

КИНЕТИКА РЕЗИСТИВНОГО ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ И КВАНТОВАНИЕ ПРОВОДИМОСТИ В ОРГАНИЧЕСКИХ МЕМРИСТОРАХ С РАЗЛИЧНОЙ ТОЛЩИНОЙ ПАРИЛЕНА И РАЗНЫМ МАТЕРИАЛОМ АКТИВНОГО ЭЛЕКТРОДА

Г. Д. Шедей^{a,b}, Б. С. Швецов^{a,b*}, А. В. Емельянов^{a,b,c}, Т. Д. Пацаев^a, В. В. Рыльков^a,
В. А. Демин^a

^a Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия

^b Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119991, Москва, Россия

^c Московский физико-технический институт
141701, Московская обл., Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 16 марта 2026 г.,
после переработки 7 апреля 2026 г.
Принята к публикации 9 апреля 2026 г.

Мемристивные технологии открывают широкие возможности для реализации энергоэффективных нейроморфных вычислительных систем (НВС). Для обеспечения надежных и воспроизводимых функциональных характеристик аппаратных НВС необходимо физическое понимание и контроль фундаментальных процессов, сопровождающих резистивное переключение (РП) мемристоров, в частности кинетики РП и особенностей квантования проводимости в процессе РП. В данной работе изучена кинетика РП конденсаторных трехслойных структур Ме/парилена/ИТО с различными материалами верхнего электрода (Ме — Си, Ag) и толщиной диэлектрического слоя парилена от 150 до 480 нм. Обнаружены две области характерных времен РП в зависимости от амплитуды переключающего импульса, соответствующих режиму относительно медленного зарождения проводящего канала (режим, ограниченный нуклеацией) и режиму быстрого роста филамента (режим, ограниченный ионным дрейфом). Несмотря на существенную зависимость пороговых напряжений от материала электрода и толщины диэлектрика, минимальное время переключения (~ 70 нс) оказалось универсальным. При этом энергия переключения варьировалась от единиц пикоджоулей для тонких пленок до наноджоулей для более толстых структур. Обнаружено, что вне зависимости от материалов верхнего электрода и толщины парилена сопротивление мемристора в процессе РП проходит через промежуточные состояния в окне сопротивлений от R_{off} до R_{on} , проводимость в которых принимает значения, близкие к кратным кванту проводимости $G_0 = 2e^2/h$, а также дробные значения. Дробные значения проводимости могут быть интерпретированы в рамках модели Ландауэра как проявление квазибаллистического транспорта, обусловленного особенностями геометрии и структуры филамента. Полученные результаты свидетельствуют о существенном влиянии материала электрода и толщины диэлектрического слоя на кинетику резистивного переключения и формирование проводящих каналов. Наблюдение стабильного квантования проводимости открывает путь к использованию подобных структур в качестве многоуровневых ячеек памяти для квантовых НВС.

Ключевые слова: мемристоры, резистивное переключение, квантование проводимости, нейроморфные вычислительные системы, парилена

DOI: 10.31857/S0044451026060088

1. ВВЕДЕНИЕ

Повышение энергоэффективности современных нейроморфных вычислительных сетей требует воз-

* E-mail: b.shvetsov15@physics.msu.ru

возможности совмещения функций хранения и обработки информации в одном устройстве. В данной связи мемристоры рассматриваются как перспективная элементная база благодаря их способности изменять сопротивление под действием электрического поля и протекшего заряда, а также сохранять его в отсутствие поля [1]. Эффект резистивного переключения наблюдается в широком классе систем на базе неорганических оксидов, органических соединений и нанокompозитов [2–11], причем к настоящему времени уже продемонстрирован ряд аппаратных решений на основе мемристоров, включая системы с вычислением в памяти и аппаратные реализации сверточных нейронных сетей, подтверждающие перспективность данного подхода [12, 13].

Особый интерес представляют органические мемристоры, отличающиеся простотой изготовления и возможностью реализации на гибких подложках [14, 15]. Одним из перспективных органических диэлектриков для создания мемристивных структур является поли-*n*-ксилилен (или париллен, ППК) [16–18]. Данный полимер позволяет получать однородные тонкие пленки с контролируемой толщиной, что делает его удобным материалом для формирования наноструктурированных систем [19–21]. Мемристоры на основе парилена демонстрируют низкие напряжения переключения (< 2 В), широкое окно сопротивлений ($R_{\text{off}}/R_{\text{on}} > 10^3$) и высокую стабильность состояний.

Резистивное переключение (РП) в структурах на основе парилена происходит по механизму электрохимической металлизации (ЭХМ) [22]. При подаче положительного напряжения на активный верхний электрод (Ме) происходит окисление атомов металла и образование катионов, которые мигрируют под действием внешнего поля, восстанавливаясь на нижнем электроде. В результате происходит сначала формирование кластера из атомов металла на нижнем электроде и далее рост металлического мостика (филамента). При завершении роста филамента структура переходит в проводящее состояние. В литературе для ЭХМ-мемристоров выделяют несколько режимов переключения, различающихся зависимостью времени переключения от приложенного напряжения [23]. При низких напряжениях скорость протекания процесса определяется стадией зарождения проводящего канала (режим, ограниченный нуклеацией). С увеличением напряжения основной вклад в задержку начинает вносить дрейф ионов металла и рост филамента, что приводит к резкому ускорению переключения.

Выполненные ранее исследования процессов РП в мемристорах на основе ППК [24, 25] были сосредоточены в основном на анализе их вольт-амперных характеристик (ВАХ) и механизма ЭХМ. При этом кинетика РП и динамика формирования проводящих каналов в структурах Ме/ППК/ИТО до сих пор остаются недостаточно исследованными. В частности, отсутствует систематическое сравнение влияния толщины диэлектрического слоя ППК и материала активного электрода (Cu, Ag) на времена переключения, энергию процесса РП и характер перехода между стабильными состояниями проводимости. Между тем именно эти параметры определяют эффективность применения органических мемристоров в нейроморфных вычислительных системах (НВС) и энергоэффективной памяти нового поколения [26].

Ранее было показано, что мемристоры на основе механизма ЭХМ переключаются через серию промежуточных состояний в окне сопротивлений $R_{\text{off}}/R_{\text{on}}$, наблюдаемых при записи ВАХ с низкой скоростью развертки [27]. Было установлено, что данный эффект проявляется в тонких проводящих филаментах с толщиной порядка фермиевской длины волны электрона [28–30]. В этих условиях проводимость структуры G может быть выражена как

$$G = n \frac{2e^2}{h} = nG_0, \quad n = 1, 2, 3, \dots,$$

где e — заряд электрона, h — постоянная Планка, множитель 2 учитывает вырождение по спину, G_0 — квант проводимости ($G_0 = 77.5$ мкСм). Этот эффект представляет интерес как с точки зрения физического понимания явления РП в мемристивных структурах, так и с позиции перспектив его использования для создания новых сверхплотных устройств хранения данных, логических схем и метрологии [31, 32]. Для объяснения данного эффекта была предложена модель медного филамента как квантового проводника [30]. Однако результаты [30] были получены в квазистационарном режиме измерения ВАХ и не учитывали возможность влияния толщины ППК и материала активного электрода на устойчивость и воспроизводимость проявления квантованных уровней проводимости.

В связи с этим целью настоящей работы является комплексное исследование электрических характеристик мемристивных структур на основе ППК с различной толщиной диэлектрического слоя и разным материалом активного электрода (Cu, Ag), включающее анализ кинетики резистивного переключения с наносекундным временным разрешением.

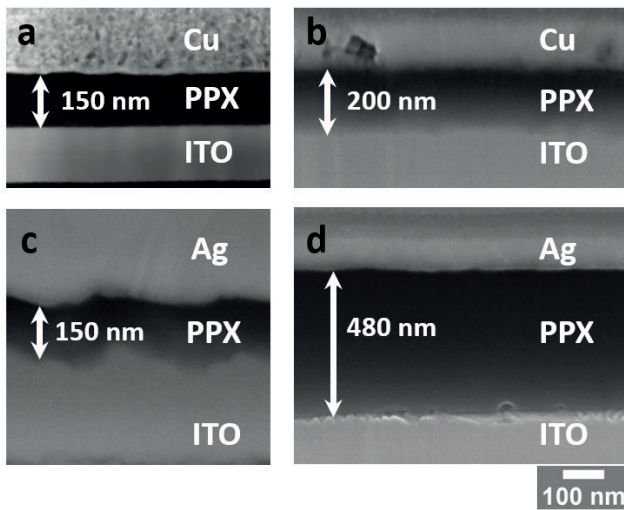


Рис. 1. Изображения, полученные с помощью растровой электронной микроскопии, поперечных срезов исследованных образцов: Cu/ППК₁₅₀/ITO (a), Cu/ППК₂₀₀/ITO (b), Ag/ППК₁₅₀/ITO (c), Ag/ППК₄₈₀/ITO (d)

ем с акцентом на изучение проявлений эффекта квантования проводимости.

2. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДЫ

Исследуемые образцы представляют собой трехслойную структуру Me/ППК/ITO с толщиной слоев ITO (оксид индия–олова) 200 нм, Me 500 нм и с разной толщиной ППК. Слои ППК были осаждены на стеклянную подложку с предварительно нанесенным слоем ITO, выступающим в качестве нижнего электрода, методом газовой фазной полимеризации с использованием системы вакуумного осаждения SCS Labcoater PDS 2010. Димер парилена (2,2-парациклофан или его производные) превращается в газообразный мономер, который при осаждении полимеризуется на подложке при комнатной температуре. Промежуточная жидкая фаза или отдельный цикл отверждения отсутствует. При используемых уровнях вакуума газообразный мономер одинаково осаждается на все стороны подложки, в результате чего получается равномерное покрытие. Верхние металлические электроды Me представляли собой слои Cu или Ag толщиной ~ 500 нм, полученные магнетронным распылением через теньевую маску. Площадь верхних электродов составляла $0.2 \times 0.5 \text{ мм}^2$. Изображения срезов образцов, полученные с помощью растровой электронной микроскопии, представлены на рис. 1. На изображениях хорошо различимы границы между слоя-

ми металла, ППК и ITO. Пленка ППК формирует равномерный слой без пор и дефектов, что подтверждает высокое качество газовой фазной полимеризации. На рис. 1 a, b показаны образцы Cu/ППК/ITO с толщиной ППК 150 нм (a) и 200 нм (b), а на рис. 1 c, d — образцы Ag/ППК/ITO с толщиной ППК 150 нм (c) и 480 нм (d). Далее данные образцы будут обозначаться как Cu/ППК₁₅₀/ITO, Cu/ППК₂₀₀/ITO, Ag/ППК₁₅₀/ITO и Ag/ППК₄₈₀/ITO соответственно.

Измерения ВАХ структур осуществлялись с помощью аналитической зондовой станции Cascade Microtech PM5 и источника-измерителя Keithley 2636B. Электрическая измерительная схема для измерений кинетики РП показана на рис. 2 a. В качестве источника использовался генератор прямоугольных импульсов Keysight 81150A. Напряжения U_1 на мемристоре и U_2 на последовательном с ним сопротивлении ($R = 1.8 \text{ кОм}$) регистрировались двухканальным осциллографом HP DSO-8104A (рис. 2 a). Напряжение U_2 определяется током через мемристор $I = U_2/R$ и позволяет отслеживать изменение его проводимости. Все эксперименты были автоматизированы в графической среде программирования LabVIEW и проводились при комнатной температуре. Отметим, что используемая измерительная схема не является полностью согласованной с волновым сопротивлением линии, что может приводить к частичным отражениям сигнала и искажению формы импульса напряжения на образце. Вместе с тем специальными экспериментами было показано, что данная измерительная схема позволяет оценить характерные временные масштабы переключения, в частности верхний предел времени переключения, и является достаточной для анализа влияния материала электрода и толщины диэлектрического слоя на кинетику резистивного переключения.

Подаваемый прямоугольный импульс состоял из трех частей: сначала на мемристоре в высокоомном состоянии подавалось низкое напряжение чтения U_{read} длительностью t_{read} , затем без задержки подавалось высокое переключающее напряжение U_1 длительностью t_{pulse} (рис. 2 b). Далее, снова без задержки, подавалось низкое напряжение чтения U_{read} длительностью t_{read} . Из-за больших времен переключения при низких переключающих напряжениях длительность импульса составляла $t_{\text{pulse}} = 20 \text{ мс}$, осциллограф работал в режиме 250 тыс. отсч./с. Для высоких напряжений длительность переключающего импульса была снижена до $t_{\text{pulse}} = 1 \text{ мкс}$, а осциллограф переведен в режим 2 млн отсч./с. Во всех экспериментах, если не указано иное, входное

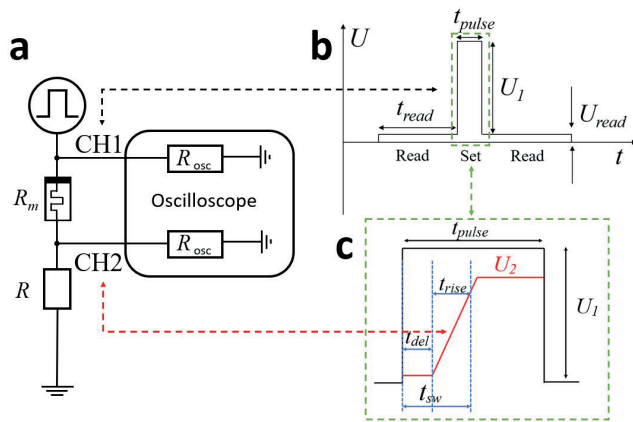


Рис. 2. Электрическая измерительная схема (а), форма подаваемого генератором импульса U_1 (b), зависимость от времени напряжения на резисторе U_2 и импульса напряжения, подаваемого на мемристор U_1 (c). Время задержки t_{del} — временной интервал от подачи импульса генератором до начала роста проводимости мемристора. Время роста проводимости t_{rise} — время от начала роста до установления проводимости на уровне 90 % от максимальной. Полное время переключения $t_{sw} = t_{del} + t_{rise}$

сопротивление осциллографа $R_{osc} = 1$ МОм. Описанная измерительная процедура применялась как для прямого (в низкоомное состояние), так и для обратного переключения. На рис. 2 с схематично показано изменение напряжения на резисторе U_2 со временем при подаче положительного прямоугольного импульса от генератора. Рост проводимости мемристора соответствовал увеличению силы тока в цепи и росту падения напряжения на последовательно соединенном резисторе. В процессе РП были выделены три временных отрезка. Время задержки t_{del} соответствует времени от подачи импульса генератором до начала роста проводимости мемристора. Время резкого роста проводимости t_{rise} определяется временем от начала роста до установления проводимости на уровне 90 % от максимальной. В качестве максимальной проводимости использовалось значение, измеренное непосредственно после завершения действия прямоугольного импульса. Полное время переключения t_{sw} — это сумма t_{del} и t_{rise} (рис. 2 c). Временные характеристики переключения (t_{del} , t_{rise} и t_{sw}) определялись по моменту резкого изменения напряжения U_2 , соответствующего скачкообразному изменению проводимости структуры. Факт резистивного переключения дополнительно подтверждался измерением сопротивления структуры до и после подачи импульса с использованием напряжения чтения.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Измерены ВАХ изготовленных мемристоров, которые показали типичный гистерезисный характер их РП, отражающий формирование (set) проводящего филамента при положительных напряжениях и его разрушение (reset) при отрицательных (рис. 3). Измерения выполнены в режиме ограничения по току на уровне 1 мА и -10 мА с целью предотвращения перегрева и деградации мемристивной структуры. Каждый цикл измерения ВАХ представлял собой последовательное прикладывание к образцу напряжения по линейно-ступенчатому закону: от 0 до U_{max} напряжение возрастало, далее понижалось до отрицательных значений U_{min} , затем возвращалось к 0. Шаг по напряжению $\Delta U = 0.1$ В, шаг по времени $\Delta t = 100$ мс. На каждом образце было получено пять последовательных циклов РП (кривые серого цвета на рис. 3). Для каждой серии была построена медианная кривая (кривые черного цвета на рис. 3). Параметр U_{set} для каждого цикла определялся как напряжение, при котором достигается ток ограничения; параметр U_{reset} определялся как напряжение, при котором производная dU/dI становится отрицательной. Полученные значения для каждого цикла были усреднены и представлены в таблице. Также в таблице приведены средние значения R_{off} , R_{on} .

Были проведены исследования кинетики РП образцов (измерение зависимости напряжения на образцах от времени при подаче прямоугольного им-

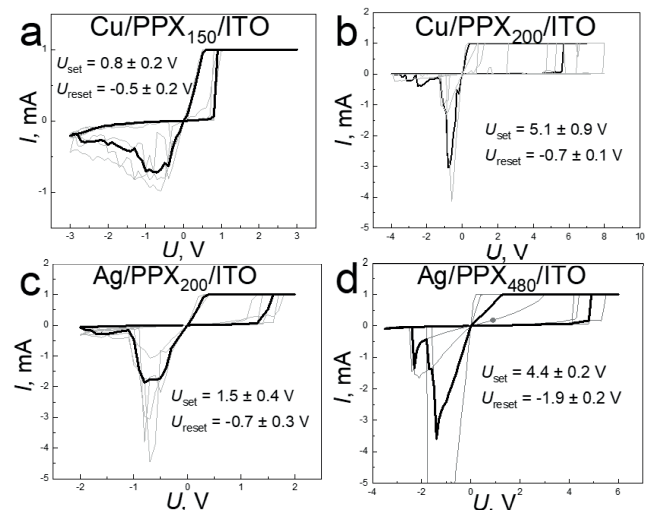


Рис. 3. Типичные ВАХ изучаемых образцов Cu/ППК₁₅₀/ITO (а), Cu/ППК₂₀₀/ITO (b), Ag/ППК₁₅₀/ITO (c), Ag/ППК₄₈₀/ITO (d). Серым цветом показаны пять последовательных циклов переключения, черным цветом выделена их медианная кривая

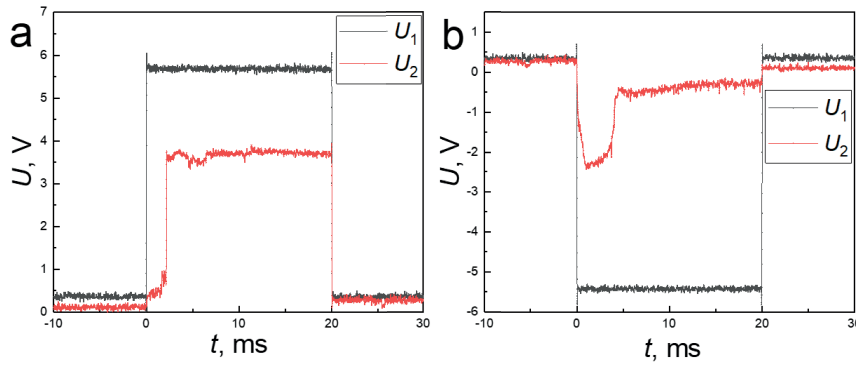


Рис. 4. Кинетика переключения Cu/ППК₂₀₀/ИТО. Переключение в низкоомное (а) и в высокоомное (б) состояние

Таблица. Полученные средние значения R_{off} , R_{on} , U_{set} , U_{reset} мемристивных структур Cu/ППК/ИТО и Ag/ППК/ИТО

Образец	R_{off} , МОм	R_{on} , Ом	U_{set} , В	U_{reset} , В
Cu/ППК ₁₅₀ /ИТО	0.30 ± 0.07	580 ± 70	0.8 ± 0.2	-0.5 ± 0.2
Cu/ППК ₂₀₀ /ИТО	2.7 ± 0.8	490 ± 150	5.1 ± 0.9	-0.74 ± 0.08
Ag/ППК ₁₅₀ /ИТО	0.35 ± 0.10	450 ± 70	1.5 ± 0.4	-0.7 ± 0.3
Ag/ППК ₄₈₀ /ИТО	0.16 ± 0.05	740 ± 230	4.4 ± 0.2	-1.9 ± 0.2

пульса). На рис. 4 показан пример регистрируемых напряжений U_1 и U_2 . На рис. 4 а показан пример кинетики процесса set для Cu/ППК₂₀₀/ИТО. При подаче положительного импульса амплитудой $U_1 = 5.7$ В и длительностью $t_{pulse} = 20$ мс напряжение U_2 начинает резко возрастать после некоторой задержки. Этот рост означает резкое уменьшение падения напряжения на мемристоре, а следовательно, рост его проводимости.

При последовательном соединении резистора и мемристора через них протекает одинаковый ток $I = U_2/R$, измеряя который находим сопротивление мемристора

$$R_m(t) = \frac{U_1(t) - U_2(t)}{I} = R \frac{U_1(t) - U_2(t)}{U_2(t)}$$

и его проводимость

$$G_m(t) = \frac{1}{R_m(t)}.$$

Последняя может быть пересчитана в число квантов проводимости G_0 :

$$N(t) = \frac{G_m(t)}{G_0}.$$

В экспериментах для каждой амплитуды U_1 переключающего импульса определялось напряжение U_2 до и после переключения, вычислялись сопротивления начального и конечного состояний R_{off} , R_{on} ,

их отношение R_{off}/R_{on} , сила тока в цепи после переключения I_{on} , изменение проводимости мемристора $dG = G_i - G_f$, где G_i и G_f — проводимости структуры до и после подачи импульса соответственно. После этого определялось изменение количества квантов проводимости $dN = dG/G_0$.

На рис. 4 б показан пример кинетики в процессе reset для образца Cu/ППК₂₀₀/ИТО, на который в низкоомном состоянии был подан отрицательный импульс $U_1 = -5.7$ В длительностью $t_{pulse} = 20$ мс. После некоторого времени задержки модуль напряжения U_2 на резисторе уменьшается, следовательно, падение напряжения на мемристоре увеличивается, а его проводимость уменьшается.

Зависимость времени переключения t_{sw} от амплитуды подаваемого сигнала U_1 в процессе set представлена на рис. 5. На рис. 5 а показана зависимость t_{sw} от напряжения подаваемого сигнала U_1 для образца Cu/ППК₁₅₀/ИТО. В зависимости можно выделить две характерные области: при $U_1 = 0.6-0.9$ В времена переключения составляют 2–10 мс, тогда как при увеличении напряжения U_1 до 1.1 В и выше время переключения резко уменьшается, достигая значений около 70 нс. Область малых времен переключения представлена на вставке к рис. 5 а. На рис. 5 б показана зависимость t_{sw} от амплитуды подаваемого сигнала U_1 для образца Cu/ППК₂₀₀/ИТО. В данной зависимости также выделяются две характерные области: при низких

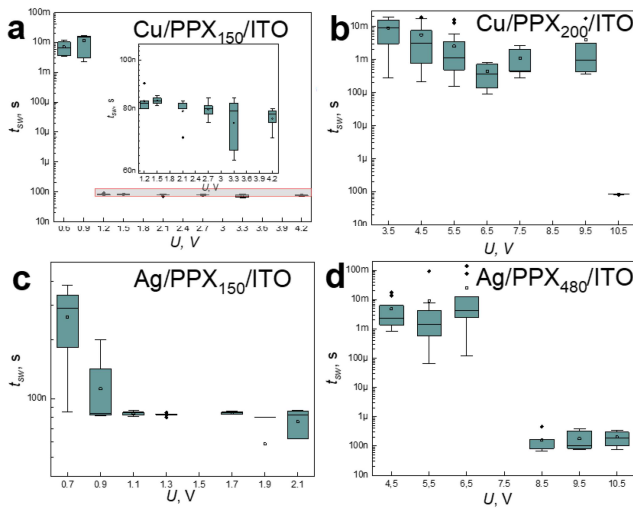


Рис. 5. Зависимости t_{sw} от амплитуды прямоугольного импульса U_1 для образцов Cu/ППК₁₅₀/ИТО (а), Cu/ППК₂₀₀/ИТО (б), Ag/ППК₁₅₀/ИТО (с), Ag/ППК₄₈₀/ИТО (д)

напряжениях наблюдаются миллисекундные времена переключения, тогда как при $U_1 \approx 8$ В и выше t_{sw} резко уменьшается, достигая значений около 70 нс. На рис. 5 с показана аналогичная зависимость $t_{sw}(U_1)$ для образца Ag/ППК₁₅₀/ИТО. В данном случае область с миллисекундными временами переключения отсутствует: при увеличении напряжения U_1 от 0.7 до 2.2 В время переключения плавно уменьшается от ≈ 130 до ≈ 70 нс. На рис. 5 d приведена зависимость $t_{sw}(U_1)$ для образца Ag/ППК₄₈₀/ИТО. В этом случае область, в которой t_{sw} находится в диапазоне 0.1–10 мс, заканчивается при $U_1 \approx 6.5$ В; дальнейшее повышение напряжения приводит к резкому снижению времени переключения до ≈ 70 нс. Зависимости t_{del} и t_{rise} от амплитуды импульса U_1 , подаваемого на структуру, представлены на рис. 6.

Наблюдаемые особенности кинетики РП согласуются с моделью электрохимического формирования филамента, упомянутой во Введении. Четко выделенные на рис. 5 две области соответствуют двум различным режимам переключения. Область больших времен t_{sw} (миллисекунды) соответствует режиму, ограниченному нуклеацией, когда лимитирующей стадией является преодоление энергетического барьера для первоначального образования проводящего филамента. В этом режиме, как видно из рис. 5 и рис. 6 a–d, основной вклад в t_{sw} вносит время задержки t_{del} . Область малых времен t_{sw} (десятки наносекунд) соответствует режиму, ограниченному

ионным транспортом, когда начальная стадия формирования филамента уже завершена, а процесс лимитируется скоростью миграции ионов металла и роста филамента. Здесь вклады t_{del} и t_{rise} становятся соизмеримы.

Качественное различие в поведении образцов с медными и серебряными электродами, в частности отсутствие ярко выраженной области медленной нуклеации для Ag/ППК₁₅₀/ИТО (рис. 5 с), прямо указывает на влияние материала электрода на кинетику процесса.

Образцы с меньшей толщиной слоя ППК демонстрируют переключение при существенно меньших напряжениях, независимо от материала активного электрода. Так, для структур Cu/ППК₁₅₀/ИТО и Ag/ППК₁₅₀/ИТО резистивное переключение начинается при $U_1 \approx 0.6$ и 0.7 В соответственно, тогда как для образцов с более толстыми слоями, Cu/ППК₂₀₀/ИТО и Ag/ППК₄₈₀/ИТО, процесс РП начинается лишь при $U_1 \approx 3.5$ и 4.5 В соответственно. Кроме того, для образцов с тонким слоем ППК уже при $U_1 \geq 1$ В время переключения t_{sw} не превышает 100 нс, в то время как для структур с более толстыми слоями аналогичные значения достигаются лишь при напряжениях $U_1 \approx 8$ –9 В. Как и ожидалось, с увеличением амплитуды подаваемых импульсов наблюдается общее снижение времени переключения. Минимальное значение t_{sw} для всех исследованных образцов составляет около 70 нс и не зависит от толщины слоя ППК или материала активного электрода. Дополнительно установлено, что при низких напряжениях основной вклад во время переключения t_{sw} вносит задержка t_{del} , величина которой на несколько порядков превышает время возрастания t_{rise} . Оба параметра уменьшаются с ростом напряжения, а в области высоких напряжений их значения становятся сопоставимыми (рис. 6 e–h). Такой характер зависимостей можно объяснить следующим образом. Есть данные [33] по диэлектрикам и теоретические модели, которые показывают, что ионы серебра, как правило, имеют более высокую энергию Гиббса и меньшую энергию активации миграции по сравнению с ионами меди: $\Delta G_{(Ag^+/Ag)} = 77$ кДж·моль⁻¹ для формирования ионов серебра против $\Delta G_{(Cu^+/Cu)} = 50$ кДж·моль⁻¹ и $\Delta G_{(Cu^{2+}/Cu)} = 66$ кДж·моль⁻¹ для формирования ионов меди. Возможно, поэтому наблюдается отсутствие области миллисекундных времен переключения в образце Ag/ППК₁₅₀/ИТО по сравнению с Cu/ППК₁₅₀/ИТО. Существенное различие в пороговых напряжениях переключения для образцов с близкой толщиной (Cu/ППК₁₅₀/ИТО и

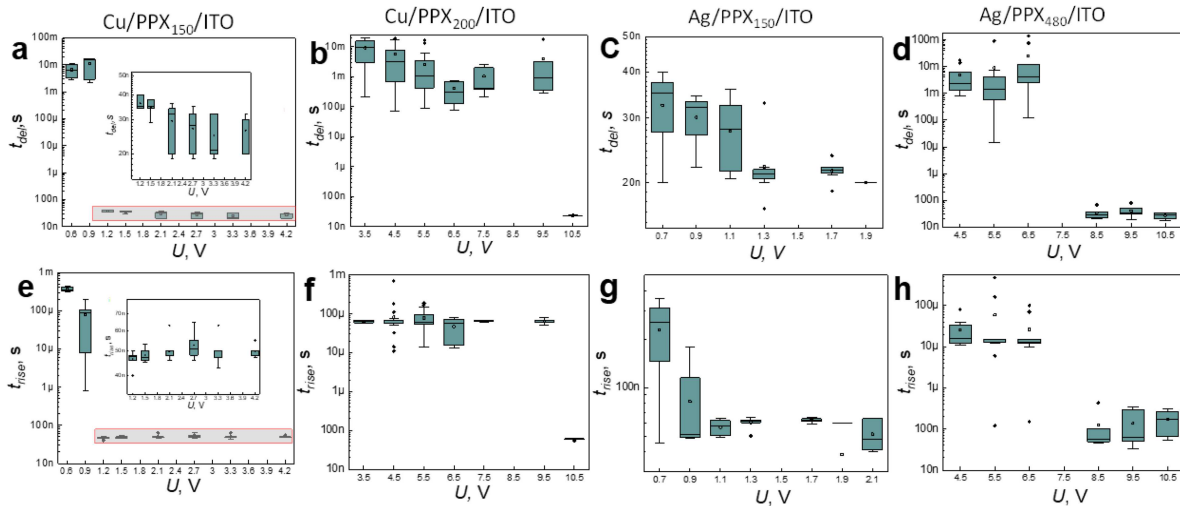


Рис. 6. Зависимости t_{del} (a–d) и t_{rise} (e–h) от амплитуды прямоугольного импульса напряжения U_1 для образцов Cu/ППК₁₅₀/ITO (a, e), Cu/ППК₂₀₀/ITO (b, f), Ag/ППК₁₅₀/ITO (c, g), Ag/ППК₄₈₀/ITO (d, h)

Ag/ППК₁₅₀/ITO), но разными активными электродами указывает на различные механизмы образования проводящего филамента. В случае меди наблюдается четкий порог перехода из медленного режима формирования филамента в быстрый, что может быть связано с необходимостью преодоления энергетического барьера для ионизации и миграции атомов меди. В случае серебра, благодаря высокой подвижности ионов, такой барьер существенно ниже, и процесс переключения с самого начала протекает в быстром кинетическом режиме.

Некоторые зависимости (например, рис. 5 a,d) времени переключения t_{sw} от амплитуды импульса U_1 в области малых значений напряжений имеют немонотонный характер, что свидетельствует о наличии конкурирующих процессов. Данный эффект может быть объяснен переходом от детерминированного к стохастическому режиму формирования филамента. В области напряжений, близких к порогу переключения, процесс, вероятно, протекает в режиме, подобном термоионной эмиссии или активационному переносу. При этом рост филамента происходит медленно и управляемо, что способствует формированию единственного проводящего филамента и соответствует минимальному наблюдаемому t_{sw} . При умеренном увеличении напряжения скорость генерации ионов и их миграция резко возрастают. Это приводит к стохастическому, конкурентному росту множественных зародышевых филаментов в объеме диэлектрика. Вместо роста одного канала, происходит рост нескольких путей одновременно. Эти конкурирующие филаменты могут не достигать верхнего электрода, рассеивая ион-

ный ток и энергию, что задерживает формирование сквозного проводящего канала и проявляется как увеличение t_{sw} . При дальнейшем росте U_1 напряженность поля становится достаточной для того, чтобы один из филаментов (или их кластер) получил решающее преимущество и пророс между двумя электродами. Доминирующий механизм сменяется быстрым ионным транспортом по установившемуся пути, что приводит к ожидаемому резкому уменьшению t_{sw} до минимального значения. Таким образом, наблюдаемый локальный максимум на зависимости $t_{sw}(U)$ является индикатором перехода от детерминированного к стохастическому режиму роста филамента, где конкуренция множественных путей тока временно замедляет процесс переключения.

Наблюдаемое минимальное время резистивного переключения около 70 нс, не зависящее от материала активного электрода и толщины слоя ППК, указывает на существование универсального быстрого режима формирования филамента в органическом диэлектрике, который ранее отмечался для неорганических ЭХМ-мемристоров и связывался с предельными характеристиками ионного переноса в сильном электрическом поле и универсальной геометрией «разрыва» филамента, определяющего РП структуры после ее формирования [34, 35].

Действительно, в низкоомном состоянии проводящий филамент соединяет оба электрода и проходит через весь слой ППК, который обозначен зеленым цветом (рис. 7 a,b). При переходе в высокоомное состояние филамент разрушается лишь в узкой области толщиной d , тогда как его остальная часть сохраняется (рис. 7 c,d). При последующем

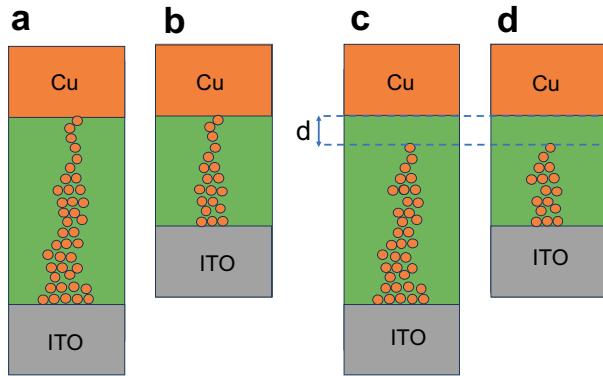


Рис. 7. Схематическое представление механизма резистивного переключения в структуре ИТО/ППК/Сu. *a, b* — Низкоомное состояние: проводящий филамент соединяет оба электрода и проходит через весь слой ППК. *c, d* — Высокоомное состояние: филамент разрушается лишь в тонком приэлектродном слое диэлектрика толщиной *d*, тогда как его остальная часть сохраняется. Кружки обозначают атомы меди

переключении в низкоомное состояние восстановление проводящего канала происходит в этой же области, что и приводит к слабой зависимости минимального времени переключения от общей толщины слоя ППК.

Для оценки энергетических характеристик РП были получены зависимости мощности, выделяемой на мемристоре, P_m от времени t , прошедшего после подачи импульса. Зависимость $P_m(t)$ определялась как произведение тока и напряжения на структуре в момент времени t . Анализ выполнялся для импульсов амплитудой, при которой полное время переключения для данной структуры составило $t_{sw} = 70-100$ нс. Энергия переключения E_{sw} определялась интегрированием зависимости $P_m(t)$ от момента подачи импульса ($t = 0$) до окончания переключения ($t = t_{sw}$):

$$E_{sw} = \int_0^{t_{sw}} P_m(t) dt.$$

Полученные значения энергии составили ≈ 12 пДж для Cu/ППК₁₅₀/ИТО, ≈ 1 нДж для Cu/ППК₂₀₀/ИТО, ≈ 16 пДж для Ag/ППК₁₅₀/ИТО и ≈ 0.5 нДж для Ag/ППК₄₈₀/ИТО (рис. 8). Наблюдается существенное увеличение энергии переключения с ростом толщины слоя ППК, что связано с увеличением рабочих напряжений, необходимых для формирования проводящего филамента. В структурах с тонким слоем ППК энергия переключения находится на уровне десятков пикоджоулей,

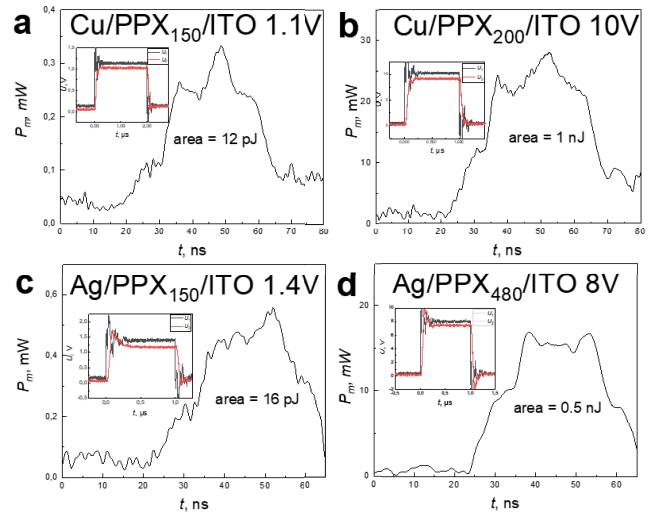


Рис. 8. Зависимости мощности, выделяемой на мемристоре, $P_m(t)$ при переключении структур: Cu/ППК₁₅₀/ИТО при амплитуде импульса $U_1 = 1.1$ В (*a*), Cu/ППК₂₀₀/ИТО при $U_1 = 10$ В (*b*), Ag/ППК₁₅₀/ИТО при $U_1 = 1.4$ В (*c*) и Ag/ППК₄₈₀/ИТО при $U_1 = 8$ В (*d*). Соответствующие кривые кинетики РП представлены на вставках

что подтверждает высокий потенциал подобных мемристоров для энергоэффективных нейроморфных вычислительных систем. Отметим, что энергия переключения определяется не только толщиной диэлектрического слоя, но и материалом активного электрода, выбор которого также влияет на рабочие напряжения.

Следует отметить, что при выбранном нагрузочном сопротивлении $R = 1.8$ кОм не все приложенное напряжение U_1 падает непосредственно на мемристоре. Для образцов с толстым слоем ППК амплитуда переключающего импульса достигала 4–10 В, в связи с чем использовался высокоомный вход осциллографа ($R_{osc} = 1$ МОм), обеспечивающий возможность измерения кинетики РП в данном динамическом диапазоне. Для проверки возможного влияния входного сопротивления осциллографа на временные параметры были дополнительно выполнены измерения зависимостей характерных времен кинетики РП (t_{del} , t_{rise} и t_{sw}) при $R_{osc} = 50$ Ом для образца Ag/ППК₁₅₀/ИТО. На рис. 9 приведено сравнение кинетики переключения и соответствующих временных характеристик для двух значений входного сопротивления осциллографа: $R_{osc} = 50$ Ом и $R_{osc} = 1$ МОм. Усиленные диаграммы на рис. 9 *c-e* соответствуют серии измерений, выполненных при $R_{osc} = 1$ МОм. Красными звездами обозначены усредненные значения временных параметров, полученные по результатам пяти независимых экспе-

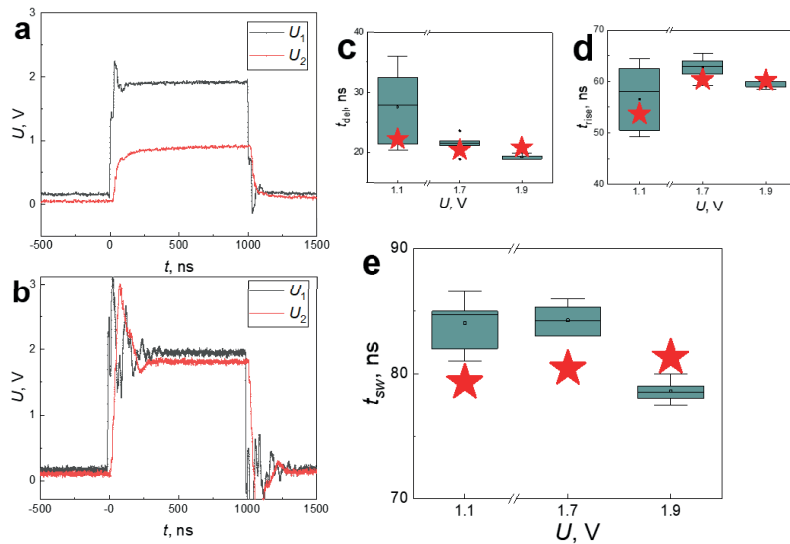


Рис. 9. Кинетика переключения Ag/ППК₁₅₀/ИТО при подаваемом импульсе $U_1 = 1.9$ В. Пример переключения при $R_{osc} = 50$ Ом (a), 1 МОм (b). Графики зависимости t_{del} (c), t_{rise} (d), t_{sw} (e) от напряжения U_1 . Усиковые диаграммы относятся к эксперименту с $R_{osc} = 1$ МОм. Красными звездами обозначены усредненные значения t , полученные в эксперименте с $R_{osc} = 50$ Ом

риментов при $R_{osc} = 50$ Ом. Сравнение результатов показывает, что изменение входного сопротивления осциллографа не приводит к существенным изменениям измеряемых времен переключения.

В ходе исследования кинетики было обнаружено, что мемристор в процессе РП проходит через промежуточные состояния в окне сопротивлений, проводимость в которых принимает значения, близкие к целым, а также дробным относительно кванта проводимости G_0 . На графиках зависимости напряжения на мемристоре от времени подачи импульса наблюдаются скачкообразные переходы, соответствующие изменению проводимости устройства на величины, кратные G_0 или составляющие ее долю. Так, на рис. 10 показано переключение между тремя устойчивыми состояниями с проводимостью, равной $1G_0$, $7.5G_0$ и $22G_0$. На рис. 11 представлены зависимости проводимости (в единицах G_0) от времени, прошедшего с подачи прямоугольного импульса амплитудой U_1 для образцов Cu/ППК₁₅₀/ИТО, Cu/ППК₂₀₀/ИТО, Ag/ППК₁₅₀/ИТО, Ag/ППК₄₈₀/ИТО. Вне зависимости от амплитуды подаваемого импульса, толщины слоя ППК и материала электрода мемристоры демонстрируют ступенчатое переключение: на зависимостях $N(t)$ наблюдаются дискретные уровни, близкие к целым, кратным кванту проводимости G_0 , а также промежуточные значения проводимости, между которыми происходят скачкообразные переходы.

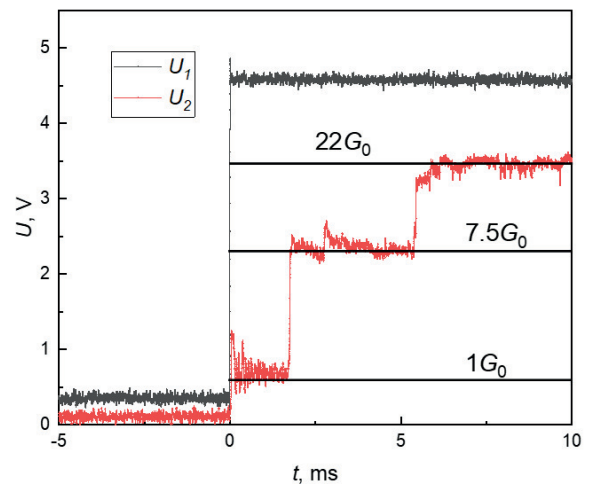


Рис. 10. Кинетика переключения в низкоомное состояние Cu/ППК₂₀₀/ИТО. Зависимость напряжения U_2 от времени при подаче прямоугольного импульса U_1 амплитудой 4.5 В

Для подтверждения эффекта квантования проводимости в структурах Me/ППК/ИТО были проведены измерения ВАХ с малой скоростью развертки по току 10^{-8} А/с. На каждом шаге развертки регистрировались значения тока и напряжения, по которым вычислялась проводимость в единицах G_0 . На рис. 12 представлены гистограммы распределения значений проводимости для структур Cu/ППК₁₅₀/ИТО, Cu/ППК₂₀₀/ИТО, Ag/ППК₁₅₀/ИТО и Ag/ППК₄₈₀/ИТО при переходе в низкоомное состояние. На гистограммах отчетливо

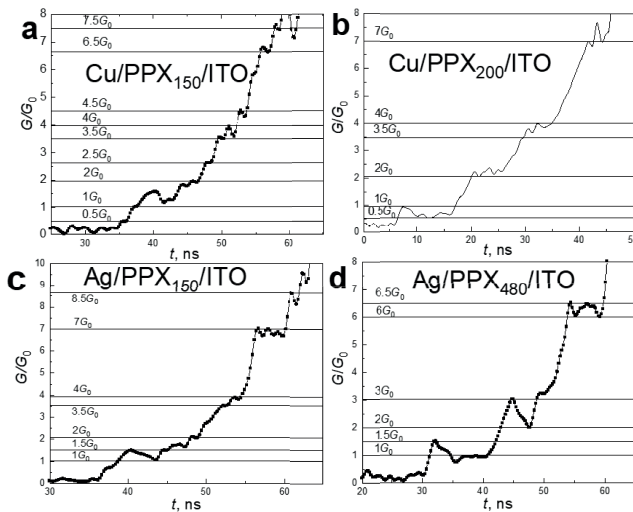


Рис. 11. Проявление эффекта квантования проводимости в кинетике РП в субмикросекундном диапазоне для образцов Cu/ППК₁₅₀/ITO (a), Cu/ППК₂₀₀/ITO (b), Ag/ППК₁₅₀/ITO (c), Ag/ППК₄₈₀/ITO (d)

наблюдаются пики, соответствующие целым и дробным значениям квантов проводимости, что свидетельствует о квантовании проводимости и наличии устойчивых промежуточных состояний, через которые проходит рост филамента в процессе переключения.

Наблюдение значений проводимости, близких целым, кратным nG_0 , указывает на то, что формирующиеся проводящие каналы имеют толщину порядка фермиевской длины волны электрона. В таких условиях они могут быть описаны моделью одномерного квантового проводника [31]. Внутри таких проводников электроны могут перемещаться баллистически, без рассеяния, что позволяет объяснить процесс их переноса с помощью теории Ландауэра [36]. В этом режиме проводимость определяется числом открытых квантовых каналов и квантуется кратно G_0 . В то же время наблюдаемые дробные значения проводимости могут быть обусловлены наличием локальных сужений проводящего канала. В этом случае перенос носит квазibalлистический характер, а проводимость определяется коэффициентом прохождения через филамент. Значение коэффициента прохождения характеризует вероятность электронов пройти область сужения и зависит от геометрии, атомной структуры и материала филамента. В частности, существенную роль может играть длина филамента (толщина слоя ППК) и ее соотношение с длиной свободного пробега электрона в металлической части канала. Это приводит к появлению значений проводимости, отличающихся

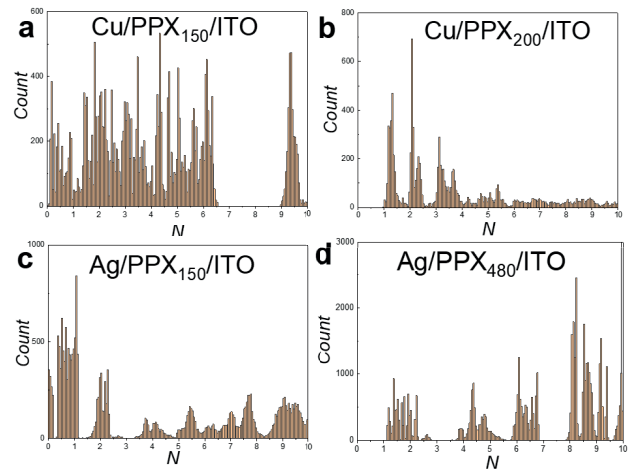


Рис. 12. Гистограммы зависимостей значений проводимости от числа квантов проводимости при переключении мемристора в низкоомное состояние, полученные путем записи ВАХ с малой скоростью развертки по току, для образцов Cu/ППК₁₅₀/ITO (a), Cu/ППК₂₀₀/ITO (b), Ag/ППК₁₅₀/ITO (c), Ag/ППК₄₈₀/ITO (d)

от целых, кратных кванту проводимости G_0 .

Другой подход основан на расчетах из первого принципа, который связывает квантованные уровни с атомарной конфигурацией наименьшего сечения проводящего канала [37]. Эти исследования демонстрируют, что определенное число атомов в поперечном сечении филамента может поддерживать фиксированное число мод, тогда как геометрические искажения и изгибы способны приводить к значительному упругому рассеянию электронов, что и вызывает появление дробных уровней. Исследования подтверждают связь между структурой филамента и квантованными состояниями, однако ограничены рассмотрением статичных предполагаемых конфигураций и не способны описать проявления эффектов квантования проводимости в условиях быстропротекающих процессов перестройки структуры реальных мемристоров.

Помимо этого, были предложены и другие модели, учитывающие, например, локальную отдачу электронов, так называемое «квантовое давление», способное деформировать филамент [30, 38], а также возможность формирования множества проводящих каналов [39]. Это позволяет объяснить такие экспериментально наблюдаемые особенности, как отсутствие некоторых плато, прыжки проводимости на $2G_0$ и на величины, отличные от nG_0 , появление аномальных плато при значениях, не кратных G_0 , эволюцию аномальных плато при изменении напряжений на затворе транзисторных структур и сла-

бую различимость некоторых плато. Следует также отметить, что в низкоразмерных проводящих каналах, помимо квантования проводимости, могут проявляться и осцилляции проводимости. Осцилляции возникают вследствие интерференции электронных волн и перераспределения заряда в проводящем канале, что обусловлено неадиабатическим характером переноса заряда от электродов к проводящему каналу. В частности, было показано, что квантовый провод, соединенный с макроскопическими резервуарами, может рассматриваться как единый квантовый объект, в котором зарядовые и обменные эффекты приводят к осциллирующему поведению линейной проводимости [40]. В реальных наноструктурах осцилляции проводимости, как правило, сосуществуют с ее квантованием, приводя к их модуляции и усложнению наблюдаемой картины транспорта.

Наблюдаемые различия в распределениях проводимости для различных образцов (в частности, наличие или отсутствие провалов в диапазоне $0-1G_0$, а также появление «запрещенных» областей) могут быть связаны с особенностями формирования проводящих филаментов на атомарном уровне. В частности, отсутствие состояний с проводимостью, меньшей G_0 , может указывать на скачкообразное формирование проводящего канала: от разомкнутого состояния непосредственно к конфигурациям с проводимостью порядка одного кванта и выше. В других образцах реализуется режим постепенного формирования филамента, при котором возникают локальные сужения и разрывы. Сужения приводят к уменьшению коэффициента прохождения, тогда как разрывы обуславливают вклад туннелирования через узкие зазоры между участками филамента, что приводит к появлению промежуточных состояний с проводимостью в диапазоне $0-1G_0$. Наблюдаемые «запрещенные» области по значению проводимости вдали от нуля могут быть связаны с наличием энергетически менее выгодных конфигураций атомной структуры филамента, такие промежуточные состояния являются менее стабильными и реализуются с меньшей вероятностью. Подобные особенности распределений проводимости характерны для атомных контактов и отражают чувствительность процесса формирования филамента к локальной морфологии и дефектам структуры.

Сравнительный анализ гистограмм (рис. 12) позволяет сделать выводы о качестве и воспроизводимости процессов формирования филаментов. В образцах с тонкими слоями ППК (150–200 нм) квантованные уровни выражены более четко, что

свидетельствует о формировании воспроизводимых, идентичных по своим транспортным свойствам филаментов и о высоком уровне контроля над процессом роста. Напротив, при увеличении толщины ППК до 480 нм распределение проводимости становится более размытым из-за усиления стохастических процессов при росте филамента, что ухудшает воспроизводимость параметров. Полученные гистограммы демонстрируют хорошее согласие с временными зависимостями $N(t)$ (рис. 11), где наблюдаются ступенчатые переходы между теми же квантованными уровнями, что окончательно подтверждает дискретный характер процессов формирования и разрушения филаментов. Наблюдение стабильных и воспроизводимых квантованных состояний открывает конкретные практические перспективы. В частности, каждый дискретный уровень проводимости представляет собой потенциально устойчивое состояние для хранения информации, что определяет возможные перспективы выполненных исследований для создания энергонезависимой памяти, основанной на фундаментальных квантовых явлениях.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнено комплексное исследование конденсаторных структур Me/ППК/ИТО с различными материалами активного электрода (Cu, Ag) и толщинами диэлектрического слоя ППК, включающее анализ вольт-амперных характеристик, кинетики резистивного переключения с наносекундным разрешением и закономерностей квантования проводимости. Показано, что кинетика резистивного переключения во всех исследованных структурах характеризуется двумя отчетливо выраженными режимами, соответствующими стадиям нуклеации и быстрого роста филамента. В области низких напряжений определяющим фактором времени РП является время задержки t_{del} , тогда как в области высоких напряжений оно становится сравнимо со временем возрастания проводимости t_{rise} . Установлено, что в области высоких напряжений минимальное время переключения около 70 нс является универсальным параметром и не зависит ни от типа активного электрода, ни от толщины ППК, что указывает на существование фундаментального ограничения скорости ионного транспорта и близкую топологию формируемых в филаменте переключающих зазоров. При этом переход между режимами существенно зависит от материала электрода: для медных структур

наблюдается выраженная область медленной нуклеации, тогда как для серебряных она практически отсутствует, что согласуется с более высокой подвижностью ионов Ag^+ . Толщина диэлектрика определяет рабочие напряжения и энергию переключения: тонкие пленки (150–200 нм) характеризуются низкими напряжениями и энергией порядка десятков пикоджоулей, тогда как увеличение толщины приводит к росту порогового напряжения и энергии переключения до наноджоулей.

В быстрой кинетике РП исследованных структур обнаружены проявления эффектов квантования проводимости при комнатной температуре. В процессе формирования филамента проводимость устройства последовательно проходит через промежуточные состояния, близкие к целым, а также дробным относительно кванта проводимости G_0 . Временные зависимости $N(t)$ демонстрируют ступенчатые переходы между квантованными уровнями, а гистограммы, полученные при записи ВАХ с низкой скоростью развертки, подтверждают существование дискретных статистически воспроизводимых состояний. Установлено, что структуры с малой толщиной ППК демонстрируют наиболее выраженные квантовые уровни, тогда как увеличение толщины приводит к частичной утрате их четкости из-за усиления стохастичности роста филамента.

С прикладной точки зрения наблюдаемая стабильность и воспроизводимость квантованных уровней проводимости открывают возможности для разработки многоуровневых энергонезависимых запоминающих элементов, а также аналоговых и гибридных архитектур НВС, в которых квантованные состояния могут выступать в роли дискретных весовых коэффициентов.

Благодарности. Измерения выполнены на оборудовании Ресурсных центров в рамках государственного задания НИЦ «Курчатовский институт». Авторы выражают благодарность А. А. Несмелову (НИЦ КИ) за помощь в изготовлении образцов и О. Г. Харланову за интерес к работе и ценные замечания.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 24-19-00200).

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Вклад авторов. Вклад авторов равноценен.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. B. Strukov, G. S. Snider, D. R. Stewart, and R. S. Williams, *Nature* **453**, 80 (2008).
2. H. Jiang, L. Han, P. Lin, Z. Wang, M. H. Jang, Q. Wu, M. Barnell, J. J. Yang, H. L. Xin, and Q. Xia, *Sci. Rep.* **6**, 28525 (2016).
3. D. S. Kuzmichev, A. G. Chernikova, M. G. Kozodaev, and A. M. Markeev, *Phys. Status Solidi* **217**, 1900952 (2020).
4. D. Maldonado, A. I. Belov, M. N. Koryazhkina, F. Jiménez-Molinos, A. N. Mikhaylov, and J. B. Roldán, *Phys. Status Solidi* **220**, 2200520 (2023).
5. M. Park, J. Park, and S. Kim, *J. Alloys Compd.* **903**, 163870 (2022).
6. A. Minnekhanov, A. Matsukatova, A. Trofimov, A. Nesmelov, S. Zavyalov, V. Demin, and A. Emelyanov, *ACS Appl. Mater. Interfaces* **15**, 54996 (2023).
7. A. I. Iliasov, A. N. Matsukatova, A. V. Emelyanov, P. S. Slepov, K. E. Nikiruy, and V. V. Rylkov, *Nanoscale Horiz.* **9**, 238 (2024).
8. Z. Hu, H. Dou, J. B. Gan, C. Li, X. Sheng, J. Lu, A. Choudhury, J. Huang, Y. Zhang, Z. Shang, Y. Cao, X. Zhang, and H. Wang, *Adv. Funct. Mater.* **36**, e12719 (2026).
9. V. V. Rylkov, A. V. Emelyanov, S. N. Nikolaev, K. E. Nikiruy, A. V. Sitnikov, E. A. Fadeev, V. A. Demin, and A. B. Granovsky, *J. Exp. Theor. Phys.* **131**, 164 (2020) [В. В. Рыльков, А. В. Емельянов, С. Н. Николаев, К. Э. Никируй, А. В. Ситников, Е. А. Фадеев, В. А. Демин, А. Б. Грановский, *ЖЭТФ* **158**, 164 (2020)].
10. M. Zhuk, S. Zarubin, I. Karateev, Y. Matveyev, E. Gornev, G. Krasnikov, D. Negrov, and A. Zenkevich, *Front. Neurosci.* **14**, 94 (2020).
11. A. Samsonova, S. Yegiyani, O. Klimenko, V. N. Antonov, G. Paradezhenko, D. Prodan, A. Pervishko, D. Yudin, and N. Brilliantov, *J. Exp. Theor. Phys.* **166**, 255 (2024) [А. Самсонова, С. Егиян, О. Клименко, В. Н. Антонов, Г. Парадеженко, Д. Продан, А. Первишко, Д. Юдин, Н. Бриллиантов, *ЖЭТФ* **166**, 255 (2024)].
12. Y. Huang, C. He, Y. Ling, N. Ge, J. J. Yang, M. Hu, L. Katehi, and Q. Xia, *Nat. Electron.* **8**, 587 (2025).
13. F. Aguirre, A. Sebastian, M. Le Gallo, W. Song, T. Wang, J. J. Yang, W. Lu, M.-F. Chang, D. Ielmini, Y. Yang, A. Mehonc, A. Kenyon, M. A. Villena,

- J. B. Roldán, Y. Wu, H.-H. Hsu, N. Raghavan, J. Suñé, E. Miranda, A. Eltawil, G. Setti, K. Smagulova, K. N. Salama, O. Krestinskaya, X. Yan, K.-W. Ang, S. Jain, S. Li, O. Alharbi, S. Pazos, and M. Lanza, *Nat. Commun.* **15**, 1974 (2024).
14. L. Yuan, S. Liu, W. Chen, F. Fan, and G. Liu, *Adv. Electron. Mater.* **7**, 2100432 (2021).
15. X. Chen, X. Zhao, X. Huang, X. Z. Tang, Z. Sun, D. L. Ni, H. Hu, and J. Yue, *J. Nanobiotechnol.* **21**, 1 (2023).
16. A. A. Minnekhanov, B. S. Shvetsov, A. V. Emelyanov, K. Y. Chernoglazov, E. V. Kukueva, A. A. Nesmelov, Y. V. Grishchenko, M. L. Zaneskin, V. V. Rylkov, and V. A. Demin, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **54**, 484002 (2021).
17. J. E. Kim, B. Kim, H. T. Kwon, J. Kim, K. Kim, D. W. Park, and Y. Kim, *IEEE Access* **10**, 109760 (2022).
18. Q. Chen, Z. Wang, M. Lin, X. Qi, Z. Yu, L. Wu, L. Bao, Y. Ling, Y. Qin, Y. Cai, and R. Huang, *Adv. Electron. Mater.* **7**, 1 (2021).
19. S.-M. Hu, C.-Y. Lee, T. C. Ramli, J. Christy, Y.-M. Chang, K. J. Lee, F.-Y. Chou, Y.-C. Chiang, and H.-Y. Chen, *Adv. Funct. Mater.* **34**, 2313511 (2024).
20. C. Ban, Z. Wang, S. Zhang, L. Shan, Q. Chen, Y. Cai, and R. Huang, *Adv. Electron. Mater.* **11**, 2400532 (2025).
21. G. A. Yuklyaevskikh, B. S. Shvetsov, A. V. Emelyanov, A. N. Matsukatova, V. V. Rylkov, P. K. Kashkarov, and V. A. Demin, *Sensors Actuat. A Phys.* **399**, 117437 (2026).
22. A. A. Minnekhanov, B. S. Shvetsov, M. M. Martyshev, K. E. Nikiruy, E. V. Kukueva, M. Y. Presnyakov, P. A. Forsh, V. V. Rylkov, V. V. Erokhin, V. A. Demin, and A. V. Emelyanov, *Org. Electron.* **74**, 89 (2019).
23. S. Menzel, S. Tappertzhofen, R. Waser, and I. Valov, *Phys. Chem. Chem. Phys.* **15**, 6945 (2013).
24. A. N. Matsukatova, A. V. Emelyanov, A. A. Minnekhanov, A. A. Nesmelov, A. Y. Vdovichenko, S. N. Chvalun, V. V. Rylkov, P. A. Forsh, V. A. Demin, P. K. Kashkarov, and M. V. Kovalchuk, *Appl. Phys. Lett.* **117**, 243501 (2020).
25. A. N. Matsukatova, A. V. Emelyanov, A. A. Minnekhanov, V. A. Demin, V. V. Rylkov, P. A. Forsh, and P. K. Kashkarov, *JETP Lett.* **112**, 379 (2020) [А. Н. Мацукатова, А. В. Емельянов, А. А. Миннеханов, В. А. Демин, В. В. Рылков, П. А. Форш, П. К. Кашкаров, *Письма в ЖЭТФ* **112**, 379 (2020)].
26. Z. I. Mannan and H. Kim, *Electronics* **9**, 369 (2020).
27. B. S. Shvetsov, A. A. Minnekhanov, A. A. Nesmelov, M. N. Martyshev, V. V. Rylkov, V. A. Demin, and A. V. Emelyanov, *Semiconductors* **54**, 1103 (2020).
28. A. Mehonic, A. Vrajitoarea, S. Cuffe, S. Hudziak, H. Howe, C. Labbé, R. Rizk, M. Pepper, and A. J. Kenyon, *Sci. Rep.* **3**, 1 (2013).
29. X. Zhu, W. Su, Y. Liu, B. Hu, L. Pan, W. Lu, J. Zhang, and R. W. Li, *Adv. Mater.* **24**, 3941 (2012).
30. O. G. Kharlanov, B. S. Shvetsov, V. V. Rylkov, and A. A. Minnekhanov, *Phys. Rev. Appl.* **17**, 054035 (2022).
31. W. Xue, S. Gao, J. Shang, X. Yi, G. Liu, and R.-W. Li, *Adv. Electron. Mater.* **5**, 1800854 (2019).
32. G. Milano, X. Zheng, F. Michieletti, G. Leonetti, G. Caballero, I. Oztoprak, L. Boarino, Ö. Bozat, L. Callegaro, N. De Leo, I. Godinho, D. Granados, I. Koymen, M. Menghini, E. Miranda, L. Ribeiro, C. Ricciardi, J. Suñe, V. Cabral, and I. Valov, *Nat. Nanotechnol.* **20**, 1884 (2025).
33. M. Lübben and I. Valov, *Adv. Electron. Mater.* **5**, 1 (2019).
34. N. Onofrio, D. Guzman, and A. Strachan, *Nat. Mater.* **14**, 440 (2015).
35. S. S. Teja Nibhanupudi, A. Roy, D. Veksler, M. Coupin, K. C. Matthews, M. Disiena, Ansh, J. V. Singh, I. R. Gearba-Dolocan, J. Warner, J. P. Kulkarni, G. Bersuker, and S. K. Banerjee, *Nat. Commun.* **15**, 2334 (2024).
36. R. Landauer, *IBM J. Res. Dev.* **1**, 223 (1957).
37. K. Krishnan, M. Muruganathan, T. Tsuruoka, H. Mizuta, and M. Aono, *Adv. Funct. Mater.* **27**, 1605104 (2017).
38. O. G. Kharlanov, *JETP Lett.* **117**, 384 (2023) [O. G. Kharlanov, *Письма в ЖЭТФ* **117**, 387 (2023)].
39. D. A. Pokhabov, A. G. Pogosov, A. A. Shevyrin, E. Yu. Zhdanov, and A. K. Bakarov, *JETP Lett.* **119**, 380 (2024) [Д. А. Похабов, А. Г. Погосов, А. А. Шевырин, Е. Ю. Жданов, А. К. Бакаров, *Письма в ЖЭТФ* **119**, 372 (2024)].
40. V. Sablikov and S. Polyakov, *Phys. Rev. B* **61**, 13763 (2000).

Kinetics of Resistive Switching and Conductance Quantization in Organic Memristors with Different Parylene Thickness and Various Active Electrode Materials

G. D. Shedey^{a,b}, *B. S. Shvetsov*^{a,b*}, *A. V. Emelyanov*^{a,b,c}, *T. D. Patsaev*^a, *V. V. Rylkov*^a,
V. A. Demin^a

^a National Research Center “Kurchatov Institute”
123182, Moscow, Russia

^b Lomonosov Moscow State University
119991, Moscow, Russia

^c Moscow Institute of Physics and Technology
141701, Moscow region, Dolgoprudny, Russia

*E-mail: b.shvetsov15@physics.msu.ru

Received March 16, 2026

Revised April 7, 2026

Accepted April 9, 2026

Abstract

Memristive technologies open up broad opportunities for the implementation of energy-efficient neuromorphic computing systems (NCS). To ensure reliable and reproducible functional characteristics of hardware NCS, physical understanding and control of the fundamental processes accompanying resistive switching (RS) in memristors are required, in particular the RS kinetics and conductance quantization features during the RS process. In this work, the RS kinetics of three-layer capacitor structures Me/parylene/ITO with different top electrode materials (Me = Cu, Ag) and parylene dielectric layer thicknesses from 150 to 480 nm was studied. Two regions of characteristic RS times have been found depending on the switching pulse amplitude, corresponding to the regime of relatively slow conductive channel nucleation (nucleation-limited regime) and the regime of rapid filament growth (ion drift-limited regime). Despite the significant dependence of the threshold voltages on the electrode material and dielectric thickness, the minimum switching time (~ 70 ns) turned out to be universal. The switching energy varied from units of picojoules for thin films to nanojoules for thicker structures. Moreover, it was found that regardless of the top electrode material and parylene thickness, the memristor resistance during the RS process passes through intermediate states in the resistance window from R_{off} to R_{on} , in which the conductance takes values close to integer multiples of the conductance quantum $G_0 = 2e^2/h$, as well as fractional values. Fractional conductance values can be interpreted within the Landauer model as a manifestation of quasi-ballistic transport caused by the geometry and structure features of the filament. The obtained results indicate a significant influence of the electrode material and dielectric layer thickness on the resistive switching kinetics and the formation of conductive channels. The observation of stable conductance quantization opens the way to the use of such structures as multilevel memory cells for quantum NCS.

Keywords: memristors, resistive switching, conductance quantization, neuromorphic computing systems, parylene

Acknowledgements. The measurements were performed using equipment at the Resource Centers as part of a government assignment to the National Research Center “Kurchatov Institute”. The authors express their gratitude to A. A. Nismelov (National Research Center “Kurchatov Institute”) for assistance in sample preparation and to O. G. Kharlanov for his interest in the work and valuable comments.

Funding. This work was supported by the Russian Science Foundation (project No. 24-19-00200).

Conflict of interest. The authors declare that they have no conflict of interest.

Authors’ contributions. The contributions of the authors are equal.