

строение» - Мн., вып. 17, 2001, с. 437-442. 2. Колешко В.М., Баркалин В.В., Шевченко А.А., Полюнкова Е.В. Алмазоподобные пленки, полученные магнетронным способом для сенсорики и электроники // Сб. «Пленки и покрытия 2001» - С-Пб., 2001, с. 629-636. 3. Колешко В.М., Шевченко А.А., Полюнкова Е.В. Мишени на основе графита для получения углеродных и алмазоподобных пленок // Сборник «Слоистые композиционные материалы» - Волгоград, 2001, с. 156-158. 4. Колешко В.М., Чашинский А.С., Хмурович Н.В. Сенсорные молекулярные микроанализаторы идентификации веществ // Сборник «Теоретическая и прикладная механика» - Мн., 2007, № 22, с. 131-139. 5. Graphene: carbon in two dimensions // Materials Today – 2007, vol. 10, № 1-2. 6. Федосеев Д.В., Новиков Н.В. Алмазы: Справочник – Мн.: Научова думка, 1981. 7. N. Hamada, S. Samada, A. Oshiyama. // Phys. Rev. Lett. - 1992, vol. 68, p. 1579. 8. С.В. Лисенков, И.В. Пономарева, Л.А. Чернозатонский // Физика твердого тела. 2004, т. 46, вып. 8. 9. А.С. Федоров, П.Б. Сорокин, П.В. Аврамов, С.Г. Овчинников «Моделирование свойств, электронной структуры ряда углеродных и неуглеродных нанокластеров и их взаимодействия с легкими элементами» - Электронное издание: Новосибирск, 2006. 10. Елецкий Ф.В. Углеродные нанотрубки и их эмиссионные свойства // УФН - 2002, т. 172, № 4, с. 401. 11. Белов Н.Н. и др. Структура поверхности катодного нароста, образующегося при синтезе фуллеренов // Аэрозоли - т. 4, № 1, 1998 г.. 12. Интернет-источник: <http://www.ktf.krakow.pl/courses/fulleren/g1.htm>. 13. H. Zhu, A. Cao, X. Li et al. // Applied Surface Science 178, 50 (2001). 14. Харрис П. «Углеродные нанотрубки и родственные структуры» - М: 2003. 15. M.S. Dresselhaus, G. Dresselhaus, Ph. Avouris «Carbon nanotubes: synthesis, structure, properties and application» - изд. Springer: 2001. 16. V.N. Popov, Ph. Lambin «Carbon nanotubes: from basic research to nanotechnology» - изд. Springer: 2006. 17. Колешко В.М., Дейнак Д.А. Электронный язык на поверхностных акустических волнах // Сб. «Теоретическая и прикладная механика» - Мн., 2006, № 21, с. 104-109.

УДК 621.38.049.76

Колешко В.М., Гулай А.В., Гулай В.А.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТОКОПЕРЕНОСА В ТУННЕЛЬНЫХ СЕНСОРНЫХ МДМ-НАНОСТРУКТУРАХ

*Белорусский национальный технический университет
Минск, Беларусь*

В качестве чувствительных элементов наносенсоров перспективно применение туннельных МДМ-наноструктур (металл–диэлектрик–металл) на основе сверхтонких диэлектрических пленок, в частности оксидов редкоземельных элементов (РЗЭ) [1]. Указанные тонкие пленки обладают относительно большой удельной емкостью, незначительным температурным коэффициентом емкости, низкими электрическими потерями, высокой термической и химической стойкостью [2]. Экспериментальные методы исследования элементов МДМ-наносенсоров на основе оксидов РЗЭ эффективно дополняются аналитическим моделированием параметров туннельных сенсорных МДМ-наноструктур [3]. С учетом того, что внешнее воздействие на МДМ-наносенсоры проявляется в изменении, прежде всего, переноса заряда в тонкой диэлектрической пленке, представляет значительный интерес моделирование механизмов токопереноса в МДМ-наноструктурах.

Механизмы токопереноса в туннельных МДМ-наноструктурах

Проводимость рассматриваемых тонких пленок оксидов РЗЭ определяется несколькими механизмами, проявление каждого из которых зависит от условий эксперимента. Для разных условий получения и толщин пленок, а также свойств диэлектрических материалов, электрического напряжения и температуры измерения один из механизмов проводимости может стать преобладающим. В связи с этим проанализированы различные механизмы токо-

переноса в сверхтонких (толщиной 2–20 нм) диэлектрических пленках, которые могут быть выявлены на основе исследования вольт-амперных характеристик. Анализ и сопоставление различных механизмов проводимости в окисных пленках (рис. 1) позволяют сделать следующие выводы.

Ток в диэлектрических пленках может осуществляться переносом электронов и дырок или ионов, причем некоторые из процессов токопереноса обладают четкой температурной зависимостью, так как в них участвует в определенной степени термическая активация. Один из рассмотренных эффектов – облегченная электрическим полем эмиссия электронов над барьером на границе раздела металл–диэлектрик (эмиссия Шоттки), дающая вольт-амперную характеристику вида $\ln(I) \sim U^{1/2}$. Облегченное полем термическое возбуждение электронов, захваченных неподвижными положительными зарядами в зону проводимости (эффект Пула–Френкеля) приводит к получению зависимости для тока в виде $\ln(I/U) \sim U^{1/2}$. Проводимость по примесям может осуществляться термически активируемыми переходами электронов между локализованными электронными состояниями. Для прыжковой проводимости характерна вольт-амперная характеристика вида $I \sim U$. При стремлении температуры к нулю энергия активации также стремится к нулю, так как в области низких температур энергетически разрешены лишь переходы между изознергетическими центрами.

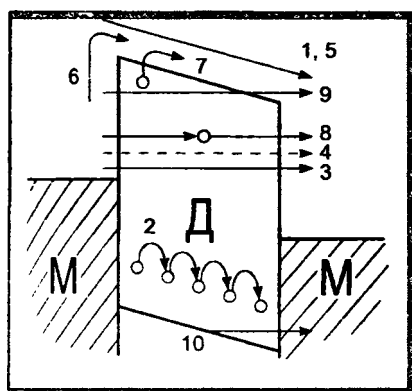


Рисунок 1 - Механизмы проводимости в структуре металл–диэлектрик–металл: 1 – проводимость зоны проводимости; 2 – прыжковая проводимость по примесям; 3 – прямое туннелирование; 4 – ионная проводимость; 5 – ток, ограниченный пространственным зарядом; 6 – эмиссия Шоттки; 7 – эффект Пула–Френкеля; 8 – двухшаговое туннелирование; 9 – проводимость Фаулера–Нордгейма; 10 – межзонное туннелирование

Кроме термически активируемых механизмов токопереноса существуют также электронные процессы, не обладающие сильной температурной зависимостью. Если инжекция носителей из металла в диэлектрик превышает их выход из другого электрода, то осуществляется режим токов, ограниченных пространственным зарядом. Ток, ограниченный пространственным зарядом, нелинейно зависит от приложенного поля: $I \sim U^2$. При достаточно больших полях (когда напряжение выше определенного критического значения) данный режим прекращается, и ток линейно зависит от поля: $I \sim U$.

Ионный ток характеризуется термической активацией, для него характерна зависимость $I \sim U$, причем обычно ионная проводимость незначительна из-за малой подвижности ионов. Так, при высоте барьера $\phi = 1$ эВ снижение температуры с 1200 до 300 К приводит к падению подвижности (отношения дрейфовой скорости и приложенного поля) на тринадцать порядков [4]. В этом случае при напряжении $U = 5$ В среднее время прохождения иона через пленку толщиной 10 нм составляет около $2 \cdot 10^3$ с, то есть значительно больше любых характерных времен. Однако не исключено существенное повышение ионной проводимости диэлектрической пленки, обусловленное свойствами ее материала и параметрами режима ее получения.

При толщинах диэлектрических пленок (в частности, SiO_2) более 4 нм заметные токи начинают протекать только при поле в диэлектрике порядка 10^7 В/см. В этом случае проявляется эффект Фаулера–Нордгейма ($\ln(I/U^2) \sim 1/U$), когда электроны (дырки) попадают в разрешенную зону окисла в результате их туннелирования через треугольный барьер, а затем переносятся по ней. Такой перенос опасен с точки зрения деградации возможностью энергетической релаксации этих электронов непосредственно в слое окисла (рекомбинации но-

сителей зона-зона, а также через уровни внутри запрещенной зоны окисла). В процессе такой релаксации могут выделяться большие порции энергии, что сопровождается генерацией новых дефектов. Напротив, в структурах с более тонким слоем SiO₂ (менее 3 нм) заметный перенос заряда начинается при значительно меньших полях в диэлектрике (например, 106 В/см), когда преобладающим механизмом переноса электронов является прямое туннелирование ($I \sim U$ при низких напряжениях, $\ln(I) \sim U$ – при высоких). Вследствие этого, вплоть до определенного напряжения, соответствующего трансформации туннельного барьера из трапецеидального в треугольный, протекание тока не сопровождается появлением в разрешенной зоне диэлектрика инжектированных носителей.

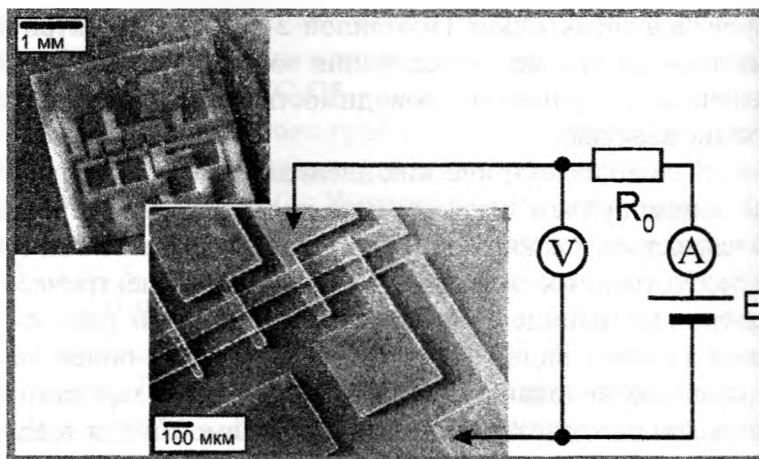


Рисунок 2 - Тестовый модуль и схема измерения вольт-амперных характеристик туннельных сенсорных МДМ-наноструктур: E – источник питания; A – амперметр; V – вольтметр; R₀ – измерительное сопротивление; R₀ >> R_{МДМ}; R_{МДМ} – сопротивление МДМ-наноструктуры

Получение туннельных сенсорных МДМ-наноструктур

Тонкие аморфные пленки оксидов РЗЭ для туннельных МДМ-наноструктур получали методом реактивного магнетронного распыления металлических мишеней диаметром 95 мм и толщиной 10 мм на постоянном токе в среде аргона и кислорода. В качестве материалов мишеней использовали иттрий ИтМ-1 и гольмий ГоМ-1, а подложками служили кремниевые пластины n-типа проводимости с удельным сопротивлением 4,5 Ом·см, ориентированные по плоскости (100). Для получения пленок выбирали режим работы магнетрона при напряжении 400–440 В, когда поверхность мишени достаточно эффективно очищается от окисного слоя, а структура получаемых пленок соответствует стехиометрии оксида РЗЭ. На основе анализа вольт-амперных характеристик магнетронного разряда давления рабочих газов выбирали равными: аргона – $12,5 \cdot 10^{-1}$ Па, кислорода – $8 \cdot 10^{-3}$ Па.

Исследовали скорость осаждения пленок, их удельное сопротивление и показатель преломления в зависимости от изменения напряжения разряда и температуры подложки. Максимальная величина удельного сопротивления достигается при температуре 573–598 К как для иттрия, так и для гольмия. При использовании оптимального диапазона значений напряжения разряда образуются пленки с максимальной величиной удельного сопротивления более 1013 Ом·см и значениями показателя преломления 1,92 для оксида иттрия и 1,94 для оксида гольмия, характерными для стехиометрических составов. Скорость осаждения пленок в вышеуказанных оптимальных диапазонах технологических параметров составляет: для оксида иттрия – $\sim 3,5$ нм/мин, для оксида гольмия – $\sim 2,5$ нм/мин.

С целью изучения процессов токопереноса в тонких диэлектрических пленках разработана топология тестового модуля и комплект фотошаблонов для получения МДМ-контактов разной площади (рис. 2). Пересекающиеся под прямым углом нижние и верхние проводники МДМ-наноструктур имеют различную ширину: нижние – 10; 100 мкм, верхние – 20; 40; 60; 80; 100 мкм. Разработанный технологический процесс получения тестовых модулей включал операции термического окисления кремниевых пластин, отжига окисных пленок, а затем – напыления тонких пленок алюминия для нижних электродов, после фотолитографии наносили диэлектрические пленки оксидов РЗЭ толщиной 5–20 нм и формировали верхние проводники из алюминия.

Измерение вольт-амперных характеристик МДМ-наноструктур проводилось при увеличении напряжения на электродах от нуля до напряжения пробоя диэлектрической пленки. При толщине слоя оксида иттрия 5; 16 нм и площади МДМ-контакта (1; 2)·10⁻⁵ см² напряженность поля пробоя наноструктур составляет (1–3)·10⁶ В/см. Крутизна вольт-амперной характеристики при толщине пленки оксида иттрия 5 нм в пределах 0–0,2 В постоянна, что подтверждает предположение о линейной зависимости между напряжением и током при малых значениях напряжения, характерном для туннельного механизма проводимости диэлектрика. Повышение напряжения от 0 до 1,2–1,5 В приводит к росту крутизны вольт-амперной характеристики с (1,5–2,5)·10⁻⁸ до (19–22)·10⁻⁸ А/В.

Токоперенос в МДМ-наноструктурах на основе оксидов РЗЭ

Процедура моделирования токопереноса сводится к построению экспериментальной вольт-амперной характеристики, имеющей линейный характер в координатах, соответствующих определенному механизму проводимости диэлектрической пленки, аппроксимации этой характеристики (или ее отдельных участков) методом наименьших квадратов и анализу полученных зависимостей. При малых значениях напряжения ток в МДМ-наноструктурах осуществляется переносом электронов и дырок, при этом проводимость диэлектрика определяется одним из механизмов с термической активацией, дающих вольт-амперные характеристики вида $\ln(I) \sim U^{1/2}$. Один из распространенных эффектов в рассматриваемых многослойных структурах – эмиссия Шоттки, или облегченная электрическим полем эмиссия электронов над барьером на границе раздела металл-диэлектрик. Данный эффект связан с термической активацией и приводит к выражению для тока в виде:

$$I = AT 2 \exp\{-[(\phi/kT) - \alpha(E^{1/2}/kT)]\}, \quad (1)$$

где A – эффективная постоянная Ричардсона; ϕ – высота барьера; E – напряженность приложенного электрического поля; T – абсолютная температура; k – постоянная Больцмана; α – коэффициент [4]. Полученные при измерении вольт-амперных характеристик экспериментальные значения тока, исходя из выражения (1), можно представить следующим образом:

$$\ln(I) = C + BU^{1/2}, \quad (2)$$

где B, C – коэффициенты.

Поскольку на вольт-амперных характеристиках наблюдается перегиб в диапазоне напряжений 0,8–1,2 В, проводили линейную аппроксимацию экспериментальных зависимостей между $\ln(I)$ и $U^{1/2}$ до указанных значений напряжения. Выше этих напряжений наблюдается линейная зависимость между током и напряжением $I \sim U$. Аппроксимация экспериментальных результатов в координатах $\ln(I) \sim U^{1/2}$ для обоих участков вольт-амперной характеристики приведена на рисунке 3. Анализ показал, что определенный произвол в отнесении ближайших к перегибу экспериментальных точек к тому или другому механизму проводи-

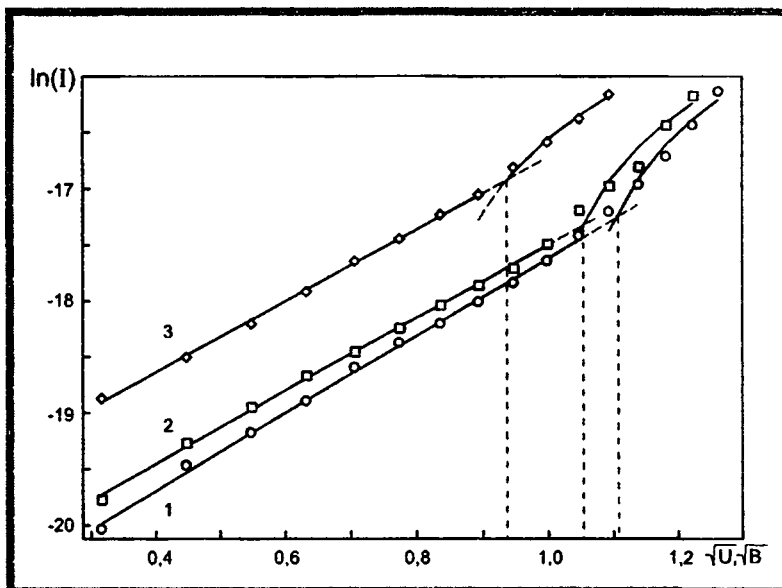


Рисунок 3. Вольт-амперные характеристики туннельных МДМ-наноструктур при разных топологических параметрах (значения I параметра $\ln(I)$ принимались в амперах): 1 – $d = 5$ нм, $S = 10 \cdot 10^{-5}$ см²; 2 – $d = 16$ нм, $S = 10 \cdot 10^{-5}$ см²; 3 – $d = 16$ нм, $S = 2 \cdot 10^{-5}$ см²

мости незначительно сказывается на характере аппроксимирующей кривой и ее параметрах. Из пересечения аппроксимирующих участков для каждой вольт-амперной характеристики были получены критические значения напряжения, при которых происходит переключение преобладающего механизма проводимости (табл. 1). По величине критического напряжения U_k были найдены концентрации носителей заряда на границе раздела металл–диэлектрик N_0 (см-3):

$$N_0 = U_k / (d \cdot 3,5 \cdot 10^{-10}), \quad (3)$$

где d (нм) – толщина диэлектрической пленки [4]. По коэффициентам линейной аппроксимации B , C (2) были определены высота потенциального барьера ϕ структуры металл–диэлектрик–металл и коэффициент α зависимости между напряжением и током для механизма проводимости Шоттки (1).

Таблица 1. Электрофизические параметры туннельной МДМ-наноструктуры

Толщина диэлектрика d , нм	Площадь контакта S , см ²	Критическое Напряжение U_k , В	Концентрация носителей N_0 , см-3	Высота барьера ϕ , эВ	Коэффициент α
5	10-5	1,224	6,995·10 ¹⁷	1,332	0,9753·10 ⁻²⁴
16	10-5	1,108	1,978·10 ¹⁷	1,324	1,6435·10 ⁻²⁴
16	2·10-5	0,873	1,559·10 ¹⁷	1,304	1,6151·10 ⁻²⁴

ЛИТЕРАТУРА

1. Колешко В. М., Гулай А. В., Гулай В. А. Получение туннельных сенсорных МДМ-наноструктур на основе оксидов РЗЭ // Научно-технический международный журнал «Теоретическая и прикладная механика» – 2007. – вып. 22. – с. 287–296; Получение туннельно-тонких пленок оксидов РЗЭ для МДМ-структур // Материалы международной научно-технической конференции «Современные технологии металлообработки», Минск, 14–17 июня 2005 г. – 2005. – с. 117–121.
2. Колешко В. М. и др. Авт. свид. СССР №№ 782604, 860646, 1116753, 1424636, 1626792.
3. Колешко В. М., Гулай А. В., Гулай В. А. Туннельные сенсорные МДМ-наноструктуры: стратегии моделирования // Материалы докладов международной научно-технической конференции «Новые технологии изготовления многокристалльных модулей», Минск–Нарочь, 25–29 сентября 2006 г. / Доклады БГУИР – 2006. – № 5. – с. 97; Моделирование туннельных сенсорных МДМ-наноструктур // Тезисы докладов 2-й международной научно-технической конференции «Сенсорная электроника и микросистемные технологии» (СЭМСТ-2), Одесса, 26–30 июня 2006 г. – 2006. – с. 75.
4. Дирнлей Дж. и др. Электрические явления в аморфных пленках окислов // УФН – 1974. – т. 112, вып. 1. – с. 83–128.