

## Моделирование процесса электроформовки униполярной переключательной структуры с памятью Pt/NiO/Pt

© В.И. Сысун, И.В. Сысун, П.П. Борисков

Петрозаводский государственный университет,  
185910 Петрозаводск, Россия  
e-mail: boriskov@psu.karelia.ru

(Поступило в Редакцию 10 июня 2015 г.)

Проанализированы экспериментальные данные переходного термического процесса электрической формовки униполярной переключательной структуры с памятью Pt/NiO/Pt. Численное моделирование этого процесса показало, что канал можно идентифицировать с областью проплавления оксида никеля, где его сечение определяется максимальным током пробоя, существенный вклад в который может вносить паразитная емкость. Для оценок параметров формирования канала приведены приближенные аналитические аппроксимации.

### Введение

Эффект резистивного переключения привлекает значительное внимание в связи с возможностью его применения в микросхемах электронной памяти ReRAM (Resistive Random Access Memory) [1,2]. Перспективными материалами для новой ReRAM являются бинарные оксиды переходных металлов (V, Ti, Nb, Ta, Ni, Zr и др.) [2–4] ввиду относительной простоты их синтеза, а также возможности переключения униполярными импульсами, что упрощает схемотехнику конечной микросхемы памяти.

Для реализации эффекта униполярного резистивного переключения с памятью в MOM-структурах принципиально необходим процесс их электрической формовки (ЭФ), который представляет собой диэлектрический пробой, т.е. резкое, скачкообразное изменение проводимости оксидного слоя при ограничении проходящего тока. Результатом ЭФ является формирование наноразмерного канала, структура и химический состав которого отличаются от исходного оксида [5,6]. Отметим, что образование такого канала подтверждается исследованием переключения в многочисленных экспериментах как в оксидных планарных [7,8], так и сэндвич-структурах [2,5,9]. Таким образом, процесс формовки передает исходной структуре со свойствами полупроводника или изолятора (высокоомное состояние „OFF“) свойства структуры с металлическим поведением проводимости (низкоомное состояние „ON“), в котором в последующем должно наблюдаться переключение с памятью.

Как показано в [10,11], в процессе образования проводящего канала при ЭФ важную роль играют предпробойные эффекты: электро- и термогенерация дефектов в кристалле, электронные переходы и ударная ионизация электронами, которые ведут к созданию каналов электронного тока — стримеров со временем развития менее 0.7 ns [12]. Далее идет процесс расширения стримера за счет джоулевого разогрева током, сопровождающегося расплавлением оксида, ростом металлических фрагментов за счет миграции атомов металла и изменения струк-

туры [12–14]. Уменьшение сопротивления и предельный ток в состоянии „ON“, обусловленные расширением канала, пропорциональны ограничителю току при переходе из „OFF“ в „ON“, либо значению паразитной емкости электродов, разряжающейся через промежуток при пробое [15,16].

Результаты этого последнего (термического) этапа ЭФ, т.е. формирование проводящего канала, определяются условиями протекания процесса, среди которых основными факторами являются плотность джоулевой энергии, генерируемой в результате пробоя, и отношение времени разрядки конденсаторной структуры ко времени рассеивания энергии проводящим каналом. В свою очередь, размеры и состав проводящего канала критическим образом влияют на количество циклов и устойчивость параметров переключения [15,16].

В настоящей работе на основе численного моделирования в сопоставлении с экспериментальными данными проведено исследование переходного термического процесса ЭФ в ReRAM структуре Pt/NiO/Pt с целью определения пространственно-временных параметров формирования проводящего канала.

### Постановка задачи

Нами произведено моделирование этих процессов на основе экспериментальной Pt/NiO/Pt-структуры, синтезированной аналогично [17]. Вольт-амперные характеристики процесса ЭФ, а также состояний ON и OFF приведены на рис. 1. Пленка NiO толщиной 50 nm наносилась магнетронным распылением в Ar с добавлением кислорода. Платиновые электроды имели площадь  $5 \times 5 \mu\text{m}$  и толщину 500 nm. Для ограничения тока пробоя последовательно структуре ставилось сопротивление  $R_{ad} = 1 \text{ k}\Omega$  и принимались меры по уменьшению паразитной емкости подводов. Переключения имели стабильный характер до  $10^4$  циклов с некоторым разбросом напряжения перехода „OFF–ON“.

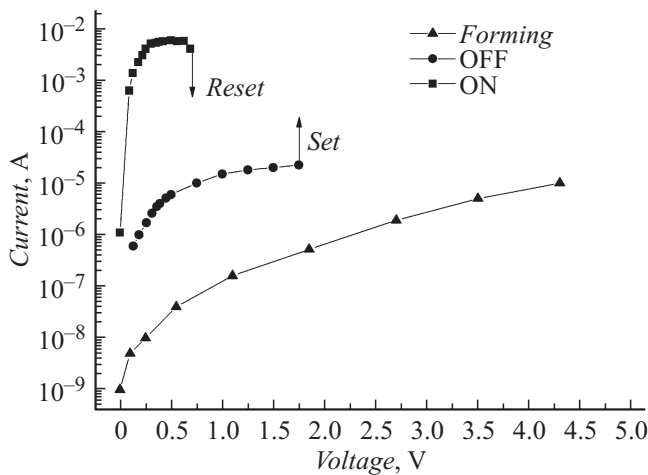


Рис. 1. ВАХ процессов электрической формовки и переключения структуры Pt/NiO/Pt.

Расчет совместного нестационарного распределения температуры и плотности тока в процессе пробоя и расширения проводящего канала производился в цилиндрической геометрии с передачей тепла как в радиальном направлении, так и на электроды с учетом зависимости параметров материала (теплоемкость, теплопроводность и электропроводность) от температуры и потерь тепла на плавление NiO. Заданными являются толщина пленки NiO, напряжение пробоя, ток ограничения  $I_o$  и емкость структуры  $C$ . Токопроводящий канал расширяется за счет роста и объединения никелевых фрагментов в сильном электрическом поле в расплаве. Границей токового канала считаем границу расплавления NiO.

Система уравнений теплопроводности и непрерывности тока в цилиндрической геометрии с радиальной  $r$  и аксиальной  $z$  (вдоль оси канала,  $z = 0$  — середина пленки) координатами имела вид

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t} (c_V T) = \frac{\partial}{\partial r} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\lambda}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) \\ \quad + \sigma \left( \frac{\partial U}{\partial r} \right)^2 + \sigma \left( \frac{\partial U}{\partial z} \right)^2, \\ \operatorname{div}(j) = \frac{\partial}{\partial r} \left( \sigma \frac{\partial U}{\partial r} \right) + \frac{\sigma}{r} \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \left( \sigma \frac{\partial U}{\partial z} \right) = 0, \end{cases} \quad (1)$$

где  $c_V$ ,  $\lambda$ ,  $\sigma$ ,  $j$  и  $U$  — теплоемкость (объемная), теплопроводность, электропроводность, плотность тока и потенциал в локальной точке  $(r, z)$ .

Система решалась методом конечных разностей на неравномерной сетке с шагом, увеличивающимся по геометрической прогрессии  $h_i = h \cdot (1.01)^i$  при  $h = 0.25$  nm. Уже при 464 шагах сетки область интегрирования по радиусу достигала значения  $10018 \cdot h$ , что существенно сократило время счета. Число интервалов по оси канала от средней плоскости, включая половину толщины пленки и электрод, составляло 311 точек (525 nm). На

внешней границе электрода и внешней области структуры принималась температура  $T_o = 300$  K. Для дискретизации производных с нелинейными коэффициентами использовался консервативный интегроинтерполяционный метод с выполнением закона сохранения энергии [18].

В таблице приведены принятые значения параметров системы (1) на основании работ [19–23] с учетом зависимости электропроводности проводящего канала от его диаметра при значениях, сравнимых с длиной пробега электронов  $\sim 14$  nm [19,21]. Температура и теплота плавления NiO по данным [22] составляла  $T_m = 2230$  K и  $\Delta H \sim 5 \cdot 10^9$  J/m<sup>3</sup> соответственно.

В процессе счета при достижении в граничной с каналом ячейке  $T = T_m$  температура фиксировалась до накопления в ячейке тепловой энергии, равной теплоте плавления NiO. После этого эта ячейка переходила в канал разряда. В каждый момент времени по расчетным потенциалам определялась плотность тока

$$j_{rij} = \sigma_{ij} \frac{U_{i+1,j} - U_{i-1,j}}{2h_i}, \quad j_{zij} = \sigma_{ij} \frac{U_{i,j+1} - U_{i,j-1}}{2h_j}. \quad (2)$$

По полному току  $I$  определялось снижение напряжения  $U$  на промежутке за время  $\Delta t$  с напряжением пробоя  $U_{br}$ :

$$\Delta U = \frac{\Delta t}{C} \cdot \left( I - \frac{U_{br} - U}{R_{ad}} \right). \quad (3)$$

## Результаты и обсуждения

Результаты расчета практически не зависели от принимаемого начального радиуса канала после пробоя в пределах 1.6–3 nm. Однако при начальном радиусе менее 1.6 nm температура не увеличивалась, и канал не расширялся из-за быстрого отвода тепла при больших градиентах температуры.

Минимально возможный радиус канала, при котором джоулево выделение энергии в канале идет исключительно на радиальный отток тепла вследствие теплопроводности на его границе без плавления, т.е. канал не расширяется, можно оценить из условия баланса энергий

$$W = \frac{U_{br}^2 R_{r \min}}{(R_{r \min} + R_{ad})^2} = -2\pi r l \lambda_{NiO}(T) \frac{\partial T}{\partial r}, \quad (4)$$

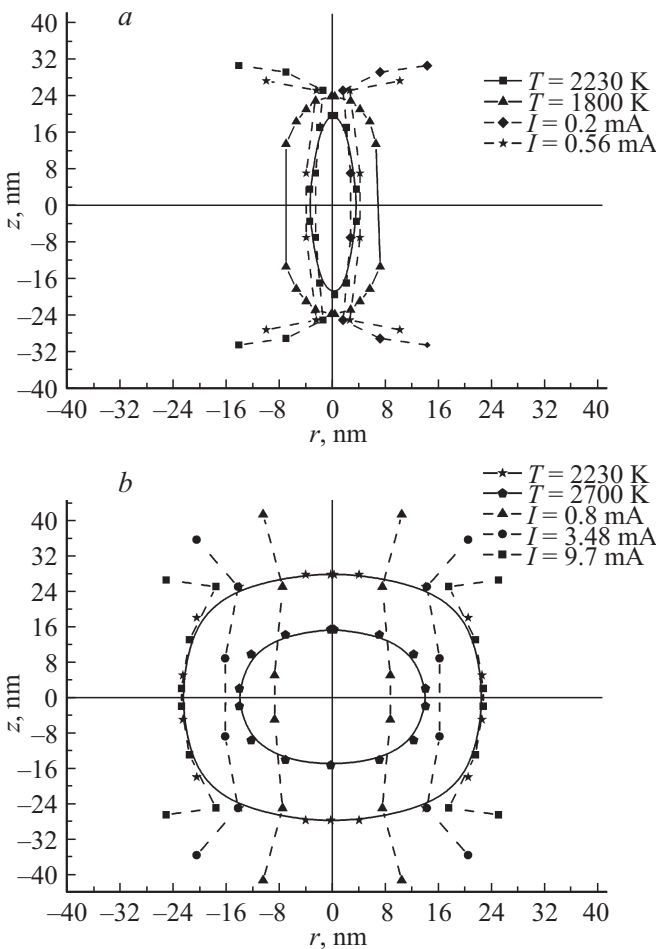
где  $R_{r \min}$  — сопротивление канала при искомом минимальном радиусе  $r_{\min}$ . При пробое из-за малого диаметра канала его сопротивление больше добавочного ограничительного сопротивления:  $W \approx U_{br}^2 / R_{r \min}$ . Положим  $R_{r \min} \approx \frac{\rho l}{\pi r_{\min}^2}$ , а теплопроводность NiO  $\lambda_{NiO}(T) = \lambda_0 \sqrt{\frac{T_o}{T}}$ , и интегрируя (4) от  $r_{\min}$  до внешней границы окисла  $r_o$ , получаем при  $T = T_m$ :

$$r_{\min}^2 = \frac{4\rho l^2 \lambda_o T_o \left[ \sqrt{\frac{T_m}{T_o}} - 1 \right]}{U_{np}^2 \operatorname{Ln} \left( \frac{r_o}{r_{\min}} \right)}. \quad (5)$$

Параметры системы (1).  $T_o = 300$  K,  $d$  (nm) — средний диаметр канала

Материал/ Параметры	$c_v \cdot 10^{-6}, J/(m^3 \cdot K)$	$\lambda, W/(m \cdot K)$	$\rho, \Omega \cdot m$
Проводящий канал	5.4	24	$0.6 \cdot 10^{-6}(1 + 6/d) \cdot [1 + 0.51 \cdot (T/T_o - 1)]$
NiO	$4.6 + 0.3 \cdot (T/T_o - 1)$	$16 \cdot \sqrt{T/T_o}$	$\sim 10^{-2} \cdot \exp(3600/T)$
Электрод Pt	$2.8 + 0.14 \cdot (T/T_o - 1)$	$71 + 2.1 \cdot (T/T_o - 1)$	$\sim 10^{-7} \cdot T/T_o$

Результат (5) слабо зависит от  $r_o$  и, принимая  $r_o \sim l \sim 50$  nm,  $U = 4.3$  V, а значения  $\lambda_o$  и  $\rho$  из таблицы ( $\lambda_o = 16$  W/(m·K),  $\rho \sim 2.5 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot m$  при  $T = T_m$ ), получим  $r_{min} \sim 2.5$  nm. Вследствие ограничения  $r_o$  это значение является несколько завышенным. Отметим, что если канал состоит из чистого никеля с  $\rho \sim 1.1 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot m$  [23], то минимальный радиус канала для его расплава будет  $r_{min} \sim 0.9$  nm.



**Рис. 2.** Пространственно-временное распределение тока и температуры процесса ЭФ структуры Pt/NiO/Pt. Время с начала развития ЭФ: *a* — 0.028 ns, *b* — 0.252 ns. Напряжение пробоя — 4.3 V, начальный радиус канала — 2.07 nm, емкость — 0.053 pF, ток ограничения — 15 mA.

При начальных радиусах, больших  $r_{min}$ , канал при пробое расширяется вследствие плавления NiO, а его сопротивление  $R_k$  уменьшается. Радиус канала быстро возрастает до установления второго стационарного решения (4):

$$r_{max}^2 = \frac{\rho I_m^2 L n \left( \frac{r_o}{r_{max}} \right)}{4\pi^2 \lambda_o T_o \left[ \sqrt{\frac{T_m}{T_o}} - 1 \right]}, \quad (6)$$

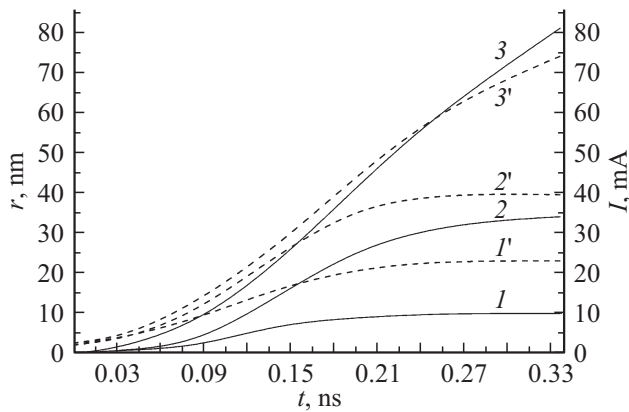
соответствующего выделяемой мощности  $W = I_m^2 R_{k \max}$  с максимально возможным током  $I_m$  и сопротивлением канала  $R_{r \max} \approx \frac{\rho l}{\pi r_{max}^2}$ .

Численный расчет системы (1) уточняет эту модель, учитывая неоднородность радиуса канала по длине, потери тепла на плавление и ее отвод с электродов и уменьшение напряжения на канале при изменении тока. В качестве примера на рис. 2 приведены распределения температуры и тока в структуре в различные моменты разряда. Как видно, линии температуры и тока неоднородны по длине канала, сужаясь к электродам, а радиальное распределение устанавливается за 0.2–0.5 ns. На рис. 3 и 4 показаны зависимости от времени наибольшего радиуса канала (при  $z = 0$ ) и тока разряда при двух значениях емкости  $C$  (0.053 и 5.3 pF), соответствующих площадям электродов  $5 \times 5$  и  $50 \times 50 \mu m^2$ , и различных значениях тока ограничения  $I_o$ . Зависимости установившихся радиуса, сопротивления и температуры канала от максимального тока (рис. 5) имеют монотонный характер и практически совпадают при разных емкостях. На рис. 6 приведены радиальные зависимости установившейся температуры в середине пленки при различных максимальных токах. Виден существенный рост температуры на оси канала с ростом тока.

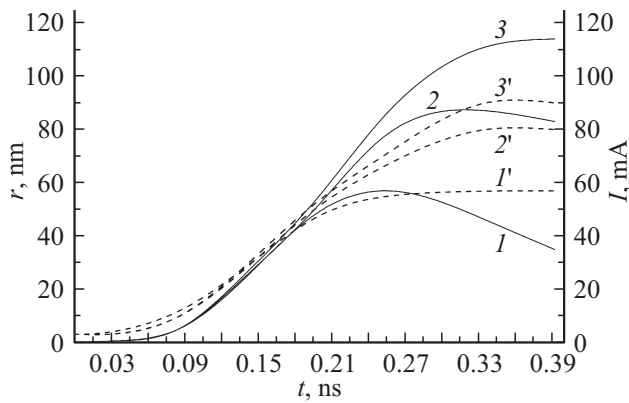
На основании полученных расчетных зависимостей можно получить приближенные аналитические выражения. Прежде всего можно отметить, что определяющим фактором, влияющими на расширение канала и его параметры, является максимальный ток в канале, который хорошо аппроксимируется зависимостью

$$I_m = (I_{mk}^{3/2} + I_{mc}^{3/2})^{2/3}. \quad (7)$$

В (7)  $I_{mk}$  является током от внешней цепи, определяемый током ограничения источника или добавочным



**Рис. 3.** Кинетика изменения радиуса канала  $r$  (штриховая кривая) и тока разряда  $I$  (сплошная кривая) при  $C = 0.053$  pF и токах ограничения  $I_o$ : 15 mA (кривые 1 и 1'), 60 mA (кривые 2 и 2'), 200 mA (кривые 3 и 3').



**Рис. 4.** Кинетика изменения радиуса канала  $r$  (штриховая кривая) и тока разряда  $I$  (сплошная кривая) при  $C = 5.3$  pF и токах ограничения  $I_o$ : 4 mA (кривые 1 и 1'), 80 mA (кривые 2 и 2'), 200 mA (кривые 3 и 3').

сопротивлением

$$I_{mk} = \frac{U_{br}}{R_k + R_{ad}} = \frac{I_o}{1 + \frac{R_k}{R_{ad}}}, \quad (8)$$

а  $I_{mc}$  — есть эффективный емкостной ток, который, в свою очередь, хорошо аппроксимируется (в единицах mA) степенным законом от емкости в единицах pF:

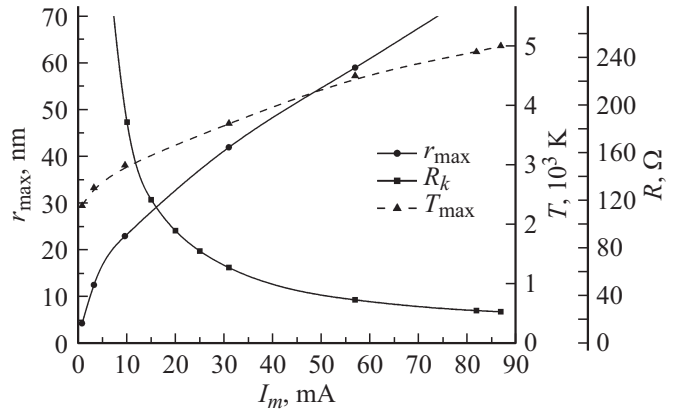
$$I_{mc} = 12 C^{0.9}. \quad (9)$$

Также максимальный радиус  $r_{max}$  (nm), средняя температура  $T_a$  (K) и общее сопротивление канала  $R_k$  ( $\Omega$ ) зависят от максимального тока (mA) на интервале  $I_m = 3-120$  mA как

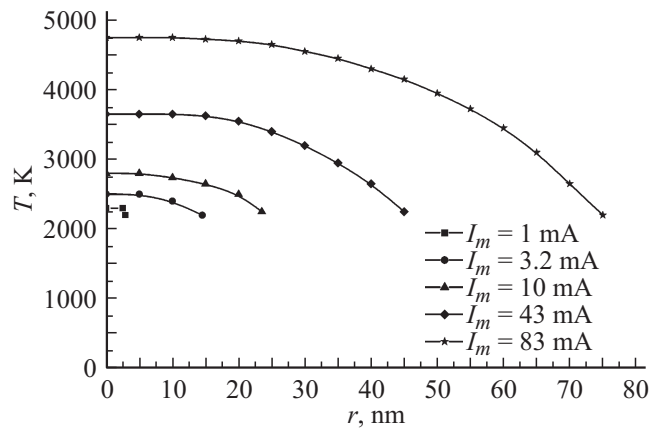
$$r_{max} \approx 6.3 \cdot I_m^{0.56}, \quad (10a)$$

$$T_a \approx 2300 \cdot I_m^{0.1}, \quad (10б)$$

$$R_k \approx 1200 \cdot I_m^{-0.85}. \quad (10в)$$



**Рис. 5.** Зависимости радиуса ( $r_{max}$ ), сопротивления ( $R_k$ ) и температуры ( $T_{max}$ ) канала от максимального тока ( $I_m$ ) структуры Pt/NiO/Pt.



**Рис. 6.** Радиальные зависимости установившейся температуры в середине пленки ( $z = 0$ ) при различных значениях максимального тока  $I_m$ .

Максимальная площадь канала ( $\pi r_k^2$ ) растет несколько быстрее, чем ток, а сопротивление канала падает медленнее, чем растет его площадь, из-за увеличения температуры и удельного сопротивления канала. Некоторую роль играет и рост с током неоднородности сечения канала по его длине, так как канал сужается к электродам. Формула (10б) остается справедливой и при отсутствии плавления NiO, т.е. при  $r_m \leq 1.6$  nm,  $I_m \leq 0.2$  mA.

Проведем сравнение результатов компьютерного моделирования с экспериментальными данными. После остывания канала в режиме „ON“ сечение канала остается прежним, а сопротивление уменьшается за счет снижения удельного сопротивления. При комнатной температуре

$$R_{ko} = \frac{R_k}{1 + 0.51 \left( \frac{T_a}{T_o} - 1 \right)}. \quad (11)$$

По начальному наклону вольт-амперной характеристики ON-состояния (рис. 1) сопротивление канала при

токе 1.0 мА составляло  $R_{ko} \sim 80 \Omega$ . Затем оно возрастало с током до 130–150  $\Omega$  при токе 5 мА перед переходом в OFF-состояние.

Суммарная измеренная паразитная емкость в экспериментальной схеме при напряжениях, близких к пробоем  $U_{br} = 4.3 \text{ V}$ , оказалась несколько выше (0.079 pF) оцененной емкости электродов 0.053 pF (площадь  $5 \times 5 \mu\text{m}$ ) за счет влияния проводов источника и задает емкостной ток согласно (9)  $I_{mc} = 0.97 \text{ mA}$ . С учетом этого значения полный максимальный ток пробоя можно найти из самосогласованного вычисления из выражений (7)–(10) для тока ограничения  $I_o = 4.3 \text{ mA}$  с  $R_{ad} = 1 \text{ k}\Omega$  (8), средней температуры  $T_a = 2600 \text{ K}$  (10b) и сопротивления нагретого канала  $R_k = 410 \Omega$  (10c). Полученное значение  $I_m = 3.5 \text{ mA}$  дает, согласно (11), сопротивление канала при 300 К  $R_{ko} \sim 84 \Omega$ , что близко к реально измеренному. Таким образом, численный расчет дает хорошее согласие с экспериментом. Отметим также, что максимальный радиус канала при таком значении тока  $I_m$  будет равен  $\sim 12.6 \text{ nm}$ .

Повторный пробой из „OFF“ в „ON“ происходит при меньшем напряжении за счет остатка проводящих частей канала у электродов и уменьшением длины пробиваемого слоя NiO. При этом ток пробоя существенно измениться не может.

Полученные результаты можно использовать и для других значений толщины слоя NiO. Действительно, пробойное напряжение будет пропорционально  $l$ , а емкость электродов обратно пропорциональна  $l$ . Тогда заряд, протекающий от емкости через канал, и максимальный ток не изменяются с изменением сопротивления канала, пропорционального его длине. Выражения для максимального тока и сопротивления канала (9) и (10в) модифицируются для вариации длины канала  $l$  (в единицах nm):

$$I_{mc} = 12 \left( \frac{U_{br}}{4.3} C \right)^{0.9}, \quad (12a)$$

$$R_k = 24 l (T_m)^{-0.85}. \quad (12b)$$

Экспериментальные данные работ, где паразитная емкость в MOM структуре на основе NiO дает малый вклад в общий ток [15], показывают, что ток перехода  $I_{reset}$  в OFF-состояние примерно равен току ограничения  $I_o$  при обратном переходе. Экспериментальная оценка для напряжения перехода в [15]  $U_{reset} \approx 12 \cdot l$  (mV). Тогда, вычисляя сопротивление канала при 300 К по (11), (12b) и (10c) и, учитывая, что оно к моменту перехода в OFF за счет увеличения температуры примерно удваивается, получим оценку  $I_{reset}$  в единицах mA

$$I_{reset} \approx \frac{U_{reset}}{2R_{ko}} \approx 0.12 \cdot I_m^{0.85} + 0.98 \cdot I_m^{0.95} \approx I_o. \quad (13)$$

Емкость начинает давать вклад в общий ток при  $I_{mc} \approx I_o$ . В работе [15] в MOM структуре на основе NiO с емкостью 0.05 pF и напряжением пробоя  $U_{br} = 2.5 \text{ V}$

измерялся ток  $I_{reset} \sim 0.4 \text{ mA}$ , в то время как в наших расчетах по формулам (12a) и (13) получаем близкое значение  $I_{reset} \sim 0.49 \text{ mA}$ .

## Заключение

На основании проведенного расчета пространственно-временных параметров формирования проводящего канала в переключающей структуре Pt/NiO/Pt можно сделать следующие выводы. Проводящий канал можно идентифицировать с областью проплавления оксида никеля при пробое промежутка. Температура в канале при протекании тока может существенно превысить температуру плавления NiO и имеет неоднородный по каналу характер. Сечение проводящего канала, неоднородно по длине, сужаясь к электродам, и определяется максимальным током пробоя, существенный вклад в который может вносить паразитная емкость.

Существует минимальный радиус канала ( $r_{\min} \sim 1.6 \text{ nm}$ ) и начальный ток ( $I_m \sim 0.2 \text{ mA}$ ), определяемые развитием стримеров, при которых плавление структуры NiO не достигается и расширение канала отсутствует. В этом случае канал не стабилизирован и может иметь большой разброс параметров [16]. Для оценок радиуса расширения канала, его сопротивления и температуры применимы приближенные аналитические аппроксимации (9)–(12), которые могут быть использованы для оценки ЭФ-структуры на основе NiO с устойчивыми параметрами переключения. Более того, множители при степенных функциях в (9) и (10) фактически определяются только параметрами материала, т.е. эти степенные зависимости могут быть достаточно универсальны и сравнимы с ЭФ ReRAM структур на основе других оксидов переходных металлов.

Работа выполнена при поддержке Программы стратегического развития Петрозаводского государственного университета на 2012–2016 гг. и Министерства образования и науки РФ по проекту № 1426 (2014/154).

## Список литературы

- [1] Burr G.W., Kurdi B.N., Scott J.C., Lam C.H., Gopalakrishnan K., Shenoy R.S. // IBM J. Res. Develop. 2008. Vol. 52. P. 449–464.
- [2] Sawa A. // Materials Today. 2008. Vol. 11. P. 28–36.
- [3] Waser R. // Nature Materials. 2007. V.6. P. 833–840.
- [4] Wong H.-S. P., Lee H.Y., Yu S., Chen Y.S., Wu Y., Chen P.S., Lee B., Chen F.T., Tsai M.J. // Proceedings of the IEEE. 2012. V. 100. N 6. P. 1951–1970.
- [5] Son J.Y., Shin Y.-H. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92. P. 222 106.
- [6] Ang R., Chen T.P., Lin Z., Wong J.I., Yi M.D., Yang M., Cen Z.H., Zhu S., Zhu W., Goh E.S.M. // Appl. Phys. Lett. 2009. Vol. 95. P. 012 104.
- [7] Klein N. // In Advances in Electronics and Electron Physics. 1969. Vol. 26. P. 309–424.
- [8] Fujiwara K., Nemoto T. // Jap. Journal of Appl. Phys. 2008. Vol. 47. P. 8.

- [9] Jung K., Kim Y., Hyunsik W.J., Baeho I., Hong P.J., Lee J., Park J., Lee J.K. // Appl. Phys. Lett. 2010. Vol. 97. P. 233509–1 233509-3.
- [10] Куликов В.Д. // Письма в ЖТФ. 2000.Т. 26. N 4. С. 77–82.
- [11] Воробьев Г.А., Еханин С.Г., Несмелов Н.С. // ФТТ. 2005. Т. 47. N 6. С. 1048–1052.
- [12] Dearnaley G., Morgan D.V., Stomeham A.M. // J. Non-Crystal Solids. 1970. Vol. 4. P. 593.
- [13] Berg F.H., Pagnia H., Sotnik N. // Phys. Stat. Sol. A. 1986. Vol. 95. P. 91.
- [14] Cagli C., Nardi F., Ielmini D. // IEEE Transection on Electron Devices. 2009. Vol. 56. N 8. P. 1712–1720.
- [15] Kinoshita K., Tsunoda K., Sato Y., Noshiro H., Yagaki S., Aoki M., Sugiyama Y. // Appl. Phys. Lett. 2008. Vol. 93. P. 033 506.
- [16] Nardi F., Ielmini D., Cagli C., Spiga S., Fanciulli M., Goux L., Wonter D.J. // Sol. Stat. Electronics. 2011. Vol. 58. P. 42–47.
- [17] Lee M.-J., Kim S. I., Lee C.B., Yin H., Ahn S.-E., Kang B.S., Kim K.H., Park J.C., Kim C.J., Song I., Kim S.W., Stefanovich G.B., Lee J.H., Chung S.J., Kim Y.H., Park Y. // Adv. Funct. Mater. 2009. Vol. 19. P. 1587–1593.
- [18] Беляев Н.М., Рядно А.А. Методы теории теплопроводности. М.: Высшая школа. 1982. Ч. I. 327 с.
- [19] de Vries J.W.C. // Thin Solid Films. 1987. Vol. 150. P. 209–215.
- [20] Kim S.I., Lee Joe H., Chang J.W., Hwang S.S., Joo K.-H. // Appl. Phys. Lett. 2008. Vol. 93. P. 033 503.
- [21] Ou M.N., Yang T.J., Harutyunyan S.R., Chen Y.Y., Chen C.D., Lai S.J. // Appl. Phys. Lett. 2008. Vol. 92. P. 063 101.
- [22] Самсонова Г.В. Физико-химические свойства окислов. Справочник. М.: Металлургия. 1978. 476 с.
- [23] Зиновьев В.Е. Теплофизические свойства металлов при высоких температурах. Справочник. М.: Металлургия, 1989. 384 с.