

Министерство Науки и Высшего Образования Российской Федерации
Российская Академия Наук
Институт Нанотехнологий Микроэлектроники РАН
ГНЦ РФ НПК «Технологический Центр»

**ТРУДЫ 6-ой МЕЖДУНАРОДНОЙ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЙ
КОНФЕРЕНЦИИ
«ТЕХНОЛОГИИ МИКРО- И НАНОЭЛЕКТРОНИКИ
В МИКРО- И НАНОСИСТЕМНОЙ ТЕХНИКЕ»**

20-22 февраля 2019 г.

Москва 2019

Программный комитет

Председатель программного комитета: *Булярский С.В.* - д.ф.-м.н., профессор, ИНМЭ РАН.

Басаев А.С. – зам. директора НПК «Технологический центр»

Гаврилов С.А. - д.т.н., профессор, проректор по научной работе МИЭТ

Гуляев Ю.В. - академик РАН, д.ф.м.н., профессор, научный руководитель ИРЭ РАН.

Мальцев П.П. - д.т.н., профессор, директор ИСВЧПЭ РАН, зав. кафедрой МИРЭА

Лабунов В.А. - академик НАНБ, иностранный член РАН, БГУ информатики и радиоэлектроники, Белоруссия.

Каргин Н.И. – д.ф.м.н., профессор, проректор НИЯУ МИФИ.

Сауров А.Н. – академик РАН, д.т.н., профессор, директор ИНМЭ РАН, Председатель оргкомитета Конференции.

Светухин В.В. - д.ф.м.н., профессор, Директор ГНЦ НПК Технологический центр.

Чаплыгин Ю.А. - академик РАН, д.т.н., профессор, президент МИЭТ

Шелетин Н.А. – д.т.н., первый заместитель генерального директора АО «НИИМЭ», профессор кафедры интегральной электроники и микросистем МИЭТ

Труды 6-ой Международная научно-техническая конференция «технологии микро- и нанoeлектроники в микро- и наносистемной технике»
/ под ред. Булярского С.В.. Москва. 2019.

Сборник представляет труды участников конференции, которая анализирует результаты в области теории наноструктур, нанотехнологии, нано- и микроэлектроники, наносенсоров, а также физических процессов в полупроводниковых приборах и интегральных схемах.

Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation
Russian Academy of Sciences
Institute of Nanotechnologies of Microelectronics of the Russian Academy of
Sciences
State Scientific Center of the Russian Federation Research and production complex
"Technological Center"

**PROCEEDINGS of 6-th INTERNATIONAL SCIENTIFIC AND
TECHNICAL CONFERENCE
"TECHNOLOGIES OF MICRO- AND NANOELECTRONICS
IN MICRO AND NANOSYSTEM TECHNOLOGY. "**

February 20-22, 2019

Moscow 2019

Program committee

Chairman of the program committee: *S. Bulyarsky* - Doctor of Physics and Mathematics, Professor, INME RAS.

Basaev A.S. - deputy Director of RPK "Technological Center"

Gavrilov S.A.-, Doctor of Technical Sciences, Professor, Vice-Rector for Research, MIET

Gulyaev Yu.V. - Academician of the Russian Academy of Sciences, Scientific Director of the IRE RAS.

Maltsev P.P. - Doctor of Technical Sciences, Professor, Director of IUHTPE RAS, Head. Department of MIREA

Labunov V.A. - Academician of the National Academy of Sciences of Belarus, a foreign member of the Russian Academy of Sciences, BSU of Informatics and Radioelectronics, Belarus.

Kargin N.I. - Doctor of Sciences, Professor, Vice Rector of MIPhI

Saurov A.N. - Academician of the RAS, Doctor of Technical Sciences, Professor, Director of INME RAS, Chairman of the Organizing Committee of the Conference.

Svetukhin V.V. - Doctor of Sciences, Professor, Director of SSC RPK Technology Center.

Chaplygin Yu.A. - Academician of RAS, Doctor of Technical Sciences, Professor, the president of MIET

Shelepin N.A. - Doctor of Technical Sciences, First Deputy General Director of JSC "NIIME", Professor of the Department of Integrated Electronics and Microsystems of MIET

Proceedings of the 6-th International Scientific and Technical Conference "Technology of micro-and nanoelectronics in micro-and nanosystem technology." / Ed. Bulyarsky S.V. Moscow. 2019.

The collection presents the works of the conference participants, which analyzes the results in the field of the theory of nanostructures, nanotechnology, nano- and microelectronics, nanosensors, and physical processes in semiconductor devices and integrated circuits.

Секция 1. ТЕОРИЯ НАНОСИСТЕМ

КИНЕТИКА СМАЧИВАЮЩИХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ

Львов П.Е.¹, Светухин В.В.^{2,3}, Булярский С.В.³, Павлов А.А.³

¹Ульяновский государственный университет, Ульяновск, LvovPE@sv.uven.ru

²НПК "Технологический центр", Зеленоград

³Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Москва

Фазовые переходы смачивания, существование которых впервые было обосновано Каном [1], предполагают возможность образования кластеров на поверхности тонких пленок. Как правило, данный вид переходов наблюдается для жидких пленок [2], толщина которых составляет порядка 10 нм и менее. Практическая значимость исследований в этой области обуславливается необходимостью прогнозирования поведения металлических покрытий, а также определения рабочего интервала температур активных и пассивных элементов микро- и нанoeлектроники, в том числе при формировании катализаторов роста углеродных нанотрубок и графена [3].

В рамках гидродинамической модели свободная энергия пленок описывается функционалом Гинзбурга-Ландау [1,2], где в качестве параметра порядка используется толщина пленки, зависящей от координат. В соответствии с данным подходом из уравнения Навье-Стокса может быть получено уравнение, описывающее динамику жидкой пленки [2] в виде:

$$\frac{\partial h}{\partial \tau} = \nabla \left(\frac{h^3}{3} \nabla [V'(h) - \sigma_0 \nabla^2 h] \right), \quad (1)$$

где использованы безразмерные переменные: $h \equiv h(x, y)$ - толщина пленки как функция координат x и y , $V(h)$ - эффективный потенциал взаимодействия пленки с подложкой, τ - время, σ_0 - поверхностное натяжение. Потенциал взаимодействия, использованный в данной работе, соответствует потенциалу Леннарда-Джонса [2]. Решение данного уравнения проводилось с помощью спектрального метода [4], а идентификация кластеров на поверхности осуществлялась с помощью метода ближайшего соседа [4]. Моделирование проводилось для области неустойчивых состояний ($V'' < 0$), где наблюдается формирование кластеров на поверхности пленки по спинодальному механизму.

Результат моделирования эволюции пленки в процессе отжига, полученный с помощью решения уравнения (1) приведен на рис. 1. На ранней стадии происходит формирование пор, размер и концентрация которых с течением времени увеличиваются (рис. 1а). Затем происходит лавинообразное слияние пор, в процессе которого образуются протяженные осушенные участки, отделяющие друг от друга устойчивые кластеры (рис. 1б). На этапе слияния функция распределения пор по эффективному радиусу

оказывается сильно вытянутой в область больших размеров. Переход от сплошной пленки к образованию кластеров также сопровождается сменой знака эффективного коэффициента диффузии, который в безразмерном уравнении (1) совпадает со второй производной $V''(h)$. В области между кластерами данная производная становится больше нуля ($V'' > 0$).

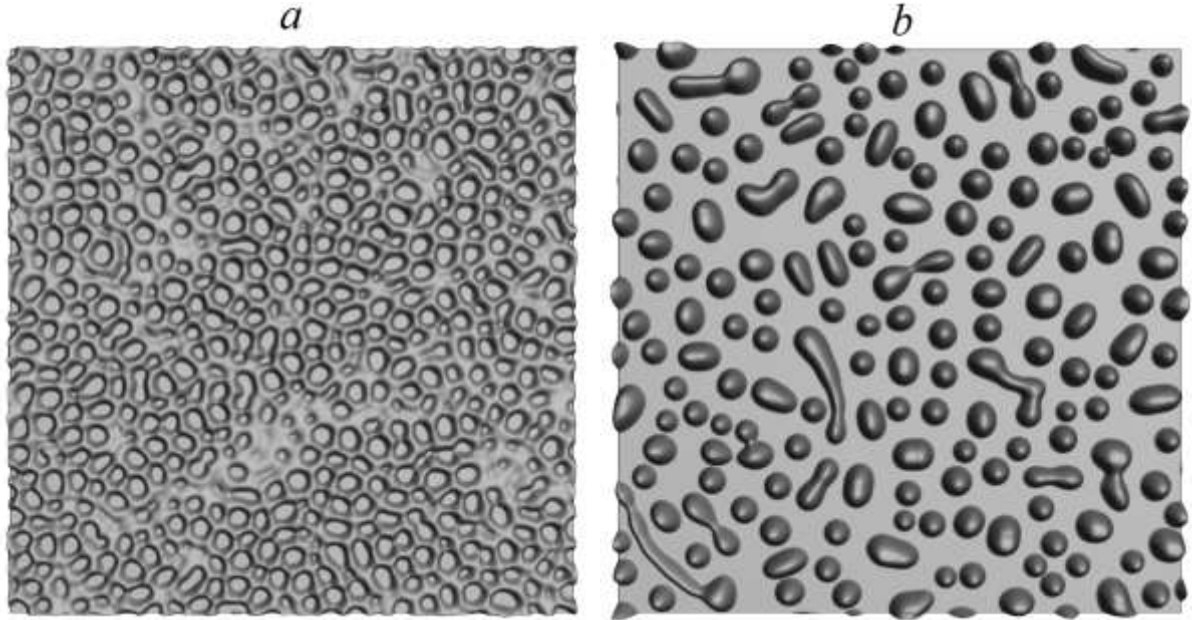


Рисунок 1. Результат расчета распределения толщины пленки $h(x, y)$ в различные моменты времени на ранней стадии для пленки, характеризуемой средней толщиной $\bar{h} = 3.0$ и $\sigma_0 = 0.4$: а - $\tau = 142.5$, б - $\tau = 1252.5$.

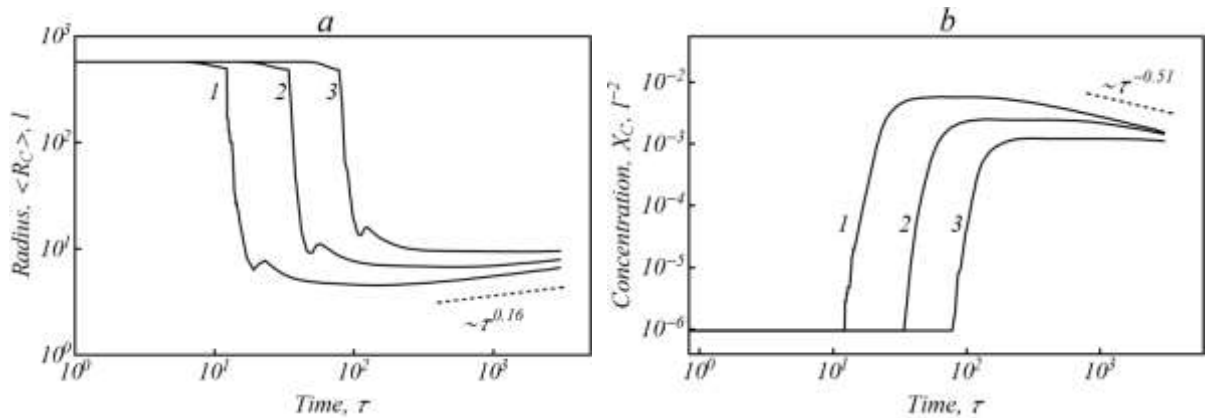


Рисунок 2. Кинетика формирования кластеров на поверхности пленки ($\sigma_0 = 0.2$): а - средний радиус $\langle R_C \rangle$, б - концентрация X_C . Кривые соответствуют разным начальным толщинам пленки: 1 - $\bar{h}^* = 2.0$, 2 - $\bar{h}^* = 2.5$, 3 - $\bar{h}^* = 3.0$.

Сформировавшиеся кластеры (рис. 1б) растут за счет поглощения оставшегося в пленке вещества, при этом происходит их изменение как по эффективному радиусу (рис. 2 а), так и по высоте. Момент разрыва пленки соответствует скачкообразному изменению среднего эффективного радиуса (рис. 2 а). На поздней стадии динамика кластеров соответствует механизму

коалесценции, когда крупные кластеры растут за счет исчезновения мелких. На данной стадии средние эффективный размер и высота кластеров увеличиваются в соответствии с близкими степенными зависимостями: $\langle R_c \rangle \sim \tau^{0.16}$ (рис. 2 а), $\langle H \rangle \sim \tau^{0.17}$. Концентрация кластеров на поздней стадии убывает по степенному закону $X_c \sim \tau^{-0.51}$ (рис. 2 б).

Таким образом, на поздней стадии трансформации пленки средние эффективный радиус и высота кластера зависят друг от друга практически линейно. Данная особенность подтверждается также при анализе профилей распределения толщины пленки для равновесных кластеров, получаемых при решения стационарного уравнения (1).

Установлена также динамика функции распределения кластеров как по эффективному размеру, так и по высоте. На ранней стадии формирования кластеров (см. рис. 1б) функция распределения по эффективному размеру имеет несимметричный вид, сильно вытянутый в сторону больших размеров, что обусловлено влиянием процесса слияния кластеров. Затем функция распределения постепенно приобретает симметричный вид, когда доминирующим механизмом является поглощение вещества из пленки, окружающей кластеры. На поздней стадии рост среднего эффективного радиуса кластера обусловлен растворением малых и ростом крупных кластеров по механизму коалесценции, где функция распределения имеет несимметричный вид, вытянутый в сторону малых размеров, как это следует, например, из теории Лифшица-Слезова.

При поддержке гранта МНнВО №0004-2019-0001

1. Cahn J. J. Chem. Phys., 66, 3667 (1977).
2. Bonn D., Eggers J., Indekeu J. et al. Rev. Mod. Phys., 81, 739 (2009).
3. Булярский С.В., Басаев А.С. ФТТ, 57, 1041 (2015).
4. L'vov P.E., Svetukhin V.V. Modelling Simul. Mater. Sci. Eng., 25, 075006 (2017).

БРИЛЛЮЭНОВСКАЯ ФОТОНИКА

Fotiadi A.A.^{1,2,3}, P. Mégret¹

¹University of Mons, blvd.Dolez, 31, Mons, B-7000 Belgium

²Ульяновский государственный университет, НОЦ «Кремний-углеродные нанотехнологии», Ульяновск

³ Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С. Петербург

*E-mail: Andrei.Fotiadi@umons.ac.be

В докладе приводится обзор новых средств фотоники, реализуемых путем использования вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна в оптических световодах. Особое внимание уделено анализу новых физических механизмов, ответственных за увеличение эффективности фотон-фононного взаимодействия в волноводных средах и допускающих строгий контроль данного процесса.

Вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ), самый низкопороговый нелинейный оптический эффект в оптических стеклах, является результатом резонансного взаимодействия между двумя встречными оптическими волнами и гипер акустической волной. Процесс Бриллюэновского усиления в стандартных волокнах характеризуется однородной линией усиления с полосой ~ 30 МГц и обладает большим динамическим диапазоном по абсолютному усилению мощности резонансного сигнала. Верхняя граница усиления $\sim 10^{12}$ соответствует развитию ВРМБ из теплового шума при типичной пороговой мощности накачки ~ 10 мВт на километр телекомовского волокна. Встречный характер ВРМБ приводит к особой пространственно-временной динамике процесса, которая может быть использована для генерации и обработки оптических сигналов (усиления, компрессии, нелинейной фильтрации, генерации гребенчатого спектра). Процесс ВРМБ с высоким коэффициентом усиления реализуется, например, в волоконных Бриллюэновских лазерах при генерации гигантских наносекундных импульсов с рекордным отношением пиковой и средней мощности $\sim 10^5$ [1]. Относительно небольшое Бриллюэновское усиление используется в кольцевых Бриллюэновских лазерах при генерации непрерывного излучения с рекордно узкой спектральной линией < 100 Гц [2]. ВРМБ с усилением близким к ~ 1 является типичным режимом в распределенных Бриллюэновских датчиках [3], основанных на измерении частотного сдвига Бриллюэновского резонанса при нагревании или растяжении оптического волокна, связанных с изменением плотности среды.

Динамика процесса ВРМБ становится сложнее, если волноводная среда, в которой происходит рассеяние, является также резонансной для гиперзвука. При этом эласто-механические свойства среды находят отражение в спектрах резонансного усиления. Длина волны звука при ВРМБ примерно в ~ 3 раза

короче, чем длина волны излучения накачки, поэтому малые поперечные размеры области локализации световых полей в сердцевине даже стандартного волокна приводят к тому, что возбуждаемый светом звук испытывает заметное дифракционное расплывание на длине $\sim 30 \text{ мкм}$, меньшей, чем длина затухания гиперзвука $\sim 50 \text{ мкм}$. В этих условиях режим распространения гиперзвука в среде волокна оказывает влияние на динамику ВРМБ. Чем меньше область локализации света в волноводе, тем значительнее это влияние. Это хорошо проявляется при ВРМБ в фотонно-кристаллических волокнах. Варьируя их геометрию, можно управлять взаимным распределением как оптических, так и акустических мод внутри волокна, создавая резонансы в области высоких частот (10-20 ГГц) и контролируя эффективность взаимодействия путем регулирования добротности этих резонансов. Кроме того, в фотонных кристаллических волокнах возможен режим попутного ВРМБ с резонансами на низких частотах (0.1-1 ГГц), обусловленных захватом и генерацией поперечных акустических мод, локализованных в сердцевине волокна [4]. Эффективность генерации поперечных акустических мод, как правило, невелика, но может быть увеличена при импульсном возбуждении ВРМБ с частотой повторения близкой ко времени релаксации поперечного гиперзвука. Такой режим используется в конфигурации полностью оптического аттенюатора, обеспечивающего коэффициент экстинкции на уровне $\sim 20 \text{ дБ}$ [5].

Процесс ВРМБ в микроволокнах – отрезке волокна с диаметром до 500 нм, подвешенном в воздухе, развивается благодаря резонансному взаимодействию с поверхностными акустическими волнами, обеспечивая чувствительность процесса к изменению внешней среды - температуре, давлению, составу окружающей среды, делает возможным создание новых оптических датчиков [6].

Халькогенидные стекла имеют гораздо больший показатель преломления, чем кварцевое стекло, поэтому они позволяют создавать волноводы с субмикронной сердцевиной. Такие структуры, являясь волноводом одновременно для оптических и акустических волн, обеспечивают эффективное ВРМБ с коэффициентом усиления, в ~ 100 раз превышающим коэффициент усиления для телекомовских волокон. Это делает возможным создание оптических микрочипов, реализующих ВРМБ усиление при длинах взаимодействия в несколько сантиметров и предназначенных для целей микроволновой фотоники – систем генерации, синтеза и анализа радиосигналов [7].

Однако рекордную эффективность процесс ВРМБ имеет в микрорезонаторах, обеспечивающих не только хорошее перекрытие между оптическими и акустическими модами, но и обладающими высокодобротными резонансами одновременно для оптических и акустических мод [8]. Это открывает перспективы для дальнейшей миниатюризации фотонных устройств и новых приложений ВРМБ. Так недавно было предложено использовать попутное ВРМБ в микрорезонаторах для охлаждения оптико-механических

устройств (фононная аннигиляция), что является очень перспективным направлением для квантовых измерений [9].

Идеи и механизмы Бриллюэновской фотоники, рассмотренные в докладе, направлены на развитие новых перспективных технологий, которые, несомненно, будут востребованы инженерами мировой оптоэлектроники в ближайшем будущем.

Belgian Science Policy (IAP/VII-35), Ministry of Education, and Science of the Russian Federation (14.Z50.31.0015) support work.

1. A.A.Fotiadi, P.Mégret, M.Blondel, Opt.Lett., 29, 1078 (2004).
2. V.V. Spirin et al., Laser Phys. Lett. 10, 015102 (2013)
3. X. Bao and Liang Chen, Photonic Sensors 1, 102 (2011).
4. P. Dainese et al., Opt. Express 14, 4141-4150, 2006.).
5. M. S. Kang, A. Butsch, and P. St. J. Russell, Nat. Photon 5, 549–553 (2011).
6. J.C. Beugnot et al., Nature Communications 5, 5242 (2014).
7. B. J. Eggleton, Christopher G. Poulton, and Ravi Pant, Adv. Opt. Photon. 5, 536-587 (2013).
8. J. Li, H. Lee and K. J. Vahala, Nature Communications 4, 2097 (2013)
9. G. Bahl, M. Tomes, F. Marquardt and T. Carmon, Nat. Phys. 8, 203–207 (2012).

БРИЛЛЮЭНОВСКИЕ ДИНАМИЧЕСКИЕ РЕШЕТКИ: ПРИМЕНЕНИЯ В ВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРАХ И СЕНСОРАХ

Фотиади А.А.^{1,2,3,} Коробко Д.А.², Золотовский И.О.^{2,4}*

¹University of Mons, blvd.Dolez, 31, Mons, B-7000 Belgium

²Ульяновский государственный университет, НОЦ «Кремний-углеродные нанотехнологии», Ульяновск,

³ Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С. Петербург

⁴Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Москва

*E-mail: Andrei.Fotiadi@umons.ac.be

В докладе приводится обзор новых средств фотоники, реализуемых путем использования вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна в оптических световодах. Вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ), самый низкопороговый нелинейный оптический эффект в оптических стеклах, является результатом резонансного взаимодействия между двумя встречными оптическими волнами и гипер акустической волной. Встречный характер ВРМБ приводит к особой пространственно-временной динамике процесса, которая может быть описана в терминах взаимодействия встречных оптических волн с динамическими решетками, записанными этими волнами [1]. Такие динамические структуры имеют конечное время жизни, определяемое временем релаксации гиперзвука в среде $\sim 10-15$ нс и могут обеспечивать рекордную спектральную селективность при отражении оптического сигнала, ограниченную полосой, определяемой длиной области записи. Уникальные свойства динамических решеток могут быть использованы для генерации и обработки оптических сигналов (усиления, компрессии, нелинейной фильтрации, генерации гребенчатого спектра) цельными волоконными конфигурациями, обращения волнового фронта оптического излучения, а также для целей распределенного волоконного мониторинга физических полей.

Недавно Бриллюэновские динамические решетки стали предметом огромного исследовательского интереса во всем мире благодаря тому, что они позволяют уменьшить порог генерации волоконных лазеров и сузить линию излучения, приводя, таким образом, к уменьшению фазового шума. Лазерные источники с низким уровнем фазового шума чрезвычайно востребованы для целого ряда приложений - когерентной оптической связи, спектроскопии, а в микроволновой фотонике как в качестве генератора оптического сигнала, так и в качестве элемента для его обработки. Возможность достижения узкой линии и низкой мощности порога генерации любого лазера во многом определяется параметрами резонатора, такими как свободный спектральный диапазон (FSR) и его добротность, что накладывает очень жесткие требования к конструкции лазеров, предназначенных для генерации узкополосного излучения. Использование динамических отражательных структур открывает альтернативные возможности генерации

излучения с низким порогом генерации и высокой когерентностью излучения без предъявления высоких требований к волоконному лазерному резонатору, позволяет создавать конструктивно более простые и, соответственно, более дешевые конфигурации лазеров [2-5] с низким порогом и рекордно низкой полосой генерации (<100 Гц) для использования в системах связи, метрологии, мониторинга и микроволновой фотоники.

Особое внимание в докладе будет уделено новым методам распределенного измерения физических полей. В коммерческих датчиках (так называемые Бриллюэновские анализаторы, или BOTDA) реализованы способы распределенного мониторинга температуры и продольного натяжения, основанные на измерении частоты Бриллюэновского сдвига [5]. Этот же способ иногда используется для мониторинга статического давления. Для этого в качестве сенсорного волокна используется волокно с сохранением поляризации, а давление определяется по изменению двулучепреломления волокна, измеряемого через разность частот ВРМБ сдвигов для двух разных поляризаций [6]. Однако этот способ имеет точность, недостаточную для большинства потенциальных применений.

Альтернативное решение основано на использовании Бриллюэновских динамических решеток [7, 8]. Суть метода заключается в записи Бриллюэновской динамической решетки оптическим излучением одной поляризации и считывания этой информации оптическим излучением в другой поляризации волокна. Для этого в качестве сенсорного волокна используются стандартные волокна с сохранением поляризации, а измеряемые физические параметры определяются по положению резонанса отражения зондирующей оптической волны от записанной динамической решетки. В докладе представлены результаты тестирования волоконного распределенного датчика на основе стандартного световода с сохранением поляризации (Panda), обеспечивающего распределенное измерение статического давления в диапазоне до 80 МПа (ООО “УВП”, Сколково). В тестовом эксперименте участок сенсорного световода помещался в термостабилизированную (25 °C) барокамеру (на основе стальной трубы). Достигнуты рекордные для всех известных волоконных систем характеристики распределенного изменения статического давления, в частности, по совокупности таких параметров как абсолютная точность измерений (~ 0.5 атм), динамический диапазон измерений (0 - 800 атм), пространственное разрешение (< 0.5 м), длина измерений (> 500 м). Кроме того, продемонстрирована рекордно высокая чувствительность метода при измерении температуры, которая на 2 порядка выше, чем в стандартных Бриллюэновских анализаторах.

Новые физические механизмы, рассмотренные в докладе, направлены на развитие перспективных технологий, которые, несомненно, будут востребованы инженерами мировой оптоэлектроники в ближайшем будущем. Work is supported by Ministry of Education and Science of the Russian Federation (14.Z50.31.0015), Skolkovo Foundation (2015), Russian Science Foundation (16-

32-60109 mol_a_dk, 18-12-00457), Leverhulme Trust (UK, Visiting Professorship, VP2-2016-042).

При поддержке гранда МНИВО №0004-2019-0002

1. A. A. Fotiadi, R. V. Kiyan, and A. Kuzin, "SBS induced hypersound dynamic grating in multimode optical fibers: phase conjugation specific features," in Conference Proceedings. LEOS '97. 10th Annual Meeting IEEE Lasers and Electro-Optics Society 1997 Annual Meeting (IEEE, n.d.).
2. V.V. Spirin, P. Mégret, A.A. Fotiadi, "Chapter 5. Passively Stabilized Doubly-Resonant Brillouin Fiber Lasers." In Fiber Laser, Ed. by M.C. Paul, 438 pages, InTech, 2016
3. S. M. Popov et al., Results in Physics 9, 806–808 (2018)
4. S. M. Popov et al., Results in Physics 9, 625-627 (2018).
5. X. Bao and Liang Chen, Photonic Sensors 1, 102 (2011).
6. Wang J. (Doctoral dissertation, Virginia Tech).
7. Патент РФ, WO2014171859A1, 2014
8. Kim, Y. H., Kwon, H., Kim, J., & Song, K. Y. , Optics Express 24(19), 21399 (2016).

МОДУЛЯЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ВОЛНОВЫХ ПАКЕТОВ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В СВЕТОВОДЕ С ДИСПЕРСИЕЙ КАСКАДНО ЗАВИСЯЩЕЙ ОТ ДЛИНЫ

Золотовский И.О.^{1,2}, Лапин В.А.¹, Семенцов Д.И.¹

¹Ульяновский государственный университет, НОЦ «Кремний-углеродные нанотехнологии», Ульяновск,
rafzol14@mail.ru, LVA2013@yandex.ru, sementsovdi@mail.ru

²Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Москва

Модуляционная неустойчивость (МН) – рост малых гармонических возмущений непрерывной волны – эффект, характерный для многих нелинейных систем, поддерживающих распространение локализованных волн, природа которого связана с совместным действием нелинейных и дисперсионных эффектов [1].

Изучение условий существования и динамических характеристик развитой фазы модуляционной неустойчивости представляет интерес не только в связи с фундаментальностью данной задачи, но и благодаря возможностям создания на основе данного эффекта устройств управления лазерным излучением, в частности полностью оптических генераторов высокочастотных последовательностей ультракоротких оптических импульсов [2].

В настоящей работе исследуются условия возникновения и существования модуляционной неустойчивости волновых пакетов, распространяющихся в нелинейном световоде с аномальной дисперсией групповых скоростей, зависящей от длины световода, а так же в каскадных таких световодах [2].

Динамика временной огибающей волнового пакета с учетом нелинейности среды керровского типа и зависимости дисперсии от длины волокна (z) в бегущей системе координат описывается следующим уравнением для амплитуды огибающей [1]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + i \frac{d_2(z)}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} - \frac{d_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial \tau^3} - iR|A|^2 A = 0, \quad (1)$$

где $\tau = t - z/v_g$ – время в бегущей системе координат, $v_g = (\partial\omega/\partial\beta)_{\omega_0}$ – групповая скорость волнового пакета, $d_n = (d^n\beta/d\omega^n)$ – параметр дисперсии групповых скоростей n – ого порядка, R – параметр нелинейности.

В настоящей работе рассматривался двухсекционный одномодовый световод, обладающий непрерывным распределением ДГС вида [2]:

$$d_2 = d_{20} \cdot \begin{cases} 1, & z < z_0 \\ \exp[-b(z - z_0)], & z \geq z_0 \end{cases}, \quad (2)$$

На рис. 1 представлены временные профили модулированной волны, распространяющейся в световодах с экспоненциально уменьшающейся по модулю дисперсией (рис. а) и двухсекционном световоде, состоящем из световода с постоянной дисперсией и световода с экспоненциально уменьшающейся по модулю дисперсией (рис. б). Представленные на рисунке временные профили модулированной волны получены при помощи численного решения методом пошаговых преобразований Фурье уравнения (1), определяющего динамику распространения в неоднородном световоде модулированного сигнала вида:

$$A(0, \tau) = \sqrt{P_0} [1 + m \cos(\Omega_{\text{mod}} \tau)] \quad (3)$$

при следующих значениях параметров световода: глубине модуляции $m = 0.01$, начальной мощности $P_0 = 1$ Вт, параметре нелинейности $R = 10^{-2}$ (Вт·м)⁻¹, дисперсии групповых скоростей $d_{20} = -10^{-26}$ с²/м, параметре неоднородности ДГС $b = 5 \cdot 10^{-3}$ м⁻¹, дисперсии высшего порядка $d_3 = (0; 3) \cdot 10^{-41}$ с³/м – сплошные и пунктирные кривые, длине однородной секции $z_0 = (0; 500)$ м – рис. (а, б) и частоте модуляции $\Omega_{\text{mod}} = \sqrt{2RP_0 (\exp(bL) - 1) / |d_{20}| \text{sh}(bL)}; \sqrt{2RP_0 / |d_{20}|}$ – рис. (а, б). Из рисунка, что каскадное соединение световода с постоянной аномальной дисперсией со световодом с неоднородным распределением ДГС обеспечивает устойчивую генерацию последовательностей ультракоротких импульсов с большей высокой степенью сжатия относительно одиночного неоднородного световода соответствующей длины и при этом позволяет существенно снизить негативное влияние дисперсии третьего порядка.

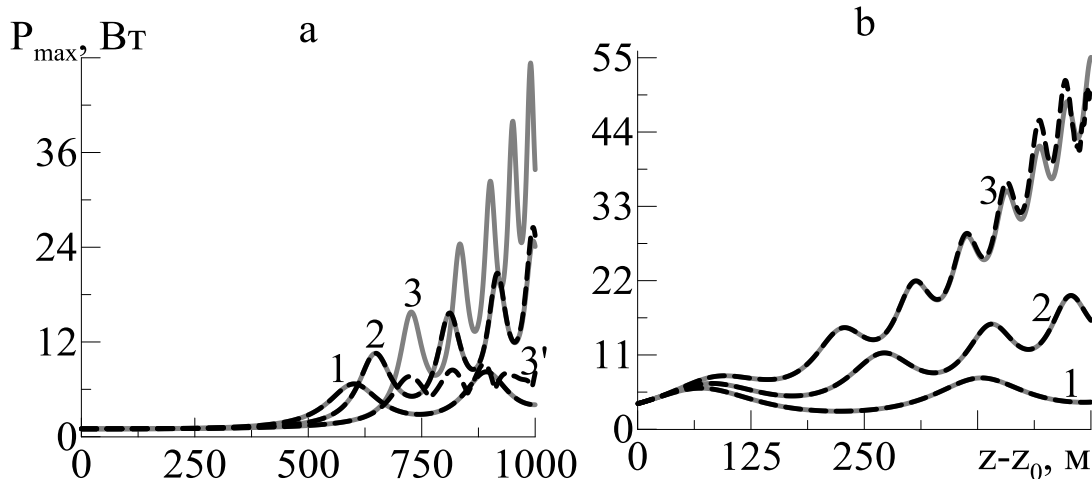


Рис. 1. Продольные зависимости максимума модулированной волны в неоднородном сегменте каскадного при $b = (1; 3; 5) \cdot 10^{-3}$ м⁻¹ – кривые (1; 2; 3), $z_0 = 0; 500$ м.

В ходе проведенного в работе анализа было продемонстрировано, что в световодах с каскадной зависимостью ДГС от продольной координаты z генерируемые ультракороткие импульсы достигают более высоких степеней

сжатия по сравнению с одиночными неоднородными световодами, при этом дисперсия третьего порядка оказывает значительно меньшее влияние на процесс генерации последовательностей ультракоротких импульсов в каскадных световодах рассмотренного типа из-за того, что в неоднородном сегменте каскадного световода минимальное значение убывающей по модулю дисперсии больше, чем в одиночных неоднородных световодах.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-00957.

При поддержке гранта МНИВО №0004-2019-0002

1. Agrawal G. "Nonlinear fiber optics Springer", 2007.
2. Zolotovskii I. O., Lapin V. A., Sementsov D. I., Fotiadi A. A., Popov S. V. Optics Communications, 426, 333 (2018).
3. Ахметшин У. Г., Богатырев В. А., Сенаторов А. К., Сысолятин А. А., Шалыгин М. Г. Квантовая электроника, Т. 33, 265(2003).

ДИНАМИКА ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННЫХ ВОЛНОВЫХ ПАКЕТОВ В УСЛОВИЯХ СИНХРОНИЗИРОВАННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С БЕГУЩЕЙ ВОЛНОЙ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

Золотовский И.О.^{1,2}, Лапин В.А.¹, Семенцов Д.И.¹

¹Ульяновский государственный университет, НОЦ «Кремний-углеродные нанотехнологии», Ульяновск,

rafzol14@mail.ru, LVA2013@yandex.ru, sementsovdi@mail.ru

²Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Москва

В работе рассматривается формирование ультракоротких лазерных импульсов в цилиндрическом световоде из квазинепрерывной фоновой туннелирующей волны типа моды шепчущей галереи (МШГ). Эффект достигается в результате синхронизированного взаимодействия фоновой волны МШГ с бегущей вдоль оси световода волной изменения показателя преломления (БВПП) и развития модуляционной неустойчивости (МН).

Если свет вводится в волновод под некоторым углом к образующей цилиндра, то поверхностная волна распространяется по спиральной траектории [1]. Продольная составляющая волнового вектора такой волны $k = k_0 n(\omega)$, где $k_0 = \omega / c$ – волновое число в вакууме, $n(\omega)$ – показатель преломления материала световода, k_r – поперечная (радиальная) компонента волнового вектора. Если угол ввода волны в световод достаточно близок к нормали к образующей цилиндра, то распространение волны вдоль его оси замедляется сколь угодно, вплоть до нулевых значений [2]. Схематически призмный ввод и вывод излучения представлен на рис. 1.

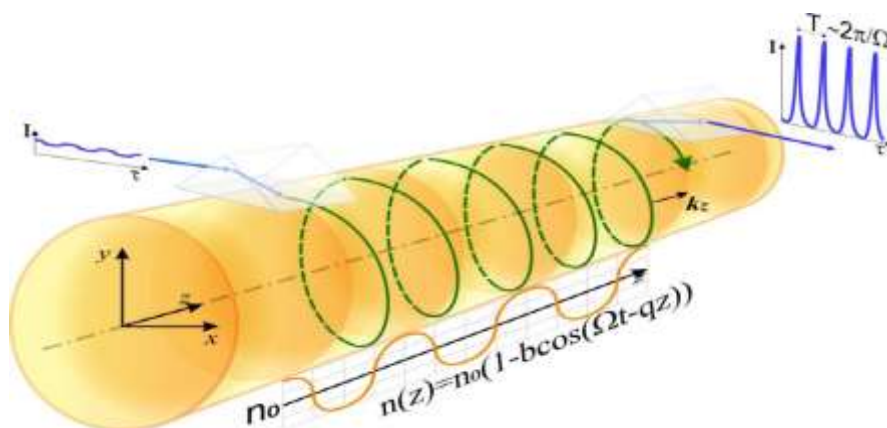


Рис. 1. Траектория луча в цилиндрическом световоде, вводимого через призму и представляющего волну типа МШГ [3]; БВПП (снизу) и желаемый результат взаимодействия МШГ и БВПП – мощное импульсное излучение на выходе.

Пусть в световоде распространяется еще БВПП (например, за счет возбуждения в нем акустической волны), тогда показатель преломления среды изменяется по закону (см. рис.1):

$$n(t, z) = n_0 [1 - b \cos(\Omega t - qz)] \quad (4)$$

где Ω – частота модуляции, $q = 2\pi / \Lambda$ – волновое число БВПП, Λ – период пространственной неоднородности, $V_a = \Omega / q$ – скорость перемещения БВПП вдоль оси световода, $b = \Delta n / n_0$ – глубина модуляции ПП. Δn – максимальное изменение ПП.

Уравнение, описывающее динамику временной огибающей туннелирующего волнового пакета, в координатах бегущего времени $\tau = t - \int_0^z dz / V_z(z)$ можно представить в виде:

$$\frac{\partial A}{\partial z} - iD_z \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} + iR_z |A|^2 A = ikb\gamma^{-1} \cos[\Omega(\tau - \delta\tau)] A, \quad (5)$$

где параметр $\delta\tau = (V_a^{-1} - V_z^{-1})z$ характеризует временную отстройку, связанную с разницей групповых скоростей МШГ и БВПП; $y(z) = (1 - k^2/k_0^2)V_z$ – параметр продольного замедления туннелирующей волны. Продольная скорость волны, дисперсия групповых скоростей (ДГС) и нелинейность световода равны соответственно:

$$V_z(z) \approx \gamma \frac{\partial \omega}{\partial k}, \quad D_z \approx \frac{1}{\gamma} \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2}, \quad R_z \approx n^{(2)} k / \gamma S_{ef}, \quad (6)$$

где $n^{(2)}$ – коэффициент материальной кубической нелинейности и S_{ef} – эффективная площадь поверхностной моды.

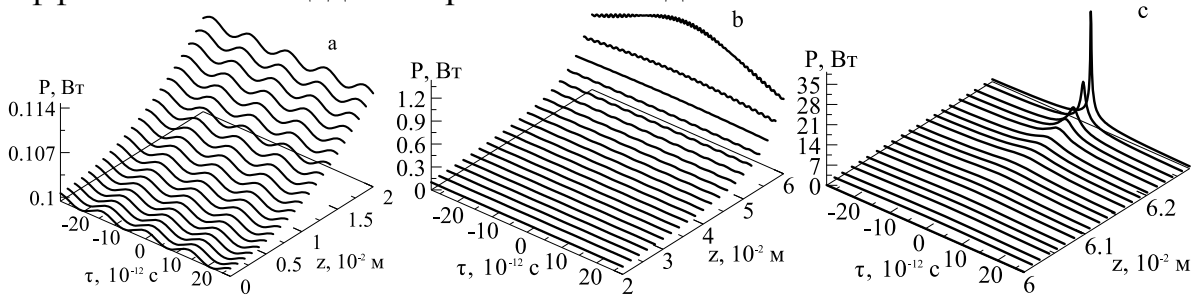


Рис. 2. Процесс формирования мощных импульсов в результате взаимодействия МШГ и БВПП на длине световода 6.3 см: начало процесса (а), формирование импульса (б) и финальное усиление импульса (в).
 Параметры для расчета: $d_2 = 10^{-26} \text{ c}^2/\text{м}$, $R = 10^{-2} \text{ (Вт}^{-1}\text{м}^{-1})$, $P = 0.1 \text{ Вт}$, $\Omega = 10^9 \text{ c}^{-1}$, $\beta = 10^6 \text{ м}^{-1}$, $\gamma = 4 \cdot 10^5$, $\Delta n = 10^{-4}$.

Если фазовая скорость туннелирующей волны примерно равна скорости перемещения БВПП ($V_z \approx V_a$), то между туннелирующей поверхностной волной типа МШГ и БВПП происходит сильное резонансное взаимодействие, анализ которого выполняется в работе аналитическими и численными методами решения уравнений, описывающих динамику туннелирующего волнового пакета. Преобразование фоновой квазинепрерывной волны в импульсы показано на рис. 2.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России (проект 14.Z50.31.0015).

При поддержке гранда МНиВО №0004-2019-0002

1. Сычугов В.А., Магдич Л.Н., Торчигин В.И. Квант. электроника, 31, 1089(2001).
2. Sumetsky M. Opt. Express, 20, 22537(2012).
3. Торчигин В.П., Торчигин С.В. Квант. электроника, 33, 913(2003).

ГЕНЕРАЦИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА В МАССИВЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

Афанасьев С.А.¹, Золотовский И.О.^{1,3}, Кадочкин А.С.^{1,3}, Моисеев С.Г.^{1,3},
Светухин В.В.², Павлов А.А.³.*

¹Ульяновский государственный университет, НОЦ «Кремний-углеродные нанотехнологии»

²НПК «Технологический центр», Зеленоград

³Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Москва
*askadochkin@sv.ulsu.ru

Нами рассматривается механизм генерации поверхностных плазмон-поляритонов терагерцового диапазона посредством лазерного облучения массивов одностенных углеродных нанотрубок. Создание компактных работающих при комнатной температуре генераторов электромагнитного излучения в терагерцовом (ТГц) диапазоне (с длиной волны 0.1–3 мм), которые удовлетворяли бы задачам широкого практического применения в спектроскопии, медицинской диагностике, системах безопасности и других областях науки и техники является в настоящее время весьма актуальной задачей [1–4]. В представленной работе мы исследуем случай, когда медленные ППП возбуждаются в массиве ОУНТ в условиях взаимодействия узкополосного лазерного излучения ТМ-поляризации (падающей и отражённой волны) с периодически расположенными ОУНТ. Поверхностные волны формируются вследствие распада исходной лазерной волны на отражённую волну и ППП на поверхности ОУНТ.

Рассматривается двумерный упорядоченный массив из одинаковых ОУНТ радиуса a , расположенных параллельно друг другу на одинаковых расстояниях d (рис. 1). При данной поляризации падающей волны имеется составляющая её электрического поля, направленная вдоль осей трубок (ось z на рис. 1). Её наличие является необходимым условием возникновения продольной составляющей вектора плотности тока, текущего по поверхности трубки и возбуждения замедленной поверхностной волны, направляемой трубкой, выступающей в качестве волновода [5–13].

Условие дифракции Брэгга с учётом генерации ППП, возбуждаемого на разностной частоте Ω и распространяющегося вдоль трубок с волновым вектором β имеет вид:

$$\mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_2 + \beta(\Omega) + \mathbf{q}, \quad (7)$$

где $\mathbf{q}$ – волновой вектор периодической структуры ($q = 2\pi p/d$, p – порядок дифракции). Далее учитываются только дифракционные пучки 1 порядка с $p = \pm 1$. Дисперсионное соотношение для поверхностной ТМ-волны в металлической ОУНТ имеет следующий вид [8]:

$$i\Omega\varepsilon_0 = \sigma_{zz}\beta^2 a \cdot I(\beta a)K(\beta a), \quad (8)$$

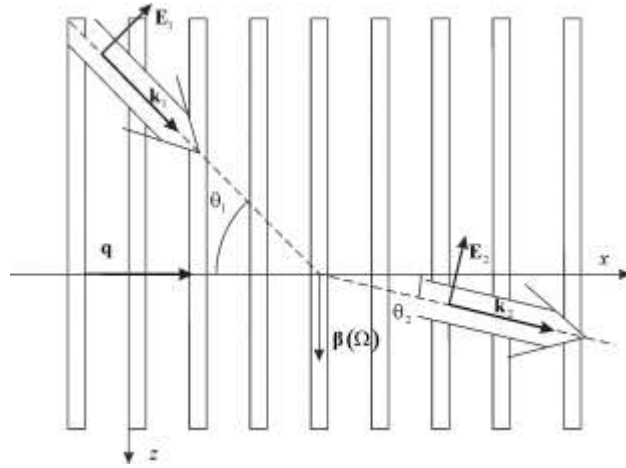


Рис. 1. Геометрия задачи.

где ε_0 – диэлектрическая постоянная, $I(\beta a)$ и $K(\beta a)$ – модифицированные функции Бесселя 1 и 2 рода, а σ_{zz} – продольная компонента тензора проводимости металлической ОУНТ, определяемая выражением:

$$\sigma_{zz} = \frac{in_0 e^2}{m_e \Omega} \quad (9)$$

(n_0 – равновесная поверхностная плотность π -электронов в УНТ, e – элементарный заряд, m_e – эффективная масса электрона). Для соотношения n_0/m_e имеет место следующая оценка [14]:

$$\frac{n_0}{m_e} = \frac{2V_F}{\pi^2 \hbar a}, \quad (10)$$

где $\hbar$ – постоянная Планка, V_F – скорость Ферми, значение которой для металлических ОУНТ оценивается как $V_F \approx (0.5-1) \cdot 10^6$ м/с [9].

В интересующей нас области частот зависимость $\beta(\Omega)$ с хорошей точностью можно приближённо считать линейной. Будем полагать $\beta = \Omega/V_{ph}$, $V_{ph} = 6 \cdot 10^6$ м/с для трубки радиусом $a = 1$ нм. Результаты расчётов – частота генерации в зависимости от угла падения представлены на рисунке 2.

Таким образом, лазерное излучение ближнего ИК диапазона может быть использовано для генерации ППП в периодическом массиве УНТ. В результате последовательных переотражений бегущей поверхностной волны от торцов плазмонного волновода, формируемого соответствующей нанотрубкой образуются стоячие волны тока и напряжения. При заданной длине L плазмонного волновода существует дискретный набор частот, для которых выполняется условие образования стоячих волн $\beta(\Omega)L = m\pi$, где m – целое число. Таким образом, рассматриваемый плазмонный волновод благодаря реализуемым геометрическим резонансам может рассматриваться в качестве антенн, излучающих в ТГц и дальнем ИК диапазонах.

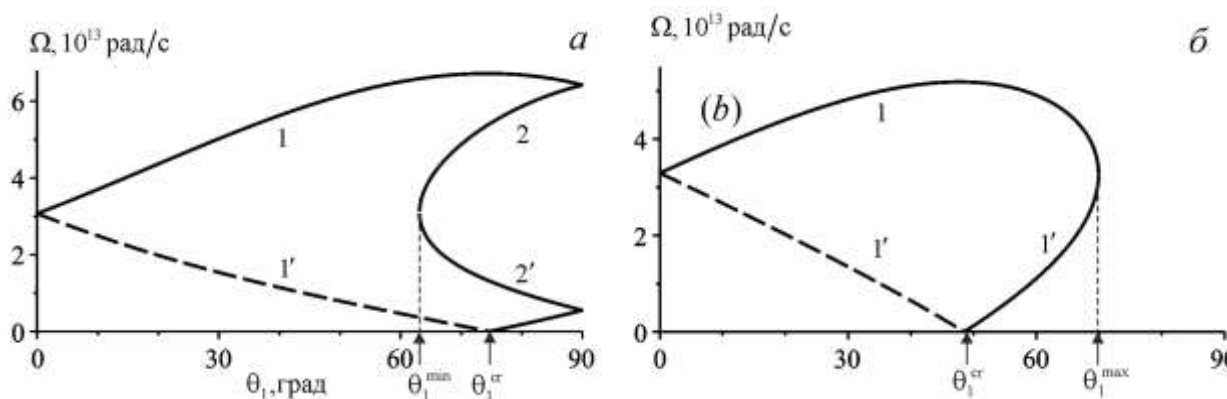


Рис. 2. Частота генерации в зависимости от угла падения

Следует подчеркнуть, что в нашем случае резонансы должны наблюдаться для длин волн, которые в свободном пространстве могут существенно (на порядки) превышать размеры соответствующей антенны, что объясняется сильным замедлением ППП ТГц и дальнего ИК диапазонов. Отметим также, что частота излучения массива нанотрубок – антенн может управляться изменением угла облучения соответствующих лазерных источников.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (проекты №№ 16.2773.2017/4.6, 3.5698.2017/9.10, 3.3889.2017/4.6) и Российского Фонда Фундаментальных Исследований (проекты №№ 17-02-01382, 18-29-19101).

При поддержке гранда МНИВО №0004-2019-0002

1. Lee Y.S. Principles of Terahertz Science and Technology (New York: Springer, 2009).
2. Bratman V.L., Litvak A.G., Suvorov E.V. Phys. Usp., 54, 837 (2011).
3. Zhang X.-C., Xu J. Introduction to THz Wave Photonics (New York: Springer, 2010)
4. Tonouchi M. Nature Photonics, 1, 97 (2007).
5. Slepyan G.Ya., Maksimenko S.A., Lakhtakia A., Yevtushenko O.M., Gusakov A.V. Phys. Rev. B, 60, 17136 (1999).
6. Slepyan G.Ya., Shuba M.V., Maksimenko S.A., Lakhtakia A. Phys. Rev. B, 73, 195416 (2006).
7. Wei L., Wang Y.N. Phys. Lett. A, 333, 303 (2004).
8. Moradi A. Photonics and Nanostructures, 11, 85 (2013).
9. Moradi A. J. Electromagnetic Analysis & Applications, 2, 672 (2010).
10. Martin-Moreno L., Garcia de Abajo F.J., Garcia-Vidal F.J. Phys. Rev. Lett., 115, 173601 (2015).
11. Attiya A.M. Prog. Electromagn. Res., 94, 419 (2009).
12. Nakanishi T., Ando T. J. Phys. Soc. Jap., 78, 114708 (2009).
13. Sasaki K., Murakami Sh., Yamamoto H. Appl. Phys. Lett., 108, 163109 (2016).
14. Miano G., Villone F. IEEE Trans. Ant. Prop., 54, 2713 (2006).

ГЕНЕРАТОР ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОННЫХ ВОЛН НА ОСНОВЕ УГЛЕРОДНОЙ НАНОТРУБКИ

*Золотовский И.О.^{1,3}, Кадочкин А.С.^{1,3}, Моисеев С.Г.^{1,3}, Светухин В.В.²,
Павлов А.А.³, Булярский. С.В.³.*

¹Ульяновский государственный университет, НОЦ «Кремний-углеродные нанотехнологии», Ульяновск, rafzol.14@mail.ru

²НПК «Технологический центр», Зеленоград

³Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Москва

В настоящей работе предложена модель компактного генератора поверхностных плазмон-поляритонов (ППП), использующего оригинальный механизм усиления поверхностной волны посредством прямой передачи энергии от носителей постоянного электрического тока (волны дрейфового тока) к электромагнитной составляющей ППП волны. Подобный принцип усиления электромагнитных волн хорошо известен в СВЧ технике (лампа бегущей волны и др.). Взаимодействие волны тока и ППП в УНТ возникает при выполнении фазового синхронизма, то есть при равенстве фазовой скорости ППП волны и дрейфовой скорости носителей заряда. Основные положения предлагаемого подхода изложены в наших работах [1,2], посвященных проблеме усиления ППП в полупроводниковой пленке с графеновым слоем. В настоящей работе данный подход применен к отдельному нанообъекту – углеродной нанотрубке (УНТ) [3]. Обратная положительная связь в УНТ реализована за счет рассеяния усиленной ППП волны на периодическом потенциале, созданным профилированной поверхностью подложки.

Полагается, что УНТ длиной L и радиусом a расположена в вакууме (воздухе) на профилированной подложке, к ее концам приложена постоянная разность электрических потенциалов, вызывающая дрейфовый ток. Рассматривается неизлучающая ТМ-мода ППП волны, электрическое поле которой имеет ненулевую компоненту E_z вдоль оси УНТ (оси координат z). Наличие радиальной составляющей поля необходимо для реализации взаимодействия электрического тока накачки и ППП волны. Распределение поля ППП волны и спектральные характеристики УНТ рассчитаны в рамках гидродинамической модели для электронного газа в УНТ с использованием уравнений Максвелла и стандартных граничных условий для электромагнитного поля [4].

Основное уравнение, описывающее взаимодействие поверхностной электромагнитной волны с дрейфовым током проводимости I_d , задаётся соотношением [5]

$$\frac{dE_z}{dz} + i \frac{\omega}{V_{ph}} E_z = -\frac{1}{2} \left(\frac{\omega}{V_{ph}} \right)^2 K I_d, \quad (1)$$

где $V_{ph} = \omega/\beta$, ω и β – фазовая скорость, частота и постоянная распространения ППП, K – параметр связи, определяющий эффективность взаимодействия тока и формирующейся поверхностной электромагнитной волны.

Для описания взаимодействия токовой и ППП волн в условиях сильной связи, когда под влиянием поля электромагнитной волны амплитуда токовой волны становится модулированной по длине УНТ, уравнение (1) дополнено уравнением

$$\frac{d^2 \Delta I}{dz^2} + 2i \frac{\omega}{V_0} \frac{d \Delta I}{dz} - \frac{1}{V_0^2} (\omega^2 - \omega_q^2) \Delta I = i \frac{\omega}{V_0} \frac{I_{d0}}{2U_0} E_z, \quad (2)$$

где U_0 – приложенная разность потенциалов, вызывающая постоянный ток I_{d0} , V_0 – дрейфовая скорость носителей тока, ω_q – редуцированная плазменная частота, учитывающая влияние геометрических размеров волновода, $\Delta I(x)$ – малое возмущение тока.

Совместное решение уравнений (1) и (2) позволяет определить коэффициент усиления ППП волны, распространяющейся по УНТ в направлении дрейфа электронов тока накачки. Расчеты показывают, что коэффициент усиления ППП за счет тока накачки значительно превышает коэффициент потерь, обусловленный джоулевыми потерями.

В приближении неистощимой токовой накачки динамика распространения прямой и обратной поверхностных волн в УНТ с периодическим потенциалом описывается системой уравнений для лазеров с распределенной обратной связью [6]. Для некоторых значений периода модуляции Λ периодического потенциала в УНТ реализуется режим генерации поверхностных волн. Соответствующее уравнение принимает вид

$$(\alpha/2 - ik_0 \Delta n_{eff}) \text{sh}(SL) - S \text{ch}(SL) = 0, \quad (3)$$

где α – коэффициент усиления ППП, $S^2 = |\kappa|^2 + (\alpha/2 - ik_0 \Delta n_{eff})^2$, $\kappa \approx \chi k_0 n_{eff} / 2$, $\chi \ll 1$ – глубина модуляции волнового числа ППП, $\Delta n_{eff} = n_{eff} - \pi m / \Lambda k_0$ (m – целое число) – отстройка эффективного показателя преломления ППП.

На рис. 1 показан результат расчета частотной зависимости пропускания УНТ радиуса $a = 5$ нм, длиной $L = 1$ мкм с дрейфовой скоростью электронов проводимости $5 \cdot 10^7$ см/с, размещенной на подложке с шагом и глубиной профилирования $\Lambda = 100$ нм и $\chi = 1.5 \cdot 10^{-4}$ соответственно. Условие генерации ППП в УНТ выполняется вблизи частот $1.24 \cdot 10^{13}$ с⁻¹ и $1.55 \cdot 10^{13}$ с⁻¹.

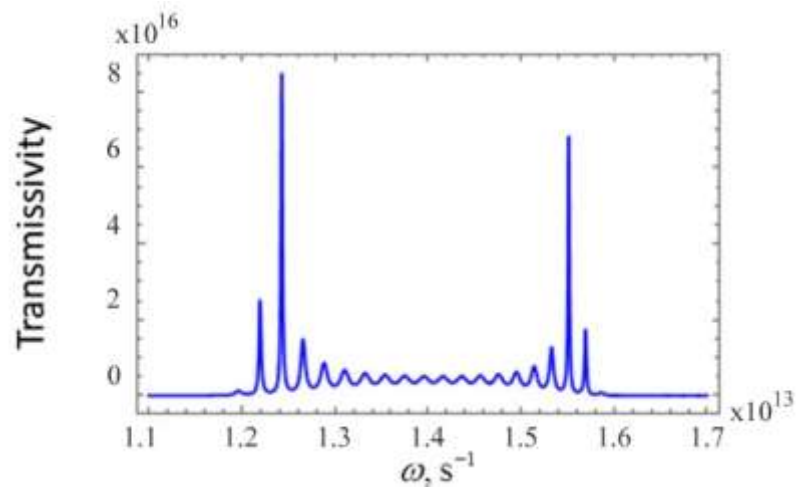


Рис. 1. Частотная зависимость коэффициента пропускания УНТ.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (проекты 3.3889.2017/4.6, 3.5698.2017/9.10) и Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 18-29-19101 мк, 17-02-01382).

При поддержке гранда МНиВО №0004-2019-0002

1. Dadoenkova Y.S., Moiseev S.G., Abramov A.S., Kadochkin A.S., Fotiadi A.A., Zolotovskii I.O. *Annalen der Physik* (Berlin), 529, 1700037 (2017).
2. Zolotovskii I.O., Dadoenkova Y.S., Moiseev S.G., Kadochkin A.S., Svetukhin V.V., and Fotiadi A.A. *Phys. Rev. A*, 97, 053828 (2018).
3. Kadochkin A.S., Moiseev S.G., Dadoenkova Y.S., Svetukhin V.V., Zolotovskii I.O. *Optics Express*, 25, 27165-27171 (2017).
4. Moradi A. *Physics of Plasmas*, 21, 032106 (2014).
5. Трубецков Д.И., Храмов А.Е. *Лекции по СВЧ электронике для физиков. Том 1.* (М: Физматлит, 2003).
6. Yariv A., Yeh P. *Optical Waves in Crystals* (Wiley: New York, 1984).

ГЕНЕРАЦИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОННЫХ ВОЛН В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПЛЕНКЕ С ГРАФЕНОМ

*Золотовский И.О.^{1,3}, Кадочкин А.С.^{1,3}, Моисеев С.Г.^{1,3}, Светухин В.В.²,
Павлов А.А.³, Булярский С.В.³.*

¹Ульяновский государственный университет, НОЦ «Кремний-углеродные нанотехнологии», Ульяновск, rafzol.14@mail.ru

²НПК «Технологический центр», Зеленоград

³Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Москва

На границах материала с отрицательной диэлектрической проницаемостью и диэлектрика могут возбуждаться поверхностные плазмон-поляритонные (ППП) волны. Особенностью PPP волн является их существенно меньшая фазовая скорость по отношению к волнам, распространяющимся в любой из сред, формирующих границу раздела. В полупроводниковой пленке субмикронной толщины фазовая скорость PPP может принимать значения меньше скорости света в вакууме на 2 порядка величины, что сопоставимо с дрейфовой скоростью электронов в графене [1]. Это позволяет на основе структуры «полупроводниковая пленка – графен» реализовать усилитель, а при наличии обратной положительной связи – генератор PPP волн.

Для описания взаимодействия в системе электрический ток – PPP волна применимы методы СВЧ-электроники [2]. При выполнении условия фазового синхронизма (фазовая скорость V_{ph} PPP волны, распространяющейся в полупроводниковой пленке, близка к дрейфовой скорости V_0 носителей тока, создаваемого в графене приложенной разностью электрических потенциалов) величина инкремента усиления PPP волны на частоте ω принимает значение

$$\alpha = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{\omega}{V_{ph}} C, \quad (1)$$

где $C = (KI_{d0}V_0/4U_0V_{ph})^{1/3}$, U_0 – приложенная разность потенциалов, вызывающая постоянный ток I_{d0} , $K = |E_{||}|^2/2\beta^2P$, P – мощность, переносимая электромагнитной волной с постоянной распространения β и продольной составляющей вектора напряженности электрического поля $E_{||}$.

В качестве материала пленки с отрицательной диэлектрической проницаемостью рассмотрен полупроводник GaAs [3]. Толщина полупроводниковой пленки составляет 30 нм. Концентрация носителей заряда в графене равна 10^{12} см^{-2} [4], дрейфовая скорость носителей заряда в графене $V_0 = 0.8 \cdot 10^8 \text{ см/с}$ [5], длина графенового слоя 250 мкм. Диэлектрическая проницаемость подложки равна 4 (SiO_2).

Расчетные значения параметра усиления α и параметр затухания β'' , обусловленный омическими потерями в полупроводнике, представлены на рисунке 1. Выделенная цветом область соответствует случаю $\alpha > |\beta''|$, когда усиление преобладает над поглощением и энергия ППП пополняется за счет энергии тока накачки. Наиболее эффективное усиление ППП за счёт тока в графеновой плёнке реализуется в частотной области вблизи частоты $\omega = 28.34 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, при этом параметр усиления достигает максимального значения $\alpha_{\text{max}} \approx 3 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$, которое в 6 раз больше параметра затухания $|\beta''| \approx 0.5 \text{ см}^{-1}$.

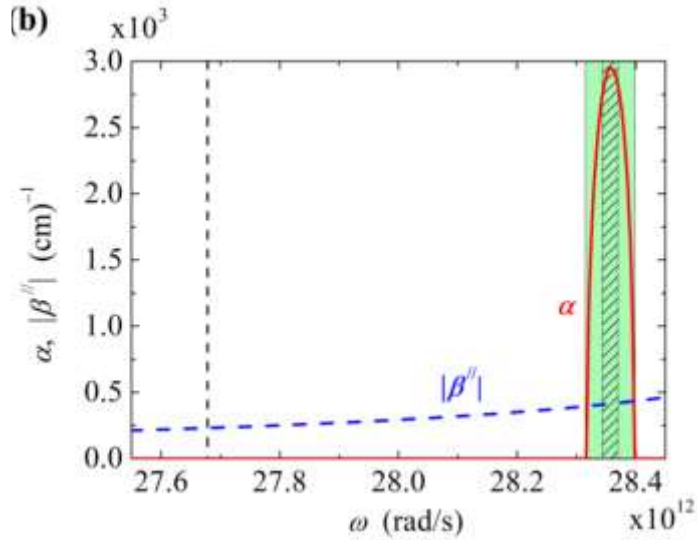


Рис. 1. Частотная зависимость параметров усиления α и затухания β'' ППП в полупроводниковой пленке с токовой накачкой.

Распределенная обратная связь для поверхностных волн в усиливающей структуре реализована посредством профилирования поверхности полупроводниковой пленки. Варьируя период синусоидальной модуляции толщины пленки Λ и длину графена L , можно эффективно управлять взаимодействием прямой и обратной поверхностной волн, формирующихся в результате рассеяния на гофрированной поверхности. Режим генерации поверхностных волн реализуется при выполнении условия

$$(\alpha/2 - |\beta''| - ik_0 \Delta n_{\text{eff}}) \text{sh}(SL) - S \text{ch}(SL) = 0, \quad (2)$$

где α – коэффициент усиления ППП, $S^2 = |\kappa|^2 + (\alpha/2 - |\beta''| - ik_0 \Delta n_{\text{eff}})^2$, $\kappa \approx \chi k_0 n_{\text{eff}} / 2$, $\chi \ll 1$ – глубина модуляции волнового числа ППП, $\Delta n_{\text{eff}} = n_{\text{eff}} - \pi m / \Lambda k_0$ (m – целое число) – отстройка эффективного показателя преломления ППП.

На рис. 2 представлен результат расчета коэффициента прохождения планарной структуры для ППП в диапазоне частот, отвечающих заштрихованной области на рис. 1. Дополнительные параметры расчета: $\chi \ll 0.01$, $m = 1$. Из представленных зависимостей видно, что для каждого значения Λ имеет место генерация ППП волн вблизи частоты

$\omega = 28.34 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$ на нескольких частотах, разделенных интервалом $\Delta\omega \approx 6 \cdot 10^8 \text{ c}^{-1}$.

Предложенная модель планарного генератора ППП волн (спазера) может найти применение как в технологиях связи, так и при разработке сверхбыстродействующих оптических логических элементов.

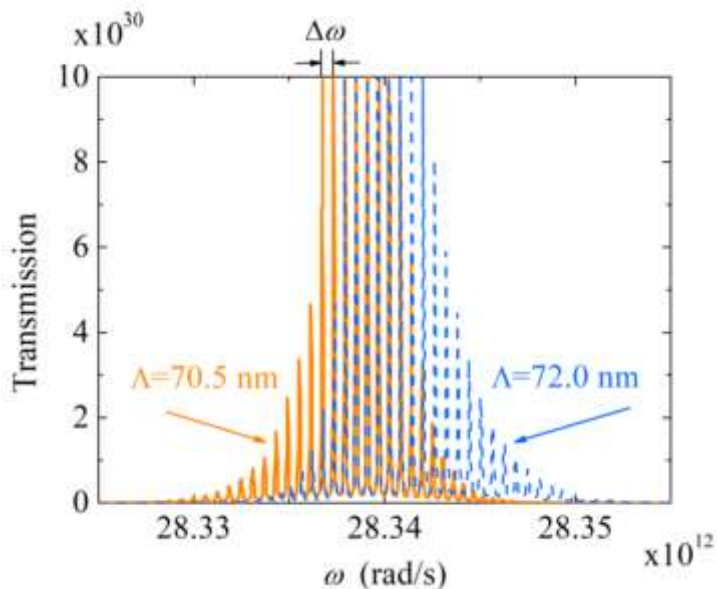


Рис. 2. Зависимость коэффициента прохождения планарной структуры от частоты излучения для двух периодов модуляции толщины пленки (показаны на рисунке).

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (проекты 3.3889.2017/4.6, 3.5698.2017/9.10) и Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 18-29-19101 мк, 17-02-01382).

При поддержке гранда МНиВО №0004-2019-0002

1. Dadoenkova Y.S., Moiseev S.G., Abramov A.S., Kadochkin A.S., Fotiadi A.A., Zolotovskii I.O. *Annalen der Physik* (Berlin), 529, 1700037 (2017).
2. Трубецков Д.И., Храмов А.Е. Лекции по СВЧ электронике для физиков. Том 1. (М: Физматлит, 2003).
3. Adachi S., *Physical Properties of III-V Semiconductor Compounds: InP, InAs, GaAs, GaP, InGaAs, and InGaAsP* (Wiley, New York, 1992).
4. Novoselov K.S., Geim A.K., Morozov S.V., Jiang D., Katsnelson M.I., Grigorieva I.V., Dubonos S.V., Firsov A.A., *Nature*, 438, 197 (2005).
5. Yamoah M.A., Yang W., Pop E., Goldhaber-Gordon D., *ACS Nano*, 11, 9914 (2017).

НОВЫЕ ОПТОМЕХАНИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫМИ ПЛАЗМОН- ПОЛЯРИТОНАМИ

Шалин А. С., Ивинская А. Н., Костина Н., Петров М. И., Богданов А.А.

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург
alexandesh@gmail.com

Аннотация

На частицу, расположенную вблизи плоской плазмонной или метаматериальной подложки, действует оптическая сила, величина и направление которой зависят как от параметров падающего излучения, так и от объемных и поверхностных мод подложки. Рассмотренная здесь система позволяет существенно модифицировать и увеличить оптические силы, например, падение плоской волны может обуславливать оптическую силу притяжения к источнику излучения для определенных типов анизотропных подложек.

Введение

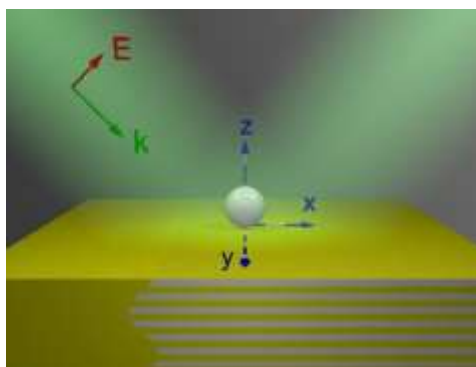


Рисунок 1. Оптомеханическое манипулирование субволновой диэлектрической частицей ($\epsilon = 3$, $R = 15$ нм, $z = 15$ нм) возле поверхности анизотропного (гиперболического) метаматериала. Плоская волна поляризована вдоль оси x и падает под углом 35° .

Оптомеханика позволяет управлять наноразмерными объектами, без прямого контакта с ними, при помощи оптического излучения. Так, биологические образцы и наночастицы могут быть упорядочены в определенные конфигурации для исследований в области нанофотоники, химии, биологии и прочих направлений. На данный момент существует множество способов контроля пространственного положения частиц, от оптического манипулирования в свободном пространстве до применения вспомогательных наноструктур для модификации поля и оптической силы.

Наноструктуры позволяют захватывать частицы в определенных положениях, в максимумах интенсивности поля, тогда как применение плоских границ раздела (подложек) делает возможным более гибкое манипулирование. В данной работе мы рассматриваем оптическую силу, действующую на наночастицу вблизи анизотропного (гиперболического) метаматериала.

Последние достижения в области метаматериалов включают в себя приложения, основанные на управлении потоком света с помощью трансформационной оптики [1], спинного эффекта Холла [2], субдифракционного разрешения [3], поверхностных волн на метаповерхностях [4], [5] и т. д., что обуславливает их применение в области оптомеханики.

Анализ результатов

Сила, действующая на дипольную частицу с поляризуемостью α возле полубесконечной подложки, может быть записана в виде [6]

$$F_x = \frac{1}{2} \text{Re}(\alpha \mathbf{E}^{\text{tot}} \partial_x \mathbf{E}^{0*}) + |\alpha|^2 \omega^2 \mu_1 \mu_0 \text{Im}(\mathbf{E}_x^{\text{tot}} \mathbf{E}_z^{\text{tot}*}) \text{Im}(\partial_x G_{xz}), \quad (1)$$

где $\mathbf{E}^{\text{tot}}$ – полное поле в точке расположения частицы, $\mathbf{E}^0$ – падающее поле, $\mathbf{G}$ – функция Грина. Функция Грина описывает вклад структуры в полное поле, и входит в выражения для $\mathbf{E}^{\text{tot}}$ и $\mathbf{F}$.

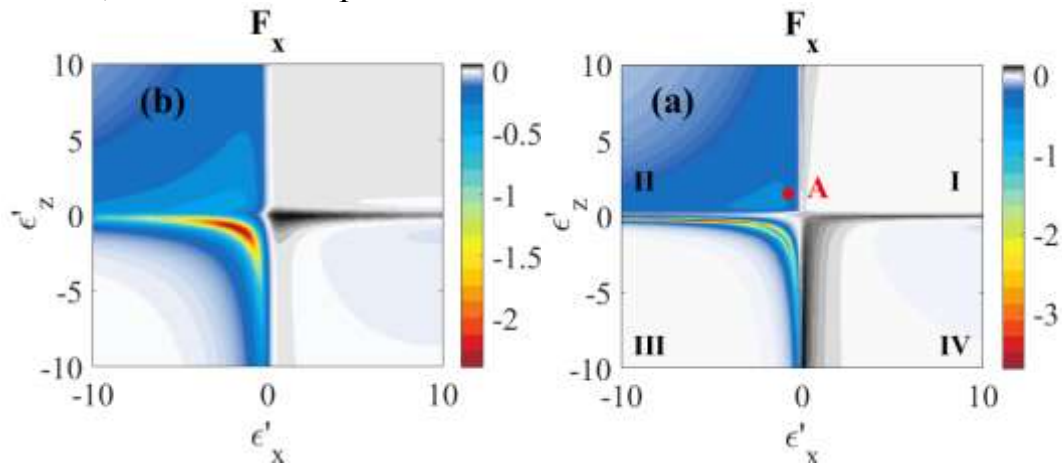


Рисунок 2. Карты оптической силы (в фН мВт⁻¹мкм²), действующей на частицу ($\epsilon=3$, $R=15$ нм, $z=15$ нм) над анизотропным материалом, как функция параметров подложки ϵ'_x, ϵ'_z . Потери в материале (a) $\epsilon''_x, \epsilon''_z = 0.05$, (b) $\epsilon''_x, \epsilon''_z = 0.3$

Плоская волна падает под углом 35° , длина волны $\lambda = 450$ нм.

Карта силы построена в зависимости от действительных частей диэлектрических проницаемостей по основным осям кристалла: $\epsilon_x = \epsilon'_x + i\epsilon''_x$ и $\epsilon_z = \epsilon'_z + i\epsilon''_z$. Области положительных значений обозначены серым цветом, а отрицательных значений – различными цветами.

Выводы

Вспомогательные метаматериалы обеспечивают дополнительные степени свободы для оптического манипулирования. Мы изучали оптические

силы, действующие на частицу на границе раздела гиперболического метаматериала и однородного диэлектрика (воздух или вода, в случае приложений оптофлюидики). Была получена оптическая сила, притягивающая нанообъект к источнику излучения в широком диапазоне длин волн, что обусловлено гиперболической дисперсией электромагнитных волн в материале. Разработанный аналитический формализм основан на самосогласованных выражениях для полного поля в точке расположения частицы, описанного при помощи функции Грина. Спектральное разложение функции Грина позволяет разделить вклады различных видов взаимодействия частицы с подложкой в оптическую силу. Так, были разделены вклады поверхностных плазмонов-поляритонов и объемных гиперболических мод. По сравнению с резонансными плазмонами-поляритонами, гиперболические моды обладают высокой плотностью состояний в широком спектральном диапазоне, что делает их применение предпочтительным. Хотя основную роль в описанном эффекте играют гиперболические моды, в случае многослойной структуры важен также материал верхнего слоя: так, металл обеспечивает взаимодействие поверхностного плазмона-поляритона с объемной модой и усиливает эффект. Кроме того, оптическое притяжение достижимо в инфракрасном диапазоне, в отличие от случая однородного металла. Таким образом, метаматериалы, контролирующие ближнепольные взаимодействия, делают возможным гибкое оптомеханическое манипулирование. Здесь рассмотрен эффект оптического притяжения, однако также гиперболические моды важны для оптического связывания, сортировки и захвата наночастиц.

Благодарность

Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований по проекту 18-02-00414. А. С. Ш. Выражает благодарность Министерству образования и науки Российской Федерации (ГОСЗАДАНИЕ №3.4982.2017/6.7).

1. Novitsky A. V. *J. Opt.*, 18, 44021 (2016).
2. Kapitanova P. V., Ginzburg P., Rodríguez-Fortuño F. J., Filonov D. S., Voroshilov P. M., Belov P. A., Poddubny A. N., Kivshar Y. S., Wurtz G. A., Zayats A. V., *Nat. Commun.*, 5, 3226 (2014).
3. Zhang X., Liu Z. *Nat. Mater.*, 7, 435–441(2008).
4. Yermakov O. Y., Ovcharenko A. I., Song M., Bogdanov A. A., Iorsh I. V., Kivshar, Y. S. *Phys. Rev. B*, 91, 23, 1–7 (2015).
5. High A. A., Devlin R. C., Dibos A., Polking M., Wild D. S., Perczel J., de Leon N. P., Lukin M. D., Park H. *Nature*, 522, 192–196 (2015).
6. Ivinskaya A., Kostina N., Proskurin A., Petrov M. I., Bogdanov A. A., Sukhov S., Krasavin A. V., Karabchevsky A., Shalin A. S., and Ginzburg P., *ACS Photonic*, 5, 11, 4371–4377 (2018).

ОСОБЕННОСТИ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

Давыдов В.Н., Каранкевич О.А., Задорожный О.Ф.

Томский государственный университет систем управления
и радиоэлектроники, г. Томск, dvn@fet.tusur.ru

1. Введение

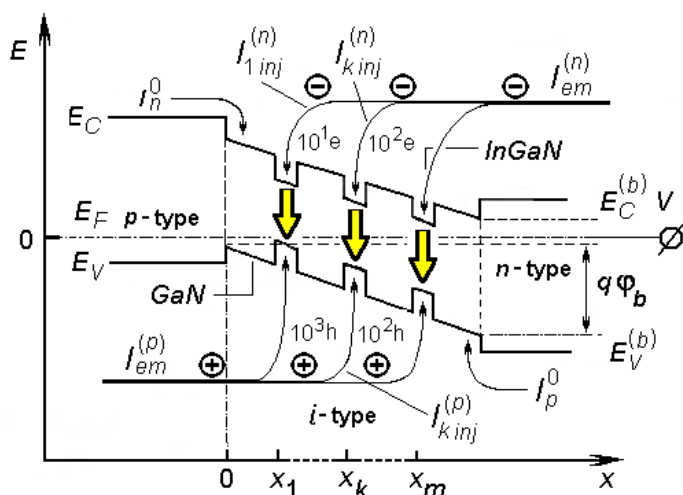
При разработке светоизлучающих приборов на основе полупроводников большое внимание уделяется влиянию легирования на люминесценцию, характеризуемую временем излучательной рекомбинации. В работах по люминесценции 3D полупроводников [1,2] приводится широко используемое в настоящее время выражение для скорости излучательной рекомбинации и теоретическое обоснование легирования 3D полупроводника как способа уменьшения времени излучательной рекомбинации. Экспериментальные результаты по этому вопросу представлены в [1] и, по мнению авторов, не исключают двойственное толкование.

Характерным для данных объектов исследования, видимо, являются близкие значения концентраций инжектируемых носителей заряда, что отличает их от гетероструктур (ГС) с множественными квантовыми ямами (КЯ), в которых различие в концентрациях рекомбинирующих носителей заряда может составлять порядки.

В данном сообщении анализируется скорость излучательной рекомбинации электронно-дырочных пар «зона - зона» в квантовых ямах ГС с учетом различия концентраций носителей заряда в них.

2. Описание рекомбинации произведением концентраций

Рассматривается задача по нахождению скорости излучательной рекомбинации носителей заряда в квантовых ямах, в которых количество электронов и дырок разнятся. На рис.1 показана гетероструктура с КЯ, из которого видно, что концентрация электронов в n-КЯ с координатой x_1



что в электронную и дырочную ямы

значительно меньше концентрации дырок в p-КЯ. Согласно выражению для скорости излучательной рекомбинации R_l [2] она будет определяться следующим образом:

$$R_l = B \cdot n \cdot p, \quad (1)$$

где коэффициент B не зависит от концентраций. Чтобы численно оценить получаемый по (1) результат будем считать,

Рис. Гетероструктура с КЯ

введено неравновесных 10 электронов и 1000 дырок, соответственно (рис.1). Тогда физически за единицу времени произойдет 10 актов рекомбинации и скорость рекомбинации по (1) будет $R_l = B \cdot n \cdot p = B \cdot 10 \cdot 1000 = 10^4 B$. В результате излучательной рекомбинации носителей заряда через ГС потечет электронный ток, равный

$$j_{1\ inj}^{(n)} = \frac{\partial Q}{\partial t} = q \frac{\partial n}{\partial t} = q R_l = q \cdot 10^4 B = 10q.$$

Откуда найдем коэффициент пропорциональности из (1): $B = 10^{-3}$. В ямах с координатой x_k в середине р-п перехода концентрации электронов и дырок равны: 100 электронов и 100 дырок (рис.1). Тогда по выражению (1) скорость излучательной рекомбинации не изменится и будет равна $R_l = B \cdot 10^2 \cdot 10^2 = 10^4 B$ при 100 актах рекомбинации. В этом случае для согласования расчетного значения с экспериментом необходимо считать $B = 10^{-2}$, что невозможно из-за противоречия с результатом предыдущего вычисления.

Подобных примеров можно привести много и все они покажут, что по рассчитываемое по выражению (1) одно и то же значение R_l получается при различных сочетаниях концентраций носителей заряда, что представляется физически невозможным. Значит, применительно к случаю излучательной рекомбинации между электронной и дырочной КЯ выражение (1) нуждается в уточнении, которое бы учитывало различия в концентрациях носителей заряда.

3. Описание рекомбинации средним геометрическим

Из изложенного выше следует, что физически реализуемое число актов межзонной рекомбинации определяется минимальным значением из величин p и n . Поскольку вычисление среднего геометрического значения двух величин дает величину, не превышающую минимальную величину [3], величину R_l между двумя КЯ можно определить так:

$$R_l = A \cdot \left(\frac{n \cdot p}{n + p} \right). \quad (2)$$

Для приведенных примеров данное выражение дает правильный результат за исключением случая $n \cong p$, когда он оказывается два раза меньше физически наблюдаемого. Это устраняет функция участия f [3]:

$$R_l = A \cdot \left(\frac{n \cdot p}{f \cdot n + (1 - f) \cdot p} \right). \quad (3)$$

В получаемом из (1) выражении для времени излучательной рекомбинации в легированном полупроводнике через время рекомбинации в собственном полупроводнике $\tau_l^{(i)}$ [1,2] $\tau_l = \tau_l^{(i)} \cdot \left(\frac{2n_i}{p + n} \right)$ видим в нем введенный в (2)

знаменатель и упомянутую выше недостающую двойку.

Сравним выражения (1) и (3) с позиции физической интерпретации вводимых констант A , B . Нетрудно убедиться, что параметр A имеет размерность обратного времени, что позволяет ввести параметр с наглядным физическим смыслом - $\tau_l = 1/A$. Этот параметр есть время излучательной рекомбинации. В то же время $[1/B] = c/\text{см}^3$, что не имеет столь же наглядного физического толкования.

Приведем еще один аргумент в пользу выражения (3) к описанию излучательной межзонной рекомбинации, рассматривая её как рекомбинацию Шокли – Рида – Холла через виртуальный уровень, находящийся на E_v . Тогда для определения величины R_l и его зависимости от концентраций свободных носителей заряда в качестве первого приближения можно воспользоваться выражением для скорости рекомбинации через виртуальный уровень в виде

$$R_l \propto \frac{n \cdot p}{C \cdot n + D \cdot p}.$$

В данном выражении параметры безизлучательной рекомбинации заменены на параметры излучательной и где коэффициенты C , D не зависят от концентраций. Сопоставив его с выражением (3), можно видеть их структурное сходство, что по физическим соображениям выглядит логично.

Выводы

Таким образом, в работе развит альтернативный подход к описанию излучательной рекомбинации применительно к гетероструктурам с квантовыми ямами. Найденное в рамках этого подхода выражение для скорости межзонной излучательной рекомбинации (3) позволяет исключить одинаковые значения этого параметра люминесценции при различных концентрациях носителей заряда, вычислить физически обоснованное и определяемое минимальной концентрацией участвующих носителей заряда число актов рекомбинации, а также напрямую ввести время излучательной рекомбинации.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках федеральной целевой программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014-2020 годы», Уникальный идентификатор работ (проекта) RFMEFI57717X0266..

1. Шуберт Ф.Е. Светодиоды. – М.: Физматлит, 2008. - 496 с.
2. Панков Ж. Оптические процессы в полупроводниках. – М.: Мир. 1973.
3. Давыдов В.Н., Харитонов С.П., Лугина Н.Э. ФТП, 1223. 9 (2017).

ОГРАНИЧЕНИЕ ЧИСЛА УРОВНЕЙ РАЗМЕРНОГО КВАНТОВАНИЯ В ЭЛЕМЕНТАХ НАНОЭЛЕКТРОНИКИ

Давыдов В.Н., Задорожный О.Ф., Каранкевич О.А.

Томский государственный университет систем управления и
радиоэлектроники, г. Томск, dvn@fet.tusur.ru

Наблюдаемый в последнее время прогресс в электронном приборостроении в значительной степени обязан использованию эффекта размерного квантования энергии свободных носителей заряда, находящихся в потенциальной яме малых размеров. [1-3]. Важными параметрами этого эффекта, являются энергия низшего дискретного состояния и число уровней размерного квантования [2]. Их число определяется глубиной потенциальной ямы, ее геометрическими размерами и на практике не превышает нескольких единиц [2,3].

Целью данной работы является рассмотрение ограничения на число уровней размерного квантования, вызванное нарушением условия размерного квантования при высоких уровнях энергии носителей заряда.

Известно, что при размере потенциальной ямы меньше длины волны де Бройля электрон не может проявить свои корпускулярные свойства. Тогда проявляет себя как пакет волн. Ясно, что изменение поведения электрона с ростом или уменьшением толщины квантовой ямы (КЯ) происходит в некотором диапазоне значений толщин ям, включая их равенство длине волны де Бройля. Однако при создании приборов нанoeлектроники с КЯ необходим количественный критерий, в качестве которого используется равенство обсуждаемых величин. Поэтому изготавливаемые КЯ делают толщиной меньшей длины волны де Бройля λ_B [3]

$$\lambda_B = \frac{h}{\sqrt{2m_e^* E}}, \quad (1)$$

где h – постоянная Планка, m_e^* – эффективная масса электрона, E – энергия электрона. Из (1) авторы [2], делают вывод, что эффект размерного квантования проще наблюдать в веществах с малой эффективной массой. При этом влияние энергии электрона не обсуждается.

Если свободный электрон находится в прямоугольной яме размером $a < \lambda_B$, то его энергетический спектр из непрерывного преобразуется в дискретный с уровнями энергии [2,3]

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_e^* a^2} n^2. \quad (2)$$

Параметр $n=1, 2, \dots$ – номер уровня размерного квантования. Выражение (2) показывает, что с увеличением номера состояния энергия электрона,

находящегося на нем, и расстояние между соседними уровнями увеличиваются по параболическому закону.

Поскольку длина волны де Бройля обратно пропорциональна корню из энергии электрона, то с ее ростом соответствующая длина волны электрона уменьшается. Значит, должен существовать такое состояние, начиная с которого условие размерного квантования нарушится.

1. Прямоугольная квантовая яма

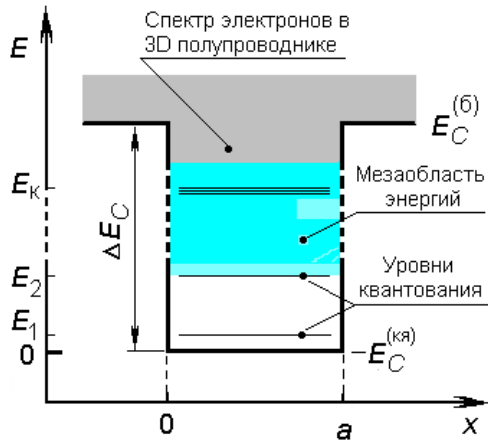


Рис.1. Зонная диаграмма прямо-угольной КЯ с ограничением числа уровней

В квантовой яме прямоугольной формы и шириной a спектр значений энергии электрона в ней описывается выражением (1). Для наблюдения размерного квантования при энергии E_n необходимо выполнение условия:

$$a \leq \frac{h}{\sqrt{2m_e^* E_n}}. \quad (3)$$

Подставляя (2) в (3), получим

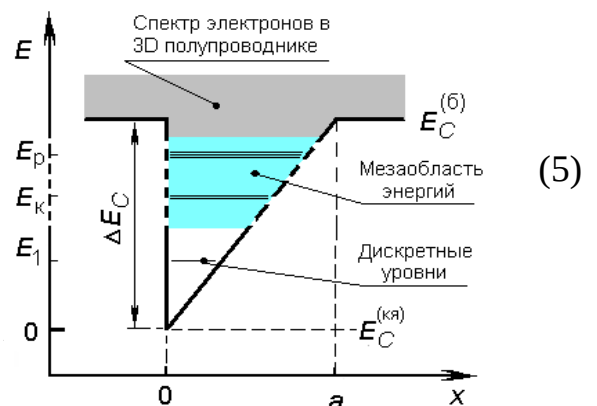
$$a \leq \frac{h}{\sqrt{2m_e^* \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_e^* a^2} n^2}} = \frac{2a}{n}. \quad (4)$$

Отсюда следует, что $n \leq 2$. Этот результат означает, что эффект размерного квантования в прямоугольной КЯ приводит к появлению не более двух дискретных уровней энергии: E_1 и E_2 . На рис.1 показана энергетическая диаграмма КЯ с указанием трех областей энергий, отличающихся условиями квантования. В области низких значений энергии в полной мере проявляется эффект размерного квантования. По мере увеличения энергии электрон попадает в область промежуточных состояний, именуемую мезообластью, в которой имеет место смешанное корпускулярно-волновое представление состояния электрона. На рис.1 это отражено расщеплением некоего уровня энергии E_K . При больших значениях энергии размеры КЯ значительно больше λ_B , размерное квантование полностью нивелируется, и спектр электрона в КЯ приобретает структуру зоны проводимости 3D полупроводника.

2. Треугольная квантовая яма

В треугольной квантовой яме энергии уровней размерного квантования вычисляются по выражению [2]:

$$E_n = \left[\frac{3}{2} \pi \left(n - \frac{1}{4} \right) \right]^{2/3} \left(\frac{q^2 F^2 \hbar^2}{2m_e^*} \right)^{1/3}.$$



(5)

Здесь F - величина электрического поля в квантовой яме. Остальные обозначения общеприняты. Преобразовав выражение (5), найдем

$$n \leq 3 \sqrt{\frac{2 E_1^{(\text{пр})}}{\pi \Delta E_c}} + \frac{1}{4}. \quad (6)$$

Здесь $E_1^{(\text{пр})}$ - энергия первого уровня

размерного квантования в прямоугульной яме по (2) той же диаграмма треугольной КЯ с ширины, что и треугольная яма. Можно ограничением числа уровней видеть, что в (6) под корнем стоит

величина, всегда меньшая единицы, что в итоге приводит к значению порогового значения номера состояния не более трех. Проверим это на примере КЯ на основе барьера $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}/\text{GaN}$, в котором глубина электронной ямы составляет 0.40 эВ [2,3], а первый уровень размерного квантования для прямоугульной ямы шириной $a=4$ нм имеет энергию $E_1^{(\text{пр})} = 0.11$ эВ. Тогда по выражению (6) предельное значение номера

уровня в треугольной квантовой яме будет: $n \leq 3/\sqrt{2\pi} + 1/4 = 1.45$, т.е. должен наблюдаться лишь один уровень размерного квантования или, как максимум, два уровня [2]. На рис.2 показан энергетический спектр электронов в треугольной КЯ, который также разделен на три области: область размерного квантования, мезаобласть и область спектра аналогичная спектру 3D полупроводника.

Таким образом, прямоугульной формы условие размерного квантования выполняется для двух нижних уровней, а в КЯ треугольной формы не более трех. Ограничение числа уровней размерного квантования должно иметь место не только в КЯ, но и квантовых проволоках и квантовых точках, поскольку принцип дискретизации спектра энергии по пространственным координатам для них одинаков.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки Российской Федерации в рамках программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014-2020 гг.». Уникальный идентификатор проекта RFMEFI57717X0266.

1 Nitride Semiconductor Devices. Principle and Simulation. Wiley – VCH Verlag GmbH and Co KGaA. – 2007, - 496p.

2. Мартинес-Дуарт Дж.М., Мартин-Палма Р.Дж. Нанотехнологии для микро- и оптоэлектроники. / М.: Техносфера - 2007. – 367 с.

3. Игнатов А.Н., Фадеева Н.Е. Классическая электроника и наноэлектроника. – М.: Флинта, - 2009. – 477 с.

ТРЕУГОЛЬНАЯ КВАНТОВАЯ ЯМА КОМБИНИРОВАННОГО ПРОФИЛЯ.

Задорожный О.Ф., Давыдов В.Н.

Томский государственный университет системы управления

и радиоэлектроники, Томск, Oleg9300@mail.ru

Целью данной работы является исследовать спектральные возможности треугольной квантовой ямы (ТКЯ) комбинированного профиля. В традиционных ТКЯ положение уровней размерного квантования определяется шириной и глубиной ямы, которые задают угол наклона потенциала ямы, что эквивалентно наличию внутреннего поля.

На рис.1 показаны два предельных случая конфигурации треугольной КЯ комбинированного профиля.

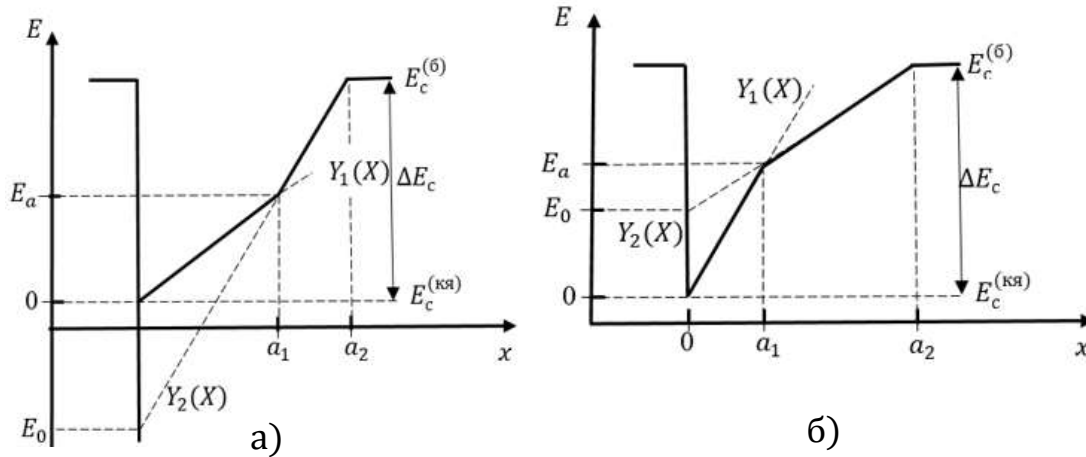


Рис.1 Предельные конфигурации треугольной КЯ с комбинированным профилем: а) – «узкая - широкая» б) – «широкая - узкая»

Здесь обозначено: $Y_1(x) = qF_1x$ тогда $Y_2(x) = E_0 + qF_2x$ где $E_a = qF_1a_1$ и $E_0 = E_a - qF_2a_1$.

Положение уровней размерного квантования (УРК) в ТКЯ комбинированного профиля можно найти, используя правило квантования Бора-Зоммерфельда [3, 4]:

$$E_n^{(nar)} = \left[\frac{3n\pi\hbar qF_1}{2\sqrt{2m_1}} - \frac{\sqrt{2m_2}F_1}{\sqrt{2m_1}F_2} \left(\left(qF_2(a_2 + a_1) - \frac{E_a F_2}{F} \right)^{3/2} - E_0^{3/2} \right) + (qF_2a_2)^{3/2} \right]^{2/3} \quad (1)$$

$$E_n^{(br)} = \left[\frac{3n\pi\hbar qF_1}{2\sqrt{2m_1}} - \frac{\sqrt{2m_2}F_1}{\sqrt{2m_1}F_2} \left(\left(q(F_2(a_2 - a_1) + 2F_1a_1) - \frac{E_a F_2}{F} \right)^{3/2} - E_0^{3/2} \right) + (qF_2a_2)^{3/2} \right]^{2/3} \quad (2)$$

Выражение (1) и (2) хорошо согласуется с классическим выражением для спектра значений энергий УРК в ТКЯ

$$E_n = \left[\frac{3n\pi\hbar qF_1}{2\sqrt{2m_1}} - (qF_1a_1)^{3/2} + (qF_2a_2)^{3/2} \right]^{2/3} \rightarrow E = \left[\frac{3n\pi\hbar qF_1}{2\sqrt{2m_1}} \right]^{2/3} \quad (3)$$

На рисунке 3 представлены энергетические спектры мини зоны проводимости ТКЯ комбинированного профиля различной ширины. Положения уровней энергии определялся по выражениям (1) и (2).

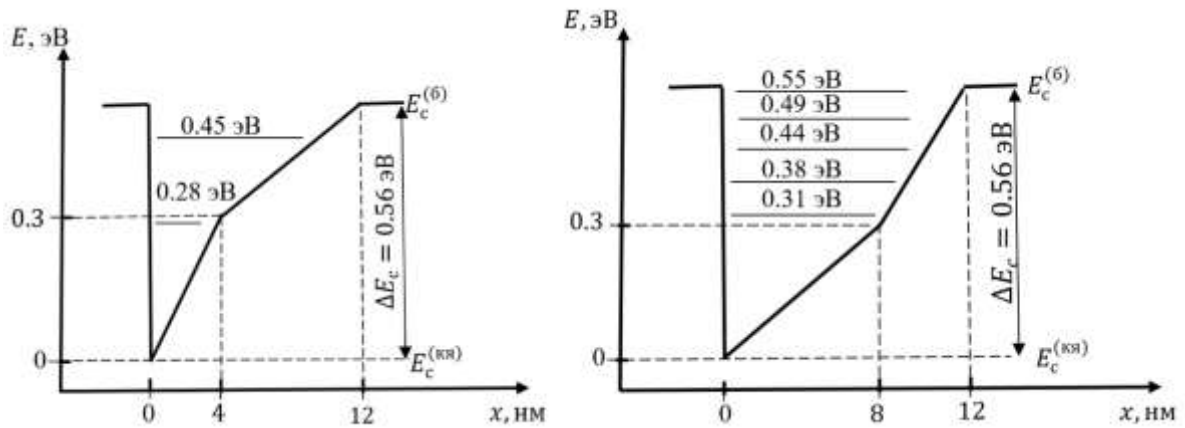


Рисунок 2 УРК в ТКЯ с комбинированным профилем: а) – «узкая - широкая» (толщиной $a_1 = 4$ нм; $a_2 = 8$ нм;), б) – «широкая - узкая» (толщиной $a_1 = 8$ нм; $a_2 = 4$ нм),

Анализ спектра ТКЯ комбинированного профиля при равенстве эффективных масс в ямах показал, что изменение наклона верхней и нижней квантовой ямы может как разрежать, так и уплотнять спектр уровней энергии, а также менять положения первого состояния. Наклон нижней квантовой ямы влияет на положения первого возбуждённого состояния, тогда как наклон верхней квантовой ямы определяет плотность спектра.

На положение УРК также оказывает влияние величины эффективных масс в нижней и верхней ТКЯ. Уменьшая эффективной массы в нижней ТКЯ, можно добиться уплотнения спектр уровня энергии в верхней яме. При этом более высокие уровни энергии верхней ТКЯ опускаются вниз. Увеличение массы верхней КЯ влечет изменение положение первого возбуждённого уровня, а так же немного уплотняет спектр. Наличие большего числа независи-мых переменных, а именно ширина и глубина обеих ям, а также соотношение эффективных масс подвижных носителей в ямах дает возможность гибкого изменения

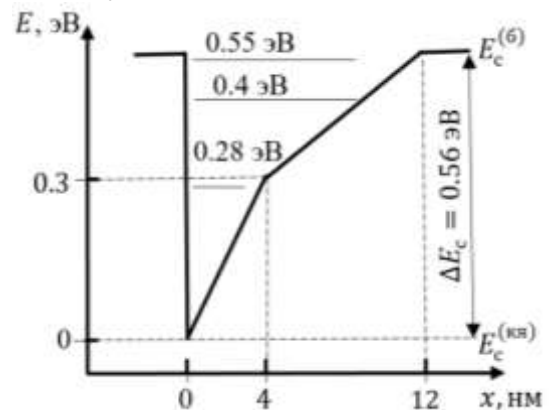


Рисунок 3 УРК в ТКЯ с комбинированного профилем – «узкая - широкая» ($m_1 < m_2$)

положения уровней и их плотности распределена под заданные условия излучения.

Интенсивность излучения ТКЯ комбинированного профиля может быть оценена по следующей формуле:

$$I_{\text{ТКЯ}} = \hbar\omega \cdot B_r \cdot \sum_{k=1}^m \left\{ \sum_{s=1}^N \left[\frac{n_{2D}^{(e)}(E_s) \cdot f_n(E_s)}{a_1(x) \cdot E_s \cdot qF} \cdot a_1(x) \right] \cdot \sum_{l=1}^P \left[\frac{n_{2D}^{(h)}(E_l) \cdot f_h(E_l)}{a_2(x) \cdot E_l \cdot qF} \cdot a_2(x) \right] \right\}$$

Здесь B_r - вероятность излучательной рекомбинации электронов из n-КЯ и дырок из p-КЯ толщиной a ; $n_{2D}(E)$ - плотность энергетических состояний в электронной и дырочной КЯ [1]; $f_n(E)$, $f_p(E)$ - функции Ферми для заполнения уровня размерного квантования электронами в n-КЯ и дырками в p-КЯ соответственно; N - количество уровней размерного квантования для электронов; P - количество уровней размерного квантования для дырок.

Максимальная интенсивность излучения, комбинированной ТКЯ наблюдается при минимальном наклоне нижней ТКЯ и максимальным наклоне верхней ТКЯ. Интенсивность излучения ТКЯ комбинированного профиля превышает интенсивность излучения одиночной треугольной квантовой ямы до нескольких раз.

Полученные результаты могут быть использованы при разработке топологий квантовых ям в светодиодных источниках когерентного и не когерентного излучения, изготавливаемых на основе соединений $A^{III}N$, обладающих большим полем спонтанной поляризации.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках проекта RFMEFI57717X0266.

1. Мартинес-Дуарт Д. М. Мир материалов и технологий // Нанотехнологии для микро- и оптоэлектроники. М.: Техносфера. –2007. –368 с.
2. Шуберт Ф. Светодиоды / Перевод с англ. Под ред. А.Э. Юновича. – М.: Физматлит. 2008. – 496 с.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Том III. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М.: ГИФМЛ. 1963. – 702 с.
4. В.П. Драгунов. Основы наноэлектроники / В.П. Драгунов. И.Г. Неизвестный, В.А. Гридчин – М.: Университетская книга; Лотос; Физматкнига, 2006. – 496 с.

ELECTRON OSCILLATION MODEL CRYSTALS BASED ON SILVER YODIDE

Netesova N.P.

M.V. Lomonosov Moscow State University, Physics Faculty,
Lenin-Sparrow Hills, 119991 Moscow, Russia, npn@mig.phys.msu.ru

An oscillation electron plasma model of superconductors has been proposed for binary crystals [1]. Within oscillation electron model the superconducting crystal AB is considered consisting of two subsystems for phase separation. Free electrons couple to lower system energy. When molecules are formed from identical atoms, energy is released. This law leads to an energy balance. It is necessary, that square electron energy in a local phase Φ_{ab}^2 was essentially much less, than the one Φ_a^2 , Φ_b^2 in an initial phase. This is the condition for the superconducting phase transition in the crystal AB

$$\begin{aligned} \Phi_{ab}^2 &\leq \Phi_a^2, & \Phi_{ab}^2 &\leq \Phi_b^2, \\ \Phi_{ab}^2 &= k \cdot \rho_{ab} \cdot s_{ab} / M_{ab}, & \Phi_a^2 &= k \cdot \rho_a \cdot s_a / M_a, & \Phi_b^2 &= k \cdot \rho_b \cdot s_b / M_b, \\ \omega_{pv}^2 &= (4\pi e^2/m) \cdot \rho \cdot s / (M \cdot q), \end{aligned}$$

where e , m , s are the charge, mass and valence number of electrons, respectively, M is the molecular mass, ρ is the mass density in g/cm^3 , q is the interaction parameter, ω is the frequency, $\hbar$ is the Planck constant, $\hbar\omega_{pv}^2 = \Phi^2$ is valence electron plasma square energy in $(\text{eV})^2$, Φ_{ab}^2 , Φ_a^2 , Φ_b^2 are square interaction energy an initial phase AB, the local again formed phases A2 and B2, ρ_{ab} , ρ_a , ρ_b , and s_{ab} , s_a , s_b , and M_{ab} , M_a , M_b are mass density, number of valence electrons, molecule mass for AB, A, B, respectively, k is a constant, $q(AB) = \Phi^2(AB) / \sum \Phi^2$ is interaction parameter for AB.

The equations for the two phase transitions in AB crystal can be represented

$$\begin{aligned} C_{-}/(T-T_c) &= \omega_{p1}^2/(\omega_{c1}^2 - 4\delta_1^2) + \omega_{p2}^2/(\omega_{c2}^2 - 4\delta_2^2), & T \leq T_c, & \quad C_{-} < 0, \\ C_{+}/(T-T_c) &= \omega_{p1}^2/(\omega_{c1}^2 - 4\delta_1^2) + \omega_{p2}^2/(\omega_{c2}^2 - 4\delta_2^2), & T \geq T_c, & \quad C_{+} > 0, \end{aligned}$$

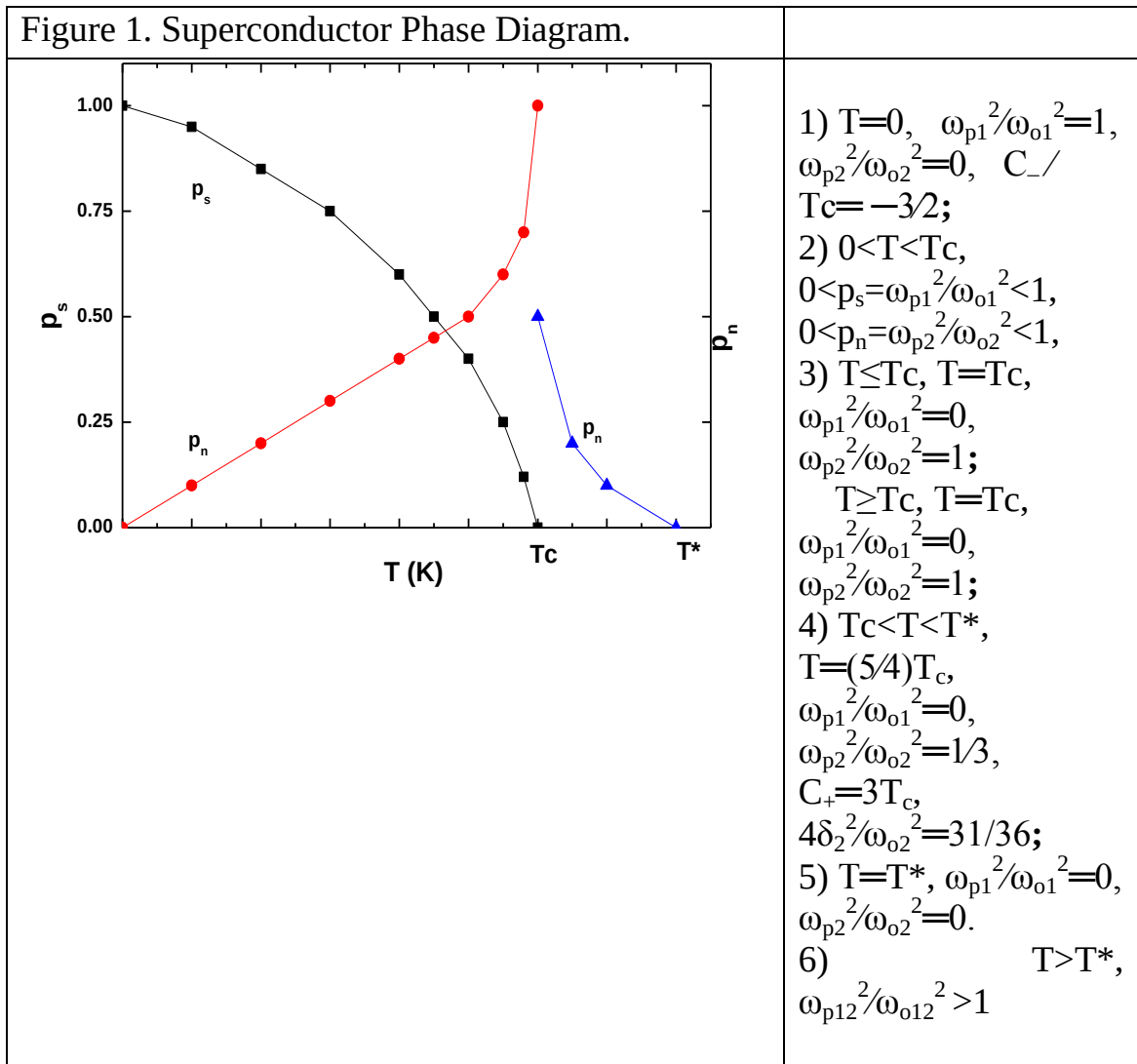
where ω_{p1}^2 , ω_{p2}^2 ; $\omega_{c1}^2 = \omega_{o1}^2 - \omega_{p1}^2/3$, $\omega_{c2}^2 = \omega_{o2}^2 - \omega_{p2}^2/3$; ω_{o1}^2 , ω_{o2}^2 ; δ_1^2 , δ_2^2 – the square plasma, efficient natural and natural frequency, parameter for the oscillator 1 and 2, T_c – the superconducting phase transition temperature, T^* – phase transition temperature of breaking the bonds, C_{-} , C_{+} – Curie-Weiss constant at $T \leq T_c$, $T \geq T_c$, respectively, $p_s = \omega_{p1}^2/\omega_{o1}^2$ – share coherent paired electrons, $p_n = \omega_{p2}^2/\omega_{o2}^2$ – share normally paired electrons, $p_s + p_n = 1$ (Figure 1).

Model Silver Iodide Crystal was calculated. $\text{AgJ} = 0.5 \text{ Ag}_2 + 0.5 \text{ J}_2$

$$\Phi^2(\text{AgJ}) = 363.36166854 < 377.38153493$$

$$\Phi^2(\text{AgJ}) = 363.36166854 > 133.03920896$$

$$2 \cdot \Phi^2(\text{Ag J}) = 726.72333708 > 510.42074389$$



$$q = 726.72333708 / 510.42074389 = 1.42377312 > 1$$

$$q(\text{Ag}) = 363.36166854 / 377.38153493 = 0.96284962 < 1$$

$$q(\text{J}) = 363.36166854 / 133.03920896 = 2.73123744 > 1$$

$$\text{Other calculation method } 363.36166854 - 377.38153493 = -14.01986639$$

$$363.36166854 - 133.03920896 = 230.32245958$$

$$363.36166854 - 133.03920896 + (363.36166854 - 377.38153493) =$$

$$726.72333708 - 510.42074389 = 216.30259319$$

$$q = 363.36166854 / 216.30259319 = 1.67987661 \text{ (Table 1).}$$

The phase transition temperature T^* , corresponding to the bond breaking of the silver sublattice, is calculated from the curve equation [1]

$$T^* = 40.05687q^2 - 234.44056q + 191.51842$$

$$q = 4 \cdot 363.36166854 / 216.30259319 = 6.71950646$$

$$T^* = 1808.63846363 - 1575.32485740 + 191.51842 = 424.83202623$$

Conclusions. The AgJ compound consists of two sublattices — Ag silver and iodine J. The valence bonds between the sublattices are broken at a temperature T^* . The Ag sublattice is destroyed and Ag₂ molecules are formed. The sublattice J is not destroyed and the J₂ molecules are not formed, since the energy balance is

not satisfied. From the literature data, the phase transition temperature T^* is $147^\circ\text{C} + 273 = 420\text{ K}$.

Table 1. Silver Iodide Parameters				
	Ag	J		AgJ
M (g/mol)	126.9045	107.8682		234.7727
ρ (g/cm ³)	10.491	4.94		5.71
	$4s^2 4p^6 4d^{10} 5s^1$	$5s^2 5p^5$		
s	11	7		18
Φ^2 (eV ²)	754.76306986	266.07841792		363.36166854
q_1				1.42377312
q_2				1.67987661
T^* (K)				424.83202623

Table 2. Silver and Rubidium Iodide Parameters				
	Ag	J	Rb	Ag4RbI5
M	126.9045	107.8682	85.4678	1132.4268
ρ	10.491	4.94	1.532	5.38
	$4s^2 4p^6 4d^{10} 5s^1$	$5s^2 5p^5$	$5s^1$	
s	11	7	1	80
Φ^2	754.76306986	266.07841792	14.87764982	315.45703439
q_1				0.28912351
q_2				-0.25526752

$$\text{Ag}_4\text{RbI}_5 = 4\text{AgJ} + \text{RbJ} = 2 \text{Ag}_2 + 0.5 \text{Rb}_2 + 2.5 \text{J}_2$$

$$\Phi^2 (\text{Ag}_4\text{RbI}_5) = 315.45703439 < 2 \cdot 754.76306986,$$

$$\Phi^2 (\text{Ag}_4\text{RbI}_5) = 315.45703439 < 2.5 \cdot 266.07841792$$

$$\Phi^2 (\text{Ag}_4\text{RbI}_5) = 315.45703439 > 0.5 \cdot 14.87764982$$

$$q (\text{Ag}_4\text{RbI}_5) = 2 \cdot 315.45703439 / (2 \cdot 754.76306986 + 2.5 \cdot 266.07841792 + 0.5 \cdot 14.87764982)$$

$$q (\text{Ag}_4\text{RbI}_5) = 315.45703439 / (754.76306986 + 1.25 \cdot 266.07841792 + 0.25 \cdot 14.87764982)$$

$$q (\text{Ag}_4\text{RbI}_5) = 315.45703439 / (754.76306986 + 332.5980224 + 3.719412455) = 315.45703439 / 1091.080504715 = 0.28912351 < 1$$

$$T_c = 40.05687q^2 - 234.44056q + 191.51842$$

$$T_c = 3.34845006 - 67.78227759q + 191.51842 = 127.08459247 \text{ (Table 2)}.$$

Other calculation method

$$\sum \Phi^2 = 315.45703439 - 1509.52613972 + 315.45703439 - 665.1960448 + 315.45703439 - 7.43882491, \sum \Phi^2 = -1235.78990626$$

$$q = 315.45703439 / (-1235.78990626) = -0.25526752$$

$$T_c = 40.05687q^2 - 234.44056q + 191.51842$$

$$T_c = 2.61016600 + 59.84506033 + 191.51842 = 253.97364633$$

$$q = 4 \cdot 315.45703439 / (-1235.78990626) = -1.02107008$$

$$T^* = 40.90087145 + 239.38024135 + 191.51842 = 471.7995328$$

Conclusions. The $\text{Ag}_4\text{RbI}_5 = 4\text{AgJ} + \text{RbI}$ crystal consists of 4 sublattices: silver, iodine, rubidium, and iodine. The AgJ compound consists of two sublattices - silver Ag and iodine J. The valent bonds between the sublattices are broken at T^* . The Ag sublattice is destroyed and Ag_2 molecules are formed, the J sublattice is destroyed and J_2 molecules are formed; for RbJ, the valence bonds are not broken, because the energy balance is not satisfied. At low temperatures, phase transitions take place according to the literature data at 122 K and 208 K; according to our calculations, $T_{c1} = 127.08459247$, $T_{c2} = 253.97364633$, $T^* = 471.7995328$ K.

- [1] *Netesova Nadezhda P.* Oscillation electron model superconductors: phase diagram, temperature transition, isotopic shift, Proceedings of SPIE, Vol. 10533, # 105330Z, 1-11 (2018).

ВЛИЯНИЕ АНОМАЛЬНОЙ ДИФФУЗИИ ИОНОВ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛИТИЙ-ИОННОГО АККУМУЛЯТОРА

Сибатов Р.Т.¹, Светухин В.В.², Кицюк Е.П.², Павлов А.А.³

¹Ульяновский государственный университет, НОЦ «Кремний-углеродные нанотехнологии», 432017, г. Ульяновск, ул. Л. Толстого, 42

²НПК "Технологический центр", 124498, г. Москва, пл. Шокина, д. 1

³Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, 119991 г. Москва, Ленинский проспект, 32 А

Модель литий-ионных аккумуляторов (ЛИА) должна корректно описывать протекающие в ЛИА процессы такие как реакция на границе раздела электрод/электролит, диффузия ионов лития в твердых частицах электрода, формирование двойного электрического слоя, эволюция анодной пассивной пленки и др. С недавнего времени, популярность приобретают модели ЛИА на основе импедансов дробного порядка [1]. Эти модели обосновываются аномальной диффузией ионов в неупорядоченной среде перколяционного типа. В работе [2] в рамках феноменологической модели учитывалась аномальная диффузия ионов в катоде на основе LiCoO_2 для описания низкочастотной части спектра импеданса, имеющей более крутой наклон, чем предсказывается нормальной диффузией. С помощью субдиффузионного обобщения [3] электрохимического импеданса в [2] показано, что аномально-диффузионная модель хорошо описывает импеданс литий-ионных ячеек LiCoO_2 – графит при нормальных рабочих потенциалах и температурах, при этом вклад аномальной диффузии уменьшается с ростом температуры. Некоторые экспериментальные исследования (см., например, [4]) с помощью ядерного магнитного резонанса (ЯМР) явно показали, что диффузия ионов и молекулярных комплексов в некоторых средах не описывается законом Фика.

Несмотря на имеющиеся свидетельства аномально-диффузионного характера транспорта лития в компонентах ЛИА в настоящее время отсутствуют электрохимические модели ЛИА, последовательно учитывающие суб- или супердиффузию и перколяцию ионов лития в пористых электродах, оксидных пленках, частицах электрода. В предлагаемой работе осуществлена попытка такого обобщения в рамках субдиффузионной модели "одиночных частиц" (single particle model).

Аномальную диффузию часто характеризуют с помощью степенного закона расширения диффузионного пакета $\Delta(t) \propto t^{\alpha/2}$. В основе классической диффузии ($\alpha = 1$) лежит гауссова статистика и второй закон Фика. В случае $0 < \alpha < 1$ ширина диффузионного пакета увеличивается со временем медленнее (субдиффузия), а в случае $\alpha > 1$ быстрее (супердиффузия), чем в нормальном случае. В [7] продемонстрировано, что математическую основу аномальной автомодельной (самоподобной) диффузии образуют уравнения с производными дробного порядка.

Для описания нелокальной по времени диффузии частиц (с задержкой, связанной с временами локализации) часто применяется (см. обзоры [5]) интегро-дифференциальное уравнение вида:

$$\frac{\partial c(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \int_0^t Q(t - \tau) \nabla^2 c(\mathbf{r}, \tau) d\tau, \quad (1)$$

где $Q(t)$ – ядро памяти, $c(\mathbf{r}, t)$ – концентрация частиц. Требование автомодельности (самоподобия) функций Грина уравнения (1) приводит к дробно-дифференциальному уравнению диффузии [5]:

$$\frac{\partial c(x, t)}{\partial t} = K \Delta {}_0 D_t^{1-\alpha} c(x, t). \quad (2)$$

Здесь

$${}_0 D_t^\nu c(x, t) = \frac{1}{\Gamma(1-\nu)} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^t \frac{c(x, \tau)}{(t-\tau)^\nu} d\tau, \quad 0 < \nu \leq 1$$

– дробная производная Римана-Лиувилля [9]. Фундаментальные решения этого уравнения можно найти в [7]. Дробно-дифференциальное уравнение (2) может быть получено как асимптотика уравнения скачкообразных случайных блужданий с непрерывным временем в случае степенного распределения случайных времен локализации τ :

$$P\{\tau > t\} \propto t^{-\alpha} \quad (\alpha > 0).$$

В ЛИА существует множество факторов, способствующих аномально-диффузионному переносу ионов, такие как пористые электроды перколяционного типа, аморфная анодная пленка, границы зерен в твердом электролите, и др.

Таблица 1: Параметры SP-модели

Параметр	Обозначение	Размерность	Катод	Анод	Сепаратор
Толщина	L_j	мкм	100	100	50
Радиус частиц	r_j	мкм	10	5	–
Конц. насыщения	$c_{s,j}^{\max}$	моль/м ³	20000	25000	–
Конц. начальная	$c_{s,j}^{\text{ini}}$	моль/м ³	4000	15000	–
Коэф. субдиффузии 1	$K_{s,j}$	м ² /с ^{α_j}	10^{-13}	$5 \cdot 10^{-14}$	–
Конст. скорости реакции	k_j	м/с	$5 \cdot 10^{-10}$	$4.5 \cdot 10^{-10}$	–
Коэф. субдиффузии 2	$K_{e,j}$	м ² /с ^{β_j}	$5 \cdot 10^{-11}$	$5 \cdot 10^{-11}$	$5 \cdot 10^{-11}$
Пористость	ε_j	–	0.6	0.45	0.5
Коэфф. Бруггемана	brug	–	2.5	2.5	2.5

В нашей работе в рамках последовательного обобщения электрохимической SP-модели на случай аномальной диффузии в активных частицах катода и анода, а также в электролите, заполняющем поры, произведена оценка влияния субдиффузии на гальваностатический разряд и импеданс ЛИА.

Показано, что субдиффузия в твердой фазе электродов и электролите ухудшает свойства ЛИА. Расчетные разрядные кривые (Рис. 1) указывают на ускорение спада напряжения при меньших значениях показателя субдиффузии. В рамках новой модели обоснована эквивалентная схема, обобщающая основные популярные схемы ЛИА (Рис. 1, вставка). Наклон прямолинейного участка годографа импеданса на низких частотах не всегда однозначно определяет показатель субдиффузии α и может быть как больше

так и меньше наклона, соответствующего нормальной диффузии (Рис. 2). Показано, что деградация свойств аккумулятора может быть связана в том числе и с изменением типа диффузии в компонентах ЛИА.

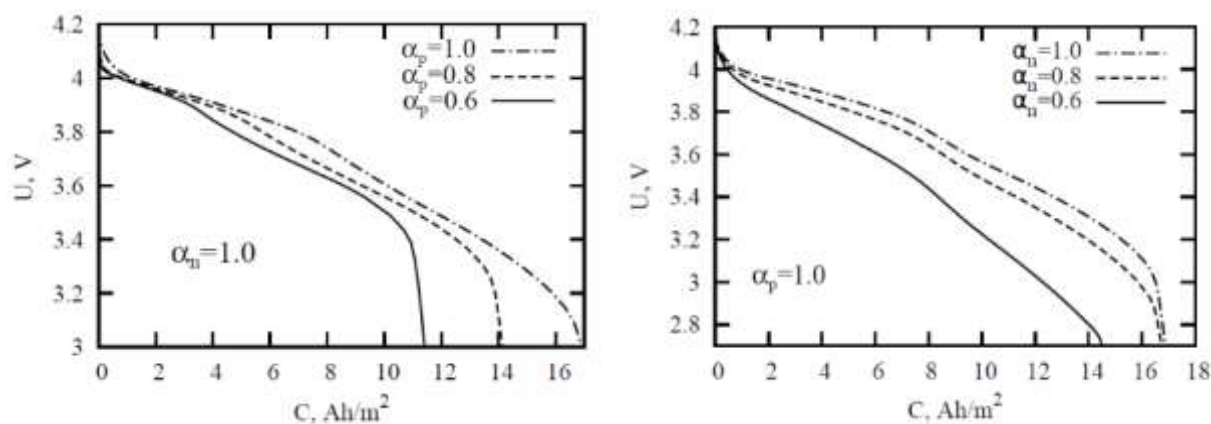


Рис.1. Кривые разряда ЛИА для параметров, заданных в таблице 1, и разных значений показателя субдиффузии в катоде (слева) и аноде (справа).

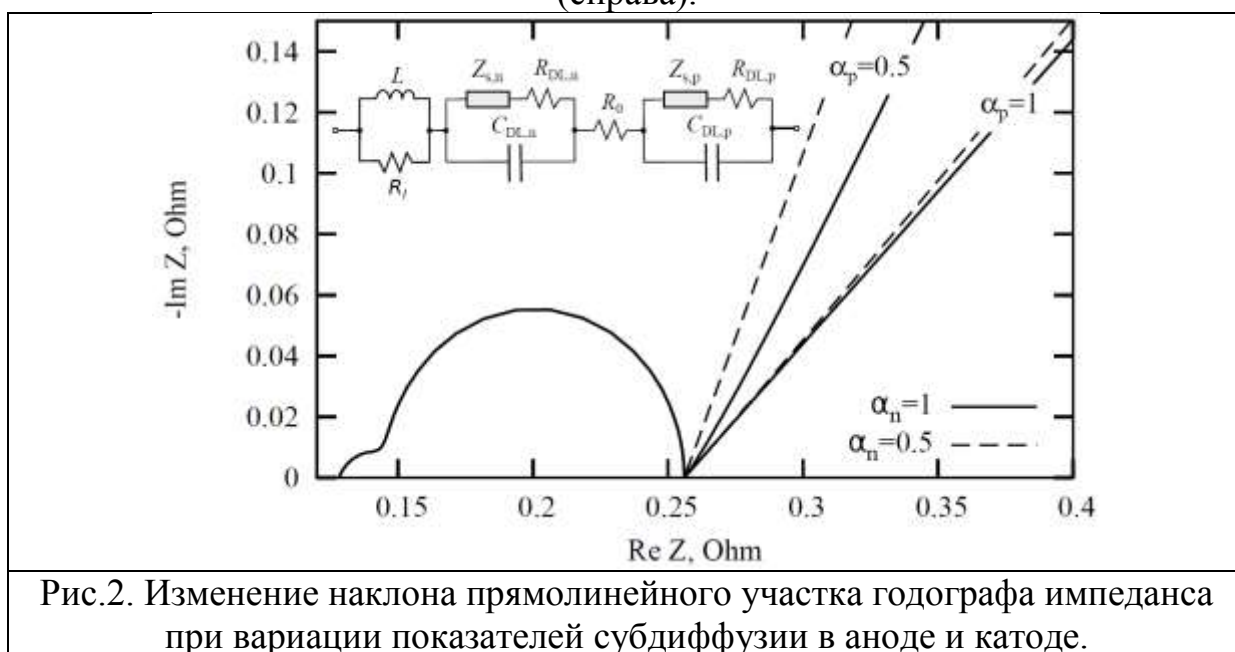


Рис.2. Изменение наклона прямолинейного участка годографа импеданса при вариации показателей субдиффузии в аноде и катоде.

При поддержке гранда МНИВО №0004-2019-00

1. Osaka, T. et al. *Journal of Power Sources*, 2012, vol. 205, p. 483–486.
2. Erol, S., Orazem, M. E., *Journal of Power Sources*, 2015, vol. 293, p. 57–64.
3. Bisquert, J., Compte, A., *Journal of Electroanalytical Chem.*, 2001, vol. 499(1), p. 112.
4. Rollet, A.-L. et al. *The Journal of Physical Chemistry*, 2007, B 111, vol.41, p.11888.
5. Сибатов, Р. Т., Учайкин, В. В. (2009) *Успехи физических наук*, 179(10), 1079.

ПРЫЖКОВЫЙ ТРАНСПОРТ НА ФРАКТАЛЬНЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ ГРАФЕНОВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК

Сибатов Р.Т., Морозова Е.В.

Ульяновский государственный университет, НОЦ «Кремний-углеродные нанотехнологии», Ульяновск,
Ульяновск, ren_sib@bk.ru

Среди графеновых наноструктур особый интерес представляют квантовые точки [1]. Наночастицы из одного или нескольких слоев графена размером менее 50 нм характеризуются низкой токсичностью, устойчивой фотолюминесценцией, химической стабильностью. В [2] продемонстрировано, что низкотемпературные свойства переноса электронов функционализированного графена можно объяснить последовательным туннелированием зарядов через двумерный массив графеновых квантовых точек (ГКТ), а данные по сопротивлению указывают на прыжковый механизм Эфроса-Шкловского с переменной длиной прыжка, реализующийся из-за беспорядка структуры и распределения ГКТ по размерам. ГКТ являются удобными элементами для построения фрактальных мезоскопических наносистем для оптоэлектроники (диод, сенсор, ректенна и др.). Определенный успех в синтезе фрактальных структур на основе графена достигнут (см, например [3]).

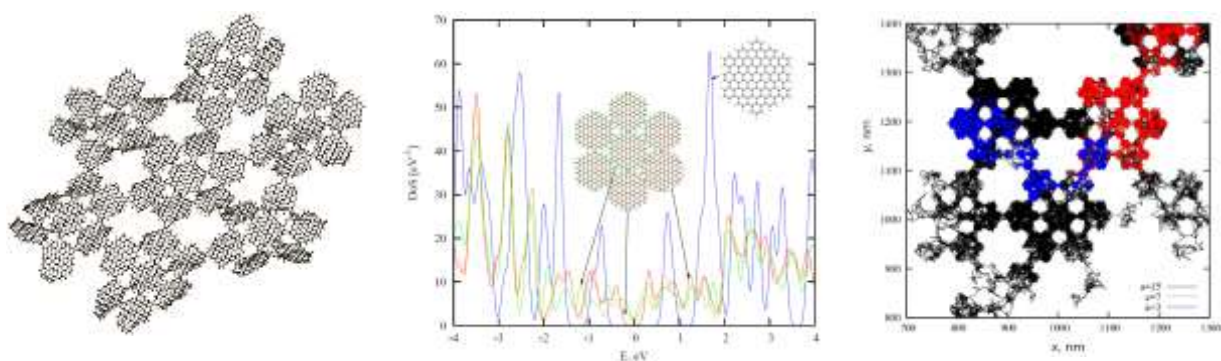


Рис. 1. Участок разупорядоченной фрактальной гексагональной структуры. Плотность состояний индивидуальных ГКТ в оптимизированной структуре. Траектории Монте-Карло при реализации прыжкового транспорта для разных значений радиуса локализации волновой функции.

В данной работе исследуются диффузионные режимы прыжкового транспорта в искусственных сверхрешетках ГКТ, представляющих собой квазифрактальные треугольные и гексагональные системы. С помощью квантово-химических методов, реализованных в программе QuantumATK, рассчитана электронная структура отдельных однослойных ГКТ тригональной, прямоугольной и гексагональной формы, оптимизированных в неупорядоченной сверхрешетке (Рис. 1). Неупорядоченная структура генерируется методом молекулярной динамики для заданной температуры. С

помощью обобщенного соотношения Миллера-Абрахамса для прыжкового транспорта, реализован алгоритм Монте-Карло прыжковой диффузии в отсутствие и при наличии внешнего электрического поля во фрактальных массивах ГКТ. Время локализации определяется соотношением

$$\tau_{j \rightarrow k} = \Gamma_0^{-1} \exp \left(\frac{\varepsilon_j - \varepsilon_k}{k_B T} + \frac{e \mathbf{E} \mathbf{r}_{jk}}{k_B T} + 2 \left(\frac{r_{jk}}{a} \right)^\zeta \right).$$

Здесь ε_j и ε_k - уровни энергий соседних ГКТ, r_{jk} - расстояние между ними, a - радиус локализации, $\mathbf{E}$ - внешнее электрическое поле, ζ - параметр суперлокализации на фрактале.

Исследуются вариации параметров аномальной диффузии (определяемые по временному скейлингу среднего квадрата смещения) от радиуса локализации, температуры, напряженности электрического поля, уровней энергетического и структурного беспорядка.

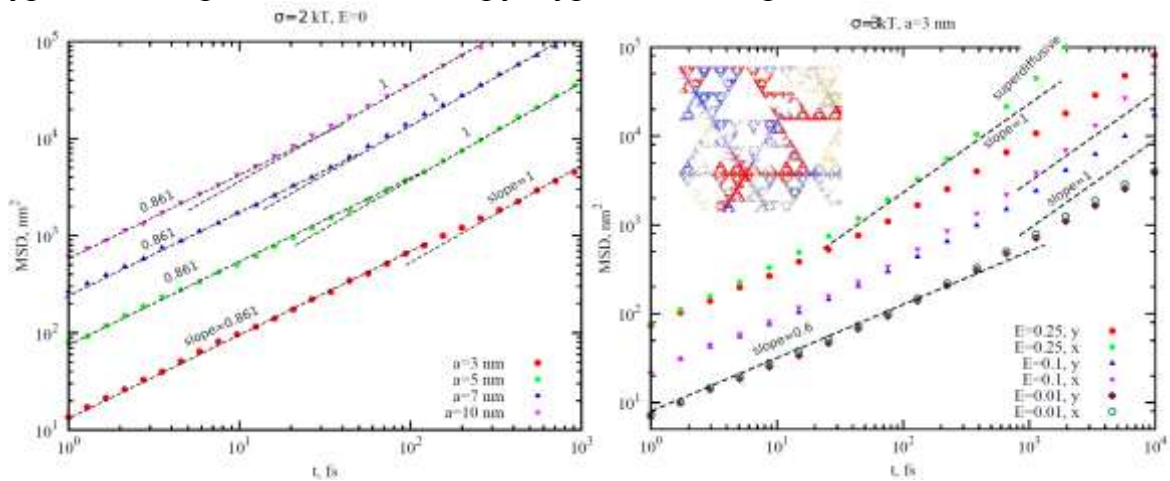


Рис. 2. Зависимость от времени среднего квадрата смещения (центрированного на дрейфовый сдвиг) прыжковой диффузии на квазифрактальной треугольной структуре Серпинского из ГКТ для различных значений радиуса локализации (слева) и напряженности поля (справа).

Показано, что основные аспекты теории переноса электронов в мезоскопических неупорядоченных фракталах могут быть проверены моделированием квантового транспорта в квазифрактальных массивах ГКТ. Аномальная дрейф-диффузия в двумерных полупроводниковых системах с сосуществующим энергетическим и структурным беспорядком может быть описана в рамках модели случайных блужданий с непрерывным временем на фрактале. В процессе моделирования наблюдалось супердиффузионное расплывание диффузионного пакета при наличии электрического поля и эффект слабого нарушения эргодичности.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (18-51-53018, 18-42-732002).

1. Güçlü A.D. et al. Graphene quantum dots. Springer, 2016.
2. Singh, V. et al. *Progress in materials science*, 56(8), 1178.
3. Deutscher, G. et al. (1987). *Europhysics Letters*, 4(5), 577.
4. Harris, A. B., & Aharony, A. (1987). *Europhysics Letters*, 4(12), 1355.

УСЛОВИЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ПЕРИОДИЧЕСКИХ И КОГЕРЕНТНЫХ СТРУКТУР В НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ С ДИФФУЗИЕЙ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВНЕШНЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Журавлев В.М.¹, Золотовский И.О.^{1,2}, Морозов В.М.¹.

¹Ульяновский государственный университет, Ульяновск, rafzol.14@mail.ru

²Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Москва

В настоящее время существует значительное число экспериментальных фактов, указывающих на формирование в конденсированных средах регулярных структур, в том числе периодических и квазипериодических, под действием внешнего облучения в форме либо лазерных импульсов [1]-[4], либо потоков заряженных частиц, нейтронов или γ -квантов [5]-[6]. Одной из важных особенностей, возникающих при этом структур, является то, что их длина волны оказывается значительно больше, чем шаг кристаллической решетки. При этом у модифицированных таким образом материалов возникают специфические полезные свойства, что может служить фактором для пристального их изучения. Одним из вариантов объяснения возникающих периодических структур является предположение, что основную роль в их формировании играют нелинейные эффекты, в частности, нелинейная диффузия [7]. В таком подходе предполагается, что увеличение концентрации дефектов уменьшает скорость их диффузионного переноса, что и приводит к формированию больших кластеров дефектов в среде. Можно ожидать, что при таком поведении среды основную роль должна играть специфическая нелинейная зависимость коэффициента диффузии от концентрации дефектов или компонентов среды. Поскольку явление возникновения периодических структур наблюдается для широкого круга физических систем, часто не имеющих общего происхождения, как, например, системы под лазерным облучением и системы под радиационным облучением, то можно ожидать, что такие явления являются свойством самого процесса диффузии в нелинейной среде, а точнее свойством асимптотического по времени поведения диффузионных процессов в нелинейных средах с внешним источником.

Асимптотический анализ нелинейных диффузионных систем может проводиться на основе метода многомасштабных разложений [8]. Основанием для разделения пространственных и временных масштабов на “большие” и “малые” может служить сам факт наблюдения длиннопериодических пространственных структур в реальных физических системах. Сами большие масштабы пространственных изменений концентраций в таких системах указывают на то, что скорость диффузионного переноса в них мала и должна быть значительно меньше, чем изменения в концентрациях компонентов

среды, возникающие в результате локальной релаксации флуктуаций концентрации компонентов среды. Эти факты позволяют в качестве малого параметра при анализе нелинейных диффузионных процессов рассматривать отношение времени локальной релаксации к характерному времени диффузионного переноса. Как следствие, в системе возникает большой пространственный масштаб, который соответствует таким пространственным структурам, диффузия в которых способна не размывать флуктуации, а приводить к их росту. В таком подходе особую роль играет внешний однородный источник, который играет роль критического параметра, что и отражает суть наблюдаемых явлений образования регулярных структур лишь при определенных характеристиках внешнего воздействия.

Эта общая программа вычисления уравнений, описывающих рост периодических составляющих пространственного распределения концентраций компонентов среды, была реализована в работах [9,10]. В настоящей работе обсуждаются вопросы, связанные с параметрическим резонансом, который может возникать в нелинейных средах с диффузией под действием пространственно-периодических потоков внешнего излучения.

При поддержке гранта МНиВО №0004-2019-0001

1. Ахманов С.А., Емельянов В.И., Коротеев Н.И., Семиногов В.Н., УФН, **147**, 675 (1985)
2. Голосов Е.В., Емельянов В.И., Ионин А.А., Колобов Ю.Р., Кудряшов С.И., Лигачев А.Е., Новоселов Ю.И., Селезнев Л.В., Синицин Д.В., Письма в ЖЭТФ, **90**, 116 (2009)
3. Sakabe S., Hashida M., Tokita S., Namba S., Okamura K.. Phys. Rev. B., **79**, 033409 (2009)
4. Макин В.С., Пестов Ю.И., Макин Р.С., Воробьев А.Я., Оптический журнал, **76**, №9, 38 (2009)
5. Коротеев Н.И., Шумай И.Л. «Физика мощного лазерного излучения». М.Наука. 1991. С.309.
6. Turkin A.A., Dubinko V.I. Appl.Phys. A, **58**, 35 (1994)
7. Самарский А.А., Михайлов А.П. Математическое моделирование. (Идеи. Методы. Примеры). М.: Наука, 1997
8. Бхатнагар П. Нелинейные волны в одномерных диспергирующих системах. М.: Мир, 1983. — 136 с.
9. Журавлев В.М. Изв. Вузов. Поволжский регион. Физико-математические науки, 3 (35), 144 (2015)
10. Журавлев В.М., Золотовский И.О., Коробко Д.А., Морозов В.М., Светухин В.В., Явтушенко И.О., Явтушенко М.С. Физика твёрдого тела, **59**, 2291 (2017)

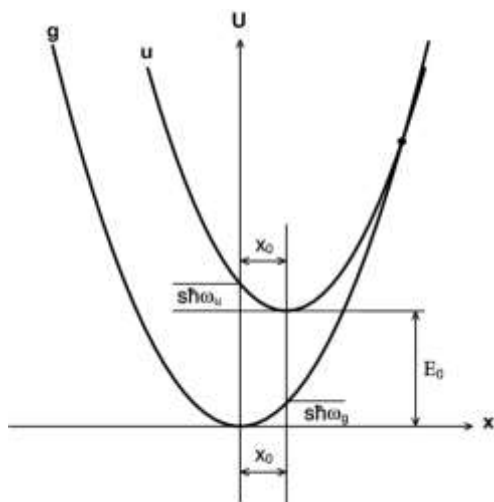
О МЕТОДИКЕ РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОННО-КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ, ОСНОВАННОЙ НА МЕТОДЕ МОМЕНТОВ ЛЭКСА.

Гусаров Г.Г., Коива Д.А., Лакалин А.В.

Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Москва, lakalin.a@inme-ras.ru

Для анализа электронно-колебательных переходов в кристаллах в работе [1] был предложен метод моментов. Этот метод применим для расчета контуров спектральных полос примесного центра в кристалле, а также сложной молекулы. Дальнейшее развитие метод моментов получил в работах [2-3], в которых был применен к расчету различных моделей колеблющейся системы – центра люминесценции в кристалле, в частности применительно к кристаллофосфорам. В работе [4] метод моментов применялся к анализу экспериментальных спектров электролюминесценции в полупроводниковых материалах (GaAs, CdIn₂S₄).

Простейшей моделью, описывающей распределение интенсивностей в сплошных спектральных полосах, возникающих при электронно-колебательных переходах, является однокоординатная модель [3]. В основе однокоординатной модели лежит адиабатическое приближение и метод нормальных координат. Эта модель учитывает взаимодействие только с одним нормальным колебанием (т.е. с фононом одного типа). Потенциальная диаграмма представлена на рис.1.



$$U_g(x) = \frac{1}{2} m \omega_g^2 x^2$$

$$U_u(x) = \frac{1}{2} m \omega_u^2 (x - x_0)^2 + E_0$$

Рис.1. Потенциальная конфигурационно-координатная диаграмма однокоординатной модели. g – основное (невозбужденное состояние), u – возбужденное состояние; x – координата колебания ядер, x_0 – координата минимума потенциальной энергии возбужденного состояния. $U_g(x)$ и $U_u(x)$ – потенциальные энергии основного и возбужденного состояний соответственно.

Несмотря на свою приближенность, однокоординатная модель объясняет:

- а) наличие стоксовых потерь (когда длина волны максимума излучения больше, чем поглощения);
- б) уширение полос оптического поглощения и излучения;
- в) температурный сдвиг и уширение линий;
- г) существование многофононных безызлучательных переходов.

В работе [3] в приближении Франка – Кондона получены выражения для первых моментов полос поглощения и излучения. Для фотолюминесценции моменты имеют вид:

$$\begin{aligned}
 M_0 &= 1, \\
 M_1 &= - \left[E_0 + s\hbar\omega_g + \frac{k\tau_u}{2} \left(\frac{\omega_g^2}{\omega_u^2} - 1 \right) \right], \\
 \langle M_2 \rangle &= \frac{k\tau_u}{2} \left(\frac{4s\hbar\omega_g^3}{\omega_u^2} + k\tau_u \left(\frac{\omega_g^2}{\omega_u^2} - 1 \right)^2 \right), \\
 \langle M_3 \rangle &= - \left[\frac{\hbar^2}{2} \left(2s\hbar\omega_g^3 + k\tau_u\omega_u^2 \left(\frac{\omega_g^2}{\omega_u^2} - 1 \right)^2 \right) + \frac{3}{2} (k\tau_u)^2 \frac{4s\hbar\omega_g^3}{\omega_u^2} \left(\frac{\omega_g^2}{\omega_u^2} - 1 \right) + \left(k\tau_u \left(\frac{\omega_g^2}{\omega_u^2} - 1 \right) \right)^3 \right], \\
 k\tau_u &= \frac{1}{2} \hbar\omega_u \operatorname{cth} \left(\frac{\hbar\omega_u}{2kT} \right).
 \end{aligned} \tag{1}$$

По определению, момент M_n порядка n функции распределения $f(\nu)$, вычисленный относительно начала координат (начальный момент), определяется интегралом [5]:

$$M_n = \int \nu^n f(\nu) d\nu, \tag{2}$$

где интегрирование происходит по всей области изменения ν . Момент нулевого порядка – площадь фигуры ограниченной функцией $f(\nu)$ и осью абсцисс. Если $f(\nu)$ – форм-функция оптического перехода, то нулевой момент пропорционален силе осциллятора оптического перехода. Момент первого порядка определяет координату центра тяжести фигуры:

$$\nu_s = \frac{M_1}{M_0}. \tag{3}$$

Моменты, вычисленные относительно координаты ν_s , называются центральными. Через начальные их можно вычислить по формуле [5]:

$$\langle M_n \rangle = \sum_{i=0}^n (-1)^i \binom{n}{i} \left(\frac{M_1}{M_0} \right)^i M_{n-i} \tag{4}$$

Первые центральные моменты в явном виде имеют вид:

$$\begin{aligned}\langle M_0 \rangle &= M_0, \quad \langle M_1 \rangle = 0, \quad \langle M_2 \rangle = M_2 - M_1^2 / M_0, \\ \langle M_3 \rangle &= M_3 - 3M_1M_2 / M_0 + 2M_1^3 / M_0^2.\end{aligned}\quad (5)$$

Второй центральный момент характеризует дисперсию функции $f(\nu)$, а третий – асимметрию.

Согласно работе [4], форм-функция спектра излучения электронного перехода вычисляется по формуле

$$f(\varepsilon) = I(\varepsilon) / M_0 \varepsilon^4. \quad (6)$$

Здесь $I(\varepsilon)$ – интенсивность люминесценции, ε – энергия фотона, M_0 – нулевой момент полосы излучения: $M_0 = \int I(\varepsilon) d\varepsilon$.

Тогда начальные моменты равны

$$M_n = \int \varepsilon^n f(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (7)$$

а центральные находятся по формулам (5).

В случае $\omega_g = \omega_u = \omega$ моменты функции распределения принимают простой вид. Из (1) следует:

$$\begin{aligned}M_0 &= 1, \quad M_1 = E_0 - s\hbar\omega, \\ \langle M_2 \rangle &= s(\hbar\omega)^2 \operatorname{cth}\left(\frac{\hbar\omega}{2kT}\right), \\ \langle M_3 \rangle &= -s(\hbar\omega)^3.\end{aligned}\quad (8)$$

Если из экспериментального спектра фотолюминесценции рассчитать форм-функцию (по формуле (6)) и ее моменты M_1 , $\langle M_2 \rangle$ и $\langle M_3 \rangle$ (по формулам (7), (5)), то, решив систему (8), можно определить параметры электронно-колебательных переходов однокоординатной модели s , ω и E_0 .

Метод моментов применялся для анализа спектра фотолюминесценции тонкой пленки TiO_2 , представленного в работе [6], рис.2. Были получены следующие значения: $E_0 = 2.44$ эВ, $\hbar\omega = 0.06$ эВ, $s = 1$. Такие значения указывают на электрон-фононное взаимодействие в исследуемой структуре.

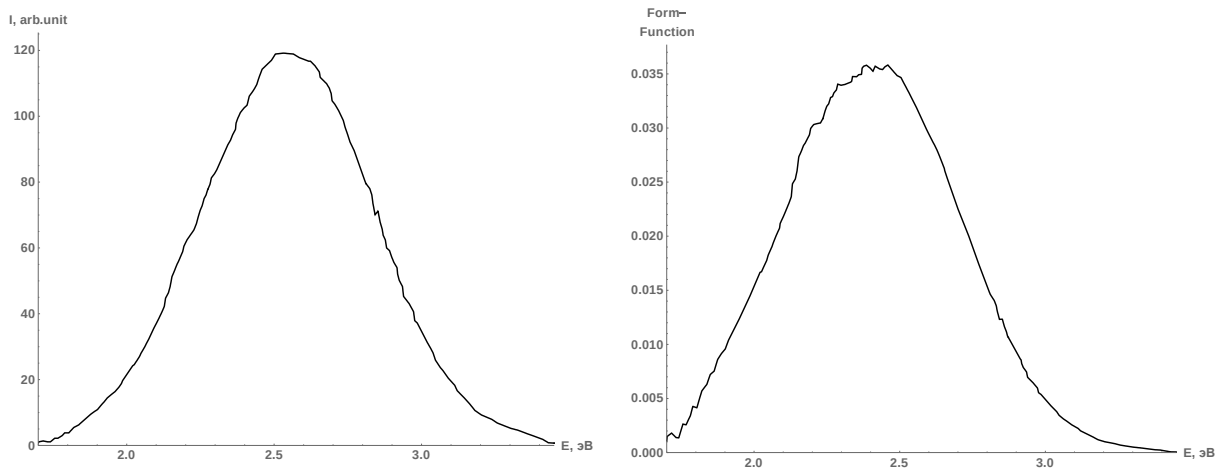


Рис.2. Слева – спектр фотолюминесценции тонкой пленки оксида титана (данные взяты из работы [6]). Справа – рассчитанная форм-функция.

При поддержке гранда МНиВО №0004-2019-0001

1. *Lax M. J. Chem. Phys.*, 20, 1752 (1952)
2. *Ребане К.К., Пурга А.П., Сильд О.И., Хижняков В.В.* Труды ИФААНЭССР, 14, 31 (1961).
3. *Ребане К.К., Пурга А.П., Сильд О.И., Хижняков В.В.* Труды ИФААНЭССР, 14, 48 (1961).
4. *Булярский С.В., Грушко Н.С.* Генерационно-рекомбинационные процессы в активных элементах. М.: Изд-во МГУ (1995).
5. *Гнеденко Б.В.* Курс теории вероятностей. М.: Наука (1988).
6. *Chang Y.-H., Liu. C.-M., Chen C. and Cheng H.-E.* J. Electrochem. Soc., 159 (7), D401 (2012).

РАСЧЁТ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СИСТЕМАХ С ЭЛЕКТРОННО- КОЛЕБАТЕЛЬНЫМИ ПЕРЕХОДАМИ

Гусаров Г.Г., Коива Д.А., Лакалин А.В.

Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Москва, gusarov.g@inme-
ras.ru

В данной работе рассматриваются вычислительные аспекты применения однокоординатной модели [1,2] на примере расчёта параметров электрон-фононного взаимодействия, описывающих адиабатические потенциалы, по спектрам фотолюминесценции в кристалле $V_{Ga}S_{As}$. Уравнения составлены для систем с различными значениями энергий переходов в основном ($E_g = \hbar\omega_g$) и возбужденном ($E_u = \hbar\omega_u$) состояниях. Задача основана на однокоординатной модели и методе моментов Лэкса. Решение нелинейных систем уравнений (НСУ) представляет собой довольно сложную вычислительную задачу. Для численного решения полученной нелинейной системы, и, соответственно, возникающей при этом задачи многомерной оптимизации, был использован метод сопряженных направлений Пауэлла [3,4]. Метод Пауэлла является одним из самых быстрых свободных от производных линейных оптимизационных методов. Целевая функция оптимизационной задачи НСУ имеет вид:

$$\begin{aligned} \Phi(s, E_g, E_u, E_0) = & \left(\langle M_2 \rangle - \left(\frac{1}{4} \right) E_u \coth \left(\frac{E_u}{2 E_T} \right) \left(4 \frac{s E_g^3}{E_u^2} + \left(\frac{1}{2} \right) E_u \coth \left(\frac{E_u}{2 E_T} \right) \left(\frac{E_g^2}{E_u^2} - 1 \right)^2 \right) \right)^2 + \\ & \left(M_1 + s E_g - E_0 + \left(\frac{1}{4} \right) E_u \coth \left(\frac{E_u}{2 E_T} \right) \left(\frac{E_g^2}{E_u^2} - 1 \right) \right)^2 + \\ & \left(\langle M_3 \rangle + s E_g^3 + \left(\frac{1}{4} \right) E_u^3 \coth \left(\frac{E_u}{2 E_T} \right) \left(\frac{E_g^2}{E_u^2} - 1 \right)^2 + \left(\frac{3}{2} \right) \coth \left(\frac{E_u}{2 E_T} \right)^2 s E_g^3 \left(\frac{E_g^2}{E_u^2} - 1 \right) + \right. \\ & \left. \left(\frac{1}{8} \right) E_u^3 \coth \left(\frac{E_u}{2 E_T} \right)^3 \left(\frac{E_g^2}{E_u^2} - 1 \right)^3 \right)^2 + \left(E_{\max} - s E_g - E_0 + \left(\frac{1}{2} \right) E_u \coth \left(\frac{E_u}{2 E_T} \right) \left(\frac{E_g^2}{E_u^2} - \right. \right. \\ & \left. \left. 1 \right) + \frac{E_u}{2 \coth \left(\frac{E_u}{2 E_T} \right)} \right)^2, \quad \text{где } E_T = kT. \text{ Для температуры } T = 100 \text{ K, } E_T = \end{aligned}$$

0.0086 эВ. $E_0 = \min_x U_u(x) - \min_x U_g(x)$, где $U_u(x), U_g(x)$ -адиабатические потенциалы возбуждённого и основного состояний. M_1 - начальный и $\langle M_2 \rangle, \langle M_3 \rangle$ - центральные моменты соответствующих порядков форм-функции [2] полосы излучения, $E_{\max}$ -максимум форм-функции.

Особенностью численных алгоритмов многомерной оптимизации является появление множества наборов возможных решений, из которых необходимо выбрать подходящие, руководствуясь дополнительными

критериями. В нашем случае в качестве дополнительных ограничений на возможные значения неизвестных были наложены требования положительности всех искомых значений, а также целочисленности параметра s (фактор Хуана и Риса), имеющего смысл количества фононов, излучаемых (поглощаемых) в одном акте излучения (поглощения). Кроме того, сузить область поиска позволили разумные ограничения, следующие из физического смысла задачи: $1.21 \text{ эВ} < E_0 < 1.50 \text{ эВ}$, $s\hbar\omega_g \leq 0.1 \text{ эВ}$, $E_g/E_u \sim 1$. В качестве стартовой точки поиска было использовано решение упрощённой системы ($E_g = E_u = E$):

$$\langle M_2 \rangle - E^2 \operatorname{scoth}\left(\frac{E}{2E_T}\right) = 0, \quad E^3 s + \langle M_3 \rangle = 0, \quad Es - E_0 + M_1 = 0,$$

которое для экспериментальной форм-функции[5] (рис.1) даёт значения $E = 0.016 \text{ эВ}$, $E_0 = 1.26 \text{ эВ}$, $s = 4$. Моменты форм-функции были найдены путём численного интегрирования после сплайн-интерполяции экспериментальных точек. Для исходной системы ($E_g \neq E_u$) и той же форм-функции были получены значения: $E_g = 0.017 \text{ эВ}$, $E_u = 0.015 \text{ эВ}$, $E_0 = 1.33 \text{ эВ}$, $s = 6$. О присутствии в системе электрон-фононного взаимодействия можно судить по наличию лёгкой асимметрии графика форм-функции по сравнению с гауссианом («тяжёлый» хвост в длинноволновой области), что выражается в отрицательности третьего центрального момента.

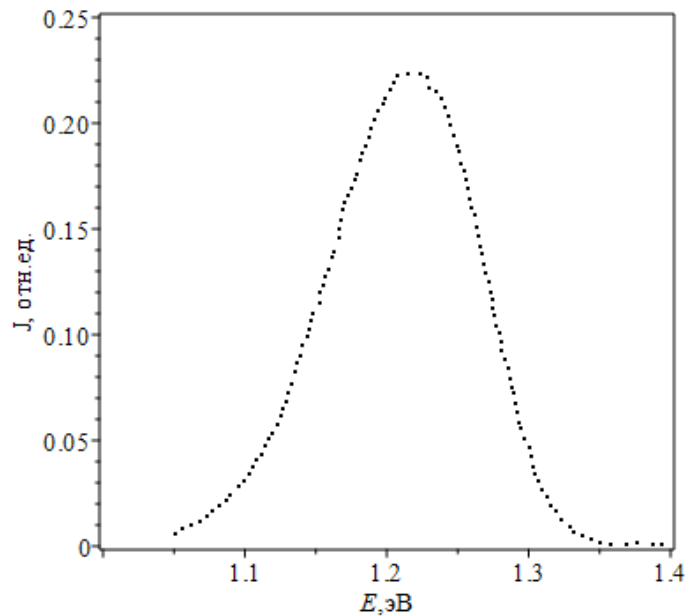


Рис.1. Экспериментальная форм-функция полосы излучения комплекса $V_{Ga}S_{As}$ при 100К [5].

При поддержке гранда МНиВО №0004-2019-0001

1. Lax M. J. Chem. Phys., 20, 1752 (1952).
2. Булярский С.В., Грушко Н.С. Генерационно-рекомбинационные процессы в активных элементах. М.: Изд-во МГУ (1995).
3. Powell M. J. D. Computer J., 7, 155 (1964).
4. Химмельблау Д. Прикладное нелинейное программирование. М.: «Мир», Москва (1975).
5. Булярский С.В., Грушко Н.С., Жуков А.В., ЖЭТФ, 116, 3(9), 1027 (1999).

ЗАВИСИМОСТЬ РАБОТЫ ВЫХОДА УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК ОТ ПЛОТНОСТИ ВОДОРОДНОГО ПОКРЫТИЯ ПРИ ХЕМОСОРБЦИИ ВОДОРОДА

Богданова Д.А.

Ульяновский государственный университет, Ульяновск,

bogdanovaDA8@gmail.com

Углеродные нанотрубки имеют широкий спектр потенциальных практических приложений в различных областях, от нанoeлектроники до водородной энергетики и медицины [1-7]. Одним из наиболее перспективных методов изменения свойств углеродных нанотрубок является хемосорбция на их поверхности различных веществ. В данной работе рассматривается случай хемосорбции водорода, осуществить которую можно, к примеру, методом обработки углеродных нанотрубок в плазме водорода [8].

Было проведено квантово-химическое моделирование одностенных углеродных нанотрубок (УНТ) с одним закрытым полуфуллереном концом при различных плотностях водородного покрытия. Рассматривалась хемосорбция только на полуфуллерене (рис. 1), поэтому под плотностью покрытия подразумевается отношение числа адсорбированных на полуфуллерене атомов водорода к полному числу атомов полуфуллерена. Минимальное покрытие - два атома водорода на полуфуллерен, максимальное - полное покрытие полуфуллерена. При каждой плотности покрытия выбирались центры адсорбции, соответствующие наиболее устойчивым конформациям после оптимизации геометрии.

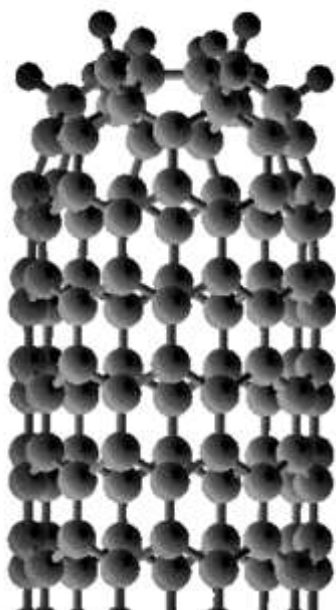


Рисунок 1. Модель покрытия системы $C_{60} + (9,0)$ двенадцатью атомами водорода.

Расчет проводился полуэмпирическим методом PM3

(параметризованная модель, версия 3). Для моделирования были выбраны одностенные УНТ длиной в шесть элементарных ячеек, закрытые с одного конца полуфуллеренами: C80+(6,6) и C60+(9,0). При моделировании атомы водорода размещались парами (рис. 2), так как данный вариант размещения является энергетически более выгодным. Рассчитанная по энергетическому спектру работа выхода как функция плотности водородного покрытия представлена на рис. 2. Можно видеть, что работа выхода убывает с увеличением водородного покрытия от 6 до 1 эВ для C80+(6,6) и от 4,5 до 2,7 эВ – для C60+(9,0).

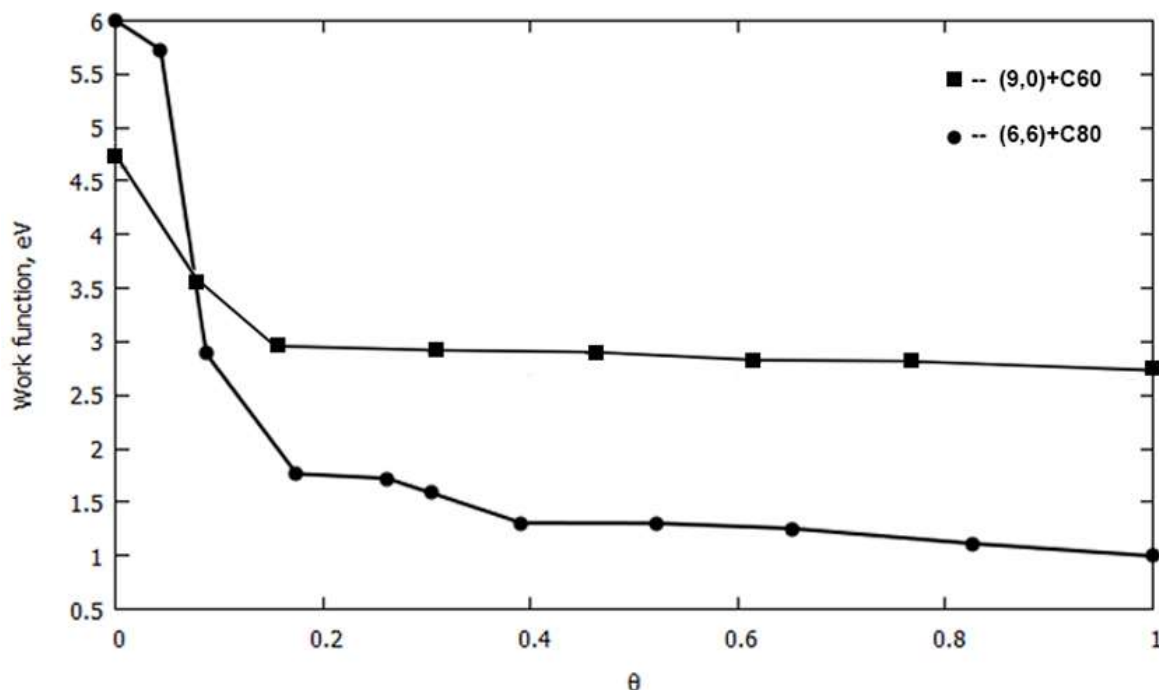


Рисунок 2. Работа выхода как функция плотности водородного покрытия.

При поддержке гранта МНВО №0004-2019-0003

1. Wang S., Sellin P., Zhang Q., Yang D. Current Nanoscience , V.1, № , pp. 43-46 (2006).
2. Li Y.F., Hatakeyama R., Kaneko T. Applied Physics A, V.88, № , pp. 745–749 (2007).
3. Mallick G., Griep M.H., Ajayan P.M., Karna S.P. Appl. Phys. Lett., V.96, № 23, 233109 (2010).
4. Jang J.E., Cha S.N., Choi Y., Amaratunga G.A. J., Kang D. J., Hasko D. G., Jung J. E., Kim J. M. Appl. Phys. Lett., V.87, № 16, 163114 (2005).
5. Ahn H., Lee K., Kim D., Han S, Appl. Phys. Lett., V.88, № 9, 093122 (2006).
6. Елецкий А.В. Успехи Физических Наук, Т.180, № 9, с. 897–930 (2010).
7. Cui J.B., Sordan R., Burghard M., Kern K. Appl. Phys. Lett. , V.81, № 17 , pp. 3260-3262 (2002).
8. Zhang P., Qi P., Wang X., Lu Y., Mann D., Li X. J. Am. Chem. Soc., V.128, pp. 6026-6027 (2006).

ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСИ НИКЕЛЯ НА РАБОТУ ВЫХОДА ГИДРОГЕНИЗИРОВАННЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

Богданова Д.А.

Ульяновский государственный университет, Ульяновск,

bogdanovaDA8@gmail.com

Водородная хемосорбция на одностенных углеродных нанотрубках может рассматриваться как эффективный механизм управления их свойствами, в частности работой выхода. В ходе предыдущих исследований нами было показано, что работа выхода снижается с увеличением плотности водородного покрытия [1]. Квантово-химическое моделирование было проведено для чистых нанотрубок. Однако при выращивании углеродных нанотрубок методом химического осаждения из газовой фазы в них могут оставаться примеси в виде атомов катализатора (обычно никеля, кобальта или железа), способные повлиять на работу выхода [2].

В данном исследовании было проведено квантово-химическое моделирование одностенной углеродной нанотрубки (УНТ) с одним закрытым полуфуллереном концом с двумя замещенными атомами никеля (рис. 1).

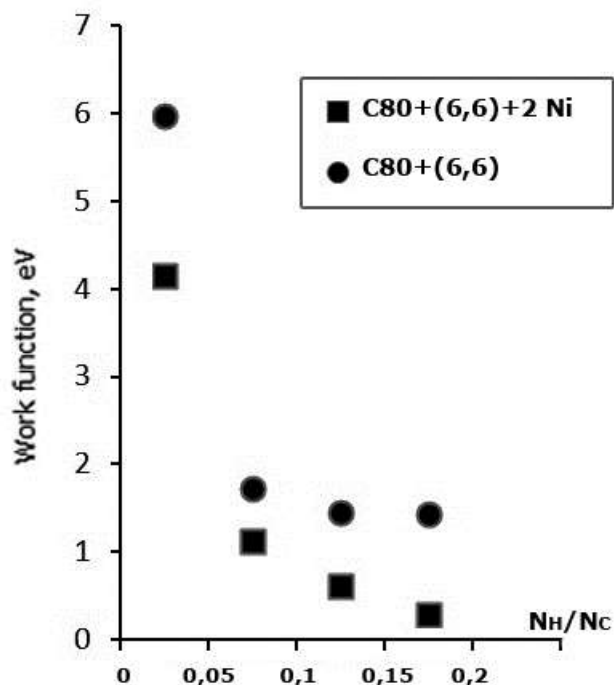
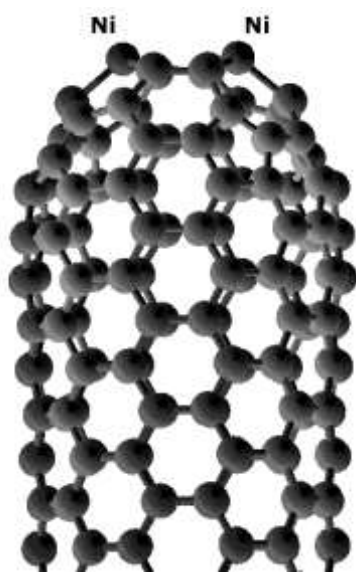


Рис.1. C80+(6,6) + 2Ni.

Рис 2. Зависимость работы выхода от плотности водородного покрытия.

Рассматривались несколько плотностей водородного покрытия. (Под плотностью покрытия рассматривается отношение числа адатомов водорода к полному числу атомов углерода в полуфуллерене.) При каждой плотности покрытия выбирались центры адсорбции, соответствующие наиболее устойчивым конформациям после оптимизации геометрии.

Было установлено, что наличие в нанотрубке никеля приводит к перераспределению электростатического потенциала вдоль её оси и к значительному снижению работы выхода для всех рассмотренных плотностей водородного покрытия (рис 2).

При поддержке гранда МНиВО №0004-2019-0003

1. Булярский С.В., Богданова Д.А., Кицюк Е.П., Лакалин А.В, Павлов А.А, Рязанов Р.М., Шаманаев А.А , Шаман Ю.П. Письма в ЖТФ, Т. 44, № 10, с. 55-60 (2018).
2. Ansaldo A.[et al.] Physica E., Vol. 37, pp. 6–10 (2007).

Секция 2. **НАНОТЕХНОЛОГИИ**

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МЯГКОЙ ПЛАЗМЫ НА ШЕРОХОВАТОСТЬ БАРЬЕРНОГО СЛОЯ TiN

Тархов М.А., Дюдьбин Г.Д., Терентьев А.В. и Зенова Е.В.

Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Москва,
tmafuz@mail.ru

Углеродные наноматериалы (УНМ) обладают уникальными физическими свойствами, что многократно подтверждается современными исследованиями. По этой причине УНМ могут выступать в качестве базовых функциональных материалов в микроэлектронных устройствах различного функционального назначения. Одним из таких видов УНМ является аллотропная модификация углерода как нанотрубка (УНТ). На сегодняшний день существует множество методов синтеза одиночных нанотрубок и массивов на их основе. Метод химического газо-фазного осаждения (CVD – Chemical Vapor Deposition) отличается от других методов высокой технологичностью, воспроизводимостью и возможностью интеграции в планарные структуры. Экспериментально было замечено, что высокий выход УНТ на уровне 70-90% обеспечивается в процессе CVD при использовании металлических нано-частиц (кластеров) группы железа, таких как: Fe, Ni, Co и др. По этой причине исследование процессов формирования кластеров катализатора на поверхности барьерного слоя, является весьма актуальной задачей.

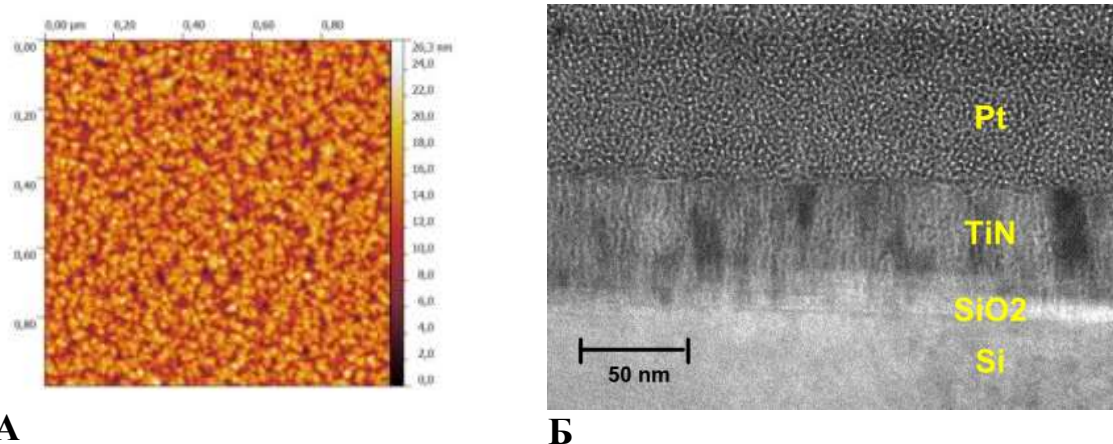
Как правило синтез УНТ происходит при высоких температурах порядка 600-700°C, что не исключает эффект химического взаимодействия катализатора с поверхностью подложки, по этой причине используется слой химически стойкого материала. Для исследования электрофизических свойств УНТ или массивов на их основе в качестве барьерного слоя необходимо использовать материал, который с одной стороны должен иметь высокую электрическую проводимость, а с другой стороны быть химически неактивным в процессе синтеза. Одним из таких материалов является TiN, у которого относительно высокая электропроводность $\sim 9 \times 10^6$ См/м при нормальных условиях и низкая химическая активность.

При формировании кластеров в процессе окислительно-восстановительных реакциях, нельзя исключать фактор влияния морфологии поверхности барьерного слоя на процесс образования кластеров катализатора. В связи с чем, требуется разработка технологического метода для контролируемого изменения морфологии поверхности.

В данной работе исследованы технологические режимы влияния “мягкой” плазмы на морфологию поверхности барьерного слоя TiN. В работе [1] авторы предлагают метод модификации поверхности поли-алмаза индуктивно связанной Ar/O₂ плазмой (ICP), при этом достигается значительное уменьшение шероховатости поверхности.

В качестве подложки использовался кремний марки КДБ-12 с слоем термического оксида толщиной $\sim 1,5$ мкм на который методом реактивного

магнетронного распыления титановой мишени в атмосфере Ar/N_2 осаждался нитрид титана толщиной 100 нм. Пленки TiN , толщиной более 20 нм осажденные при комнатной температуре методом магнетронного осаждения, имеют столбчатую структуру представленное на рисунке 1Б. Исследование морфологии поверхности исходных пленок TiN осуществлялась методами атомно-силовой микроскопии. На рисунке 1А показано изображение исходной пленки TiN , видно, что структура поверхности имеет зерна с характерным размером ~ 20 нм. При этом шероховатость составляет $R_a \sim 3.5$ нм.



А

Б

Рисунок 1. А: АСМ изображение исходной пленки TiN . Б: Типичное ПЭМ изображение толстых (толщина ~ 50 нм) пленок TiN .

Для модификации поверхности исходной пленки TiN на первом этапе исследований была выбрана индуктивно связанная $\text{SF}_6/\text{Ar}/\text{O}_2$ плазма с небольшой ВЧ компонентой (RF). При этом соотношение мощностей RF/ICP составляло 1:2. В этом случае наблюдается значительное изменение шероховатости поверхности почти в 17 раз. Однако такой режим обработки поверхности приводит к существенному травлению исходного TiN с скоростью 10 нм/мин. Так как, общее время обработки при которой шероховатость меняется в 17 раз составляет ~ 5 мин, то исходный материал травился на глубину ~ 50 нм. Такой эффект вызван высокой химической активностью Ti к SF_6 с образованием фторида титана TiF_4 . Так как формирование кластера катализатора формируется в два этапа, это окисление в кислороде в течение 5 мин. при $T=280^\circ\text{C}$ и последующее восстановления в аммиаке в течение 5 мин. при $T=680^\circ\text{C}$. Данные условия приведут к неконтролируемой химической реакции TiF_4 с Ni . По этой причине $\text{SF}_6/\text{Ar}/\text{O}_2$ плазма является не оптимальной. С учетом полученных результатов была выбрана Ar/N_2 индуктивно связанная плазма с оптимизированными параметрами. А именно, соотношение потоков Ar к N_2 составляло 3:1, соответственно, при парциальном давлении 5 мТорр и соотношении мощностей RF и ICP источников 1:2. В качестве параметра влияющего на шероховатость поверхности при стабилизированных параметрах плазмы было время воздействия. На рисунке 2А,Б представлены АСМ изображения исходного и модифицированного TiN после времени воздействия 20 мин. Зависимость шероховатости от времени воздействия,

представленна на рисунке 2В при двух различных значениях мощности RF и ICP источников, при этом соотношение мощностей составляло 1:2.

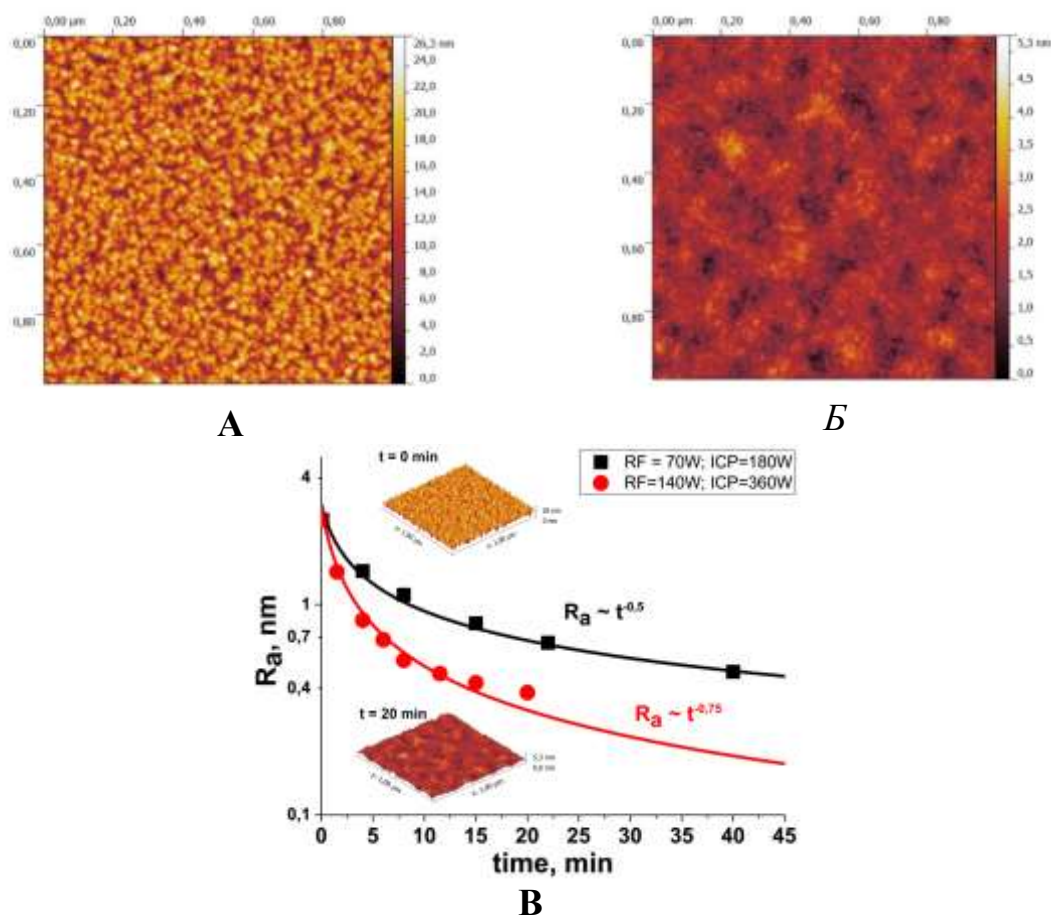


Рисунок 2. А: АСМ изображение исходного образца TiN, Б: АСМ изображение образца обработанного 20 мин в Ar/N₂ плазме, В: Зависимость шероховатости от времени воздействия плазмы.

Из рисунка 2В видно, что шероховатость исходной пленки барьерного слоя TiN меняется в ~ 10 раз. При этом скорость травления была минимальной и равна 0,3 нм/мин при мощностях RF и ICP 140Вт и 360Вт, соответственно. Экспериментально было получено, что зависимость шероховатости поверхности TiN зависит степенным образом от времени обработки “мягкой” плазмой.

Таким образом воздействие “мягкой” плазмой на поверхность барьерного слоя TiN приводит к контролируемому изменению шероховатости, что может быть использовано при исследовании влияния морфологии на процесс кластерообразования.

При поддержке гранда МНИВО №0004-2019-0001

[1] Felipe Fávoro de Oliveira, et. al., "Effect of Low-Damage Inductively Coupled Plasma on Shallow NV Centers in Diamond", Applied Physics Letters 107(7), July 2015.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК СИНТЕЗИРОВАННЫХ CVD МЕТОДОМ

*Тархов М.А., Молоденский М.С., Зенова Е.В., Тагаченков А.М.,
Ануфриев Ю.В., Неклюдова П.А., Терентьев А.В.*

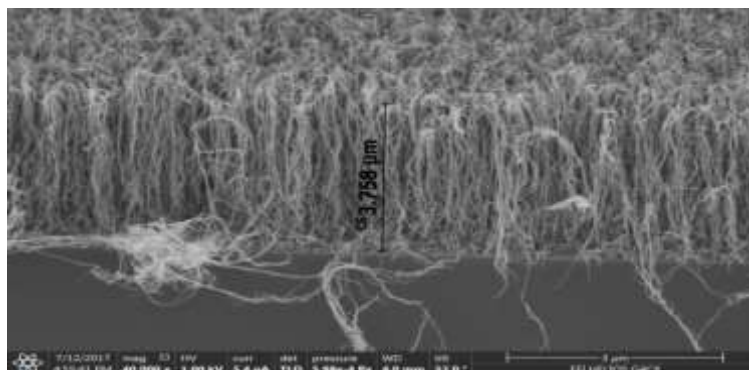
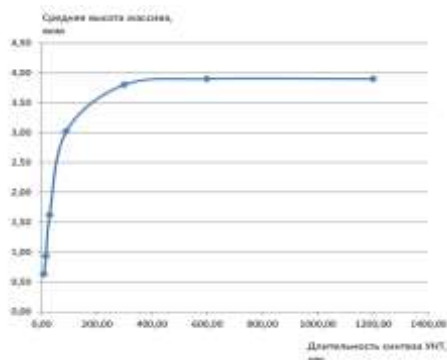
Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Москва,
tmafuz@mail.ru

На сегодняшний день углеродные нанотрубки и структуры на их основе находят широкое применение в различных областях науки [1]. Электропроводящие и физико-химические свойства углеродных нанотрубок в большой степени зависят от их морфологических и геометрических характеристик, которые в свою очередь обусловлены методом получения материала и способом его дальнейшей обработки. С развитием технологии синтеза углеродных нанотрубок требуется экспресс метод оценки их качества. Одним из применяемых для этого методов является метод спектроскопии комбинационного рассеяния (КР), который позволяет быстро, без сложной подготовки и разрушения образцов произвести анализ полученных углеродных нанотрубок.

Синтез углеродных нанотрубок проводился при температуре 680 °С методом CVD. В качестве газа-носителя углерода использовался C_2H_2 . Синтез углеродных нанотрубок проводился на многослойную структуру: подложка, барьерный слой и катализатор. В качестве подложки использовался монокристаллический кремний КДБ-12. Барьерный слой формировался на основе тонкого слоя нитрида титана, сформированного методом магнетронного распыления титановой мишени в газовой смеси Ar/N_2 . Катализатором выступает тонкий слой никеля толщиной в несколько нанометров. В данной работе были синтезированы массивы углеродных нанотрубок с различной высотой, при этом технические возможности установки позволяют проводить синтез углеродных нанотрубок на значительных площадях подложек до 80 см². Высота массива углеродных нанотрубок контролировалась временем синтеза.

Спектры КР измерялись на дисперсионном спектрометре Nicolet Almega XR при возбуждении Nd:YAG лазером ($\lambda=532$ нм) в диапазоне 15-3200 см⁻¹. Для анализа спектров использовалось программное обеспечение «Omnic», поставляемое со спектрометром. Длительность процесса осаждения углерода из газовой фазы влияет на среднюю длину и качество углеродных нанотрубок. На рисунке 1А представлена зависимость высоты массива углеродных нанотрубок от длительности процесса синтеза. Процесс осаждения массива углеродных нанотрубок длился несколько минут, после чего их рост прекратился. Одним из механизмов подавления роста массива может являться процесс осаждения аморфного углерода на поверхности катализатора, который препятствует насыщению катализатора углеродом. На

рисунке 2Б приводится снимок массива углеродных нанотрубок, полученный с помощью сканирующего электронного микроскопа для длительности процесса синтеза 300 секунд.



А

Б

Рисунок 1. А: Зависимость средней высоты массива углеродных нанотрубок от длительности процесса синтеза. Б: Изображение массива углеродных нанотрубок, полученного после 300 секунд синтеза.

Длительность стадии осаждения может оказывать влияние не только на среднюю высоту углеродных нанотрубок, но и на качество массива. Для исследования дефектности массива углеродных нанотрубок с помощью КР спектроскопии были получены образцы с разной длительностью стадии осаждения: образец 1,2 – 10 секунд; образец 3,4 – 30 секунд; образец 5,6 – 60 секунд; образец 7 – 10 минут. Исследуемые массивы углеродных нанотрубок имели площадь около 1 см², для каждого из образцов было получено от 6 до 10 спектров в разных случайных местах. Полученные спектры для каждого образца были одинаковые, что свидетельствует об однородности полученных массивов по площади.

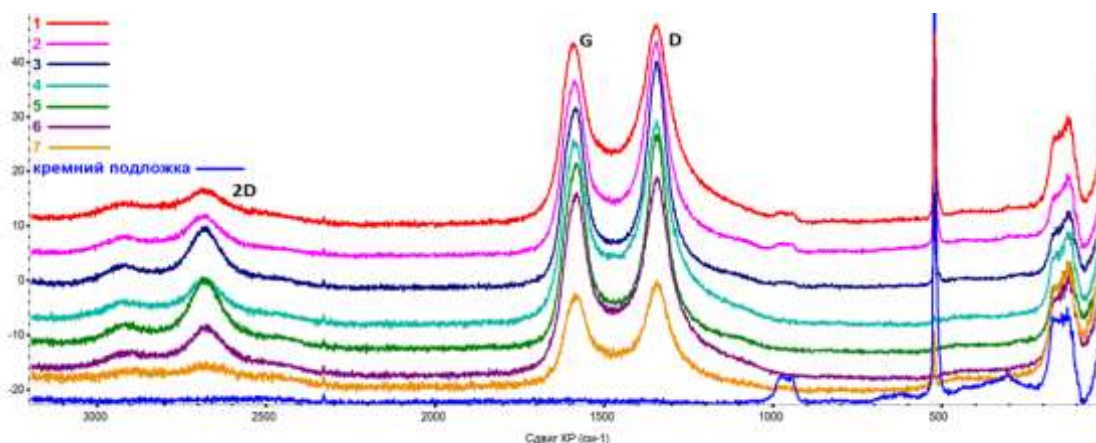


Рисунок 2. Спектры КР исследуемых образцов.

Полученные спектры КР углеродных нанотрубок на кремниевой подложке имеют характерные полосы (рис.2): G-полоса (максимум в районе 1580-1590 см⁻¹), связанная с оптическими колебаниями двух смежных атомов углерода в решетке УНТ, D-полоса (в районе 1345 см⁻¹), указывающая на

присутствие дефектов в нанотрубках и 2D ($\sim 2683 \text{ см}^{-1}$) полоса [2]. Радиальная дыхательная мода (RBM), характерная только для нанотрубок и связанная с симметричными колебаниями атомов углерода в радиальном направлении наблюдается в районе 124 см^{-1} , на фоне широкой полосы, присутствующей в этой области на спектре кремниевой подложки.

Линия 520 см^{-1} , характерна для кремния. Эта полоса наиболее интенсивная для образцов с наименьшим временем синтеза 1 и 2, что свидетельствует о том, что высота массива углеродных нанотрубок для этих образцов наименьшая, а у образцов 5 и 6 отсутствует. Это свидетельствует об увеличении высоты массива углеродных нанотрубок с увеличением времени синтеза, что согласуется с данными СЭМ о высоте трубок на рисунке 1. У образца 7 полоса 520 см^{-1} присутствует и падает общая интенсивность спектра по сравнению с другими образцами, это связано с выгоранием примесей в образце во время снятия спектра.

По соотношению интенсивностей D и G полос можно судить о наличии дефектов в углеродных нанотрубках. Это соотношение наименьшее для образца 6, полученного после 60 секунд осаждения. Полоса D – указывает на образование алмазоподобных sp^3 -связей при возникновении топологических дефектов в графеновых слоях и наличие частиц аморфного углерода. Таким образом образец 6 содержит меньше примесей аморфного углерода. Образец 7 содержит больше углерода с sp^2 – гибридизацией по сравнению с образцами 5 и 6. Это может быть связано с осаждением углерода в аморфной фазе после окончания роста углеродных нанотрубок.

Метод позволяет формировать однородные массивы из нанотрубок с большой площадью, что подтверждается воспроизводимостью спектров КР в разных точках образца. Сформированные углеродные нанотрубки многостенные. Толщина слоя углеродных нанотрубок (или их высота) увеличивается с увеличением времени синтеза. Наименьшее количество примесей аморфного углерода наблюдается в образце 6, что выражается в наименьшей величине отношения ID/IG. С увеличением длительности осаждения до 10 минут высота массива меняется незначительно. Для заданных параметров процесса рост углеродных нанотрубок может прекращаться после покрытия кластера катализатора аморфным углеродом. Данное предположение хорошо согласуется с результатами КР спектроскопии.

При поддержке гранта МНнВО №0004-2019-0004

1. De Volder, M. F. L.; Tawfick, S. H.; Baughman, R. H.; Hart, A. J. (2013). "Carbon Nanotubes: Present and Future Commercial Applications". Science. 339 (6119): 535–539.
2. Mo, Y.L.; Roberts, R.H. Carbon Nanofiber Concrete for Damage Detection of Infrastructure, Advances in Nanofibers, Dr. Russel Maguire (Ed.), InTech.

ИЗУЧЕНИЕ МЕХАНИЗМА ПЕРЕНОСА ЗАРЯДА В ОДИНОЧНЫХ УНТ, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ХИМИЧЕСКОГО ОСАЖДЕНИЯ ИЗ ГАЗОВОЙ ФАЗЫ

*Ануфриев Ю.В., Молоденский М.С., Дудин А.А., Орлов А.П.,
Зенова Е.В.*

Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Москва,

anufriev.u@inme-ras.ru

Хорошо известно, что углеродные наноструктурированные материалы могут проявлять различные эффекты в зависимости от геометрических и морфологических особенностей. К примеру, углеродные нанотрубки могут быть как полупроводниковыми, так и металлическими. Их электрофизические свойства определяет ряд физических особенностей, таких как хиральность, дефектность, длина и толщина, а также количество стенок. [1,2]

Механизм транспорта носителей заряда в УНТ является предметом интенсивных дискуссий [3]. В этой связи следует отметить, что проблема транспорта носителей заряда в таких низкоразмерных системах, как нанотрубки, является в настоящее время еще менее изученной. В трехмерных проводящих структурах, как и в кристаллических и аморфных полупроводниках, наблюдаются три режима транспорта носителей заряда (в зависимости от степени разупорядоченности): металлический, критический и диэлектрический. В диэлектриках проводимость осуществляется посредством туннелирования носителей заряда между локализованными состояниями в запрещенной зоне. В ряде случаев проводимость описывается экспоненциальной температурной зависимостью, характерной для прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка.

Цель данной работы заключается в экспериментальном исследовании природы переноса носителей заряда и их взаимосвязь с морфологической структурой УНТ.

Результаты экспериментальных исследований.

Для проведения экспериментальных исследований в широком диапазоне температур, был изготовлен ряд образцов и подготовлена специализированная система измерений, позволяющая фиксировать большинство эффектов характерных для полупроводниковых материалов.

Специализированные образцы (рисунок 1,а) помещались в измерительную ячейку (рисунок 1,б), которая позволяет проводить электрические измерения под воздействием сильных электрических и магнитных полей в широком диапазоне температур.



а)



б)

Рисунок 1. а- образец для измерения характеристик УНТ, б- держатель образца.

Нелинейность на вольтамперной характеристике, полученная в результате 4- контактного измерения говорит о том, что контактные явления в данном случае можно исключить. А следовательно, нелинейность связана в основном со свойствами самой УНТ.

На рисунке 2 приведены вольтамперные характеристики одинарной УНТ. На характеристиках явно просматривается нелинейность, которая может быть связана с разогревом УНТ протекающим током, а также с сильными полями. Однако, сопротивление УНТ при увеличении тока и напряжения падает, что более характерно для полупроводникового диода.

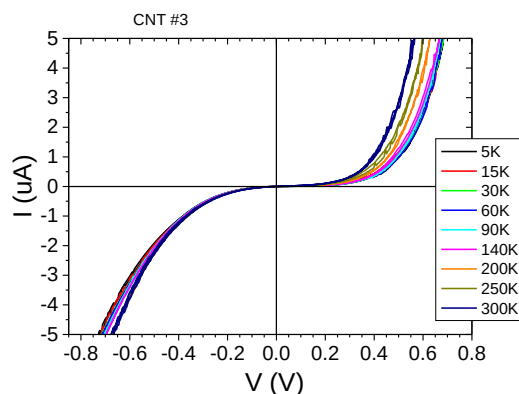


Рисунок 2. Вольтамперные характеристики УНТ измеренные при различных температурах.

В результате наших экспериментов было подтверждено, что вольт-амперные характеристики (ВАХ) одиночных УНТ имеют нелинейный характер, при этом нелинейность ВАХ возрастает при понижении температуры от 300 до 1.8 K.

На рисунке 3а, приведена зависимость сопротивления УНТ от температуры. Характер зависимости в большей степени указывает на полупроводниковый тип проводимости.

На рисунке 3б. приведен график зависимости логарифма проводимости от обратной температуры. На графике видно два прямолинейных участка, что соответствует экспоненциальной зависимости проводимости для разных интервалов температур. Определенно, что зависимость $\sigma(T)$ для исследуемых нанотрубок является экспоненциальной и при относительно высоких

температурах следует закону $\ln \sigma(T) \sim T^{-0.25}$, тогда как при низких температурах наблюдался переход к закону $\ln \sigma(T) \sim T^{-0.5}$

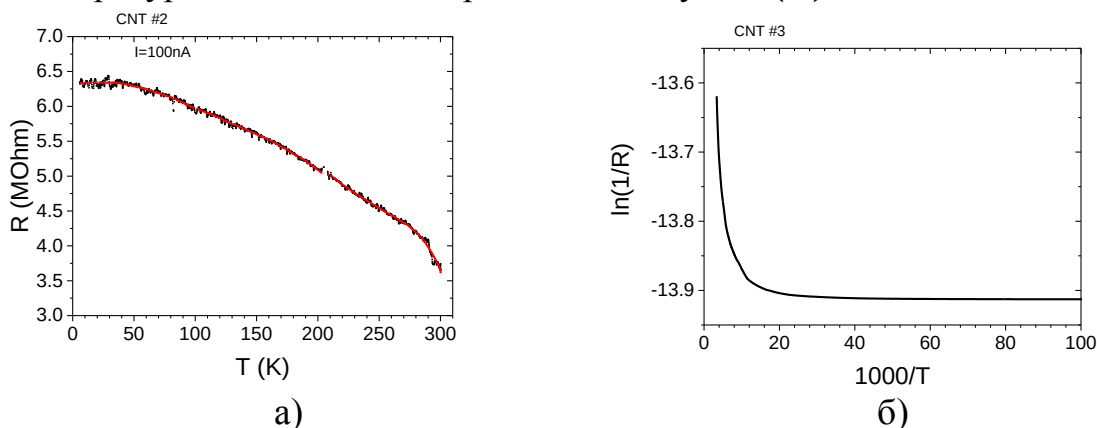


Рисунок 3. Зависимость сопротивления структуры с УНТ от температуры (а), Логарифм проводимости от обратной температуры (б).

. Такое поведение соответствует модели 3D транспорта и свидетельствует о переходе от моттовской прыжковой проводимости к проводимости с переменной длиной прыжка Эфроса- Шкловского при наличии кулоновской щели в спектре плотности состояний вследствие электрон-электронного взаимодействия [4]. Эти результаты означают, что характер транспорта в таких низкоразмерных системах, как нанотрубки, аналогичен транспорту в 3D-системах, что позволяет предположить высокую степень разупорядоченности, дефектности (аморфности) исследованных образцов. Малая энергия активации, также свидетельствует о прыжковом механизме проводимости.

Данные, полученные при исследовании электрофизических характеристик УНТ, хорошо согласуются с результатами, полученными при анализе морфологии УНТ при помощи просвечивающей электронной микроскопии.

При поддержке гранда МНиВО №0004-2019-0004

1. Reghu Menon, C.O. Yoon, D. Moses, A.J. Heeger. In: Handbook of conducting polymers / Eds T.A. Skotheim, R.I. Elsenbaumer, J.R. Reynolds. Marcel Dekker, N. Y. (1997).
2. R.S. Kohlman, J. Joo, A.J. Epstein. In: Physical properties of polymers handbook / Ed. J. Mark. American Institute of Physics Press, Woodbury, CT (1996). Ch. 34. P. 453
3. А.Н.Алешин. Квазиодномерный транспорт в проводящих полимерных нанопроводах. Физика твердого тела, 2007, том 49, вып. 11
4. N.F. Mott, E.A. Davis. Electronic processes in non-crystalline materials. Clarendon Press, Oxford (1979).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МОРФОЛОГИИ КАТАЛИТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ Co-Mo-MgO НА СИНТЕЗ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

¹Сиротина А.П., ²Шаман Ю.П., ^{1,2}Сыса А.В., ²Переверзева С.Ю.,
¹Першина Е.А., ¹Неклюдова П.А.

¹Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Москва, ansipe@mail.ru

²НПК "Технологический центр", Москва, Зеленоград

Одним из наиболее перспективных способов улучшения механических, электрических и теплопроводных свойств материалов является создание композитов на основе углеродных нанотрубок (УНТ). Благодаря уникальным физико-химическим свойствам УНТ находят все новые области применения. Создание композитов с заданными характеристиками требует не только получения УНТ определенной длины и диаметра, но и возможности синтезировать УНТ в достаточно большом количестве: от единиц до сотен грамм. Одним из способов выполнения вышеприведенных требований является синтез УНТ методом химического осаждения из газовой фазы на порошкообразном носителе. В качестве каталитической системы наибольший интерес представляет Co-Mo-MgO, где MgO является не только носителем катализатора, но и участвует в химических превращениях на стадии формирования системы. В зависимости от морфологии и состава каталитической системы изменяется морфология синтезированных УНТ, поэтому умение управлять характеристиками каталитической системы является необходимым условием для получения УНТ с заданными свойствами.

Целью данной работы является исследование влияния морфологии каталитической системы Co-Mo-MgO на синтез углеродных нанотрубок. Изучение морфологии проводилось с помощью методов растровой электронной микроскопии (РЭМ) и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ).

Каталитическая система была синтезирована посредством перемешивания порошка оксида магния массой 4 г в 70 мл воды при температуре 70°C в течение 60 мин, затем добавления 50 мл водного раствора, содержащего 3,53г парамолибдата аммония, и перемешивания полученного раствора в течение 30 мин при температуре 70°C. На завершающем этапе к полученной смеси приливали раствор, содержащий нитрат кобальта массой 1,46г, и перемешивали в течение 15 мин при температуре 70°C. Удаление жидкости производилось посредством роторного испарителя в течение 60 мин при температуре 40°C и давлении 20 мБар. Полученный сухой остаток извлекали из колбы и тщательно растирали в агатовой ступке.

Исследование морфологии каталитической системы сначала проводилось с

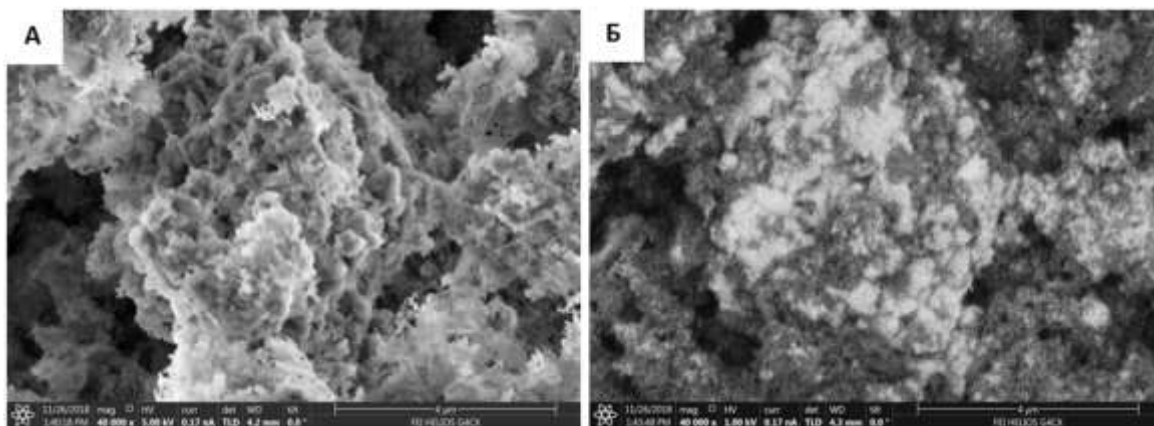


Рис. 1.РЭМ-изображения для Co-Mo-MgO во вторичных электронах (А) и в обратно-рассеянных электронах (Б).

помощью РЭМ. На рис. 1А представлено РЭМ-изображения во вторичных электронах для готовой каталитической системы. На изображении видно, что имеются различные фракции: агломераты мелких продолговатых частиц (≈ 100 нм) наряду с более крупными частицами ($\approx 300-500$ нм) прямоугольной формы со сгругленными краями. На рис. 1Б представлено РЭМ-изображение с той же области, что и 1А, но в контрасте обратно-рассеянных электронов. На изображении видно, что частицы разной морфологии имеют разный контраст, который может быть связан с разным химическим составом, что и было подтверждено с помощью энергодисперсионной спектроскопии, реализованной в ПЭМ. Таким образом, с помощью данной методики анализа возможно оценивать однородность покрытия носителя катализатором, тем самым контролируя плотность и морфологию итогового массива УНТ.

Для получения более полной информации о том, что собой представляет катализатор, был подготовлен образец после отжига в смеси $\text{Ar}(\text{H}_2)$. После восстановления системы Co-Mo-MgO в водороде на более крупных частицах, имеющих более светлый оттенок в обратно-рассеянных электронах, появились частицы округлой формы диаметром ≈ 30 нм, предположительно содержащие в себе кобальт и непосредственно являющиеся катализатором роста УНТ (рис. 2 А-В).

Полнее был проведен синтез УНТ при температуре 900°C . Для этого в течение первых 5 мин синтеза подавали в реактор газовую смесь аргона, водорода и метана с расходами $250 \text{ см}^3/\text{мин}$, $250 \text{ см}^3/\text{мин}$ и $250 \text{ см}^3/\text{мин}$, соответственно. По прошествии 5 мин отключали подачу водорода, увеличивали расход аргона до $500 \text{ см}^3/\text{мин}$, и проводили синтез УНТ в течение 55 мин. После завершения синтеза отключали нагрев реактора и прекращали подачу метана.

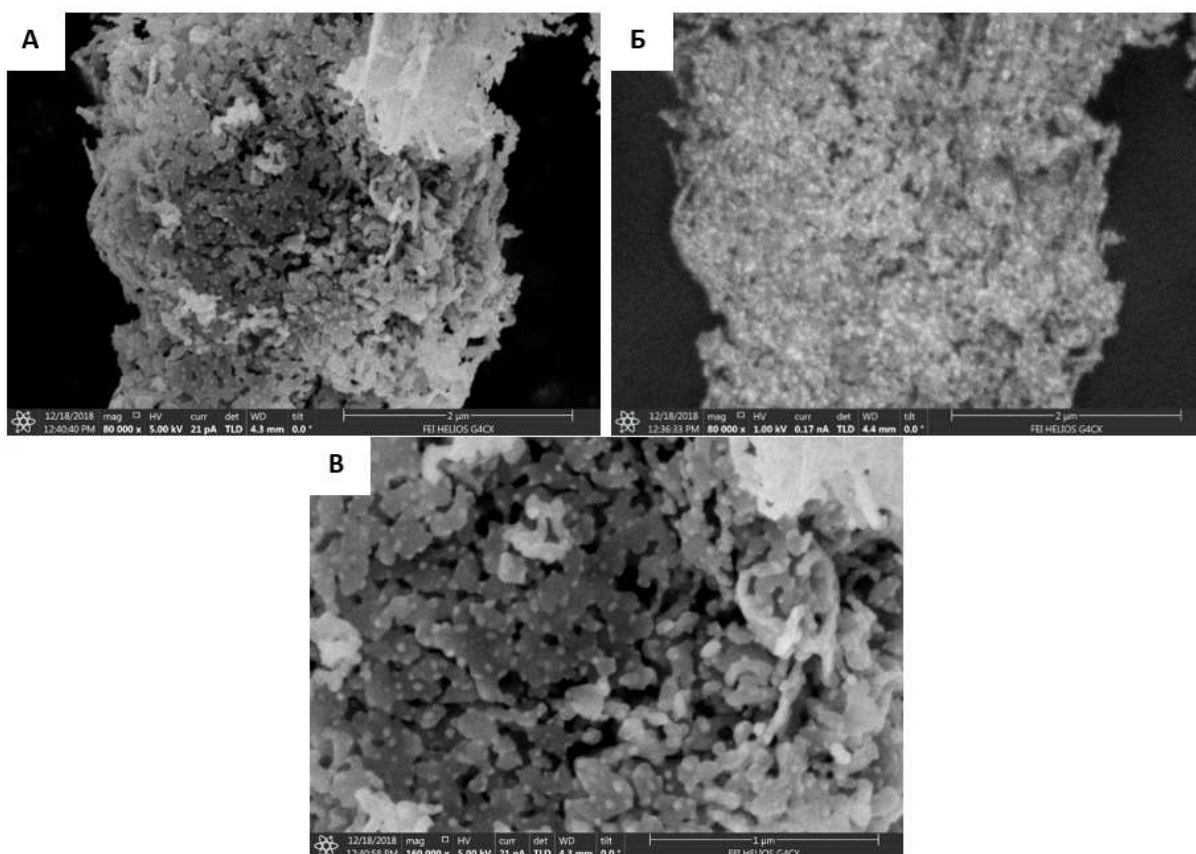


Рис. 2. РЭМ-изображения для Co-Mo-MgO после отжига в $\text{Ar}(\text{H}_2)$ во вторичных электронах (А,В) и в обратно-рассеянных электронах (Б).

Продукты реакции извлекали из реактора при температуре ниже 500°C . На рис. 3 представлено РЭМ-изображение полученных УНТ, морфология которых различна: в образце присутствуют как прямые УНТ, так и искривленные, спутанные. По результатам исследования можно предположить, что различие в морфологии УНТ связано с наличием различных фракций в исходной каталитической системе.

В результате проведенной работы реализована методика исследования морфологии каталитической системы для синтеза УНТ вида Co-Mo-MgO, которая может быть применена и для других типов металлов и носителей. Также представлен методологический подход определения степени покрытия носителя катализатором. Определено влияние морфологии исходной каталитической системы на форму образующихся УНТ.

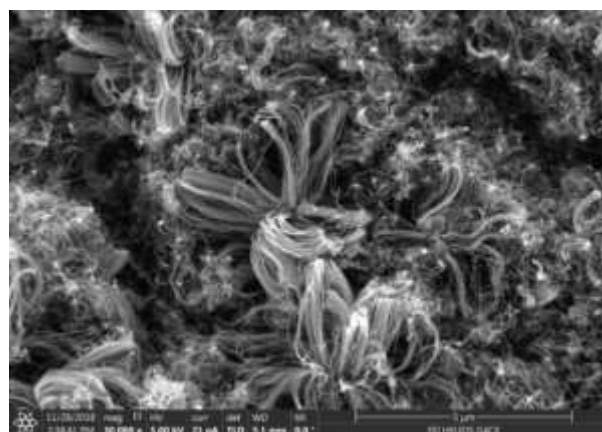


Рис.3. РЭМ-изображение синтезированных УНТ.

При поддержке гранда МНиВО №0004-2019-0003

ИССЛЕДОВАНИЕ БАРЬЕРНЫХ СВОЙСТВ TiN ДЛЯ СИНТЕЗА МАССИВА УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК НА Ni КАТАЛИЗАТОРЕ МЕТОДОМ ОЖЕ-ЭЛЕКТРОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Сиротина А.П., Белов В.С., Кириленко Е.П., Тархов М.А., Еганова Е.М.

Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Москва, ansipe@mail.ru

Развитие современной технологии микроэлектроники уже невозможно представить без применения углеродных наноматериалов, в частности углеродных нанотрубок (УНТ). Благодаря уникальному сочетанию в УНТ механических, электрических и теплофизических свойств, а также малым размерам и большому аспектному соотношению, УНТ являются перспективным компонентом в различных элементах микроэлектроники. Основным методом синтеза массивов УНТ для применения в микроэлектронике является метод химического осаждения из газовой фазы (CVD). Катализатором роста УНТ чаще всего выступают переходные металлы и сплавы на их основе, которые осаждаются на подложку для дальнейшего синтеза вертикального массива УНТ. Для предотвращения химического взаимодействия катализатора и подложки между ними формируют барьерный слой, который зачастую представляет собой оксиды или нитриды металлов. При этом барьерный слой должен препятствовать диффузии катализатора вглубь подложки, тем самым обеспечивая стабильность и воспроизводимость содержания катализатора на поверхности. В качестве барьерного слоя представляет интерес нитрид титана в связи металлическим характером проводимости, что является необходимым условием для дальнейшего подведения контактов к структуре. Одним из методов исследования процесса диффузии, а именно: определение глубины диффузии, распределение концентрации элементов по глубине и изменение их химического состояния, является Оже-электронная спектроскопия в сочетании с ионным травлением.

Целью данной работы является исследование барьерных свойств нитрида титана методом Оже-электронной спектроскопии.

Для данной работы в качестве подложки использовался слой титана толщиной 100 нм на ситалле. В качестве барьерного слоя был выбран нитрид титана толщиной 30 нм, осажденный методом магнетронного напыления, катализатором являлся слой никеля толщиной 2 нм, осажденный электронно-лучевым методом. УНТ синтезировались методом CVD при 680°C, предварительно проводился процесс формирования катализатора: окисление в кислороде в течение 5 мин. при 280°C с последующим восстановлением в аммиаке в течение 5 мин. при 680°C. Вышеприведённые процессы являются отработанными для барьерного слоя TiO_2 , когда реализуется стабильный рост УНТ. В случае использования TiN в качестве барьерного слоя роста УНТ не произошло. Для понимания причин отсутствия роста УНТ были

исследованы методом ОЭС исходная структура Ni/TiN/Ti/Ситалл и структура после синтеза УНТ. Обзорные ОЭС-спектры поверхности образцов представлены на рис. 1. Отчетливо видно, что до синтеза атомы никеля присутствуют на поверхности образца в концентрации ≈ 40 ат.%, тогда как после проведения синтеза атомов никеля на поверхности не обнаружено (менее 1 ат.%). Именно исчезновение никеля с поверхности объясняет отсутствие роста УНТ.

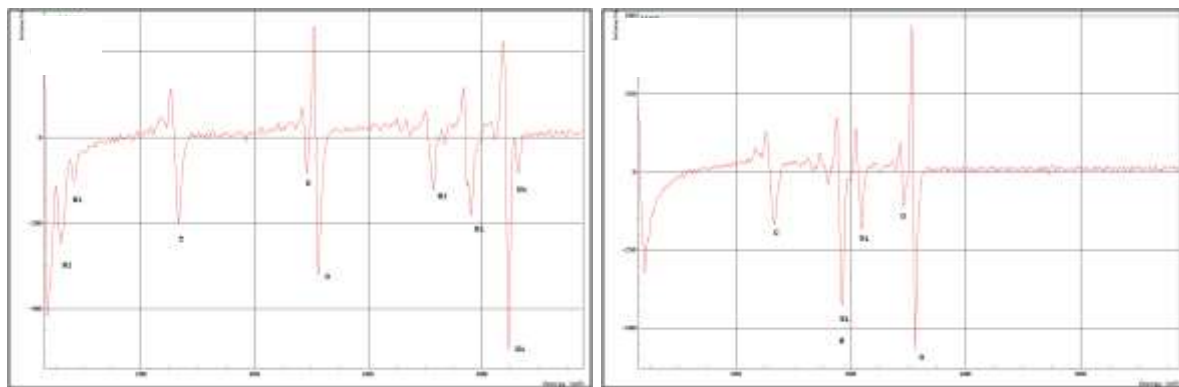


Рис. 1. Обзорный ОЭС-спектр поверхности исходной структуры Ni/TiN/Ti/Ситалл (А) и поверхности после процесса синтеза УНТ (Б).

Для выяснения причин исчезновения никеля с поверхности образца был проведен профильный Оже-анализ, результаты которого представлены на рис. 2. На исходном образце атомы никеля располагаются на поверхности, тогда как после проведения синтеза атомы никеля преодолевают предел обнаружения в 1 ат.% только на границе TiN/Ti. Далее в слое металлического титана никель достигает концентрации в 3 ат.%.

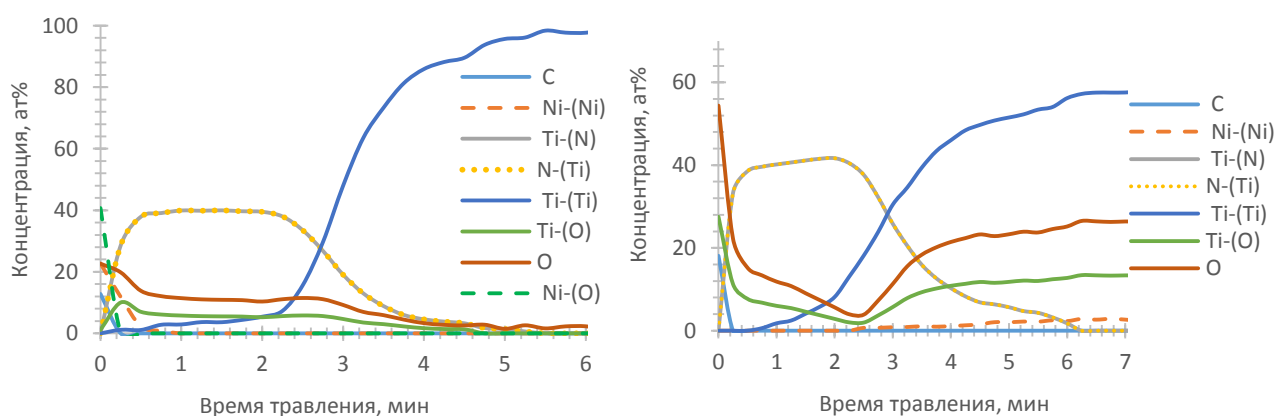


Рис. 2. Распределение концентрации атомов по глубине для исходной структуры Ni/TiN/Ti/Ситалл (А) и после синтеза УНТ (Б).

По результатам профильного Оже-анализа следует, что атомы никеля диффундировали через слой TiN и образовали твердый раствор Ti-Ni. Стоит также отметить, что металлический титан частично окислился предположительно на этапе отжига в кислороде, концентрация кислорода в слое составляет 27 ат.%, что также говорит о наличии диффузии кислорода

через слой TiN. Для более полного понимания механизма диффузии никеля и кислорода через слой TiN, был осажден более толстый слой TiN (≈ 270 нм), который затем исследовался методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ). Снимок СЭМ представлен на рис. 3, где отчетливо видна столбчатая структура пленки, в которой границы зерен направлены перпендикулярно поверхности. Столбчатая структура пленки TiN может объяснить быструю диффузию кислорода и никеля по границам зерен. При этом необходимо понимать, что морфология пленки сильно зависит, как от толщины пленки, так и от структуры подложки.

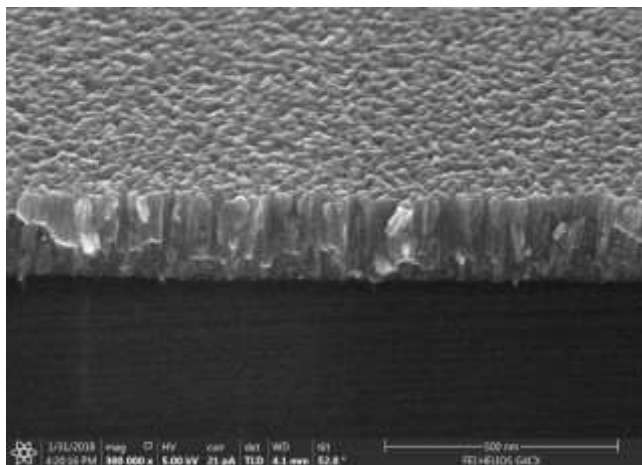


Рис.3. Снимок СЭМ (вид с торца) типичной пленки TiN, имеющей столбчатую структуру.

Таким образом, в данной работе с помощью метода ОЭС выяснена причина отсутствия роста УНТ, вызванная низкой степенью барьерных свойств пленки TiN, полученной методом магнетронного распыления, что предположительно связано со столбчатой структурой пленки.

При поддержке гранда МНиВО №0004-2019-0003

ИНТЕГРАЦИЯ МАССИВОВ УНТ В СТРУКТУРУ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Ануфриев Ю.В., Дюдьбин Г.Д., Тархов М.А., Евтеева О.Н.

Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Москва,

anufriev.u@inme-ras.ru

Массивы углеродных нанотрубок (УНТ) представляют собой материал с коэффициентом оптического поглощения в видимом диапазоне длин волн близким к единице. Однако, исследования показывают, что наряду с поглощением в УНТ возникает эффект переизлучения фотонов [1]. Этот эффект принято связывать с плазмонными процессами, протекающими в наноструктурированных углеродных материалах [2,3].

Согласно теории [2], при освещении УНТ оптическим излучением с заданными параметрами, в кристаллической решетке нанотрубки создаются возбужденные электроны, которые оставляют после себя дырки, области в кристаллической решетке, в которой отсутствует электрон, и которая выступает в роли носителя положительного электрического заряда. В результате процесса дальнейшего возбуждения, электроны и дырки связываются друг с другом, формируя квазичастицу, называемую экситоном. В момент образования этой квазичастицы испускается фотон света в диапазоне, очень близком к диапазону инфракрасного излучения. Просуществовав некоторое время, экситон распадается за счет рекомбинации дырки и электрона, за счет взаимной аннигиляции этих двух носителей противоположных электрических зарядов. Если распад экситона происходит естественным образом, то это событие становится источником еще одного фотона света. Но в некоторых случаях распад экситонов может и не сопровождаться излучением фотона.

В данной работе размарируются результаты экспериментальных исследований фотolumинесценции массивов УНТ и их интеграция в поликремневые солнечные батареи.

Результаты экспериментальных исследований.

Для исследования оптических свойств УНТ были проведены измерения спектров поглощения и люминесценции вертикально ориентированных массивов.

При возбуждении лазером с длиной волны 365 нм и 382 нм наблюдается люминесценция, представленная на рисунке 1, однако интенсивность полосы возбуждения во много раз превышает интенсивность люминесценции, это в первую очередь связано с высокой поглощающей способностью УНТ, а также с геометрией измерительной установки. Было определено, что спектральное положение максимумов и интенсивности полос фотolumинесценции практически не изменяется при изменении длин волн возбуждающего ультрафиолетового диапазона излучения. На экспериментальной спектральной характеристике (рисунок 1), обозначены максимумы интенсивности полос люминесценции. Видно, что пере

излучение происходит в видимом диапазоне, близком к желтому цвету.

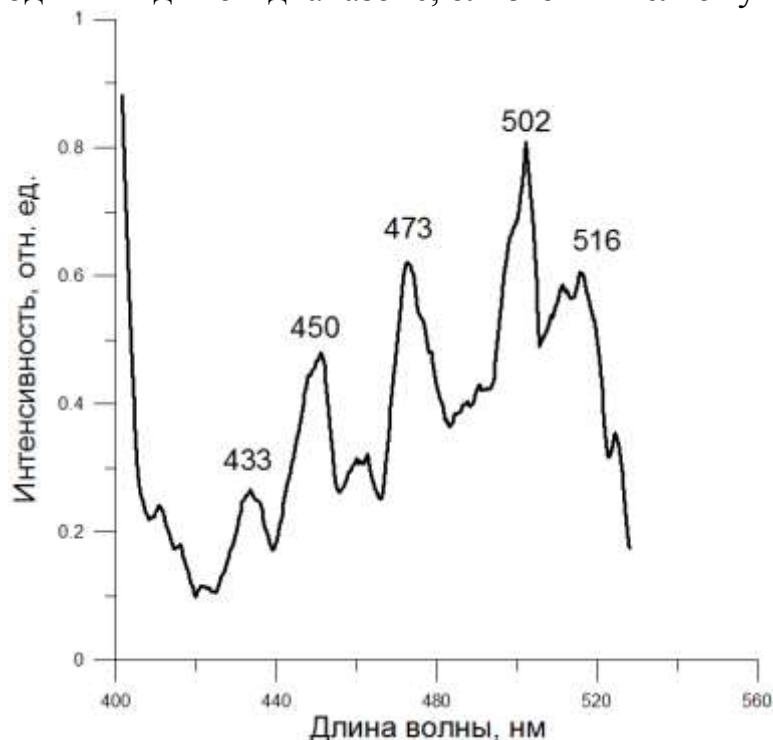


Рисунок 1. Спектр фотолюминесценции УНТ, при возбуждении лазером с длиной волны – 365 нм.

Следует отметить, что вопреки ожиданиям, при облучении УНТ длиной волны 590 нм (зеленый), фотолюминесценция вплоть до $\lambda=1080$ нм в явном виде не наблюдается.

Для реализации интеграции УНТ в структуру кремниевой солнечной батареи была выбрана конструкция, представленная на рисунке 2а.

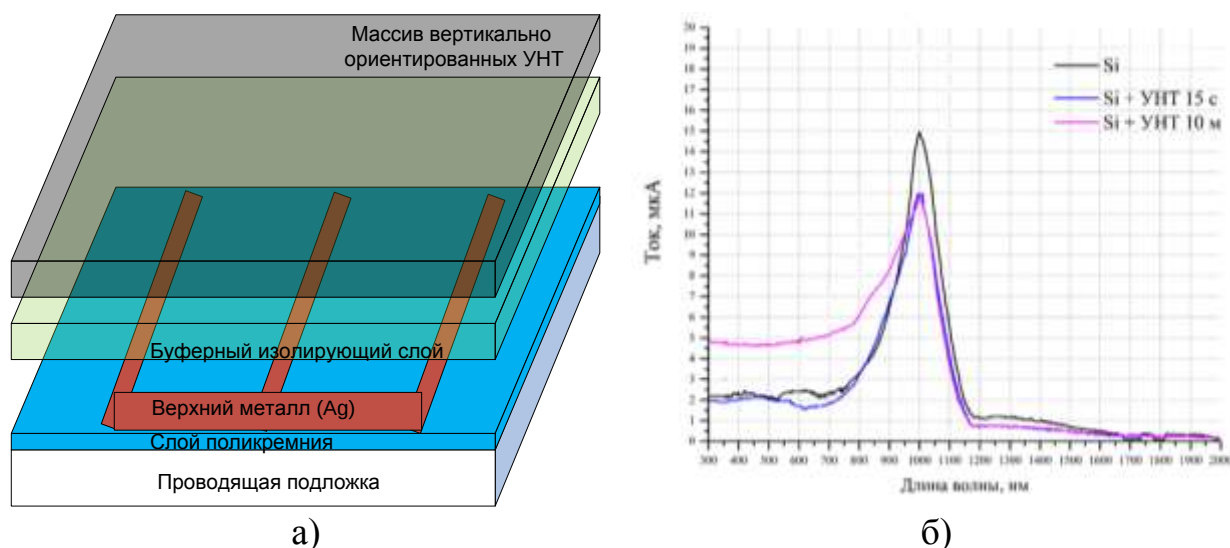


Рисунок 2. а-структура солнечной батареи с интегрированным массивом УНТ, б-измеренная спектральная характеристика фототока до и после модификации.

Образцы солнечных элементов с УНТ имели ярко выраженную особенность при малых длинах волн, значительно отличающуюся от элемента без УНТ. С учетом источника излучения с очень маленьким числом

фотонов в УФ-области мы должны ожидать значение близкое к нулю, даже в условиях низкой поверхностной рекомбинации. А при условии отсутствия на образцах какого-либо пассивирующего покрытия и энкапсулянта поверхностная рекомбинация должна «съесть» любую генерацию на поверхности (по закону Бугера, чем выше энергия кванта – тем ближе к поверхности происходит поглощение фотона и генерация электронно-дырочной пары). Нормирование спектральных характеристик фототока к количеству падающих фотонов позволило определить спектральную эффективность солнечного элемента с покрытием из УНТ

Заключение

В рамках данной работы были изготовлены тестовые образцы на основе поликремневых солнечных элементов и исследованы их характеристики. В качестве барьерного слоя, разделяющего массив УНТ и поверхность СЭ, применялся диоксид титана. Влияние наличия барьерного слоя, а также технологических процессов синтеза УНТ на параметры и характеристики солнечных элементов отслеживалось на каждом этапе. В результате были получены тестовые солнечные элементы с покрытием из массива УНТ и эффективностью до 50 % в коротковолновом диапазоне видимого спектра.

При поддержке гранда МНиВО №0004-2019-0004

1. *Avouris P., Freitag M., Perebeinos V.* "Carbon-nanotube photonics and optoelectronics" *Nature Photonics*, Volume 2, Issue 6, pp. 341-350 (2008).
2. *Berger M.* SCIENCE OF CARBON NANOTUBES / M. Berger 2005.
3. *Yuhei Miyauchi, et al.* "Brightening of excitons in carbon nanotubes on dimensionality modification." *Nature Photonics*. [DOI:10.1038/NPHOTON.2013.179](https://doi.org/10.1038/NPHOTON.2013.179)

ТЕХНОЛОГИЯ МЕЗОПОРИСТЫХ ОКСИДНЫХ ПЛЕНОК, МОДИФИЦИРОВАННЫХ УГЛЕРОДОМ

Сахаров Ю.В.

Томский государственный университет систем управления и
радиоэлектроники (ТУСУР), iurii.v.sakharov@tusur.ru

Аннотация. Предложен принципиально новый физический метод получения мезопористых оксидных пленок в вакуумных условиях. Показано, что процесс самоорганизации, возникающий при модификации оксидных пленок углеродом, приводит к формированию пространственно распределенных пор, расширяющих их функциональное назначение.

Введение. В последнее время изучению пористых пленок диэлектриков был придан новый импульс в связи с существенным расширением сферы их практического применения. Такие пленки могут применяться как в микроэлектронике, в качестве изоляционных материалов с низкой диэлектрической проницаемостью, фотонике, в качестве просветляющих покрытий в оптоэлектронных приборах, так и в качестве исходных материалов для получения наномембран и селективных газочувствительных сенсорных датчиков [1]. В связи с этим разработано достаточно много методов получения пористой структуры диэлектрика, такие как анодирование, золь-гель метод, матричный (темплатный) синтез [2]. Все перечисленные методы являются химическими, что затрудняет их встраивание в традиционные маршруты изготовления изделий микро- и нанoeлектроники. Цель данной работы заключалась в разработке метода формирования пористых пленок оксидных материалов, совместимого с технологическими процессами производства интегральных схем.

Методика приготовления образцов и постановки экспериментов. Для исследования структуры и состава использовались пленки SiO_2 , TiO_2 , Ta_2O_5 , Nb_2O_5 , нанесенные методом реактивного магнетронного распыления на подложки из GaAs. Схема магнетронной системы изображена на рисунке 1. В основу методики модификации пленок углеродом заложен принцип самоорганизации, протекающей в плазме тлеющего разряда, создаваемого магнетронным источником распыления, катодом которого являлись составные мишени Si:C (графит), Ta:C (графит), Ti:C (графит), Nb:C (графит) (6). При этом относительная площадь графита на составной мишени, выраженная в процентах (S_c), варьировалась для изменения степени модификации оксидных пленок углеродом и, соответственно, свойств получаемых пленок. Шаг изменения относительной площади графита на составной мишени составлял 6 %, что соответствовало одному углеродному диску (2), размещенному в зоне распыления мишени (5). Распыление проводилось в атмосфере кислорода при парциальном давлении $1 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст и токе разряда 200 мА, что соответствует плотности разрядного тока 5 мА/см² и мощности 80 Вт.

Формирование пор при таком процессе объясняется образованием газообразных соединений CO или CO₂, которые, покидая диэлектрическую пленку в процессе осаждения, разрыхляют ее, образуя в ней сквозные поры и газовые включения. При этом уровень разрыхления определяется интенсивностью протекания химической реакции, а следовательно, степенью модификации диэлектрической пленки углеродом S_c [3].

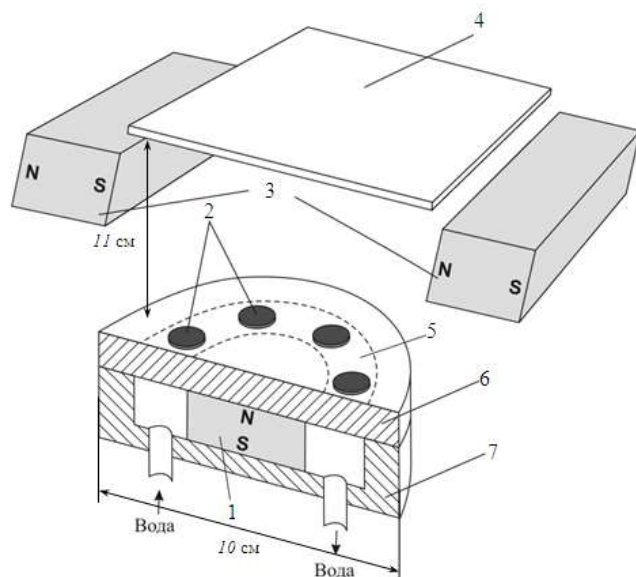


Рисунок 1 – Схематическое изображение магнетронной распылительной системы:
 1 – постоянный магнит;
 2 – углеродные диски;
 3 – магнитная отклоняющая система для отвода плазмы от подложки;
 4 – подложка;
 5 – зона распыления;
 6 – составная мишень;
 7 – магнитопровод

Толщина диэлектрических пленок для исследования структуры и состава пленок составляла 0,3 мкм. Для исключения влияния высокотемпературной плазмы была разработана магнитная отклоняющая система (3), позволяющая отвести плазму от подложки.

Исследование структуры. Для выявления изменения структуры были проведены электронно-микроскопические исследования поверхности с помощью электронного микроскопа серии Zeiss Supra 55 с блоком для электронно-лучевого экспонирования Raith 150TM. Микрофотографии поверхности пленок SiO₂ при различных уровнях модификации представлены на рисунке 2. Анализ микрофотографий показывает, что модификация пленок SiO₂ углеродом приводит к изменению морфологии поверхности (рисунок 2, а, б). В частности, можно отметить, появление разветвленной пористой структуры с радиусом пор в диапазоне в диапазоне 10–40 нм, и пористостью 10–75 %, в зависимости от S_c .

Комплексный анализ полученных микрофотографий позволяет представить структуру пленки SiO₂ в виде плотной упаковки стержней с различными координационными числами. В пленке можно выделить пористый и барьерный (остов) слои (рисунок 2, г). При этом на рисунке 2, г видно, что пористый слой занимает большую часть объема. Барьерный слой (остов) – достаточно тонкая и плотная пленка, расположенная у основания пор. Она не является пористой, а лишь имеет небольшие неровности на поверхности, из которых впоследствии начинает вырастать пористая пленка диоксида кремния.

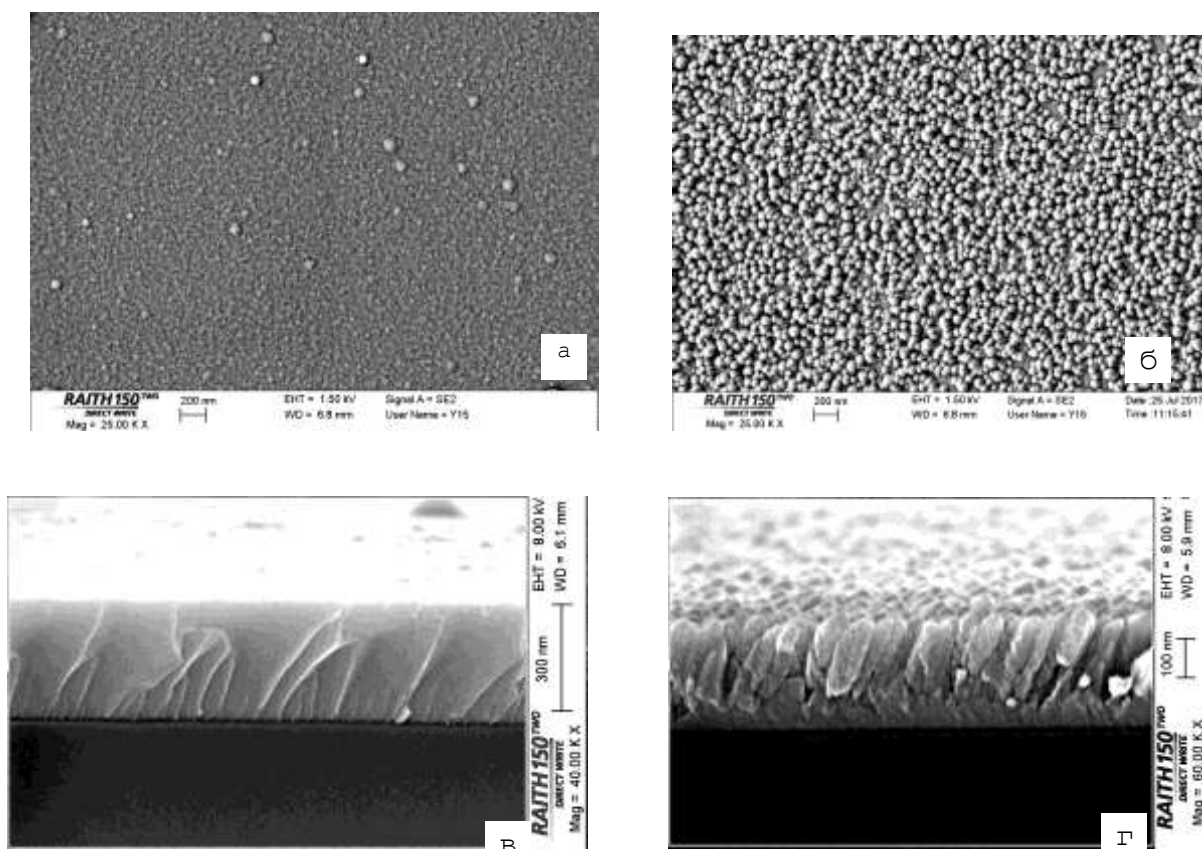


Рисунок 2 – Микрофотографии поверхностей (а, б) и скола (в, г) пленок SiO_2 при различных уровнях модификации углеродом: а, в – немодифицированная пленка SiO_2 ($S_c = 0\%$); б, г – $S_c = 60\%$

В диэлектрических пленках TiO_2 , Ta_2O_5 , Nb_2O_5 происходит аналогичное изменение структуры за исключением несколько большего диаметра стержней, который в 1,3–1,5 раза больше, чем наблюдаемый в SiO_2 . Соответственно данные диэлектрики имеют больший размер пор, а следовательно, меньшую пористость. Наибольшим отличием обладают пленки TiO_2 (в 1,5 раза), пленки Nb_2O_5 и Ta_2O_5 отличаются в 1,3 и 1,35 раз, соответственно.

1. Gupta S.A., Gaikwad A.S., Mahajan A.M. Tween-80 based ultra low-k (ULK) mesoporous films // Journal of Materials Science: Materials in Electronics. – 2017. – Vol. 28, №19. – P. 14763 – 14768
2. Сахаров Ю.В. Структура, модели и технологии изготовления нанопористых материалов (обзор) / Ю.В. Сахаров // Нанотехнологии: разработка, применение – XXI век. – 2018. – Т.10, № 3. – С. 3–15.
3. Сахаров Ю.В. Технология синтеза и свойства пористых оксидных пленок / Ю.В. Сахаров, П.Е. Троян, Ю.С. Жидик // Доклады Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники. – 2015, декабрь. – № 4 (38). – С. 72–75.

ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛЕНОК НИТРИДА КРЕМНИЯ ПОЛУЧЕННОГО МЕТОДОМ ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОГО ОСАЖДЕНИЯ В ИНДУКТИВНО – СВЯЗАННОЙ ПЛАЗМЕ

Шибалов М. В., Мумляков А. М.

Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Москва,
maxshibalov@gmail.com

Нитрид кремния нашел применение в различных отраслях, а так же нашел свою нишу в микроэлектромеханических системах (МЭМС). Ввиду своей механической прочности в МЭМС – технологии нитрид кремния используются в качестве основы мембраны и в качестве пассивирующего покрытия.

Существует несколько методов получения пленок нитрида кремния. Традиционным считается химическое осаждение из газовой фазы CVD (Chemical Vapor Deposition). Осаждение осуществляется при температуре 700 – 800 °С. Низкотемпературное осаждение обеспечивает метод PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition), где температура осаждения лежит в диапазоне 300 – 400 °С. Самым низкотемпературным является осаждение в индуктивно-связанной плазме (ICPCVD). Данный метод предполагает использовать индуктивно-связанный разряд в качестве источника плазмы высокой плотности [1], что способствует снижению температуры осаждения до 150°С и ниже.

При использовании нитрида кремния в роли пассивирующего покрытия необходимо контролировать величину остаточных напряжений в пленке. Уровень остаточных напряжений зависит от многих параметров процесса – температуры подложки, состава газовой фазы, отношения рабочих газов, мощности ICP – генератора [2].

Эксперимент.

Эксперименты проводились в модуле осаждения диэлектрических пленок с источником индуктивно – связанной плазмы 100, в модуле с источником индуктивно – связанной плазмы на кремниевые пластины КЭФ <100>. Пленки осаждались в течение 30 минут, при давлении в камере 5 mTorr, температуре столика 150 °С. Мощность ICP – генератора 600 W.

Исследовалась зависимость показателя преломления и напряженность пленки в зависимости от отношения расхода N_2 к SiH_4 . Отношения расходов представлены в таблице 2.

Таблица 2 – Отношения расходов рабочих газов

Расход N_2 , sccm	Расход SiH_4 , sccm	N_2/ SiH_4
7	10	0.7
7	9.5	0.735
7	9	0.777
7	8	0.875
8	9.5	0.842

После процесса осаждения полученные пленки исследовались на спектральном эллипсометре, для определения показателя преломления и толщины осажденной пленки. Механические напряжения в пленках нитрида кремния определялись по изгибу кремниевой пластины, возникающему после осаждения пленки.

Результаты

С помощью спектрального эллипсометра были измерены показатель преломления и толщина осажденной пленки нитрида кремния.

Таблица 3 – Параметры процесса осаждения

Номер эксперимента	Отношение расхода газов	Показатель преломления, n	Толщина пленки, нм
1	0.7	2,13696	263,59
2	0.735	2,09262	244,07
3	0.777	1,95864	262,04
4	0.875	1,92157	289,32
5	0.842	1,98182	290,59

Показатель преломления для нитрида кремния может варьироваться в диапазоне 1.98 – 2.05. Увеличение или уменьшение ПК при изменении отношения расхода газов, говорит о том, с чем преимущественно связан водород – с кремнием или азотом. Из полученных результатов видим, что при увеличении отношения N_2/ SiH_4 (расход азота фиксирован, менялся расход моносилана) показатель преломления падает. Это можно объяснить тем, что при уменьшении потока моносилана начинает увеличиваться концентрация связей $Si - N$, $N - H$ и водорода. Также, если увеличивать потока азота при фиксированном потоке моносилана показатель преломления уменьшается. Если сравнивать показатели преломления для 5 и 2 эксперимента, видно, что при одинаковом расходе моносилана для обоих экспериментов и увеличении потока азота с 7 s до 8 sccm, показатель преломления становится меньше, что подтверждает предложение выше.

На рисунке 1 представлена зависимость механических напряжений в пленке SiN_x в зависимости от отношения расхода газов:

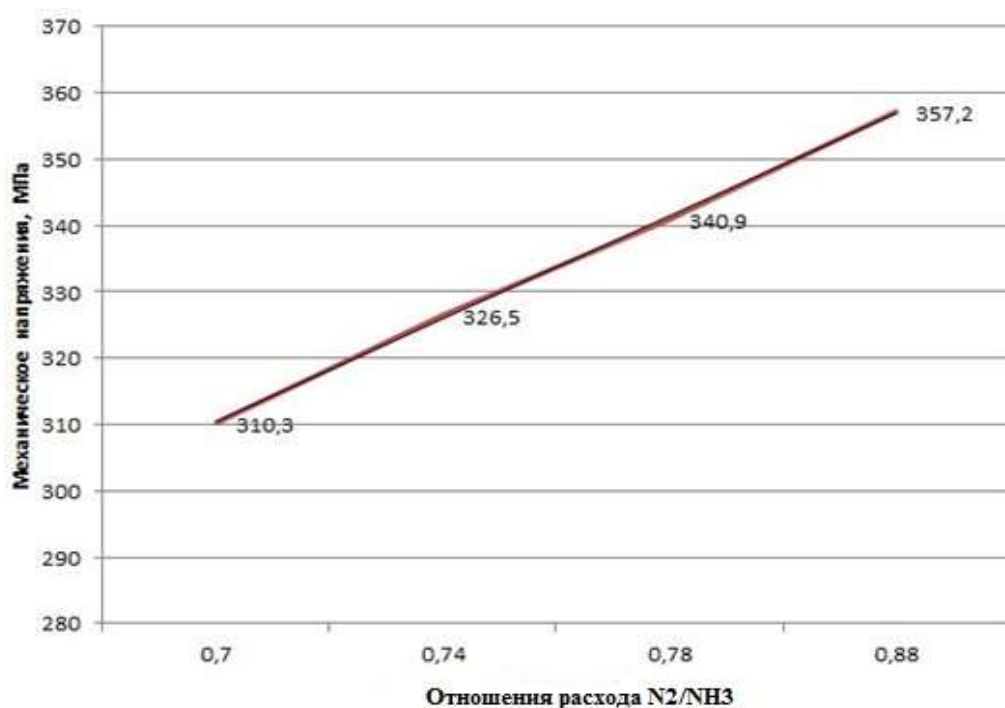


Рисунок 1 – Зависимость механических напряжений от отношения рабочих газов.

Из полученной зависимости механических напряжений видно, что с ростом отношения N_2/SiH_4 величина напряжений в пленках линейно возрастает.

Вывод

Полученные результаты свидетельствуют о том, что с помощью изменения отношения потока рабочих газов, возможно менять состав пленки нитрида кремния, и тем самым варьировать показатель преломления и внутренние механические напряжения.

При поддержке гранда МНиВО №0004-2019-0004

1. Охупкин А. И. и др. Низкотемпературное осаждение пленок SiN_x в индуктивно-связанной плазме $\text{SiH}_4/\text{Ar} + \text{N}_2$ в условиях сильного разбавления силана аргонном // Физика и техника полупроводников. – 2017. - вып. 11. – С. 1503 – 1506.
2. Ануфриев Л. П. и др. Пленки нитрида кремния, полученные методом PECVD, в производстве МЭМС // МНПК «Современные информационные и электронные технологии». – 2013. – С. 173 – 175.

ФОРМИРОВАНИЕ НАНОСТРУКТУР ПРИ ОБЛУЧЕНИИ МЕТАЛЛОВ В ЖИДКОСТИ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Костишко Б.Б., Светухин В.В., Явтушенко И.О.

Ульяновский государственный университет,
НИТИ им. С.П. Капицы, Ульяновск, yavigor@mail.ru

На формирующуюся при облучении лазером структуру поверхности металла влияют не только параметры излучения (мощность, частота, длина волны), но и условия эксперимента и его продолжительность, характеристики самого облучаемого материала [1,2]. В частности, облучение в жидкой фазе позволяет получать низкоразмерные структуры не только на поверхности металла, но и в виде коллоидного раствора с наночастицами.

Для облучения материалов использовался иттербиевый волоконный лазер FIANIUM со следующими характеристиками: длина волны $\lambda=1064$ нм, частота следования импульсов в диапазоне $\nu=1$ кГц – 1 МГц; длительность импульса $\tau=300$ фс; средняя мощность до 2 Вт; пучок линейно поляризован (*p*-поляризация).

При облучении в воздушной среде наблюдается образование на поверхности металлов линейно-периодического рельефа с характерным размером порядка длины волны излучения, что наблюдалось во множестве экспериментов с различными типами лазеров и [1,3].

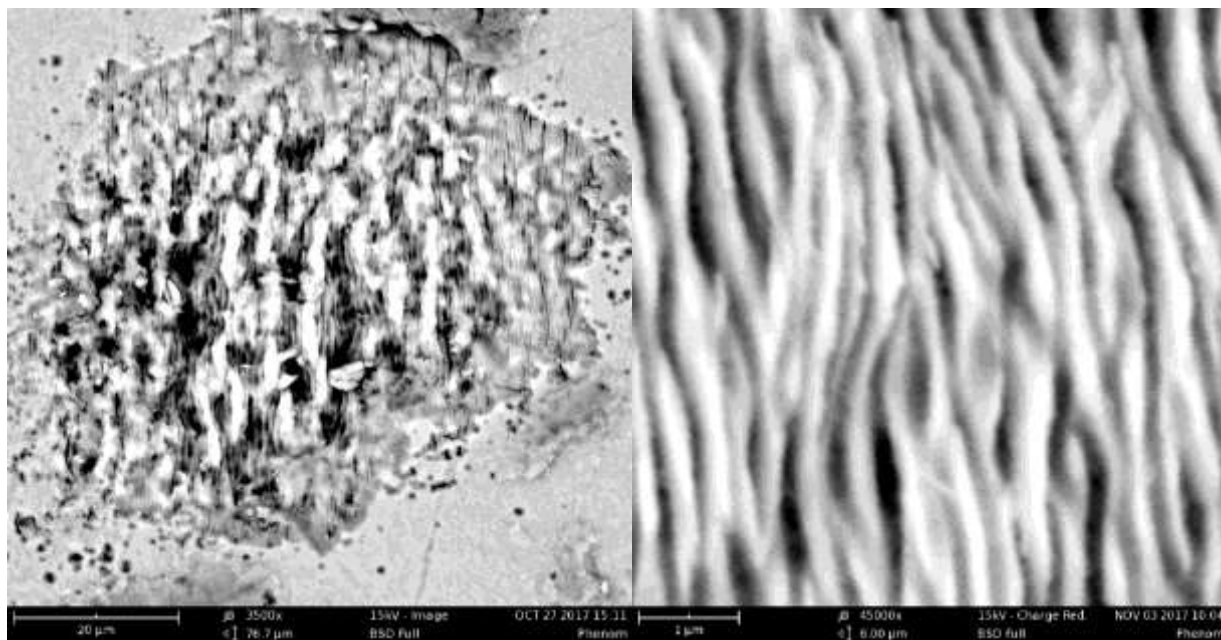


Рис. 1. РЭМ - изображение модифицированной лазерным излучением области и ее отдельного фрагмента.

Наличие жидкой фазы на границе взаимодействия излучения с веществом приводит к изменению, как оптических свойств, так и параметров

теплообмена. Для материалов с различной теплопроводностью наблюдается несколько типов линейно-периодического рельефа образующегося на поверхности при облучении. Для легкоплавких материалов на фоне рельефа с характерным размером длины волны излучения λ , наблюдается более мелкая структура с размером периодичности порядка 450 нм (рис.1). Для тугоплавких металлов формируется лишь одна размерность - меньше длины волны. Применение жидкостей с различными оптическими параметрами позволяет изменять размерность формируемого рельефа.

Длительное воздействие лазерного излучения на поверхность металла приводит к его выработке в зоне облучения за счет процесса лазерной абляции [4]. При этом окружающая металл среда (дистиллированная вода) насыщается частицами облучаемого металла, формируя коллоидный раствор. В ходе анализа коллоидного раствора, полученного при облучении образца никеля в дистиллированной воде, при помощи лазерного микроанализатора Microtrac Blue Wave, определен диапазон размеров образующихся частиц. Возможность регулирования, как мощности лазерного излучения, так и частоты следования импульсов, позволяет варьировать дозу облучения, поглощаемую поверхностью металла, тем самым, задавая условия лазерной абляции.

Одним из факторов, позволяющих регулировать размер формируемых частиц, является частота следования лазерных импульсов. На рис. 2

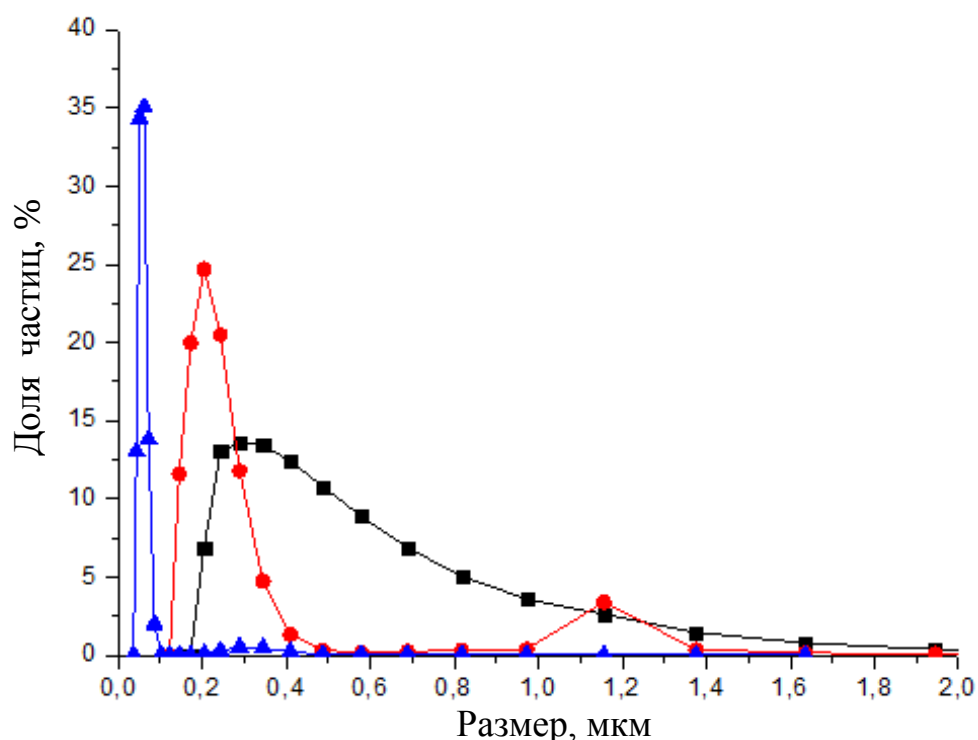


Рис.2. Распределение частиц коллоидных растворов по размерам для различных частотных режимов обработки лазером. а) частота 1 МГц, б) частота 0,5 МГц, в) частота 0,1 МГц

представлены данные распределения частиц по размерам для различных частотных режимов работы лазера при прочих равных условиях.

Использование волоконного лазера, дает возможность работать в

диапазоне высоких частот следования импульсов, что позволило получить зависимость размеров частиц получаемого коллоидного раствора от частоты лазерных импульсов. Уменьшение частоты следования импульсов от 1МГц до 0.1МГц влечет за собой уменьшение размера формируемых частиц от ~ 1 мкм до 40нм (рис.2), причем распределение становится более монодисперсным (диапазон 40-100нм).

1. Макаров Г.Н. УФН. 2013. Т. 183. №7. С. 673-718
2. Федянин Д.Ю., Арсенин А.В., Лейман В.Г., Гладун А.Д. Квантовая электроника, 2009, Т.39, №8, с.745-750
3. Vorobyev A.Y., Guo Chunlei Optics express. 2006. V.14, № 6, P. 2164-2169
4. Савкин А.Н., Сидоровнина Т.Ю., Тимошенко В.А., Голубенко Ю.В. Инженерный журнал: наука и инновации, 2015, вып. 10.

МОДИФИКАЦИИ ТОНКИХ ПЛЕНОК ОКСИДА ТИТАНА ПУТЕМ ВАКУУМНОГО ОТЖИГА

Коива Д.А., Першина Е.А., Молоденский М.С., Неклюдова П.А.

Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Москва,
dkoiva@innopark.kantiana.ru

Оксид титана (TiO_2) представляет собой технологически важный оксид переходного металла, широко используемый в фотокатализе [1], солнечных элементах [2], а также является материалом для элементов резистивной памяти с произвольным доступом (RRAM) [3].

Оксид титана может существовать в аморфной форме, а также в трех кристаллических модификациях: анатаз (А), рутил (R) и брукит (В). Данные фазы достаточно сильно различаются с точки зрения их физических свойств.

Из-за более высокой фотокалитической активности, края запрещенной зоны в пределах 3,2 эВ, модификация анатаза является наиболее предпочтительной в качестве фотокатализаторов, чувствительных слоев в полупроводниковых газовых сенсорах и т.д..

Для синтеза тонких пленок TiO_2 используется широкий спектр методов, таких как осаждение электронным пучком, термическое осаждение, химическое осаждение из газовой фазы, отжиг в печи титановых пленок и быстрый термический отжиг титановой пленки [4].

Магнетронное напыление тонких пленок TiO_2 с последующим вакуумным отжигом обладает значительным преимуществом, особенно принимая во внимание температуру отжига, по сравнению с другими методами. Окисление, осуществляемое в вакууме при температурах около 700-800°C, не только улучшает однородность окисления, но также уменьшает взаимную диффузию атомов в тонких пленках и дефектов по сравнению с высокотемпературными процессами роста [5].

В данной работе проводилось исследование влияния вакуумного отжига на фазовые преобразования в тонких пленках оксида титана.

Образцы были выращены на подложках Si (100) методом реактивного магнетронного распыления. Толщина исходного оксида титана составляла около 100 нм. Далее часть образцов были подвергнуты отжигу в вакуумной камере при температуре 800 °C в течении 5 часов.

Исследование образцов проводилось методом сканирующей электронной микроскопии и просвечивающей электронной микроскопии. Для проведения исследований методом просвечивающей электронной микроскопии были приготовлены поперечные срезы образцов с помощью сфокусированного ионного пучка.

Результаты ПЭМ анализа показали, что оба типа образца на подложке Si(100) имеют поликристаллическую структуру. Фурье-преобразование с области пленки, полученной с образца до отжига, представлено не содержит широких диффузных колец, а присутствуют только отдельные рефлексы,

выстроенные в концентрические кольца. Такая картина дифракции говорит о том, что полученная исходная пленка оксида титана является полностью поликристаллической с маленьким размером зерна. У наблюдаемых кристаллов нет выделенной ориентации, на что указывает практически равномерное распределение контраста в разных направлениях кристаллических плоскостей на Фурье-преобразовании. Результаты расчёта дифракционной картины от полученной пленки показали, что в образцах, исследованных сразу после синтеза, присутствует фаза анатаз.

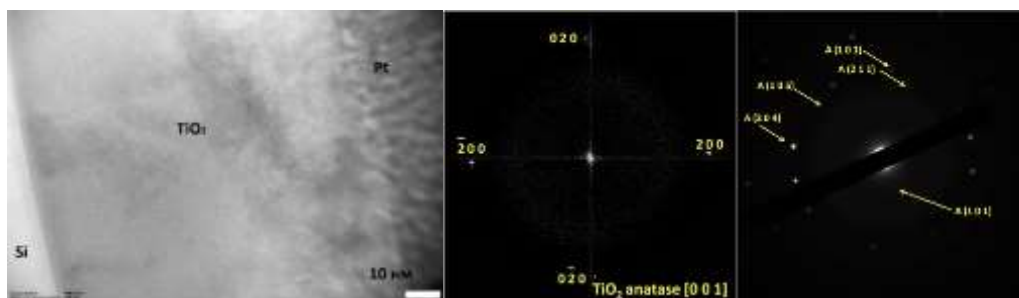


Рис. 1. ПЭМ-изображение поперечного сечения образца до отжига и соответствующая ему дифракционная картина поликристаллической пленки анатаза на подложке Si(1 0 0).

Фурье-преобразование с различных областей пленки содержит только отдельные яркие рефлексy (Рис.2), широкие диффузные максимумы отсутствуют, что говорит о том, что после отжига при исследуемых условиях данная пленка имеет строго кристаллическую структуру.

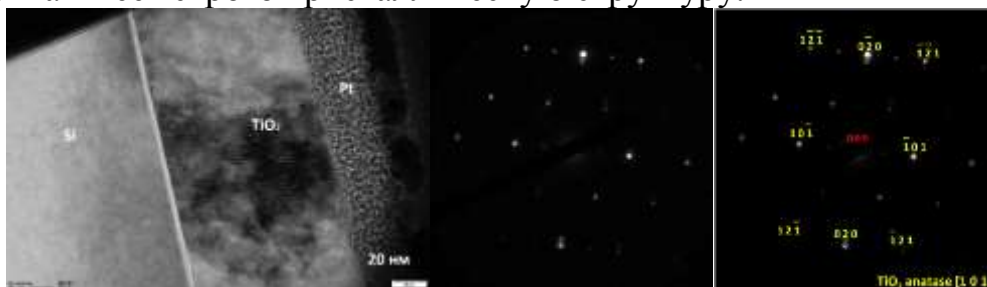


Рис.2 ПЭМ-изображение поперечного сечения образца после отжига и соответствующая дифракционная картина поликристаллической пленки рутила на подложке Si (1 0 0).

Проиндицировав данные рефлексy, можно заключить, что данная электронограмма соответствует сечению обратной решетки фазы анатаз с осью зоны [101]. Следовательно, в исследуемой пленке после отжига в вакуумной камере при температуре 800°C в течении 5 часов, присутствует фаза анатаз.

Анализ пленок методом сканирующей электронной микроскопией показал, что исходные мелкозернистые образцы (Рис.5а) после отжига образуют крупные кристаллиты с разной ориентацией (Рис.5б).

Таким образом, в работе выявлены условия синтеза поликристаллических тонких пленок оксида титана в фазе анатаз, которая состоит из поликристаллов различной ориентации.

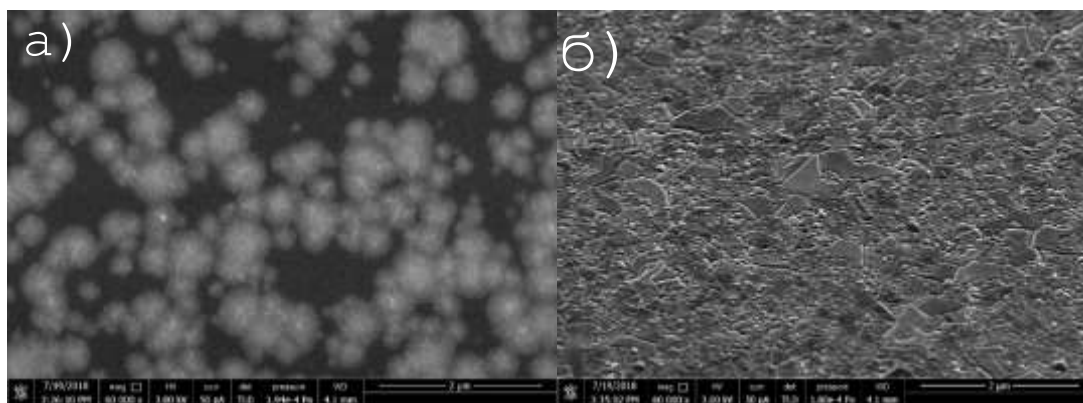


Рис. 5. СЭМ-изображения тонкой пленки TiO_2 а) до отжига, б) после вакуумного отжига.

При поддержке гранда МНИВО №0004-2019-0003

1. *T. Fuyuki, H. Matsunami*, Jpn. J. Appl. Phys. 25 (1986) 1288.
2. *J.Y. Gan, Y.C. Chang, T.B. Wu*, Appl. Phys. Lett. 72 (1998) 332.
3. *H. K Pullker*, Appl. Opt. 18 (1979) 1969.
4. *G. P. Burns, I. S. Baldwin, M. P. Hastings, J. G. Wilkes*, J. Appl. Phys. 1989,66, 2320.
5. *D. W. Hess*, IBM J. Res. Dev. 1999, 43, 1.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК В МЕТАЛЛОКОМПОЗИТАХ МЕТОДОМ СПЕКТРОФОТОМЕТРИИ

Кондратьев П.К.¹, Клименко А.А.^{1,2}, Кочи Г.В.², Соколов С.А.¹

¹ Институт нанотехнологий микроэлектроники Российской академии наук (ФГБУН ИНМЭ РАН), ² Факультет наук о материалах МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, inmeozi@gmail.com

Производство композитов на основе металлов – одно из направлений применения углеродных нанотрубок (УНТ) [1]. Одним из главных факторов, отвечающих за свойства таких материалов является концентрация. Поэтому определение этого параметра - необходимая операция для стандартизации качества и характеристик композитов и методов их изготовления. Зачастую, например, в порошковой металлургии, судить о концентрации можно исходя из количественного соотношения смешиваемых компонентов. Однако, для совместимых с микроэлектроникой электролитических методов данный подход не работает, так как концентрация наполнителя в формируемом материале не прямо пропорциональна их концентрации в электролите и сложно зависит от многих факторов [1], [2].

В некоторых работах встречаются теоретические модели определения доли дисперсной фазы в покрытии в зависимости от условий ЭХО [2], однако применимость данных подходов к суспензиям УНТ ещё не исследована. При этом количественные методики определения концентрации нанотрубок в уже готовом материале представлены очень скудно. Например, в [3] на примере медного композита массой 8 г описан метод определения массовой доли УНТ в диапазоне $0,42 \div 0,55$ масс. % ($0,0336 \div 0,044$ г) прямым взвешиванием после растворения основы азотной кислотой, отфильтровывания и высушивания УНТ. При этом данный метод имеет ограничения по работе с меньшими образцами, так как оперировать с такими количествами УНТ не удобно. Для определения концентраций в этом случае нами предложена двухстадийная методика, которая представляет собой растворение композита азотной кислотой с последующим исследованием светопропускания полученного раствора на абсорбционном спектрофотометре; после чего по данным, полученным на основе стандартных растворов с известными концентрациями отдельных компонентов, рассчитывается массовая доля УНТ.

В качестве раствора сравнения используется дистиллированная вода, что позволяет вывести шкалу оптических плотностей спектрофотометра на ноль в диапазоне $350 \div 1100$ нм и тем самым нивелировать поглощение (А), обусловленное стенками кюветы и растворителем. Выбранный интервал исследуемых концентраций охватывает значения, которые получаются при растворении реальных композитов с распространённым содержанием УНТ $0,01 \div 10$ масс. % [1]. При растворении в 1 мл (объём кюветы спектрофотометра) композитов массой $\sim 0,49 \div 6,28$ мг этим значениям

соответствуют концентрации $\sim 438 \div 6278$ мг/л по ионам меди Cu^{2+} , и $\sim 48,645 \div 0,627$ мг/л по УНТ (используются карбоксилированные).

В целях повышения чувствительности методики по графику разности спектров с концентрациями вблизи 1Б (Cu (0,1 М) - УНТ (20,9 мг/л)), определили длины волн с наибольшей относительной интенсивностью: 310 и 810 нм. И, с учётом крутониспадающего характера кривой вблизи точки 310 нм, в качестве аналитических длин волн выбрали 450 и 810 нм, используемые далее при выводе формулы массовой доли.

С помощью линейной аппроксимации экспериментальных значений поглощения на указанных длинах волн построили кривые зависимости поглощения растворов меди и УНТ от их концентраций. Полученные градуировочные графики продемонстрировали прямопропорциональную зависимость, т.е. выполнение з-на Бугера–Ламберта–Бера, а значит применимость методики для указанного диапазона концентраций:

$$A_{\lambda} = \lg \frac{I_0}{I} = \varepsilon_{\lambda} C l \quad ,$$

где ε_{λ} – массо-объёмный коэффициент поглощения (экстинкции) света с длиной волны λ (л/мг·см), C – массо-объёмная концентрация определяемого компонента (мг/л), l – толщина кюветы (см), I_0/I – интенсивности первоначальная и после прохождения кюветы с веществом. Массо-объёмные величины используются здесь вместо молярных, поскольку определение молярной массы УНТ является неудобным. В таблице 1 представлены коэффициенты, рассчитанные в режиме накопления спектра в течение 10 с: 1) по р-рам сульфата меди (0,794329 ÷ 12,709267 г/л); 2) по супензиям УНТ (0,0005225 ÷ 0,05225 г/л); 3) по р-рам - имитациям композитов (с концентрациями УНТ (0,000627 ÷ 0,04865 г/л) при условии, что медь не поглощает на 450 нм, а на 810 нм по закону аддитивности оптических плотностей поглощают оба компонента (откуда $A_{\text{УНТ}} = A_{\text{ОБЩ}} - A_{\text{Cu}}$). Табл. 1.

№	$\varepsilon_{450}\text{УНТ}$	$\varepsilon_{810}\text{УНТ}$	$\varepsilon_{450}\text{Cu}$	$\varepsilon_{810}\text{Cu}$
1	-	-	0,000674	0,191289
2	46,8591	30,4354	-	-
3	34,2374	24,4957	-	-

Раствор композита представляет собой многокомпонентную систему. Поэтому в соответствии с методом Фирордта для указанных длин волн справедливы выражения (нумерация соответствует: 1-УНТ, 2 – Cu):

$$\begin{cases} A_{450} = A_{1,450\text{нм}} + A_{2,450\text{нм}} = \varepsilon_{1,450\text{нм}} C_1 l + \varepsilon_{2,450\text{нм}} C_2 l \\ A_{810} = A_{1,810\text{нм}} + A_{2,810\text{нм}} = \varepsilon_{1,810\text{нм}} C_1 l + \varepsilon_{2,810\text{нм}} C_2 l \end{cases}$$

Ввиду незначительного поглощения медью при 450нм в рассматриваемом диапазоне концентраций и длины оптического пути $l = 1\text{см}$ получаем:

$$\begin{cases} A_{450} = \varepsilon_{1,450} C_1 \\ A_{810} = \varepsilon_{1,810} C_1 + \varepsilon_{2,810} C_2 \end{cases}$$

Решение данной системы уравнений даёт:

$$C_1 = \frac{A_{450}}{\varepsilon_{1,450}} ; C_2 = \frac{A_{810}}{\varepsilon_{2,810}} - \frac{\varepsilon_{1,810}}{\varepsilon_{2,810} * \varepsilon_{1,450}} A_{450} \quad (1)$$

По определению массовая доля растворённого вещества в процентах:

$$\omega_{\text{УНТ}}(\%) = \frac{m_{\text{УНТ}}}{m} * 100,$$

где $m_{\text{УНТ}}$ — масса нанотрубок (г); m — общая масса раствора (г). Соответственно, для нерастворённого композита $m = m_{\text{УНТ}} + m_{\text{Cu}}$. Из определения массо-объёмной концентрации $m = C \cdot V$. Таким образом:

$$\omega_{\text{УНТ}}(\%) = \frac{C_1}{C_1 + C_2} * 100$$

То есть соотношение массовых долей компонентов в композите равняется соотношению концентраций компонентов в растворе композита. Подставляя (1), получили выражение для расчёта массовой доли УНТ:

$$\omega_{\text{УНТ}}(\%) = \frac{\varepsilon_{2,810}}{\varepsilon_{2,810} - \varepsilon_{1,810} + \frac{A_{810}}{A_{450}} \varepsilon_{1,450}} * 100 \quad (2)$$

Результаты расчёта для растворов композитов с заданными концентрациями ω_0 при условии вычитания поглощений воды, полученных экспериментально и теоретически (по графикам), с коэффициентами поглощения 1,2,3 (по таблице 1), представлены в следующей таблице:

ω_0 (%)	ω_1 (%) по $\varepsilon^{1,2}$, $\text{H}_2\text{O}_{\text{эксп}}$	ω_2 (%) по $\varepsilon^{1,3}$, $\text{H}_2\text{O}_{\text{эксп}}$	ω_3 (%) по $\varepsilon^{1,3}$, $\text{H}_2\text{O}_{\text{теор}}$	ω_4^* (%) по $\varepsilon^{1,3}$, $\text{H}_2\text{O}_{\text{эксп}}$	δ_1 (%)	δ_2 (%)	δ_3 (%)	δ_4 (%)
0,0100	0,0030	0,0043	0,0151	0,0095	69,51	56,87	-51,34	4,43
0,050	0,028	0,039	0,051	0,047	43,05	21,44	-1,81	5,41
0,100	0,069	0,096	0,108	0,108	31,26	4,76	-7,92	-7,53
0,499	0,316	0,455	0,478	0,498	36,70	8,81	4,19	0,28
0,999	0,631	0,959	1,000	1,037	36,83	4,01	-0,09	-3,81
5,005	2,237	4,724	5,072	5,227	55,31	5,62	-1,34	-4,44
9,986	3,137	8,481	9,456	10,551	68,58	15,08	5,31	-5,65

где ω_4^* - повторяет расчёт ω_2 , но с использованием поправочных коэффициентов.

В результате экспериментов установлено влияние р-ра меди на поглощение суспензий УНТ с нарушением закона аддитивности оптических плотностей, что занижает расчётную долю нанотрубок (см. ω_1). При этом использование $\varepsilon^{1,3}$ и введение поправочных коэффициентов позволяет уменьшать погрешность. Природа обнаруженного эффекта на данный момент доподлинно не установлена; рассматриваются различные гипотезы, результаты проверки которых будут опубликованы по мере их подтверждения. Тем не менее, на данном примере продемонстрирована возможность определения концентрации УНТ в металлокомпозитах в диапазоне 0,01÷10 масс. % с использованием метода спектрофотометрии.

При поддержке гранда МНИВО №0004-2019-0001

1. Agarval A. et al. Carbon Nanotubes Reinforced Metal Matrix Composites, CRC Press Taylor & Francis Group (2011).
2. Кузьмар И.И., Кушнер Л.К. и др. Доклады БГУИР, 6, 84 (2014)
3. Arai S., Saito T. et al. Journal of The Electrochemical Society, 3, 157 (2010).

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА АТОМНО-СЛОЕВОГО ОСАЖДЕНИЯ ДЛЯ НАНЕСЕНИЯ СТРУКТУРООБРАЗУЮЩИХ СЛОЕВ КРЕМНИЙ-УГЛЕРОДНЫХ СТРУКТУР

*Литвинова К.И., Шибалов М.В., Кириленко Е.П., Молоденский М.С.,
Дудин А.А., Тагаченков А.М., Зенова Е.В.*

Институт нанотехнологий микроэлектроники Российской академии наук
litkristy@gmail.com

Атомно-слоевое осаждение (АСО) основано на последовательных поверхностно-контролируемых реакциях, движущей силой которых является хемосорбция. К главным преимуществам процесса АСО можно отнести точный контроль толщины на уровне монослоя. АСО приводит к превосходному покрытию и конформному осаждению на структурах с высоким соотношением сторон [1]. Поверхностно-контролируемый характер АСО можно применить для нанесения катализаторов роста углеродных нанотрубок (УНТ). В качестве катализатора была выбрана пленка NiO_x , которая на следующем этапе восстанавливалась до Ni . Выбор Ni в качестве катализатора обусловлен тем фактом, что углерод при температурах синтеза УНТ имеет конечную растворимость в Ni , которая приводит к образованию твердых растворов NiC_x и, следовательно, к механизму роста УНТ.

Методом АСО были синтезированы пленки NiO_x на NbN толщинами 3, 6 и 9 нм с использованием кислородной плазмы. Полученные зависимости концентраций от глубины травления были полностью проидентифицированы на основе соединений, входящих в состав полученной пленки NiO_x . На рисунке 1 представлено распределение концентраций присутствующих элементов по глубине образцов NiO_x на NbN .

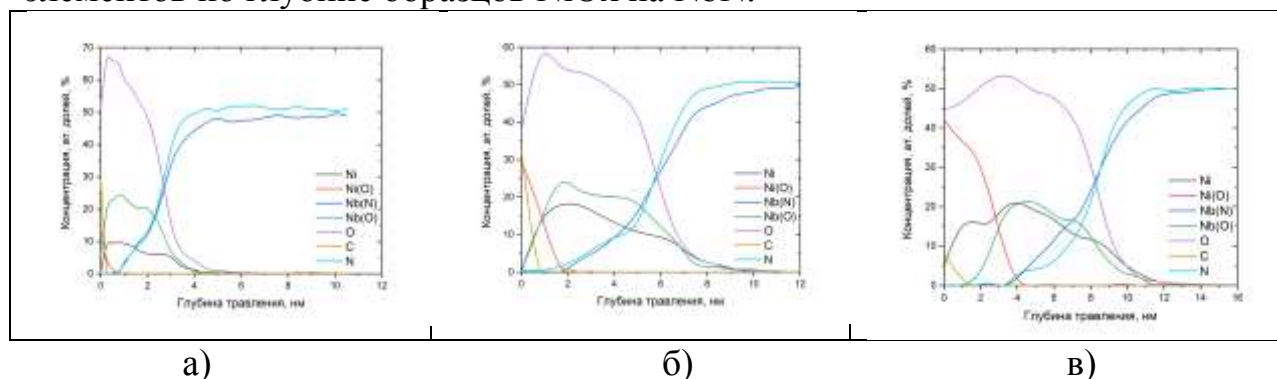


Рисунок 1 – Распределение концентраций присутствующих элементов в образце NiO_x (а) – 3 нм; (б) – 6 нм; (в) – 9 нм на подложке NbN .

Ni – никель, не связанный с кислородом; Ni(O) – никель, связанный с кислородом; Nb(N) – ниобий, связанный с азотом; Nb(O) – ниобий, связанный с кислородом; C – пик, характерный для углеводородов; O – интенсивность пика кислорода общая (из обоих соединений); N – интенсивность пика азота

Толщины пленок, полученной на NbN, составляли ~ 3, 6 и 9 нм. На всех образцах наблюдается взаимная диффузия элементов пленки и подложки. Слой пленки, содержащий NiO, увеличивается с увеличением толщины пленки, т.е. с увеличением длительности процесса АСО. При этом на образце 3 нм Ni в «окисленном» виде наблюдается только на поверхности, в области ~ 0,5 нм. Соответственно для образцов 6 нм и 9 нм толщина приповерхностного слоя, содержащего NiO, составляет около 1,7 нм и 4,2 нм. Во всех пленках обнаружен металлический Ni и соединение Nb с кислородом, которое удалось идентифицировать, как Nb₂O₅.

Полученные пленки NiO_x подвергались процессам окисления и восстановления с последующим синтезом УНТ. Рост нанотрубок наблюдался на образце с пленкой NiO_x толщиной 9 нм. На образцах 3 нм и 6 нм УНТ не синтезировались. Отсутствие роста может быть обусловлено процессами диффузии на границе NbN–Ni и особенностью процессов восстановления [2]. На рисунке 2 представлена микрофотография, полученная с помощью сканирующего электронного микроскопа, массива нанотрубок.

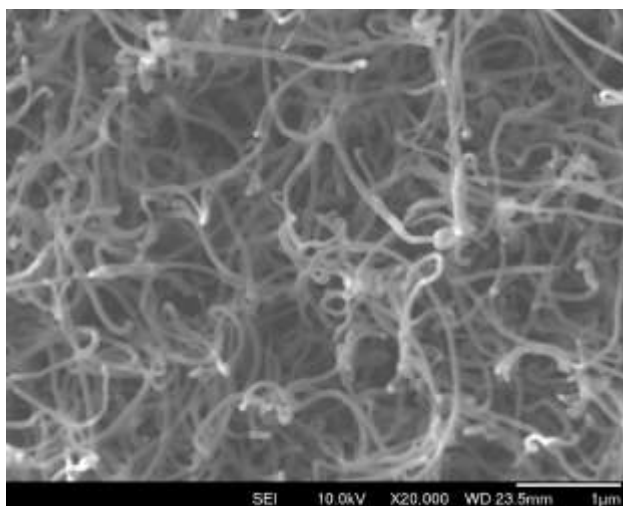


Рисунок 2 – Микрофотография УНТ на NiO_x 9 нм

При поддержке гранда МНИВО №0004-2019-0003

1. *Sneh O. et al.* Thin film atomic layer deposition equipment for semiconductor processing // *Thin solid films.* – 2002. – Т. 402. – №. 1 – 2. – С. 248 – 261.
2. *Chae J., Park H. S., Kang S.* Atomic layer deposition of nickel by the reduction of preformed nickel oxide // *Electrochemical and solid-state letters.* – 2002. – Т. 5. – №. 6. – С. C64 – C66.

МЕТОДИКА ХАРАКТЕРИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ В УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ ПРИ ПОМОЩИ ВЫСОКОВАКУУМНОГО АТОМНО - СИЛОВОГО МИКРОСКОПА.

Жуков А.А.

Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, azhukov@issp.ac.ru.

Проведена серия экспериментов по оптимизации получения отклика от электронной системы углеродных нанотрубок при сканировании топографии с использованием высоковакуумного атомно-силового микроскопа в полуконтактной моде. Достигнутое пространственное разрешение отклика электронной системы лучше 100 нм, разрешение по энергии 25 мэВ при температуре проведения эксперимента $T = 300\text{K}$.

С момента разработки атомно-силового микроскопа (АСМ) была проведена работа, направленная на расширение его возможностей. Были разработаны новые методики с применением АСМ, такие как измерение локальной емкости, а также локальное измерение работы выхода методом сканирующего зонда Кельвина. Последний метод нашел своё широкое применение для характеристики полупроводниковых транзисторов, таких как MOS-FET [1]. Кроме того, данным методом были исследованы локальные степени допирования [2], определялись высоты барьеров как на верхней поверхности полупроводниковых шайб, так и на гетеропереходах [3].

Углеродные нанотрубки (УНТ) являются объектами из которых можно изготовить различные полупроводниковые приборы, такие как полевой транзистор [4] или диод [5]. Допированная УНТ имеет иное положение уровня Ферми, таким образом полупроводниковые допированные УНТ могут оказаться проводящими при нулевом приложенном напряжении на заднем затворе. Повышенный интерес представляют УНТ, интеркалированные различными соединениями. Если интеркалирование УНТ не полное, то смещение уровня ферми будет локальным, т.е. только в районе расположения интеркалянта, что может привести к неправильной работе полевого транзистора, изготовленного на базе интеркалированной УНТ. Таким образом, локальная характеристика электронной системы УНТ является необходимым элементом при разработке и тестировании электронных компонент на базе допированных УНТ.

Нами уже была проведена работа по характеристике электронной системы УНТ, интеркалированной различными галогенидами [6, 7]. Эксперименты продемонстрировали возможность локализации интеркалянта при помощи сканирования методом локального зонда Кельвина. При этом нами были применены различные типы зондов, включая зонд, изготовленный на базе многостенной УНТ [7]. При помощи данного зонда удалось получить

наилучшее пространственное разрешение [7], сравнимое с зондами типа ULTRASHARP.

Следует отметить, что наличие разности потенциалов между образцом и зондом АСМ приводит к артефактам при измерении топографии образца. В результате оказывается возможным получать информацию об избытке заряда или разности электрохимического потенциала между зондом и образцом локально, даже если сканирование ведётся в полуконтактной моде [8].

В данном докладе мы представляем результат экспериментальной работы по адаптации стандартной полуконтактной моды АСМ для получения отклика электронной системы УНТ. Продемонстрировано пространственное разрешение лучше, чем 100 нм и разрешение по энергии порядка 25 мэВ. Разрешение по энергии, видимо, ограничено только температурой проведения эксперимента ($T = 300$ К).

В эксперименте были использованы образцы, аналогичные образцам, использованным в работах [6, 7]. Металлическая (Pd) сетка соединялась с нулевым потенциалом, на задний затвор подавалось напряжение V_{BG} , на остриё V_t . В эксперименте использовался АСМ Solver HV компании NT-MDT.

Нами были использованы кантилеверы различных типов (различная жесткость, собственная механическая частота, а также типы напыления на остриё). Наилучший результат был получен на кантилеверах (Veeco, SCM-PI) с жёсткостью 0.2 Н/м и с тонким (3 нм) слоем Cr напылённым на остриё кантилевера. При работе в вакууме у данного кантилевера механическая добротность оказывается равной $Q = 15000-20000$. Такие механические свойства кантилевера оказываются оптимальными по следующим причинам: первая – высокая добротность кантилевера позволяет увеличить разрешение по энергии (большей чувствительности к поверхностной разности электрохимического потенциала), поскольку наведенный на его остриё заряд смещает собственную резонансную частоту кантилевера, и чем выше добротность системы, тем сильнее будет падение амплитуды колебаний при смещении резонансной частоты, вторая – низкая жесткость кантилевера приводит его к состоянию, близкому к залипанию острия к поверхности образца, таким образом остриё большее время проводит у заряженной поверхности, что увеличивает смещение резонансной частоты.

Измерения новой методикой, проведенные на пучке одностенных не допированных УНТ, переходящего в одну одностенную УНТ позволило достаточно подробно исследовать зонную электронную структуру как пучка УНТ, так и одиночной УНТ. Показано, что в пучке присутствует по крайней мере одна металлическая УНТ. Продемонстрировано, что одиночная УНТ является полупроводниковой. Продемонстрировано различие в величине работы выхода пучка УНТ и одиночной полупроводниковой УНТ. Показана некоторая неоднородность в электронной структуре одиночной УНТ, которая

может быть связана с различной киральностью различных участков данной УНТ. Таким образом продемонстрирована возможность проведения экспериментов по измерению локальной спектроскопии УНТ не прибегая к методике СТМ и без изготовления полевого транзистора на базе УНТ. Пространственное разрешение примененного метода лучше, чем 100 нм, разрешение по энергии порядка 25 мэВ. Мы надеемся, что данная методика существенно упростит создание мемристоров на базе интеркалированных УНТ.

Таким образом, нами был отработан и применён метод исследования спектроскопии отдельных УНТ при помощи высоковакуумного атомно-силового микроскопа, работающего в стандартной полуконтактной моде. Пространственное разрешение примененного метода лучше, чем 100 нм, разрешение по энергии порядка 25 мэВ. Работа была выполнена при поддержке РФФИ (проект РФФИ 17-02-00454а), а также программ РАН.

1. Henning AK et al., J. Appl. Phys., 77, 1888 (1995).
2. *Martin Y et al., Appl. Phys. Lett., 52, 1103 (1988).*
3. *Kolley G et al., J. Appl. Phys., 90, 337 (2001).*
4. *Woodcide MT et al., Science, 296, 1098 (2002).*
5. *Li YF et al., Appl. Phys. Lett., 90, 173127 (2007).*
6. *Zhukov AA et al., JETP, 109, 307 (2009).*
7. *Zhukov AA et al., JETP, 123, 143 (2016).*
8. *Erlandsson R et al., Phys. Rev. B, 54, R8309 (1996).*

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС НИЦ "КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ" - ИТЭФ ДЛЯ ПРЕЦИЗИОННОЙ МОДИФИКАЦИИ И АТОМНО-МАСШТАБНОГО АНАЛИЗА МАТЕРИАЛОВ

*Рогожкин С.В., Кулевой Т.В., Алексеев Н.Н., Столбунов В.С., Федин П.А.,
Никитин А.А., Лукьянчук А.А.*

Институт теоретической и экспериментальной физики имени А.И.
Алиханова Национального исследовательского центра «Курчатовский
институт, Москва, sergey.rogozhkin@itep.ru

В настоящее время имеется широкий спектр задач, требующих применения прецизионных методов модификации и контроля состояния материалов. Для этих целей в НИЦ "Курчатовский институт" - ИТЭФ имеется комплекс установок, включающий как ускорители заряженных частиц, так и оборудование микроскопического контроля структурно-фазового состояния материалов на масштабах вплоть до атомных, объединенный в Центр Коллективного Пользования «КАМИКС» (<http://kamiks.itep.ru/>). Целью настоящей работы является описание имеющихся возможностей экспериментального комплекса ИТЭФ и ведущихся разработок установок для ускорения и имплантации различных ионов, а также оборудования атомного томографического картирования материалов сложного химического состава.

Ускорительный комплекс ИТЭФ относится к классу протонно-ионных линейных ускорителей низких энергий и предназначен для различных прикладных исследований в области пучков заряженных частиц и воздействия излучений на материалы и объекты, для разработки инновационных технологий различного назначения. Основу ускорительного комплекса составляют: Линейный ускоритель протонов И-2, Линейный ускоритель ионов И-3 и Тяжелоионный прототип ТИПр-1.

Линейный ускоритель протонов И-2 позволяет ускорять в импульсном режиме протонный пучок до энергии до энергии 24,6 МэВ. Облучение образцов может осуществляться внутри вакуумных объемов ускорителя с энергиями: 0,7 МэВ, 6,0 МэВ и 24,6 МэВ, энергетический спектр ускоренного пучка $\pm 1,0 \%$. Для проведения работ по облучению образцов в атмосфере, ускоренные протоны выводятся из вакуумной камеры ионопровода ускорителя через алюминиевую фольгу толщиной 500 мкм и диаметром 85 мм. Комплекс аппаратуры позволяет проводить измерения плотности ускоренных протонов по сечению, перемещать образцы в автоматическом режиме, проводить радиационные испытания на протонных пучках с энергиями в диапазоне 1,0 ÷ 21,0 МэВ. Диаметр рабочей зоны облучения составляет до 60 мм, плотность интегрального потока протонов за 1 импульс в центре рабочей зоне облучения от 10^6 до 10^{12} см^{-2} . Ускоренный протонный пучок установки И-2 используется для прикладных задач по ряду направлений, таких как: испытание радиационной стойкости материалов,

радиационная обработка полупроводниковых структур для улучшения их эксплуатационных параметров, исследования по радиационной биологии, методические исследования аппаратуры физических экспериментов.

Линейный ускоритель ионов И-3 ускоряет ионы, генерируемые в лазерном ионном источнике (ЛИИ), и используется для исследовательских задач в области ядерной физики и других прикладных задач. Ускоритель И-3 представляет собой импульсный резонатор с одной пролетной трубкой и двумя ускоряющими зазорами, работающий на частоте $\sim 2,5$ МГц при напряжении на каждом зазоре до 2 МВ, таким образом, ускоряемый пучок приобретает на выходе ускорителя энергию $4 \cdot Z$ МэВ, где Z – зарядовое число ускоряемого иона. ЛИИ позволяет генерировать высокозарядные ионы от С до W с потенциалом ионизации до 1 кВ. Тип ускоряемых ионов выбирается установкой в мишенной камере ЛИИ цилиндрической поверхности диска из соответствующего материала, касательной к фокальной плоскости лазерного луча, создающего факел высокотемпературной плазмы. Максимальная интенсивность ускоренного пучка составляет $\sim 10^{11}$ частиц/с для легких ионов (типа C^{4+}), $\sim 10^{10}$ частиц/с для средних по массе (типа Fe^{16+}) и $\sim 10^9$ частиц/с для тяжелых ионов типа Ag^{19+} и тяжелее. Частота импульсов до 1 Гц. Облучение образцов может осуществляться внутри вакуумного объема камеры, установленной на выводном ионопроводе ускоренного пучка.

Тяжелоионный прототип ТИПр-1 – это линейный ускоритель тяжелых ионов с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой (ПОКФ), обеспечивающий ускорение до энергии 101 кэВ/нуклон пучков ионов с широким диапазоном масс от C^+ до U^{4+} , с током ускоренного пучка ионов в несколько миллиампер. На ускорителе ТИПр-1, проводятся имитационные эксперименты по анализу радиационной стойкости металлов, сплавов и сталей и работы по модификации свойств материалов ионными пучками. Облучение образцов осуществляется пучками ионов железа, ванадия, титана, азота и др. Для этого на выходе ускорителя установлена разработанная в ИТЭФ нагреваемая мишень для проведения облучения образцов при заданной температуре. Установка является единственным линейным ускорителем в стране, способным ускорять высокоинтенсивные (вплоть до 10 мА) пучки ионов практически всех ионов из Периодической таблицы.

Для низкоэнергетического облучения и имплантации имеется специализированный стенд СОРМАТ, в качестве источника ионов в котором используется либо вакуумно-дуговой источник ионов металлов (ВДИИМ), либо источник ионов газа – дуоплазматрон, что позволяет облучать образцы ионами практически всех химических элементов с общим током 100–150 мА при средней плотности тока 4 мА/см². Энергия ускоренных ионов составляет $(50 - 85) \cdot Z$ кэВ, где Z – зарядность ионов в пучке (для ВДИИМ основная зарядность обычно находится в диапазоне 1-3).

Экспериментальный комплекс ИТЭФ для анализа микроструктуры материалов включает атомно-зондовые томографы, просвечивающий электронный микроскоп, атомно-силовые и туннельные сканирующие

зондовые микроскопы, временной позитронный аннигиляционный спектрометр и установки пробоподготовки. Имеющийся комплекс методик предоставляет разностороннюю информацию о свойствах материалов на масштабах близких к атомным. Основой приборной базы ЦКП «КАМИКС» являются Атомно-Зондовые Томографы ЕСОТАР (САМЕСА) и ПАЗЛ-3D (ИТЭФ). Атомно-зондовые томографы позволяют исследовать наномасштабные особенности сложных многокомпонентных материалов (сплавов, сталей, полупроводников, диэлектриков). Они позволяют получать трехмерное распределение атомов различных химических элементов в исследованном объеме. Пространственное разрешение - близкое к атомарному, а разрешение по массе позволяет различать большинство изотопов. Исследования проводятся при криогенных температурах (20-100 K) и высоком вакууме 10^{-10} Торр.

ИТЭФ проводит разработки перечисленных выше типов установок. Известно, что значительная часть современных перспективных технологий и разработок сопровождается формированием специфических наноразмерных структур со сложным химическим составом. Атомно-зондовая томография является одним из наиболее эффективных прямых методов определения пространственных распределений различных химических элементов в материале. Для исследования перспективных материалов в ИТЭФ ведется работа над созданием современных комплексов атомно-зондовой томографии, разрабатываются методики исследования широкого спектра материалов, в том числе со сложным гетерогенным состоянием, а также методики обработки и анализа атомно-зондовых данных. В настоящее время на основе имеющегося опыта разработки установки атомно-зондовой томографии ПАЗЛ-3D с лазерным испарением и детектирующей системой на основе линий задержки ИТЭФ предлагает разработку и изготовления опытно-промышленного комплекса атомно-зондовой томографии, специализированного для различных прикладных задач.

ИТЭФ является одним из признанных лидеров по разработке линейных ионных ускорителей. В рамках проекта класса мегасайенс NICA, реализуемого в ОИЯИ (Дубна) разработан, создан, введен в эксплуатацию в 2016 г. и с тех пор успешно эксплуатируется ускоритель-группирователь с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой. Ввод данной установки позволил развернуть пионерские работы на пучках поляризованных протонов и дейтронов, а также обеспечить работу на пучках ионов вплоть до неона. ИТЭФ обладает опытом разработок ионных источников для имплантационных установок, как для высокоэнергетической имплантации, так и для экстремально низких энергий имплантации, требуемых для создания современных полупроводниковых приборов. Успешно разработан источник ионов дека-, карборана и их производных, позволяющий проводить высокодозную имплантацию ионов бора при энергии ионов на уровне не более сотни электронвольт.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ СВОЙСТВ СЕЛЕНИДА ВИСМУТА В МЕМРИСТОРНЫХ СТРУКТУРАХ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В ЭЛЕКТРОНИКЕ.

*Тулина Н.А.¹, Россоленко А.Н.¹, Шмытько И.М., Колесников Н.Н.¹,
Борисенко Д.Н.², Зотов А.В.², Сироткин В.В., Тулин В.А.²*

¹ Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка,

² Институт проблем микроэлектроники и чистых веществ РАН,
Черноголовка axzotov@list.ru

Современные технологии КМОП-структур и энергонезависимая память на их основе сталкиваются сегодня с фундаментальными ограничениями. В настоящее время проводится интенсивный поиск приборов на основе новых физических принципов, которые потенциально будут иметь более высокую степень интеграции. В качестве таких приборов предлагается использовать мемристоры [1-6] как одни из наиболее перспективных среди видов энергонезависимой памяти. Мемристор можно определить как пассивный элемент электрической цепи, сопротивление которого зависит от прошедшего через него заряда. После отключения напряжения в цепи мемристор не изменяет свое состояние, т.е. "запоминает" последнее значение сопротивления (метастабильные On, Off состояния). В основе этих исследований лежат эффекты резистивного переключения (РП) в МИМ структурах [1-3]. Для реализации резистивных переключений применяют разные функциональные материалы, например диэлектрические, сегнетоэлектрические, ферромагнитные и полупроводниковые материалы, которые по существу оксиды или халькогениды. Несмотря на большой прогресс в разработке разнообразных мемристорных структур, применение ограничено из-за отсутствия полного фундаментального понимания механизма наблюдаемых явлений, в частности механизма образования проводящих каналов (филаментов) и связи с базовыми, фундаментальными свойствами материалов в основе мемристоров. Исходя из физических процессов, которые лежат в основе устройств с резистивными переключениями, их можно разделить на три типа [4]. 1. Структуры в основе которых лежат фазовые переходы от аморфного к кристаллическому состоянию, так называемая, фазовая память. 2. Структуры, основанные на процессах окисления и восстановления в электролитической ячейке, в результате происходит кластеризация токовых путей, образования тонких проводящих нитей (filaments) между двумя электродами в металл - изолятор – металл (МИМ) переходах. 3. Гетероструктуры на основе переходов металл - диэлектрик в сильно коррелированных электронных системах (СКЭС). В реальных мемристорных структурах механизмы переключений более сложные, чем выше определенная классификация. В частности, в процессе «электроформинга» в структурах второго типа, как правило, происходит образование новой фазы. Большинство соединений, в которых наблюдается

эффект резистивных переключений - оксидные соединения: высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП), легированные манганиты (соединения колоссального магнетосопротивления) и бинарные окислы. Изучение БЭРП (биполярный эффект резистивных переключений) в гетероструктурах на основе селенида висмута Bi_2Se_3 интересно прежде всего с точки зрения наблюдения БЭРП в неоксидных структурах. Исходный Bi_2Se_3 является изолятором с щелью порядка 0.3 эВ. Селеновые вакансии и легирование по катиону меняют число носителей в довольно широком диапазоне, при этом тип носителей изменяется от электронного к дырочному и число носителей меняется от 10^{17}см^{-3} до 10^{19}см^{-3} . Гетероструктуры на основе Bi_2Se_3 интересны с точки зрения проблемы механизма БЭРП. В этой работе мы исследовали микроконтактные и пленочные гетеропереходы планарного типа. В работах [4,5] было показано, что в планарных структурах на резистивные переключения значительное влияние оказывает топология распределения электрического поля. Также было показано, что существенным условием для наблюдения эффекта является наличие поверхностного слоя (обедненного носителями) на размерах порядка 10 нм с проводимостью, отличной от объемной, который образует в контакте с металлическим электродом диод. Отжиг термически распыленных пленок BiSe при 200°C в течении 5 часов переводит пленки из аморфного в кристаллическое. Исследования рентгеноструктурного анализа показали, что при отжиге на поверхности пленки образуется диэлектрическая прослойка порядка 10 нм. В микроконтактах необходимо учитывать перегревы в области контакта. Так согласно [6]: $T_{\text{МК}} = T_{\text{в}} + (V^2/L) \cdot d/li$, где $T_{\text{МК}}$ - температура в области микроконтакта, $T_{\text{в}}$ - температура ванны, V - напряжение, L -число Лоренца, d -диаметр электрода, li - длина свободного пробега электрона. На рисунке 1 показана зависимость температуры перегрева в области контакта селенида висмута в зависимости от диаметра серебряного контакта, рассчитанная методом численного моделирования, описанного в работе [7]. Учитывая свойства селенида висмута претерпевать фазовые переходы при довольно низких температурах, как следует из фазовой диаграммы [8], мы использовали электроформинг для создания в области контакта слоя в виде тонкой прослойки дефектной фазы, которая служит барьером в гетероструктурах на основе селенида висмута

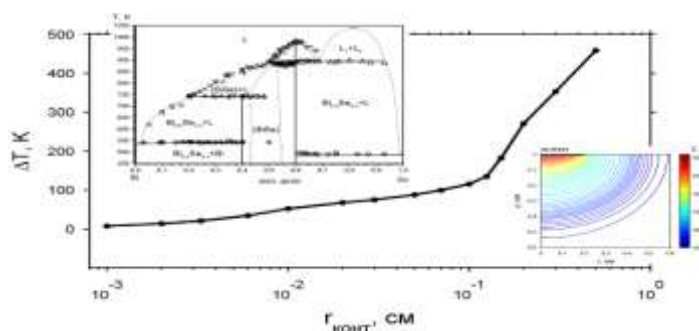
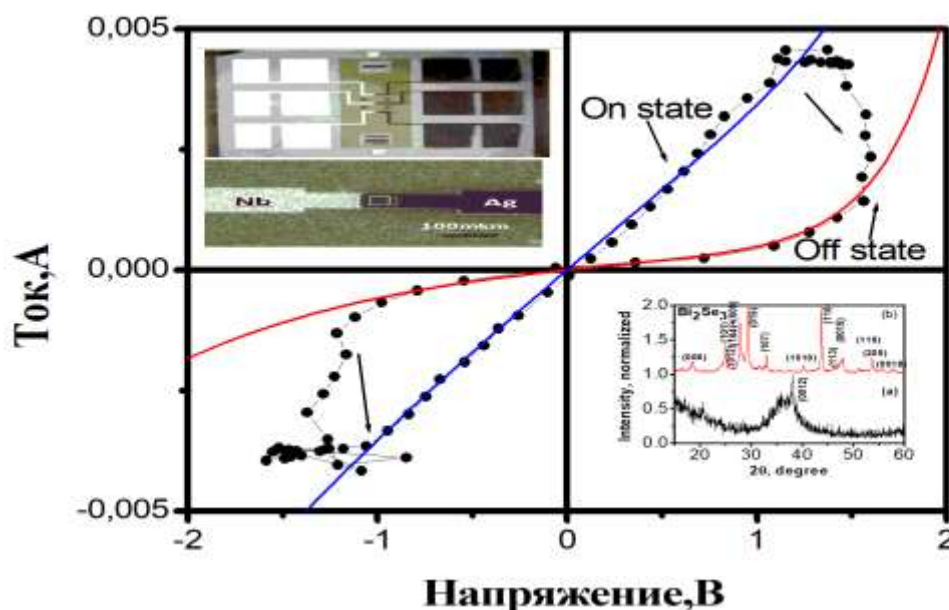


Рис.1.Численный расчет [7] зависимости максимальной температуры перегрева в области контакта от диаметра металлического электрода в

полученных гетероструктурах на основе монокристаллического селенида висмута. На графике показана фазовая диаграмма селенида висмута [8] и температурное распределение в контактной области.



На рис.2. показан примеры ВАХ с переключениями в полученных гетероструктуре, сформированной методом фотолитографии на пленках BiSe. Высокоточная ветвь ВАХ гетероконтактов с переключениями, как правило, имеет диодный характер и аппроксимируется по соотношению транспорта двух противоположно направленных диодов (сплошные линии на рисунке).

Таким образом, в работе реализованы диодные свойства и исследован БЭРП в мезоскопических планарных структурах на основе пленочных BiSe. Показано, что ключевым фактором для переключений является неоднородное распределение электрического поля вблизи электродов создает области с повышенной напряженностью электрического поля, в которых происходит движение и перераспределение дефектов и изменение резистивных свойств всей структуры.

1. Waser R, Aono M, Nature Materials, 6, 833, (2007).
2. Yang JJ, Strukov DB, Nat. Nanotechnol, 8, 13, (2013).
3. Pershin YV, Ventra MD, Advances in Physics, 60, 145, (2011).
4. Tulina NA, Sirotkin VV, Borisenko IYu, Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Physics, 77, 265, (2013).
5. Tulina NA, Rossolenko AN, Ivanov AA, et al Physica C 41, 527 (2016).
6. Gubicza A, Miklós Csontos, et al., Nanoscale, 7, 11248, (2015).
7. Антипов А, Рудный ЕБ, Доброхотова ЖВ, Неорганические материалы, 37, 173, (2001).

Секция 3. НАНОЭЛЕКТРОНИКА

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ МАТРИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ TiN_xO_y МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОННОЙ ОЖЕ СПЕКТРОСКОПИИ.

Белов В.С., Кириленко Е.П., Сиротина А.П.

Институт нанотехнологий микроэлектроники Российской академии наук,
Москва, epkirilenko@gmail.com

Благодаря сочетанию уникальных свойств – коррозионной стойкости, твердости, высокой температуре плавления, хорошей проводимости и т.д. – нитрид титана широко используется в машиностроении [1], микроэлектронике [2], в медицине [3] и в нанотехнологиях, как для формирования барьерных слоев, так и при формировании слоев с катализатором при синтезе углеродных нанотрубок [4]. От атомного состава и его однородности по толщине зависят физико-химические свойства пленки и возможность ее использования. ЭОС в сочетании с ионным распылением широко используется для количественного профильного анализа тонких слоев с разрешением $\sim 0,5 \div 1$ нм по глубине. Расчет элементного состава в практической оже спектроскопии обычно проводят в соответствии с моделью гомогенного распределения элементов в области анализа методом относительных коэффициентов обратной элементной чувствительности [5]. ЭОС является мощным инструментом анализа тонких пленок, но анализ TiN_xO_y вызывал и вызывает определенные трудности из-за наложения единственного пика $N\ K_{L_{23}}L_{23}$ на пик $Ti\ L_3\ M_{23}\ M_{23}$. При наличии в пленке кислорода задача количественного анализа усложняется изменением формы основных пиков Ti и коэффициентов чувствительности. На протяжении многих лет проводились работы по количественному анализу состава пленок TiN , TiO_2 и TiN_xO_y как методом ЭОС, в том числе с использованием факторного анализа, так и с привлечением других аналитических методов исследования и различных моделей расчетов [6].

Для определения коэффициентов относительной элементной чувствительности для пленки TiN_xO_y был проведен профильный оже анализ пленки TiO_2 , полученной на полированном бруске медицинского Ti , на пленках TiO_2 и TiN на кремниевой пластине. Профильный анализ проводился на оже спектрометре РНІ-670хі фирмы Physical Electronics с автоэмиссионным термокатодом Шоттки и анализатором «цилиндрическое зеркало» при постоянном относительном энергетическом разрешении регистрации спектров 0,5%, при ускоряющем напряжении первичного электронного пучка 5 кВ и 10 кВ, первичном токе 10 нА. При регистрации спектров первичный пучок расфокусировался для получения плотности первичного тока не более 60 мкА/см^2 . При таких условиях анализа за время регистрации спектров не происходило изменение структуры образца, не было обнаружено эффектов локальной диффузии в области воздействия

первичного электронного пучка. Анализ проводился при ионном распылении поверхности образца пучком ионов Ar^+ под углом 30° к поверхности и энергии ионов 2 кэВ. Спектры регистрировались в интегральном виде с шагом 1 эВ, затем проводилась процедура дифференцирования по пяти точкам и сглаживание по пяти точкам в соответствии с алгоритмом Savitzky-Golay [7]. За интенсивность оже сигнала принималась амплитуда пика в дифференциальном спектре.

На рис.1 приведены спектры, полученные на тестовых образцах (а) и участок профиля распределения интенсивностей пиков Ti и O на границе раздела TiO_2/Ti (б). На рис. (б) видно, что соотношение пиков Ti LMM и Ti LMV изменяется в зависимости от интенсивности пика O KLL.

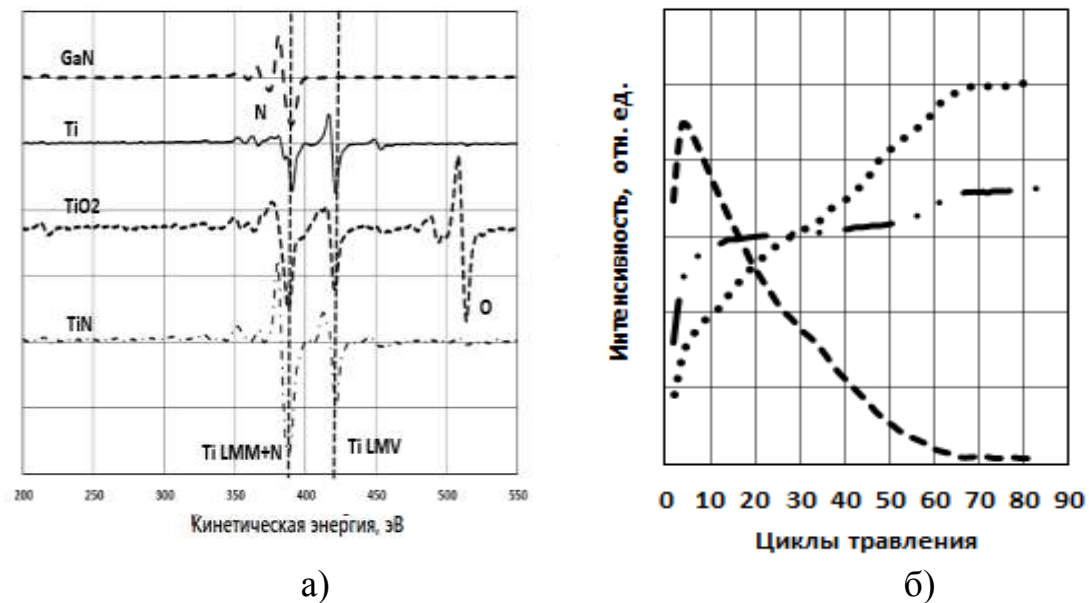


Рис. 1. Дифференциальные оже спектры азота в GaN и соединений Ti (а); распределение интенсивностей титана и кислорода на границе раздела TiO_2/Ti (б).

Предположим, что отношение интенсивностей пиков Ti LMM/Ti LMV можно представить, как функцию отношения интенсивности пиков O KLL/Ti LMV:

$$\frac{I_{\text{Ti LMM}}^{\text{TiOx}}}{I_{\text{Ti LMV}}^{\text{TiOx}}} = F\left(\frac{I_{\text{O KLL}}^{\text{TiOx}}}{I_{\text{Ti LMV}}^{\text{TiOx}}}\right) \quad (1)$$

Тогда интенсивность оже пика N KLL можно определить, как разность:

$$I_{\text{N KLL}} = I_{(\text{N+Ti LMM}) \text{ измеренная}} - I_{\text{Ti LMV}} * F(X) \quad (2)$$

После определения интенсивности пиков всех элементов пленки расчет атомной концентрации проводится по описанной модели [5].

На рис. 2 приведены экспериментальные зависимости – сплошная линия, и аппроксимация зависимости полиномиальной функцией -пунктир.

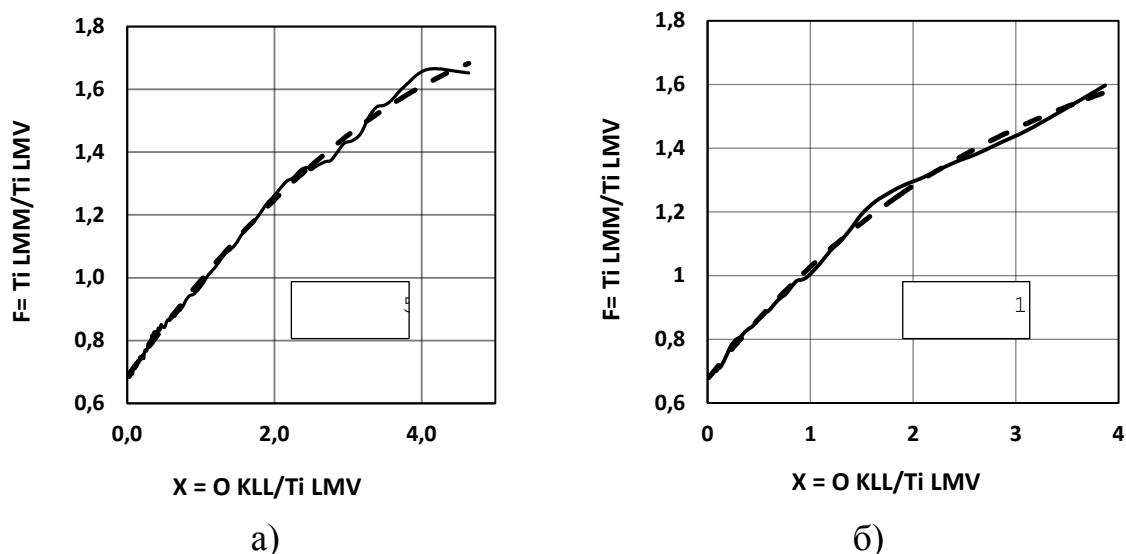


Рис. 2. Экспериментальная зависимость $F(X)$ для ускоряющего напряжения 5 кВ (а) и 10 кВ (б).

Для 5 кВ $F(X) = -0,0252X^2 + 0,3322X + 0,6845$, достоверность $R^2 = 0,998$.
 Для 10 кВ $F(X) = 0,004X^3 - 0,061X^2 + 0,4095X + 0,675$, достоверность $R^2 = 0,998$.

Таким образом, в работе предложена простая эмпирическая модель расчета атомных концентраций Ti, N и O в тонких слоях TiN_xO_y , основанная на анализе изменения отношения интенсивностей дифференциальных оже пиков N KLL, Ti LMM, Ti LMV и O KLL в зависимости от изменения стехиометрии состава пленки при элементном анализе методом электронной оже спектроскопии (ЭОС).

При поддержке гранда МНИВО №0004-2019-0003

1. Кульментьев А.И., Кульментьева О.П., Махмуд А.М. // Компрессорное и энергетическое машиностроение. 2011. №2 (24) июнь, С.36-39.
2. Дробышевская А.А., Сердюк Г.А., Фурсова Е.В., Береснев В.М. // ФИП PSE. 2008. т. 6, №1-2, С. 81-88.
3. Цыганов И.А., Позднякова А.И., Рихтер Э., Майтц М.Ф. // Физика твердого тела. Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2007. №1, С.52-56.
4. D.G. Gromov, S.V. Dubkov, A.A. Pavlov, S.N. Skorik, A.Yu. Trifonov, E.P. Kirilenko, A.S. Shulayt'ev, Yu.P. Shaman, B.N. Rygalin, Semiconductors, 2016, Vol. 50, No. 13, pp. 1753–1757
5. Briggs, D. and P. Seah, Practical Surface Analysis, Auger and X-ray Photoelectron Spectroscopy. 1990: Wiley.
6. S. Hofmann J. Vac. Sci. Technol. A 4, 2789 (1986);
7. Savitzky A., Golay M.J.E. Analytical chemistry. 1964. V. 36. №8. P. 1627-1639.

ОСОБЕННОСТИ ПОЛЕВОЙ ЭМИССИИ МАССИВОВ МНОГОСТЕННЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК С РАЗЛИЧНОЙ СТЕПЕНЬЮ ЛЕГИРОВАНИЯ АЗОТОМ

Рязанов Р.М.¹, Шаманаев А.А.^{1,2}, Савицкий А.И.¹, Кицюк Е.П.^{1,2}

¹ Научно-производственный комплекс «Технологический центр», Москва

² Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Москва

r.m.ryazanov@gmail.com

В настоящей работе сообщаются результаты исследования параметров полевой эмиссии массивов углеродных нанотрубок с различным содержанием азота, синтезированных методом плазмостимулированного химического парофазного осаждения. Известно, что процентным содержанием азота в УНТ можно управлять как при синтезе [1], так и при последующих обработках, изменяя их морфологию [2] и эмиссионные свойства [3]. Синтез вертикально ориентированных массивов УНТ проводился на кремниевых подложках диаметром 100 мм в установке «Oxford PlasmaLab System 100». В качестве катализатора для синтеза УНТ использовались пленка Ti и Ni толщиной 10 и 2 нм соответственно. Содержание азота в УНТ регулировалось составом паро-газовой смеси, в частности, расходом аммиака (0, 30 и 100 см³/мин). При помощи Оже-спектроскопии было установлено, что увеличение расхода NH₃ и температуры синтеза приводит к повышению концентрации азота в массивах УНТ. Морфология поверхности и структура УНТ изучалась с использованием растровой и просвечивающей электронных микроскопий. С помощью КР-спектроскопии была исследована дефектность полученных массивов, выражаемая соотношением интенсивностей спектральных D- и G-линий.

Исследование автоэмиссионных свойств УНТ показало, что массивы УНТ, содержащие азот, демонстрируют большую стабильность при измерениях эмиссионных вольт-амперных характеристик в режиме постоянного тока (рисунок 1). Для полученных массивов представлены результаты измерений временной стабильности тока эмиссии при фиксированном напряжении с массивов УНТ, синтезированных с расходом аммиака 30 и 100 см³/мин (рисунок 2). Определено критическое значение тока эмиссии, при достижении которого за счет нагрева [4] начинается стремительный рост электронного потока благодаря вкладу термоэмиссии, заканчивающийся электрическим пробоем в структуре. Результаты измерений эмиссионных вольт-амперных характеристик указывают на существование оптимальной концентрации азота в УНТ с точки зрения достижения максимального тока и повышения стабильности эмиссии. Полученные зависимости могут быть использованы для создания эмиттеров на основе эффекта полевой эмиссии электронов, созданных с применением

ориентированных массивов многостенных УНТ.

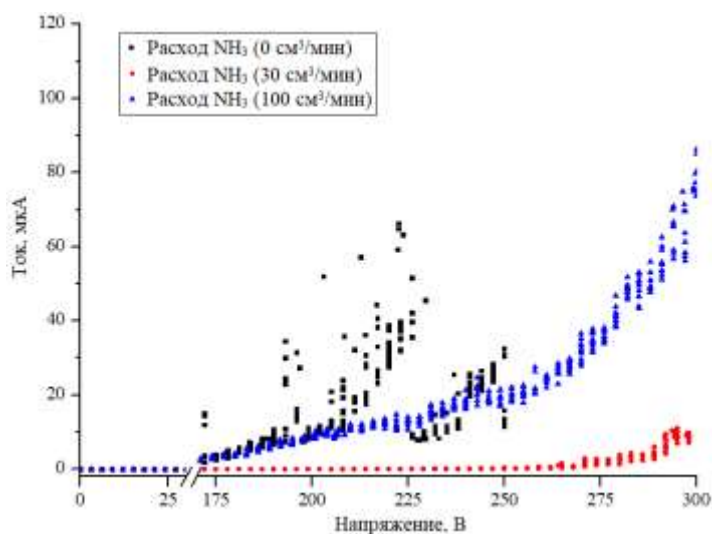


Рисунок 2 – Эмиссионные вольт-амперные характеристики массивов УНТ, расстояние между анодом и поверхностью УНТ ~ 5 мкм

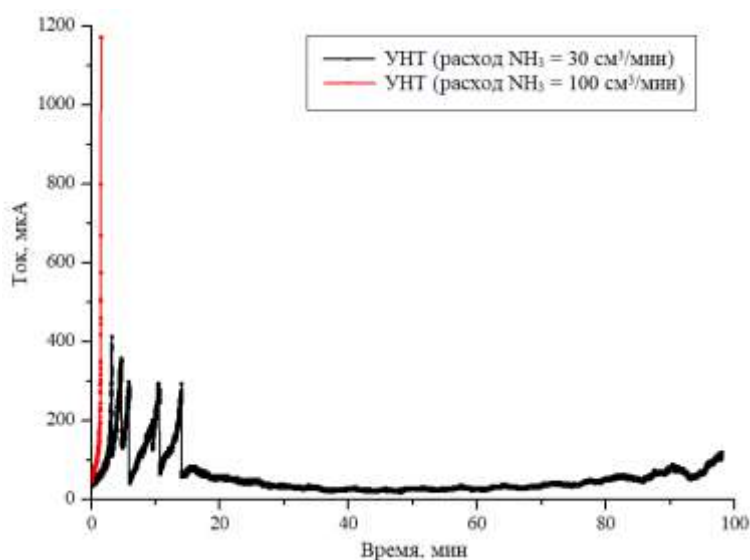


Рисунок 3 – Стабильность тока эмиссии с массивов УНТ, синтезированных с расходом аммиака 30 и 100 см³/мин

При поддержке гранда МНиВО №0004-2019-0003

1. Podyachev, O.Y., Suboch A.N., Bokova-Sirosh S.N. Phys. Status Solidi B, 255, 1 (2018)
2. Bulusheva, L. G., Okotrub, A. V., Kinloch, I. A., Asanov, I. P. Phys. Status Solidi B, 245, 10 (2008)
3. Chen G., Neupane S., Li W., Chen L. Carbon, 469, 52 (2013),
4. Булярский С.В., Дудин А.А., Лакалин А.В., Орлов А.П. Нано- и микросистемная техника, 10, 1 (2018)

ОПТИМИЗАЦИЯ КОНСТРУКЦИИ ПЛАНАРНЫХ SERS-СТРУКТУР НА ОСНОВЕ МАССИВОВ НАНОЧАСТИЦ Ag, Au, AgAu И Ag/Cu С НОРМАЛЬНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ПО РАЗМЕРАМ

Савицкий А.И.¹, Ерицын Г.С.², Громов Д.Г.^{2,3}

¹Научно-производственный комплекс «Технологический центр», Москва

²Национальный исследовательский университет «МИЭТ», Москва

³Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, г. Москва

andr.savitskiy@gmail.com

Наночастицы некоторых металлов благодаря наличию сильного локализованного поверхностного плазмонного резонанса способны выступать как антенны для перекачки энергии электромагнитных волн [1]. Это свойство делает перспективным использование массивов таких частиц для фотовольтаики [2], фотодетектирования [3] и фотокатализа [4]. Еще одно известное применение плазмонных частиц связано с эффектом усиления сигнала комбинационного рассеяния света различных веществ вблизи поверхности таких массивов (SERS) [5].

В данной работе сообщается о результатах оптимизации конструкции планарной SERS-подложки, содержащей SERS-активный массив наночастиц (Ag, Au) с нормальным распределением по размерам, зеркальный слой и разделяющий их слой SiO₂. В качестве объекта исследования был использован тонкий слой аморфного углерода. Показано, что SERS-структура работает, в том числе, как интерферометр. На усиление сигнала комбинационного рассеяния оказывают влияние: средний размер наночастиц, коэффициент отражения зеркального слоя и толщина слоя SiO₂. Для достижения максимального усиления, толщина SiO₂ должна быть рассчитана для соответствующей длины волны, чтобы попасть в максимум интерференции. Выявлено, что дополнительное усиление рамановского сигнала имеет место при малых толщинах слоя SiO₂, если зеркальный слой, также как и массив частиц, выполнен из плазмонного металла.

Также в работе исследован процесс формирования массивов наночастиц двухкомпонентных систем Ag-Au и Ag-Cu путем вакуумного термического совместного испарения соответствующих весовых порций металлов с последующим низкотемпературным отжигом в вакууме. Результаты исследований методом просвечивающей электронной микроскопии показывают, что сформированные таким образом наноструктурные матрицы в случае системы Ag-Au представляет собой сплав AgAu, а для системы Ag-Cu - композитные наночастицы Ag/Cu. Представлены результаты SERS-спектроскопии тонких пленок аморфного углерода с использованием планарных SERS-подложек на основе

полученных массивов двухкомпонентных наночастиц. Приведены значения полученных интенсивностей D и G спектральных полос для каждой из структур на длинах волн возбуждающего излучения 488, 514 и 633 нм.

При поддержке гранда МНиВО №0004-2019-0003

1. *Hai Yen N.* AJAS, 2, 82 (2016).
2. *Lee D.S., et al.* ACS Appl. Mater. Interfaces, 8, 449 (2016).
3. *Hwang J.D., et al.* J. Appl. Phys., 115, 173110 (2014).
4. *Sarina S., Waclawik E.R., Zhu H.* Green Chemistry, 15, 1814 (2013).
5. *Yan Y.* Chem. Mater., 28, 7673 (2016).

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭМИССИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МАССИВОВ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК ПРИ РАБОТЕ В ИМПУЛЬСНОМ РЕЖИМЕ

Кицюк Е.П., Скорик С.Н., Савицкий А.И., Шаманаев А.А.

НПК “Технологический центр”, Москва, Зеленоград
Kitsyuk.e@gmail.com

Одним из наиболее перспективных применений углеродных нанотрубок (УНТ) является эмиссионная электроника, в которой УНТ используются в качестве полевого катода [1]. Такие источники могут быть использованы в: дисплеях на основе полевой эмиссии, миниатюрных масс-спектрометрах, сканирующих сверхбыстрых электронных микроскопах, генераторах рентгеновского излучения, ТГц генераторах и пр. [2].

По литературным данным, импульсный режим позволяет снизить деградацию массива УНТ при работе на длительных временных промежутках [3]. В данной работе проводится сравнение вольтамперных характеристики массивов УНТ при работе в импульсном режиме и режиме постоянного тока.

Для исследования ВАХ был проведен эксперимент. Использовались УНТ, выращенные на кремниевой подложке с использованием никелевого катализатора [4].

Были измерены эмиссионные характеристики массивов с УНТ (рис. 1), после чего УНТ были переведены в режим работы на постоянном токе, а затем электрическая схема была переведена в импульсный режим работы (рис. 2). Как видно из графика, при импульсном режиме работы стабильность тока выше, чем при работе на постоянном токе. Это объясняется тем, на постоянном токе отдельные нанотрубки в массиве начинают нагреваться до температур, инициирующих термоэмиссию [5]. При импульсном режиме массив УНТ не успевает нагреваться и работает только в режиме полевой эмиссии. Помимо этого, наблюдается и некоторая релаксация массива, успевшего нагреться при протекании постоянного тока.

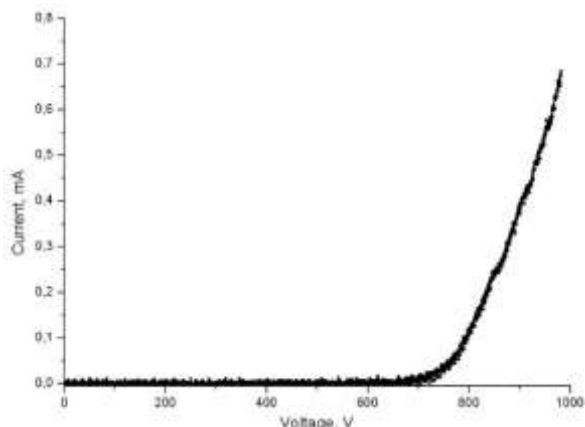


Рисунок 1 – ВАХ массива с УНТ

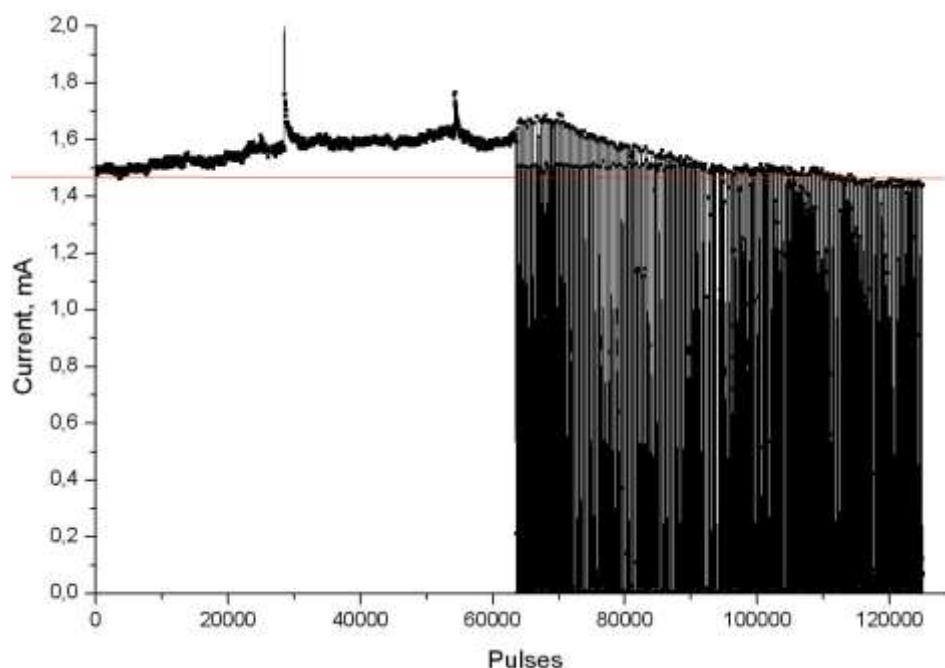


Рисунок 2 – Зависимость тока от длительности измерения попеременно при постоянном и импульсном режиме работы

Таким образом, было установлено, что использование импульсного режима эмиссии позволяет замедлить нагрев, снизить нагрузки на массив УНТ и увеличить время работы эмиссионных элементов на его основе. Следовательно, их наиболее вероятным практическим применением в ближайшем будущем могут быть приборы, работающие с короткими импульсами тока при значительных периодах релаксации.

1. Гуляев Ю.В. Вестник российской академии наук, Т. 73, № 5. – с. 389-391 (2003).
2. Radauscher, Erich. Thesis for: Ph.D. - Electrical and Computer Engineering (2015), 10.13140/RG.2.2.16376.85767.
3. Xianqi Wei, Xiaoli Wang, Xin Li, and Weihua Liu. Journal of Nanomaterials Volume, Article ID 4396430, 6 pages (2018)
4. Галперин В.А., Жуков А.А., Павлов А.А., Скорик С.Н., Шаман Ю.П., Шаманаев А.А. Известия высших учебных заведений. Электроника, № 5 (103), с. 58-64 (2013).
5. Булярский С.В., Дудин А.А., Лакалин А.В., и др. Нано- и микросистемная техника, Т. 20, № 1, с. 10-18 (2018).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ РАБОТЫ ВЫХОДА УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК ПОСЛЕ НАНЕСЕНИЯ ТОНКОГО СЛОЯ ОКСИДА ГАФНИЯ МЕТОДОМ ОЖЕ-ЭЛЕКТРОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Белов В.С.^{1,2}, Сиротина А. П.¹, Кириленко Е.П.¹, Молоденский М.С.¹, Шибалов М.В.¹, Литвинова К.И.¹, Тагаченков А.М.¹, Зенова Е.В.¹

1. Институт нанотехнологий микроэлектроники Российской академии наук (ИНМЭ РАН);

2. Московский институт электронных технологий (НИУ МИЭТ)

belovvs@list.ru

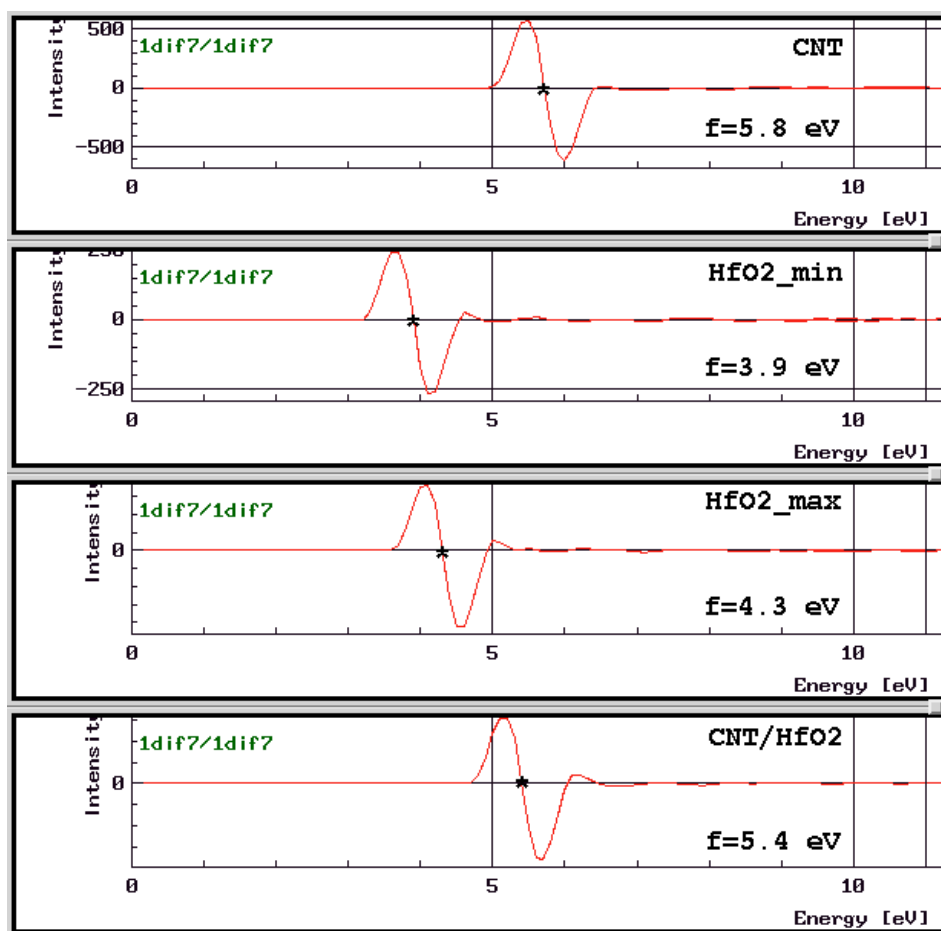
Основное развитие автоэмиссионных структур направлено на уменьшение геометрических размеров холодных катодов, в связи с чем автоэмиссионные катоды на основе углеродных нанотрубок имеют большие перспективы. Эффективность эмиссии электронов с углеродных нанотрубок обусловлена их высокой проводимостью и большим отношением длины к поперечным размерам, способствующим усилению электрического поля вблизи конца нанотрубки, в связи с чем понижение работы выхода катодов на основе углеродных нанотрубок является перспективной задачей. В статье [4] сообщается о том, что осаждения оксида гафния на углеродные нанотрубки понижают работу выхода и повышают стабильность тока электронной эмиссии.

Авторами был проведен эксперимент по определению влияния тонкого слоя оксида гафния, осажденного методом атомно-слоевого осаждения на массив УНТ, на работу выхода электронов из углеродных нанотрубок. Методом Оже-электронной спектроскопии были определены работы выхода углеродных нанотрубок до осаждения и после осаждения оксида гафния (2 нм) и слоя оксида гафния толщиной 40 нм.

Экспериментальные измерения работы выхода проводили на Оже-электронном спектрометре с минимальным диаметром электронного зонда 3 нм при 25 кВ, оснащенным полусферическим анализатором электронов и ионной пушкой. Энергия первичного электронного пучка составляла 10 кэВ, ток электронного пучка $4 \times 10^{-10} - 10^{-9}$ А, угол падения электронного пучка на образец составлял 35° от поверхности образца. Спектры вторичных электронов измерялись в диапазоне энергий от 0 до 25 эВ в режиме работы анализатора с постоянным потенциалом (отношение $\Delta E/E$ между энергией прохождения в спектрометре и кинетической энергией измеряемых электронов является постоянным равно 0,6 %), шаг по энергиям равен 0,1 эВ, время анализа на энергетический шаг составляет 10 мс. При проведении анализа детектор вторичных электронов и вакуумметр в камере анализа были отключены, с объективной магнитной линзы снята остаточная намагниченность для исключения влияния на поток вторичных электронов. Работа выхода электронов определялась из энергетического положения, в котором вторая производная энергетического спектра равна нулю (точка перегиба спектра).

Получены энергетические спектры вторичных электронов из углеродных нанотрубок до осаждения и после осаждения оксида гафния и слоя оксида гафния, по которым была построена вторая производная энергетических спектров и определены значения работ выхода электронов этих материалов. Работа выхода оксида гафния изменялась со временем, что, предположительно, связано с подзарядкой образца, так как оксид гафния является диэлектриком и имеет большую толщину (40 нм).

По результатам эксперимента, видно, что работа выхода УНТ уменьшилась не менее чем на 0.2 эВ после нанесения оксида гафния толщиной 2 нм методом атомно-слоевого осаждения.



$E_p : 10.0 \text{ [keV]}$ $I_p : 4.12 \times 10^{-10} \text{ [A]}$

Tilting Angle : 55.00 [degree] Analyzer Mode : M5 MULTI

Рис. 1. Вторая производная энергетических спектров углеродных нанотрубок до осаждения и после осаждения оксида гафния (2 нм) и слоя оксида гафния толщиной 40 нм

Таблица 1. Табличные и экспериментально полученные значения работ выхода электронов

Элемент	Табличные значения работы выхода, эВ	Экспериментальные значения работы выхода, эВ	Значения работы выхода с учетом энергетической калибровки, эВ
CNT	4.6-5.6 ^[2]	5.8±0.1	4.7±0.1
HfO2	2.5-8.3 ^[3]	3.9-4.3	2.8-3.2
CNT/HfO2	-	5.4±0.1	4.3±0.1

При поддержке гранда МНВО №0004-2019-0003

1. *Halas S.*, 100 years of work function, Materials Science-Poland // 2006. Vol. 24. N. 4;
2. *Gao, Rui Ping, Pan, Zhengwei, Wang, Z. L.* Work function at the tips of multiwalled carbon nanotubes // Applied Physics Letters. 2001. Vol. 78. P. 400;
3. *Robertson J.* Limits to doping in oxides // Physical Review. 2011. Vol. 83. P/ 161-163;
4. *Young Il Song, Cheol-Min Yang.* Atomic layer coating of hafnium oxide on carbon nanotubes for high-performance field emitters // Applied Physics Letters. 2011. Vol. 99. P. 89-93;
5. *Bundaleski N., Trigueiro J., Silva A.* Influence of the patch field on work function measurements based on the secondary electron emission // Journal of Applied Physics. 2013. Vol. 113. P. 34;
6. *Yoshitake M., Song W.* Interface potential measurement with electron spectroscopic method // Journal of Surface Analysis. 2006. Vol. 13. No. 2. P. 185 – 189;
7. *Sakai Y., Kudo M.* Surface potential measurement with high spatial resolution using a scanning Auger electron microscope // Journal of Vacuum Science & Technology. 2001. Vol. 19. P. 1037.

КОНСТРУКЦИЯ И ПРИМЕНЕНИЕ КОМПОЗИТНОГО НАНОПИНЦЕТА ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ НАНОСТРУКТУР ДЛЯ ПРИБОРОВ МИКРО И НАНОЭЛЕКТРОНИКИ

*Лега П.В.¹, Орлов А.П.^{1,2}, Фролов А.В.¹, Иржак А.В.³, Коледов В.В.¹,
Шеляков А.В.⁴*

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва,
Россия

²Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Москва, Россия

³Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов
РАН, Черноголовка, Россия

⁴Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва,
Россия

lega_peter@list.ru

В работе [1] предложена и экспериментально испытана новая схема композитного функционального материала на основе сплава с эффектом памяти формы (ЭПФ). Недавно в [2-6] по этой схеме с помощью технологии фокусированного ионного пучка (ФИП) был создан и испытан композитный наномеханический инструмент, состоящий из слоя материала Ti_2NiCu с ЭПФ и упругого слоя. На рисунках 1 и 2 показаны изображения в растровом электронном микроскопе (РЭМ) губок нанопинцета в открытом и закрытом состояниях.

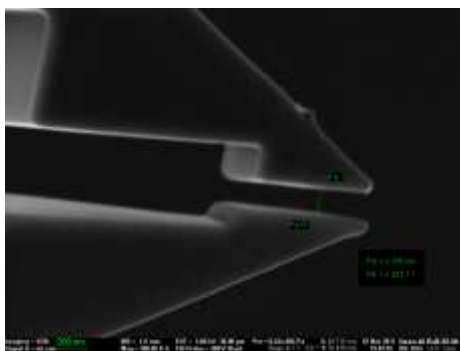


Рис. 1. РЭМ-изображение
нанопинцета в холодном состоянии
(открыт)

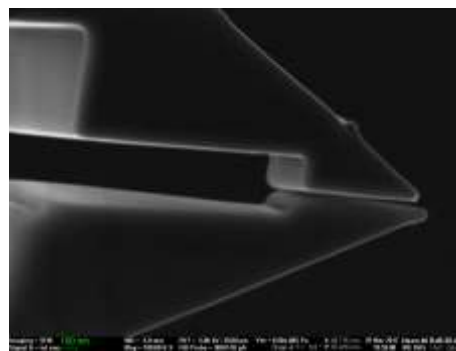


Рис. 2. РЭМ-изображение
нанопинцета в нагретом состоянии
(закрыт)

В настоящей работе дан краткий обзор дальнейших работ по усовершенствованию технологии изготовления нанопинцетов с ЭПФ и разработке технологии механического наноманипулирования и наносборки с их помощью [7]. В частности, продемонстрировано трёхмерное манипулирование нанокристаллами, нанонитями (вискерами) и углеродными нанотрубками (УНТ), показаны подвод нанопинцета к объекту и его захват (рис. 3), перенос и размещение объекта в определенной области на подложке (рис. 4). На рис. 5 показана готовая наноструктура с контактными

площадками для изучения транспортных свойств волны зарядовой плотности (ВЗП) в ультратонком (шириной 78 нм) квазиодномерном проводнике NbS_3 [7]. На рис. 6 показана подобная наноструктура на основе монокристаллов InP с четырьмя рабочими контактами для изучения эффекта поля и создания прототипа полевого транзистора с нижним электродом затвора. Используя методику манипулирования с помощью нанопинцета, на подложке с нижним затвором $\text{SiO}_2(300\text{нм})/\text{Si}$ была сформирована наноструктура из одиночной УНТ диаметром 27 нм с напыленными омическими контактами для изучения транспортных свойств и полевого эффекта (рис. 7).

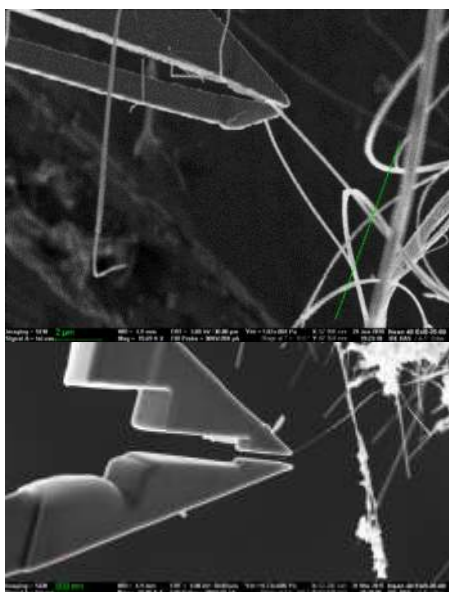


Рис. 3. Захват нанопинцетом
одиночного нанобъекта
(нановискера, УНТ)

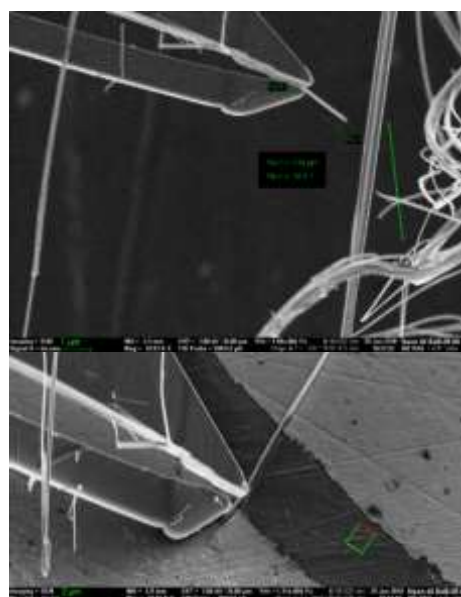


Рис. 4. Отделение и размещение
одиночного нанобъекта между
контактными площадками



Рис. 5. Наноструктура на
основе нанонити NbS_3 с
ВЗП

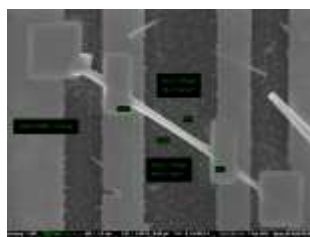


Рис. 6. Наноструктура
на основе
монокристалла InP

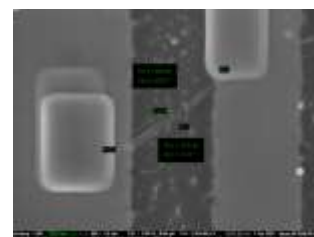


Рис. 7.
Наноструктура на
основе одиночной
УНТ

Для образцов, полученных на основе нанонитей NbS_3 , были измерены вольт-амперные характеристики (ВАХ). Установлено, что на данных образцах зависимости дифференциального сопротивления от приложенного напряжения имеют характерный пороговый вид, а при высокочастотном облучении порог подавляется, и возникают максимумы сопротивления – так называемые ступеньки Шапиро (рис. 8). Эти эффекты указывают на присутствие в образце состояния с ВЗП при комнатной температуре. На

наноструктурах NbS_3 , изготовленных с помощью нанопинцета, нам удалось наблюдать ступени Шапиро при облучении образца СВЧ сигналами частотой до 800 МГц (рис. 9). На рис. 10 показаны ВАХ и зависимость нелинейного дифференциального сопротивления наноструктуры (рис. 7) из одиночной УНТ с контактами.

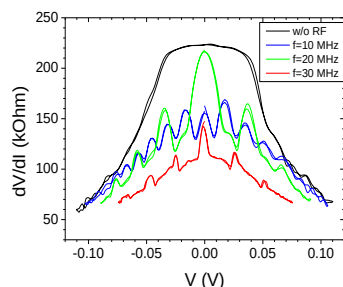


Рис. 8.
Дифференциальная
ВАХ NbS_3 с
характерными для
состояния ВЗП
ступеньками Шапиро

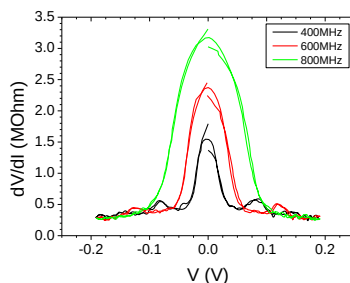


Рис. 9. ВАХ
наноструктуры с ВЗП
при облучении СВЧ
сигналом

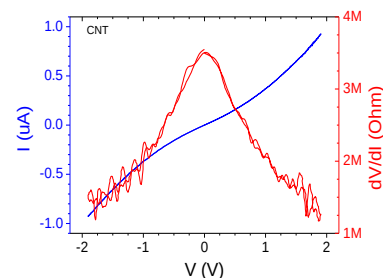


Рис. 10. ВАХ и
нелинейное
дифференциальное
сопротивление
наноструктуры из
одиночной УНТ

Таким образом, в работе продемонстрирована новая технология механического наноманипулирования и наносборки «снизу-вверх» при помощи наноинструментов с ЭПФ, которая открывает возможности по созданию новых приборов для микро- и нанoeлектроники.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 17-19-01748.

При поддержке гранда МНИВО №0004-2019-0001

1. А.В. Иржак, В.С. Калашиников, П.В. Лега и др. Гигантские обратимые деформации композитного материала с эффектом памяти формы. // Письма в Журнал технической физики. - 2010. - Т. 36, № 7. - С. 75 – 81.
2. P. Lega, V. Koledov, A. Orlov et al. Composite Materials Based on Shape-Memory Ti_2NiCu Alloy for Frontier Micro- and Nanomechanical Applications. // Advanced Engineering Materials. 2017. 19(8), № 1700154.
3. A. M. Zhikharev, A. V. Irzhak, P. V. Lega et al. New system for manipulation of nanoobjects based on composite $\text{Ti}_2\text{NiCu/Pt}$ nanotweezers with shape memory effect. // Journal of Physics: Conference Series. – 2016. – V. 741. – P. 012206.
4. Lega P.V., Kuchin D.S., Koledov V.V. et al. Simulation of control system for shape memory nanotweezers. // Materials Science Forum. - 2016. - V. 845. - P. 142 – 145.
5. D.S. Kuchin, P.V. Lega, A.P. Orlov, V.V. Koledov, A.V. Irzhak. The smallest and the fastest shape memory alloy actuator for micro-and nanorobotics.

- IEEE Manipulation, Automation and Robotics at Small Scales (MARSS), Number 17084012, p. 8001932 (2017).
6. *D.S. Kuchin, P.V. Lega, A.P. Orlov et al.* High-Speed Composite Microactuator Based on Ti_2NiCu Alloy with Shape Memory Effect. *Physics of the Solid State*, 60(6), 1163-1167 (2018).
 7. *Andrey P. Orlov, Peter V. Lega, Aleksei V. Frolov, et al.* 2018 International Conference on Manipulation, Automation and Robotics at Small Scales (MARSS) IEEE Xplore. Pp. 1-4. 2018.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ УГЛЕРОДНЫХ НАНОРЕКТЕНН ДЛЯ ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ

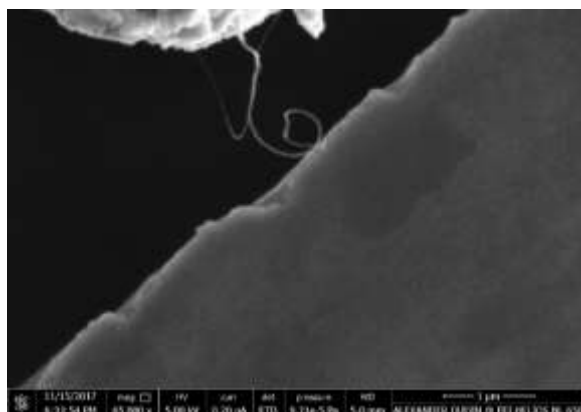
Белов В.С., Орлов А.П., Дудин А.А., Терентьев А.В.

Институт нанотехнологий микроэлектроники Российской академии
наук (ИНМЭ РАН), belovvs@list.ru

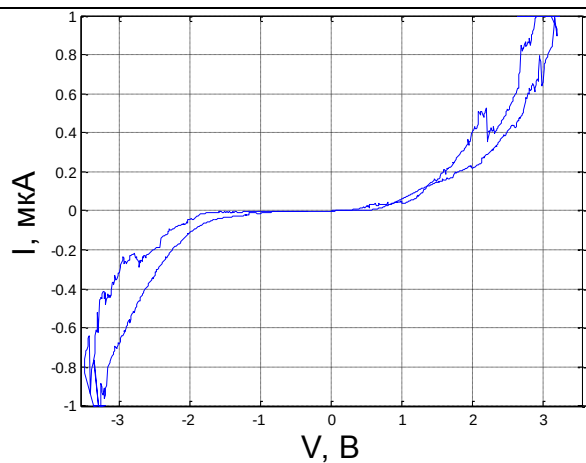
С каждым годом растет интерес к использованию энергии солнца в качестве источника питания. Используемые сейчас в солнечных панелях полупроводниковые фотоэлементы имеют КПД менее 30% и высокую стоимость. Одним из перспективных путей увеличения КПД преобразователей солнечной энергии является создание наноантенн на базе углеродных нанотрубок. Наноантенна или, как ее еще называют, ректенна это устройство преобразования солнечной энергии в электрический ток, построенное по принципу выпрямляющей антенны, но работающее не в радиодиапазоне, а в оптическом диапазоне длин волн электромагнитного излучения. Для выпрямления на терагерцовых частотах используют диоды на основе перехода металл-диэлектрик-металл (МДМ) ^[1,2].

Целью работы являлась разработка методики, позволяющей изучать электрофизические свойства, а именно: падение напряжения и высота потенциального барьера, контактов углеродной нанотрубки, оксида металла и металла.

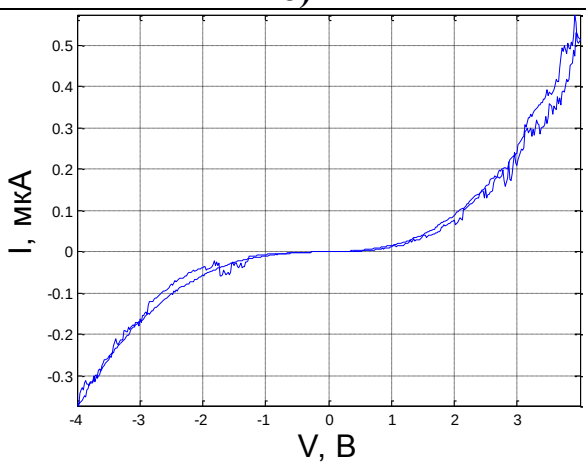
Авторами была разработана методика, позволяющая извлечь из массива углеродных нанотрубок, закрепленных на держателе, одиночную нанотрубку с помощью вольфрамового зонда и создать контакт УНТ/оксид/металл в камере сканирующего электронного микроскопа. Контакт углеродной нанотрубки осуществлялся с металлическим слоем, имеющим естественный окисел. Металлический слой получали методом электронно-лучевого осаждения на кремниевую подложку. В данной работе в качестве металлов были выбраны вольфрам, алюминий и титан ввиду различной работы выхода и технологических возможностей. Построены ВАХ контактов УНТ/ $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Al}$, УНТ/ WO_x/W , УНТ/ TiO_x/Ti и измерены их падения напряжения, также ВАХ перестроены в координатах $\ln(J/A \cdot T^2) \cdot kT$ от $V^{1/4}$, линейность ВАХ в таких координатах может указывать на то, что на формирование тока исследуемых структур влияют силы зеркального изображения ^[3-4]. По перестроенным ВАХ получены высоты потенциального барьера. Замечено, что на падение напряжения влияет разница между работой выхода металла и энергией электронного сродства диэлектрика, с уменьшением этой разницы уменьшается падение напряжения. Разница работ выхода металлов влияет на несимметричность ВАХ, с увеличением этой разности, увеличивается несимметричность ВАХ ^[5]. В данной работе слабая несимметричность ВАХ обусловлена небольшой разницей между работой выхода УНТ и металлов.



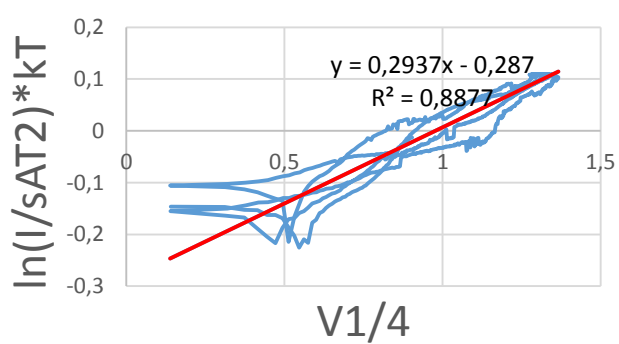
a)



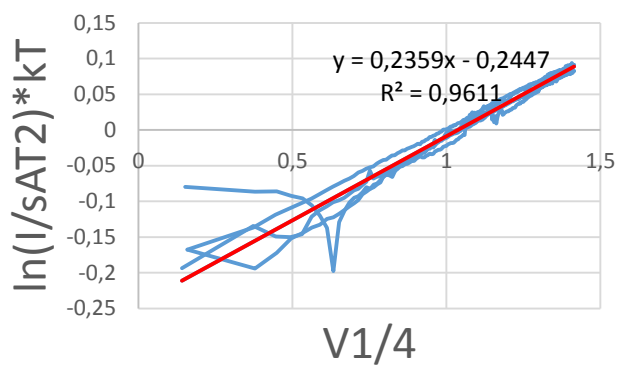
б)



г)



в)



д)

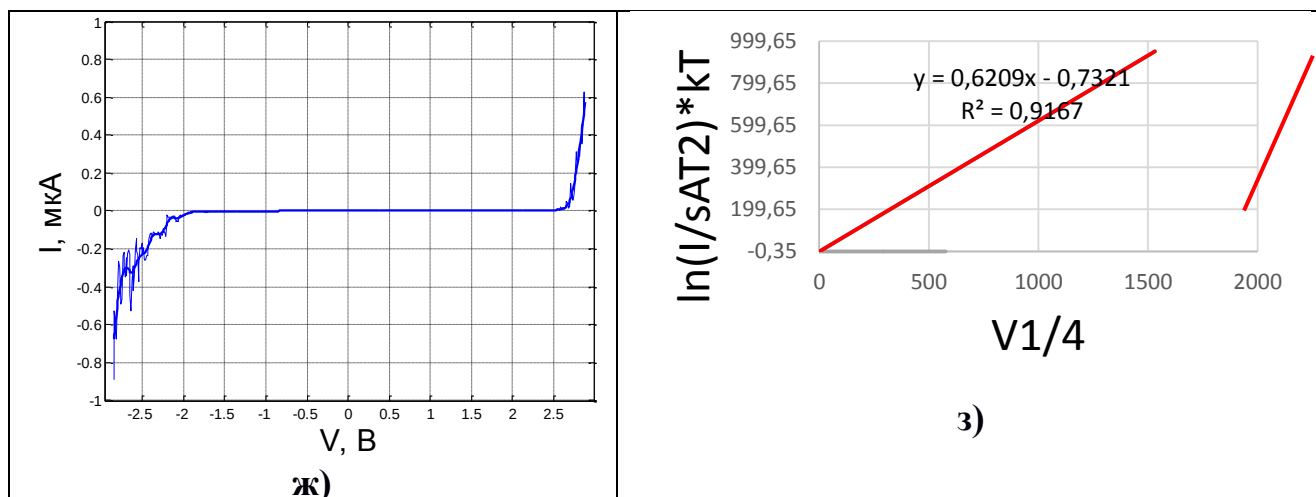


Рис. 1. а) СЭМ изображение контакта УНТ/подложка; б) ВАХ контакта УНТ/ TiO_2/Ti ; в) Вольт-амперная характеристика в координатах $\ln(I/sAT^2)*kT$ от $V^{1/2}$ контакта УНТ/ TiO_2/Ti ; г) ВАХ контакта УНТ/ WO_x/W ; д) Вольт-амперная характеристика в координатах $\ln(I/sAT^2)*kT$ от $V^{1/2}$ контакта УНТ/ WO_x/W ; ж) ВАХ для контакта УНТ/ $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Al}$; з) Вольт-амперная характеристика в координатах $\ln(I/sAT^2)*kT$ от $V^{1/2}$ контакта УНТ/ $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Al}$.

При поддержке гранда МНиВО №0004-2019-0003

1. Б. Берланд. Фотоэлементы уходят за горизонт: Оптические ректенны солнечных батарей (англ.). Национальная лаборатория возобновляемых источников энергии США (2003).
2. Р. Коркиш, М. Гречен, Т. Паццер. Сбор солнечной энергии антеннами, Elsevier Science Ltd, 1-7 (2003).
3. С. В. Булярский, Г.А. Кудинцева. Механизм протекания тока в поверхностно-барьерных диодах Au-CdIn₂S₄, ФТП, № 10, С. 2021 (1977).
4. С. В. Булярский и др. Определение параметров глубоких уровней в эпитаксиальных слоях GaP: ZnO с помощью двойных поверхностно-барьерных структур, ФТП, Т.15, №7, С. 1660 (1981).
5. Periasamy, Prakash, et al. Metal-insulator-metal diodes: Role of the insulator layer on the rectification performance, Advanced Materials 25.9, 1301-1308 (2013).

Секция 4. **МИКРОЭЛЕКТРОНИКА**

ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКОЕ ОСАЖДЕНИЕ ПЕРМАЛЛОЯ СО СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИМ КОНТРОЛЕМ ХЛОРИДНОГО ЭЛЕКТРОЛИТА

Тихонов Р.Д., Поломоинов С.А., Амеличев В.В., Костюк Д.В.

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение «Научно-производственный комплекс «Технологический центр», г. Москва, г. Зеленоград, R.Tikhonov@tcen.ru

Современное развитие магнитополупроводниковых микросистем обеспечивает созданию перспективных запоминающих устройств, наноэлектронных высокочувствительных датчиков и преобразователей магнитного поля и тока, гальванических развязок и биосенсорных устройств [1]. Одним из интегральных компонентов таких микросистем являются концентраторы магнитного поля на основе толстых пленок пермаллоя $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ [2]. Магнитные свойства пленок сплава $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ очень чувствительны к отклонению состава от соотношения компонент Ni и Fe, которое должно оставлять 4,26. В работе представлены результаты анализа электролита по спектру поглощения и рассеиванию света коллоидными частицами гидроксида железа.

Большинство исследований электрохимического осаждения пермаллоя проводилось с использованием сульфатного электролита. Из-за нестабильности сульфатных электролитов и присутствия серы в осадках использование хлоридных электролитов представляется более перспективным.

Измерения коэффициента пропускания, оптической плотности и концентрации веществ составляющих электролит для электрохимического осаждения пермаллоя в жидких пробах проводились на спектрофотометре В-1100 в специализированных кюветах. Диапазон длин волн исследуемого спектра: 315 – 1050 нм. Диапазон измерений спектральных коэффициентов направленного пропускания спектрофотометра В-1100 составляет от 0,1 до 99%.

При исследовании оптического спектра пропускания раствора $\text{FeCl}_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ установлено, что нагрев до 75 °С увеличивает поглощение электролита за счет гидролиза молекулы FeCl_2 и образования взвеси нерастворимого гидроксида $\text{Fe}(\text{OH})_2$. Добавление соляной кислоты исключает образование гидроксида железа (II) при нагреве до указанной температуры. Добавка соляной кислоты расширяет пик поглощения 345 нм, поэтому можно предположить, что этот пик связан с ионами хлора, а пик поглощения на длине волны 975 нм связан с ионами железа. Оба эти пика изменяются при изменении общей концентрации хлорида железа.

При отстаивании раствора с борной кислотой и $\text{FeCl}_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ в течение первых суток происходит очистка (просветление раствора) и выпадение твердого осадка. При этом уменьшается пропускание уменьшается, что связано с процессом гидролиза соли и образования комплекса на основе

молекул гидроксида железа и борной кислоты. Такое течение процесса гидролиза для FeCl_2 при комнатной температуре существенно отличается от гидролиза FeCl_3 .

При комнатной температуре измерено оптическое пропускание электролита, содержащего изначально борную кислоту и после добавки четырех концентраций $\text{FeCl}_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ (8, 20, 40 и 80 г/л), после фильтрации, после добавки соляной кислоты и сахараина. После выдержки 1 день указанные электролиты с четырьмя разными концентрациями $\text{FeCl}_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$: стали совершенно прозрачными, хотя первоначально растворы имели существенно различное пропускание, прозрачность и цвет. В растворах при добавке комплексообразователя борной кислоты образовалась взвесь белого цвета из мицелл, состоящих из молекул хлорида железа и комплексообразователя. Выдержка раствора дает очистку и просветление раствора с выпадением осадка. Очистка раствора происходит в течение первых суток. Далее при выдержке до 5 дней пропускание уменьшается, т.е. продолжается гидролиз соли и процесс комплексообразования гидроксида и борной кислоты.

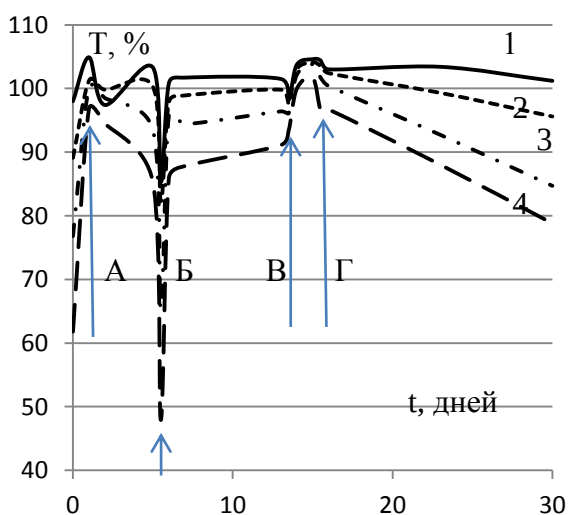


Рисунок 1 – Зависимость пропускания на длине волны 605 нм от времени хранения электролитов с борной кислотой H_3BO_3 25 г/л и компонентом $\text{FeCl}_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ разной концентрации ((1) – 8 г/л, (2) – 20 , (3) – 40 г/л и (4) – 80 г/л) с выдержкой 1 день (А), фильтрацией на 5 день (Б), добавками соляной кислоты на 13 день (В) и сахараина на 15 день (Г).

На пятый день электролит фильтровался. Фильтрация растворов снизила прозрачность, т.к. мелкие частицы взвеси проникали через матерчатый фильтр и заполняли объем электролитов. На 6 сутки выдержки взвесь опустилась на дно и электролиты стали прозрачными.

Добавка соляной кислоты 0,08 моль/л на 13 день первоначально немного снизила прозрачность электролитов, но уже на следующий день взвесь растворилась и электролиты стали идеально прозрачными и стабильными во времени.

Добавка сахара на 15 день выдержки раствора незначительно ухудшила пропускание света. Сахарин участвует в образовании комплексов с гидроксидами.

Таким образом, проведено подробное исследование спектрофотометрических характеристик хлоридного электролита в процессе его составления.

Показано, что на процесс электролитического осаждения пленок пермаллоя существенное влияние оказывает методика приготовления хлоридного электролита, учитывающая взаимодействие основных и вспомогательных химикатов. Очистка электролита от преципитатов гидроксида железа с помощью борной кислоты и фильтрации и подавление образования гидроксида железа соляной кислотой обеспечивают стабильность электролита и воспроизводимое процесса осаждение пленок пермаллоя.

Удаление гидроксидов железа из хлорного электролита позволяет решить проблему аномального соосаждения и получить воспроизводимое получение пленок с составом заданным в составе электролита – конгруэнтное электрохимическое осаждение.

Процесс осаждения из хлоридного электролита, приготовленного с фильтрацией преципитатов железа с борной кислотой и с последующей стабилизацией соляной кислотой, дает новые свойства: независимость состава от плотности тока и превышение осаждения никеля над железом. Это открывает новые возможности для получения нужного состава пленок пермаллоя при задании состава электролита.

Исследование толщины пленок пермаллоя и магнитных свойств проводилось с использованием оборудования Центра коллективного пользования ЦКП «Функциональный контроль и диагностика микро- и наносистемной техники» НПК «Технологический центр». Толщина пленок концентраторов измерялась с помощью микроинтерферометра анализатора микросистем MSA-500. Исследование магнитных характеристик коэрцитивной силы и потока магнитного поля, определяемого намагниченностью концентраторов в составе пластин проведено на анализаторе магнитных свойств пленок MESA-200. Исследование состава пленочных концентраторов магнитного поля проведено с помощью энергодисперсионного рентгеновского микроанализатора Philips XL 40 Центра коллективного пользования «Диагностика и модификация микроструктур и нанообъектов» (ЦКП ДММН) МИЭТ.

1. Амеличев В.В., и др. Развитие технологий магнитополупроводниковых микросистем // Известия ВУЗов. Электроника. 2015. № 5, С. 505-510.
2. Амеличев В.В. ., и др. Создание интегральных компонентов усиления магнитного сигнала в беспроводной МЭМС на основе магниторезистивных элементов // Нано- и микросистемная техника. 2013. № 3, С. 29.

ГАЗОФАЗНОЕ ТРАВЛЕНИЕ ПЛЕНОК ОКСИДА КРЕМНИЯ В ПАРАХ АНГИДРИДА HF И $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$

Мумляков А.М., Шибалов М.В.

Институт нанотехнологий микроэлектроники Российской академии наук,

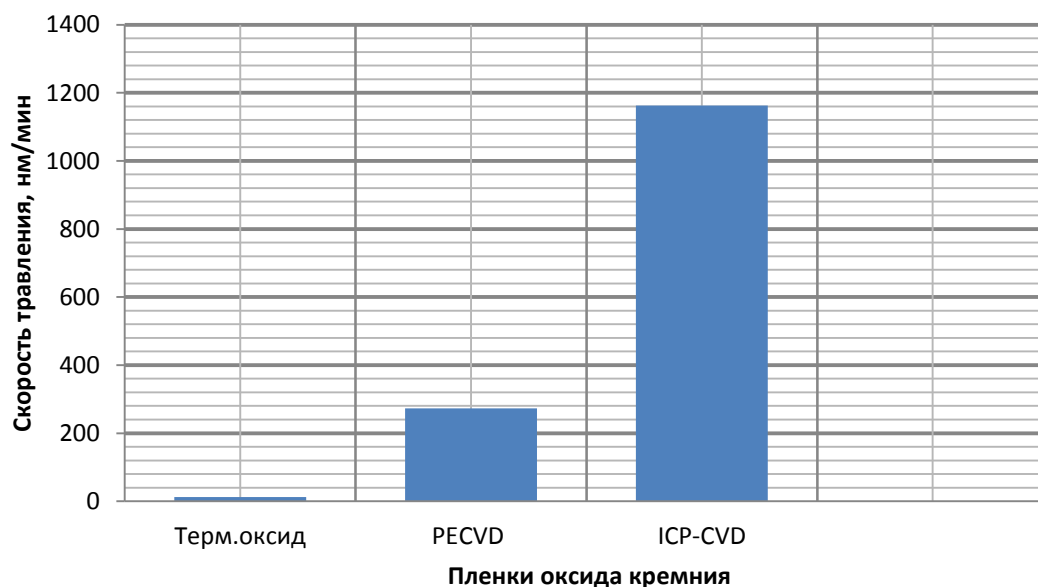
Москва, mumlyakov.a@inme-ras.ru

В 1966 году коллектив авторов сообщил о технологии травления оксида кремния с использованием паров $\text{HF}/\text{H}_2\text{O}$ [1]. Данный метод осуществлялся при давлении формирующий конденсированный слой смеси $\text{HF}/\text{H}_2\text{O}$ на поверхности оксида и широко характеризовался, как замена мокрых процессов с использованием плавиковой кислоты [2,3]. Однако, было установлено, что газофазное травление оксида при пониженном давлении имеет ряд преимуществ: сокращение образования частиц, высокая селективность травления между различными оксидными пленками и совместимость для различных кластерных систем [4]. В процессе эволюции данной технологии водяной пар был заменен на пары спирта, что привело к подавлению сухого остатка и улучшению характеристик травления [5].

Газофазное травление широко применяется при изготовлении микроэлектромеханических систем, где оксид кремния играет роль «жертвенного слоя» [6]. В выбор метода получения данного слоя включены многие факторы, такие как максимально допустимая температура процесса, толщина и однородность пленки, а также желаемую глубину травления. Поэтому при изготовлении таких систем необходимо прецизионно контролировать толщину травленного слоя, для получения желаемого результата. В данной работе были произведены исследования одной из самой важной характеристик – скорости травления.

Для исследования скорости травления диоксида кремния были подготовлены кремниевые пластины КЭФ-4.5 (100) диаметром 100 мм. с осажденными тремя различными методами пленками оксида кремния. Это термическое окисление в сухом кислороде (сухое окисление), осаждение, стимулированное плазмой (*PECVD*) и осаждение в плазме высокой плотности (*ICP-CVD*).

Травление в газовой фазе осуществляется с помощью медленной газоадсорбционной реакции, катализируемой адсорбированной молекулами $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ на поверхности оксида [7]. Травление пленок оксида кремния осуществлялось на установке *Primaxx MEMS CET*. В камеру подаются следующие рабочие газы: HF , N_2 – как газ носитель и пары этанола. Измерение толщин производилось на эллипсометре компании *J.A. Woollam* в пяти точках с отступом от края в 10 миллиметров. Результаты травления всех слоев оксида кремния представлены ниже на диаграмме.



Пленки оксида кремния, полученные различными методами, обладают различными скоростями травления. Термический окисел обладает самой высокой плотностью, меньшей пористостью и низкой концентрацией примесей в пленке. Оксид кремния осажденный в плазме высокой плотности будет обладать самыми высокими скоростями травления, т.к. пленки получаются с низкой плотностью из-за большой компоненты травления, возникающей при повышенной ионной бомбардировке по сравнению с *PECVD*. Такие слои содержат большие «просветы» и промежутки в покрытиях, и чем их больше, тем выше скорость травления.

При поддержке гранда МНнВО №0004-2019-0001

1. *P. J. Holmes and J. E. Snell*, Microelectronics and Reliability (Pergamon, New York 1966), Vol. 5, p. 337.
2. *M. Wong, M.M. Moslehi, D.W. Reed*, J. Electrochem. Soc. 138 (1991) 1799.
3. *P. A. M. van der Heide, M. J. Baan Hofman, and H. J. Ronde*, J. Vac. Sci. Technol. A 7, 1719 (1989).
4. *N. Miki, H. Kikuyama, I. Kawanabe, M. Miyashita, and T. Ohmi*, IEEE Trans. Electron Devices, ED-37, 107. (1990).
5. *K. Torek, J. Ruzyllo, R. Grant, and R. Novak*, *ibid.*, 142, 1322 (1995).
6. *J. Ruzyllo, K. Torek, C. Daffron, R. Grant, and R. Novak*, This Journal, 140, L64 (1993).
7. *J. H. Lee, K. H Park, C. S. Lee, J. T. Baek, C.-J. Kim, and H. J. Yoo*, "Fabrication of surface-micromachined polysilicon microactuators using HF gas-phase etching process," in Proc. MEMS (DSC-vol. 59), Symp. Micro-Mechanical Systems, ASME Int. Mechanical Engineering Congress and Exposition, Atlanta, GA, Nov. 1996, pp. 373–377.

ВЗАИМОСВЯЗИ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПРОЦЕССА МИКРОДУГОВОГО ОКСИДИРОВАНИЯ И СВОЙСТВ ОКСИДНЫХ ПОКРЫТИЙ

*Печерская Е.А., Голубков П.Е., Карпанин О.В.,
Артамонов Д.В., Сафронов М.И., Печерский А.В.*

Пензенский государственный университет, Пенза, pea1@list.ru

Микродуговое оксидирование – одно из перспективных направлений повышения коррозионной стойкости и прочности деталей, узлов и изделий из легких металлов (в том числе, алюминия, титана и т.д.). На свойства оксидных покрытий одновременно оказывает влияние множество влияющих факторов различной природы (тепловые, электромагнитные, химические, механические). Изучению влияния факторов на качество МДО покрытий посвящено большое количество исследований как российских, так и зарубежных ученых [1-3]. Например, в работе [4] обосновано влияние плотности тока на толщину оксидных покрытий, в работах [5, 6] проанализировано влияние частоты, формы импульсов технологического тока на напряжение искрения на образце с формируемым покрытием. В [7] представлена эмпирическая формула зависимости толщины барьерного слоя МДО-покрытия от формирующего напряжения; рассмотрены закономерности формирования барьерного слоя МДО-покрытия. Однако, до настоящего времени не существует единого системного подхода к анализу взаимосвязей между параметрами оксидных покрытий и всеми влияющими факторами. Решению указанной проблемы посвящена данная статья, в которой на основе методологии систем качества предложена систематизация причин, влияющих на свойства МДО – покрытий, представлена структура автоматизированной системы для их получения, а также измерения и контроля параметров.

К важным показателям качества оксидных покрытий относятся следующие: микротвердость, пористость, электрическая прочность, толщина. Авторами систематизированы факторы, оказывающие влияние на указанные свойства, причем ряд свойств покрытий зависит от других свойств, например, толщина покрытия, пористость определяют электрическую прочность, коррозионную стойкость.

С целью установления причинно-следственных взаимосвязей между технологическими параметрами и свойствами, разработаны причинно-следственные диаграммы (диаграммы Исикавы). На рис. 1 в качестве примера изображена диаграмма Исикавы, на которой обозначены факторы, задающие толщину МДО – покрытия. Диаграмма учитывает взаимное влияние факторов, например, от температуры электролита зависят его проводимость, растворяющее действие, скорость химических реакций,

которые в совокупности с другими факторами определяют толщину МДО – покрытия.

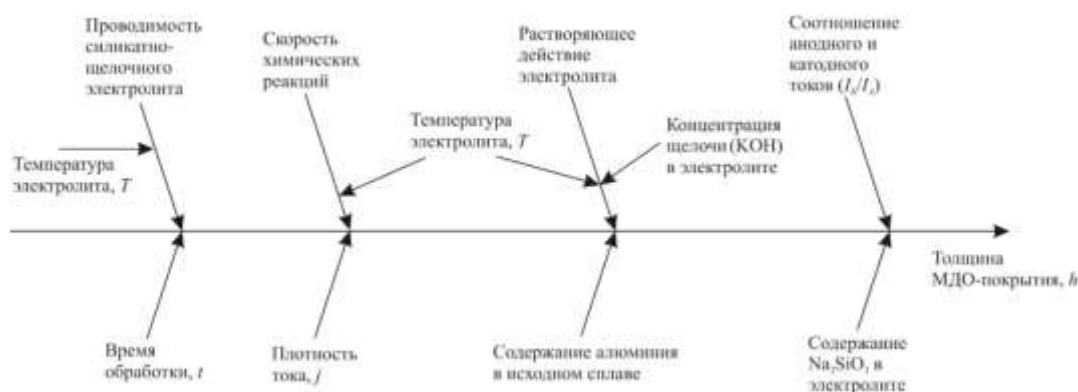


Рисунок 1 – Причинно-следственная диаграмма (диаграмма Исикавы), устанавливающая причины, влияющие на толщину МДО – покрытия

В работе [8] доказана возможность применения нейронной сети для подбора оптимальных режимов процесса МДО и показана необходимость использования при обучении нейронных сетей причинно-следственных диаграмм.

В данной работе на основе причинно-следственных диаграмм разработана диаграмма связей, которая позволила определить основные факторы, влияющие на весь МДО - процесс, а следовательно, выявить параметры, которые необходимо измерять и контролировать с помощью автоматизированной системы синтеза и контроля МДО – покрытий [9].

Структурная схема автоматизированной системы оксидирования (рис. 1) включает гальваническую ячейку (ГЯ), в которую помещен образец с наносимым покрытием, блок измерения и управления (источник питания системы, источник технологического тока, узел коммутации для автоматизированного подключения измерительных каналов, модуль интерфейса).

Измерительные каналы содержат измерительные преобразователи, которые позволяют измерять электрическое напряжение и ток в ГЯ, оптические параметры микроразрядов, сопротивление формируемого оксидного покрытия, мутность, температуру и выработку электролита. Автоматизированная система осуществляет контроль параметров технологического процесса и параметров покрытий. Автоматизация заключается в реализации методик измерений параметров, влияющих на свойства покрытий, а также в интеллектуальных приложениях поддержки исследований параметров МДО – покрытий, которые разработаны по аналогии с интеллектуальным приложением принятия решений при исследовании параметров нано- и микроэлектроники [10, 11]. Программно реализуемая обработка результатов измерений с выхода измерительных каналов позволяет исследовать взаимосвязи между технологическими параметрами процесса МДО и свойствами МДО-покрытий, корректировать

технологические режимы автоматизированной системы в процессе формирования МДО – покрытий, что позволяет сократить время, затрачиваемое на отработку технологии, оптимизировать технологический процесс синтеза оксидных покрытий.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-08-00425.

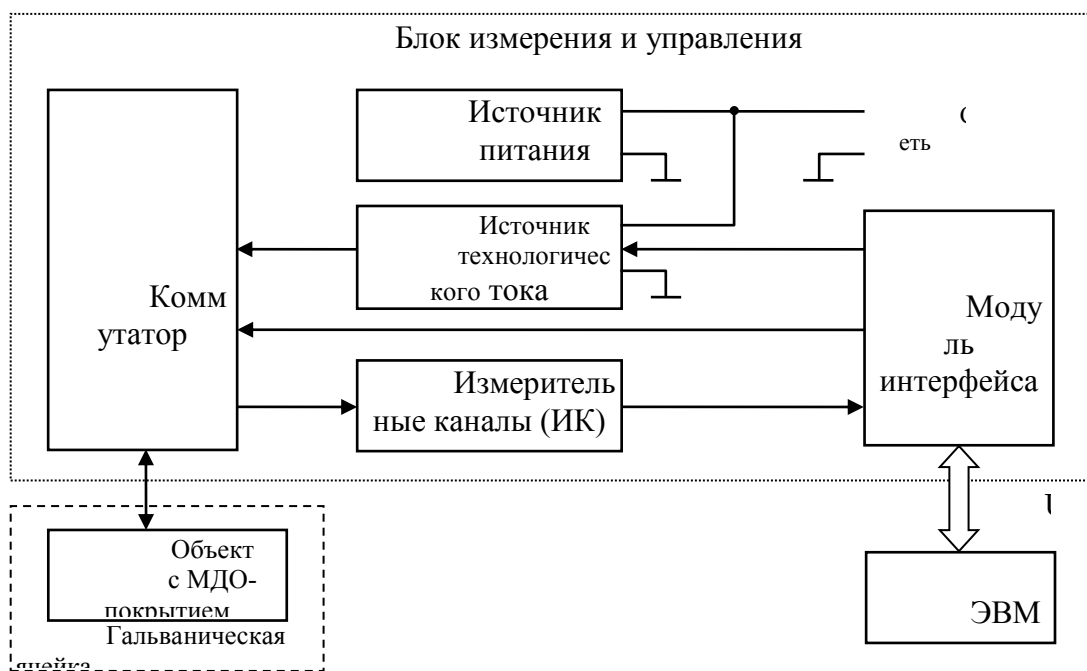


Рисунок 1 - Структурная схема разрабатываемой установки МДО

1. S. Durdu, S. Bayramoglu, A. Demirtas et al. Vacuum, 88, P. 130-133 (2013).
2. S. Sarbishei, M.A. Faghihi Sani, M.R. Mohammadi. Ceramics Int., 42, P. 8789-8797 (2016).
3. Z. Ur Rehman, B.H. Koo. Surf. & Coat. Technol., 317, P. 117-124 (2017).
4. Кучмин И.Б., Нечаев Г.Г. Вестн. СГТУ, 1, 69, С. 62-66 (2013).
5. Dehnavi V., Luan B. L., Shoesmith D.W. et al. Surf. & Coat. Technol., 226, P. 100-107 (2013).
6. Гордиенко П.С., Достовалов В.А., Жевтун И.Г., Шабалин И.А. Электронная обработка материалов, 4, 49, С. 35-42 (2013).
7. Хохлов А.Л., Уханов Д.А., Глуценко А.А. и др. Вестн. Ульяновской гос. сельхоз. Академии, 3, 23, С. 128-131 (2013).
8. Ломакин В.В., Зайцева Т.В., Путивцева Н.П. и др. Науч. ведомости. Сер. Экономика. Информатика, 23, 244, С. 124-133 (2016).
9. P E Golubkov et al 2018 J. Phys.: Conf. Ser. 1124 081014.
10. Pecherskaya E.A., Golubkov P.E., Fimin A.V., Zinchenko T.O., Pechersky A.V., Shepeleva J.V. Procedia Computer Science, 132, P. 1163–1170 (2018).
11. Golubkov P. E., Pecherskaya E. A., Karpanin O. V., Shepeleva Y. V., Zinchenko T. O. and Artamonov D. V. IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series, 917, 092021 (2017).

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ ПРИ ГАММА ОБЛУЧЕНИИ КРЕМНИЯ МЕТОДОМ РЕКОМБИНАЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Лакалин А.В., Сауров М.А.

Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН

В данной работе исследуется влияние γ -облучения на вольтамперные характеристики (ВАХ) кремниевых р-і-п-фотодиодов. Были проведены измерения ВАХ кремниевых р-і-п-фотодиодов в интервале температур $-30 - +60^\circ\text{C}$ как до облучения, так и после облучения. На рисунке 1а показаны ВАХ образца №5 при температуре 0°C до и после облучения. Видно, что в результате воздействия γ -квантов увеличился ток через образец.

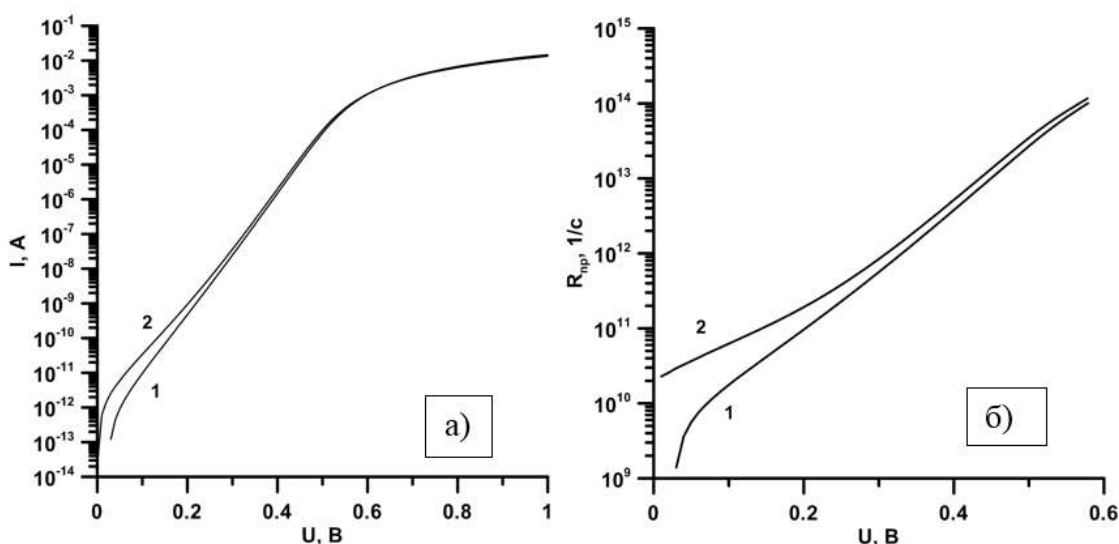


Рисунок 1 – электрические характеристики кремниевого р-і-п-фотодиода (образец №5) при температуре 0°C : а) ВАХ, б) приведенные скорости рекомбинации. 1 - до облучения, 2 - после облучения.

Известно, что в кремниевых диодах при низком уровне инжекции преобладают токи рекомбинации через глубокие центры [1]. Это позволяет применить метод рекомбинационной спектроскопии [2,3] для определения параметров рекомбинационных центров.

Суть метода заключается в том, что вводится физическая величина приведенная скорость рекомбинации $R_{np}(U)$, которая рассчитывается из ВАХ. Эта величина имеет особенности, которые связаны с параметрами рекомбинационных центров. Зависимость $R_{np}(U)$ можно разделить на составляющие и по характерным точкам с определенной точностью рассчитать энергии активации глубоких уровней и некоторые другие параметры.

Приведенная скорость рекомбинации определяется как

$$R_{np}(U) = \frac{i_r(U) \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right)}{S_w(U) n_i \left(\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right)} \cdot \frac{U_{dif}(U) - U}{2kT}. \quad (2)$$

Есвязь с параметрами центров рекомбинации имеет вид:

$$R_{np}(U) = \sum_{m=1}^s \frac{c_{nm} c_{pm} N_{tm} n_i \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right)}{2n_i \sqrt{c_{nm} c_{pm}} \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right) + c_{nm} n_{1m} + c_{pm} p_{1m}}. \quad (3)$$

Если ввести обозначения $\alpha_m = (n_{1m}/n_i) c_{nm} N_{tm}$, $\zeta_m = (n_{1m}/n_i) (c_{nm}/c_{pm})^{1/2}$, (здесь воспользовались равенством $n_{1m} p_{1m} = n_i^2$), то

$$R_{np}(U) = \sum_{m=1}^s \frac{\alpha_m \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right)}{2\zeta_m \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right) + \zeta_m^2 + 1}. \quad (4)$$

Каждое слагаемое в (4) описываются всего двумя параметрами α_m и ζ_m . В случае единственного рекомбинационного центра ($s=1$) в области очень малых напряжений, когда

$$2\zeta \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right) \ll \zeta^2 + 1, \quad (5)$$

приведенная скорость рекомбинации

$$R_{np}(U) = \frac{\alpha}{\zeta^2 + 1} \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right), \quad (6)$$

С ростом напряжения, когда

$$2\zeta \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right) \gg \zeta^2 + 1, \quad (7)$$

приведенная скорость рекомбинации

$$R_{np}(U) = \frac{\alpha}{2\zeta} = const. \quad (8)$$

По начальному участку $R_{np}(U)$ легко определить предэкспоненциальный множитель $\alpha/(\zeta^2+1)$ в (6), а по конечному участку - $\alpha/(2\zeta)$ в (8), после чего можно найти α и ζ , которые в свою очередь связаны с параметрами глубокого уровня:

$$E_{tm} = \frac{E_g}{2} - kT \ln \zeta + \frac{3}{4} kT \ln \frac{m_n^*}{m_p^*} + \frac{1}{2} kT \ln \frac{c_n}{c_p}, \quad (9)$$

$$\sqrt{\tau_{n0} \cdot \tau_{p0}} = \left(\frac{1}{c_n N_t} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{1}{c_p N_t} \right)^{1/2} = \frac{\zeta}{\alpha}. \quad (10)$$

Другим способом нахождения α и ζ является численная аппроксимация экспериментальных точек теоретической модельной зависимостью (4) и определение α и ζ (регрессионный анализ). Именно этот способ и применялся в данной работе.

На рисунке 1б представлены рассчитанные приведенные скорости рекомбинации образца №5 при температуре 0°C до и после облучения. Рисунок 2 иллюстрирует процедуру разделения $R_{np}(U)$ на составляющие.

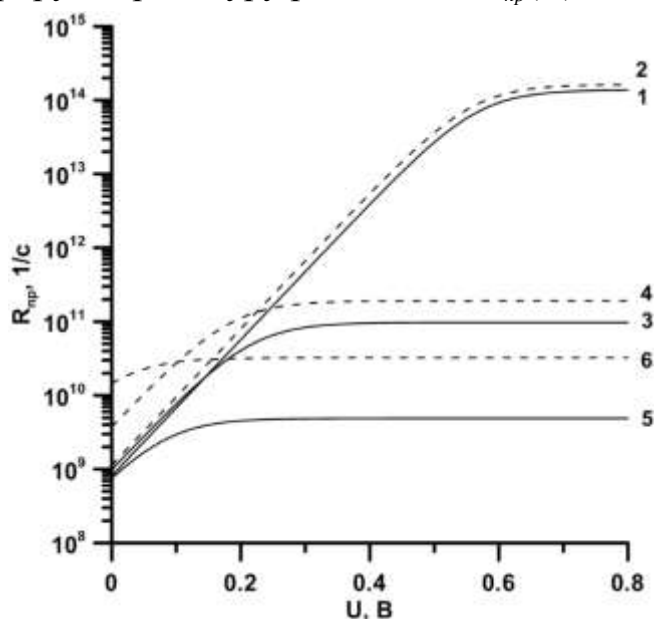


Рисунок 2 – Разделение $R_{pr}(U)$ на составляющие при температуре 0°C (образец №5). Сплошная линия - до облучения, пунктирная линия - после облучения. 1,2 – рекомбинационный центр №1; 3,4 – рекомбинационный центр №2; 5,6 – рекомбинационный центр №3.

Анализ полученных характеристик показывает, что в рекомбинации принимают участие уровни с энергиями рекомбинации в эВ: 0.29 ± 0.01 ; 0.49 ± 0.02 ; 0.55 ± 0.01 . Из представленных данных видно, что облучение образца γ -квантами привело к увеличению тока рекомбинации. При этом природа рекомбинационных центров практически не изменилась, т.к. энергии активации уровней в пределах погрешности остались теми же. Но увеличилась концентрация рекомбинационных центров.

Так как при облучении гамма квантами образуются собственные точечные дефекты, в том числе вакансии, то можно сделать вывод, что наблюдаются рекомбинационные центры, которые возникли в результате вторичного дефектообразования. Судя по величинам энергий, центр с энергией 0.29 эВ может принадлежать дивакансии кремния, а центры 0.49 и 0.55 эВ принадлежат вакансионно-примесным комплексам.

При поддержке гранда МНиВО №0004-2019-0001

1. Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов. Т.1. М.: Мир, 1984. 453с.
2. Булярский С.В., Грушко Н.С., Сомов А.И., Лакалин А.В. ФТП, 1997, вып.9, с.1146-1150.
3. Булярский С.В., Воробьев М.О., Грушко Н.С., Лакалин А.В. ФТП, 1999, вып.6, с.723-726.

ИОННО-ЛУЧЕВАЯ ОБРАБОТКА ПОВЕРХНОСТИ СВЧ СИТАЛЛА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АТОМНО-СЛОЕВОГО ОСАЖДЕНИЯ

Мумляков А.М., Шибалов М.В., Дюдьбин Г.Д.

Институт нанотехнологий микроэлектроники Российской академии наук,
Москва, mumlyakov.a@inme-ras.ru

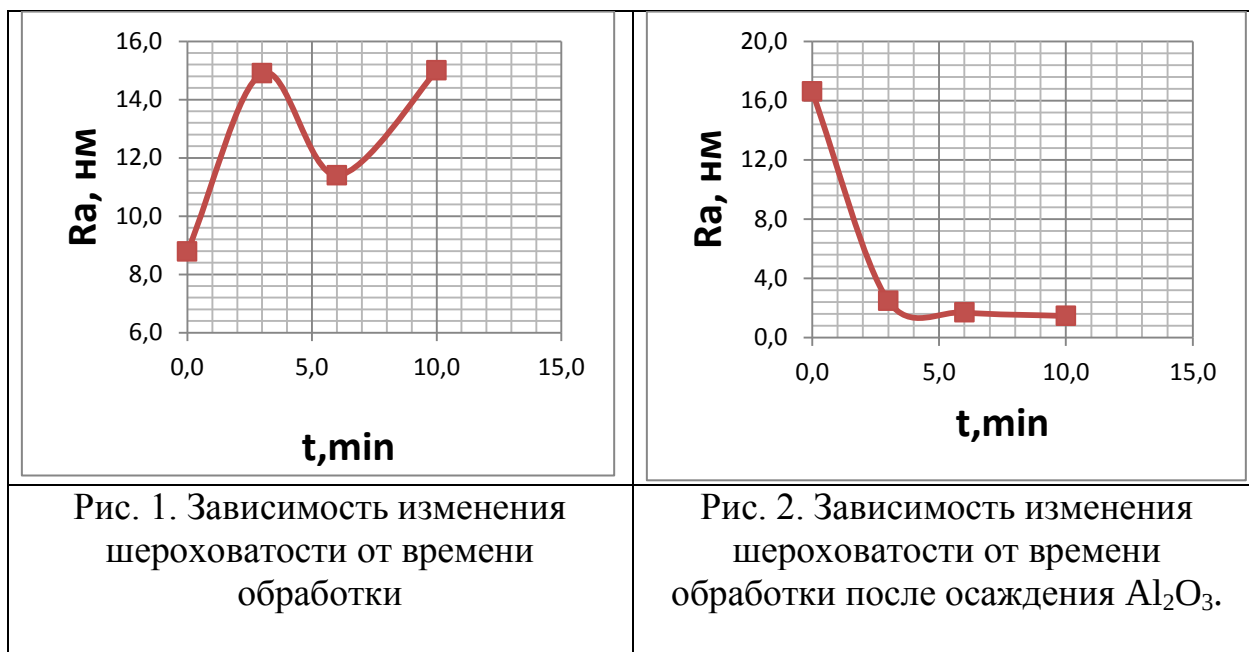
При разработке планарных устройств, работающих в области СВЧ необходимо учитывать рельеф поверхности на которую осаждаются металлические слои. Ведь как известно, СВЧ токи сосредоточены в поверхностных слоях проводника из-за скин-эффекта. Несовершенство поверхности будет неизбежно приводить к увеличению омических потерь в линии [1] (высокочастотные токи проходят больший путь), что в свою очередь негативно сказывается на полезный сигнал, который может быть уже соизмерим с шумом линии. Одним из способов уменьшения рельефа поверхности изначальной подложки является ионно-лучевая полировка [2] ионами аргона или кислорода.

Ситалл представляет из себя стеклокристаллический материал с тонкозернистой и однородной микрокристаллической структурой [3]. Его состав состоит в основном из Al_2O_3 и SiO_2 с небольшими добавками модификаторов (Na, K, Ca). Основная сложность полировки такого материала заключается в большой селективности между компонентами состава.

Для изучения рельефа поверхности использовался атомно-силовой микроскоп. Изначальные перепады высот на поверхности были в районе 100 нм, а шероховатость необработанного ситалла составляла $R_a = 8,78$ нм. Данные подложки подвергались ионно-лучевой полировке при следующий параметрах: газ-аргон, угол подложки по отношению к пучку ионов - 25° , скорость вращения образца - 20 об./мин, энергия ионов – 900 эВ, плотность ионного тока – 0.17 мА/см^2 , время 3, 6, 10 минут. Результаты приведены на рис. 1.

Из данного графика видно, что использование такого метода обработки дало прямо противоположных эффект, как говорилось ранее из-за селективности травления компонентов. Поэтому для компенсации этого явления на поверхность ситалла осаждался атомно-слоевым методом оксид алюминия, порядка величины перепада высот. В качестве прекурсора использовался триметилалюминий. После осаждения Al_2O_3 шероховатость составила, $R_a = 16,6$ нм.

Так же было решено заменить ионы аргона на более «легкие» ионы кислорода, для уменьшения развития поверхности и ко всему прочему, выбрать более скользящий угол в 15° , оставив остальными параметры прежними. Результаты приведены на рис.2.



Таким образом удалось уменьшить шероховатость образца почти в 6 раз до $Ra = 1,5$ нм, а перепад высот на порядок. Данная методика обработки позволит снизить потери в СВЧ линиях для планарных маломощных устройств, увеличив тем самым область применения необработанных ситалловых подложек.

При поддержке гранта МНиВО №0004-2019-0001

1. S. P. Morgan, "Effect of surface roughness on eddy current losses at microwave frequencies", *J. Appl. Phys.*, vol. 20, pp. 352-362, 1949.
2. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой. – Под ред. Р.Бериша. Вып. II. М.:Мир, 1986
3. Энциклопедия по машиностроению XXL, 2015. интернет ресурс: <http://mash-xxl.info/>

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ДАТЧИКОВ ДАВЛЕНИЯ

Парфёнов Н.М

Московский авиационный институт (Национальный исследовательский университет) MAI.sedennik@mail.ru.

Наряду с известными кремниевыми датчиками в последнее время активно развивается новое научное направление – волоконно-оптические датчики давления, тока, напряжения. Использование волоконно-оптических датчиков оказало существенное влияние на улучшение характеристик кремниевых датчиков.

Основным элементом датчика давления является преобразователь датчика, состоящий из мембраны и тензорамки, которая имеет резисторы, позволяющие с помощью электрического моста передавать деформацию мембраны в аналоговый или цифровой интерфейсы.

На основании литературных данных [1,2] в зависимости воздействующего давления на датчик, были разработаны различные конструкции мембран: прямоугольные с центром жёсткости, квадратные и круглые. Причём, особое внимание было уделено круглой конструкции, поскольку она выдерживала большие механические нагрузки по сравнению с другими и позволяла производить расчёты оптимальных размеров и математический анализ. В нашем случае был разработан преобразователь с квадратной мембраной, которая, по нашему мнению, имела незначительное отличие от круглой формы.

В зависимости от величины воздействующего давления на преобразователь разрабатывают мембрану имеющую определённые конструктивные размеры. Поскольку преобразователь имел многослойную (3D) структуру, включающую различные материалы, имеющие различный КТР, то расчёты конструкции и теоретический анализ представляют определённые трудности. Поэтому было проведено экспериментальное исследование границы раздела слоя мембрана-тензорамка с помощью электронных микроскопов высокого разрешения ТМ-3000, Quanta 200 3D и деформации прогиба мембраны с помощью программы конечных элементов Abagus

В результате на границе раздела (на сколе чипа) преобразователя были обнаружены дефекты в виде пор, пустот и кластеров кремния. Морфология поверхности мембраны имела шероховатость и неравномерность по толщине.

Аналитический и численный расчёт деформации мембраны был проведён с помощью программного пакета прочностных расчётов Abagus. Общее число используемых конечных элементов составило 7268.

В результате оказалось, что мембрана данной конструкции способна выдержать около 90 МПа. Таким образом, разработанная квадратная мембрана может быть использована для преобразователя давления из расчёта до 90 МПа воздействующего давления. Обнаруженные дефекты

мембраны могут быть существенно снижены при соблюдении режимов технологических процессов и конструктивных размеров.

Учитывая, что межфазная граница мембрана-тензорамка до конца ещё не исследована и имеются проблемы в исследованной структуре морфологии мембраны нами запланированы дальнейшее исследования указанных задач.

1. *Власов А.И., Цивинская Т.А., Шахнов В.А.* Анализ влияния формы мембраны на механическую прочность и стабильность параметров МЭМС – сенсоров давления. МЭС. 2016.Россия. Москва,октябрь ИППМ РАН.
2. *Бушуев О.Ю., И.И. Григорьев и др.* Моделирование влияния дефектов мембраны тензопреобразователя давления на его частотные характеристики. Вестник ЮУрГУ Серия Компьютерные технологии , управления, радиоэлектроника.2013, том 13. № 2, С.74—81.
3. *Парфёнов Н.М., Ципенко А.В., Федотов А.А.* Теоретические исследования прогиба мембраны датчика давления. // Приборы и системы. Управление. Контроль. Диагностика. 2018.№ 8. С.33—38.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ НАРАБОТКИ ДО ОТКАЗА ПОДЗАТВОРНОГО ДИЭЛЕКТРИКА МОП ТРАНЗИСТОРОВ С ПОМОЩЬЮ УСКОРЕННЫХ ИСПЫТАНИЙ

Сивченко А.С., Кузнецов Е.В., Сауров А.Н.

ФГУ НПК “Технологический центр”, *asivchenko@yandex.ru*

Подзатворный диэлектрик является одним из ключевых элементов конструкции субмикронных МОП транзисторов, от которого во многом зависит его время наработки до отказа. При длительном воздействии электрического поля на диэлектрик в нём происходит генерация дефектов, которые приводят к увеличению токов утечки, и в дальнейшем, влечёт за собой его пробой. Пробой диэлектрика приводит к потере функциональности транзистора и выходу из строя всей ИС или сбою в её работе. Поэтому на полупроводниковых фабриках оценка дефектности подзатворного диэлектрика и времени его наработки до отказа, уделяется особое внимание при разработке новых технологических процессов и квалификации текущих.

Методика по расчёту дефектности подзатворного диэлектрика подробно изложена нами в работах[1-2]. В данной работе будет рассмотрен вопрос о том, как с помощью ускоренных испытаний тестовых структур в составе пластины можно определить время наработки до отказа подзатворного диэлектрика в субмикронных технологиях.

Для расчёта времени наработки до отказа подзатворного диэлектрика обычно используются TDDDB (time dependent dielectric breakdown) методы измерений. В качестве основных TDDDB–методов выделяют:

- Воздействие на структуру постоянным напряжением – CVS (Constant Voltage Stress). Применяется для точной оценки времени до наступления пробоя – t_{bd} .
- Воздействие на структуру постоянным током – CCS (Constant Current Stress). Применяется для точной оценки заряда пробоя – Q_{bd} .
- Воздействие на структуру линейно возрастающим напряжением – RVS (Ramped Voltage Stress). Применяется для точной оценки напряжения пробоя – V_{bd} .
- Воздействие на структуру экспоненциально возрастающим током – ERCS (Exponentially Ramped Current Stress). Применяется для точной оценки тока – I_{bd} и заряда пробоя – Q_{bd} .

Исследования пробоя диэлектриков субмикронных технологий является довольно непростой задачей. Так как при уменьшении толщины подзатворного диэлектрика при приложении поля к нему в общем токе утечки через диэлектрик происходит уменьшение компоненты туннельного тока Фаулера – Нордгейма и увеличение компоненты тока связанного с прямым туннелированием электронов. Это влечёт за собой сложности в

определении момента пробоя, а так же разделения пробоя на мягкий пробой и жёсткий пробой. После мягко пробоя в структуре при низких полях наблюдаются высокие токи утечки, которые могут приводить к сбою в работе ИС, например уменьшение окна памяти в ячейке ПЗУ (разница пороговых напряжений в записанном и стёртом состоянии), тогда как при жёстком пробое в диэлектрике сформирован проводящий путь и происходит полная потеря им диэлектрических свойств.

В настоящее время существует несколько общепринятых моделей для расчёта времени наработки до отказа диэлектрика, среди которых наибольшее применение нашли следующие модели: Модель инжекции дырок с анода ($1/E$ – модель), Термомеханическая модель (E – модель) и Модель инжекции водорода с анода (V^n –модель). Время наработки до отказа в данных моделях рассчитывается следующим образом:

Для E модели:

$$TTF = A * \exp(-\gamma(T)E_{ox}) \exp\left(\frac{E_a}{kT}\right)$$

Где A –коэффициент зависящий от материалов и технологического процесса, $\gamma(T)$ – параметр ускорения, зависящий от температуры, E_{ox} – напряженность электрического поля, E_a – энергия активации, k – константа Больцмана, T – температуре в Кельвинах

Для $1/E$ модели:

$$TTF = \tau(T) * \exp\left(\frac{G(T)}{E_{ox}}\right)$$

Где $\tau(T)$ – коэффициент, зависящий от температуры, $G(T)$ – параметр ускорения полем, E_{ox} – напряженность электрического поля

Для V^n модели:

$$TTF = B(T) * V^{-n}$$

Где $B(T)$ – коэффициент, зависящий от температуры, n – показатель напряжения

Выбор модели для расчёта времени наработки до отказа зависит от толщины подзатворного диэлектрика и условий измерения. Экспериментально установлено, что использование для расчёта времени наработки до отказа диэлектрика с помощью E –модели даёт наименьшее время, в то время как $1/E$ модель наибольшее время до отказа. Остальные модели показывают промежуточное значение времени до отказа, ограниченное снизу временем, рассчитанным по E модели, а сверху $1/E$.

Для проведения исследования по определению времени наработки до отказа подзатворного диэлектрика нами спроектированы специальные тестовые структуры. Тестовые структуры изготовлены по технологии 65 [нм] и имеют эффективную толщину подзатворного диэлектрика 5 [нм]. Исследования проводились на специально сконфигурированном измерительном комплексе, в состав которого входит параметрический

анализатор Agilent B1500 и зондовая станция SUSS Pa300. Для автоматизации и проведения измерений на языке Vee pro разработана программа измерений.

Для оценки времени наработки до отказа диэлектрика нами выбран метод воздействие на структуру постоянным напряжением –CVC. Так как в данном режиме работы диэлектрик подвергается воздействию постоянного электрического поля, что является наиболее сильным воздействием с точки зрения скорости деградации диэлектрика, а так же данный режим измерения приближен к реальному режиму работы транзистора. Ускоренная деградация диэлектрика происходит вследствие воздействия двух ускоряющих факторов: высокого напряжения и температуры. В работе исследуется собственный пробой подзатворного диэлектрика, момент пробоя диэлектрика определяется по резкому увеличению тока, а так же по шумовой характеристики тока, что позволяет получить анализ времени наработки до отказа как, для случая, мягко так и жёсткого пробоя. В качестве модели для определения времени наработки до отказа используется Е модель, так как она применима для исследуемой толщины подзатворного диэлектрика и условиям проведения измерений, а так же даёт самый наихудший прогноз относительно времени наработки до отказа диэлектрика.

В результате работы, сконфигурирован измерительный комплекс, разработана программа измерений для проведения исследования времени наработки до отказа подзатворного диэлектрика субмикронных технологий. На основе данных полученных из проведённых ускоренных испытаний рассчитано время наработки до отказа подзатворного диэлектрика. Приведено сравнение полученных результатов с данными, которые гарантирует фабрика изготовитель в своих правилах проектирования.

1. *Сивченко А.С.* Методика определения дефектности подзатворного диэлектрика с использованием ускоренных испытаний тестовых структур // Изв. вузов. Электроника. –2015. – №3(Т.20). –С. 304–312.
2. *Сивченко А.С.* Разработка методики анализа дефектности подзатворного диэлектрика на тестовых структурах в составе пластин // Проблемы разработки перспективных микро- и наноэлектронных систем - 2014. Сборник трудов / под общ. ред. академика РАН А.Л. Стемпковского. М.: ИППМ РАН, 2014. Часть II. С. 145-150.
3. Jedec Standard JP001.01“Foundry process qualification guidelines”. May 2004.

МЭМС ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ ДАВЛЕНИЯ С АНАЛОГОВЫМ И ЦИФРОВЫМ ВЫХОДНЫМ СИГНАЛОМ

Суханов В.С., Панков В.В., Гусев Д.В., Гундарцев М.А., Землянников Н.С.

НПК «Технологический центр», N.Zemliannikov@tcen.ru, VS@tcen.ru

Преобразователи давления применяются в контрольно-измерительном оборудовании во всех областях промышленности: от химической и атомной до медицинской техники и авиации.

Размер преобразователя играет ключевую роль при размещении датчика в непосредственной близости от места протекания контролируемого процесса. Классические тензорезистивные преобразователи давления имеют металлическую мембрану с наклеенными плёночными или проволочными тензорезисторами. Такое техническое решение обеспечивает низкую стоимость преобразователя, но обуславливает его значительную массу и низкую долговременную стабильность электрических характеристик. Преобразователи давления на основе МЭМС структур изготавливаются по групповой интегральной технологии, что обеспечивает малые габариты преобразователя и высокую стабильность характеристик.

В рамках ОКР «Преобразователь-И12», выполненной по заказу Минпромторга России, разработаны МЭМС преобразователи давления с аналоговым и цифровым выходным сигналом.

Преобразователи давления подразделяются на две группы:

- преобразователи давления первичные (далее – ПДП) серии 202МСУ;
- преобразователи давления с нормированным выходным сигналом (далее – ПДНВ) серии 203МСУ.

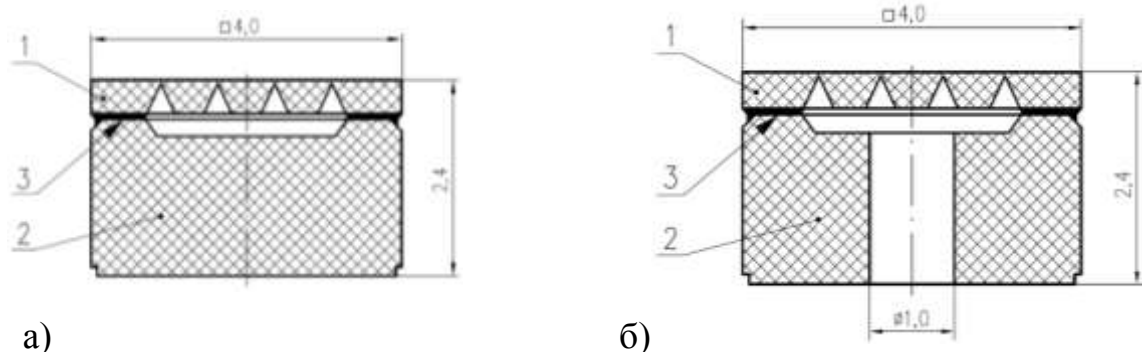
Основу ПДП составляет чувствительный элемент давления (далее – ЧЭД). ЧЭД включает в себя кремниевый кристалл, на котором сформирована тонкая (от 14 до 160 мкм) мембрана, изгибающаяся при воздействии измеряемого давления. В местах наибольших деформаций мембраны расположены тензорезисторы, включенные по схеме измерительного моста Уитстона. Выходной сигнал ПДП имеет милливольтный диапазон (до 140 мВ) и измеряется как разность потенциалов на диагонали моста (дифференциальный выходной сигнал). Смещение выходного сигнала при изменении температуры компенсируется. Структура ЧЭД абсолютного давления показана на рисунке 1 а, избыточного давления – на рисунке 1 б.

Основу ПДНВ составляют два элемента: ЧЭД и микросхема специализированного вычислителя. Микросхема обеспечивает приведение номинальной статической передаточной характеристики ЧЭД к нормализованному виду: в выходной однополярный сигнал «0–5 В».

Наличие микросхемы специализированного вычислителя позволяет производить замену экземпляров ПДНВ в аппаратуре без дополнительных процедур настройки. Кроме того, микросхема специализированного

вычислителя обеспечивает возможность получения данных по цифровому интерфейсу.

Характеристики разработанных преобразователей приведены в таблице 1.



- 1 – кристалл преобразователя давления;
2 – кремниевое основание;
3 – соединение легкоплавким стеклом.

Рисунок 1 – Схема ЧЭД

В зависимости от верхнего предела измерения давления применяются различные типы пневматических соединителей:

- для низких давлений до 0,16 МПа применяется конический штуцер под эластичные трубы (показан на рисунках 2 а и 3 а);
- для высоких давлений от 0,25 до 2,5 МПа применяется резьбовой штуцер под шаровой ниппель (показан на рисунках 2 б и 3 б).

Таблица 1 – Основные характеристики преобразователей давления

Наименование параметра, единица измерения	202МСУ		203МСУ	
	не менее	не более	не менее	не более
Напряжение питания, В	4,85	5,15	4,75	5,25
Ток потребления, мА	0,4	1,0	7	10
Напряжение смещения «нуля», мВ	минус 5	5	–	
Диапазон изменения выходного напряжения, В	0,045	0,140	0,3	5,0
Напряжение на мостовой схеме, В	2,4	2,9	–	
Коэффициент температурного дрейфа диапазона выходного напряжения*, % / 10°С	минус 0,25	0,25	–	
Коэффициент температурного дрейфа напряжения смещения «нуля», % / 10 °С	минус 0,25	0,25	–	
Нелинейность передаточной характеристики, %	минус 0,25	0,25	–	

Основная приведенная погрешность, %	—	—	0,5
--	---	---	-----

* Примечание – значение ТКЧ указано при оптимальном напряжении питания, устанавливаемом индивидуально для каждого экземпляра ПДП.

Разработанные преобразователи имеют низкую нелинейность выходной передаточной характеристики, высокую стабильность характеристик и выполнены на уровне мировых аналогов.

Рисунок 2 – Внешний вид преобразователей давления серии 202МСУ

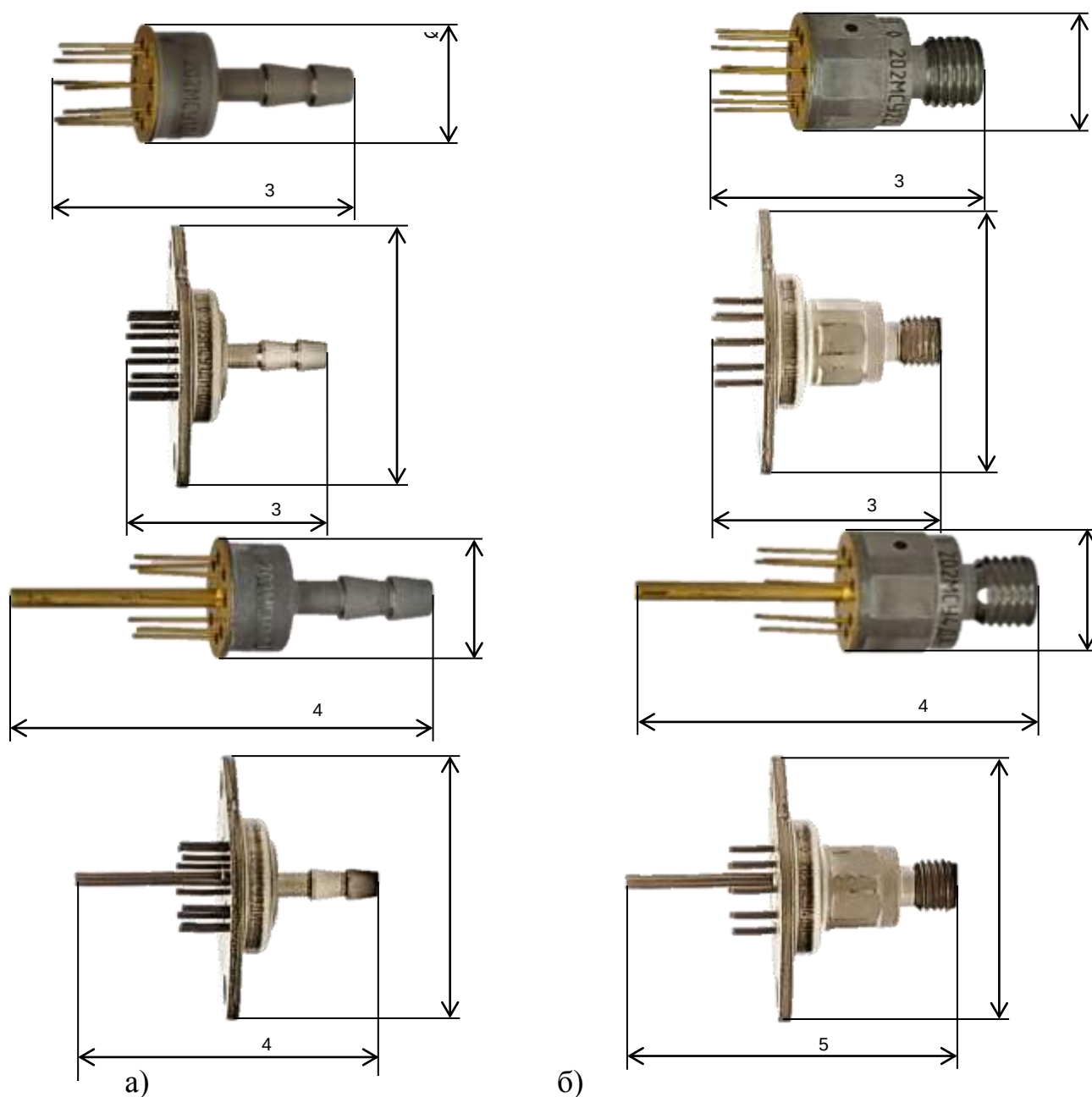


Рисунок 3 – Внешний вид преобразователей давления серии 203МСУ

ИССЛЕДОВАНИЕ КОНСТРУКТИВНО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ МЕТОДОВ СОЗДАНИЯ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КРЕМНИЕВЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

Амеличев В.В., Генералов С.С., Горелов Д.В., Платонов В.В., Никифоров С.В.

НПК «Технологический центр», S.Generalov@tcen.ru

Интегральная оптоэлектроника (ИОЭ) является одним из перспективных направлений развития микроэлектроники. В отличие от традиционных интегральных схем (ИС), в интегрально-оптических приборах и устройствах сигнал представляет собой электромагнитную волну видимого или ИК-диапазона.

В настоящее время интенсивно развивается информационно-телекоммуникационная техника, созданная с использованием компонентов ИОЭ. Объединяя достижения физики твердого тела, интегральной и волоконной оптики данное направление позволяет обеспечить создание функциональных элементов и устройств, сочетающих как передачу, так и обработку информации практически в едином монолитном варианте. Становится возможным существенное увеличение информационной емкости каналов связи, и, следовательно, повышение качества управления объектами, осуществление мониторинга сложных технологических процессов в реальном времени.

Достоинствами таких систем являются устойчивость к внешним воздействиям, малые габариты и вес, гальваническая отвязка от токонесущих конструкций, большие возможности разделения по частоте (длине волны) при мультиплексировании, повышенная надежность.

Основным элементом ИОЭ является интегрально-оптический волновод (ИОВ). ИОВ лежит в основе создания таких элементов ИОЭ, как делители, сумматоры, модуляторы и т.д., поэтому тщательная проработка конструктивно-технологических методов создания ИОВ является основной задачей.

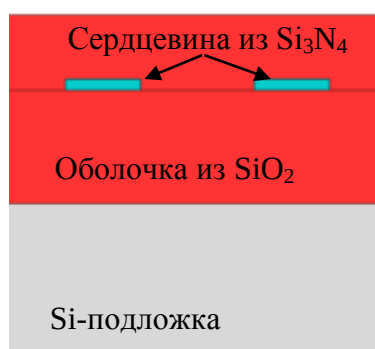
Основным параметром ИОВ, определяющим возможность его применения, является затухание оптического сигнала. Затухания в ИОВ связаны с рэлеевским рассеиванием на неоднородностях материала сердцевины и оболочки, шероховатостях их границ, утечкой в подложку, объёмными затуханиями в материалах ИОВ.

В настоящее время существуют различные варианты структур ИОВ. Наиболее распространёнными из них являются:

- ИОВ на подложках КНИ с сердцевинной из Si [1];
- ИОВ с сердцевинной из Si_3N_4 [2].

В НПК «Технологический центр» ведутся исследования в направлении ИОЭ. Структуры и снимок фрагмента внешнего вида ИОВ приведены на рисунке 1. ИОВ представляет собой сердцевинной из Si_3N_4 окруженной

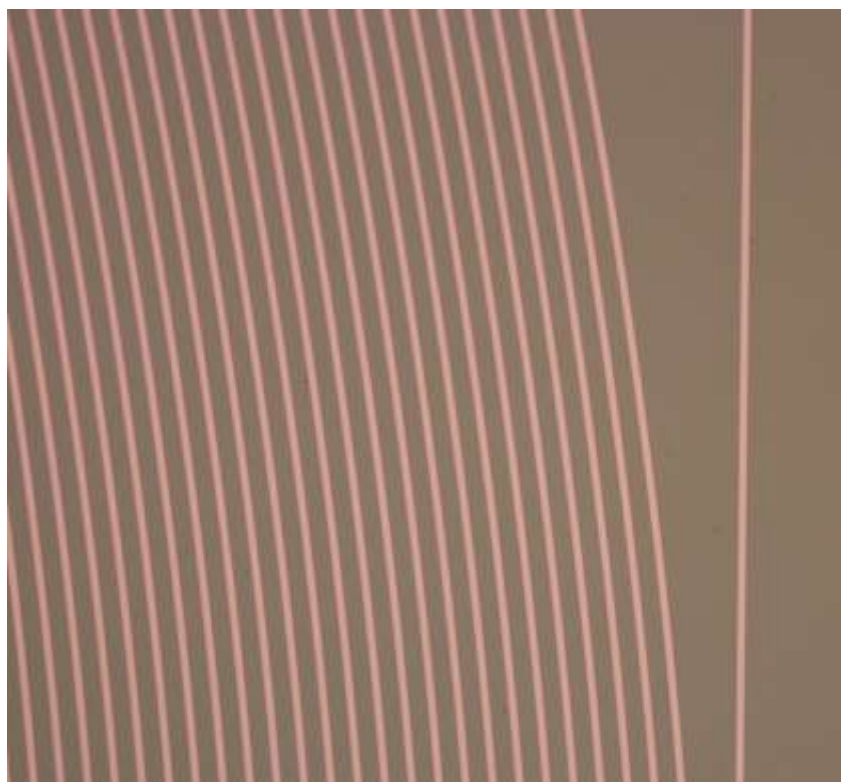
оболочкой из SiO_2 . В качестве подложек были использованы кремниевые и кварцевые пластины.



а



б



в

Рисунок 1 – ИОВ с сердцевиной из Si_3N_4 : а, б – структуры ИОВ на кремниевой и кварцевой подложках; в – снимок фрагмента внешнего вида ИОВ на кварцевой подложке

Для формирования слоев сердцевины и оболочки ИОВ использовались процессы плазмо-химического осаждения (ПХО) и плазмо-химического травления (ПХТ).

Исследования величины затухания оптического сигнала ИОВ проводились методом оптической рефлектометрии в частотной области (OFDR). Для получения рефлектограмм ИОВ был использован рефлектометр высокого разрешения. На рисунке 2 представлен пример рефлектограммы участка ИОВ длиной 2 м, сформированного на кварцевой подложке.

На основании полученных рефлектограмм установлено, что величина оптических потерь на прямолинейных участках лежит в диапазоне от 0,2 до 1,2 дБ/м. Основные потери на распространении в спиралевидном ИОВ лежат в пределах от 1,2 до 20 дБ/м, что предположительно связано с изменением радиусов изгибов ИОВ.

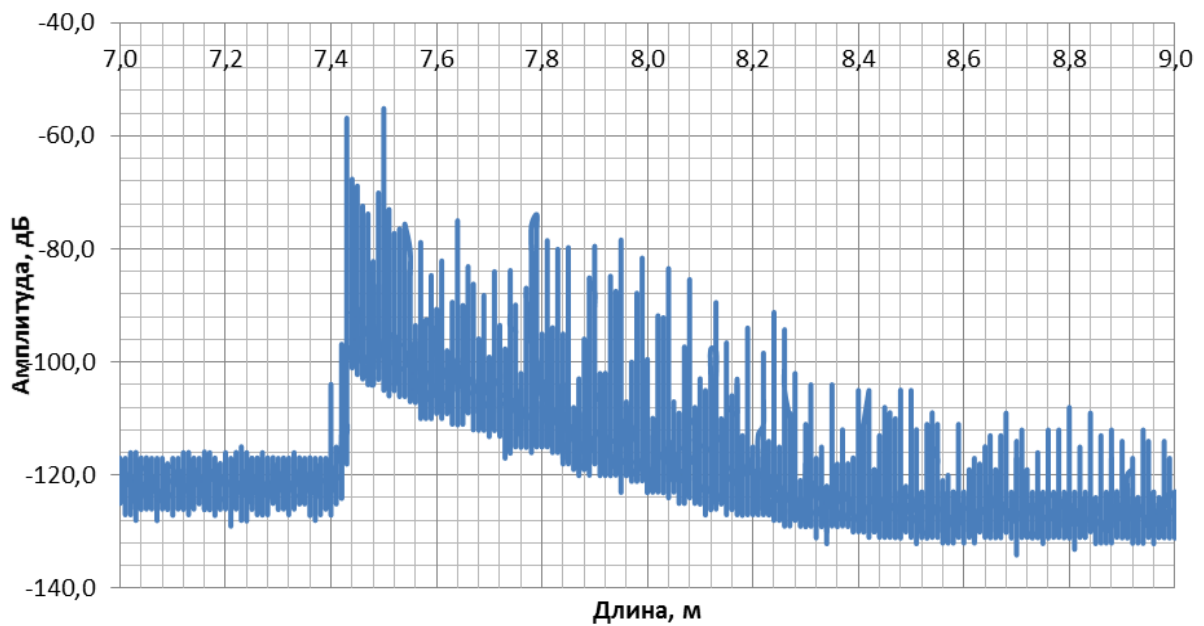


Рисунок 2 – Рефлектограмма участка спиралевидного ИОВ длиной 2 м с сердцевинной из Si_3N_4 , сформированного на кварцевой подложке

Отечественные разработки в области создания ИОВ находятся на этапе развития. Перспективы отечественных разработок в ИОЭ напрямую зависят от совершенствования технологий и материаловедения. Снижение затухания оптического излучения может быть достигнуто формированием формы волновода с профилем, обеспечивающим полное внутреннее отражение моды оптического излучения.

Приоритетными задачами в области ИОЭ являются совершенствование существующих технологических процессов интегральной технологии, а также поиск новых материалов при создании ИОВ и элементов на их основе. Дальнейшая работа по направлению ИОЭ, основанная на результатах, полученных при исследовании ИОВ, позволит достичь низких значений оптических потерь в элементах ИОЭ.

1. *Minh, A. Tran* Ultra-Low-Loss Silicon Waveguides for Heterogeneously Integrated Silicon/III-V Photonics [Текст] / A. Tran Minh // Applied Sciences. – 2018. – No.8 (7). – p. 1139.
2. *Bauters, Jared F.* Ultra-low-loss high-aspect-ratio Si_3N_4 waveguides [Текст] / Jared F. Bauters // OPTICS EXPRESS. – 2011. – No. 4. – Vol. 19.

КОНДЕНСАТОРНЫЙ МЭМС-МИКРОФОН

*Генералов С.С., Григорьев Д.М., Амеличев В.В., Никифоров С.В.,
Поломошнов С.А., Щербинин И.В.*

«НПК «Технологический центр», Москва, D.Grigorev@tcen.ru

В настоящее время наблюдается бурный рост на рынке миниатюрных МЭМС-микрофонов. Это связано с их применением в устройствах мобильной и портативной электроники бытового назначения: в телефонах, смартфонах, игровых приставках, музыкальных плеерах, фото- и видеокамерах, умных часах, наушниках и гарнитурах, устройствах автомобильной электроники, умных колонках. Список устройств растет с каждым годом благодаря внедрению голосового управления в различные устройства и рост популярности мультимедийных сообщений и помощников. Миниатюрность МЭМС микрофонов позволяет использовать несколько микрофонов в одном устройстве, что существенно расширяет возможности записи и обработки звуковых сигналов [1].

Конструкция МЭМС-микрофона представляет собой переменный конденсатор, одна из обкладок которого чувствительна к акустическому давлению (ротор), вторая неподвижна и перфорирована (статор) (рисунок 1). Ротор выполнен из поликремния, имеет небольшую толщину для обеспечения требуемой чувствительности и закреплен по периметру с помощью упругих подвесов. Статор так же выполнен из поликремния и представляет собой жестко закрепленную по периметру толстую пластину с перфорацией. Ротор и статор разделены воздушным зазором [2].

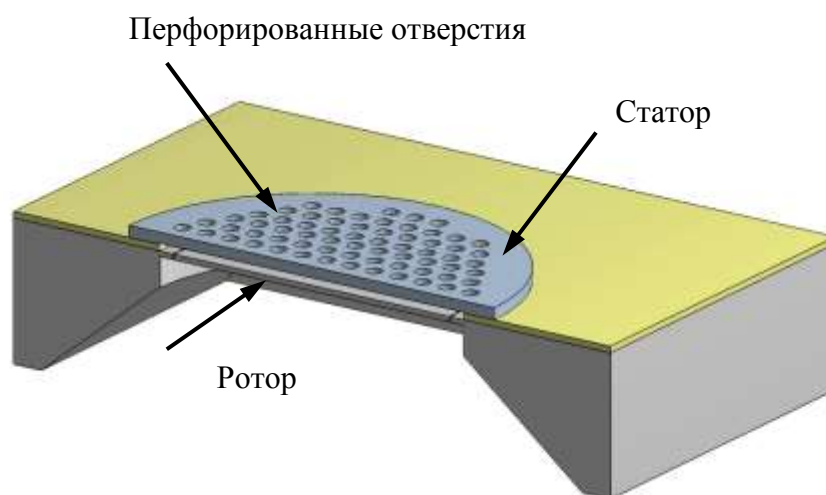


Рисунок 3 – Кристалл капсуля МЭМС-микрофона

Разработанный в НПК «Технологический центр» МЭМС-микрофон представлен на рисунке 2. Микрофон имеет ровную амплитудно-частотную характеристику (АЧХ) с неравномерностью 2- 3 дБВ в диапазоне частот от 100 Гц до 10 кГц (рисунок 3). На рисунке уровень 0 дБВ соответствует

выходному сигналу микрофона на частоте 1 кГц при уровне акустического давления 94 дБ (1 Па). Отношение сигнал-шум достигает 65 дБ(А), коэффициент нелинейных искажений (КНИ) 0,2 % при уровне акустического давления 94 дБ на частоте 1кГц.

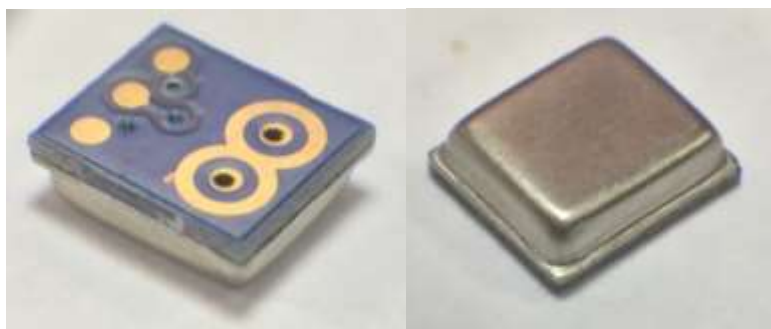


Рисунок 4

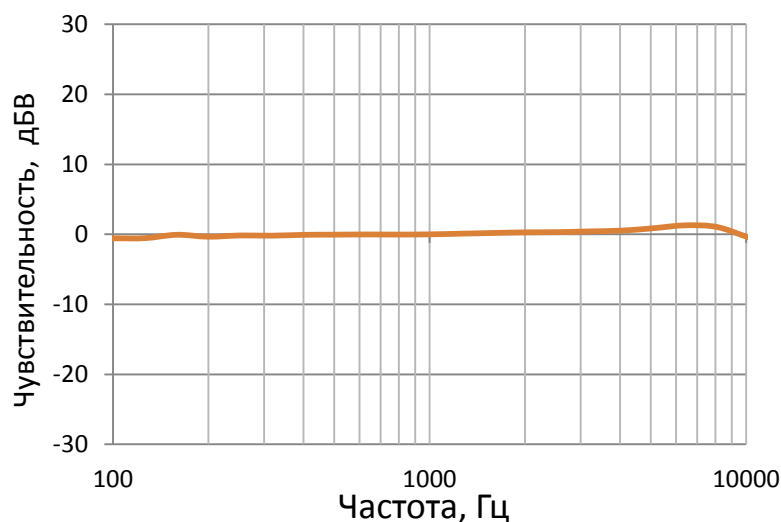


Рисунок 5 – Амплитудно-частотная характеристика МЭМС-микрофона

В настоящее время идёт разработка новых конструктивных вариантов, которые позволят увеличить отношение сигнал шум и уменьшить КНИ при высоких уровнях звукового давления (120 дБ).

Для увеличения отношения сигнал шум необходимо увеличить активную ёмкость капсуля с помощью увеличения площади ротора и статора. При этом необходимо избежать увеличения чувствительности подвижной мембраны, т.к. увеличение чувствительности приводит к возрастанию КНИ [3].

Для увеличения ёмкости капсуля разработан вариант с двумя МЭМС-капсюлями на одном кристалле. Так же с помощью компьютерного моделирования в ANSYS рассчитаны варианты конструкций с применением напряженных диэлектрических пленок Si_3N_4 , позволяющих контролировать чувствительность мембраны при увеличении её площади [4]. Третий вариант конструкции с увеличенной площадью реализован с помощью увеличения толщины мембраны и увеличения количества упругих подвесов.

Так же ведется разработка конструкции со встречно штыревой формой электродов на роторе и статоре (рисунок 4) [5]. Эта структура позволяет не только увеличить активную ёмкость до 5 пФ, но и уменьшить акустический шум связанный с прохождением звука через отверстия перфорированного электрода [6].

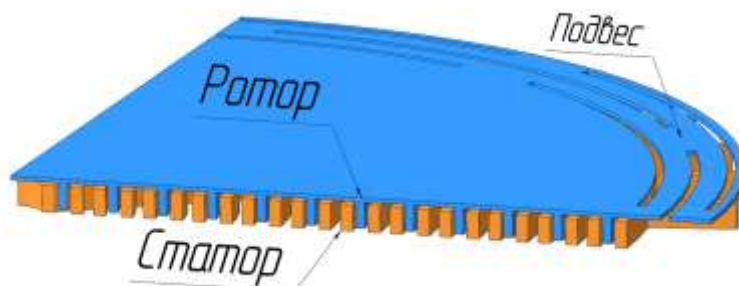


Рисунок 6

Таким образом, разработанный в НПК «Технологический центр» МЭМС-микрофон обладает хорошим значением отношения сигнал шум, ровной АЧХ и низкими значениями КНИ, что позволяет использовать его в современных устройствах мобильной и портативной электроники. Для улучшения характеристик разрабатываются новые конструкции, позволяющие обойти существующие ограничения.

1. Григорьев, Д. М., Годовицын, И. В., Амеличев, В. В., Генералов, С. С., Поломоинов, С. А. Использование конечно-элементного моделирования для расчета СВ-характеристики конденсаторного МЭМС-микрофона // Микроэлектроника. 2017. №. 6. С. 431-439.
2. Интегральный конденсаторный преобразователь акустического давления для миниатюрного МЭМС-микрофона / И.В. Годовицын и др. // Нано- и микросистемная техника. 2014. №4. С. 43–50.
3. Амеличев В. В., Ильков А. В. Конструктивно-технологический базис создания электроакустических преобразователей. М.: Техносфера, 2012. 104 с.
4. Strongly buckled square micromachined membranes / Ziebart V., Paul O., Baltes H. // Journal of Microelectromechanical Systems. – 1999. – Vol. 8. – N. 4. – P. 423-432.
5. Anzinger S. et al. A Comb-Based Capacitive MEMS Microphone with High Signal-to-Noise Ratio: Modeling and Noise-Level Analysis //Multidisciplinary Digital Publishing Institute Proceedings. 2017. Т. 1. – №. 4. P. 346.
6. Dehé A. MEMS microphone innovations towards high signal to noise ratios (Plenary Presentation) //Smart Sensors, Actuators, and MEMS VIII. – International Society for Optics and Photonics, 2017

ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ОСНОВЕ СПИН-ТУННЕЛЬНЫХ МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫХ НАНОСТРУКТУР

*Амеличев В.В., Беляков П.А., Васильев Д.В., Жуков Д.А.,
Казаков Ю.В., Костюк Д.В., Орлов Е.П.*

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
«Научно-производственный комплекс «Технологический центр»
(НПК «Технологический центр»), D.Vasilyev@tcen.ru

Преобразователи магнитного поля на основе спин-туннельных магниторезистивных (ПМП-СТМР) наноструктур превосходят преобразователи магнитного поля на основе анизотропного магниторезистивного (АМР) и спин-вентильного магниторезистивного (СВМР) эффекта по чувствительности к магнитному полю, имеют более высокое входное сопротивление и более низкий уровень собственных шумов. Данные преимущества, а также высокая стойкость к внешним воздействующим факторам определяют применение преобразователей магнитного поля на основе СТМР эффекта в составе телеметрических, дефектоскопических и биомедицинских микросистем, приборов и устройств.

Ведущими фирмами по разработке и производству ПМП на основе СТМР наноструктур являются MicroMagnetics (США), MultiDimension Technology (КНР), Crocus Technology (США). Номенклатура продукции предприятий включает в себя ПМП-СТМР в виде магниточувствительного дискретного резистора, ПМП, работающие на основе мостовой и полумостовой схемы Уитстона, одно-, двух и трехосевые ПМП.

Сопротивление СТМР элемента на основе многослойной наноструктуры изменяется пропорционально косинусу разности между углами направлений векторов намагниченности свободной и фиксированной ферромагнитных пленок. При этом сопротивление СТМР элемента максимально при противоположном направлении векторов намагниченности и минимально при их сонаправленном, параллельном положении векторов ферромагнитных пленок [1].

Основным элементом СТМР наноструктур является спин-туннельный переход (СТП), который состоит из барьерного слоя, расположенного между двумя ферромагнитными пленками (фиксированной и свободной). Барьерный слой представляет собой нанометровую пленку диэлектрика Al_2O_3 или MgO . СТМР эффект в наноструктурах с барьерным слоем Al_2O_3 не превышает 50%. Применение в качестве барьерного диэлектрического слоя MgO позволило увеличить СТМР эффект до сотен процентов.

Масочным методом изготовлены макетные образцы СТМР наноструктуры типа $\text{Ta/FeNiCo}_{20}/\text{CoFe/MgO}/\text{CoFe/FeNiCo}_{20}/\text{FeMn/Ta}$ с величиной эффекта 5,5% [2]. Замена смежных к барьерному слою пленок

CoFe на CoFeB и термообработка наноструктур в магнитном поле способствовали увеличению МР эффекта до 50% (рисунок 1).

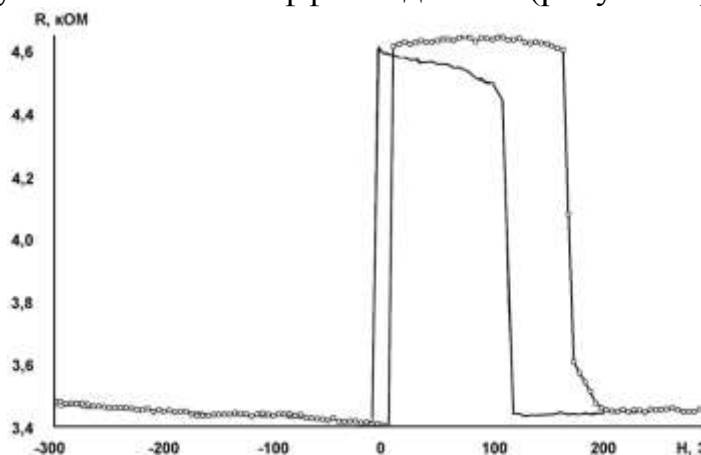


Рисунок 1 – Зависимость сопротивления СТМР наноструктуры от магнитного поля, величина СТМР эффекта составила 34,4%

ПМП-СТМР в зависимости от конструктивного исполнения могут иметь четную или нечетную выходную характеристику.

Конструктивно ПМП с четной выходной характеристикой представляют собой полумостовую схему Уинстона, где два противоположных плеча содержат спин-туннельные переходы с осью легкой намагниченности (ОЛН) фиксированного слоя, ориентированной перпендикулярно оси чувствительности преобразователя, два балластных плеча представлены постоянными резисторами.

ПМП-СТМР с нечетной выходной характеристикой превосходят преобразователи с четной выходной характеристикой по чувствительности к магнитному полю, линейности и гистерезису выходного сигнала.

Для изготовления ПМП с нечетной выходной характеристикой на основе мостовой схемы Уитстона изменение сопротивления плеч при воздействии магнитного поля должно носить линейный характер в области нуля. Данное условие достигается снижением коэрцитивности свободного слоя путем двухэтапного отжига в магнитном поле или воздействием постоянного магнитного поля перпендикулярно ОЛН фиксированного слоя СТМР наноструктуры.

Повышение чувствительности ПМП обеспечивается увеличением напряжения питания и величины СТМР эффекта, для чего в каждое плечо мостовой схемы последовательно включены несколько спин-туннельных переходов.

Созданы технологические основы изготовления ПМП-СТМР, содержащие следующие технологические процессы: формирование нижнего электрода, магнетронное напыление многослойной наноструктуры, травление СТМР наноструктуры, создание пассивирующего слоя и металлизация.

Снижение коэрцитивности свободного слоя СТП достигнуто при воздействии постоянных магнитов, которые отклоняют вектор

намагниченности свободного слоя. На рисунке 2 представлена зависимость сопротивления плеча преобразователя от магнитного поля после монтажа постоянного магнита.

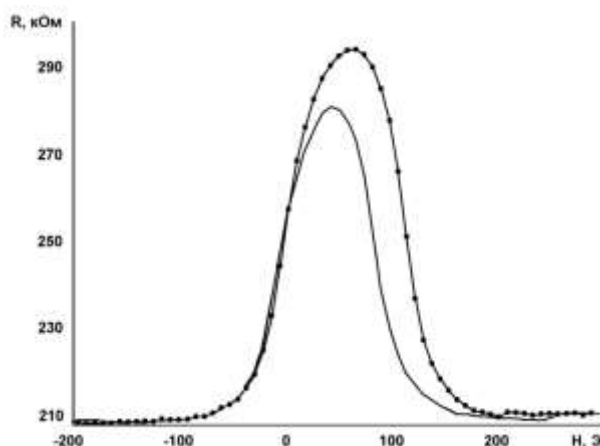


Рисунок 2 – Зависимость сопротивления плеча ПМП-СТМР от магнитного поля после монтажа постоянного магнита

Для получения сигнала на выходе мостовой схемы преобразователя необходимо, чтобы одна пара противоположных плеч имела положительный наклон зависимости сопротивления от магнитного поля, а другая пара – отрицательный.

С учетом вышеперечисленных требований изготовлен макет ПМП-СТМР с чувствительностью к магнитному полю $5 \text{ мВ}/(\text{В} \times \text{Э})$ и входным сопротивлением 275 кОм .

Дальнейшим шагом в исследованиях при создании ПМП-СТМР является применение синтетических антиферромагнитных материалов в наноструктуре СТП.

Исследование параметров наноструктур осуществлялось с помощью уникального оборудования ЦКП «Функциональный контроль и диагностика микро- и наносистемной техники» на базе НПК «Технологический центр».

1. Амеличев В.В., Беляков П.А., Васильев Д.В., Жуков Д.А., Казаков Ю.В., Костюк Д.В., Орлов Е.П., Касаткин С.И., Крикунов А.И. Спин-туннельные магниторезистивные элементы на основемногослойных наноструктур // Журнал технической физики, 87, 8 (2017).
2. Абанин И.Е., Амеличев В.В., Беляков П.А., Васильев Д.В., Казаков Ю.В., Костюк Д.В., Крикунов А.И., Орлов Е.П. Исследование спин-туннельных магниторезистивных наноструктур с барьерным слоем из оксида магния (MgO), полученных масочным методом // Нано- и микросистемная техника. № 4. 2015. С. 10–14.

ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ПРОИЗВОДСТВА ОТЕЧЕСТВЕННЫХ МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫХ МИКРОСИСТЕМ

Амеличев В.В., Костюк Д.В.

НПК «Технологический центр», г. Зеленоград, D.Kostyuk@tcen.ru

Магниторезистивные микросистемы (МРМС) измерения магнитного поля и электрического тока на протяжении ряда последних лет используются в узлах и блоках радиоэлектронной аппаратуры (РЭА). Это обусловлено тем, что МРМС, в отличие от преобразователей Холла, имеют более высокую чувствительность к магнитному полю (на уровне единиц нТл и ниже), стойкость к внешним воздействующим факторам (климатическим, механическим и специальным) [1].

В НПК «Технологический центр» более 15 лет ведутся исследования, разработка и производство МРМС на основе наноструктур с различным типом магниторезистивного эффекта:

- наноструктуры с анизотропным магниторезистивным (АМР) эффектом;
- наноструктуры со спин-вентильным магниторезистивным (СВМР) эффектом;
- многослойные периодические (МСП) наноструктур с гигантским магниторезистивным (ГМР) эффектом;
- наноструктуры со спин-туннельным магниторезистивным (СТМР) эффектом.

За последнее десятилетие в опытном производстве НПК «Технологический центр» освоено более 10 типов МРМС:

- для преобразования магнитного поля на основе наноструктур с АМР эффектом и одной осью чувствительности (ПМП-АМР-НХ В2.1, ПМП-АМР-НХ В2.2, 1002МСУ1ПААР и 1002МСУ1ПАБР);
- для преобразования магнитного поля на основе наноструктур с АМР эффектом и двумя осями чувствительности (1002МСУ2ПААР и 1002МСУ2ПАБР);
- для преобразования магнитного поля на основе МСП наноструктур с ГМР эффектом и одной осью чувствительности;
- для бесконтактного преобразования силы электрического тока на основе наноструктур с АМР эффектом (2001МСУ1ЭААР, 2001МСУ1ЭАБР, 2001МСУ1ЭАВР и 2001МСУ1ЭАГР).

В настоящее время ведутся работы по освоению в производстве трехосевого преобразователя магнитного поля и специализированного преобразователя силы электрического тока на основе АМР наноструктур. Создается конструктивно-технологический базис изготовления МРМС на основе СТМР наноструктур.

Ключевым блоком технологического процесса изготовления кремниевых кристаллов МРМС являются технологические операции

напыления и травления тонкопленочных магниторезистивных наноструктур. Для МРМС на основе АМР эффекта используются однослойные или двухслойные наноструктуры из сплава FeNiCo, толщиной не более 25 нм. Для МРМС на основе наноструктур с ГМР эффектом, используются более сложные технологические процессы на специализированном технологическом оборудовании, содержащем до 6 мишеней. Это позволяет формировать такие наноструктуры как:

- FeNiCo / Cu / FeNiCo / FeMn – наноструктура, обладающая СВМР эффектом;

- FeNiCo / [CoFe / Cu]_n – МСП наноструктура, где n – количество повторений блока наноструктуры;

- FeCoB / MgO / FeCoB / FeMn – наноструктура, обладающая СТМР эффектом.

В качестве разделительных и изолирующих слоев в наноструктурах с АМР и ГМР эффектом могут применяться высокорезистивные пленки толщиной в единицы нанометров из Ti, Ta или их нитридов [1]. Совокупные толщины стеков таких наноструктур с ГМР эффектом обычно не превышают 70 нм. Воспроизводимость напыления наноструктур с ГМР эффектом сильно зависит от режима технологического оборудования и качества исходных кремниевых подложек. Среднеквадратичная шероховатость кремниевой подложки с термическим окислом, для достижения выхода годных на пластине не менее 50%, не должна превышать 0,3 нм, а пиковая шероховатость не должна превышать 1 нм.

В производстве МРМС необходим контроль параметров наноструктур с АМР и ГМР эффектом и элементов, как дискретных, так и включенных в мостовую схему. Для этого используется специализированное контрольно-измерительное оборудование, оснастка и специализированное ПО. Для контроля и измерения параметров АМР, СВМР и МСП наноструктур в составе пластин диаметром 100 мм применяется магнитная измерительная система MESA-200 (SHB Instruments, США) [2]. Данная система позволяет провести контроль основных параметров, сформированных наноструктур (коэрцитивность, поле магнитной анизотропии, магниторезистивный эффект, поверхностное сопротивление) в составе подложек диаметром до 200 мм. Этот контроль позволяет оценить пригодность подложки с напыленной наноструктурой для запуска в производство далее по маршруту формирования кремниевых кристаллов МРМС.

В процессе производства МРМС на основе СТМР наноструктур, для контроля всех магнитных параметров и ГМР эффекта) необходимо несколько другое специализированное контрольно-измерительное оборудование. Это обусловлено тем, что электрический ток в СТМР наноструктурах не течёт в плоскости подложки, а туннелирует вертикально через диэлектрический наноразмерный барьер. С этой целью может использоваться контрольно-измерительная установка CIPTech (Capres, Дания) [3], позволяющая за счёт специальной микрозондовой системы и локального растекания электрического тока в СТМР наноструктуре измерить ГМР эффект.

Разработанные и освоенные в производстве НПК «Технологический центр» МРМС преобразования магнитного поля конструктивно выполнены в специализированных немагнитных металлокерамических корпусах, герметизируемых методом пайки [4]. МРМС преобразования электрического тока выполнены в металлокерамическом корпусе со вставкой, содержащей медную шину, герметизируются шовно-роликовой сваркой. Основные параметры данных МРМС представлены в таблице 1.

Таблица 1 – Основные параметры разработанных МРМС преобразования поля и тока

№ п/п	Наименование параметра	Единица измерения	Значение параметра	Примечание
1	Относительная чувствительность к магнитному полю	мВ/(В×Гс)	1,2÷5,0 10,0÷35,0 4,0÷6,0	Для АМР наноструктур Для МСП наноструктур Для СТМР наноструктур
2	Сопротивление мостовой схемы	кОм	0,8÷2,5 1,5÷5,0 50,0÷300,0	Для АМР наноструктур Для МСП наноструктур Для СТМР наноструктур
3	Порог обнаружения	нТл	до 1,5 до 0,5 –	Для АМР наноструктур Для МСП наноструктур Для СТМР наноструктур
4	Диапазон по магнитному полю	мТл	до ±0,6 до ±0,1 до ±0,2	Для АМР наноструктур Для МП наноструктур Для СТМР наноструктур

Исследование параметров наноструктур осуществлялось с помощью уникального оборудования ЦКП «Функциональный контроль и диагностика микро- и наносистемной техники» на базе НПК «Технологический центр».

1. Амеличев В.В., Галушков А.И., Дягилев В.В., Касаткин С.И., Муравьев А.М., Лопатин В.В., Резнев А.А., Сауров А.Н., Суханов В.С. Микроэлектронная магниторезистивная технология // Междисциплинарный теоретический и прикладной научно-

- технический журнал Нано- и микросистемная техника. – 2007. № 3. – С. 22 – 26.
2. MESA-200 [Электронный ресурс] SHB Instruments, Режим доступа: <https://www.shbinstruments.com/mesa> – свободный. – Яз. англ. (дата обращения – 16.01.2019).
 3. CIPTech-M300 [Электронный ресурс] Capres, Режим доступа: <http://www.capres.com/Default.aspx?ID=64> – свободный. – Яз. англ. (дата обращения – 16.01.2019).
 4. Амеличев В.В., Абанин И.Е., Аравин В.В., Костюк Д.В., Касаткин С.И., Резнев А.А., Сауров А.Н. Развитие технологий магнитополупроводниковых микросистем // Известия высших учебных заведений. Электроника. – 2015. №5. Том 20. С. 505-510.

РАЗРАБОТКА СТРУКТУРЫ ДОЗОВОГО ДЕТЕКТОРА ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ МОП- ТРАНЗИСТОРА С ФУНКЦИЕЙ ОТЖИГА НАКОПЛЕННОГО ЗАРЯДА

Рязанцев Д.В., Кузнецов Е.В.

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
«Научно-производственный комплекс «Технологический центр», Москва,
Зеленоград, d.ryazancev@tcen.ru

МОП структуры накапливают заряд ионизирующего излучения и могут использоваться как дозовые датчики для отслеживания дозы облучения в различных приложениях, таких как комическая, ядерная и медицинская промышленность, исследовательские лаборатории и портативная электроника. Для расчета относительной дозы ионизирующего излучения измеряется сдвиг порогового напряжения МОП транзистора, вызванный изменением заряда в подзатворном оксиде и его нижней границы [1]. При насыщении зарядом пороговое напряжение перестает меняться. Этот факт ограничивает максимальную возможную измеренную дозу. Существующие коммерческие активные и пассивные детекторы построены на зарубежной компонентной базе и обладают максимальной накопленной/измеренной дозой до 20 крэд[2]. Известно, что накопленный заряд в оксиде может отжигаться при температурах от 150 °С с возвращением порогового напряжения к начальному значению [3,4] для возможности повторного использования и чем выше температура, тем быстрее происходит процесс отжига.

Преимущества МОП дозиметров по сравнению с другими подобными системами заключаются в прямом неразрушающем считывании информации о дозе, сверхмалых размерах самого датчика, способности постоянно накапливать адсорбированный заряд, широким диапазоном доз, очень маленькой потребляемой мощностью[1]. Недостатками являются необходимость калибровки для разных радиационных полей, относительно низкая разрешающая способность (примерно от 1 рад) и коротком времени функционирования (повторного использования)[3].

Целью этой работы является разработка структуры нагревательного элемента встроенного в дозовый датчик для возможности отжига накопленного заряда ионизирующего излучения при температуре от 150 °С.

Для решения этой задачи предлагается использовать локальный разогрев подзатворного оксида МОП-транзистора путем разогрева поликремневого затвора током. Согласно закону Джоуля-Ленца при протекании электрического тока через структуру будет выделяться теплота пропорциональная произведению квадрату силы тока и сопротивления.

Структура нагревательного элемента была спроектирована из n+-поликремния и рассчитана в среде численного моделирования COMSOL Multiphysics, позволяющая нагревать подзатворный окисел с температурой от

150 °С. По результатам расчета была изготовлена структура нагревательного элемента совместно с р-канальным МОП-транзистором $W/L=0.5$ по 1.5мкм технологическому процессу в НПК “Технологический центр”. Поликремний выполнен в форме “гантели” для уменьшения контактного сопротивления. Площадь поликремния над подзатворным окислом $8\text{мкм} \cdot 16\text{мкм} = 128\text{мкм}^2$.

Изготовленные образцы были измерены на ручной зондовой станции Cascade Microtech MPS 150 с системой нагрева ERS AC3 с использованием полупроводникового измерителя Agilent B1500A при вариации температуры от 25 до 175 °С. Для расчета сопротивления поликремния применялся четырехзондовый метод измерения. По результатам измерения был найден температурный коэффициент (ТКС) сопротивления поликремния равный приблизительно 785ppm/°С. Среднее сопротивление структуры при комнатной температуре 52Ом. Поверхностное сопротивление поликремния ~17.5Ом/□.

Были получены зависимости изменения сопротивления поликремния от величины пропускаемого тока через него. С использованием известного ТКС было рассчитано изменение температуры по изменению сопротивления. На рисунке 1 представлено изменение температуры от протекаемого тока рассчитанной структуры в COMSOL Multiphysics и изготовленных образцов для двух толщин подзатворного диэлектрика 50нм и 80нм. Коэффициент теплопроводности окисла зависит от толщины и его механизма создания [5], что было учтено при моделировании.

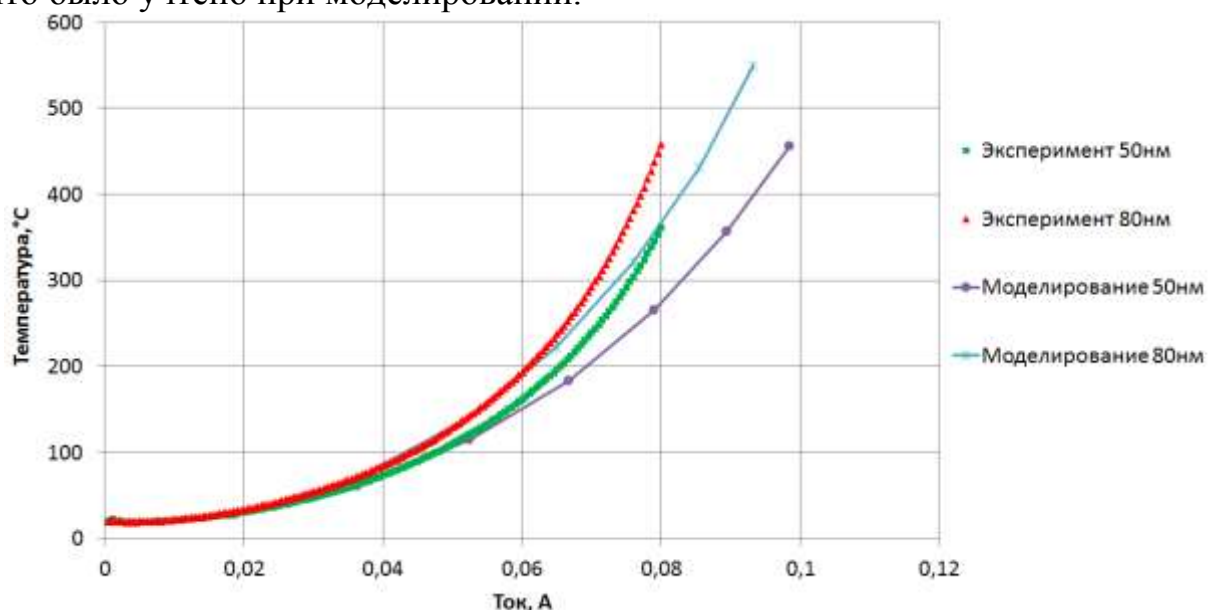


Рисунок 1 – График зависимости температуры затворного поликремния от тока через него для двух толщин подзатворного окисла

Полученные вычисленные значения температур не соответствуют реальным в канале по причине того, что при нагревании током поликремний нагревается с большим градиентом (рисунок 2), а при измерении температура усредняется. Максимальное значение температуры возникает в канале и по мере приближения к контактным окнам металлической разводки быстро спадает практически до комнатной температуры, потому что металл обладает большой теплопроводностью.

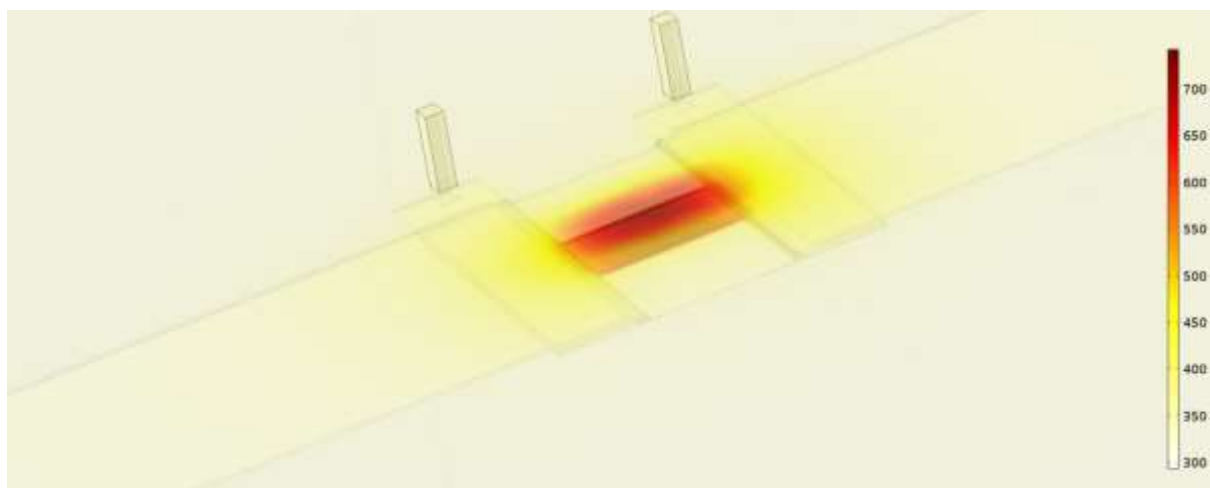


Рисунок 2 – Изменение температуры в структуре нагревательного элемента дозового датчика при протекаемом токе 76 мА.

В результате разработана и изготовлена структура нагревательного элемента совместно с дозовым датчиком для отжига накопленного заряда. По данным измерений было получено, что возможно разогреть подзатворный окисел до температур близких к 800 °С без разрушающих последствий.

Предлагается использовать импульсный механизм разогрева подзатворного окисла до максимально возможной температуры, при которой достигается оптимальное значение времени отжига и потребляемой мощности.

Планируется в будущем провести испытание датчиков по накоплению ионизирующего излучения и его локальному отжигу.

1. Gladstone D. J., Chin L. M. Automated data collection and analysis system for MOSFET radiation detectors //Medical physics. – 1991. – Т. 18. – №. 3. – С. 542-548.
2. Hallil A. et al. MOSFET dosimetry mission inside the ISS as part of the Matroshka-R experiment //Radiation protection dosimetry. – 2009. – Т. 138. – №. 4. – С. 295-309.
3. Kelleher A. et al. Investigation into the re-use of PMOS dosimeters //IEEE transactions on nuclear science. – 1994. – Т. 41. – №. 3. – С. 445-451.
4. Ristić G. S. Thermal and UV annealing of irradiated pMOS dosimetric transistors //Journal of Physics D: Applied Physics. – 2009. – Т. 42. – №. 13. С. 135101.
5. Yamane T. et al. Measurement of thermal conductivity of silicon dioxide thin films using a 3 ω method //Journal of applied physics. – 2002. – Т. 91. – №. 12. – С. 9772-9776.

РАЗРАБОТКА ИНТЕГРИРОВАННОЙ КМОП-МИКРОФЛЮИДИКИ ДЛЯ БИОЭЛЕКТРОННОГО НОСА

*Кузнецов А.Е., Кузнецов Е.В., Рыбачек Е.Н., Пучнин К.В.,
Грудцов В.П.*

Научно-производственный комплекс «Технологический центр»,
Москва, kae@tcen.ru

Электронный нос – устройство, состоящее из массива сенсоров, которое способно идентифицировать и классифицировать запах без точного определения химических компонентов. Современные электронные носы используют различные типы сенсоров, включая полупроводниковые, оптические, электрохимические и сенсоры поверхностных акустических волн [1]. Однако, несмотря на успехи в этих областях, создание устройства для точного распознавания вкусов, ароматов и запахов остаётся трудной задачей из-за недостаточной селективности. Многообещающим решением этой проблемы является использование биорецепторов, таких как ДНК, естественных рецепторов или целых клеток, что может привести к улучшению чувствительности и селективности системы к молекулам исследуемого вещества [2]. Однако для полноценной работы эти рецепторы должны быть погружены в раствор.

Как альтернатива существующим технологиям производства электронного носа, нами предложена комплексная микрофлюидная система, встроенная в интегральную схему с помощью микрообработки материалов на самой ИС. Система состоит из массива ионно-чувствительных полевых транзисторов (ISFET) для биосенсорики, расположенных в полости под гидрофобной мембраной. При этом ISFET погружены в буферный раствор, поступающий по гидрофильным каналам. Для реализации технологии предложено использовать ISFET-структуры с Ta затвором [3]. Гидрофобные и гидрофильные свойства поверхности достигаются за счёт использования силановых самособирающихся монослоёв (SAM). Разработанная технология может быть использована в создании интерфейсов «газ-жидкость», выполненных напрямую на поверхности высокопроизводительного КМОП-чипа. Используя описанные методики, несколько «умных» микрофлюидных систем для биоэлектронного газоанализатора могут быть произведены в пределах одного кристалла.

Производство микросистемы интегрировано в стандартные 1.2 мкм КМОП и КНИ КМОП маршруты в НПК «Технологический центр» (вариант на пластинах объёмного кремния показан на рис.1). ISFET-структуры были сформированы после КМОП-транзисторов и до стандартного этапа металлизации. Для этого 50 нм тантала (Ta) осаждалось с помощью вакуумного напыления на 10 нм подзатворный SiO₂, выращенный жидкостным окислением в кислороде (850 °С, 10 мин). Осаждение тантала

выполнялось после формирования МОП-транзисторов, поскольку Ta не выдерживает высокотемпературных операций (таких, как окисление и отжиг при 850 °C). Такая технология является самосовмещенной – границы областей легирования полностью определяются границами области затвора. На этапе металлизации барьерный слой TiN наносился до осаждения алюминия. После этого происходило формирование $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ слоёв, которые служат как телом мембраны, так и в качестве пассивации КМОП-транзисторов.

На этапе гидрофобной силанизации пластины отжигались 10 минут при 120 °C, чтобы убрать влагу с поверхности, и выдерживались в растворе октилтриэтоксисилана (OTS) в толуоле (OTS:толуол = 1:2000) 15 минут.

Для формирования капиллярных микроканалов использовалась технология жертвенного травления алюминия (SALE) [4]. Рисунок, соответствующий расположению капилляров, был включён в фотошаблон на стандартном этапе металлизации. После гидрофобной модификации поверхности контактные площадки закрывались фоторезистом, а жертвенный Al травился в 28% соляной кислоте.

После травления Al пластины выдерживались в 1% растворе карбоксиэтилсилантриол натриевой соли (CTES) 2 ч, далее сушились 1 ч при 110 °C. Перекисно-аммиачный раствор (37% NH_4OH :32% H_2O_2 = 1:1) использовался для снятия TiN с Ta затвора ISFET. В процессе этой операции на Ta также образуется слой Ta_2O_5 , формируя структуру ISFET с плавающим затвором. После окончания поверхностной модификации защитный фоторезист удалялся с помощью стандартных операций.

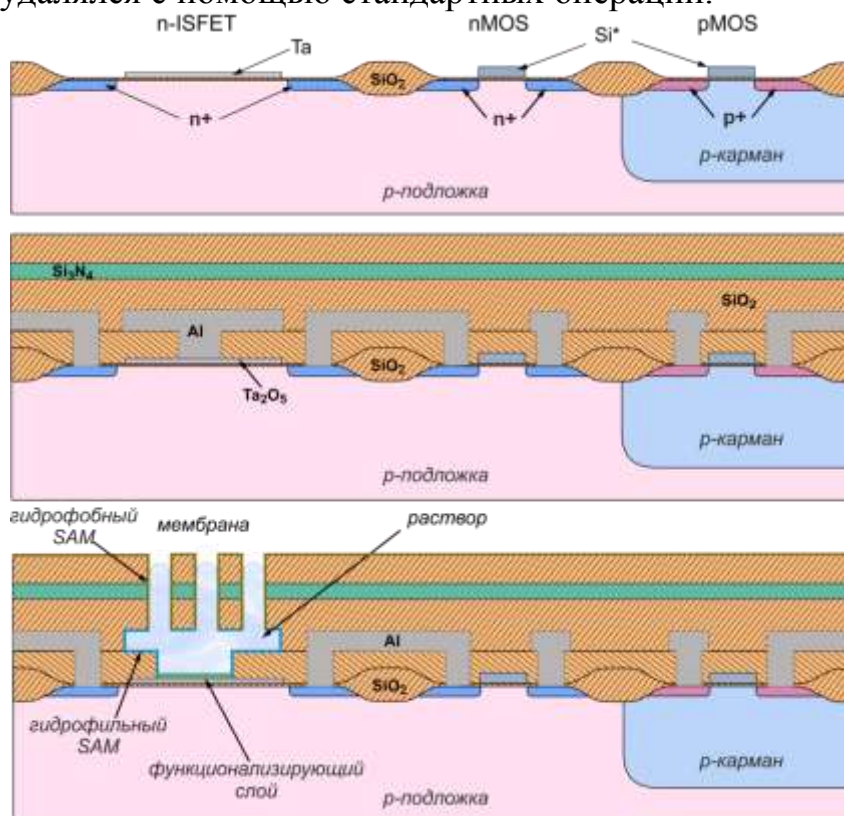


Рис. 1. Технологические этапы производства микросистемы.

Итоговая структура представлена на рис. 2. ISFET-транзисторы с

плавающим. На затворе расположены на конце гидрофильных капилляров под гидрофобной мембраной. Полость под мембраной заполняется через капиллярные микроканалы. Контакт к затвору ISFET выполняется через буферный раствор, а управляющее напряжение подается через Pt электрод. Постоянный приток буфера к микроканалам обеспечивает обновление жидкости, испаряющейся с поверхности мембраны, чем достигается стабильный интерфейс «воздух-жидкость» для экстракции молекул из газа.

Разработанная технология позволяет реализовывать микросистемы биоэлектронных носов новой конструкции. На основе данной работы по 1.2 КНИ КМОП маршруту был изготовлен прототип устройства для детекции молекул ванилина в воздухе, использующего для экстракции интерфейс «воздух-жидкость» и аптамерный слой на затворе ISFET в качестве биорецепторов [6].

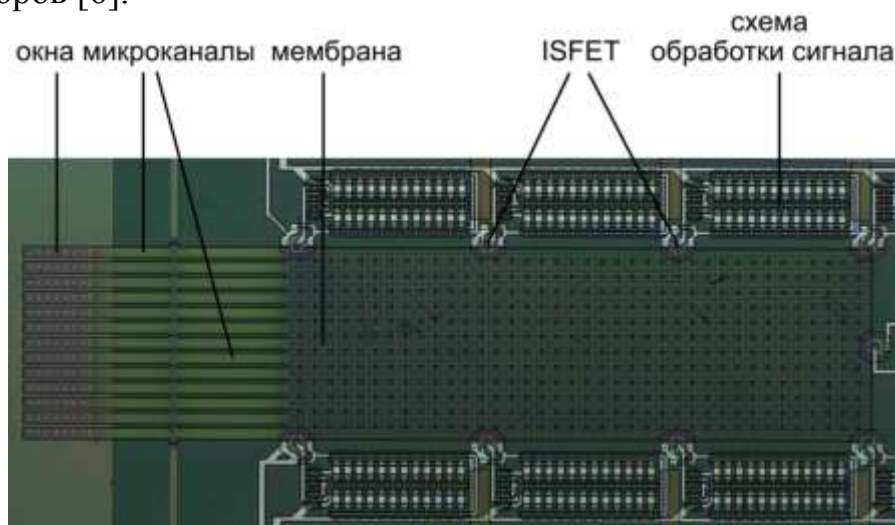


Рис. 2. Изображение готовой микросистемы с оптического микроскопа.

1. Wilson A., Baietto M. Applications and advances in electronic-nose technologies // *Sensors*. – 2009. – Т. 9. – №. 7. – С. 5099-5148.
2. Röck F., Barsan N., Weimar U. Electronic nose: current status and future trends // *Chemical reviews*. – 2008. – Т. 108. – №. 2. – С. 705-725.
3. Kuznetsov A. et al. Detection of aroma compound by ISFET modified with aptamer // 2nd International Conference on Bio-engineering for Smart Technologies (BioSMART), 2017. – IEEE, 2017. – С. 1-3.
4. Paul O. et al. Sacrificial aluminum etching for CMOS microstructures // Tenth Annual International Workshop on Micro Electro Mechanical Systems, 1997. – IEEE, 1997. – С. 523-528.
5. Gubanova O. et al. Fabrication and package of ISFET biosensor for micro volume analysis with the use of direct ink writing approach // *Materials Science in Semiconductor Processing*. – 2017. – Т. 60. – С. 71-78.
6. Kuznetsov A. et al. Integration of a field effect transistor-based aptasensor under a hydrophobic membrane for bioelectronic nose applications. – 2019. – Т. 129. – С. 29-35. doi: 10.1016/j.bios.2019.01.013

РАЗРАБОТКА СЕНСОРНОГО ЭЛЕМЕНТА – ХИМИЧЕСКИ ЧУВСТВИТЕЛЬНОГО НАНОПРОВОЛОЧНОГО ПОЛЕВОГО ТРАНЗИСТОРА С ТОРЦЕВЫМ КОНТАКТОМ К ЗАТВОРУ

Губанова О.В., Кузнецов Е.В., Рыбачек Е.Н, Сауров А.Н.

Научно-производственный комплекс «Технологический центр», Москва,

o.chuyko@tcen.ru

Основные тенденции в развитии микро- и нано системной техники и сенсорных технологий направлены на создание интеллектуальных микроаналитических систем нового поколения, обладающих высокой степенью миниатюризации, селективностью и точностью измерений. В качестве детектирующего элемента биосенсоров используется ионно чувствительный полевой транзистор - ISFET [1].

В данной работе рассмотрены конструктивные и технологические особенности сенсорного элемента на основе ISFET.

С точки зрения технологии преимуществом обладает КМОП КНИ технология с полностью обедненными или ультратонкими транзисторами. С точки зрения конструкции наиболее чувствительной будет конструкция полностью обедненного нанопроволочного транзистора.

Чувствительность к детектированию заряда на поверхности нанопроволочного транзистора можно выразить формулой (1):

$$k = \frac{1}{n \cdot \varphi_t} \cdot \left(\frac{C_e}{C_e + C_{in}} \right) \cdot \frac{\Delta q_{ad}^e}{C_e \cdot W \cdot L}, \quad (1)$$

где n – отношение S/S_o (S - допороговый наклон ISFET, S_o – идеальный допороговый наклон (равен 60 мВ/декаду тока при 300K)), φ_t – температурный потенциал, Δq_{ad}^e – адсорбционный заряд, C_e – емкость электролита, C_{in} – входная емкость транзистора, W - ширина канала, L – длина канала.

Из выражения (1) видно, что предел обнаружения зависит от размеров транзистора. Из всех возможных структур - предельной минимальной шириной канала W обладает нанопроволочный транзистор, у которого ширина определяется диаметром нанопроволоки. ISFET с минимальной длиной канала L на таких структурах имеет предельную высокую чувствительность и наименьший нижний предел измеряемой концентрации.

Чувствительность ISFET транзистора полностью определяется $C_e W L$ при условии, что $C_e \gg C_{in}$. Снизить емкость электролита можно уменьшив площадь чувствительной поверхности, которая в конструкции нанопроволочного транзистора, совпадает с размером транзистора. Нами была предложена конструкция ISFET (рисунок 1), где чувствительная часть не совпадает с размером транзистора, а связь между чувствительной частью и транзистором осуществляется через «плавающий» затвор.

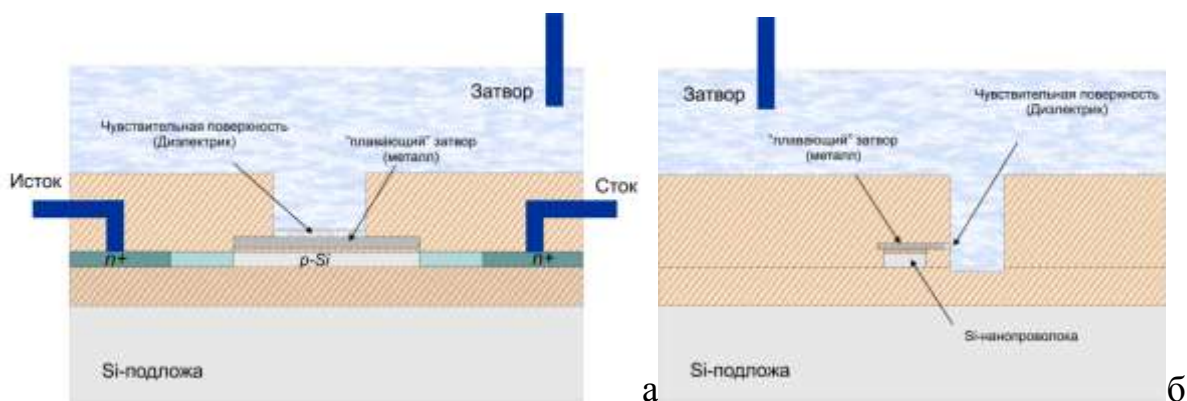


Рисунок 1 - ISFET с «плавающим» затвором (а), ISFET с торцевым контактом к затвору (б).

В работе рассмотрены две конструкции ISFET с «плавающим» затвором, отличающиеся способом формирования контакта затвор-среда: транзистор с затвором соединенным непосредственно через контактное окно (рисунок 1а) и транзистор с торцевым контактом к затвору (рисунок 1б). В качестве материала затвора выбран Ta_2O_5 из-за его высокой рН-чувствительности и устойчивости к водным растворам [2, 3]. Производство ISFET структур интегрировано в стандартный 1.2 мкм КМОП маршрут в НПК «Технологический центр» путём добавления операций напыления Ta и его окисления в водном растворе.

Экспериментальные значения допорогового наклона ВАХ разработанных структур составило 70 мВ/дек тока для ISFET с затвором соединенным непосредственно через контактное окно (рисунок 2а) и 180 мВ/дек тока для нанопроволочного транзистора с торцевым контактом к затвору.

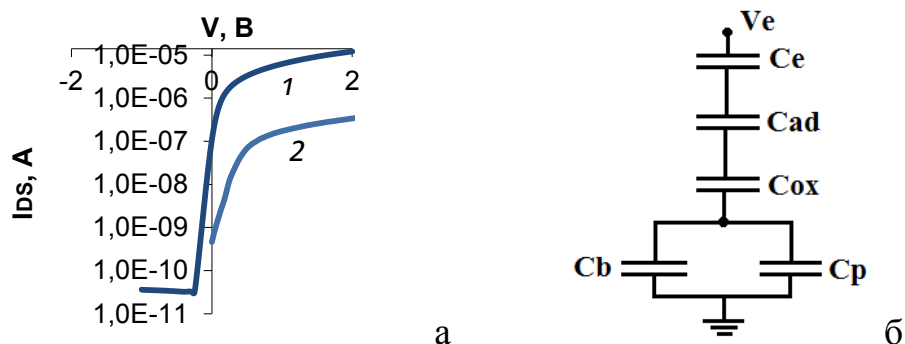


Рисунок 2 – (а) ВАХ: 1 – для ISFET с «плавающим» затвором с соотношением $W \times L = 100 \times 6$ мкм и площадью чувствительной поверхности 96×2 мкм, 2 – для ISFET с торцевым контактом к затвору с соотношением $W \times L = 0.8 \times 1.0$ мкм и площадью чувствительной поверхности 0.8×0.05 мкм; (б) малосигнальная емкостная схема ISFET.

В результате анализа эквивалентной электрической схемы ISFET (рисунок 2б) было получено следующее выражение (2) для допорогового наклона транзистора S :

$$S = S_0 \cdot \left(1 + \frac{C_{ox} \cdot (C_b + C_p)}{C_e \cdot (C_{ox} + C_b + C_p)} \right), \quad (2)$$

где C_{ox} - удельная емкость затворного диэлектрика, C_p – паразитная емкость в полупроводнике.

Выражение (2) подразумевает необходимость уменьшения паразитной емкости для достижения минимального значения допорогового наклона ВАХ транзистора. Минимизация паразитных емкостей достигается самосовмещением по затвору и формированием областей n-типа за счёт фиксированного заряда в диэлектрике. Режимом работы ISFET был выбран допороговый режим, в котором может быть достигнута более высокая чувствительность к изменениям поверхностного потенциала по сравнению с работой в условиях сильной инверсии [4]. Еще одно преимущество допорогового режима работы ISFET – это минимальное значение входной полупроводниковой емкости. Значение $1/C_{ad}$ близко к нулю за счет выбора Ta_2O_5 в качестве материала изолирующего диэлектрика, поскольку он обладает очень высокой адсорбционной емкостью. Зависимость чувствительности ISFET с «плавающим» затвором от конструктивных параметров показано в выражении (3):

$$k = \frac{\alpha}{n\phi_T} \times \frac{\Delta q_{ad}^e}{W_{Sen} L_{Sen} C_E + (L W C_{IN} \parallel W_{Sen} L_{Sen} C_{MO}) + C_P}, \quad (3)$$

$$\alpha = \frac{W_{Sen} L_{Sen} C_{MO}}{W_{Sen} L_{Sen} C_{MO} + W L C_{IN}} = \frac{1}{1 + \frac{W L}{W_{Sen} L_{Sen}} \times \frac{C_{IN}}{C_{MO}}}, \quad (4)$$

где α

где W_{Sen} и L_{Sen} – ширина и длина чувствительной области; C_{MO} - удельная емкость изолирующего диэлектрика между плавающим затвором и электролитом, последовательная с входной емкостью; C_P - полная дополнительная паразитная емкость «плавающего» затвора.

Так оценочный порог чувствительности датчика, построенного на основе предложенной нанопроволочной структуры с достижимыми технологическими возможностями НПК «Технологический центр», составил порядка 50 молекул. На структурах с предельными физическими размерами достижимо молекулярное распознавание.

Данная работа была выполнена в рамках проекта РФФИ 18-34-20020.

1. Bergveld P. Development of an ion-sensitive solid-state device for neurophysiological measurements //IEEE Transactions on Biomedical Engineering, 17, 70-71, (1970).
2. Van Hal R. E. G et al. A general model to describe the electrostatic potential at electrolyte oxide interfaces //Advances in colloid and interface science, 69(1), 31-62, (1996).
3. Poghosian A. S. The super-Nernstian pH sensitivity of Ta_2O_5 -gate ISFETs //Sensors and Actuators B: Chemical, 7(1), 367-370, (1992).
4. Sze S. M. et al.. (2006). Physics of Semiconductor Devices. John Wiley & Sons, Inc.

КМОП-СОВМЕСТИМЫЙ БИОСЕНСОР ДЛЯ ОБНАРУЖЕНИЯ L-КАРНИТИНА

Андреанова М.С., Кузнецов Е.В., Грудцов В.П., Кузнецов А.Е.

Научно-производственный комплекс «Технологический центр»,
Москва, smariika1987@gmail.com

L-карнитин играет важную роль в транспорте жирных кислот через внутреннюю мембрану митохондрий для последующего β -окисления [1], а также модулирует внутримитохондриальный баланс между коферментом А (CoA) и ацетил-коферментом А (AcCoA). Поэтому измерение L-карнитина для скрининга нарушений при окислении жирных кислот и для точного контроля у пациентов, принимающих L-карнитин, является важной задачей в современной медицинской диагностике [2].

Технология производства интегральных схем на основе металл-оксид-полупроводник (КМОП) является привлекательной и недорогой платформой для реализации электрохимических микросенсоров [3,4]. Ионно-чувствительный полевой транзистор (ion-sensitive field effect transistor, ISFET) может быть описан как полевой транзистор металл-оксид-полупроводник (MOSFET), в котором металлический затвор заменяется проводящим электролитом [5]. ISFET изготавливаются в стандартном КМОП-процессе без дополнительных этапов последующей обработки, что снижает производственные затраты и позволяет миниатюризировать будущий сенсор.

Карнитин ацетилтрансфераза (CRAT, EC 2.3.1.7) является ферментом, катализирующим перенос ацетильной группы между CoA и L-карнитином [6,7]. CRAT была выбрана в качестве чувствительного элемента биосенсора для детектирования L-карнитина.

Комбинация ISFET и CRAT позволяет получить новый биосенсор. При этом CRAT обеспечивает высокую специфичность по отношению к L-карнитину, а ISFET позволяет определять реакцию напрямую без дополнительных реагентов.

Основной целью при проектировании структуры ISFET было достижение высокой чувствительности к изменениям поверхностного потенциала. С этой целью был разработан ISFET для работы в допороговом режиме и минимизировано значение допорогового наклона (S). В качестве чувствительной поверхности был выбран Ta_2O_5 , поскольку он обладает высокой чувствительностью к pH, малым временем отклика и длительной химической стабильностью в водных растворах.

Для изготовления биосенсора CRAT была иммобилизована на чувствительной поверхности ISFET для повышения чувствительности к ферментативной реакции. Для удобного использования биосенсора и дальнейшей интеграции в системы обработки сигналов на поверхности чипа была сформирована микрофлюидная система с использованием 3D-печати.

Созданный биосенсор был исследован в диапазоне концентраций L-карнитина 0,1–100 мкМ, а концентрация АсСоА была постоянной и составляла 80 мкМ (Рис. 1а). Увеличение поверхностного потенциала ISFET наблюдалось, когда все компоненты присутствовали в растворе, что подтверждало, что сигнал был вызван ферментативной реакцией.

В качестве сигнала биосенсора на различные концентрации L-карнитина было взято значение поверхностного потенциала ($\Delta\phi_s$) при 600 с для каждой концентрации. Зависимость этих значений от концентрации L-карнитина представлена на графике (Рис. 1б). Таким образом, предел обнаружения L-карнитина составил 0,2 мкМ, а изменение поверхностного потенциала был линейным в диапазоне 0,2-50 мкМ L-карнитина в полулогарифмических координатах с чувствительностью $18,0 \pm 1,7$ мВ/мкМ (Рис. 1б). Описанный биосенсор показал хорошую стабильность работы: 15 мл раствора пропускали через внутреннюю камеру микрофлюидной системы (0,5 мкл/с), которая составляет ~2 мкл по объему, с непрерывным измерением разных концентраций L-карнитина. Биосенсор сохранил 75% начальной активности.

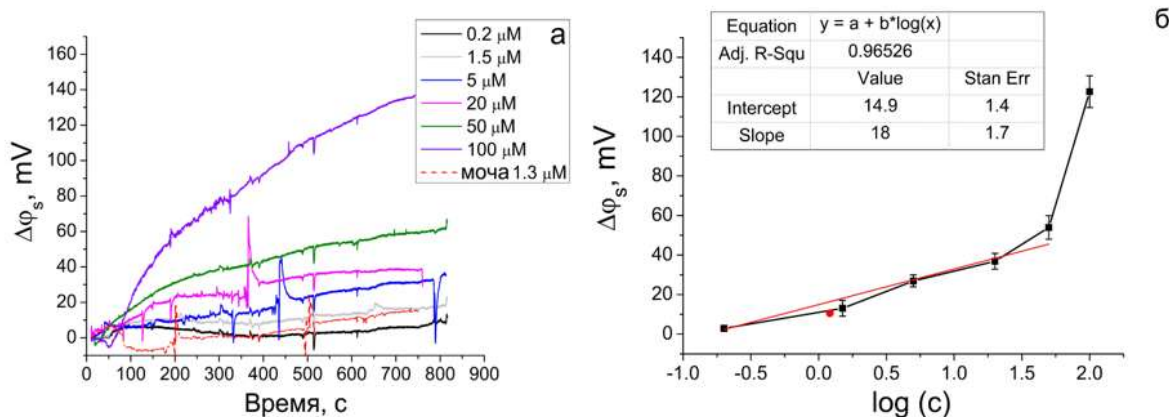


Рис. 1. а - Сигнал модифицированного ферментом ISFET в реальном времени (в $\Delta\phi$) после добавления L-карнитина в различных концентрациях, 80 мкМ АсСоА. Данные нормализованы. б - Полулогарифмическая зависимость сигнала ISFET $\Delta\phi_s$ (при 600 с) на добавление L-карнитина: ■ - калибровочная кривая для различных концентраций L-карнитина, ● - L-карнитин (1,3 мкМ) в искусственной моче.

Определение L-карнитина в искусственной моче показало, что изготовленный биосенсор способен работать в данных условиях. Образец искусственной мочи, содержащий первоначально 20 мкМ L-карнитина, был разбавлен в 15 раз рабочим буфером для измерения, чтобы минимизировать эффект матрицы и обеспечить условия для функционирования фермента. Таким образом, раствор содержал 1,3 мкМ L-карнитина. Как показано на Рис. 1б, попадает в требуемый диапазон на калибровочной кривой.

Таким образом, был создан биосенсор на основе n-канального ISFET и фермента CRAT для определения L-карнитина. Биосенсор обладает

хорошими операционными характеристиками. Основным недостатком является невысокая стабильность фермента. Это ограничение может быть преодолено модификацией фермента с использованием сайт-направленного мутагенеза или применение фермента из других источников.

1. *Bremer J.* Carnitine--metabolism and functions. *Physiol. Rev.* 63, 1420–1480 (1983).
2. *El-Hattab A., Li F., Shen J., Powell B., Bawle E., Adams D., Wahl E., Kobori J., Graham B., Scaglia F., Wong L.* Maternal systemic primary carnitine deficiency uncovered by newborn screening: clinical, biochemical, and molecular aspects. *Genet. Med.* 12, 19–24 (2010).
3. *Mahato K., Kumar A., Maurya P., Chandra P.* Shifting paradigm of cancer diagnoses in clinically relevant samples based on miniaturized electrochemical nanobiosensors and microfluidic devices. *Biosens. Bioelectron.* 100, 411-428 (2018).
4. *Tran D., Pham T., Wolfrum B., Offenhausser A., Thierry B.* CMOS-compatible silicon nanowire field-effect transistor biosensor: technology development toward commercialization. *Mater. (Basel, Switzerland)* 11(5), 26 (2018).
5. *Kokot M., Ossowski T.* Excitation-independent constant conductance isfet driver. *Metrol. Meas. Syst.* 16, 631–639 (2009).
6. *Colucci W., Gandour R.* Carnitine acetyltransferase: a review of its biology, enzymology, and bioorganic chemistry. *Bioorg. Chem.* 16(3), 307-334 (1988).
7. *Ramsay R., Naismith J.* A snapshot of carnitine acetyltransferase. *Trends Biochem. Sci.* 28(7), 343-346 (2003).

АЛГОРИТМ АВТОМАТИЗАЦИИ ПРОЕКТИРОВАНИЯ НЕОХЛАЖДАЕМОГО МАТРИЧНОГО ИК – СЕНСОРА НА ОСНОВЕ ТЕРМОПАРЫ

Кураедов Н.И.

Национальный исследовательский университет «МИЭТ», Зеленоград,
kuraedov@mail.ru

Тенденция усложнения разрабатываемых устройств приводит к необходимости увеличивать затраты на их производство (приходится нанимать более квалифицированных сотрудников, увеличивать количество производственных линий). Эти и многие другие факторы стали основой для разработки программного обеспечения, позволяющего разрабатывать и выполнять математическое моделирование различных устройств. Развитие микроэлектроники, а также необходимость в минимизации затрат на производство, привели к созданию комплексов программного обеспечения, необходимого для разработки, и, впоследствии, моделирования устройств.[1] Использование микрооптоэлектромеханических (МОЭМ) устройств и микроэлектромеханических систем (МЭМС) позволяет создать условия для взаимодействия виртуальной среды и физических объектов.

Физико-математическая модель термопарного ИК-сенсора.

Опираясь на первую отечественную работу в области анализа многоэлементных ИК МЭМС-сенсоры с термопарными преобразователями теплового излучения[2] можно сделать вывод, что проектирование матричного ИК-сенсора начинается с определения количества ячеек матрицы для требуемого разрешения, времени кадра, минимальной разности температур. Количество элементов матрицы (N) напрямую зависит от площади (S), отведенной под фоточувствительные части. Время кадра зависит от времени отклика сигнала с ячеек сенсора. Минимальное разрешаемое изменение температуры объекта определяет требуемые шумовые характеристики: задаёт NETD – эквивалентную шуму разность температур на объекте наблюдения.[3]

Автоматизация проектирования термопарного ИК-сенсора

Для автоматизации проектирования используется скриптовый язык Tcl. На начальном этапе работы алгоритма подгружаются технологический tech-файл. В файле содержится информация по необходимым переменным: коэффициент теплопроводности материала(k_t); коэффициент «смежности» (μ); удельное сопротивление материалов термопары (ρ_t); толщина термопары (h_t); коэффициент Зеебека (α); оптический фактор (q); время кадра (t_k). Для значения ширины плеча термопары задается разброс допустимых параметров (w_t $0.23e-6$ $25e-6$). Кроме технологического файла погружается еще тар-файл, в котором находится информация по соответствию названия слоя и номеру его фотошаблона.

В пользовательском диалоговом окне указываются требуемые параметры:

теплового разрешения, размера пикселя, минимальное разрешаемое изменение температуры объекта δT_m .

Используя математическую модель, сформированную на базе выражения (1) происходит вычисление максимального значения для ширины плеча термопары[3]. Если полученное значение выходит за пределы заданного технологического разброса параметра w_t , то необходимо либо изменить технологию, либо требуемые параметры теплового разрешения или размера пикселя.

$$\frac{k_t w_t \sqrt{\mu \rho_t h_t}}{\alpha \eta q} < \frac{j \tau_k^{1/2} \delta T_m \left(\frac{S_c}{N} \right)^{3/2}}{6 \sqrt{6 k_B T}} \quad (1)$$

Полученное максимальное значение w_t используется для нахождения из выражения (2) значений площади мембраны, площади и длины консоли, а также, используя выражение (3), чувствительности сенсора (NETD)[3].

$$S = S_{opt} = 3 \cdot \sqrt{2 k_t \mu w_t^2 h_t \tau_k / \pi c} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} NETD &= \frac{6(k_t w_t h_t) \sqrt{6 \mu k_B T \tau_k}}{\alpha \eta q j \cdot S_{opt}^{3/2} \tau_k^{1/2}} = \\ &= \frac{2 \cdot \sqrt{k_B T \rho_t}}{\alpha \eta q j \tau_k^{5/4}} \cdot (\pi c)^{3/4} \cdot \left(\frac{k_t}{2 \mu w_t^2 h_t} \right)^{1/4} \end{aligned} \quad (3)$$

При удовлетворении выражению $NETD < \delta T$ передаются значения: площади мембраны, площади и длины консоли в параметризованную ячейку сенсора, написанную на языке Skill. При удовлетворении отношению $NETD < \delta T$ значение ширины плеча термопары меняется на некоторое значение относительно максимального.

В PCell ячейки содержится информация по слоям и их параметрам для получения топологического представления в формате gds. Для этого производится расчет геометрической конструкции ячейки сенсора и распределения всех примитивов по слоям, полученный набор примитивов преобразуется в gds, используя map-файл. Для работы данного этапа алгоритма используется программное обеспечение Cadence Virtuoso.

Заключение

В работе сформулированы требования к параметрам конструкции и используемых материалов, которые предоставляют принципиальную возможность реализовать заданные характеристики. Представлена конструкция оптимизированного элемента, проведено её численное моделирование и оценка его характеристик. Рассмотрен процесс автоматизированного проектирования конструкции фоточувствительного элемента (ФЧЭ) микрооптоэлектромеханической системы (МОЭМС) неохлаждаемого приёмника изображения в инфракрасном диапазоне на основе термопары.

Проведенный анализ показывает, что в настоящее время на имеющейся отечественной кремниевой технологии МЭМС возможно создание

неохлаждаемых термомеханических фотоприёмников в ИК диапазоне, которые могут являться конкурентно способными на мировом рынке. Полученные результаты показывают, что представленный алгоритм может быть положен в основу создания простых систем автоматизированного проектирования тепловых микросенсоров.

1. *Косолапов И.А., Кишиневский А.Г., Паршина А.А.*, Многомасштабное моделирование на основе иерархического подхода на примере микрооптоэлектромеханического акселерометра на основе интерферометра Фабри-Перо, Сборник трудов Третьей Всероссийской школы-семинара студентов, аспирантов и молодых ученых по направлению «Наноинженерия» – Калуга, 2010, с.273-276.
2. *Р.З. Хафизов*. Многоэлементные ИК МЭМС-сенсоры с термопарными преобразователями теплового излучения/ Сб. трудов VI Всероссийской научно-техн. конф. «Проблемы разработки перспективных микро- и наноэлектронных систем – 2014», под общ ред. акад. РАН А. Л. Стемпковского. Часть II. М.: ИППМ РАН, 2014, С. 193-196.
3. *Федирко В.А., Хафизов Р.З., Фетисов Е.А.* Оптимальное проектирование МЭМС-элемента приёмника ИК изображения на основе термопары // Проблемы разработки перспективных микро- и наноэлектронных систем (МЭС). 2016. №4. С. 59-64.

ОПТИМИЗАЦИЯ ПРОЦЕССА ГЛУБОКОГО АНИЗОТРОПНОГО ТРАВЛЕНИЯ КРЕМНИЯ ДЛЯ СТРУКТУР СО СВЕРХМАЛЫМ АСПЕКТНЫМ ОТНОШЕНИЕМ

Рудаков Г.А.¹, Парамонов В.В.^{2,3}

¹ Институт нанотехнологий микроэлектроники Российской академии наук, Москва, grigory.rudakov@gmail.com

² Национальный исследовательский университет «Московский институт электронной техники», Москва, Зеленоград, RJ1111@yandex.ru

³ НПК «Технологический центр», Москва, Зеленоград

Процессы глубокого анизотропного травления (ГАТ) кремния на основе Bosch-процесса нашли широкое применение в производстве микроэлектромеханических систем, таких как, гироскопы, акселерометры, актюаторы и т.д.[1]. Процессы ГАТ являются ключевыми при формировании подвешенных и подвижных масс, а также 3D структур в объеме кремния. Основным преимуществом данного процесса является возможность формирования областей и узких щелей с большими аспектными отношениями (от 30 до 200:1) [2]. Структуры, получаемые с использованием процесса ГАТ, отличаются высокой анизотропией, малыми подтравками под исходную маску и приемлемой шероховатостью боковых стенок. Однако при формировании структур с большими площадями травления и малыми, а также сверхмалыми аспектными отношениями (менее 0.1), наблюдается ряд трудностей с получением качественных результатов травления [3]. Это выражено в устойчивом отклонении анизотропии травления в сторону профилей травления с отрицательными углами, большой кривизне дна травления и латеральном уходе под маску (рисунок 1).

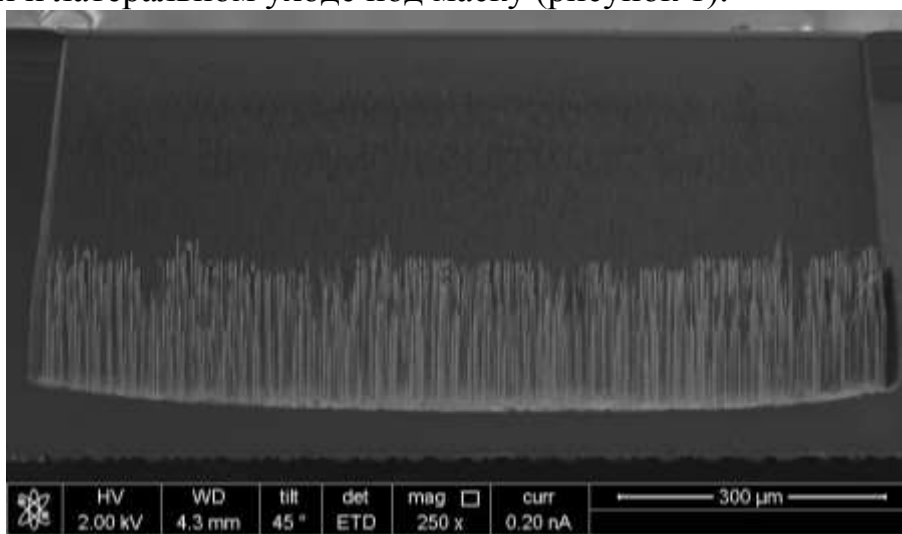


Рисунок 1. Типовой профиль травления структуры с аспектным отношением менее 0,5.

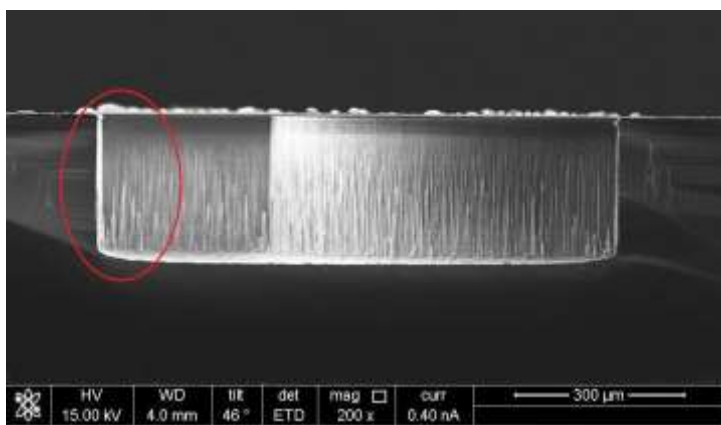
К тому же, данные структуры подвержены дефектообразованию в виде «черного» кремния, представляющего собой многочисленные вертикальные

столбчатые остатки кремния, возникающие из-за микромаскирования поверхности во время травления.

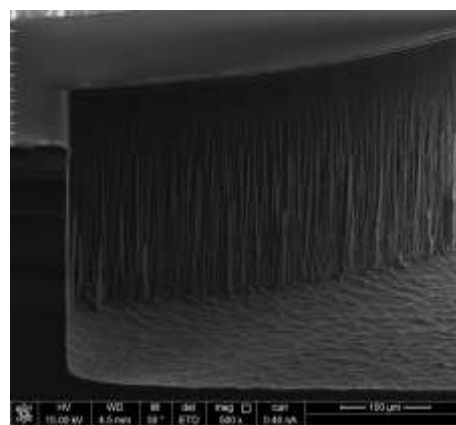
С применением методов комплексного планирования и анализа данных экспериментов были исследовано влияние параметров процесса ГАТ на характеристики формируемых структур. На основе полученных данных проведена оптимизация процесса ГАТ для структур с аспектным отношением 0,3. На основе метода Тагучи [4] была построена ортогональная матрица эксперимента. Управляемыми факторами для процесса ГАТ являются: температура, расходы реакционных газов (SF_6 , O_2 , Ar , C_4F_8), давления, мощности ICP источника, мощности RF смещения и времена на этапах травления и осаждения. В качестве выходных параметров процесса ГАТ были приняты следующие факторы: анизотропия (угол наклона стенки), отсутствие «черного» кремния, кривизна дна структуры, равномерность глубины структуры по пластине и селективность к фоторезистивной маске. Тестовые структуры для травления, представляющие собой окружности диаметром ~ 4000 мкм, были выполнены на кремниевых пластинах КЭФ-4,5 диаметром 100 мм и толщиной 460 мкм. В качестве маски использовался фоторезистивный слой толщиной 4,5 мкм. Суммарная площадь травления тестовой структуры составляла более 50%.

Анализ данных показал, что из 13 наблюдаемых параметров процесса ГАТ существенное влияние на характеристики формируемых структур оказывают всего 7. Такими параметрами являются: мощности ICP источника, давления и времена на этапах травления и осаждения, а так же расход SF_6 на этапе травления. Влияние остальных параметров малозначительно и позволяет зафиксировать их на текущих значениях в дальнейшей оптимизации процесса. Мощность ICP источника является доминирующим параметром для всех выходных параметров ГАТ, за исключением однородности травления. На однородность травления в большей степени оказывает давление и равномерность толщины полимерной пленки, которая в свою очередь зависит от времени и однородности температуры подложки на этапе осаждения. На анизотропию и другие геометрические параметры формируемой структуры, зависящие от распределения и толщины полимерной пленки, в большей степени влияет мощность ICP источника и время на этапе осаждения.

Основываясь на результатах проведенного анализа, была выполнена оптимизация процесса ГАТ., результатом которой являются наиболее оптимальные режимы травления для указанных структур. Применение данных режимов травления позволило получить структуры с глубиной ~ 380 мкм, анизотропией 98%, округлостью дна менее 9 мкм и селективностью к фоторезистивной маске более 50. Сформированные структуры имеют гладкое дно без видимых признаков «черного» кремния (рисунок 2).



а)



б)

Рисунок 2. Профиль травления тестовой структуры после оптимизации процесса: а - общий вид, б - увеличенный фрагмент

При поддержке гранта МНиВО №0004-2019-0001

1. Зарывахина СА., Жмуркин СЮ. Молодой ученый, 3,90(2017).
2. Голишников АА., Путря МГ. Технологические процессы и оборудование, 1,36(2014)
3. Андрющенко КО., Перов ГВ. Интерэкспо Гео-Сибирь, 10,91(2017)
4. Ефимов ВВ. Улучшение качества проектов и процессов: Учебное пособие, 96(2004)

КОНТАКТНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ И РЕСУРС МЭМС-ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЯ С ПЛАТИНОВЫМИ КОНТАКТАМИ

Уваров И.В., Марухин Н.В.

Ярославский Филиал Физико-технологического института
им. К.А. Валиева РАН, Ярославль, i.v.uvarov@bk.ru

Работы по созданию МЭМС-переключателей активно ведутся по всему миру в течение последних двух десятилетий. МЭМС-ключи сочетают в себе достоинства электромеханических и твердотельных реле, т.е. обладают хорошими радиочастотными характеристиками при малых габаритах, низком энергопотреблении и возможности интеграции с другими микроэлектронными компонентами [1]. Однако эти устройства пока не получили широкого распространения по причине недостаточной надежности. Слабым местом является зона контакта микромеханической балки с коммутируемым электродом. Износ контактов приводит к росту сопротивления и выходу переключателя из строя. Как правило, с целью повышения надежности балка оснащается несколькими контактными выступами. Однако этот метод не всегда дает положительный результат, поскольку снижается усилие, приходящееся на один выступ. Кроме того, контакт практически никогда не достигается во всех требуемых точках. В данной работе представлен МЭМС-переключатель, конструкция которого позволяет решить эти проблемы. Ключ оснащен несколькими контактными выступами, каждый из которых располагается на отдельной балке. Такой подход гарантирует контакт всех выступов с электродом и независимую их работу. В случае выхода из строя одного из контактов другие продолжают функционировать, увеличивая срок службы устройства.

Переключатель построен на основе однобалочного изделия, изображенного на рис. 1а [2]. Подвижным электродом является алюминиевая балка, закрепленная на крутильных подвесах. Под обоими ее плечами располагаются управляющие и коммутируемые электроды, изготовленные из платины. Переключатель имеет два симметричных выходных канала и электростатическое управление. Замыкание канала осуществляется путем подачи напряжения на управляющий электрод. Напряжение срабатывания составляет 32 В. На нижней поверхности балки располагаются платиновые контактные выступы, по одному на каждом плече. Таким образом, в переключателе формируется контакт Pt-Pt. На рис. 1б показан ключ, оснащенный четырьмя балками. Балки имеют ту же конструкцию, что и в базовом исполнении. Они соединены друг с другом и имеют общий управляющий электрод, поэтому срабатывают практически одновременно. На каждый контактный выступ приходится усилие в 5 мкН.

Переключатели тестируются в стандартных лабораторных условиях, без корпусирования. На управляющие электроды периодически подаются прямоугольные импульсы напряжения таким образом, что каналы

срабатывают поочередно. Переключатель работает в холодном режиме, т.е. коммутируемый сигнал подается после замыкания контакта и отключается до его размыкания. Коммутируемое напряжение составляет 5 В, ток – 1 мА. Контактное сопротивление измеряется на каждом рабочем цикле.

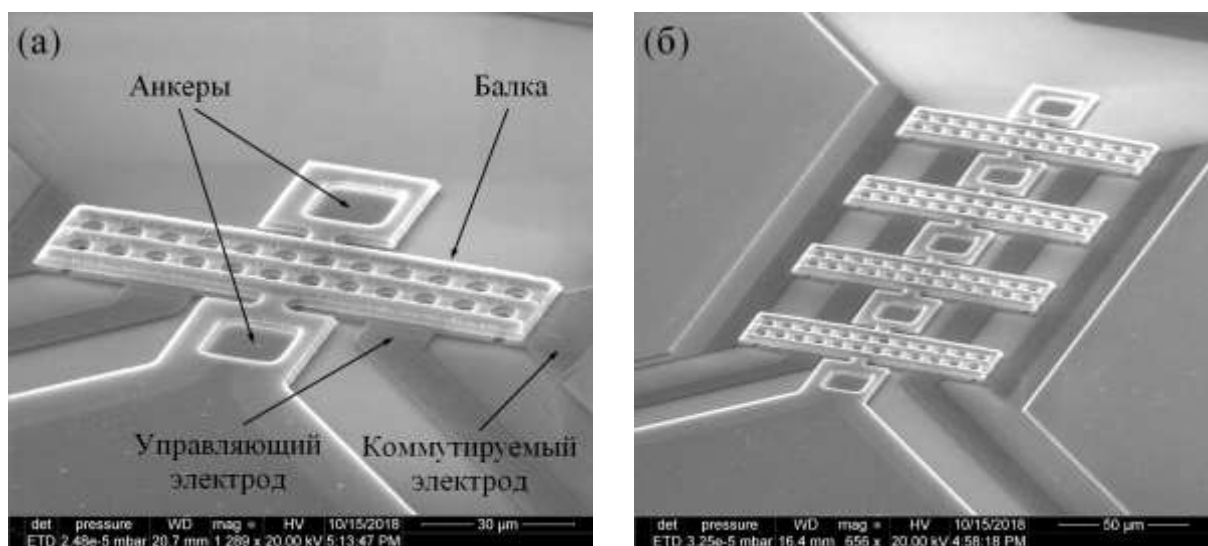


Рис. 1. РЭМ-изображение МЭМС-переключателя: (а) базовая конструкция с одной балкой; (б) переключатель с четырьмя балками.

В ходе теста контактное сопротивление R_C скачкообразно изменяется от нескольких десятков до нескольких тысяч Ом. Такое поведение характерно для переключателя как с одной, так и с четырьмя балками. Однако четырехбалочный ключ в среднем имеет на 25% меньшее R_C , чем однобалочный, благодаря увеличенной площади контакта. Важно отметить, что контактное сопротивление находится на уровне нескольких сотен Ом, что достаточно велико для омического МЭМС-переключателя [1]. Этот факт, а также нестабильность R_C в ходе теста, обусловлен контаминацией платиновых контактов. После определенного количества рабочих циклов R_C резко возрастает до 100 МОм, что соответствует выходу переключателя из строя. Ресурс четырехбалочного ключа более чем в два раза превышает ресурс однобалочного ($6,2 \times 10^4$ и $2,6 \times 10^4$ циклов, соответственно). Это обусловлено распределением коммутируемой мощности между несколькими контактными выступами.

Работа выполнена в рамках Государственного задания ФТИАН им. К.А. Валиева РАН Минобрнауки РФ по теме № 0066-2019-0002 с использованием оборудования Центра коллективного пользования «Диагностика микро- и наноструктур».

1. Rebeiz G.M. RF MEMS: Theory, Design, and Technology. Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons, Inc. (2003).
2. Uvarov I.V., Kupriyanov A.N. Microsyst. Technol., DOI 10.1007/s00542-018-4188-4 (2018).

УПРАВЛЯЕМЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ НАПРЯЖЕНИЕМ ХИМИЧЕСКИЙ ДАТЧИК НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА ГУСА-ХЕНХЕН В ЭЛЕКТОРООПТИЧЕСКОЙ ФОТОННОЙ СТРУКТУРЕ

*Дадоеенкова Ю.С.,¹ Bentivegna F.F.L.,² Петров Р.В.,³
Бичурин М.И.,³ Золотовский И.О.,^{1,4} Светухин В.В.^{1,4}*

¹Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия,
y.dadoenkova@gmail.com

²Высшая инженерная школа г. Бреста, Франция (Lab-STICC (UMR
6285), CNRS, École nationale d'ingénieurs de Brest, Brest, France)
florian.bentivegna@enib.fr

³Новгородский государственный университет, Великий Новгород,
Россия, mirza.bichurin@novsu.ru

⁴Институт нанотехнологий микроэлектроники Российской академии
наук, Москва, Россия, slava@sv.uven.ru

Смещение Гуса-Хенхен (ГХ) — это продольное смещение, которое электромагнитный волновой пакет испытывает в плоскости падения при отражении от поверхности [1]. Обычно этот эффект сопровождается небольшим угловым смещением в той же плоскости [2]. Измерение смещения ГХ было предложено в качестве основы создания, среди прочего, химических и биологических сенсоров [3]. Разработка таких устройств требует способности контролировать и увеличивать смещения луча. Это может быть достигнуто различными способами, например, с помощью приложенных магнитных и электрических полей в магнитооптических, магнитоэлектрических или электрооптических материалах [4–7]. Жидкие кристаллы (ЖК) выделяются среди материалов, оптические свойства которых могут контролироваться извне электрическим полем [8].

Мы исследовали смещение ГХ гауссова светового пучка, отражённого от многослойной структуры, состоящей из неоднородного электрооптического слоя (ячейки нематического ЖК) в обкладках из полупрозрачных электродов из оксида индия-олова и оптически анизотропной магнитной плёнки железитриевого граната (см. Рис. 1).

Полное пространственное смещение ГХ ΔL на расстоянии l от поверхности ЖК ячейки посчитано с учётом углового смещения α : $\Delta L = \Delta S + l \cdot \alpha$. Мы установили, что смещением ГХ можно эффективно управлять с помощью внешнего постоянного электрического напряжения, приложенного к ЖК ячейке путём изменения её диэлектрической проницаемости из-за неоднородной переориентации молекул. При этом, благодаря анизотропии

ЖК, управление возможно только в тех случаях, когда падающий и отражённый лучи имеют разную поляризацию, или же когда они p -поляризованы.

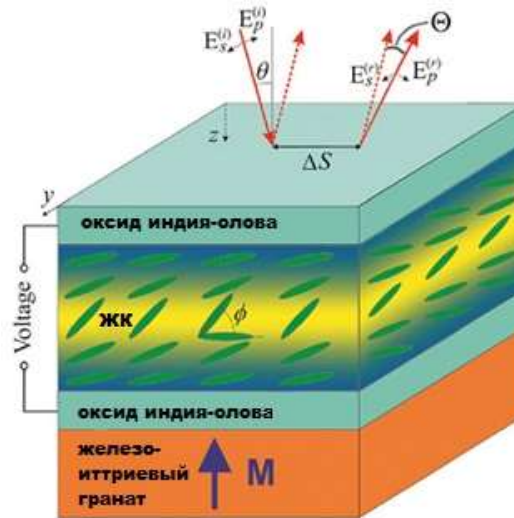


Рис. 1. Схема структуры: ячейка ЖК между электродами из оксида индия-олова на плёнке из железо-иттриевого граната. $E_{s,p}$ обозначают s - и p -компоненты падающего (i) и отраженного (r) оптических электрических полей, θ – угол падения оптического пучка, ϕ – угол наклона молекул ЖК, M – намагниченность насыщения в гранате. Пространственные и угловые смещения ГХ отражённого пучка обозначены ΔS и Δ , соответственно.

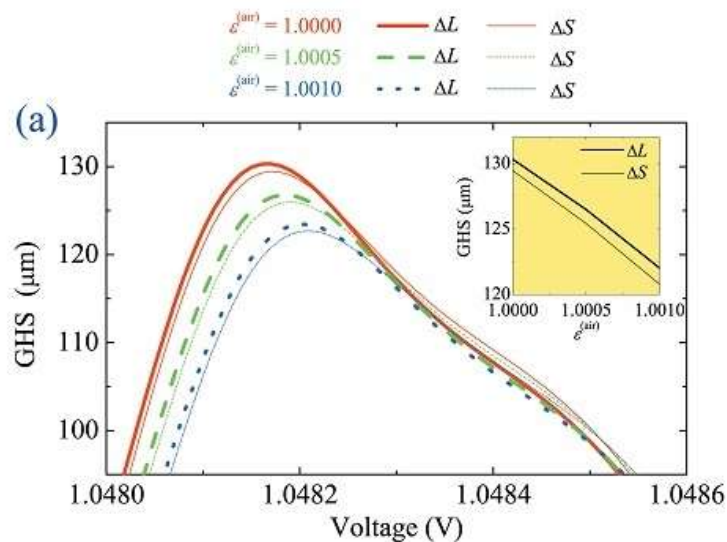


Рис. 2. Смещение ГХ как функция приложенного напряжения для трёх значений относительной диэлектрической проницаемости воздуха [$\epsilon^{(air)} = 1, 1.0005, 1.001$ (сплошная, пунктирная, точечная линии, соответственно)] при $\theta = 68^\circ$. Тонкие и толстые линии соответствуют смещениям луча на поверхности ЖК ячейки (ΔS) и на расстоянии $l = 1$ мм от неё (ΔL). На вставках показана эволюция смещения ГХ для напряжения, соответствующего максимуму смещения ГХ в чистом воздухе, когда $\epsilon^{(air)}$ изменяется от 1 до 1.001. Ширина падающего гауссова пучка с длиной волны 1 мкм составляет 30 мкм.

На основе наших расчётов мы также предложили схему для метода обнаружения паров, использующего изменения смещения ГХ, вызванные незначительными изменениями относительной диэлектрической проницаемости в воздухе, окружающем систему [5,6]. Для правильно выбранных значений приложенного напряжения и угла падения индуцированные паром относительные изменения диэлектрической проницаемости, составляющие всего 0.1%, могут привести к изменениям продольного смещения пучка вплоть до нескольких длин волн p -поляризованного отражённого света в случае падающего света этой же поляризации. Расчётная чувствительность этого метода составляет $8.3 \cdot 10^3$ градусов на единицу относительной диэлектрической проницаемости воздуха.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках проекта №14.Z50.31.0015, Госконтракта № 3.7614.2017/9.10, а также при поддержке гранта № HF-CCCP Высшей школы инженеров г. Бреста, Франция.

При поддержке гранда МНиВО №0004-2019-0001

1. *Goos F, Hänchen F.* Ann. Phys., 436, 333 (1947).
2. *Bliokh KY, Aiello A.* J. Opt., 15, 014001 (2013).
3. *Tang T, Li C, Luo L, Zhang Y, Li J.* Appl. Phys. B, 122, 167 (2016).
4. *Dadoenkova YS, Bentivegna FFL, Dadoenkova NN, Petrov RV, Lyubchanskii IL, Bichurin MI.* J. Appl. Phys., 119, 203101 (2016).
5. *Dadoenkova YS, Bentivegna FFL, Svetukhin VV, Zhukov AV, Petrov RV, Bichurin MI.* Appl. Phys. B, 123, 107 (2017).
6. *Dadoenkova YS, Bentivegna FFL, Petrov RV, Bichurin MI.* J. Opt., 19, 095802 (2017).
7. *Dadoenkova YS, Bentivegna FFL, Petrov RV, Bichurin MI.* J. Appl. Phys., 123, 033105 (2018).
8. *Abdulhalim I, Menashe D.* Liq. Cryst., 37, 233 (2010).

Секция 5. ИСТОЧНИКИ ПИТАНИЯ

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫХОДНЫХ ПАРАМЕТРОВ РАДИОИЗОТОПНЫХ ИСТОЧНИКОВ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПИТАНИЯ НА ОСНОВЕ ДВОЙНОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЭНЕРГИИ РАДИАЦИОННОГО РАСПАДА В РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРНЫХ РЕЖИМАХ

*Новиков С.Г.¹, Беринцев А.В.¹, Алексеев А.С.¹, Сомов А.И.¹,
Светухин В.В.², Павлов А.А.³, Булярский. С.В.³*

¹Ульяновский государственный университет, НОЦ «Кремний-углеродные нанотехнологии», Ульяновск, granik@ya.ru

²НПК «Технологический центр», Зеленоград

³Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Москва

Современные радиоизотопные источники электрического питания могут применяться для питания устройств с низким потреблением энергии (микроконтроллеры, часы реального времени, запоминающие устройства и др.), при этом срок службы таких источников питания может составить несколько десятилетий. Наибольший интерес представляют применения подобных источников питания длительного срока службы в космической отрасли, медицине, нано- и микросистемной технике, криптографии и телекоммуникациях, при этом часто подразумеваются экстремальные условия эксплуатации, в частности, широкий диапазон температурных режимов. Основной целью данной работы является экспериментальное исследование влияния температуры на выходные параметры образцов радиоизотопных источников электрического питания на основе двойного преобразования энергии радиоактивного распада.

Ранее коллективом авторов были разработаны радиоизотопные источники электрического питания на основе двойного преобразования энергии радиоактивного распада в световую, а затем, в электрическую [1]. В качестве радиоактивного изотопа использовался газообразный тритий, под давлением помещенный в стеклянную колбу круглого сечения, с внешним диаметром 3 мм, внутренним диаметром 1 мм, толщиной стенки стеклянной колбы 1 мм и длиной 25 мм, внутренняя стенка которой покрыта радиолуминофором на основе ZnS легированного медью (зеленый цвет свечения). В качестве фотопреобразователей использовались солнечные элементы из аморфного кремния размерами 35x14x1 мм. КПД фотопреобразователей составляет порядка 10%. Для базовой ячейки источников на основе трех радиолуминесцентных источников света и двух фотопреобразователей были получены следующие значения токов короткого замыкания $I_{кз} = 300$ нА и напряжения холостого хода $U_{хх} = 0,7$ В. Для выполнения экспериментов по исследованию влияния температуры на параметры радиоизотопных источников питания собраны три батареи из 12 базовых ячеек со следующими параметрами: ток короткого замыкания $I_{кз} = 1,2$ мкА, напряжение холостого хода $U_{хх} = 0,7$ В. Батареи были помещены в корпуса из нержавеющей стали, геометрические размеры которых составляли 87x47x18 мм. Выводы батарей - медные штыревые контакты,

изолированы от корпуса фторопластовыми втулками. Внешний вид образца представлен на рисунке 1.



Рисунок 1 - Экспериментальный образец радиационно-стимулированного источника питания

В ходе экспериментов проведены исследования зависимостей от температуры напряжения холостого хода источника U_{xx} , тока короткого замыкания $I_{кз}$, а также тока I_n , протекающего через резистивную нагрузку $R = 100$ кОм. Результаты измерений в диапазоне температур от -60 до $+60$ °C приведены на рисунке 2.

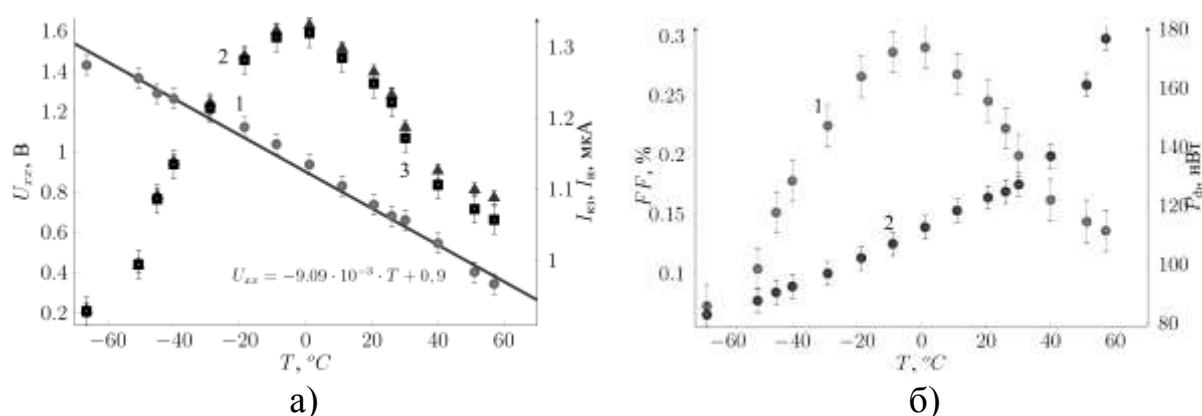


Рисунок 2 - Зависимость напряжения холостого хода (1), тока короткого замыкания (2) и тока на нагрузке (3) от температуры (а) и зависимости от температуры отдаваемой мощности источника на нагрузку 100 кОм (1) и коэффициента формы (2) (б)

Как видно из рисунка наиболее значительно изменяется напряжение холостого хода U_{xx} . На нижней границе температур значение U_{xx} составляют 1,43 В при высокой температуре 0,34В. В результате отношение максимального и минимального значения напряжения U_{xx} в выбранном диапазоне температур составляет значение 4,2. Чувствительность U_{xx} источника к изменению температуры составила 9 мВ/°C. Зависимости токов имеют максимум, в районе 0°C. При этом сами значения токов изменяются не более чем на 35 %. Рост коэффициента формы во всем диапазоне для батареи обусловлен значительным снижением напряжения холостого хода с ростом температуры.

Кроме того, проведены температурные исследования интенсивности люминесценции радиолюминесцентных источников света и температурные зависимости фототока и фотонапряжения при фиксированной

термостабилизированной подсветке для фотопреобразователей на основе аморфного гидрогенизированного кремния.

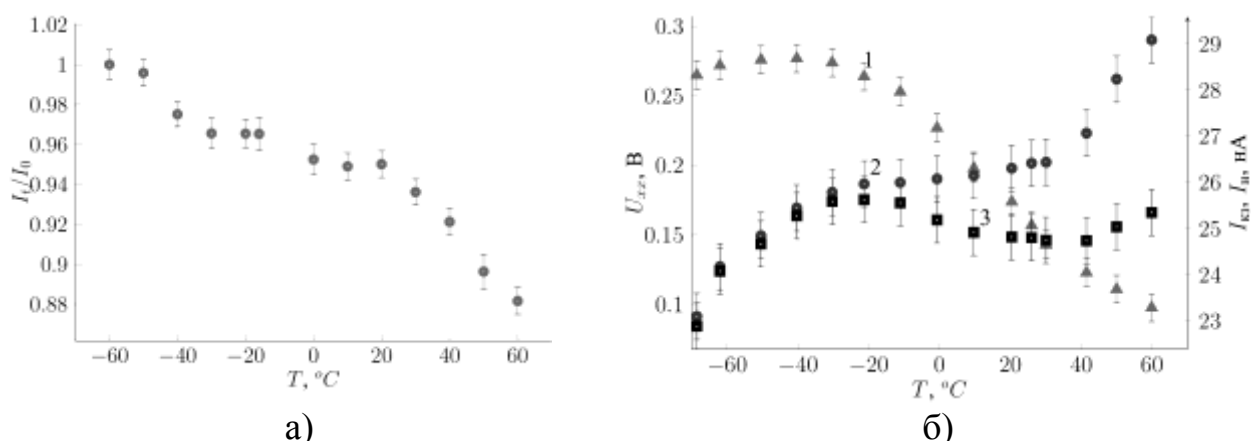


Рисунок 3 - Зависимость числа фотонов на выходе радиолюминесцентного источника света от температуры (а) и зависимость напряжения холостого хода (1) и тока короткого замыкания (2) и тока на нагрузке (3) фотопреобразователя от температуры(б)

Максимальная интенсивность свечения наблюдается при температурах порядка -60°C . Во всем диапазоне температур интенсивность излучения радиолюминесцентного источника света снижается с ростом температуры. У фотопреобразователей из аморфного гидрогенизированного кремния наблюдается снижение напряжения холостого хода с ростом температуры более чем в 2 раза на выбранном участке. При этом ток короткого замыкания на выбранном диапазоне нелинейно возрастает.

Проведенные исследования показывают, что значительное снижение напряжения холостого хода и форма кривой отдаваемой мощности определяется двумя механизмами: снижением с температурой интенсивности свечения радиолюминесцентных источников света (температурное гашение люминесценции) и снижением эффективности фотопреобразователей. При этом в интервале отрицательных температур (от -60 до 0°C) снижение эффективности фотопреобразователей выражено слабо и основной вклад в изменение выходных параметров источников вносит температурное гашение люминесценции в источнике света. В интервале положительных температур оба процесса оказывают значительное влияние на снижение выходного напряжения и мощности.

Таким образом экспериментальные исследования радиоизотопных источников электрической энергии в диапазоне температур от -60 до $+60^{\circ}\text{C}$ показывают, что наиболее оптимальные температуры находятся в районе 0°C .

При поддержке гранда МНИВО №0004-2019-0001

1. Новиков С.Г. Двойное преобразование энергии в радиоизотопном источнике питания / С.Г. Новиков, А.В. Беринцев, А.А. Черторийский, А.С. Алексеев, В.В. Светухин // Известия вузов. Электроника Том 21. - 2016. - №5. - С.429-434.

РАСЧЕТ И ОПТИМИЗАЦИЯ РАДИОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ КОМПОЗИЦИЙ НА ОСНОВЕ МИКРОЧАСТИЦ ^{63}Ni ДЛЯ РАДИОИЗОТОПНЫХ ИСТОЧНИКОВ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПИТАНИЯ

*Новиков С.Г.¹, Кадочкин А.С.^{1,3}, Беринцев А.В.¹, Алексеев А.С.¹,
Светухин В.В.², Павлов А.А.³, Булярский С.В.³*

¹Ульяновский государственный университет, НОЦ «Кремний-углеродные нанотехнологии», Ульяновск, granik@ya.ru

²НПК «Технологический центр», Зеленоград

³Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Москва

В работе рассматриваются радиоизотопные источники питания с двойным преобразованием энергии радиационного распада с использованием радиолюминесцентных источников света на базе ^{63}Ni . Такие источники с длительным сроком службы могут применяться для питания устройств с низким потреблением энергии, работающих в автономном режиме, в том числе в экстремальных климатических условиях.

В большинстве конструкций источник ионизирующего излучения в составе источника электрической энергии является твердотельным - тонкой пленкой (^{63}Ni , тритиды). Основной проблемой, возникающей при использовании источников бета-излучения, в частности, на основе ^{63}Ni , является самопоглощение электронов в материале источника. Наличие самопоглощения приводит к тому, что лишь небольшая часть бета-частиц выходит из плоского источника и может быть использована для преобразования в световую или электрическую энергию. В этой связи задача повышения эффективности источников ионизирующего излучения для применений в составе радиоизотопных источников питания.

Целями данного исследования были расчет и оптимизация радиолюминесцентных композиций на основе микрочастиц ^{63}Ni для радиоизотопных источников электрического питания.

В работе предложен радиоизотопный источник электрического питания длительного срока действия на основе двойного преобразования энергии радиоактивного распада [1] (рисунок 1), который содержит корпус 1, снабженный внешними электрическими контактами 2, соединенными посредством электрических проводов 3 с внешними электрическими контактами двух полупроводниковых фотоэлектрических преобразователей 4, между которыми расположен радиолюминесцентный источник оптического излучения. Этот источник света представляет собой гранулированный радиолюминофор 5, смешанный с частицами радиоизотопа ^{63}Ni 6, которые растворены в оптически прозрачном компаунде, расположенном в виде слоя между фоточувствительными поверхностями полупроводниковых фотоэлектрических преобразователей 4 со

спектральным диапазоном поглощения, согласованным со спектральным диапазоном оптического излучения радиолуминофора.

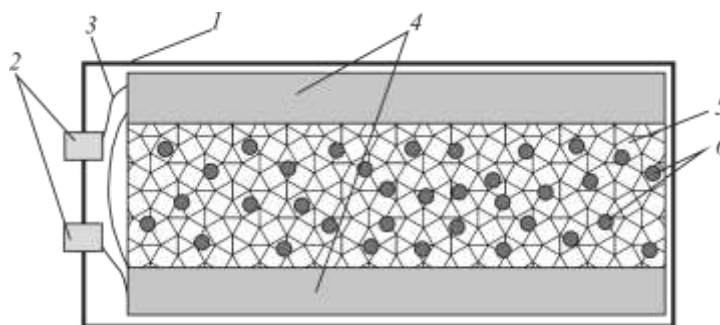


Рисунок 1 - Радиоизотопный источник электрического питания длительного срока действия:

1-корпус, 2- электрические контакты, 3-электрические провода, 4- фотоэлектрические преобразователи, 5-гранулированный радиолуминофор, 6-частицы радиоизотопа ^{63}Ni

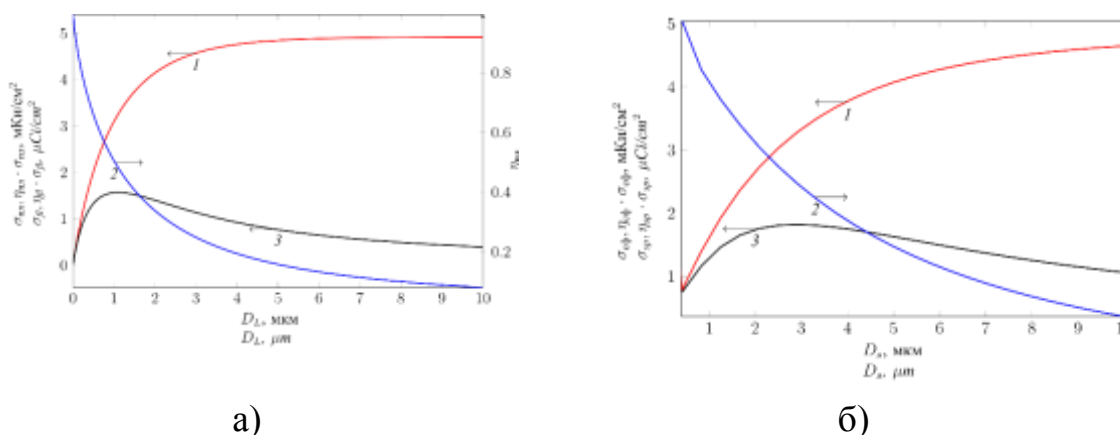


Рисунок 2– Зависимости поверхностной активности пленки (1), доли бета-частиц, достигших поверхности пленки (2), эффективности переноса энергии бета-электронами (3) от толщины пленки ^{63}Ni (а) в случае плоского источника и от диаметра частицы в случае источника в виде сферической частицы ^{63}Ni (б)

Для предлагаемой конструкции радиолуминесцентного источника выполнен расчет оптимального значения диаметра сферической частицы ^{63}Ni с учетом эффекта самопоглощения энергии в объеме радиоизотопа, (рисунок 2). Также проведен сравнительный расчет для плоского источника на основе ^{63}Ni . На основе зависимостей поверхностной активности пленки, доли бета-частиц, достигших поверхности пленки, эффективности переноса энергии бета-электронами от диаметра частицы, показано что оптимальный диаметр частицы радиоизотопа составляет порядка 3 мкм, в то время как для плоского радиационного источника оптимальная толщина составляет порядка 1 мкм. При этом поверхностная активность плоского радиационного источника с дальнейшим увеличением толщины выходит на насыщение. Кроме того, при ограниченной площади поверхности плоского источника, массы изотопа может быть недостаточна для получения требуемой электрической или

оптической мощности, что делает его применение малоэффективным в радиационно-стимулированных источниках питания как прямого, так и двойного преобразования. Проведен сравнительный расчет эффективностей выхода энергии для источников в виде сферических частиц и плоских источников на базе ^{63}Ni (Рисунок 3). Установлено, что суммарная поверхностная активность сферических источников диаметра 0,1-1 мкм в 4-5 раз больше активности плоского источника толщиной 3 мкм такого же объема.

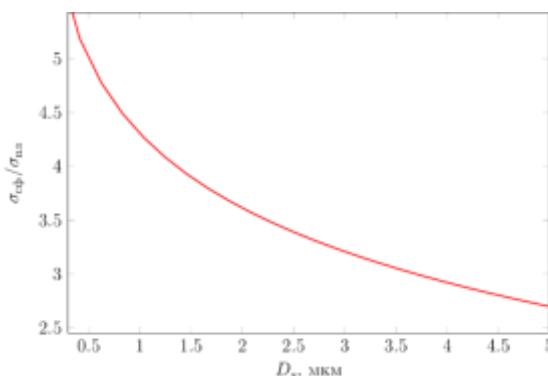


Рис. 3 – Зависимость отношения поверхностной активности сферической частицы и поверхностной активности плёнки толщиной 3 мкм от диаметра частицы.

Также рассчитаны интенсивности излучения люминофора в зависимости от объёмной доли частиц ^{63}Ni в композите люминофор-никель и толщины композита. Получено, что зависимости интенсивности от толщины и концентрации никелевых частиц испытывают насыщение и увеличение толщины светоизлучающего композита свыше 100-150 мкм не приводит к увеличению интенсивности излучаемого света также как увеличение концентрации никелевых частиц свыше 0,7%.

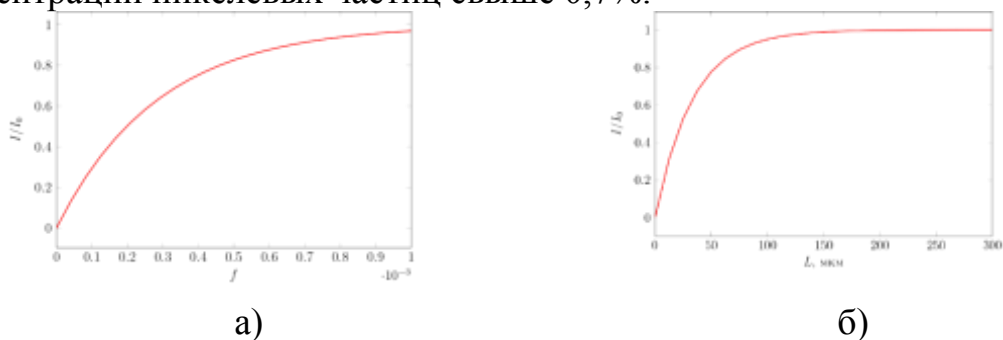


Рис. 4 - Зависимости интенсивности люминесценции от объёмной доли частиц ^{63}Ni в композите люминофор-никель (а) и интенсивности излучения от толщины слоя композита люминофор-никель (б)

При поддержке гранда МНиВО №0004-2019-0001

1. Новиков С.Г. Беринцев А.В. Алексеев А.С. и др. Радиоизотопный источник электрического питания: пат. 169881 RU., заявл. 26.06.2016, опубл. 05.04.2017

МАКЕТНЫЙ ОБРАЗЕЦ МИКРОМОДУЛЯ ОПЕРАТИВНОГО ХРАНЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ С ПОВЫШЕННОЙ РАДИАЦИОННОЙ СТОЙКОСТЬЮ.

Матвеев В.М, Литвиненко Р.С.

НПК «Технологический центр», r.litvinenko@tcen.ru.

На сегодняшний день одно из наиболее быстро развивающихся направлений в микроэлектронике – это создание радиационно-стойкой электронной компонентной базы для аппаратуры с повышенной устойчивостью к воздействиям ионизирующего излучения космического пространства. Движущей силой в данном случае является растущий рынок запусков космических аппаратов и транспортных систем различного назначения.

Так же перспективной задачей является переход к 3D интегрированным системам. В связи с этим огромный потенциал применения представляет технология «3D плюс», позволяющая объединять в вертикальные стеки уже готовые электронные модули, собранные на отдельных подложках с использованием стандартных технологий.

В данной статье представлен макет микросборки микромодуля оперативного хранения информации с повышенной радиационной стойкостью с применением технологии 3D-интеграции в качестве технологии миниатюризации микромодуля.

Макетный образец микромодуля состоит из двух плат, которые включают в себя ПЛИС контроллера управления, микросхемы памяти типа NAND-Flash, т.к. с точки зрения радиационной стойкости наилучшим выбором является одноуровневая память типа NAND-Flash[1], микросхему тиристорной защиты 1469TK035, принцип работы которой основан на контроле тока потребления защищаемых микросхем и отключении питания этих микросхем при превышении заданного уровня тока потребления[2], и набор вспомогательных элементов (резисторы, конденсаторы, разъемы и т.д.), объединённых в одну микросборку с использованием трёхмерной интеграции и залитых компаундом.

Отметим некоторые достоинства разработанной конструкции прототипа микромодуля:

Конструкция макетного образца микромодуля обеспечивает надёжность и работоспособность микросборки. Главное преимущество данного варианта трёхмерной интеграции по сравнению с аналогичными методами, является то, что технология основывается на использовании текстолитовых печатных плат и стандартной ЭКБ, изготовленных по отработанным технологиям. Что значительно упрощает создание типовых микросборок. Помимо этого, технологический процесс изготовления не требует использования специфических материалов или уникального

дорогостоящего оборудования. Технология базируется на использовании уже известных технологических процессов.

Далее представлен базовый маршрут изготовления микромодуля:

1. Подготовка заливочной формы (операция предназначена для предварительной подготовки и обработки заливочной формы для обеспечения процесса заливки).

Параметры операции: нанесение разделительной смазки на восковой основе, 2 слоя нанесения, сушка каждого слоя по 2 мин.

2. Установка плат в заливочную форму (операция предназначена для установки платы управления и силовой платы в технологическую оснастку Форму заливочную для последующей заливки компаундом).

Параметры операции: установки плат согласно схеме.

3. Приготовление компаунда (операция предназначена для замешивания многокомпонентного компаунда согласно инструкции).

4. Заливка компаунда (операция предназначена для заливки и герметизации элементов микросборки путем заполнения заливочной формы).

Параметры операции: время ручной заливки компаунда – не более 5 минут; температура предварительного нагрева компаунда – 60°C;

5. Дегазация компаунда (операция предназначена для удаления пузырей воздуха из объема компаунда).

Параметры операции: уровень вакуума для дегазации – 2-10Па; время дегазации – 20 минут.

6. Сушка (операция предназначена для полимеризации (отверждения) компаунда для обеспечения механической прочности микросборки).

Параметры сушки: температура 120°C, время отверждения 8 часов.

7. Обрезка (операция предназначена для придания микросборке конечных размеров, а также для открытия боковой металлизации для последующего формирования межсоединений).

Параметры: Обрезку проводить согласно реперным меткам. Скорость вращения диска – 2000 об/мин.

8. Никелирование (операция предназначена для осаждения функционального проводящего слоя металлизации на поверхности микросборки).

9. Лазерная абляция (операция предназначена для формирования топологического рисунка на поверхности методом лазерного удаления материала).

Макет микромодуля оперативного хранения информации реализован в виде микросборки с применением технологии трёхмерной интеграции; технология основывается на использовании текстолитовых печатных плат и стандартной ЭКБ, изготовленных по отработанным технологиям, что значительно упрощает создание типовых микросборок.

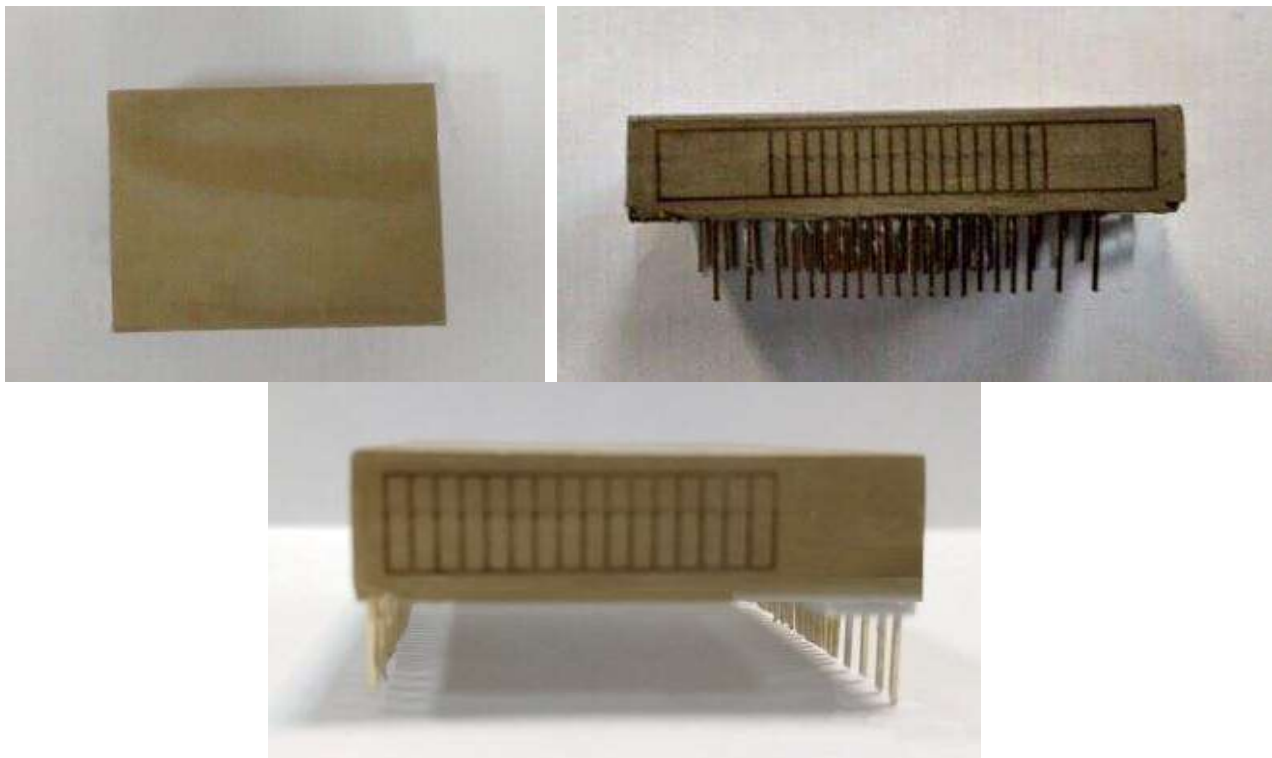


Рисунок 1 - Внешний вид макетного образца микромодуля.

Макетный образец микромодуля оперативного хранения информации состоит из двух плат, которые включают в себя ПЛИС контроллера управления, микросхемы памяти типа NAND-Flash, микросхему тиристорной защиты 1469ТК035 и набор вспомогательных элементов.

Данная конструкция позволяет минимизировать размеры макета, сохраняя его функционал, и обеспечивает надёжность и работоспособность микросборки.

Габаритные размеры макетного образца микромодуля составили 34 x 25 x 10 мм.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках Соглашения № 14.574.21.0155 (уникальный идентификатор прикладных научных исследований RFMEFI57417X0155).

1. *Коняхин В.В., Денисов А.Н., Федоров Р.А., Вильсон А.Л., Бразников С.С., Коновалов В.С., Малашевич Н.И., Росляков А.С.* Микросхемы для аппаратуры космического назначения. Практическое пособие. Под общ. ред. *Саурова А.Н.* – М.: Техносфера, 2016 г. – 388 с
2. *Z.Wang, M. Karpovsky, A. Joshi* Reliable MLC NAND Flash Memories Based on Non-Linear t-error Correcting Codes // *Proceedings of International Conference on Dependable Systems and Networks.2010*

СУПЕРКОНДЕНСАТОРЫ НА ОСНОВЕ ОСАЖДАЕМОГО ЭЛЕКТРОФОРЕЗОМ КОМПОЗИТА УГЛЕРОДНЫЕ НАНОТРУБКИ- ОКСИД МЕТАЛЛА

*Алексеев А.В., Лебедев Е.А., Кицюк Е.П., Сыса А.В., Рязанов Р.М., Дудин А.А.,
Громов Д.Г.*

Национальный исследовательский университет «МИЭТ», г. Зеленоград,
salvionn@gmail.com

Быстрый прогресс в различных отраслях промышленности в последние несколько десятилетий привёл к резко возросшей потребности в устройствах хранения энергии. В то же время глобальный рост населения также отразился в увеличении потребления электроэнергии. Эти факторы вместе вызывают серьёзную проблему в существующей энергетической инфраструктуре и создают серьёзные проблемы для будущего человечества [1]. Поэтому в настоящее время значительные усилия направлены на разработку более эффективных устройств и технологий накопления энергии. Примером такого эффективного устройства является электрохимический конденсатор, который часто называют суперконденсатором (или ультраконденсатором). Технология суперконденсаторов в последние годы получила значительный исследовательский интерес среди научного сообщества благодаря своим уникальным свойствам [2]. Учитывая их специфику, суперконденсаторы в основном используются в таких электронных устройствах, где они необходимы для кратковременного приёма и отдачи больших объёмов электрической энергии.

Коммерческие электроды суперконденсаторов на углеродной основе почти достигли своего теоретического предела по удельной ёмкости [3]. Создание композитного материала «углеродные нанотрубки/оксид переходного металла» с передачей положительных свойств каждого компонента и компенсацией отрицательных является наиболее перспективным вариантом для разработки суперконденсаторов следующего поколения [4]. В этом случае сохранённая удельная поверхность углеродных нанотрубок, образующих электропроводящую сеть, и электроёмкость оксида переходного металла, который будет покрывать поверхность углеродных нанотрубок, обеспечат создание мощных, энергоёмких и стабильных источников энергии.

Среди методик синтеза композитного материала электрофоретическое осаждение (ЭФО) заслуживает особого внимания. Технологическое преимущество этого метода заключается не только в его широких возможностях применения для многих материалов и их комбинаций, но также в том, что он не требует сложного и дорогостоящего оборудования и

относительно быстр. Способствуют также широкая масштабируемость метода с возможностью осаждения на токопроводящих дорожках микрометрового масштаба, низкая предполагаемая температура процесса и хорошая адгезия, что обеспечивает стабильность материала для последующих технологических операций и работу устройства на его основе [5].

В данной работе рассмотрены особенности формирования композитного материала «углеродные нанотрубки/оксид никеля» (УНТ/NiO), который может быть использован в качестве активного элемента суперконденсатора.

При приготовлении суспензии этанол и ацетон смешивали в объёме 50 мл с соотношением 1:1. Гексагидрат нитрата никеля (II) добавляли в различных количествах для нескольких суспензий. После этого добавляли равное количество УНТ, 2 мг. Для улучшения однородности и стабильности суспензий в качестве диспергирующего агента и поверхностно-активного вещества добавляли гидроксипропилцеллюлозу и лаурилсульфат натрия соответственно. Смеси взбивали в ультразвуковой ванне со льдом.

Поверхность используемых углеродных нанотрубок активируется при предварительной функционализации, благодаря чему катионы Ni^{2+} адсорбируются и создают достаточно сильный положительный потенциал. Из-за этого УНТ с Ni^{2+} начинают двигаться вдоль электрического поля, создаваемого источником, и осаждаются на катоде. В то же время на катоде происходит электролиз воды, содержащейся в кристаллическом $\text{Ni}(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$, и гидроксильные группы OH^- высвобождаются, водород восстанавливается. Это подтверждается наблюдением выделяющихся пузырьков газа в случае достаточно крупномасштабного ЭФО. Ni^{2+} вступает в реакцию с OH^- , образуя $\text{Ni}(\text{OH})_x$, таким образом покрывая углеродные нанотрубки гидроксидом никеля. Композитное покрытие УНТ/ $\text{Ni}(\text{OH})_x$, сформированное во время электрофоретического осаждения, может быть преобразован в целевой материал УНТ/NiO во время термической обработки.

Если ЭФО композитного материала проводится непрерывно в течение довольно длительного периода времени, происходит растрескивание покрытия из-за механических напряжений, возникающих во время завершающей сушки. Чтобы решить эту проблему, короткие периоды осаждения с более тонкими слоями могут чередоваться с высушиванием. Таким образом, 30-секундные акты осаждения чередовали с 5-минутной сушкой. Такой подход позволяет обеспечить лучшую однородность нанесённого композитного покрытия, поскольку осаждение каждом последующем цикле будет происходить в основном в областях,

характеризующихся наименьшей толщиной.

При использовании углеродных нанотрубок, синтезированных методом CVD, было выявлено, что соотношение содержания исходных материалов в суспензии, а также напряжение и расстояние между электродами в ЭФО могут контролировать соотношение компонентов, размер пор и толщину получаемого композита. За 9 циклов было сформировано покрытие толщиной 2,27 мкм с размерами пор от 27 до 370 нм. Оно является промежуточным материалом $\text{Ni}(\text{OH})_x$, и отжиг при определённой температуре должен дополнять технологию. В нашем случае она составляет 280°C , что позволяет разлагать гидроксид никеля, сохраняя при этом углеродные нанотрубки. Соответствующее значение ёмкости – $9,5\text{ мФ/см}^2$ при скорости сканирования 10 мВ/с для суперконденсатора с пустой фольгой в качестве анода и концентрацией щелочного электролита $0,5\text{ М}$.

В случае использования УНТ, синтезированных методом AACVD, определено оптимальное содержание соли $\text{Ni}(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ в суспензии на основе лучших ёмкостных характеристик суперконденсаторов с полученными композитами. Для наиболее сбалансированного образца ёмкость составила $2,5\text{ мФ/см}^2$ при аналогичных условиях тестирования.

Таким образом, ЭФО зарекомендовал себя как многообещающий метод формирования композитного материала, который можно использовать в суперконденсаторах. При дальнейшем улучшении и оптимизации параметров процесса, этот метод может стать основным для производства суперконденсаторов нового поколения в промышленных масштабах.

1. *Miller JR*. Science, 321,5889(2008).
2. *Inamuddin*. Materials research Foundations, 26(2018).
3. *Dubal DP*. Metal Oxides in Supercapacitors, 1st ed., 1(2017).
4. *Ho MY*. NANO: Brief Reports and Reviews, 9(2014).
5. *Sides PJ*. Nanostructure Science and Technology, 1(2012).

ВЛИЯНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ФУЛЛЕРЕНА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ОРГАНИЧЕСКИХ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ СИСТЕМЫ $\text{ZnPc}:\text{C}_{60}$

Павлова М.Д., Дегтерев А.Э., Ламкин И.А., Тарасов С.А.

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет им. В.И. Ульянова (Ленина) «ЛЭТИ», Санкт-Петербург, minaeranae@mail.ru

В настоящее время в мире активно разрабатываются сенсоры и системы электропитания на основе органических материалов, содержащих массивы наночастиц. Подобные приборы обладают малой массой, высокой прочностью и пониженной стоимостью, обусловленной сравнительно простой технологией их изготовления. Еще одним важным преимуществом использования органических материалов является возможность создания гибких раскладываемых систем, позволяющих обеспечить энергопитание автономных мобильных устройств. Перспективным вариантом органического солнечного элемента является фуллереносодержащая наноструктура на основе фталоцианина металлов.

В работе рассмотрено влияние концентрации фуллерена в составе осажденной пленки органических материалов на спектральные характеристики фоточувствительных структур $\text{ZnPc}:\text{C}_{60}$. В качестве подложки использовалось стекло или пленка полимера, покрытая слоем FTO (Fluorine-doped Tin Oxide). FTO исполнял роль оптически прозрачного контакта. На поверхность FTO методом вакуумного термического испарения последовательно наносились слои ZnPc (Zinc phthalocyanine): C_{60} (Fullerene)/ C_{60} /Al. Слои органических материалов и алюминиевый контакт наносились при давлении остаточных газов около 10^{-5} мм рт. ст. Для улучшения адгезии материала к подложке в течение процесса напыления органических слоев подложка подогревалась до 60°C , а при нанесении металлического контакта температура подложки поддерживалась 70°C .

Была изготовлена серия фоточувствительных структур с различной конфигурацией активных слоев. Так же был создан образец, в который внедрен дополнительный транспортный слой BPhen (Bathophenanthroline). Ниже представлены толщины активных слоев $\text{ZnPc}:\text{C}_{60}/\text{C}_{60}$, а так же масса испаряемых веществ:

- 1 образец: $h_1 = 396$ нм (ZnPc (15мг): C_{60} (15мг)/ C_{60} (25мг))
- 2 образец: $h_2 = 470$ нм (ZnPc (15мг): C_{60} (20мг)/ C_{60} (30мг))
- 3 образец: $h_3 = 338$ нм (ZnPc (15мг): C_{60} (10мг)/ C_{60} (20мг))
- 4 образец: $h_4 = 349$ нм (ZnPc (15мг): C_{60} (10мг)/ C_{60} (20мг)/BPhen (7мг)).

Были исследованы спектры поглощения слоев $\text{ZnPc}:\text{C}_{60}/\text{C}_{60}$ и отдельных слоев, которые измерялись на спектрометре быстрого сканирования ОО USB4000, с использованием лампы накаливания.

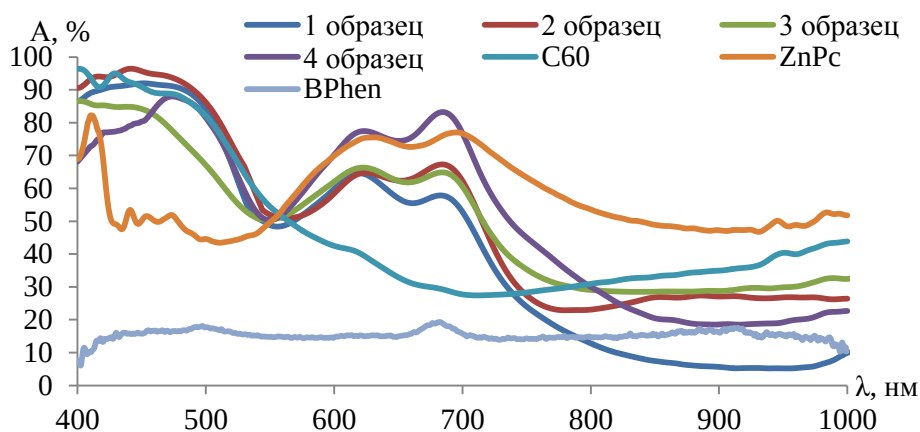


Рисунок 1. Спектры поглощения исследуемых структур.

На рисунке 1 представлены спектры поглощения исследуемых образцов. Спектры имеют 2 области высокого поглощения. Первая область находится в диапазоне длин волн 400 – 550 нм и соответствует поглощению в слое фуллерена. Вторая область находится на длинах волн 550 – 730 нм. Она обусловлена поглощением в слое фталоцианина цинка. Возрастание поглощения для четвертого образца обусловлено влиянием процессов, происходящих в добавочном слое BPhen.

Для улучшения характеристик фоточувствительных структур необходимо подобрать оптимальные составы активных слоев, в которых обеспечивается высокое поглощение, эффективная генерация, разделение и транспорт носителей заряда. Важной особенностью органических материалов является то, что в них под влиянием света в основном образуются экситоны, разделение которых затруднено. Диссоциация экситона может быть осуществлена на гетеропереходе ZnPc/C₆₀. Следовательно, вклад в фототок могут обеспечить только фотоны, поглощенные вблизи области гетероперехода.

Спектры фоточувствительности были исследованы с помощью дифракционного решеточного монохроматора с использованием пикоамперметра Keithley 6483, в качестве источника излучения использовалась лампа накаливания.

Спектры фоточувствительности содержат длинноволновую компоненту, которая соответствует поглощению во фталоцианине цинка. Это может говорить о затруднении транспорта фотогенерированных экситонов в слое фуллерена. Снижение концентрации фуллерена приводит к смещению спектра в коротковолновую сторону, что обусловлено большим проявлением эффектов, связанных с поглощением во фталоцианине. Это подтверждается более ярким проявлением у образца 3 максимума на длине волны 620 нм, также наблюдаемом в спектре поглощения для фталоцианина.

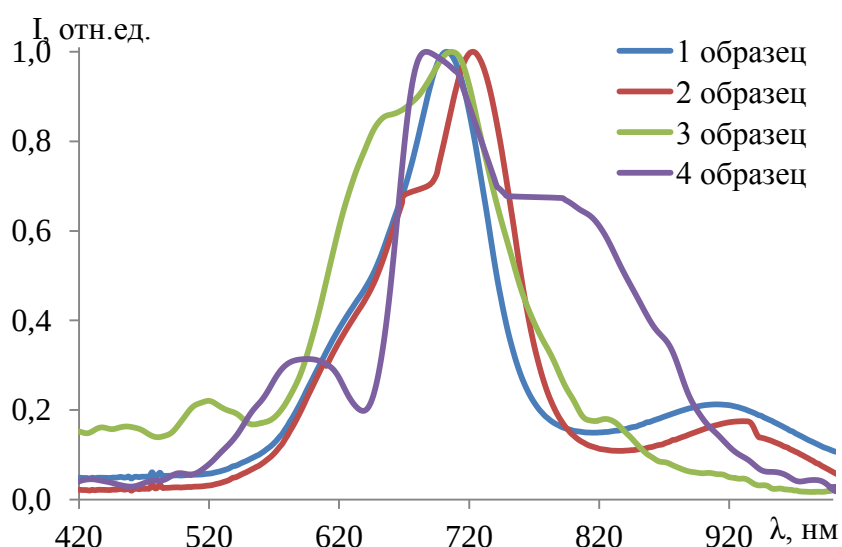


Рисунок 2. Спектры фоточувствительности образцов в относительных единицах.

Добавление блокирующего слоя BPhen позволило добиться значительного улучшения параметров чувствительности структуры. Это обеспечивается не только за счет улучшения собираемости дырок, но и, возможно, за счет повышения вероятности разделения фотогенерированных экситонов в верхней части структуры. Это подтверждается уширением спектра чувствительности.

Таким образом, в работе рассмотрено влияния концентрации фуллерена в системе $\text{ZnPc:C}_{60}/\text{C}_{60}$, на оптические характеристики фоточувствительных структур $\text{FTO/ZnPc:C}_{60}/\text{C}_{60}/\text{Al}$, выращенные методом вакуумного термического осаждения. Были исследованы спектры поглощения созданных образцов, а так же отдельных слоев. Показано наличие двух областей сильного поглощения излучения, соответствующих поглощению в фуллерене и фталоцианине. В спектрах фоточувствительности сигнал наблюдается только в длинноволновой части, что может говорить о затруднении транспорта фотогенерированных экситонов в слое фуллерена. Ухудшение транспортных свойств структуры при увеличении концентрации фуллерена подтверждается сравнением величины фотоответа для созданных образцов. Выявлено, что при увеличении концентрации фуллерена в составе активного слоя происходит уменьшение сигнала. Так же в работе показано, что внедрение дополнительного слоя, блокирующего дырки – BPhen, позволяет расширить область чувствительности и существенно увеличить фотоответ, за счет уменьшения рекомбинации и улучшения собираемости носителей заряда.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГРЕШНОСТИ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ДАВЛЕНИЯ ДЛЯ СИСТЕМЫ УДАЛЕНИЯ ВОЗДУХА ЧИСТЫХ ПРОИЗВОДСТВЕННЫХ ПОМЕЩЕНИЙ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ

Еремин П.М., Вилков В.Е., Гундарцев М.А.²

НПК «Технологический центр»
E-mail: p.eremin@tcen.ru; v.vilkov@tcen.ru

Адекватная информация о потерях давления на всех этапах создания технологической среды для чистых помещений (ЧП) служит основой для объективной оценки энергетических и эколого-экономических аспектов системы удаления воздуха (СУВ). В настоящее время источником такой информации является контроль давления воздуха в элементах системы с использованием широкой номенклатуры датчиков различной степени точности, что препятствует единству измерений и получению достоверной информации об энергетических характеристиках процессов.

Задаче по выбору датчика давления, отвечающего требованиям мониторинга СУВ, предшествует исследование взаимосвязей конструктивных параметров чувствительного элемента датчика (ЧЭД) с его напряженно-деформированным состоянием и выходными характеристиками посредством трехмерного моделирования на основе конечно-элементного анализа с помощью программного комплекса ANSYS [1].

В качестве объекта моделирования служит ЧЭД в виде мембраны с тензорезисторами, сформированными в эпитаксиальной пленке кремния на сапфире (КНС), соединенными в мостовую схему.

Полученные в результате моделирования результаты зависимости максимального прогиба мембраны от приложенного давления представлены на рисунке 1.

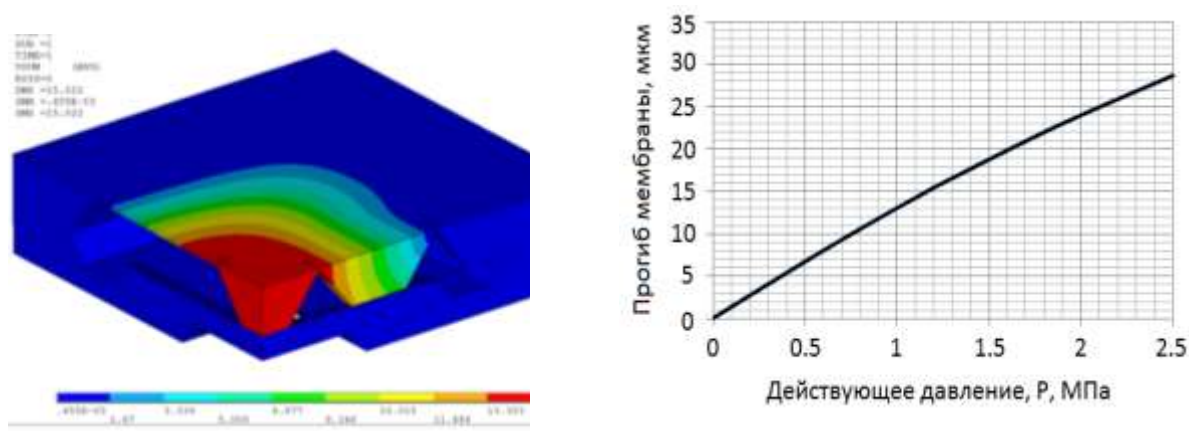


Рисунок 1 – Зависимость прогиба мембраны от давления

Зависимость выходного напряжения ЧЭД от давления при

варьировании толщины мембраны кристалла чувствительного элемента, иллюстрирует рисунок 2.

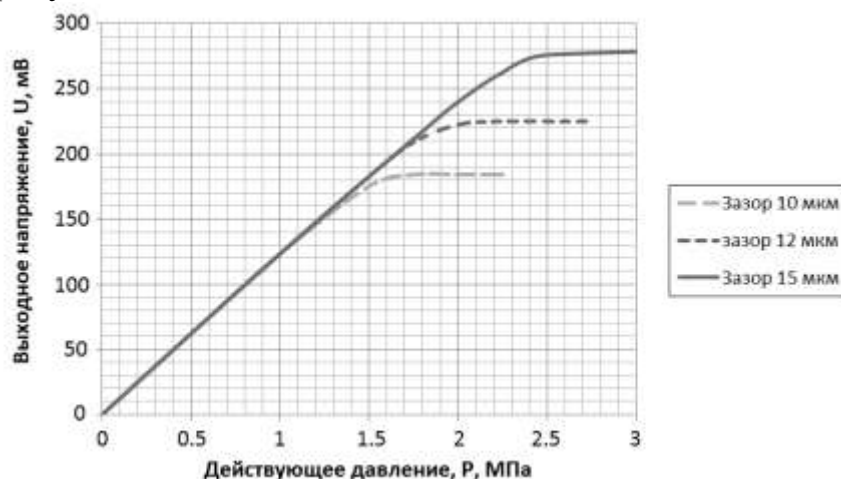


Рисунок 2 – Результаты моделирования выходных характеристик ЧЭД с защитой

Полученные посредством моделирования данные позволили не только получить оценочные параметры ЧЭД, но и провести оптимизацию конструкции для создания высокочувствительного, надежного преобразователя давления. Таким образом, в качестве чувствительного элемента давления был выбран отечественный датчик разработки НПК «Технологический центр» с тензочувствительным кристаллом, предназначенный для измерения абсолютного давления газовых и жидких неагрессивных сред.

Оценка выходных характеристик датчика производилась в процессе климатических испытаний с использованием камеры тепла и холода ESPEC MC-712R (812R) в диапазоне температур от -85 до 180°C при задании необходимого давления в широком диапазоне с помощью высокоточного калибратора давления Mensor Wika CPC8000.

Основной характеристикой для преобразователей давления является точность показаний, характеризуемая приведенной погрешностью в процентах отклонения от верхнего предела измерений и среднеквадратичным отклонением. В ходе экспериментов информация через плату обработки данных передается на персональный компьютер, где отображаются результаты измерений. Для этого было создано специализированное программное обеспечение (ПО), позволяющее конечному пользователю видеть данные по давлению в режиме реального времени [2].

В результате проведения климатических испытаний макетных образцов датчика были построены зависимости приведенной погрешности измерений давления в процентах от верхнего предела измерений (ВПИ) для температур от -50°C до 80°C и давлений от 0 до 60 кПа (рисунок 3).

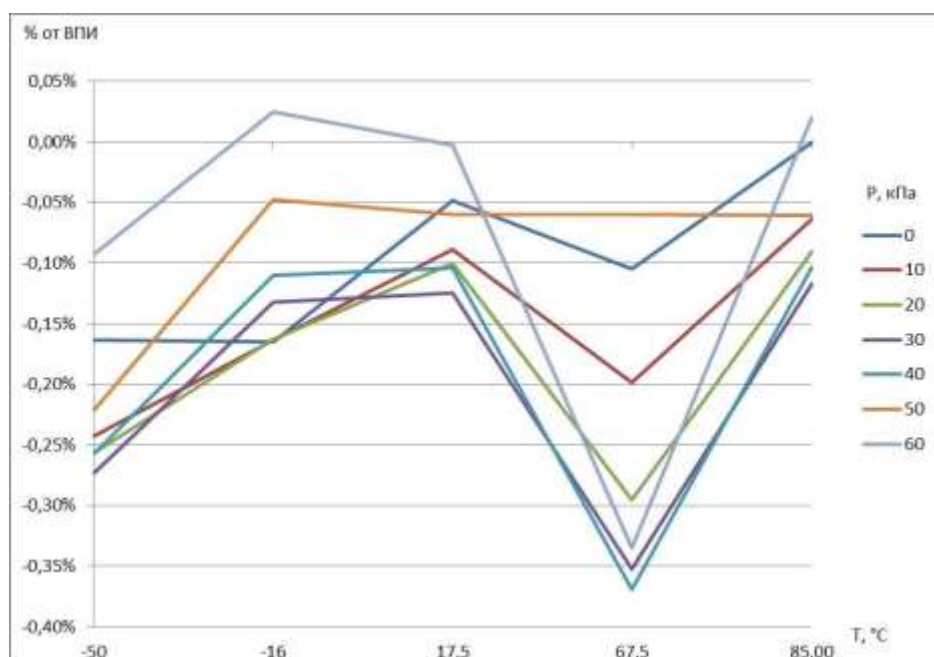


Рисунок 3 – Зависимость погрешности измерений датчика от температуры и давления

На графиках представлены результаты, полученные в ходе экспериментальных исследований. Данные графики показывают, что погрешность измерений датчика давления не превышает 1% на всем рабочем диапазоне температур.

1. ANSYS Статистический конструкционный анализ [Электронный ресурс] / Режим доступа: <http://cae.ustu.ru/download/ansys5.pdf>
2. Гундарцев М.А. Исследование влияния климатических факторов на точность датчика давления в системе мониторинга микроклимата чистых помещений / сборник тезисов 24-ой Всероссийской межвузовской научно-технической конференции «Микроэлектроника и информатика-2017» - М.: МИЭТ, 2017. – С. 254.

ПОРОШКОВЫЕ ТЕРМИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ СОСТАВА Al-Ni-FeO_x ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВАХ

^{1,2}Переверзева С.Ю., ¹Лебедев Е.А., ¹Громов Д.Г., ¹Гаврилов С.А.,
²Рязанов Р.М., ²Сыса А.В., ²Шаман Ю.П.

¹Национальный исследовательский университет «МИЭТ», Москва,
Зеленоград, svetlo.sci@gmail.ru

²НПК «Технологический центр», Москва, Зеленоград

В настоящее время ученые уделяют особое внимание разработке источников энергии способных работать при экстремальных положительных и отрицательных температурах окружающей среды, при повышенной влажности, а также в безвоздушном пространстве. Интерес вызывает разработка систем автономных необслуживаемых генераторов энергии способных вырабатывать достаточное количество электричества для передачи радиосигнала требуемой мощности в экстренных ситуациях (пожар, наводнение, техногенная авария). Реализация данных потребностей возможна за счет использования термоэлектрических генераторов, которые преобразуют тепло от различных источников в электрический ток. Они являются надежным типом преобразователей энергии из-за отсутствия движущихся частей в конструкции [1]. В качестве источника тепловой энергии целесообразно использовать термитные материалы, которые обеспечивают генерацию тепла в максимально короткий срок с минимальным газовыделением и без образования фора пламени.

Термитные материалы - это хорошо изученный класс энергетических материалов [2]. Наиболее распространенными термитными смесями являются пары металл-оксид, например, Al-Fe₂O₃, Al-CuO, а также биметаллические пары: Al-Pt, Al-Ni, Al-Zr. Последние наиболее перспективны источника тепловой энергии из-за отсутствия газовыделения в процессе протекания реакции при относительно высокой удельной плотности энергии. По структуре формирования выделяют несколько классов термитных материалов, наиболее известными являются порошковые смеси и многослойные структуры. Тепловая энергия выделяется в процессе

химического взаимодействия между компонентами материала, где скорость протекания реакции ограничивается диффузионными процессами и зависит от эффективной площади контакта между отдельными частицами реагентов [3-5]. Использование наноразмерных порошковых материалов позволяет повысить интенсивность выделения тепла, чувствительность к инициированию, а также увеличить скорость распространения фронта волнового горения.

Таким образом, по совокупности свойств, термитные материалы перспективно использовать в качестве элемента выделения тепла в термоэлектрических устройствах. Такое устройство включает в себя источник тепла на основе термитных материалов, термоэлектрический генератор (ТЭГ), устройство накопления генерируемой электрической энергии (конденсатор). Изображение конструкции термоэлектрического устройства показано на рисунке 1.

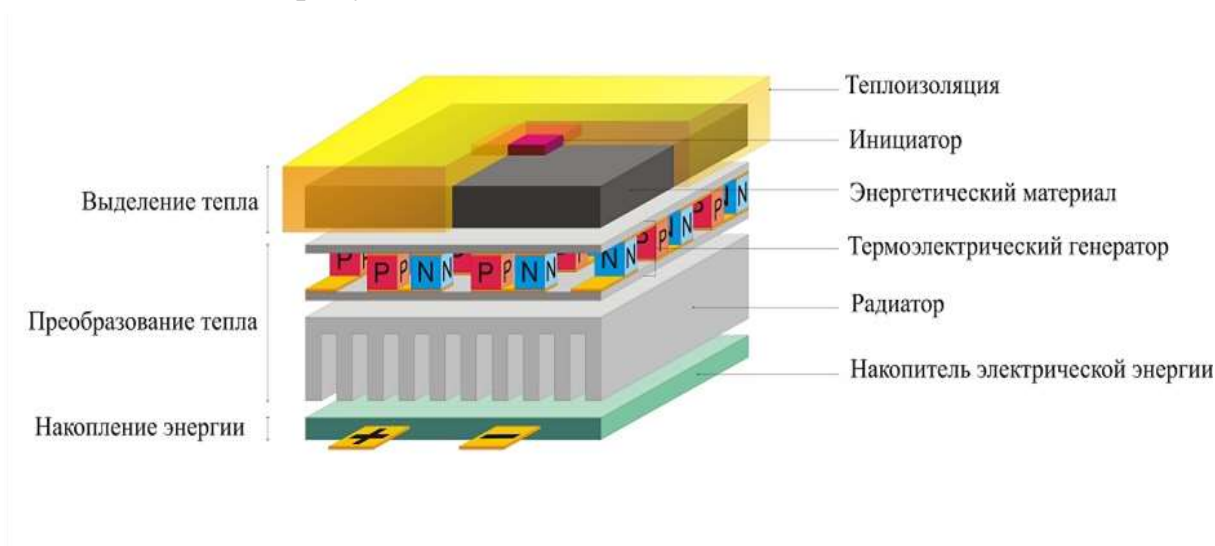


Рисунок 1 – Схематичное изображение конструкции термоэлектрического устройства

Принцип действия системы основан на эффекте Зеебека. За счёт направленного теплового потока, в результате сгорания термитного материала, образуется резкий градиент температуры на ТЭГ, что приводит к появлению термо-ЭДС в цепи.

В настоящей работе предложен способ изготовления элемента выделения тепла на основе наноразмерных коммерчески доступных порошковых материалов алюминия, никеля и оксида железа. Представлены результаты

экспериментальных исследований энергетических материалов с различным составом и соотношением компонентов, полученные с использованием методов термического анализа, бомбовой калориметрии, а также высокоскоростной видеосъемки.

В ходе работы было выявлено, что в термитной смеси Al-Ni-FeO_x на характер горения в большей степени влияет компонент FeO_x. Добавление компонента FeO_x к смеси Al-Ni приводит к увеличению скорости фронта волнового горения, удельного теплового эффекта реакции, а также чувствительности к инициированию. При концентрации FeO_x более 40 вес.% скорость реакции возрастает почти в 7 раз, материал не сохраняет свою первоначальную форму и наблюдается значительное выделение газа, которое практически не заметно в образцах с массовым соотношением Al:Ni:FeO_x (1:2:1). При соотношении FeO_x (менее 12 вес.%) в смеси с Al-Ni восприимчивость к инициированию снижается, в этом случае поток газовыделения и скорость горения значительно ниже, чем в других образцах. Таким образом, при добавлении компонента FeO_x к смеси Al-Ni тепловой эффект реакции возрастает в соответствии с теоретическими расчетами, а рост скорости горения напрямую связан с величиной газовыделения.

1. *Witek K.* Technological Aspects of Semiconductor Thermogenerator (TEG) Assembly, *International Journal of Modeling and Optimization*, 390–393, (2013).
2. *Varma A., Rogachev A.S., Mukasyan A.S., Hwang S.* Combustion Synthesis of Advanced Materials: Principles and Applications, *Adv. Chem. Eng.*, 24, 79 (1998).
3. *Trenkle J., Wang J., Weihs T., Hufnagel T.* Microstructural study of an oscillatory formation reaction in nanostructured reactive multilayer foils, *Appl. Phys. Lett.*, 87, 153108-1 (2005).
4. *Pantoya M., Granier J.* The effect of slow heating rates on the reaction mechanisms of nano and micron composite thermite reactions, *J. Therm. Anal. Calorim.*, 85, 37, (2006).
5. *Sullivan K., Kuntz J., Gash A.* The Role of Fuel Particle Size on Flame Propagation Velocity in Thermites with a Nanoscale Oxidizer, *Propellants Explos. Pyrotech.*, 39, 407 (2014).

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

А

Алексеев А.С. 195, 198
Алексеев А.В. 204
Амеличев В.В. 135, 156, 159, 162, 165
Алексеев Н.Н. 105
Андрианова М.С. 178
Ануфриев Ю.В. 70, 73, 82
Артамонов Д.В. 140
Афанасьев С.А. 22

Б

Белов В.С. 79, 113, 122, 129
Беляков П.А. 162
Беринцев А.В. 195, 198
Бичурин М.И. 189
Богданов А.А. 31
Богданова Д.А. 62, 60
Борисенко Д.Н. 108
Булярский. С.В. 7, 25, 28, 195, 198

В

Васильев Д.В. 162
Вилков В.Е. 210

Г

Генералов С.С. 156, 159
Голубков П.Е. 140
Горелов Д.В. 156
Григорьев Д.М. 159
Громов Д.Г. 118, 204
Грудцов В.П. 172, 178
Губанова О.В. 175
Гундарцев М.А. 153, 210
Гусаров Г.Г. 54, 58
Гусев Д.В. 153

Д

Давыдов В.Н. 34, 37, 40
Дадоев Ю.С. 189
Дегтерев А.Э. 207
Дудин А.А. 73, 100, 129, 204
Дюдьбин Г.Д. 67, 82, 146

Е

Евтеева О.Н. 82
Еганова Е.М. 79
Еремин П.М. 210
Ерицяи Г.С. 118

Ж

Жуков А.А. 102
Жуков Д.А. 162
Журавлев В.М. 52

З

Задорожный О.Ф. 34, 37, 40
Земляникои Н.С. 153
Зенова Е.В. 67, 70, 73, 100, 122
Золотовский И.О. 13, 16, 19, 22, 25, 28, 52, 189
Зотов А.В. 108

И

Ивинская А. Н. 31
Иржак А.В. 125

К

Кадочкин А.С. 22, 25, 28, 198
Казаков Ю.В. 162
Каранкевич О.А. 34, 37
Карпанин О.В. 140
Кириленко Е.П. 79, 100, 113, 122
Кицюк Е.П. 47, 116, 120, 204
Клименко А.А. 97

Коива Д.А. 54, 58, 94

Коледов В.В. 125

Колесников Н.Н. 108

Кондратьев П.К. 97

Коробко Д.А. 13

Костина Н. 31

Костишко Б.Б. 91

Костюк Д.В. 135, 162, 165

Кочи Г.В. 97

Кузнецов А.Е. 172, 178

Кузнецов Е.В. 150, 169, 172, 175, 178

Кулевой Т.В. 105

Кураедов Н.И. 181

Л

Лакалин А.В. 54, 58, 143

Ламкин И.А. 207

Лاپин В.А. 16, 19

Лебедев Е.А. 204

Лега П.В. 125

Литвиненко Р.С. 201

Литвинова К.И. 100, 122

Лукьянчук А.А. 105

Львов П.Е. 7

М

Марухин Н.В. 187

Матвеев В.М. 201

Моисеев С.Г. 22, 25, 28

Молоденский М.С. 70, 73, 94, 100, 122

Морозов В.М. 52

Морозова Е.В. 50

Мумляков А. М. 88, 138, 146

Н

Неклюдова П.А. 70, 76, 94

Никитин А.А. 105

Никифоров С.В. 156, 159

Новиков С.Г. 195, 198

О

Орлов А.П. 73, 125, 129

Орлов Е.П. 162

П

Павлов А.А. 7, 22, 25, 28, 47, 195, 198

Павлова М.Д. 207

Панков В.В. 153

Парамонов В.В. 184

Парфёнов Н.М. 148

Переверзева С.Ю. 76, 214

Першина Е.А. 76, 94

Петров М. И. 31

Петров Р.В. 189

Печерская Е.А. 140

Печерский А.В. 140

Платонов В.В. 156

Поломошнов С.А. 135, 159

Пучнин К.В. 172

Р

Рогожкин С.В. 105

Россоленко А.Н. 108

Рудаков Г.А. 184

Рыбачек Е.Н. 172, 175

Рязанов Р.М. 116, 204

Рязанцев Д.В. 169

С

Савицкий А.И. 116, 118, 120

Сауров А.Н. 150, 175

Сауров М.А. 143

Сафронов М.И. 140

Сахаров Ю.В. 85

Светухин В.В. 7, 22, 25, 28, 47, 91, 189, 195, 198

Семенцов Д.И. 16, 19

Сибатов Р.Т. 47, 50

Сивченко А.С. 150

Сиротина А. П. 76, 79, 113, 122

Сироткин В.В. 108

Скорик С.Н. 102
Соколов С.А. 97
Сомов А. 195
Столбунов В.С. 105
Суханов В.С. 153
Сыса А.В. 76, 204

Т

Тагаченков А.М. 70, 100, 122
Тарасов С.А. 207
Тархов М.А. 67, 70, 79, 82
Терентьев А.В. 67, 70, 129
Тихонов Р.Д. 135
Тулин В.А. 108
Тулина Н.А. 108

У

Уваров И.В. 187

Ф

Федин П.А. 105
Фотиади А.А. 10, 13
Фролов А.В. 125
Шалин А.С. 31
Шаман Ю.П. 76
Шаманаев А.А. 116, 120
Шеляков А.В. 125
Шибалов М. В. 88, 100, 122, 138, 146
Шмытько И.М. 108

Щ

Щербинин И.В. 159

Я

Явтушенко И.О. 91

В

Bentivegna F.F.L. 189

N

Netesova N.P. 43

M

P. Mégret 10

Содержание

ТЕОРИЯ НАНОСИСТЕМ.....	5
<i>Львов П.Е., Светухин В.В., Булярский С.В., Павлов А.А.</i>	
Кинетика смачивающих фазовых переходов в тонких пленках.....	7
<i>Фотиади А.А., Mégret P.</i>	
Бриллюэновская фотоника.....	10
<i>Фотиади А.А. Коробко Д.А., Золотовский И.О.</i>	
Бриллюэновские динамические решетки: применения в волоконных лазерах и сенсорах.....	13
<i>Золотовский И.О., Лапин В.А., Семенцов Д.И.</i>	
Модуляционная неустойчивость волновых пакетов, распространяющихся в световоде с дисперсией каскадно зависящей от длины.....	16
<i>Золотовский И.О., Лапин В.А., Семенцов Д.И.</i>	
Динамика частно-модулированных волновых пакетов в условиях синхронизированного взаимодействия с бегущей волной показателя преломления	19
<i>Афанасьев С.А., Золотовский И.О., Кадочкин А.С., Моисеев С.Г., Светухин В.В., Павлов А.А.</i>	
Генерация поверхностных плазмон-поляритонов терагерцового диапазона в массиве углеродных нанотрубок.....	22
<i>Золотовский И.О., Кадочкин А.С., Моисеев С.Г., Светухин В.В., Павлов А.А., Булярский С.В.</i>	
Генератор поверхностных плазмон-поляритонных волн на основе углеродной нанотрубки.....	25
<i>Золотовский И.О., Кадочкин А.С., Моисеев С.Г., Светухин В.В., Павлов А.А., Булярский С.В.</i>	
Генерация поверхностных плазмон-поляритонных волн в полупроводниковой пленке с графеном.....	28
<i>Шалин А. С., Ивинская А. Н., Костина Н., Петров М. И., Богданов А.А.</i>	
Новые оптомеханические эффекты, обусловленные поверхностными плазмон- поляритонами.....	31
<i>Давыдов В.Н., Каранкевич О.А., Задорожный О.Ф.</i>	
Особенности излучательной рекомбинации в гетероструктурах с квантовыми ямами.....	34
<i>Давыдов В.Н., Задорожный О.Ф., Каранкевич О.А.</i>	
Ограничение числа уровней размерного квантования в элементах наноэлектроники.....	37

<i>Задорожный О.Ф., Давыдов В.Н.</i>	40
Треугольная квантовая яма комбинированного профиля.....	
<i>Netesova N.P.</i>	
Electron oscillation model crystals based on silver iodide.....	43
<i>Сибатов Р.Т., В.В. Светухин, Е.П. Кицюк, А.А. Павлов</i>	
Влияние аномальной диффузии ионов на характеристики литий-ионного аккумулятора.....	47
<i>Сибатов Р.Т., Морозова Е.В.</i>	
Прыжковый транспорт на фрактальных сверхрешетках графеновых квантовых точек.....	50
<i>Журавлев В.М., Золотовский И.О., Морозов В.М.</i>	
Условия возникновения переодических и когерентных структур в нелинейных средах с диффузией под действием внешнего излучения...	52
<i>Гусаров Г.Г., Коива Д.А., Лакалин А.В.</i>	
О методике расчета параметров электронно-колебательных переходов, основанной на методе моментов ЛЭКСА.....	54
<i>Гусаров Г.Г., Коива Д.А., Лакалин А.В.</i>	
Расчёт параметров электрон-фононного взаимодействия в системах с электронно-колебательными переходами.....	58
 <i>Богданова Д.А.</i>	
Зависимость работы выхода углеродных нанотрубок от плотности водородного покрытия при хемосорбции водорода.....	60
<i>Богданова Д.А.</i>	
Влияние примеси никеля на работу выхода гидрогенизированных углеродных нанотрубок.....	62
 Нанотехнологии.....	65
<i>Тархов М.А., Дюдьбин Г.Д., Терентьев А.В. и Зенова Е.В.</i>	
Исследование влияния мягкой плазмы на шероховатость барьерного слоя TiN.....	67
<i>Тархов М.А., Молоденский М.С., Зенова Е.В., Тагаченков А.М., Ануфриев Ю.В., Неклюдова П.А., Терентьев А.В.</i>	
Исследование спектров комбинационного рассеяния углеродных нанотрубок синтезированных cvd методом.....	70
<i>Ануфриев Ю.В., Молоденский М., Дудин А.А., Орлов А., Зенова Е.В.</i>	
Изучение механизма переноса заряда в одиночных УНТ, полученных методом химического осаждения из газовой фазы.....	73
<i>Сиротина А.П., Шаман Ю.П., Сыса А.В., Переверзева С.Ю., Першина Е.А., Неклюдова П.А.</i>	
Исследование влияния морфологии каталитической системы Co-Mo-MgO на синтез углеродных нанотрубок.....	76

<i>Сиротина А.П., Белов В.С., Кириленко Е.П., Тархов М.А., Еганова Е.М.</i> Исследование барьерных свойств TiN для синтеза массива углеродных нанотрубок на Ni катализаторе методом ОЖЕ-электронной спектроскопии.....	79
<i>Ануфриев Ю.В., Дюдьбин Г.Д., Тархов М.А., Евтеева О.Н.</i> Интеграция массивов УНТ в структуру полупроводниковых солнечных элементов.....	82
<i>Сахаров Ю.В.</i> Технология мезопористых оксидных пленок, модифицированных углеродом.....	85
<i>Шибалов М. В., Мумляков А. М.</i> Исследования пленок нитрида кремния полученного методом плазмохимического осаждения в индуктивно – связанной плазме.....	88
<i>Костишко Б.Б., Светухин В.В., Явтушенко И.О.</i> Формирование наноструктур при облучении металлов в жидкости фемтосекундными лазерными импульсами.....	91
<i>Коива Д.А., Першина Е.А., Молоденский М.С., Неклюдова П.А.</i> Модификации тонких пленок оксида титана путем вакуумного отжига.....	94
<i>Кондратьев П.К., Клименко А.А., Кочи Г.В., Соколов С.А.</i> Определение концентрации углеродных нанотрубок в металлокомпозитах методом спектрофотометрии.....	97
<i>Литвинова К.И., Шибалов М.В., Кириленко Е.П., Молоденский М.С., Дудин А.А., Тагаченков А.М., Зенова Е.В.</i> Применение метода атомно-слоевого осаждения для нанесения структурообразующих слоев кремний-углеродных структур.....	100
<i>Жуков А.А.</i> Методика характеристики электронной системы в углеродных нанотрубках при помощи высоковакуумного атомно – силового микроскопа.....	102
<i>Рогожкин С.В., Кулевой Т.В., Алексеев Н.Н., Столбунов В.С., Федин П.А., Никитин А.А., Лукьянчук А.А.</i> Экспериментальный комплекс НИЦ “Курчатовский институт” - ИТЭФ для прецизионной модификации и атомно-масштабного анализа материалов.....	105
<i>Тулина Н.А, Россоленко А.Н., Шмытько И.М., Колесников Н.Н., Борисенко Д.Н., Зотов А.В., Сироткин В.В., Тулин В.А.</i> Исследование функциональных свойств селенида висмута в мемристорных структурах для применения в электронике.....	108

НАНОЭЛЕКТРОНИКА.....	111
<i>Белов В.С., Кириленко Е.П., Сиротина А.П.</i>	
Определение концентрации матричных элементов в тонких пленках TiN _x O _y методом электронной ОЖЕ спектроскопии.....	113
<i>Рязанов Р.М., Шаманаев А.А., Савицкий А.И., Кицюк Е.П.</i>	
Особенности полевой эмиссии массивов многостенных углеродных нанотрубок с различной степенью легирования азотом.....	116
<i>Савицкий А.И., Ерицын Г.С., Громов Д.Г.</i>	
Оптимизация конструкции планарных SERS –структур на основе массивов наночастиц Ag, Au, AgAu И Ag/Cu С нормальным распределением по размерам.....	118
<i>Кицюк Е.П., Скорик С.Н., Савицкий А.И., Шаманаев А.А.</i>	
Исследование эмиссионных характеристик массивов углеродных нанотрубок при работе в импульсном режиме.....	120
<i>Белов В.С., Сиротина А. П., Кириленко Е.П., Молоденский М.С., Шибалов М.В., Литвинова К.И., Тагаченков А.М., Зенова Е.В.</i>	
Определение изменения работы выхода углеродных нанотрубок после нанесения тонкого слоя оксида гафния методом ОЖЕ- электронной спектроскопии.....	122
<i>Лега П.В., Орлов А.П., Фролов А.В., Иржак А.В., Коледов В.В., Шеляков А.В.</i>	
Конструкция и применение композитного нанопинцета для изготовления наноструктур для приборов микро и наноэлектроники....	125
<i>Белов В.С., Орлов А.П., Дудин А.А., Терентьев А.В.</i>	
Исследование электрофизических параметров углеродных наноректенн для высокоэффективных преобразователей солнечной энергии.....	129
МИКРОЭЛЕКТРОНИКА.....	133
<i>Тихонов Р.Д., Поломоинов С.А., Амеличев В.В., Костюк Д.В.</i>	
Электрохимическое осаждение пермаллоя со спектрофотометрическим контролем хлоридного электролита	135
<i>Мумляков А.М., Шибалов М.В</i>	
Газофазное травление пленок оксида кремния в парах ангидрида HF И C ₂ H ₅ ОН.....	138
<i>Печерская Е.А., Голубков П.Е., Карпанин О.В., Артамонов Д.В., Сафронов М.И., Печерский А.В.</i>	
Взаимосвязи технологических параметров процесса микродугового оксидирования и свойств оксидных покрытий.....	140
<i>Лакалин А.В., Сауров М.А.</i>	
Исследование дефектообразования при гамма облучении кремния методом рекомбинационной спектроскопии.....	143

<i>Мумляков А.М., Шибалов М.В., Дюдьбин Г.Д.</i>	
Ионно-лучевая обработка поверхности СВЧ ситалла с использованием атомно-слоевого осаждения.....	146
<i>Парфёнов Н.М.</i>	
Исследование преобразователей датчиков давления.....	148
<i>А.С. Сивченко, Е.В. Кузнецов, Сауров А.Н.</i>	
Определение времени наработки до отказа подзатворного диэлектрика МОП транзисторов с помощью ускоренных испытаний.....	150
<i>Суханов В.С., Панков В.В., Гусев Д.В., Гундарцев М.А., Землянников Н.С.</i>	
МЭМС преобразователи давления с аналоговым и цифровым выходным сигналом.....	153
<i>Амеличев В.В., Генералов С.С., Горелов Д.В., Платонов В.В., Никифоров С.В.</i>	
Исследование конструктивно-технологических методов создания интегральных оптических волноводов с использованием кремниевых технологий.....	156
<i>Генералов С.С., Григорьев Д.М., Амеличев В.В., Никифоров С.В., Поломошнов С.А., Щербинин И.В.</i>	
Конденсаторный МЭМС-МИКРОФОН.....	159
<i>Амеличев В.В., Беляков П.А., Васильев Д.В., Жуков Д.А., Казаков Ю.В., Костюк Д.В., Орлов Е.П.</i>	
Преобразователи магнитного поля на основе спин-туннельных магниторезистивных наноструктур.....	162
<i>Амеличев В.В., Костюк Д.В., Резнев А.А.</i>	
Технологические особенности производства отечественных магниторезистивных микросистем.....	165
<i>Рязанцев Д.В., Кузнецов Е.В.</i>	
Разработка структуры дозового детектора ионизирующего излучения на основе МОП-транзистора с функцией отжига накопленного заряда.....	169
<i>Кузнецов А.Е., Кузнецов Е.В., Рыбачек Е.Н., Пучнин К.В., Грудцов В.П.</i>	
Разработка интегрированной КМОП-микрофлюидики для биоэлектронного НОСА.....	172
<i>Губанова О.В., Кузнецов Е.В., Рыбачек Е.Н., Сауров А.Н.</i>	
Разработка сенсорного элемента-химически чувствительного нанопроволочного транзистора с торцевым контактом к затвору.....	175
<i>Андрианова М.С., Кузнецов Е.В., Грудцов В.П., Кузнецов А.Е.</i>	
КМОП-совместимый биосенсор для обнаружения L- картина.....	178

<i>Кураедов Н.И.</i> Алгоритм автоматизации проектирования неохлаждаемого матричного ИК– сенсора на основе термопары.....	181
<i>Рудаков Г.А., Парамонов В.В.</i> Оптимизация процесса глубокого анизотропного травления кремния для структур со сверхмалым аспектным отношением.....	184
<i>Уваров И.В., Марухин Н.В.</i> Контактное сопротивление и ресурс МЭМС- переключателя с платиновыми контактами	187
<i>Дадоев Ю.С., Ventivegna F.F.L., Петров Р.В., Бичурин М.И., Золотовский И.О., Светухин В.В.</i> Управляемый электрическим напряжением химический датчик на основе эффекта ГУСА-ХЕНХЕН в электрооптической фотонной структуре.....	189
ИСТОЧНИКИ ПИТАНИЯ.....	193
<i>Новиков С.Г., Беринцев А.В., Алексеев А.С., Сомов А.И., Светухин В.В., Павлов А.А., Булярский. С.В.</i> Исследование выходных параметров радиоизотопных источников электрического питания на основе двойного преобразования энергии радиационного распада в различных температурных режимах.....	195
<i>Новиков С.Г., Кадочкин А.С., Беринцев А.В., Алексеев А.С. Светухин В.В., Павлов А.А., Булярский. С.В.</i> Расчет и оптимизация радиолюминесцентных композиций на основе микрочастиц ^{63}Ni для радиоизотопных источников электрического питания.....	198
<i>Матвеев В.М., Литвиненко Р.С.</i> Макетный образец микромодуля оперативного хранения информации с повышенной радиационной стойкостью.....	201
<i>Алексеев А.В., Лебедев Е.А., Кицюк Е.П., Сыса А.В., Рязанов Р.М., Дудин А.А., Громов Д.Г.</i> Суперконденсаторы на основе осаждаемого электрофорезом композита углеродный нанотрубки-оксид металла.....	204
<i>Павлова М.Д., Дегтерев А.Э., Ламкин И.А., Тарасов С.А.</i> Влияние концентрации фуллерена на характеристики органических фоточувствительных структур на основе системы $\text{ZnPc}:\text{C}_{60}$	207
<i>Еремин П.М., Вилков В.Е., Гундарцев М.А.</i> Экспериментальное исследование погрешности преобразователя давления для системы удаления воздуха чистых производственных помещений микроэлектроники.....	210

*Переверзева С.Ю., Лебедев Е.А., Громов Д.Г., Гаврилов С.А., Рязанов Р.М.,
Сыса А.В., Шаман Ю.П.*

Порошковые термитные материалы состава Al-Ni-FeO_x для применения в
термоэлектрических устройствах.....214