_0 = 0.4$  В.  $U$ , В: 1 — 0.05, 2 — 0.1, 3 — 0.5, 4 — 1, 5 — 5.  $E$ ,  $10^7$  В/м: 1 — 5.5, 2 — 6, 3 — 7.2, 4 — 8, 5 — 9.



**Рис. 2.** Зависимости тока  $I$  от температуры  $T$  при различных напряжениях обратного смещения (точки) для структур Al-SiO<sub>2</sub>-*n*-GaAs и теоретические зависимости вероятности туннелирования  $W$  от напряженности электрического поля  $E$  (сплошные линии), рассчитанные для  $\Delta = 0.5$  эВ,  $a = 8$ ,  $m^* = 0.068 m_e$ ,  $\hbar\omega = 0.036$  эВ. Диффузионный потенциал  $U_0 = 0.3$  В.  $U$ , В: 1 — 0.2, 2 — 0.5, 3 — 1, 4 — 2, 5 — 4.  $E$ ,  $10^7$  В/м: 1 — 0.7, 2 — 0.9, 3 — 1.3, 4 — 1.8, 5 — 2.3.

Закономерности температурных зависимостей тока такого вида трудно объяснить общепринятыми теориями механизма тока в диодах Шоттки и поэтому мы их объясняем в рамках модели, предложенной в [12] для объяснения вольт-амперных характеристик обратного тока диодов Al-*n*-GaAs с барьером Шоттки. Предполагалось, что в упомянутых диодах источником носителей заряда являются электронные состояния в полупроводнике вблизи границы раздела металл-полупроводник. Электроны попадают в зону проводимости полупроводника в результате стимулированного фононами туннелирования из этих уровней. В предположении, что туннелировавшие электроны покидают обедненную область без потерь из-за рекомбинации, и поэтому все вносят вклад в измеряемый ток, ток через барьер при напряжении обратного смещения будет пропорциональным вероятности туннелирования  $W$ , т.е.  $I = WeNS$ , где  $N$  — поверхностная концентрация центров с локализованными электронами,  $S$  — площадь барьерного электрода. На основе этого мы сопоставляем экспериментальные зависимости тока от температуры с температурной зависимостью вероятности туннелирования, рассчитанной согласно квантowo-механической теории туннелирования с участием фононов решетки.

Зависимости вероятности туннелирования, которые на рис. 1–3 изображены кривыми, были рассчитаны согласно формуле (16) из работы [13] при значениях параметров, указанных в подписях под рисунками. При



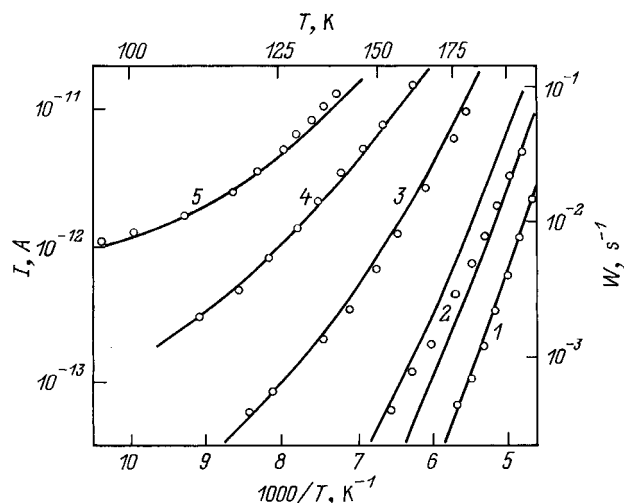
**Рис. 3.** Зависимости тока  $I$  от температуры  $T$  при различных напряжениях обратного смещения (точки) для структур Al-GaAs с собственным окислом и теоретические зависимости вероятности туннелирования  $W$  от напряженности электрического поля  $E$  (сплошные линии), рассчитанные для  $\Delta = 0.5$  эВ,  $a = 8$ ,  $m^* = 0.068 m_e$ ,  $\hbar\omega = 0.036$  эВ. Диффузионный потенциал  $U_0 = 0.4$  В.  $U$ , В: 1 — 0.1, 2 — 0.5, 3 — 1, 4 — 2, 5 — 4, 6 — 6.  $E$ ,  $10^7$  В/м: 1 — 1.3, 2 — 1.8, 3 — 2.1, 4 — 2.5, 5 — 3.0, 6 — 3.3.

таким сопоставлении принималось, что максимальная напряженность поля  $E$  в барьере пропорциональна квадратному корню из суммы приложенного напряжения  $U$  и величины диффузионного потенциала  $U_0$ . Поэтому в качестве критерия для оценки точности сопоставления можно использовать отношение напряженности поля  $E$  к квадратному корню из  $U + U_0$ , которое для сопоставляемых кривых не должно значительно различаться. Именно на этом основании подбирались величина константы электрон-фононного взаимодействия  $a$ , тогда как другие величины, необходимые для расчетов, определялись характеристиками вещества. При известной вероятности туннелирования (определяемой из сопоставления с теоретической кривой) и из измеренной плотности тока можно определить плотность состояний в приповерхностном слое, которая для образца Al-SiO<sub>2</sub>- $n$ -Si получается равной  $1.2 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>, для Al-SiO<sub>2</sub>- $n$ -GaAs —  $2.8 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup> и для Al- $n$ -GaAs с собственным окислом —  $3.7 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>.

В представленной интерпретации не учтено влияние на величину тока слоя окисла. На то обстоятельство, что эмиссия осуществляется не из окисла, указывает малая величина барьера — 0.6 эВ в Si и 0.5 эВ в GaAs.

В случае же эмиссии электрона из металла в окисел величина барьера была бы примерно 3.2 эВ [14]. Кроме того, вольт-емкостные характеристики  $1/C^2 = f(U)$ , где  $C$  — емкость,  $U$  — напряжение обратного смещения, изображаются прямыми, что также является важным аргументом в пользу того, что эмиссия осуществляется через область пространственного заряда барьера Шоттки. Малое влияние слоя окисла на прохождение тока через изучаемые структуры можно объяснить тем, что слой окисла не является однородным по толщине, а имеются "ямки", которые заполняются металлом электрода. Такие ямки с ультратонким слоем окисла возникают, как известно [15,16], в термически выращенном окисле, а также из-за неоднородности поверхности. Эти микроямки в окисле с вкраплениями металла и являются, согласно мнению многих авторов [17–20], местами прохождения тока.

Следует отметить, что схожие температурные зависимости тока через барьер наблюдали и другие авторы. Так, например, в работе [6] представленные температурные зависимости обратного тока в диодах Al- $p$ -InP с тонким слоем окисла при малых напряжениях в координатах  $\ln I = f(1/T)$  изображаются прямыми, а при более высоких — отклоняются от прямых из-за уменьшения энергии термической активации в низкотемпературной области. В работе [21] температурные зависимости тока МДП структуры Al-SiO<sub>2</sub>- $n$ -Si отличаются резко выраженным различием энергии активации при низких и более высоких температурах, которая (энергия активации) также уменьшается с ростом приложенного напряжения. Эти структуры были получены термическим окислением эпитаксиального кремния, содержащего большое количество



**Рис. 4.** Зависимости тока  $I$  от температуры  $T$  при различных напряжениях обратного смещения (точки) для структур Al-SiO<sub>2</sub>- $n$ -Si из работы [21] и теоретические зависимости вероятности туннелирования  $W$  от напряженности электрического поля  $E$  (сплошные линии), рассчитанные для  $\Delta = 0.5$  эВ,  $a = 6$ ,  $m^* = 0.33 m_e$ ,  $\hbar\omega = 0.063$  эВ.  $U$ , В: 1 — 5.2, 2 — 8.5, 3 — 11, 4 — 16, 5 — 18.  $E$ ,  $10^7$  В/м: 1 — 2.6, 2 — 3.0÷3.3, 3 — 3.9, 4 — 4.4, 5 — 4.7.

структурных дефектов. Авторы цитируемой работы полученные результаты объясняют резонансным туннелированием электронов из поверхностных состояний через глубокие примесные уровни в запрещенной зоне в зону проводимости. Изменение энергии активации с изменением температуры объясняется тем, что поверхностные состояния распределены в некотором энергетическом интервале и их заполняемость в результате термического заброса электрона из валентной зоны кремния будет зависеть от температуры. На основе этих предположений качественно объясняется изменение энергии активации с изменением температуры и напряжения.

Поскольку в работе [21] изучены структуры, мало отличающиеся от диодов Al-SiO<sub>2</sub>-n-Si, изученных нами, за исключением того, что толщина окисла больше (140 нм), для температурных зависимостей тока из работы [21] представим такое же объяснение, как и для наших результатов. Также допускаем, что туннелирование осуществляется из центров на границе раздела через барьер высоты 0.5 эВ. Теоретические кривые зависимости вероятности туннелирования, рассчитанные при тех же параметрах, что и на рис. 1, для различных значений напряженности поля  $E$ , представлены на рис. 4 сплошными кривыми, а экспериментальные зависимости тока — точками. Видно, что температурные зависимости тока, полученные в интервале напряжения от 5.2 до 18 В, хорошо согласуются с теоретическими кривыми, рассчитанными в интервале напряженности  $E$  от  $2.6$  до  $4.7 \cdot 10^7$  В/м.

По причине того, что Si содержал, по мнению авторов [21], большое число дефектов, полученный слой окисла, по-видимому, также является неоднородным по толщине, т.е. в нем имеются микроямки со значительно меньшей толщиной окисла, нежели средняя его толщина, и именно через эти "ямки" и протекает ток. Общая поверхностная плотность заряда, обуславливающая ток, согласно сопоставлению теоретических и экспериментальных кривых, равна  $2 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. Эта величина плотности поверхностных электронных состояний согласуется с оценкой, данной авторами цитируемой работы. Таким образом и в этом случае наблюдаемые особенности температурной зависимости обратного тока в диодах объяснимы процессом туннельной генерации свободных электронов, облегченной участием фононов.

В заключение можно отметить, что туннелирование электронов из приповерхностных уровней в полупроводнике на границе раздела является, по-видимому, одним из основных механизмов наблюдаемого обратного тока в диодах с барьером Шоттки. Таким образом, квантово-механическая теория туннелирования, стимулированного фононами, дает хорошее согласие опытных зависимостей тока от температуры. Влияние фононов на процессы туннелирования проявляется в основном в том, что взаимодействие на центрах с фононами придает туннельным процессам явно выраженную температурную зависимость такого вида, какая и наблюдается на опыте.

## Список литературы

- [1] M.S. Tyagi. *Metal-semiconductor Schottky Barrier junctions and their applications*, ed. by P.L. Sharma (N.Y., 1984).
- [2] C.P. Crowel, S.M. Sze. *Sol. St. Electron.*, **9**, 1035 (1966).
- [3] F.A. Padovani, R. Stratton. *Sol. St. Electron.*, **9**, 695 (1966).
- [4] C.P. Crowel, V.L. Rideout. *Sol. St. Electron.*, **12**, 89 (1969).
- [5] K. Maeda, I. Umzu, H. Ikoma, T. Yoshimura. *J. Appl. Phys.*, **68**, 2858 (1990).
- [6] A. Singh, P. Cova. *J. Appl. Phys.*, **74**, 2336 (1994).
- [7] А.Н. Король. *ФТП*, **14**, 1180 (1980).
- [8] Ю.А. Гольдберг, Т.В. Львова. *ФТП*, **15**, 2339 (1981).
- [9] А.В. Чаплик, М.В. Энтин. *ЖЭТФ*, **67**, 208 (1974).
- [10] C.Y.Wu. *J. Appl. Phys.*, **53**, 5947 (1982).
- [11] B. Barus, D. Donoval. *Sol. St. Electron.*, **36**, 969 (1993).
- [12] R. Brazis, P. Pipinys, A. Rimeika, L. Gegznaite. *Sol. St. Commun.*, **55**, 25 (1985).
- [13] Ф.И. Далидчик. *ЖЭТФ*, **74**, 472 (1978).
- [14] M. Lenzlinger, E.H. Snow. *J. Appl. Phys.*, **40**, 278 (1969).
- [15] J.M. Gibson, D.W. Dong. *J. Electrochem. Soc.*, **127**, 27 212 (1980).
- [16] С.И. Кириллова, В.Е. Примаченко, О.В. Снитко, О.С. Фролов. *Микроэлектроника*, **13**, 239 (1984).
- [17] S.J. Fonash, S. Ashok. *Sol. St. Electron.*, **24**, 427 (1981).
- [18] A. Rothwarf, I. Pereyra. *Sol. St. Electron.*, **24**, 1067 (1981).
- [19] P. Chattopadhyay, A.N. Daw. *Sol. St. Electron.*, **29**, 555 (1986).
- [20] С.Г. Дмитриев, Ю.В. Маркин. *ФТП*, **30**, 1231 (1996).
- [21] Р.Р. Литовский, В.С. Лысенко, А.Н. Назаров, Т.Е. Руденко. *Микроэлектроника*, **16**, 427 (1987).

Редактор Т.А. Полянская

## Temperature dependence of reverse current in diodes with Schottky barrier

P. Pipinys, A. Rimeika, V. Lapeika

Pedagogical University,  
232034 Vilnius, Lithuania

**Abstract** The reverse current mechanism in metal-semiconductor diodes with a thin oxide layer has been studied. The measured current dependence on temperature for such diodes is explained by considering the process of phonon-assisted tunneling of an electron from interface states to the semiconductor conduction band. The field strengths at which tunneling occurs and the charge density localized in the interface states are evaluated from comparison of the experiment with the theory.