

Рисунки к статье А. Л. Деспотули, А. В. Андреевой «НАНОИОНИКА – РАЗВИВАЮЩАЯСЯ ИНФОРМАЦИОННАЯ СИСТЕМА. Часть 1. Этапы становления и современное состояние наноионики в России»



Рис. 2. Особенности кристаллической структуры ПСИП. Образование 3D-сети туннелей БИТ в элементарной ячейке:

a – α-AgI, где ионы йода (большие шары) образуют оцк-решетку (Im3m), вершины усеченного октаэдра (3D-сеть туннелей БИТ) соответствуют взаимосвязанным тетраэдрическим (T-) позициям (маленькие шары), между которыми через невысокие потенциальные барьеры (≈ 0,1 эВ) перескакивают Ag⁺ ионы (выделенные маленькие шары); *б* – удвоенная ячейка α-RbAg₄I₅ в проекции {100}, где большие шары – йод, средние шары – рубидий Rb, маленькие шары обозначают Т-позиции, по которым перемещаются ионы Ag⁺, кружки показывают туннели БИТ в перпендикулярном к плоскости рисунка направлении, рядом показана плотная укладка туннелей БИТ в элементарной ячейке [22]



Рис. 3. Структурные слоевые модели ионного транспорта: *a* – неоднородный потенциальный рельеф в области гетероперехода ЭΠ₆/ТЭ-ПСИП; *b* – расположение туннелей БИТ с 1D-ионным транспортом вдоль направления эффективного поля *F*_{eff}

Рис. 4. Специальные симметричные границы в ПСИП α-AgI: а – {210} когерентная граница с обратной плотностью мест совпадения $\Sigma = 5$ (проекция (001), где ионы йода (большие шары) и тетраэдрические (Т) позиции (малые шары), по которым перемещаются Ад⁺ ионы (Т-позиции образуют туннели БИТ, пересекающие границы); δ – схема двойниковой границы $\Sigma = 3$ (<110> 109,471°) с продолжением туннелей БИТ (цепочки сопряженных гранями деформированных тетраэдров) через границу [22]

<u>ТАНО- и МИКРОСИСІЕМНАЯ</u> ТЕХНИА Том 22. № 8 \$ 2020

ЕЖЕМЕСЯЧНЫЙ МЕЖДИСЦИПЛИНАРНЫЙ ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ И ПРИКЛАДНОЙ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Журнал включен в международные базы данных на платформе Web of Science: Chemical Abstracts Service (CAS), которая входит в Medline, и Russian Science Citation Index (RSCI).

Журнал индексируется в системе Российского индекса научного цитирования (РИНЦ) и включен в международную базу INSPEC. Журнал включен в Перечень международных реферируемых баз данных по научному направлению 02.00.00 химические науки и в Перечень научных и научно-технических изданий ВАК России по научным направлениям: 01.04.00 физика, 05.27.00 электроника. Журнал выпускается при научно-методическом руководстве Отделения нанотехнологий и информационных технологий Российской академии наук Статьи имеют DOI

ISSN 1813-8586

DOI: 10.17587/issn1813-8586

Издается с 1999 г.

СОДЕРЖАНИЕ

НАНОТЕХНОЛОГИИ

МОДЕЛИРОВАНИЕ И КОНСТРУИРОВАНИЕ МНСТ

Тимошенков В. П., Хлыбов А. И., Родионов Д. В., Пантелеев А. И.	
Исследования влияния элементов конструкции мощных СВЧ GaN-	
транзисторов на их тепловой режим	415

МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКИЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МНСТ

Тихонов Р. Д. Электрохимическое осаждение сплава NiFe из концен-	472
прированного хлоридного электролита	722
Белов В. С. Электрофизические характеристики структур на основе оксида тантала	433
Панас А. И., Чигарев С. Г., Вилков Е. А., Бышевский-Конопко О. А. Возникновение собственной намагниченности в антиферромагнит-	
ной пленке FeMn под действием спин-поляризованного тока	438

элементы мнст

Аннотации и статьи на русском и английском языках доступны на сайте журнала (http://microsystems.ru; http://novtex.ru/nmst/) в разделе "Архив статей с 1999 г.".

ПОДПИСКА:

по каталогу "Пресса России" (индекс 27849)

107076 Москва, Стромынский пер., д. 4 e-mail: nmst@novtex.ru

Адрес для переписки:

в редакции журнала (тел./факс: (499) 269-55-10) Учредитель:

Издательство "Новые технологии"

© Издательство "Новые технологии", "Нано- и микросистемная техника", 2020

Главный редактор

Мальцев П. П., д.т.н., проф.

Зам. гл. редактора

Лучинин В. В., д.т.н., проф. Шур М., д.ф.-м.н., проф. (США)

Редакционный совет:

Асеев А. Л., д.ф.-м.н., проф., акад. РАН Грибов Б. Г., д.х.н., чл.-кор. РАН Квардаков В. В., д.ф.-м.н., проф., акад. РАН Ковальчук М. В., д.ф.-м.н., проф., чл.-кор. РАН Кульчин Ю. Н., д.ф.-м.н., проф., акад. РАН Лабунов В. А., д.т.н., проф., акад. НАНБ (Беларусь) Нарайкин О. С., д.т.н., проф., чл.-кор. РАН Рыжий В. И., д.ф.-м.н., проф., чл.-кор. РАН Сауров А. Н., д.т.н., проф., акад. РАН Сигов А. С., д.ф.-м.н., проф., акад. РАН Чаплыгин Ю. А., д.т.н., проф., акад. РАН Шевченко В. Я., д.х.н., проф., акад. РАН

Редакционная коллегия:

Абрамов И. И., д.ф.-м.н., проф. (Беларусь) Андреев А., к.ф.-м.н. (Великобритания) Астахов М. В., д.х.н., проф. Бакланов М. Р., д.х.н., проф. (Китай) Басаев А. С., к.ф.-м.н. Викулин В. В., к.х.н., д.т.н., проф. Дайнеко А. В., к.х.н. Кальнов В. А., к.т.н. Карякин А. А., д.х.н., проф. Кузнецов В. И., д.т.н. (Нидерланды) Леонович Г. И., д.т.н., проф. Панин Г. Н., к.ф.-м.н., проф. (Южная Корея) Панич А. Е., д.т.н., проф. Пожела К., д.ф.-м.н. (Литва) Рыжий М. В., д.т.н., проф. (Япония) Сантос Э. Х. П., PhD, Ful. Prof. (Бразилия) Сингх К., к.т.н. (Индия) Телец В. А., д.т.н., проф. Тимошенков С. П., д.т.н. Хабибуллин Р. А., к.ф.-м.н., доц. Шашкин В. И., д.ф.-м.н., проф. Шубарев В. А., д.т.н., проф.

Редакция:

Антонов Б. И. (директор изд-ва) Лысенко А. В. (отв. секретарь) Чугунова А. В. (науч. ред.) Щетинкин Д. А. (сайт) INTERDISCIPLINARY, SCIENTIFIC, TECHNIQUE AND PRODUCTION JOURNAL

NANO- and MICROSYSTEMS TECHNOLOGY

(Title "NANO- I MIKROSISTEMNAYA TEKHNIKA")

ISSN 1813-8586 DOI: 10.17587/issn1813-8586

CHIEF EDITOR

Maltsev P. P., Dr. Sci. (Tech.), Prof.

DEPUTY CHIEF EDITOR

Luchinin V. V., Dr. Sci. (Tech.), Prof.

DEPUTY CHIEF EDITOR

Shur M. S., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof. (USA)

Editorial council:

Aseev A. L., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof., Acad. RAS Chaplygin Ju. A., Dr. Sci. (Tech.), Prof., Acad. RAS Gribov B. G., Dr. Sci. (Chem.), Cor.-Mem. RAS Kovalchuk M. V., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof., Cor.-Mem. RAS Kuljchin Yu. N., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof., Acad. RAS Kvardakov V. V., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof., Acad. RAS Labunov V. A. (Belorussia), Sci. (Tech.), Acad. NASB Narajkin O. S., Dr. Sci. (Tech.), Prof., Cor.-Mem. RAS Ryzhii V. I., Dr. Sci. (Tech.), Prof., Cor.-Mem. RAS Saurov A. N., Dr. Sci. (Tech.), Prof., Acad. RAS Shevchenko V. Ya., Dr. Sci. (Chem.), Prof., Acad. RAS Sigov A. S., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof., Acad. RAS

Editorial board:

Abramov I. I. (Belorussia), Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof. Andreev A. (UK), Cand. Sci. (Phys.-Math.), Prof. Astahov M. V., Dr. Sci. (Chem.), Prof. Baklanov M. R., Dr. Sci. (Chem.), Prof. (China) Basaev A. S., Cand. Sci. (Phys.-Math.) Dayneko A. V., Cand. Sci. (Tech.) Kalnov V. A., Cand. Sci. (Tech.) Karjakin A. A., Dr. Sci. (Chem.), Prof. Khabibullin R. A., Cand. Sci. (Phys.-Math.), Ass. Prof. Kuznetsov V. I., Dr. Sci. (Tech.) (Netherlands) Leonovich G. I., Dr. Sci. (Tech.), Prof. Panich A. E., Dr. Sci. (Tech.), Prof. Panin G. N., PhD, Prof. (South Korea) Pozhela K. (Lithuania), Dr. Sci. (Phys.-Math.) Ryzhii M. V., (Japan), Dr. Eng., Prof. Santos E. J. P., PhD, Prof. (Brasil) Shubarev V. A., Dr. Sci. (Tech.), Prof. Shashkin V. I., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof. Singh K., PhD (India) Telets V. A., Dr. Sci. (Tech.), Prof. Timoshenkov S. P., Dr. Sci. (Tech.) Vikulin V. V., Cand. Chem. Sci., Dr. Sci. (Tech.), Prof.

Editorial staff:

Antonov B. I. (Director Publ.) Lysenko A. V. (Executive secretary) Chugunova A. V. (Research Editor) Shchetinkin D. A. (site) The Journal is included in the international databases of the chemical sciences — Chemical Abstracts Service (CAS) and of the engineering sciences — INSPEC, and it is also indexed

in the Russian Science Citation Index (RSCI) based on the Web of Science platform. The Journal is included in the Russian System of Science Citation Index and the List of Journals of the Higher Attestation Commission of Russia. Its articles have DOI and are printed in the Journal in Russian and English languages. The Journal is published under the scientific-methodical guidance of the Branch of Nanotechnologies and Information Technologies of the Russian Academy of Sciences.

Vol. 22

No. 8

2020

CONTENTS

NANOTECHNOLOGY

Despotuli A. L., Andreeva A. V. Nanoionics — the Developing Informative System. Part. 1. Stages of Formation and Modern State of Nanoionics in Russia

MODELLING AND DESIGNING OF MNST

SCIENCE OF MATERIALS AND TECHNOLOGICAL BASICS OF MNST

 Tikhonov R. D. Electrochemical Deposition of CoNiFe Alloy from

 Concentrated Chloride Electrolyte
 422

MICRO- AND NANOSYSTEM TECHNIQUE ELEMENTS

Web: www.microsystems.ru/eng; e-mail: nmst@novtex.ru

© Издательство "Новые технологии", "Нано- и микросистемная техника", 2020

*Фі*анотехнологии *М*апотесниооду

УДК 621.38

DOI: 10.17587/nmst.22.403-414

А. Л. Деспотули, канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр.,

А. В. Андреева, д-р физ.-мат. наук, проф., вед. науч. сотр., analvi@mail.ru, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской Академии наук (ИПТМ РАН)

НАНОИОНИКА — РАЗВИВАЮЩАЯСЯ ИНФОРМАЦИОННАЯ СИСТЕМА. Часть 1. ЭТАПЫ СТАНОВЛЕНИЯ И СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ НАНОИОНИКИ В РОССИИ

Поступила в редакцию 14.08.2020

Представлен критический обзор этапов становления, развития и современного состояния наноионики в России и мире. Наноионика рассматривается как развивающаяся информационная система, ее история впервые анализируется в терминах динамической теории информации и стратегического инновационного менеджмента. В части 1 обзора рассмотрена история возникновения и развития прикладной и теоретической наноионики

в России. Анализируются в основном результаты, полученные в ИПТМ РАН, где исследования проводили в целях расширения границ наноионики в новых направлениях. Более подробно представлены результаты по развитию новых направлений, таких как динамическая теория быстрого ионного транспорта на наномасштабе (структурно-динамический подход), и наноионика передовых суперионных проводников. Раскрывается потенциал этих направлений в прорывных технологиях.

Ключевые слова: наноионика, передовые суперионные проводники, структурно-динамический подход наноионики, динамическая теория информации, стратегический инновационный менеджмент

Введение

Наноионика — ветвь науки и технологии. Она раскрывает основы быстрого ионного транспорта (БИТ) на наномасштабе и перспективы применения твердотельных материалов и приборов с БИТ. Наноионика определяется объектами и предметом исследования, масштабными критериями, методами, технологиями, применениями и результатами, расширяющими ее границы.

Термин и концепция "наноионика" впервые предложены в России в Институте проблем технологии микроэлектроники (ИПТМ РАН) в 1992—93 гг. В работе [1] нанообъекты с БИТ характеризуются безразмерным параметром

$$P = \frac{\lambda}{L},\tag{1}$$

где λ — характерная длина, на которой реализуются процессы БИТ; *L* — размер объекта.

Во всех твердотельных ионных проводниках ионы движутся в неоднородном на наномасштабе потенциальном рельефе. БИТ происходит там, где высоты потенциальных барьеров невелики. Предельно малому значению λ в наноионике можно поставить в соответствие размер области, занимаемой одним потенциальным барьером, а *L* — размер приборной наноструктуры, образованной последовательностью барьеров разной высоты. Неоднородность потенциального рельефа возникает на любых дефектах кристаллической структуры, например, на границе с плоским электродом, где в ионных проводниках существует приграничный слой толщиной L < 1 нм. При динамическом внешнем воздействии приграничный слой приходит в неравновесное состояние, в нем протекают разнонаправленные процессы формирования и релаксации ионного пространственного заряда. Локальные ион-транспортные

и диэлектрик-поляризационные процессы взаимосвязаны, так как координируются дальнодействующим кулоновским взаимодействием. Кроме того, локальные процессы зависят нелокально от неоднородного на наномасштабе потенциального рельефа, в котором находятся ионы подвижного сорта. Переход к малым масштабам, задаваемый λ, позволяет детально описывать локальные процессы и отклик наноструктуры на внешнее воздействие [2]. Предельный размер приборных структур с электроном как носителем информации не может быть меньше нескольких нанометров ввиду туннельных токов утечки [2]. Поэтому одно из принципиально важных преимуществ наноионных приборов (будет определять перспективные применения) состоит в малости туннельных токов, которые зависят от массы носителя (*m*) информации, как $\propto \exp(m^{-0.5})$.

Наноионика — междисциплинарная область исследований и разработок (R & D), имеет пересечения с прорывными и критическими технологиями, такими как наноэлектроника, микросистемная техника, нейроморфный компьютинг (материальная основа искусственного интеллекта), элементы с памятью, суперконденсаторы и батареи, топливные элементы, космическая и радиационно-стойкая техника, радиочастотная идентификация объектов, биоэлектроника и др. С термином "наноионика" ассоциируется все более широкий круг новых понятий, тем, задач, приборов, методов, технологий и приложений. Термин "наноионика" распространяется на фундаментальные основы будущих энергетических, биомедицинских, информационных и космических технологий.

Более 100 лет назад А. Пуанкаре в книге "Наука и метод" на примере математики писал: "Pour prévoir l'avenir des mathématiques, la vraie méthode est d'étudier leur histoire et leur état present" [3]. В настоящее время это положение методологии необходимо дополнить. Нужно учесть ранее неизвестные принципиальные результаты динамической теории информации, которая базируется на нелинейной динамике Пуанкаре. Современной науке, в частности наноионике, более точно соответствует формулировка: "Лучший метод для предвидения будущего" наноионики, это изучение ее истории и нынешнего состояния" в контексте динамической теории информации и влияния стратегического инновационного менеджмента.

В обзорной статье наноионика впервые рассматривается как развивающаяся информационная система. В журнале "Нано- и микросистемная техника" опубликован ряд статей авторов о развитии наноионики [4-14] в России, поэтому история становления и современное состояние наноионики описано далее в сжатой форме. Обзор состоит из трех частей. В первой части представлены истоки наноионики, этапы ее становления и развития. Анализируются в основном результаты, полученные в ИПТМ РАН, где исследования проводили в целях расширения границ наноионики в новых направлениях. В других организациях России основным направлением было создание нанокомпозитных материалов и мембран с повышенной ионной проводимостью на внутренних поверхностях и межфазных границах [15]. Нанокомпозиты с высокими ионтранспортными характеристиками нужны для повышения эффективности твердотельных объемных суперконденсаторов, батарей, низкотемпературных топливных элементов и др. Результаты исследований по композитам часто публикуют без ссылок на термин "наноионика", так как для четко заданного прикладного направления достаточным является использование приставки "нано". В последующих частях обзора критически анализируются распространение термина "наноионика" и современное состояние наноионики за рубежом. Подведение итогов 30-летнего развития наноионики в терминах динамической теории информации позволяет конкретизировать возможности повышения результативности системы отечественного стратегического инновационного менеджмента.

Объединение раздела науки (в рассматриваемом случае — наноионики), динамической теории информации [16] и стратегического менеджмента [17] развивает методологию научного поиска и вводит предмет настоящей работы в область теории сложных систем [18]. В литературе эта область носит название Complexity, ее главный дескриптор — "эмерджентность", т. е. несводимость свойств системы к набору свойств ее сильно взаимодействующих подсистем. Согласно динамической теории информации эмерджентные свойства возникают на границе хаоса и порядка. Современный менеджмент знаний объединяет стратегический менеджмент и менеджмент инноваций в единый комплекс знаний и действий — стратегический инновационный менеджмент. К основным задачам менеджмента в научно-технической сфере относится поиск точек зарождения знаний, технологий и областей массового спроса новой продукции. В условиях сокращения сроков жизни технологий особую ценность приобретают не знания, вложенные в уже разработанную продукцию, а знания, на основе которых в будущем может быть создана стратегически значимая продукция [19].

Цель статьи — дать краткое представление об истории возникновения и основных направлениях развития прикладной и теоретической наноионики в мире, выделив вклад ИПТМ РАН. Более подробно представлены результаты по развитию новых направлений, предложенных в ИПТМ РАН [2, 4-14, 20-22], таким как динамическая теория БИТ и наноионика передовых суперионных проводников (ПСИП). Потенциал наноионики раскрывается в связи с важными и прорывными технологиями. Критический анализ развития наноионики впервые выполнен в терминах динамической теории информации и в контексте влияния стратегического инновационного менеджмента. Методологию статьи следует рассматривать как ключ к расшифровке скрытой информации и генерации прогностической информации, влияющей на будущее наноионики и инновационных исследований.

Этапы становления и современное состояние наноионики в России

На появление первой статьи по наноионике [1] оказали влияние работы по микроионике и развертывание исследований в области нанонауки и нанотехнологии.

Основатель ИПТМ РАН, член.-корр. РАН, Ч. В. Копецкий, предвидел перспективы использования твердых электролитов (ТЭ) в микроэлектронике и планировал организацию исследований по пленочным системам и микроприборам с ионной проводимостью. В 1983 г. он привез из зарубежной командировки свежий выпуск французского журнала "La Recherche" со статьей по новому научно-технологическому направлению "микроионика" [23] и передал журнал в группу, которая занималась синтезом высокочистых ТЭ — суперионных проводников (СИП) семейства RbAg₄I₅ [24].

Пионер и энтузиаст вакуумных микроэлектронных технологий СССР, проф., д. ф.-м. н. А. А. Васильковский, возможно первым в мире предложил термин "микроионика", однако в рецензируемых журналах у него не было статей с обоснованием этого направления. По инициативе А. А. Васильковского научно-техническое общество радиотехники, электроники и связи им. А. С. Попова 15—16 сентября 1976 г. провело в г. Одессе выездное заседание секции "Микроэлектроника и полупроводниковые приборы" на тему "Микроионные устройства". В работах А. А. Васильковского с сотрудниками можно усмотреть исток важных и перспективных приборов, в настоящее время называемых мемристорами. В ИПТМ РАН есть отчет из архива А. А. Васильковского номер гос. регистрации 77036357, по теме "Исследование характеристик и технологии изготовления запоминающих и переключающих структур на основе халькогенидов серебра" (тема № 7101, г. Одесса, 1978 г.).

Безвременный уход Ч. В. Копецкого и А. А. Васильковского затормозил неизбежное развитие отечественной микроионики в направлении наноионики. Следует отметить, что попытки ввести микроионику в качестве нового научного направления не могли быть успешными. В области микрометров нельзя ожидать принципиально новых физических свойств, явлений и эффектов, поскольку в суперионных проводниках с высокой концентрацией подвижных ионов ($N_i \approx 10^{22}$ см⁻³) длина экранирования заряда находится в нанометровой области.

Среди первых работ по наноионике (хотя существование этой новой области в то время еще не было осознано) следует выделить статью крупного американского ученого чешского происхождения К. Леговека [25], где впервые рассмотрен вопрос об ионной проводимости в слое поверхностного пространственного заряда ионного кристалла. Леговек сделал пионерский, нобелевского уровня, вклад в микроэлектронику [26]. В работах 1948—1953 гг. он объяснил фотоэффект на барьере металл-полупроводник и принцип работы светоизлучающих диодов, изобрел и запатентовал технологию изоляции полупроводниковых приборов на кристалле (с помощью обратно смещенных p-n-переходов), что сделало возможным появление монолитных интегральных схем (ИС).

Период быстрого развития ионики твердого тела в конце XX века совпал с гигантским прогрессом микроэлектронных технологий и зарождением наноэлектроники. Однако даже сегодня, после перехода от 1000 нм к 7—10 нм технологическим нормам, ИС логики и памяти оперируют на основе классической физики. Эти приборы маркетологи называют наноэлектроникой, но термин "nanoelectronics" был введен в 1988— 1990 гг. для обозначения фундаментально других ИС: "... devices which operate by fully utilizing an



Рис. 1. Основные направления развития наноионики в ИПТМ РАН (1992—2020 гг.)

electron quantum-mechanical behavior at very small length scales" [27, 28]. ИС массового производства до сих пор обходятся без "квантового транспорта", "резонансного туннелирования", "латеральноограниченных квантовых точек", "квантовой связи между ультрамалыми структурами" и "новой архитектуры ИС". Таким образом, идеи и результаты пионеров наноэлектроники намного опередили практические приложения.

Среди первых работ по наноионике в ИПТМ РАН — создание прототипа первого ионного транзистора с БИТ, в котором в качестве третьего электрода использован сфорусированный луч электронного микроскопа и обнаружение динамического наноионного эффекта — результата воздействия электронного луча на пленку RbAg₄I₅

(прямая электронно-лучевая литография), который зависел от значения и полярности напряжения, приложенного к двум другим контактирующим с RbAg₄I₅ металлическим электродам [29]. Другое новое направление — поиск твердотельных оптически активных физико-химических наносистем на основе галоидов серебра и меди [30, 31]. Путем внедрения различных химических металлических элементов (M - La, Ce, Nd, Sm, Тb, Tm, Yb, Lu, Sc и Y) в простые галоиды Ад и Си и их производные (RbAg₄I₅) удалось получить множество новых материалов и химических соединений с высокими концентрациями активных элементов и предположительно *F*-центров, т. е. в нестехиометрических соединениях Аg(Cu)I-М множество электронов находятся в узлах кристаллической решетки, заменяя анионы. Подобную роль анионов выполняют электроны в электридах [32], соединениях, в которых катионы металла могут быть окружены разными оболочечными структурами, изолирующими катионы от электронов. В таких материалах можно ожидать обнаружения необычных комбинаций свойств (электронная проводимость, БИТ, оптическая и магнитная активность).

Основные направления наноио-

ники в ИПТМ РАН в период 1992—2020 гг. схематично представлены на рис. 1. Формальные итоги: по наноионике получено шесть грантов и четыре патента; опубликовано примерно 40 статей с приоритетными результатами. В 2020 г. в 10-томной энциклопедии издательства "Taylor & Francis" под названием "21st Century Nanoscience" вышла обзорная статья по теории БИТ на наномасштабе, названная авторами "Структурнодинамический подход (СДП) наноионики" [2].

В период 1992—2020 гг. инициативные исследования по наноионике выполняли в ИПТМ РАН по следующим основным направлениям [2, 4—14, 20—22, 8, 29—31, 33—36]: 1) поиск и выбор новых материалов и наносистем с БИТ; материаловедение передовых суперионных про-

водников (ПСИП) — веществ с наиболее высокими в настоящее время ион-транспортными характеристиками; 2) разработка принципов дизайна и синтеза наноструктур и приборов с высокими ион-транспортными характеристиками; 3) формулировка новых теоретических представлений и разработка подходов для описания процессов, связанных с прыжковым ионным транспортом в неоднородном на наномасштабе потенциальном рельефе; 4) верификация результатов НИР; 5) поиск областей применения для наноматериалов и приборов с БИТ (определение перспектив создания твердотельных ионных материалов/импульсных приборов, необходимых для развития прорывных и критических технологий), как пример, глубоко субвольтовая наноэлектроника и автономные микросистемы.

В период 2004—2006 гг. Секция прикладных проблем Президиума РАН поддержала НИР (куратор проф. П. П. Мальцев) по разработке нового класса приборов — наноионных суперконденсаторов (НСК), основой конструкции которых является когерентный нефарадеевский гетеропереход типа высокопроводящий ТЭ/индифферентный электронный проводник (ЭП). В работе [4] впервые показано, что суперконденсаторы на основе ПСИП с когерентными функциональными гетеропереходами могут обладать рекордно высокими частотно-емкостными характеристиками. Долговременная цель проводимых в ИПТМ РАН исследований — расширение границ наноионики в новых направлениях, формулировка теоретических основ новой области R & D, выявление объектов, законов, явлений, эффектов и свойств, связанных с БИТ на наномасштабе.

Для интерпретации полученных в НИР результатов была предложена новая классификация твердотельных ионных проводников [5, 20, 33]. В координатах ионная проводимость — электронная проводимость ($\lg \sigma_i - \lg \sigma_\rho$) был выделен новый класс — "передовые суперионные проводники" (ПСИП), которые демонстрируют рекордно высокий уровень ион-транспортных характеристик: энергия активации проводимости ~0,1 эВ $(\sim 4k_{\rm B}T, 300 \text{ K})$ и $\sigma_i \approx (1-4) \cdot 10^{-1} \text{ Om}^{-1} \text{ cm}^{-1}.$ К ПСИП относятся кристаллы α-AgI, α-Ag₂S, α-Аg₂Se с объемоцентрированной кубической структурой (группа Im3m), а также кристаллы семейства α -RbAg₄I₅, в которых возможны определенные замещения химических элементов: $K \leftrightarrow NH_4 \leftrightarrow Rb \leftrightarrow Cs; Cu \leftrightarrow Ag; Cl \leftrightarrow Br \leftrightarrow I \leftrightarrow S.$ Кристаллы α-RbAg₄I₅ имеют кубическую структуру типа β-Mn (группа — P4₁32). Классификация представлена в Википедии [37], а термин "передовые суперионные проводники" используется в научной литературе [38—41].

Термин ПСИП соответствует новому направлению НИР: "Наноионика передовых суперионных проводников" [5, 20, 21, 42]. Авторами показано, что наноионика имеет два принципиально разных направления развития. Объекты первого направления — наносистемы твердых ионных проводников, сформированные на основе веществ с малой ионной проводимостью σ_i в объеме (наносистемы класса 1, где концентрация подвижных и
онов $N_i < \sim 10^{19}~{\rm cm}^{-3}.$ В таких объектах БИТ возникает вследствие высоких (относительно объема) концентраций точечных дефектов на границах [25, 43], плотность которых, например, в нанокомпозитах велика. Второе направление наноионика высокопроводящих суперионных проводников имеет дело с ПСИП (наносистемы класса 2, где концентрация подвижных ионов $N_i \approx 10^{22} \text{ см}^{-3}$). Кристаллическая структура ПСИП близка к оптимальной для БИТ, поэтому искажение и нарушение структуры на произвольно сформированных гомо- и гетерофазных границах ведет к значительному уменьшению σ_i . Поскольку в наносистемах ПСИП вклад граничных и приграничных процессов является определяющим, то в наносистемах класса 2 необходимо особо следить за сохранением исходной структуры ПСИП на границах.

Особенности кристаллической структуры суперионных проводников (СИП) описывает "формула" индийского профессора С. S. Sunandana [44]:

СИП = каркасная подрешетка + частичный базис + разупорядоченность. (1)

СИП имеет две подрешетки: одна — жесткая (каркасная) образуется неподвижными ионами и имеет определенный базис (т. е. ионы имеют определенные координаты), вторая подрешетка — "жидкообразная" (частичный базис + разупорядоченность), она образуется подвижными ионами и не имеет определенного базиса, так как подвижные ионы статистически распределены внутри жесткой подрешетки по кристаллографическим позициям, концентрация которых в несколько раз выше числа подвижных ионов.

Отличительным свойством структуры ПСИП является существование в жесткой подрешетке (на уровне элементарной ячейки) 3D-сети туннелей БИТ (цепочки сопряженных гранями тет-

раэдров) для перемещения подвижных ионов (рис. 2, см. вторую сторону обложки). Перколяционные сети низкоэнергетических путей для подвижных ионов играют центральную роль в БИТ. В работах [22, 45] предложены принципы дизайна для повышения ион-транспортных характеристик других твердотельных ионных материалов, не обладающих в отличие от ПСИП 3D-сетью низкоэнергетических туннелей БИТ на уровне элементарной ячейки. Выявленные новые структурные черты ПСИП могут выступать алгоритмом поиска и дизайна новых материалов с БИТ на наномасштабе. Синтез наноструктур с 3D-сетью туннелей БИТ — важная задача ионики твердого тела.

Наряду с необычными фазовыми переходами для ПСИП характерно аномальное отсутствие (по сравнению со всеми другими ионными проводниками) универсального динамического отклика, известного как закон Джоншера [46]. К настоящему времени сделано ~10 000 ссылок на две работы А. К. Джоншера [46, 47] по универсальному динамическому отклику. В ионике твердого тела универсальность обнаруженного степенного закона (2) оказалась настолько высокой, что его выполнение рассматривается как признак корректности экспериментальных данных:

$$\operatorname{Re}_{\sigma^*}(\omega) \approx \omega^n (n \le 1),$$
 (2)

где $\text{Res}^{*}(\omega)$ — действительная компонента частотно-зависимой комплексной проводимости ионного проводника [48]. Однако в литературе нет общепринятого представления о физике процессов, определяющих (2), поэтому теория относит степенной отклик к проблемам физики конденсированного состояния [49].

Понимание физики закона Джоншера дает "структурно-динамический подход наноионики" (СДП) — разработанная авторами новая теоретическая система [2, 9—14, 22, 50—53], которая позволяет описывать процессы, протекающие при малых отклонениях от равновесия в модельных наноструктурах, проводить вычислительные эксперименты и объяснять данные импедансной спектроскопии.

Анализ, предшествовавший созданию СДП, показал, что в тезаурусе наноионики отсутствует ряд определений фундаментальных величин и это ведет к неудовлетворительному состоянию теории. Например, отсутствуют динамические модели, отражающие взаимосвязь между локальными прыжковым ионным транспортом,

диэлектрической поляризацией и диссипацией энергии в наноструктурах; некритично воспринимаются специфические эквивалентные электрические схемы, которым сопоставляют процессы, протекающие на гетеропереходах ПСИП/ЭП и др. Специфичность схем состоит в том, что они включают частотно-зависимые элементы с постоянным сдвигом фазы и низкочастотные емкости, которым ставят в соответствие гипотетические медленные процессы "адсорбции неосновных носителей заряда" на гетерогранице [54, 55]. Доминирование в литературе этой гипотезы тормозило R & D по импульсным приборам с БИТ [20, 50]. Действительно, из модели "неосновных носителй" с неизбежностью следует, что на основе гетеропереходов ПСИП/ЭП невозможно создать импульсные высокоемкие накопители заряда и энергии [9]. Однако на структурно-упорядоченных, когерентных гетеропереходах ПСИП/ЭП сохраняются условия для БИТ [4, 20, 21]. Поэтому отсутствие БИТ на гетеропереходах ПСИП/ЭП — не фундаментальное ограничение, связанное с адсорбцией, а технологическая задача формирования гетеропереходов с мелким потенциальным рельефом, что обеспечит БИТ.

В СДП входят [2, 9—14, 50—53] следующие составляющие:

1. Слоевая прыжковая атомарная модель наноструктуры, которая объединяет систему параллельных кристаллографических плоскостей $\{X^j\}$, связанных 1D-туннелями БИТ. Представление о модели дает рис. 3 (см. вторую сторону обложки).

Прыжковый транспорт ионов (катионов, для определенности) происходит по 1D-каналам БИТ через потенциальные барьеры η_j в направлении координатной оси *x*, перпендикулярной плос-костям $\{X^j\}$, соответствующим минимумам неоднородного на наномасштабе потенциального рельефа. Множество *N* всех подвижных катионов слоевой наноструктуры $\{X^j\}$ составляет объединение подмножеств $n_1, n_2, ..., n_M$. Величина n_0 — равновесная концентрация подвижных катионов на всех плоскостях X^j . По координатам *y* и *z* объект $\{X^j\}$ — макроскопический.

2. Метод "скрытых" переменных (которые не могут быть найдены в экспериментах) вводит в рассмотрение индуцированные внешним воздействием неравновесные концентрации $\{n_j(t)\}$ катионов подвижного сорта на $\{X^j\}$. При воздействии генератора тока G(t) все подмножества $\{n_j(t)\}$ изменяются со временем t, т. е. на плоскостях X^k

появляются избыточные заряды $e(n_k - n_0)$. В неравновесном состоянии наноструктуры $\{X^j\}$ каждая переменная $n_j(t)$ испытывает влияние всех остальных зарядов $e(n_k - n_0)$, которые дают вклад в суммарные полевые добавки Ω_{j-1} и Ω_{j+1} к высоте потенциальных барьеров $\eta_{j,j-1}$ и $\eta_{j,j+1}$. Условие слабости воздействия G(t): $\left|\frac{n_j(t) - n_0}{n_0}\right| \ll 1$.

Метод скрытых переменных переводит усреднение на уровень элементарных прыжков отдельных катионов в кристаллическом потенциальном рельефе.

3. Физико-математический формализм представляет собой систему дифференциальных уравнений первого порядка, которая выведена из основного известного кинетического уравнения [56, 57] путем адаптации к структуре и параметрам ТЭ, СИП и ПСИП. Система уравнений оперирует набором "скрытых" переменных $\{n_i(t)\}$ в соответствии с больцмановским распределением частиц по энергии и законом сохранения полного числа частиц в системе. СДП описывает широкий круг явлений, эффектов и свойств; содержит полный набор скрытых переменных; не содержит феноменологических и подгоночных параметров. СДП является "грубой" моделью, в смысле Андронова-Понтрягина, т. е. при малых изменениях параметров и коэффициентов при скрытых переменных не выявлены изменения в топологическом поведении фазовых траекторий и поведении импеданса модельных наноструктур [51]. Только грубые модели могут описывать реальные процессы [16, 58].

4. Метод однородного эффективного электростатического поля F_{eff} связывает ионный транспорт вдоль оси х и диэлектрик-поляризационные процессы. В работах [2, 13, 14, 51-53] обосновано применение F_{eff} вместо неоднородного поля F_{dis}, создаваемого дискретно-случайным распределением избыточных точечных зарядов по плоскости X^{j} . Реальное неоднородное поле $F_{\rm dis}$ заряженной плоскости X^j может быть аппроксимировано с различной степенью точности. Простейшая аппроксимация — однородное поле Гаусса F_{G}^{j} плоскости X^{j} , по которой заряд распределен непрерывно с плотностью $\delta_i = \text{const.}$ Как показано в работах [2, 13, 14, 51-53], поле Гаусса F_{G}^{j} является в СДП достаточно точным приближением, что позволяет отказаться от учета влияния поля $F_{\rm dis}$ на кинетику ионного транспорта на наномасштабе.

5. "Ток смещения Максвелла на потенциальном барьере" ($I_{Dj, j+1}$) [11, 12, 50] введен в теорию как новая физическая величина. Этот ток неявным образом присутствует в системе дифференциальных уравнений СДП. Локальный ток Максвелла $I_{Dj, j+1}$ позволяет детально описывать процессы формирования и релаксации ионного пространственного заряда в нерегулярном потенциальном рельефе (прямая задача) и однозначно интерпретировать свойства и характеристики наносистем с БИТ (обратная задача).

6. Размерный фактор СДП (малость среднего расстояния между ионами подвижного сорта по сравнению с другими характерными длинами) [2, 14, 52].

СДП связывает причину возникновения закона Джоншера (2) в твердотельных ионных проводниках с неоднородностью потенциального рельефа, в котором находятся подвижные ионы. Компьютерные эксперименты в рамках СДП показали [50], что закон Джоншера выполняется для твердотельных ионных проводников в определенном частотном диапазоне, который зависит от высот (η) и различия высот ($\Delta \eta$) потенциальных барьеров в кристаллической структуре. При достаточно высоких значениях η и Δη всегда есть пространственные области с сопоставимыми локальными значениями токов Максвелла $(I_{Dj, j+1})$ и токов прыжковой ионной проводимости $(I_{j, j+1})$, что приводит к универсальному динамическому отклику. В поликристаллической структуре ПСИП α -AgI и α -RbAg₄I₅ эффект Джоншера отсутствует, т. е. $\text{Re}\sigma^*(\omega) = \text{const } \text{в}$ диапазоне частот вплоть до $10^9...10^{10}$ Гц [59—61]. Аномалия впервые объяснена в СДП [2, 22]: в поликристаллах ПСИП нет высоких потенциальных барьеров как внутри объема зерен, так и на границах зерен кристаллитов, т. е. значения у и Δη малы, поэтому в ПСИП наблюдается доминирование локальных ионных токов $I_{i, i+1}$ над локальными токами смещения Максвелла $I_{Dj, j+1}$. Таким образом, в поликристаллах ПСИЙ высокой чистоты с зернами микрометрового размера границы зерен практически не влияют на значение σ_i , т. е. проводимость такая же высокая, как в монокристаллах. По-видимому процессы структурной самоорганизации и образование низкоэнергетических когерентных границ с мелким потенциальным рельефом в граничной области — отличительная характеристика ПСИП. Когерентность границ в ПСИП означает не только непрерывность плоскостей кристалла при пересечении границы, но и непрерывность туннелей БИТ (рис. 4, см. вторую сторону обложки) [21, 22, 45]. Такая структура обусловливает сохранение БИТ в поликристаллических образцах ПСИП, что необходимо для создания новых типов импульсных приборов.

В целом динамический отклик объектов ионики не может быть полностью описан в рамках линейных аппроксимаций, например методом эквивалентных электрических схем. Начинающаяся эра наноионных высокочастотных и импульсных приборов требует развития теории нелокальной нелинейной динамической ионики [2, 62]. У наноструктур с энергией активации ионного транспорта $k_{\rm B}T_{300}$ верхняя граница электромагнитного отклика, связанного с БИТ, соответствует гигагерцовому и более высокочастотному диапазонам. Ротор напряженности магнитного поля $\nabla \times H$ пропорционален скорости

изменения электрической индукции $\frac{dD}{dt}$ (ток

смещения Максвелла), поэтому для понимания уникальных свойств материалов с БИТ при высокочастотном отклике, необходимо включение магнитного поля в теорию БИТ.

В компьютерных экспериментах были определены законы пространственного усреднения локальных разностей потенциалов [53] и обоснована корректность использования метода эффективного однородного поля на наномасштабе [52]; показано, что СДП позволяет корректно описывать взаимосвязанные ион-транспортные и диэлектрик-поляризационные процессы в наноструктурах с прыжковой ионной проводимостью, а решения системы уравнений СДП демонстрируют устойчивость фазовых траекторий при малых изменениях параметров модели [51]. Полученные результаты доказывают, что СДП может быть отнесен к базовым физическим моделям.

Большое значение для развития наноионики имело введение в ИПТМ РАН новых понятий, терминов, объектов и направлений [63], таких как наноионика [1]; наноионные приборы [5, 20, 64]; классификация твердотельных ионных проводников [5, 20, 33, 34]; передовые суперионные проводники (ПСИП) [5, 20, 33, 34]; наноионика передовых суперионных проводников [5, 20, 21, 33, 34]; гипотетические передовые суперионные проводники [33]; оптически активные наносистемы Ag(Cu)Hal-M [30, 31]; когерентный идеально поляризуемый гетеропереход [4, 65]; глубоко субвольтовая наноэлектроника [8, 33]; влияние квантовой емкости углеродных материалов на основные характеристики суперконденсаторов [36]; ток обмена на потенциальном барьере [35]; структурно-динамический подход (СДП) наноионики [2, 9]; скрытые переменные наноионики [9]; ток смещения Максвелла на потенциальном барьере [11, 12, 50]; эффективное однородное поле [13, 51]; r_i -размерный фактор [14, 52]; связь универсального динамического отклика с током смещения и прыжковым транспортом ионов в неоднородном на наномасштабе потенциальном рельефе [50]; динамическая нелокальная нелинейная ионика [2, 14].

Заключение

В настоящей работе представлена история возникновения и развития прикладной и теоретической наноионики в России. Хотя термин и концепция "наноионика" был введен в 1992—1993 гг., но даже в 2002-2004 гг. авторы отстаивали приоритет ИПТМ РАН [66]. Соответствующая терминология к этому времени становится популярной у зарубежных ученых, но в российском научном сообществе сохранялось отрицательное отношение к проводимым исследованиям по наноионике. Например, ведущий российский журнал "Электрохимия" отклонил статью авторов (2004 г.) с основным аргументом, что термин "наноионика" не существует. В ряде университетов России наноионика фигурирует в учебных планах, но наноионика не получила сколько-нибудь заметную организационную поддержку, хотя бы такую, как в Литве [67], где в Вильнюсском университете есть лаборатория наноионики. В настоящее время в России нет ни одной лаборатории, специализирующейся на развитии наноионики. По нашему мнению, такая специализации подразумевает, в первую очередь, поиск новых направлений, ведущих к расширению границ наноионики. Можно констатировать консерватизм научного сообщества. Макс Планк считал, что новое побеждает не в дискуссиях, а в умах молодых ученых [68].

Работа выполнена по госзаданию № 075-00920-20-00.

Список литературы

1. **Despotuli A. L., Nikolaichik V. I.** A step towards nanoionics // Solid State Ionics. 1993. Vol. 60. P. 275–278.

2. **Despotuli A. L., Andreeva A. V.** Structure-dynamic approach of nanoionics. // 21st Century Nanoscience. A Handbook. Exotic Nanostructures and Quantum Systems. (Ed. K. D. Sattler). Boca Raton, CRC Press, 2020.

3. **Poincaré H.** Science et méthode. Paris: Ernest Flammarion, Éditeur, 1920, 314pp. Collection: "Bibliothique de philosophie scientifique".

4. Деспотули А. Л., Андреева А. В. Создание новых типов твердоэлектролитных суперконденсаторов для микросистемной техники и микро(нано)электроники. Часть 1 // Микросистемная техника. 2003. № 11. С. 2—10.

5. Деспотули А. Л., Андреева А. В., Рамбабу Б. Наноионика — основа создания новых приборов для МСТ // Нано- и микросистемная техника. 2005. № 2. С. 5—13.

6. Деспотули А. Л., Андреева А. В., Веденеев В. В., Аристов В. В., Мальцев П. П. Высокоемкие конденсаторы для ультраплотного поверхностного монтажа // Нано- и микросистемная техника. 2006. № 3. С. 30—37.

7. Деспотули А. Л., Андреева А. В., Аристов В. В. Высокоемкие конденсаторы для наноэлектроники // Нанои микросистемная техника. 2007. № 11. С. 38–46.

8. Деспотули А. Л., Андреева А. В. Перспективы развития в России глубоко субвольтовой наноэлектроники и связанных с ней технологий // Нано- и микросистемная техника. 2008. № 10. С. 2—11.

9. Деспотули А. Л., Андреева А. В. Модель, метод и формализм нового подхода к описанию процессов ионного транспорта на блокирующих гетеропереходах твердый электролит/электронный проводник // Нано- и микросистемная техника. 2012. № 9. С. 16—21.

10. Деспотули А. Л., Андреева А. В. Моделирование на суб-нанометровом масштабе ион-транспортных характеристик блокирующих гетеропереходов электронный проводник/твердый электролит // Нано- и микросистемная техника. 2012. № 11. С. 15—23.

11. Деспотули А. Л., Андреева А. В. Ток смещения Максвелла в наноионике и собственные ион-транспортные свойства модельных 1D-наноструктур // Нано- и микросистемная техника. 2013. № 8. С. 2—9.

12. Деспотули А. Л., Андреева А. В. Ток смещения Максвелла и "универсальный" динамический отклик в наноионике // Нано- и микросистемная техника. 2014. № 5. С. 3–10.

13. Деспотули А. Л., Андреева А. В. Эффективное электростатическое поле в структурно-динамическом подходе наноионики // Нано- и микросистемная техника. 2016. Т. 18, № 1. С. 14—24.

14. Деспотули А. Л., Андреева А. В. Размерные факторы и нелинейные процессы в структурно-динамическом подходе наноионики // Нано- и микросистемная техника. 2017. Т. 19, № 6. С. 338—352.

15. **Уваров Н. Ф.** Ионика наногетерогенных материалов // Успехи химии. 2007. Т. 75. С. 454—470.

16. Чернавский Д. С. Синергетика и информация. Динамическая теория информации. М.: Либроком, 2004. 300 с.

17. **ГОСТ Р 54147—2010.** Стратегический и инновационный менеджмент. Термины и определения. М.: Стандартинформ, 2011. 28 с.

18. Касти Дж. Большие системы. Связность, сложность и катастрофы. М.: Мир, 1982. 216 с.

19. Гольдштейн Г. Я. Стратегический инновационный менеджмент. Таганрог: Изд. ТРТУ, 2004. 267 с.

20. Despotuli A. L., Andreeva A. V., Rambabu B. Nanoionics of advanced superionic conductors // Ionics. 2005. Vol. 11. P. 306—314.

21. Andreeva A. V., Despotuli A. L. Interface design in nanosystems of advanced superionic conductors // Ionics. 2005. Vol. 11. P. 152—160.

22. Andreeva A. V., Despotuli A. L. Universal dynamic response in polycrystals of advanced superionic conductors // J. Mat. Sci. 2020. Vol. 55. P. 10375.

23. Colomban P., Velasco G. La microionique, une autre approche de la miniaturisation // La Recherche. 1983. Vol. 148. P. 1292–1295.

24. Личкова Н. В., Загороднев В. Н. О получении моногалогенидов серебра и меди высокой чистоты // Высокочистые вещества. 1991. № 3. С. 19–21.

25. Lehovec K. Space-charge layer and distribution of lattice defects at the surface of ionic crystals // J. Chem. Phys. 1953. Vol. 21. P. 1123–1128.

26. https://ru.wikipedia.org/wiki/Леговец_Курт

27. Bate R. T., Frazier G. A., Frensley W. R., Reed M. A. An overview of nanoelectronics // Texas Instrum. Tech. J. 1989. Vol. 6, N 4. P. 13–20.

28. Luscombe J. H., Frensley W. R. Models for nanoelectronic devices // Nanotechnology. 1990. Vol. 1. P. 131–140.

29. **Despotuli A. L., Shestakov A. A., Lichkova N. V.** An external electric field effect in electron-beam lithography of $RbAg_4I_5$ solid electrolyte film // Solid State Ionics. 1994. Vol. 70–71. Part 1. P. 130–133.

30. Деспотули А. Л., Левашов В. И., Матвеева Л. А. Внедрение 3d- и 4f-элементов в AgI // Электрохимия. 2003. Т. 39. С. 526—532.

31. **Despotuli A. L.** Insertion of rare-earth metals into AgIbased compounds. First evidence of disordereing and strong modification of β - and γ -AgI crystal structures. In New Trends in Intercalation Compounds for Energy Storage. (Eds. C. Julien, J. P. Pereira-Ramos, A. Momchilov). Dordrecht— Boston—London: Kluwer Academic Publishers, 2002. 455 p.

32. Sa B., Xiong R., Wen C., Li Y.-L., Lin P., Lin Q., Anpo M., Sun Z. Electronic anisotropy and superconductivity in one-dimensional electride $Ca_3Si // J$. Phys. Chem. C. 2020. Vol. 124. P. 7683–7690.

33. **Despotuli A. L., Andreeva A. V.** A short review on deep-sub-voltage nanoelectronics and related technologies // Int. J. Nanosci. 2009. Vol. 8. P. 389–402.

34. **Despotuli A. L., Andreeva A. V.** Nanoionics: new materials and supercapacitors // Nanotechnol. Russ. 2010. Vol. 5. P. 506–520.

35. **Despotuli A. L., Andreeva A. V.** Electrode nanostructures for advanced supercapacitors // Acta Phys. Pol. A. 2011. Vol. 120, P. 260–265.

36. **Despotuli A. L., Andreeva A. V.** "Advanced carbon nanostructures" for "advanced supercapacitors": What does it mean? // Nanosci. Nanotechnol. Lett. 2011. Vol. 3. P. 119–124.

37. https://en.wikipedia.org/wiki/Fast_ion_conductor

38. Yoshinari N., Yamashita S., Fukuda Y., Nakazawa Y., Konno T. Mobility of hydrated alkali metal ions in metallosupramolecular ionic crystals // Chem. Sci. 2019. Vol. 10. P. 587–593.

39. **Zhao Y., Daemen L. L.** Superionic conductivity in lithium-rich anti-perovskites // J. Am. Chem. Soc. 2012. Vol. 134. P. 15042—15047.

40. Xu Z., Chen X., Chen R., Li X., Zhu H. Anion charge and lattice volume dependent lithium ion migration in compounds with fcc anion sublattices // npj Computational Materials. 2020. Vol. 6. P. 47.

41. Studenyak I. P., Kranjcec M., Bilanchuk V. V., Kokhan O. P., Orliukas A. F., Kezionis A., Kazakevicius E., Salkus T. Temperature variation of electrical conductivity and absorption edge in Cu_7GeSe_5I advanced superionic conductor // Journal of Physics and Chemistry of Solids. 2009. Vol. 70. P. 1478–1481.

42. Деспотули А. Л., Андреева А. В., Рамбабу Б. Наноионика — основа создания новых приборов для МСТ // Нано- и микросистемная техника. От исследований к разработкам / Под ред. П. П. Мальцева. М.: Техносфера, 2005. С. 72. 43. Guo X., Matei I., Jamnik J., Lee J. S., Maier J. Defect chemical modeling of mesoscopic ion conduction in nanosized CaF_2/BaF_2 multilayer heterostructures // Phys. Rev. B. 2007. Vol. 76. P. 125429.

44. **Sunandana C. S.** Introduction to Solid State Ionics: Phenomenology and Applications. Taylor & Francis, Boca Raton, FL, 2015. 529 p.

45. **Andreeva A. V., Despotuli A. L.** New geometry and properties of advanced superionic conductors // In Proceeding 11th International Conference on Nanomaterials — Research & Application, Brno, Czech Republic, EU, October 16th–18th 2019. 2020. P. 48–53.

46. Jonscher A. K. The "universal" dielectric response // Nature. 1977. Vol. 267. P. 673–679.

47. Jonscher A. K. Dielectric relaxation in solids // J. Phys. D: Applied Phys. 1999. Vol. 32. P. R57.

48. Zhou S., You L., Chaturvedi A., Morris S. A., Herrin J. S., Zhang N., Abdelsamie A., Hu Y., Chen J., Zhou Y., Dong S., Wang J. Anomalous polarization switching and permanent retention in a ferroelectric ionic conductor // Mater. Horiz. 2020. Vol. 7. P. 263–274.

49. Habasaki J., Leon C., Ngai K. L. Nanoionics. In Dynamics of Glassy, Crystalline and Liquid Ionic Conductors. Cham, Springer, 2017. 600 p.

50. **Despotuli A. L., Andreeva A. V.** Maxwell displacement current and nature of Jonsher's "universal" dynamic response in nanoionics // Ionics. 2015. Vol. 21. P. 459–469.

51. **Despotuli A. L., Andreeva A. V.** Method of uniform effective field in structure-dynamic approach of nanoionics // Ionics. 2016. Vol. 22. P. 1291–1298.

52. **Despotuli A. L., Andreeva A. V.** Dimensional factor and reciprocity theorem in structure-dynamic approach of nanoionics // Ionics. 2018. Vol. 24. P. 237–241.

53. **Despotuli A. L., Andreeva A. V.** Spatial averaging of electrostatic potential differences in layered nanostructures with ionic hopping conductivity // J. Electroanal. Chem. 2018. Vol. 829. P. 1–6.

54. Букун Н. Г., Укше А. Е. Импеданс твердоэлектролитных систем (обзор) // Электрохимия. 2009. Т. 45. С. 13–27. 55. Укше Е. А., Букун Н. Г. Твердые электролиты. М.: Наука, 1977. 176 с.

56. **Pietronero L., Straissler S.** Conductivity of a generalized hopping system with internal dynamics // Z. Physik B. 1980. Vol. 36. P. 263–269.

57. Kimball J. C., Adams L. W., Jr. Hopping conduction and superionic conductors // Phys. Rev. B. 1978. Vol. 18. P. 5851—5858.

58. Шильников Л. П., Шильников А. Л., Тураев Д. В., Чуа Л. Методы качественной теории в нелинейной динамике. Часть 2. М.; Ижевск: НИЦ "Регулярная и хаотическая динамика", Институт компьютерных исследований, 2009. 548 с.

59. Funke K., Bruuckner S., Cramer C., Wilmer D. Dynamics of mobile ions in solid electrolytes — conductivity spectra and the concept of mismatch and relaxation // J. Non-Crystalline Solids. 2002. Vol. 307—310. P. 921—929.

60. Funke K. AgI — type electrolytes // Prog. Solid State Chem. 1978. Vol. 11. P. 345–402.

61. Gebhardt K. F., Soper P. D., Merski J., Balle T. J., Flygare W. H. Conductivity of α -silver iodide in the microwave range // J. Chem. Phys. 1980. Vol. 73. P. 272–276.

62. Eringen A. C. Nonlocal continuum field theories. Berlin; New York: Springer, 2002. P. 358.

63. **Despotuli A., Andreeva A.** Fundamental and applied nanoionics in IMT RAS // Proceeding 11th International Conference on Nanomaterials — Research & Application, Brno, Czech Republic, EU, October 16th–18th 2019. 2020. P. 48.

64. https://en.wikipedia.org/wiki/Nanoionic_device

65. Патент RU (11) 2 298 257 (13). Суперконденсатор. 2005.

66. **Despotuli A., Andreeva A.** Nanoionics as a way towards new discoveries and applications. 2003. URL: https://ss-rn.com/abstract=2981163

67. Сайт Вильнюсского ун-та. URL: https://www.vu.lt/ en/220-bussiness/research-teams/6527-laboratory-of-nanoionics

68. Планк М. Единство физической картины мира: Сб. статей. М.: Наука, 1966. 256 с.

A. L. Despotuli, Ph. D., Senior Scientist, e-mail: despot@ipmt-hpm.ac.ru,

A. V. Andreeva, Dr. Sci., Prof., Leading Scientist,

Institution of Russian Academy of Sciences, Institute of Microelectronics Technology and High Purity Materials RAS, Chernogolovka, Moscow Region, 142432, Russian Federation

Corresponding author:

Despotuli Alexandr L., Senior Scientist, Institute of Microelectronics Technology and High Purity Materials RAS, Chernogolovka, Moscow Region, 142432, Russian Federation E-mail: despot@ipmt-hpm.ac.ru

Nanoionics — the Developing Informative System. Part. 1. Stages of Formation and Modern State of Nanoionics in Russia

Received on August 14, 2020 Accepted on August 19, 2020

The critical review of stages of formation, development, and modern state of nanoionics in Russia and in the world is presented. The nanoionics is considered as the developing information system; its history is analyzed for the first time in terms of the dynamic theory of information and strategic innovative management.

The history stages of beginnings and development of an applied and theoretical nanoionics in Russia are considered in this part of the review. In the main, the results of IMT RAS where researches were carried out for expansion of the nanoionics borders in new directions are analyzed. Results of development of new directions, such as dynamic theory of fast ionic transport (FIT) at a nanoscale (structure-dynamic approach of nanoionics, SDA), and nanoionics of advanced superionic conductors (AdSICs) are presented in more detail. Potential of these directions in breakthrough technologies is discussed.

Keywords: nanoionics, advanced superionic conductors, structure-dynamical approach of nanoionics, dynamic theory of information, strategic innovative management

For citation:

Despotuli A. L., Andreeva A. V. Nanoionics – the Developing Informative System. Part. 1. Stages of Formation and Modern State of Nanoionics in Russia, *Nano- i mikrosistemnaya tekhnika*, 2020, vol. 22, no. 8, pp. 403–414.

DOI: 10.17587/nmst.22.403-414

References

1. Despotuli A. L., Nikolaichik V. I. A step towards nanoionics, *Solid State Ionics*, 1993, vol. 60, pp. 275–278.

2. **Despotuli A. L., Andreeva A. V.** Structure-dynamic approach of nanoionics. 21st Century Nanoscience. A Handbook. Exotic Nanostructures and Quantum Systems. (Ed. K. D. Sattler). Boca Raton, CRC Press, 2020.

3. **Poincaré H.** Science et méthode. Paris: Ernest Flammarion, Éditeur, 1920, 314 pp. Collection: "Bibliothique de philosophie scientifique".

4. **Despotuli A. L., Andreeva A. V.** Sozdanie novyh tipov tverdo elektrolitnyh superkondensatorov dlya mikrosistemnoj tekhniki i mikro(nano)elektroniki. Chast' 1, *Mikrosistemnaya tekhnika*. 2003, no. 11, pp. 2–10 (in Russian).

5. **Despotuli A. L., Andreeva A. V., Rambaby B.** Nanoionika — osnova sozdaniya novyh priborov dlya MST, *Nano- i mikrosistemnaya tekhnika*, 2005, no. 2, pp. 5–13 (in Russian).

6. Despotuli A. L., Andreeva A. V., Vedeneev V. V., Aristov V. V., Malsev P. P. Vysokoemkie kondensatory dlya ul'traplotnogo poverhnostnogo montazha, *Nano- i mikrosistemnaya tekhnika*, 2006, no. 3, pp. 30–37 (in Russian).

7. **Despotuli A. L., Andreeva A. V., Aristov V. V.** Vysokoemkie kondensatory dlya nanoelektroniki, *Nano i mikrosistemnaya tekhnika*, 2007, no. 11, pp. 38–46 (in Russian).

8. **Despotuli A. L., Andreeva A. V.** Perspektivy razvitiya v Rossii gluboko subvol'tovoj nanoelektroniki i svyazannyh s nej tekhnologij, *Nano- i mikrosistemnaya tekhnika*, 2008, no. 10, pp. 2–11 (in Russian).

9. **Despotuli A. L., Andreeva A. V.** Model', metod i formalizm novogo podhoda k opisaniyu processov ionnogo transporta na blokiruyushchih geteroperekhodah tverdyj elektrolit/elektronnyj provodnik, *Nano- i mikrosistemnaya tekhnika*, 2012, no. 9, pp. 16–21 (in Russian).

10. **Despotuli A. L., Andreeva A. V.** Modelirovanie na subnanometrovom masshtabe ion-transportnyh harakteristik blokiruyushchih geteroperekhodov elektronnyj provodnik/tverdyj elektrolit, *Nano- i mikrosistemnaya tekhnika*, 2012, no. 11, pp. 15–23 (in Russian).

11. **Despotuli A. L., Andreeva A. V.** Tok smeshcheniya Maksvella v nanoionike i sobstvennye ion-transportnye svojstva model'nyh 1D-nanostruktur, *Nano- i mikrosistemnaya tekhnika*, 2013, no. 8, pp. 2–9 (in Russian).

12. **Despotuli A. L., Andreeva A. V.** Tok smeshcheniya Maksvella i "universal'nyj" dinamicheskij otklik v nanoionike,

Nano- i mikrosistemnaya tekhnika, 2014. no. 5, pp. 3–10 (in Russian).

13. **Despotuli A. L., Andreeva A. V.** Effektivnoe elektrostaticheskoe pole v strukturno-dinamicheskom podhode nanoioniki, *Nano- i mikrosistemnaya tekhnika*, 2016, vol. 18, no. 1, pp. 14–24 (in Russian).

14. **Despotuli A. L., Andreeva A. V.** Razmernye faktory i nelinejnye processy v strukturno-dinamicheskom podhode nanoioniki, *Nano- i mikrosistemnaya tekhnika*, 2017, vol. 19, no. 6, pp. 338–352 (in Russian).

15. Uvarov N. F. Ionika nanogeterogennyh materialov, *Uspekhi himii*, 2007, vol. 75, pp. 454–470 (in Russian).

16. **Chernavskij D. S.** Sinergetika i informaciya. Dinamicheskaya teoriya informacii. Moscow, Librokom, 2004. P. 300 (in Russian).

17. **GOST 54147–2010.** Strategicheskij i innovacionnyj menedzhment. Terminy i opredeleniya. Moscow, Standartinform, 2011. 28 p. (in Russian).

18. **Casti J.** Connectivity complexity and catastrophe in large-scale systems. Chichester — New York — Brisbane — Toronto. JOHN WILEY & SONS. 1979. 203 p.

19. Gol'dshtejn G. Y. Strategicheskij innovacionnyj menedzhment. Taganrog, TRTU. 2004. P. 267 (in Russian).

20. **Despotuli A. L., Andreeva A. V., Rambabu B.** Nanoionics of advanced superionic conductors, *Ionics*, 2005, vol. 11, pp. 306–314.

21. Andreeva A. V., Despotuli A. L. Interface design in nanosystems of advanced superionic conductors, *Ionics*, 2005, vol. 11, pp. 152–160.

22. Andreeva A. V., Despotuli A. L. Universal dynamic response in polycrystals of advanced superionic conductors, *J. Mat. Sci.*, 2020, vol. 55, pp. 10375.

23. Colomban P., Velasco G. La microionique, une autre approche de la miniaturisation, *La Recherche.*, 1983, vol. 148, pp. 1292–1295.

24. Lichkova N. V., Zagorodnev V. N. O poluchenii monogalogenidov serebra i medi vysokoj chistoty, *Vysokochistye veshchestva*, 1991, no. 3, pp. 19–21 (in Russian).

25. Lehovec K. Space-charge layer and distribution of lattice defects at the surface of ionic crystals, *J. Chem. Phys.*, 1953, vol. 21, pp. 1123–1128.

26. https://ru.wikipedia.org/wiki/Леговец_Курт

27. Bate R. T., Frazier G. A., Frensley W. R., Reed M. A. An overview of nanoelectronics, *Texas Instrum. Tech. J.*, 1989, vol. 6, no. 4, pp. 13–20.

28. Luscombe J. H., Frensley W. R. Models for nanoelectronic devices, *Nanotechnology*, 1990, vol. 1, pp. 131–140. 29. **Despotuli A. L., Shestakov A. A., Lichkova N. V.** An external electric field effect in electron-beam lithography of $RbAg_4I_5$ solid electrolyte film, *Solid State Ionics*, 1994, vol. 70–71, Part 1, pp. 130–133.

30. **Despotuli A. L., Levashov V. I., Matveeva L. A.** Vnedrenie 3d- i 4f-elementov v AgI, *Elektrohimiya*, 2003, vol. 39, pp. 526—532 (in Russian).

31. **Despotuli A. L.** Insertion of rare-earth metals into AgIbased compounds. First evidence of disordereing and strong modification of β - and γ -AgI crystal structures. In *New Trends in Intercalation Compounds for Energy Storage*. (Eds. C. Julien, J. P. Pereira-Ramos, A. Momchilov). Dordrecht-Boston-London, Kluwer Academic Publishers, 2002. 455 p.

32. Sa B., Xiong R., Wen C., Li Y.-L., Lin P., Lin Q., Anpo M., Sun Z. Electronic anisotropy and superconductivity in one-dimensional electride Ca₃Si, *J. Phys. Chem. C.*, 2020, vol. 124, pp. 7683–7690.

33. **Despotuli A. L., Andreeva A. V.** A short review on deep-sub-voltage nanoelectronics and related technologies, Int. J. Nanosci., 2009, vol. 8, pp. 389–402.

34. **Despotuli A. L., Andreeva A. V.** Nanoionics: new materials and supercapacitors, *Nanotechnol. Russ.*, 2010, vol. 5, pp. 506—520.

35. **Despotuli A. L., Andreeva A. V.** Electrode nanostructures for advanced supercapacitors, *Acta Phys. Pol. A.*, 2011, vol. 120, pp. 260–265.

36. **Despotuli A. L., Andreeva A. V.** "Advanced carbon nanostructures" for "advanced supercapacitors": What does it mean?, *Nanosci. Nanotechnol. Lett.*, 2011, vol. 3, pp. 119–124.

37. https://en.wikipedia.org/wiki/Fast_ion_conductor

38. Yoshinari N., Yamashita S., Fukuda Y., Nakazawa Y., Konno T. Mobility of hydrated alkali metal ions in metallosupramolecular ionic crystals, *Chem. Sci.*, 2019, vol. 10, pp. 587–593.

39. **Zhao Y., Daemen L. L.** Superionic conductivity in lithium-rich anti-perovskites, *J. Am. Chem. Soc.*, 2012, vol. 134, pp. 15042–15047.

40. Xu Z., Chen X., Chen R., Li X., Zhu H. Anion charge and lattice volume dependent lithium ion migration in compounds with fcc anion sublattices, *npj Computational Materials.*, 2020, vol. 6, pp. 47.

41. Studenyak I. P., Kranjcec M., Bilanchuk V. V., Kokhan O. P., Orliukas A. F., Kezionis A., Kazakevicius E., Salkus T. Temperature variation of electrical conductivity and absorption edge in Cu₇GeSe₅I advanced superionic conductor, *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 2009, vol. 70, pp. 1478–1481.

42. **Despotuli A. L., Andreeva A. V., Rambabu B.** Nanoionika — osnova sozdaniya novyh priborov dlya MST // V kn. Nano- i mikrosistemnaya tekhnika. Ot issledovanij k razrabotkam (Ed. P. P. Mal'cev). Moscow, Tekhnosfera, 2005, pp. 72 (in Russian).

43. Guo X., Matei I., Jamnik J., Lee J. S., Maier J. Defect chemical modeling of mesoscopic ion conduction in nanosized CaF_2/BaF_2 multilayer heterostructures, *Phys. Rev. B.*, 2007, vol. 76, pp. 125429.

44. **Sunandana C. S.** Introduction to Solid State Ionics: Phenomenology and Applications. Taylor & Francis, Boca Raton, FL, 2015. 529 p.

45. Andreeva A. V., Despotuli A. L. New geometry and properties of advanced superionic conductors, *In Proceeding* 11th International Conference on Nanomaterials – Research & Application, Brno, Czech Republic, EU, October 16th–18th 2019, 2020, pp. 48–53.

46. Jonscher A. K. The "universal" dielectric response, *Nature*, 1977, vol. 267, pp. 673–679.

47. Jonscher A. K. Dielectric relaxation in solids, J. Phys. D: Applied Phys., 1999, vol. 32, pp. R57.

48. Zhou S., You L., Chaturvedi A., Morris S. A., Herrin J. S., Zhang N., Abdelsamie A., Hu Y., Chen J., Zhou Y., Dong S., Wang J. Anomalous polarization switching and permanent retention in a ferroelectric ionic conductor, *Mater. Horiz.*, 2020, vol. 7, pp. 263–274.

49. Habasaki J., Leon C., Ngai K. L. Nanoionics. In Dynamics of Glassy, Crystalline and Liquid Ionic Conductors. Cham, Springer, 2017. 600 p.

50. **Despotuli A. L., Andreeva A. V.** Maxwell displacement current and nature of Jonsher's "universal" dynamic response in nanoionics, *Ionics*, 2015, vol. 21, pp. 459–469.

51. **Despotuli A. L., Andreeva A. V.** Method of uniform effective field in structure-dynamic approach of nanoionics, *Ionics*, 2016, vol. 22, pp. 1291–1298.

52. **Despotuli A. L., Andreeva A. V.** Dimensional factor and reciprocity theorem in structure-dynamic approach of nanoionics, *Ionics*, 2018, vol. 24, pp. 237–241.

53. **Despotuli A. L., Andreeva A. V.** Spatial averaging of electrostatic potential differences in layered nanostructures with ionic hopping conductivity, *J. Electroanal. Chem.*, 2018, vol. 829, pp. 1–6.

54. **Bukun N. G., Ukshe A. E.** Impedans tverdoelektrolitnyh sistem (obzor), *Elektrohimiya*. 2009, vol. 45, pp. 13–27 (in Russian).

55. Ukshe E. A., Bukun N. G. Tverdye elektrolity. Moscow, Nauka, 1977. P. 176 (in Russian).

56. **Pietronero L., Straissler S.** Conductivity of a generalized hopping system with internal dynamics, *Z. Physik B.*, 1980, vol. 36, pp. 263–269.

57. Kimball J. C., Adams L. W., Jr. Hopping conduction and superionic conductors, *Phys. Rev. B.*, 1978, vol. 18, pp. 5851–5858.

58. Shil'nikov L. P., Shil'nikov A. L., Turaev D. V., Chua L. Metody kachestvennoj teorii v nelinejnoj dinamike. Chast' 2. Moscow—Izhevsk: NIC "Regulyarnaya i haoticheskaya dinamika", Institut komp'yuternyh issledovanij, 2009, 548 p. (in Russian).

59. Funke K., Bruuckner S., Cramer C., Wilmer D. Dynamics of mobile ions in solid electrolytes — conductivity spectra and the concept of mismatch and relaxation, *J. Non-Crystalline Solids*, 2002, vol. 307—310, pp. 921—929.

60. Funke K. AgI — type electrolytes, *Prog. Solid State Chem.*, 1978, vol. 11, pp. 345–402.

61. Gebhardt K. F., Soper P. D., Merski J., Balle T. J., Flygare W. H. Conductivity of α -silver iodide in the microwave range, *J. Chem. Phys.*, 1980, vol. 73, pp. 272–276.

62. Eringen A. C. Nonlocal continuum field theories. Berlin. New York, Springer, 2002. 358 p.

63. **Despotuli A., Andreeva A.** Fundamental and applied nanoionics in IMT RAS, *Proceeding 11th International Con*ference on Nanomaterials — Research & Application, Brno, Czech Republic, EU, October 16th–18th 2019, 2020, pp. 48–51.

64. https://en.wikipedia.org/wiki/Nanoionic_device

65. Patent RU (11) 2 298 257 (13), Superkondensator. 2005.

66. **Despotuli A., Andreeva A.** Nanoionics as a way towards new discoveries and applications, 2003. URL: https://ss-rn.com/abstract=2981163.

67. https://www.vu.lt/en/220-bussiness/research-teams/ 6527-laboratory-of-nanoionics

68. **Plank M.** Edinstvo fizicheskoj kartiny mira. Sbornik statej. Moscow, Nauka. 1966, pp. 256 (in Russian).

Моделирование и конструирование MHCT Modelling and designing of MNST

УДК 621.38:621.3.049.77:621.382.049.77

DOI: 10.17587/nmst.22.415-421

В. П. Тимошенков, д-р техн. наук, проф., valeri04@hotmail.com, **А. И. Хлыбов,** канд. техн. наук, науч. сотр., alex1818@yandex.ru, **Д. В. Родионов,** вед. инженер, denis.rodionov@gmail.com, **А. И. Пантелеев,** студент, qwerto934@mail.ru,

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Национальный исследовательский университет МИЭТ"

ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ КОНСТРУКЦИИ МОЩНЫХ СВЧ Gan-транзисторов на их тепловой режим

Поступила в редакцию 20.07.2020

Представлены результаты исследования влияния элементов конструкции мощных CBY GaN транзисторов на их тепловой режим. Рассмотрены полевые транзисторы на GaN, изготовленные с использованием технологии "field-plate". Проведен анализ влияния элемента field-plate на тепловой режим транзистора, сделано сравнение с вкладом других конструктивных решений.

Ключевые слова: СВЧ, GaN, HEMT, тепловое моделирование, тепловое сопротивление, field-plate, мощные полевые транзисторы

Введение

Мощные кремниевые биполярные транзисторы, а также полевые транзисторы, изготовленные по технологии *LDMOS* (*Laterally Diffused Metal Oxide Semiconductor*), успешно используются в радарах S-диапазона, обеспечивая выходную мощность в импульсном режиме более 100 Вт. Однако кремниевая технология имеет определенные ограничения по частоте и дальнейшее значительное улучшение характеристик затруднено. Успехи в области технологии полевых транзисторов с высокой подвижностью электронов (*HEMT*) на основе нитрида галлия (GaN) позволяют уже сейчас создавать транзисторы, работающие в S-диапазоне с выходной мощностью в импульсном режиме до 1000 Вт [1].

Нитрид галлия является полупроводником с широкой запрещенной зоной, что позволяет использовать более высокое напряжение питания (50 В против 32 В у *LDMOS*). Это, в свою очередь, дает возможность достичь больших значений плотности мошности и тем самым обеспечить снижение емкости на единицу выходной мощности. Данное обстоятельство позволяет изготавливать более высокочастотные транзисторы при сравнимых значениях мощности. Кроме того, при одинаковом уровне выходной мощности повышенному напряжению питания соответствует более высокое сопротивление нагрузки, что упрощает конструкцию цепей согласования. Однако высокая плотность мощности вызывает проблемы с рассеиванием теплоты. Надежность транзисторов зависит от максимальной рабочей температуры канала. Саморазогрев в канале транзистора является фактором, ограничивающим надежность приборов. В технических условиях на изделия в кристальном исполнении производитель указывает максимально допустимую рабочую температуру в канале, которая для транзисторов на основе GaN составляет 200 °С. Поэтому для повышения рабочей температуры изделия необходимо уменьшать тепловое сопротивление канал транзистора — внешний теплоотвод, чтобы обеспечить температуру в канале менее допустимой.

Тепловое сопротивление транзистора в устройстве складывается из следующих составляющих величин. Первая — это тепловое сопротивление, обусловленное конструкцией транзистора и теплопроводностью используемых материалов, вторая — тепловое сопротивление, определяемое технологией и конструкцией монтажа кристалла в используемом устройстве. При поставке изделий в кристальном исполнении вопросы снижения второй составляющей теплового сопротивления находятся в компетенции потребителя.

Данная работа посвящена исследованию способов снижения первой составляющей теплового сопротивления. Одним из наиболее эффективных методов снижения этой составляющей теплового сопротивления является использование подложки с высокой теплопроводностью, например, из кремния, карбида кремния или алмаза, а также утонение кристалла. На сегодня отдельные компании выпускают кристаллы толщиной менее 80 мкм. Однако дальнейшее уменьшение толщины кристалла сопровождается существенными технологическими трудностями. Снижения теплового сопротивления можно также добиться путем оптимизации конструкции транзистора. Принимая во внимание, что источник теплоты локализован в субмикрометровой области под затвором, можно снизить тепловое сопротивление созданием дополнительного теплоотвода через металлизацию затвора. В мощных

транзисторах, как правило, используется элемент конструкции "field-plate", представляющий собой электрод, соединенный с истоком над активной областью и накрывающий затвор, а также часть активной области затвор—сток. Данное конструктивное решение используется для того чтобы уменьшить емкость обратной связи затвор-сток, а также снизить напряженность электрического поля на поверхности эпитаксиального слоя и слоя пассивации. Кроме того, расположение "field-plate" непосредственно над затвором дает возможность обеспечить дополнительный теплоотвод. Также на тепловое сопротивление влияет расстояние между "пальцами" многозатворного транзистора, длина затвора, толщина металлизации затвора и другие элементы конструкции транзистора.

В связи с этим исследование влияния элементов конструкции мощных СВЧ GaN-транзисторов на их тепловой режим является актуальной задачей.

1. Объект исследования

В работе в качестве объекта исследования выбран мощный СВЧ полевой GaN транзистор на кремниевой подложке. Топология и основные размеры транзистора приведены на рис. 1. Транзистор представляет собой секцию из шести параллельно соединенных транзисторов с шириной затвора 350 мкм, общая ширина затворов составляет 2100 мкм. Контакт к истоку осуществляется с обратной стороны кристалла через переходные отверстия в областях истока. Для со-



Основные топологические размеры: размер кристалла — 850×800 мкм ширина одной секции W = 350 мкм число секций — 6 длина активной области L = 510 мкм длина затвора $L_g = 1,5$ мкм расстояние между затворами: 87-64-87-64-87 мкм длина металлизации истока $L_s = 48$ мкм длина металлизации стока $L_d = 60$ мкм длина металлизации «field-plate» $L_{fp} = 11$ мкм

Рис. 1. Топология кристалла транзистора и основные топологические размеры, используемые в тепловой модели





I — экспериментальные данные; *2* — аппроксимированные значения (см. табл. 1. Теплопроводность кремния)



Рис. 3. Сечение моделируемой структуры

хранения высокого коэффициента усиления и повышения частотного диапазона транзисторы в секции должны быть расположены как можно ближе друг к другу. В рассматриваемой конструкции транзистора расстояние между затворами в секции составляет 64 и 87 мкм, что меньше толщины утоненного кристалла, поэтому при тепловом анализе необходимо учитывать влияние саморазогрева соседних транзисторов.

2. Методика и результаты исследования

Исследование тепловых режимов транзистора осуществляли путем моделирования тепловых процессов с использованием компьютерной программы COMSOL. При моделировании тепловых режимов предполагали, что кристалл смонтирован на медную пластину размерами 5×5×1,5 мм,

на обратной стороне которой обеспечивается постоянная температура 60 °С. Кристалл крепят к медной пластине с помощью тонкого слоя теплопроводящего материала AuSn (80/20) толщиной 12 мкм. С учетом теплопроводности AuSn, равной 57 Вт/(м · К), тепловое сопротивление контактного слоя составляет 2,1 · 10⁻⁷ м²К/Вт. Для задания граничных условий на остальных внешних поверхностях моделируемой структуры и расчета конвекционных потоков температуру окружающей среды также принимали равной 60 °С. Физические параметры используемых материалов приведены в табл. 1.

При моделировании учитывали температурную зависимость теплопроводности нитрида галлия и кремния, теплопроводность меди и золота считали постоянной, так как в диапазоне температур 350...500 К она изменяется не более чем на 3...4 %. Аналитические выражения для температурной зависимости GaN взяты из работы [2], а для Si получены путем аппроксимации экспериментальных данных, приведенных в справочнике [3]. Из рис. 2 видно, что температур-

ная зависимость теплопроводности кремния в соответствии с предложенным аналитическим выражением хорошо согласуется с экспериментом в диапазоне температур 250...500 К.

Сечение моделируемой структуры показано на рис. 3. Здесь расстояние между истоком и стоком транзистора соответствует расстоянию между металлизацией второго уровня. Влияние ме-

		Таблица	1
 	 	(T - 200 V)	

Материал	Теплопровод- ность <i>С</i> _Т Вт/(м • К)	Удельная теплоемкость С _{V,} Дж/(кг • К)	Плотность р, кг/м ³				
$\begin{array}{c} GaN\\Si\\Cu\\Au\\Si_{3}N_{4} \end{array}$	$ \begin{array}{c} 130 \cdot (300/T)^{1,42} \\ 148 \cdot (300/T)^{1,40} \\ 400 \\ 317 \\ 20 \end{array} $	490 714 384 129 700	6070 2329 8960 19 300 3100				

таллизации омических контактов не учитывали ввиду ее малой толщины (менее 0,2 мкм).

Толщины слоев в элементах конструкции транзистора приведены в табл. 2.

В процессе исследований определяли максимальную температуру в канале при изменении размеров элементов конструкции транзистора и значения рассеиваемой мощности. Выделяемая мощность изменялась в диапазоне 1...7 Вт/мм. Источники теплоты моделировали двухмерной структурой площадью, равной площади затвора и находящейся на глубине 0,1 мкм от поверхности GaN. Исследования проводили для непрерывного режима работы транзистора.

Тепловая картина на поверхности кристалла при плотности рассеиваемой мощности 5 Вт/мм показана на рис. 4 (см. третью сторону обложки).

Температурные профили вдоль структуры транзистора (кривая 1) и вдоль центрального затвора транзистора (кривая 2) на глубине 0,1 мкм от поверхности GaN, проходящие через точку с максимальной температурой, показаны на рис. 5. Из рис. 5 (кривая 1) видно, что максимальное значение температуры в канале соответствует двум центральным затворам транзистора, а минимальное значение — двум крайним, при этом разница составляет 25 °C. Максимальное значение температуры для центральных затворов можно снизить, увеличив длину истоковых областей центральных транзисторов. В работе [4] показано, что при заданном размере активной области наиболее эффективным, с точки зрения теплового режима, является расположение затворов с одинаковым расстоянием между ними. Изменение исследуемой транзисторной структуры с учетом сказанного позволяет уменьшить максимальную температуру на 2,5 °С.

На рис. 6 приведены зависимости максимальной температуры в канале транзистора от толщины металлизации "field-plate" ($d_{\rm fp}$) для различных значений толщины диэлектрика нитрида

	Таблица 2
Толщины слоев используемых материалов в эле	ементах
конструкции транзистора	

Название	Обозначе- ние	Значение, мкм	Материал
GaN	$d_{\rm GaN}$	2,0	Нитрид галлия
Si	d_{Si}	98,0	Кремний
Si ₃ N ₄	$d_{\rm SiN}$	0,3	Нитрид кремния
Field-plate	$d_{\rm fp}$	1,0	Золото
Source-Drain	$d_{\rm SD}$	4,0	Золото
Heat-sink	$d_{\rm Cu}$	1500	Медь



Рис. 5. Температурные профили вдоль структуры транзистора (кривая 1) и вдоль центрального затвора транзистора (кривая 2) при плотности рассеиваемой мощности 5 Вт/мм



Рис. 6. Зависимости максимальной температуры в канале транзистора от толщины металлизации "field-plane" для различных значений толщины диэлектрика Si_3N_4 при плотности рассеиваемой мощности 5 Вт/мм

кремния (*d*_{SiN}) при плотности рассеиваемой мощности 5 Вт/мм.

Как показывают результаты моделирования, наличие "field-plate" существенно снижает температуру в канале транзистора. Для исследуемой конструкции транзистора наличие "field-plate" толщиной 1,0 мкм приводит к снижению максимальной температуры на 14 °С, что соответствует снижению теплового сопротивления на 9,5 %. Увеличение толщины металлизации "field-plate" с 1,0 до 4,0 мкм дополнительно уменьшает максимальную температуру на 8,3...9,4 °С. Также снижения максимальной температуру на 8,3...9,4 °С. Также снижения максимальной температуру в можно достичь уменьшением расстояния между затвором транзистора и окном в Si₃N₄ на омическом контакте истока, т. е. уменьшением длины "fieldрlate" ($L_{\rm fps}$), находящейся на Si₃N₄ (рис. 7). Минимальное значение этой величины определяется расстоянием затвористок ($L_{\rm sg}$) и минимально возможным расстоянием от края омического контакта до окна в Si₃N₄. В исследуемой конструкции транзистора $L_{\rm fps} = 8,0$ мкм, $L_{\rm sg} = 1,5$ мкм. Уменьшение $L_{\rm fps}$ до 2,5 мкм приводит к снижению максимальной температуры на 3,5 °C.

В работе проведены исследования распределения температуры вдоль вертикальной оси (направление Z), проходящей через точку в канале транзистора с максимальной температурой (рис. 8). Перепад температур на каждом из слоев исследуемой конструкции приведен в табл. 3, из которой видно, что максимальный вклад в тепловое сопротивление вносит кремниевая подложка.

Результаты моделирования для более тонких слоев кремниевой подложки показывают, что уменьшение толщины до 60 мкм приводит к снижению температурного перепада на слое кремния на 20,3 °С. Максимальная температура в канале транзисто-

ра при этом уменьшается только на 12,6 °С, с 195,6 до 183,0 °С. Чтобы получить максимальный эффект от утонения кристалла, необходимо уменьшать тепловое сопротивление контактного слоя и теплоотвода. Утонение кремниевой подложки до 80 мкм снижает максимальную температуру всего на 5,1 °С. Приведенные выше результаты исследования показывают, что большего эффекта можно достичь оптимизацией конструкции электрода "field-plate".



Рис. 7. Вертикальный срез структуры GaN транзистора



Рис. 8. Температурный профиль в вертикальной плоскости (направление Z) через точку с максимальной температурой при плотности рассеиваемой мощности 5 Вт/мм

Результаты исследования зависимости теплового сопротивления от рассеиваемой мощности при разных значениях толщины металлизации "field-plate" приведены в табл. 4 и на рис. 9.

Тепловое сопротивление определялось из выражения:

$$R_T = (T_{\text{max}} - 60 \text{ °C})/P_1),$$

где T_{max} — максимальная температура в канале транзистора; P_1 — мощность, рассеиваемая тран-

Таблица 3

Перепад температур на слоях исследуемой конструкции транзистора

Максимальная	Толщина		Переп	ад температуры,	°C	
в канале, T_{max} , °С	слоя d _{Si} , мкм	На всех слоях	GaN 2,0 мкм — ΔT_{GaN}	Si $\Delta T_{\rm Si}$	Конт. слой $\Delta T_{\rm C}$	Cu 1,5 мм — $\Delta T_{\rm Cu}$
195,6 190,5 183,0	98 80 60	135,6 130,5 123,0	23,6 24,5 24,5	77 68 56,7	10 11 12,8	25 27 29



Рис. 9. Зависимости теплового сопротивления от рассеиваемой мощности при разных значениях толщины металлизации "field-plate":

 $1 - d_{\rm fp} = 1,0$ мкм, $2 - d_{\rm fp} = 4,0$ мкм

зистором ($P_1 = P_0 \cdot 6W$), где P_0 — удельная мощность.

Рост теплового сопротивления с увеличением рассеиваемой мощности обусловлен снижением теплопроводности GaN и Si с ростом температуры. Увеличение толщины "field-plate" от 1,0 до 4,0 мкм приводит к снижению теплового сопротивления на 5...7 %.

На основании выполненных исследований проведена оптимизация конструкции транзистора с сохранением основных топологических размеров. Полученная структура отличалась от исходной уменьшенным размером части "field-plate" ($L_{\rm fps} = 2,5$ мкм) и увеличенной толщиной металлизации "fild-plate" до 4,0 мкм. Температурные профили между истоком и стоком центральной секции транзистора, проходящие через точку с максимальной температурой для опти-



Рис. 10. Температурные профили между истоком и стоком центральной секции транзистора, проходящие через точку с максимальной температурой в канале: 1 — исходная структура; 2, 3 — оптимизированная структура

Таблица 4

Зависимости теплового сопротивления от рассеиваемой мощности при разных значениях толщины металлизации "field-plate"

P_{0} , P_{1} , T_{max} , °C		x, °C	2 <i>R</i> _T , К/Вт			
¹ 0, Вт/мм	и ₁ , Вт	d _{fp} = = 1,0 мкм	<i>d</i> _{fp} = = 4,0 мкм	d _{fp} = = 1,0 мкм	<i>d</i> _{fp} = = 4,0 мкм	
1	2,1	82,9	81,8	10,90	10,38	
2	4,2	107,8	105,3	11,38	10,79	
3	6,3	134,8	130,6	11,87	11,21	
4	8,4	163,9	157,8	12,37	11,64	
5	10,5	195,4	186,9	12,90	12,09	
6	12,6	229,7	218,3	13,47	12,56	
7	14,7	266,6	251,9	14,05	13,05	

мизированной и исходной структур, приведены на рис. 10.

Как видно на рис. 10 максимальная температура в канале транзистора уменьшилась на 8,8 °С. Для оптимизированной конструкции транзистора с одинаковым расстоянием между затворами максимальная температура может быть снижена на 11,0 °С, что соответствует уменьшению теплового сопротивления на 8 %.

Заключение

Увеличение выходной мощности твердотельных усилителей сопровождается повышением плотности компоновки активных элементов и, как следствие, повышением как значения, так и плотности рассеиваемой мощности. Поэтому при проектировании таких изделий все более важное

> значение приобретает исследование тепловых режимов работы транзисторов и на основе этого оптимизация конструктивных решений.

> В работе на основе компьютерного моделирования проведены исследования влияния элементов конструкции мощных СВЧ GaN-транзисторов на их тепловой режим.

> Показано, что наличие "fieldplate" существенно снижает температуру в канале транзистора. Для исследуемой конструкции транзистора с общей шириной затвора 2,1 мм при плотности рассеиваемой мощности 5 Вт/мм наличие "field-plate" толщиной

1,0 мкм приводит к снижению максимальной температуры в канале на 14 °C, что соответствует уменьшению теплового сопротивления на 9,5 %.

Определены максимальные значения температуры в канале транзистора для плотности рассеиваемой мощности 5 Вт/мм в зависимости от конструкции элемента "field-plate". Показано, что оптимизация "field-plate" позволяет дополнительно снизить максимальную температуру на 8,8 °C, что соответствует уменьшению теплового сопротивления еще на 6,5 %.

Показано, что для конструкции многосекционного транзистора с одинаковым расстоянием между затворами и оптимизированной конструкцией "field-plate" максимальная температура снижается на 11,0 °C, это соответствует уменьшению теплового сопротивления на 8 %.

Отмечено, что наличие "field-plate" и оптимизация его конструкции позволяют уменьшить максимальную температуру в канале транзистора на большее значение, чем утонение кристалла со 100 до 60 мкм.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, Договор № 20-07-00728.

Список литературы

1. Уолкер Д., Фармикоун Г., Боуери Ф., Баталья Б. Д. GaN-транзистор Integra Technologies с выходной мощностью 1 кВт для радарных применений S-диапазона // Компоненты и технологии. 2014. № 1. С. 70—73.

2. Belkacemi K., Hocine R. Efficient3D-Modeling and Simulation for the Thermal Management of Microwave AlGaN/GaN HEMT Used in High Power Amplifiers SSPA // Journal of Low Power Electronics and Applications. 2018. 8, 23; doi: 10.3390/jlpea8030023

3. Шелудяк Ю. Е., Кашпоров Л. Я. Теплофизические свойства компонентов горючих систем: Справочник. М.: НПО Информ ТЭИ, 1992. С. 29.

4. Аболдуев И. М., Дорофеев А. А., Иванов К. А. и др. Исследования влияния геометрической конструкции активной области ПТБШ на его тепловой режим // Электронная техника. Серия 2. Полупроводниковые приборы. 2018. Вып. 3 (250). С. 25—31.

V. P. Timoshenkov, D. Sc., Principal Scientist, Professor, valeri04@hotmail.com, A. I. Khlybov, Ph. D., Senior Scientist, alex1818@yandex.ru, D. V. Rodionov, Engineer, denis.rodionov@gmail.com, A. I. Panteleev, Student, qwerto934@mail.ru,

Corresponding author: **Rodionov Denis V.,** Engineer, National Research University of Electronic Technology, E-mail: denis.rodionov@gmail.com,

Research of Influence of Power RF GaN Transistor Constructions on it's Thermal Mode

Received on July 20, 2020 Accepted on August 10, 2020

This paper shows influence of power RF GaN transistors construction on it's thermal mode. Field GaN transistor (with field plate) was researched. The influence of field-plate on transistor thermal mode was analysed and compared to other constructions.

Keywords: RF, GaN, HEMT, thermal simulation, thermal resistance, field-plate, power MOSFET

For citation:

Timoshenkov V. P., Khlybov A. I., Rodionov D. V., Panteleev A. I. Research of Influence of Power RF GaN Transistor Constructions on it's Thermal Mode, *Nano- i mikrosistemnaya tekhnika*, 2020, vol. 22, no. 8, pp. 415–421.

DOI: 10.17587/nmst.22.415-421

References

1. Walkker J., Formicome G., Boueri F., Battaglia B. D. GaN-tranzistor Integra Technologies s vyhodnoy moshnostu 1 kVt dlya radarnyh primeneniy S-diapazona, *Komponanty i tehnologii*, 2014, no. 1, pp. 70–73 (in Russian).

2. Belkacemi K., Hocine R. Efficient 3D-Modeling and Simulation for the Thermal Management of Microwave AlGaN/GaN HEMT Used in High Power Amplifiers SSPA, *Journal of Low Power Electronics and Applications*, 2018, 8, 23; doi: 10.3390/jlpea8030023

3. **Sheludyak U. E., Kashporov L. Ya.** Teplofizicheskie svoystva komponentov goryuchih sistem. Spravochnik. NPO Inform TEI. 1992, 29 p.

4. **Abolduev I. M., Dorofeev A. A., Ivanov K. A.** et al. Issledovanie vliyaniya geometricheskoy konstruktsii aktivnoy oblasti PTBSh na ego templovoy regim, *Electronnaya tehnika*. *Seriya 2. Poluprovodnikovyie priboriy*, 2018, no. 3 (250), pp. 25–31.

Материаловедческие и технологические основы MHCT Science of materials and technological basics of MNST

УДК 621.3.049.77.002

DOI: 10.17587/nmst.22.422-433

Р. Д. Тихонов, канд. техн. наук, ст. науч. сотр., e-mail: R.R.Tikhonov@tcen.ru, ГУ НПК "Технологический центр", г. Москва

ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКОЕ ОСАЖДЕНИЕ СПЛАВА NiFe ИЗ КОНЦЕНТРИРОВАННОГО ХЛОРИДНОГО ЭЛЕКТРОЛИТА

Поступила в редакцию 28.07.2020

Нагрев хлоридного электролита до температуры 70 °С при соотношении концентраций $C_{Co}:C_{Ni}:C_{Fe} = 1:1:1$ с составом 0,5 моль/л обеспечивает стабилизацию электрохимического осаждения компонентов сплава CoNiFe в результате разряда ионов металлов ($Fe^{2+}Cl^{-}$)⁺, ($Co^{2+}Cl^{-}$)⁺ и ($Ni^{2+}Cl^{-}$)⁺ при высокой плотности тока катода. Фильтрация электролита и коррекции pH соляной кислотой обеспечивает воспроизводимое осаждение пленок CoNiFe. На основании экспериментальных результатов получения пленок CoNiFe предложен механизм электрохимического осаждения, который отличается учетом явлений, происходящих в объеме электролита: массопереноса ионов с определяющим влиянием подвижности и образования положительных ионов на аноде. Пленки CoNiFe получаются без механических напряжений, с равномерной структурой и с высокими магнитными параметрами без высокой температуры отжига.

Ключевые слова: пленки CoNiFe, электрохимическое осаждение, хлоридный электролит, заряд ионов

Введение

Электрохимическое покрытие CoNiFe используется во многих областях техники: для снижения коррозии и износа, применения в магнитных и электрических устройствах, а также для создания электрокаталитических материалов. По сравнению с "сухими" процессами электрохимическое осаждение дает более однородное покрытие и с меньшим количеством дефектов, а также позволяет при необходимости увеличивать толщину пленок без механических напряжений.

Осаждение металлов происходит при разряде ионов на катоде. В работах по электрохимическому осаждению железа, никеля и кобальта рассматриваются эти металлы в составе электролита как двухвалентные ионы в соответствии с валентностью металла, образующего соль. Заряд ионов, образующихся в электролите, не исследовали, хотя атомы ионизируются при электролитической диссоциации и гидролизе в воде ступенчато в соответствии с энергией ионизации электронных уровней солей. Неполная диссоциация солей в электролите влияет на скорость электрохимического осаждения вследствие зависимости тока на катоде от заряда ионов, как показал опыт конгруэнтного осаждения пермаллоя NiFe [1—3].

В данной работе приведены результаты изучения электрохимического осаждения тройной системы CoNiFe из хлоридного электролита с заданными равными молярными концентрациями Co:Ni:Fe, равными 0,5 моль/л, и с отношением, равным 1:1:1, при температуре 70 °C [6]. Целью исследования является определение механизма электрохимического осаждения сплава CoNiFe.

1. Поляризационные кривые электролитов сульфидов кобальта, никеля и железа

В работе [4] исследован механизм электроосаждения никеля, железа и их смеси из сульфидного электролита. Как показано на рис. 1, потенциал восстановления никеля (-0,75 В) более положительный, чем железа (-0,92 В), а для смешанного раствора он равен -0,88 В, т. е. имеет промежуточное значение. При совместном разряде происходит аномальное явление, скорость восстановления ионов никеля намного ниже железа. Считается, что при электроосаждении никеля, тормозящее действие оказывает адсорбция гидроксидов железа.

Скорость восстановления ионов кобальта самая высокая. Скорость совместного восстановления ионов никеля и железа имеет среднее значение между раздельными значениями, а не суммируется. При температуре более 90 °С скорость восстановления ионов никеля выше, чем ионов железа. Поляризационные кривые показывают при этом потенциал восстановления никеля (-0,59 В) более положительный, чем железа (-0,7 В). Таким образом установлено, что соотношение потенциалов восстановления не является причиной аномального осаждения, изменяющегося при высокой температуре, на нормальное преимущественное осаждение никеля. До плотности тока 3 А/дм² не наблюдается насыщения зависимости тока от напряжения на



Рис. 1. Поляризационные кривые при электроосаждении кобальта, никеля и железа при рH = 1,9 с добавкой борной кислоты 30 г/л из раствора:

 $1 - \text{CoSO}_4$ при температуре 25 °C; $2 - \text{NiSO}_4$ при температуре 95 °C; $3 - \text{FeSO}_4$ при температуре 95 °C; $4 - \text{NiSO}_4$ при температуре 25 °C; $5 - \text{смешанного NiSO}_4$ и FeSO₄ при температуре 25 °C; $6 - \text{FeSO}_4$ при температуре 25 °C



Рис. 2. Поляризационные кривые в хлоридном электролите никеля с концентрацией 0,5 моль/л при температуре 20 °C: 2 - pH = 1; 4 - pH = 5; и то же при 40 °C: 1 - pH = 1; 3 - pH = 5

электродах, следовательно, нет диффузионного ограничения.

В работе [5] приводится зависимость плотности тока до 19 А/дм² от потенциала в электролите хлорида никеля с концентрацией 0,5 моль/л.

Кривые при температуре 20 °С (2 - pH = 1; 4 - pH = 5) и 40 °С (1 - pH = 1; 3 - pH = 5), как видно на рис. 2, при повышении температуры и уменьшении pH увеличиваются значения предельного тока в двух областях, но потенциал поляризации остается высоким.

Осаждение пленок NiFe [6] в автоклаве при температуре до 120 °С из сульфатного электролита с 30 г/л борной кислоты при pH = 1,9 на платиновый катод с никелевым анодом показывает, что при температуре более 90 °С скорость восстановления ионов никеля выше, чем ионов железа. Следовательно, относительное изменение скоростей осаждения никеля и железа происходит при повышении температуры.

Кинетика электродных процессов рассматривает поляризационные кривые как перенапряжение — смещение потенциала электрода от термодинамически равновесного значения. Протекающий ток нарушает термодинамическое равновесие. Диффузионное перенапряжение обусловлено замедленностью стадии транспортировки вещества диффузии через неподвижный слой электролита, связанный с твердым катодом. При электрохимическом перенапряжении замедленной является стадия диссоциации комплекса. Электрохимические процессы происходят лишь тогда, когда реагирующие частицы обладают энергией, которая больше или равна энергии активации. Скорость электрохимических реакций может быть увеличена повышением температуры и потенциала электрода по сравнению с его равновесным потенциалом.

Перенапряжение создает порог напряжения, определяющий переход от малых значений тока катода вследствие потенциального барьера на границе раздела фаз к быстрому росту межэлектродного тока, который зависит от омического сопротивления электролита в межэлектродном пространстве. Явления, происходящие в двойном слое зарядов около катода, не учитывают существование ионов с разными зарядами и подвижностью в объеме электролита, массоперенос, перемешивание и вязкость электролита. Эти явления определяются объемными свойствами электролита.

Железо, кобальт и никель практически не растворяются в воде. Существование ионов металлов в воде обусловлено их присутствием в виде соли. Осаждение металлов на катоде сопровождается разрядом иона и разрушением молекулы соли.

2. Парциальные ионные токи

Разность потенциалов между катодом и анодом влияет на напряженность электрического поля в электролите, которая определяет скорость движения ионов и плотность тока в каждой точке:

$$J = qnuE$$
,

где q — заряд электрона; n — концентрация ионов с разным зарядом; u — подвижность ионов; E — напряженность электрического поля в пространстве между анодом и катодом; uE — скорость движения ионов.

Сумма токов в каждом сечении области между катодом и анодом является постоянной величиной в силу условия непрерывности тока. Осаждение ионов на катоде фиксирует состав тока.

В электролите, содержащем три компонента $(CoCl_2, NiCl_2, FeCl_2)$, различие заряда ионов и их подвижности определяет различие парциальной плотности тока для каждого из компонентов в виде однозарядных ионов:

$$J = qE [(nu)(\text{FeCl})^+ + (nu)(\text{CoCl})^+ + (nu)(\text{NiCl})^+].$$

Химический состав электролитического сплава, образующегося на катоде при совместном разряде ионов нескольких металлов, определяется [7] соотношением парциальных токов восстановления отдельных компонентов согласно уравнению

$$(\mathrm{Me}_1/\mathrm{Me}_2)_{\mathrm{cnn}} = i_1/i_2 \cdot z_2/z_1,$$

где Ме, *i*, *z* — соответственно, концентрация металла в сплаве (атомная доля или проценты), парциальный ток и валентность металла.

С изменением условий электролиза соотношение токов i_1/i_2 не остается постоянным, что определяет зависимость состава сплава от различных параметров. Характер влияния отдельных факторов зависит от кинетической области, в которой совершается совместный разряд в режиме электрохимической кинетики или в диффузионной области.

3. Модели электроосаждения сплавов

Современные модели учитывают наличие двойного электрического слоя на катоде, который создается ионами электролита и вносит свой вклад в ограничение тока между электродами за счет потенциала поляризации [8], ограничивающего протекание тока при малых значениях. Связь между электрохимическим перенапряжением $DE_{3Л}$ и плотностью тока выражается эмпирическим уравнением Тафеля

$$DE_{\Im\Pi} = a + b \cdot \lg i.$$

Анализ моделей соответствия состава двухкомпонентного электролита и относительным содержанием элементов в осадке проведен в работе [9]. В работе сделан общий вывод, что нельзя получить аналитическое решение уравнений или системы уравнений, описывающих условия электроосаждения сплавов и зависимость скорости осаждения компонентов сплава от факторов электролиза. Известные модели нельзя применять без предварительного экспериментального определения параметров модели.

4. Перемешивание электролита

При вращении, возвратно поступательном движении катода или при перемешивании электролита в ванне механическими мешалками изменяется толщина неподвижного слоя электролита и характер электрохимических процессов около катода.

Регулирование состава пленок пермаллоя проведено в работе [10] за счет изменения скорости вращения катода. Установлено, что при заданной скорости вращения катода можно подобрать плотность тока осаждения для получения заданного состава пленки при различном соотношении никеля и железа в электролите. Электрохимическое осаждение сплавов Ni-Fe с широким спектром состава проводилось из сульфат-хлоридного электролита, содержащего ионы Ni⁺²/Fe⁺² в пропорциях 5:1, 10:1, 15:1, 20:1, 25:1. Процессы проходили при плотностях тока $(20-160 \text{ мA/cm}^2)$, комнатной температуре 23 °C, pH = 3,0. Катодом служил платиновый диск, перемещающийся со скоростью 0,0005...0,008 см/с. Изменение скорости катода и плотности тока позволяло для соотношения никеля и железа 10:1, 15:1, 20:1, 25:1 в электролите получать пленки пермаллоя Ni₈₁Fe₁₉.

5. Электрохимическое осаждение пленок CoNiFe

Для осаждения пленок CoNiFe использован хлоридный электролит с отношением 1:1:1 содержания компонентов $CoCl_2 \cdot 6H_2O$; $FeCl_2 \cdot 4H_2O$; NiCl₂ · 6H₂O с составом 0,5 моль/л. В электролит добавлены: борная кислота H₃BO₃ — 20 г/л, гидрат сахарината натрия $C_7H_4NaNO_3S \cdot 2H_2O -$ 1,5 г/л, соляная кислота 3 мл/л. Пленка из указанного электролита осаждается в электрохимической установке с гальванической ванной объемом 2 л с графитовым анодом. Никелевый кольцевой электрод катода контактирует по периметру с металлизированной кремниевой пластиной, расположенной в оснастке вертикально. Области пленки пермаллоя диаметром 8 см (54 см²) получали на металлизированной с помощью слоев NiCr, Ni поверхности кремниевой пластины диаметром 100 мм, покрытой слоем SiO₂. Электролит имел температуру 70 °C за счет нагрева погружным нагревателем и перемешивался магнитной мешалкой. Основной параметр процесса — сила тока — поддерживали постоянным при задании плотности тока от 5 до 20 мА/см² в области осаждения на кремниевой пластине.

Исследовали зависимости состава пленок CoNiFe от условий проведения процесса электрохимического осаждения.

Электролит с концентрациями Со, Ni, Fe 0,476 моль/л [11] дал при осаждении на токе 180 мА состав пленки $Co_{32}Ni_{61,5}Fe_{6,5}$ (1-й процесс — $Co_{29,52}Ni_{64,16}Fe_{6,32}$; 2-й процесс — $Co_{34,16}Ni_{58,83}Fe_{6,5}$). При осаждении на токе 250 мА

состав пленки $Co_{18,61}Ni_{76,9}Fe_{4,48}$ изменился после фильтрации электролита в следующем процессе на $Co_{45,5}Ni_{44,1}Fe_{10,4}$. Таким образом, фильтрация электролита существенно изменяет содержание в растворе электроактивных ионов, которые осаждаются на подложке. При осаждении при токе 500 мА состав пленки — $Co_{57,8}Ni_{17,1}Fe_{25,1}$, при токе 750 мА — $Co_{48,04}Ni_{8,4}Fe_{43,55}$, при токе 1000 мА состав пленки $Co_{32}Ni_{61,5}Fe_{6,5}$.

Особенностью соли FeCl₂ является окисление двухвалентного железа до трехвалентного состояния. Порошок химиката имеет первоначально светлый желто-зеленый цвет. При длительном хранении в химикате появляются ржавые вкрапления оксидов трехвалентного железа. В растворе такого химиката увеличивается поглощение света при добавках борной кислоты во всем измеряемом диапазоне длин света на комплексах гидроксидов и борной кислоты. При фильтрации раствора с окисленным хлоридом железа на фильтре остаются частицы ржавчины.

Через сутки в хлоридном электролите с малой концентрацией никеля и железа около дна ванны образуется слой осадка в виде геля. После того как верхнюю часть электролита сливают, а оставшийся слой около дна высушивают, проводят рентгено-спектральный анализ сухого остатка. В осадке содержится хлор (60,79 ат. %), железо (15,52 ат. %) и никель (23,69 ат. %). Отношение содержания хлора к сумме содержания железа и никеля равно 1,55. Эти значения соответствуют заданному содержанию гидрата хлорида железа FeCl₂ 4H₂O 0,75 г/л и гидрата хлорида никеля NiCl₂ 6H₂O 6,6 г/л. Отношение содержания хлора к сумме содержания железа и никеля равно 2. Соли никеля и железа образуют комплексные соединения с борной кислотой и выпадают в осадок в виде геля. Это определяет нестабильность электролита во времени. Электролит можно использовать только сразу после приготовления.

При составлении отдельных растворов с концентрациями 0,01 моль/л в электролите $CoCl_2$ с борной кислотой через сутки на дне образовывалась прозрачная слизь. В электролите $FeCl_2$ с борной кислотой через двое суток на дне стакана образовался холмик борной кислоты с хлоридом железа. В электролите $NiCl_2$ с борной кислотой осадков не обнаружено.

Эти факты свидетельствуют о наличии химических процессов в электролите, которые приводят к образованию в электролите нерастворимых осадков, которые можно удалять при фильтрации.



Рис. 3. Напряжение между анодом и катодом в зависимости от плотности тока (5...20 мА/см²) при концентрациях солей CoCl₂, NiCl₂, FeCl₂ в хлоридном электролите, моль/л: 1 - 0.5; 2 - 0.08; 3 - 0.0074





Учитывая описанный выше опыт, электролит с концентрацией каждого компонента 0,5 моль/л был приготовлен с фильтрацией растворов каждого компонента.

На рис. 3 представлены зависимости напряжения между анодом и катодом от плотности стабилизированного тока 5...20 мА/см² при равных концентрациях солей CoCl₂, NiCl₂, FeCl₂ в электролите.

При увеличении концентрации солей $CoCl_2$, $NiCl_2$, $FeCl_2$ в электролите сопротивление уменьшается. Сопротивление электролита определяет значение тока, проходящего между анодом и катодом. Падение напряжения на межэлектродном пространстве 3 см практически линейно изменяется при увеличении плотности тока от 5 до 20 мА/см², т. е. омическая проводимость электролита определяет прохождение тока в рабочем режиме. При гальваностатическом режиме проведения процесса электрохимического осаждения из хлоридного электролита с одинаковыми концентрациями каждого из компонентов (1 - 0.5; 2 - 0,08; 3 - 0,0074 моль/л) уменьшение концентрации приводит к росту падения напряжения на межэлектродном пространстве (2; 3,5; 5,5 В соответственно) при плотности тока 16 мA/см² за счет уменьшения количества ионов в электролите.

Относительное содержание компонентов Со, Ni, Fe в пленке на рис. 4 отличается от состава электролита с одинаковым содержанием компонентов 33,3 % и сильно изменяется в зависимости от плотности тока. При повышении плотности тока от 5 до 15 мА/см² в пленке CoNiFe содержание железа повышается с 8,9 до 41,3 %, а при плотности тока 20 мА/см² остается на том же уровне — 42,35 %. При повышении плотности тока от 5 до 15 мА/см² в пленке CoNiFe содержание никеля уменьшается с 38,5 до 7,9 %, а при плотности тока 20 мА/см² остается на том же уровне 7,85 %. Фактическое изменение содержания железа и никеля при плотности тока



Рис. 5. Зависимости скорости роста *V* пленок CoNiFe от плотности тока катода *J*:

расчетная по закону Фарадея (кривая 4) и экспериментальные, полученные из электролитов с концентрацией каждого из компонентов, моль/л: 0,0074 (кривая 3); 0,08 (кривая 2); 0,5 (кривая 1)

Таблица 1

Абсолютная	подвижность	ионов	при	температуре	25	°C
------------	-------------	-------	-----	-------------	----	----

Ион	H ⁺ , H ₃ O ⁺	NH_4^+	Cu ²⁺	Co ²⁺	Fe ²⁺	Fe ³⁺	OH_	Cl	SO_4^{2-}
Подвижность, $M^2/(B \cdot c) \cdot 10^{-8}$	36,2	7,6	5,7	4,9	5,5	7	20,5	7,91	8,3

10 мА/см² меняет содержание кобальта в общем балансе до 60,8 %. При плотности тока 5; 15; 20 мА/см² содержание кобальта имеет близкие значения 50,6; 50,8; 49,8 %. Значения концентраций компонентов идентичны с концентрациями, полученными при осаждении пленок CoNiFe из электролита с концентрацией 0,48 моль/л, т. е. наблюдается повторяемость результатов.

Плотность парциального тока кобальта имеет постоянное значение. Плотность парциального тока никеля уменьшается при увеличении общего тока. Плотность парциального тока железа увеличивается при увеличении общего тока.

Скорости роста пленок CoNiFe на рис. 5 мало различаются при электрохимическом осаждении из хлоридных электролитов с концентрацией каждого из компонентов, 0,0074; 0,08; 0,5 моль/л, т. е. при различии концентраций в 70 раз. Скорость роста пленок CoNiFe увеличивается при увеличении плотности тока, но мало зависит от концентрации компонентов. Это может быть связано с ограничением количества ионов, способных разрядиться на катоде. Значения скорости роста пленок CoNiFe, рассчитанные по закону Фарадея, превышают экспериментальные значения примерно в 2 раза.

Значения подвижности ионов рассчитывают по скорости осаждения пленки 0,02 мм/ч, по содержанию компонентов в пленке Co₅₀Ni₈Fe₄₂, концентрации солей в электролите 0,5 моль/л, исходя из значения напряженности электрического поля в электролите 0,5 В/см. На квадратном сантиметре поверхности подложки разрядилось за час однозарядных ионов 9,3 · 10¹⁸ кобальта, $7 \cdot 10^{18}$ ионов железа, $6 \cdot 10^{18}$ ионов никеля. Значение парциальных токов на катоде составляет для кобальта 0,41 мА/см², для железа 0,31 мА/см², для никеля 0,27 мА/см², общий ток 0,99 мА/см². Общий ток ионов на катоде намного меньше тока 15 мА/см², который задан при проведении процесса. Это можно объяснить большим током на аноде отрицательных ионов, которые имеют относительно большую подвижность, согласно данных работы [12], приведенных в табл. 1.

При концентрации ионов компонентов в электролите 0,5 моль/л значения подвижности

однозарядных ионов имеют следующие значения: кобальта $\text{CoCl}^+ - 1,6 \cdot 10^{-8} \text{ м}^2/(\text{B} \cdot \text{c})$; железа $\text{FeCl}^+ - 1,28 \cdot 10^{-8} \text{ м}^2/(\text{B} \cdot \text{c})$; никеля $\text{Ni}^{2+} - 0,26 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2/(\text{B} \cdot \text{c})$. Если учитывать, что токи ионов, осаждающихся на катоде, отличаются в 15 раз от токов, проходящих через электроды, то значение подвижности ионов нужно увеличить в соответствующее число раз.

6. Влияние перемешивания электролита на процесс электрохимического осаждения

Увеличение межэлектродного пространства от 1 до 8 см и расположение магнитной мешалки, показанное на рис. 6, дало содержание компонентов в пленке сплава CoNiFe, приведенное в табл. 2.

При плотности тока 16 мА/см² состав почти не изменяется для всех зазоров. При плотности тока 8 мА/см² с зазором 1 см, в котором практически не происходит перемешивания электролита, повышается содержание железа в пленке с 13,3 до 27 % и понижается содержание никеля с 30 до 16 %.

Особенностью проведения процессов было расположение магнитной мешалки на дне ванны ниже подложки, как показано на рис. 6. При зазоре 8 см мешалка вращалась между электродами. При зазорах 3 и 1 см мешалка вращалась за электродами. Раствор перемешивался с образованием круговых потоков, интенсивность которых уменьшалась к поверхности.

Увеличение межэлектродного пространства от 1 до 8 см и размещение магнитной мешалки между электродами улучшило равномерность и

	Таблица 2
Содержание компонентов (в %) в пленке при электрох	имическом
осаждении сплава CoNiFe с переменной длин межэлектролного пространства <i>L</i> (A-K) и плотност	ЮЙ и токя Л

<i>L</i> (А-К), см	Fe	Ni	Со	<i>J</i> , мА/см ²
1	27	16	57	8
3	14,3	25,3	60,4	
8	13,3	30	56,7	
1	42,3	8,2	49,5	16
3	41,3	7,9	50,8	
8	41,7	8,5	49,8	



Рис. 6. Расположение анода A, кремниевых подложек K1 (L(A-K) = 3 см), K2 (L(A-K) = 8 см) и магнитной мешалки M в электролитической ванне



Рис. 7. Магнитные параметры пленок CoNiFe коэрцитивная сила H_c и намагниченность $B_{\rm H}$ в зависимости от содержания железа

однородность пленок. Очевидно, что значение межэлектродного расстояния и перемешивание электролита влияют на состав пленок CoNiFe, но для определения механизма влияния необходимы дополнительные эксперименты. В целях определения зависимости состава пленок CoNiFe от условий проведения процесса исследовано электрохимическое осаждение в электролите с концентрациями Co, Ni, Fe 0,08 моль/л при токе в диапазоне 680...800 мА. Состав пленок CoNiFe указан в табл. 3.

В диапазоне изменения тока от 700 до 800 мА средние значения компонентов в пленке: Со — $55,9\pm0,4\%$; Ni — $22,4\pm1,16\%$; Fe — $21,5\pm1,5\%$. Следовательно, состав воспроизводится с точностью до 1,5%, что необходимо для получения пленок с малой коэрцитивной силой.

Магнитные свойства пленок представлены на рис. 7 в виде зависимости коэрцитивной силы H_c и намагничивания $B_{\rm H}$ пленок CoNiFe, полученных электрохимическим осаждением из хлоридного электролита с концентрацией каждого из компонентов 0,08 моль/л.

В исследованном диапазоне изменения тока намагничивание имеет почти постоянное значение 1,6 Тл. Коэрцитивная сила уменьшается при снижении содержания железа.

В работе [13] исследованы структурные и магнитные свойства пленок CoNiFe, изготовленных электроосаждением в ванне из сульфатного электролита, содержащего $NiSO_4 - 1,15-x$, $CoSO_4-x$, $FeSO_4 - 0,85$ моль/л с хлоридом аммония при температуре 50 °С и токе 200 мА/см². Получены значения коэрцитивной силы 0,2...0,3 Э при постоянном содержании железа 22 % и увеличении содержания кобальта до 60 %.

Зависимость коэрцитивной силы H_c пленок CoNiFe, полученных электрохимическим осаждением из хлоридного электролита с концентрацией каждого из компонентов 0,08 моль/л, показывает, что малое значение коэрцитивной силы 1...2 Э получается при содержании в пленке железа 16...24 %.

Результаты, полученные при электрохимическом осаждении из хлоридного электролита с концентрацией каждого из компонентов 0,0074; 0,08; 0,5 моль/л, разработка технологии приготовления электролита с фильтрацией и воспроизводимое проведение процесса осаждения с температурой 70 °С позволяют получать малое значение коэрцитивной силы пленок CoNiFe.

7. Обсуждение результатов

Содержание компонентов в пленке при электрохимическом осаждении из трехкомпонентного раствора (FeCl₂, CoCl₂, NiCl₂) с равной концентрацией каждого компонента не соответствует составу электролита. Выбор плотности тока для получения нужного состава пленок широко применяется в электрохимии. Механизм влияния плотности тока катода на состав получаемых сплавов не рассматривается.

Таблина 3

<i>I</i> , мА	Co	Ni	Fe
680	49,8	33,7	16,5
700	56,4	23	20,6
720	55,8	21,3	22,9
740	55,2	20,5	24,3
760	56,2	24	19,8
780	56,1	23,7	20,2
780	56,1	22,6	21,3
800	55,5	22	22,5

Можно поставить вопрос: почему состав пленки CoNiFe в нашем эксперименте зависит от плотности тока, а при большой плотности тока состав перестает изменяться?

Сопротивление электролита в межэлектродном пространстве является определяющим для ионной проводимости растворенных солей.

Общий ток ионов, разряжающихся на катоде, намного меньше тока, который задан при проведении процесса. Это объясняется большим током ионов, которые не участвуют в осаждении.

Скорость роста пленок CoNiFe определяется плотностью тока, но мало зависит от концентрации компонентов, различающихся в 70 раз. Количество ионов, способных разрядиться на катоде, определяется плотностью тока.

Осаждаемые на катоде ионы никеля образуются на аноде с большой концентрацией и имеют малую подвижность. Ионы железа образуются на аноде с меньшей концентрацией и имеют подвижность больше ионов никеля. Ионы кобальта образуются на аноде со средней концентрацией, но имеют большую подвижность. Электрохимическая реакция осаждения металлов определяется ионами, образующимися при гидролизе СоОН⁺, NiOH⁺, FeOH⁺. Протекание тока непрерывный процесс и разряд положительных ионов на катоде должен сопровождаться образованием положительных ионов на аноде. Скорость осаждения практически не зависит от концентрации солей, а зависит от плотности тока, т. е. от числа положительных ионов, создаваемых на аноде и разряжающихся на катоде. Подвижность активных ионов различается в соответствии с разной природой солей.

Установленные экспериментальные особенности электрохимического осаждения описываются последовательностью химических и электрохимических реакций. Растворение хлоридов кобальта, никеля и железа сопровождается реакцией гидролиза. FeCl₂, NiCl₂, CoCl₂ образованы слабыми основаниями FeOH₂, NiOH₂, CoOH₂ и сильной соляной кислотой HCl. При гидролизе солей, образованных слабым основанием и сильной кислотой, гидролиз идет по катиону и раствор приобретает кислую реакцию:

> $FeCl_{2} + H_{2}O \leftrightarrow FeClOH + H^{+} + Cl^{-};$ $NiCl_{2} + H_{2}O \leftrightarrow NiClOH + H^{+} + Cl^{-};$ $CoCl_{2} + H_{2}O \leftrightarrow CoClOH + H^{+} + Cl^{-}.$

В слабых растворах и при повышении температуры степень гидролиза увеличивается. Кис-

лота ослабляет гидролиз, а щелочь усиливает. В электролите с тремя солями гидролиз хлорида никеля уменьшается, а гидролиз хлоридов кобальта и железа увеличивается. Изменение электрохимического совместного осаждения металлов происходит не вследствие непосредственного влияния элементов друг на друга, а через ионный баланс в растворе.

На аноде происходит электрохимическая реакция и в соответствии со значением тока и потенциалами ионизации образуются положительные ионы разной концентрации.

На никелевом аноде хлор при выделении растворяет электрод.

Графитовые аноды [14] с успехом применяют при электролизе растворов хлористых солей, анодный потенциал на них меньше. Продукты их разрушения не загрязняют катодный металл. На графитовом аноде выделяется хлор и происходит образование положительных ионов гидроксида металлов:

> FeOH⁺ + H⁺ + $Cl_2\uparrow$; NiOH⁺ + H⁺ + $Cl_2\uparrow$; CoOH⁺ + H⁺ + $Cl_2\uparrow$;

Под действием электрического поля в электролите происходит дрейф положительных ионов гидроксида металлов от анода к катоду со скоростью, определяемой значениями подвижности ионов и напряженности электрического поля.

На катоде происходит электрохимическая реакция выделения металлов из гидроксида и образование молекул воды:

> FeOH⁺ + e⁻ + H⁺ = Fe + H₂O; NiOH⁺ + e⁻ + H⁺ = Ni + H₂O; CoOH⁺ + e⁻ + H⁺ = Co + H₂O.

8. Сравнение предложенного механизма электрохимического осаждения CoNiFe с литературными данными

В работе [15] по электрохимическому осаждению никеля из хлоридного электролита указывается, что основным препятствием ускорения процессов электроосаждения металлов и сплавов является низкая скорость массопереноса реагентов к поверхности катода. Массоперенос дисперсных частиц к катоду и образование их в приэлектродном слое и на самом электроде за счет протекания вторичных реакций приводит к возникновению потоков ионов, в том числе потоков разряжающихся ионов, а также жидкости в слабо размешиваемой части диффузионного слоя электрода.

Увеличение массопереноса в низкоконцентрированном хлоридном электролите никелирования с pH = 1,0 при повышении температуры от 20 до 60 °С объясняется усилением гидролиза солей никеля и большей вероятностью образования эффективной подвижной системы пор из восстанавливающихся на катоде тонкодисперсных систем соединений никеля в прикатодном слое. Для объяснения малой скорости осаждения никеля рассматривается массоперенос только в прикатодной области и его ограничение тонкодисперсными соединениями никеля.

В работе [16] исследован механизм электроосаждения никеля, железа и их смеси из сульфидного электролита. При совместном разряде происходит аномальное явление — скорость восстановления ионов никеля намного ниже железа. Считается, что при электроосаждении никеля тормозящее действие оказывает адсорбция гидроксида железа.

Электрохимики обращают внимание в основном на процессы, происходящие в прикатодной области, хотя очевидно прохождение тока ионов во всем объеме электролита и наличие электрохимических реакций, происходящих на аноде.

В работе [17] процесс электрохимического осаждения сплавов рассматривается как электрохимические реакции на катоде, а анод — как элемент для замыкания электрической цепи, который может быть растворимым или нерастворимым.

При всех процессах электроосаждения происходит перенос одного или двух электронов через границу раздела электрод/раствор с образованием металлической фазы.

Электроосаждение цинка на малоуглеродистую сталь происходит следующим образом:

$$Na_2ZnO_2 + H_2O + 2e > Zn_{met} + 2Na^+ + 4OH^-$$
.

Получение медного порошка путем электроосаждения меди из разбавленных подкисленных растворов сульфата меди:

$$CuSO_4 + 2e > Cu_{met} + SO_4^{2-}.$$

Гальванопластическое получение никелевого слоя путем его осаждения из нейтрального раствора на основе сульфамата никеля:

$$Ni(NH_2SO_3)_2 + 2e > Ni_{met} + 2NH_2SO_3^-$$
.

Образование металлического свинца на аноде свинцового аккумулятора при его зарядке:

$$PbSO_4 + H^+ + 2e > Pb^0 + HSO_4^-$$
.

При анализе переноса ионов и тока в работе [17] сделано абсурдное допущение: "В присутствии значительного избытка фонового электролита (который не принимает участия в электродных реакциях, но переносит ток) электрическое поле определяется в основном ионами фона и, следовательно, не меняется во времени. В этом случае электроактивные ионы (участвующие в электродных реакциях) перемещаются только за счет диффузии".

Активные ионы существуют и дрейфуют в электрическом поле, создаваемым напряжением, приложенным к электродам. Диффузионный ток ионов определяется градиентом концентрации ионов и не вносит вклада в проводимость электролита с равномерным распределением ионов в объеме раствора. В нашем эксперименте, согласно терминологии, принятой в работе [17], влияние диффузии на скорость электрохимических процессов не проявляется, и перенос электроактивных ионов определяется миграцией ионов при большом токе фонового электролита.

В работе [18] электрохимическое осаждение рассматривается с учетом электрохимических реакций на аноде окисления восстановителей, т. е. отдача электронов восстановителем. В первую очередь на аноде реагируют наиболее сильные восстановители — вещества, имеющие наиболее отрицательный потенциал. При электролизе водных растворов могут протекать несколько процессов: а) растворение металла; б) окисление ионов OH⁻; в) окисление других веществ, присутствующих в растворе или около электрода.

На основании экспериментальных результатов получения пленок CoNiFe предложен механизм электрохимического осаждения, который отличается от известных в литературе учетом явлений, происходящих в объеме электролита: массопереноса ионов с определяющим влиянием подвижности и образования положительных ионов на аноде.

Заключение

Выбор хлоридного электролита с отношением C_{Ni}/C_{Fe}/C_{Co} = 1/1/1 и содержанием 0,5 моль/л каждого компонента, разработка технологии приготовления электролита и проведение процесса осаждения при температуре 70 °С позволили получить качественную структуру, переменный состав и хорошие магнитные свойства пленок.

Установлен механизм осаждения CoNiFe при последовательной ионизации молекул соли и различия подвижности и заряда ионов. Предложенный новый механизм процесса электрохимического осаждения из хлоридного электролита пленок CoNiFe с учетом явлений, происходящих в объеме электролита — массопереноса ионов с определяющим влиянием подвижности и образования положительных ионов на аноде дает возможность улучшать процесс получения пленок заданного состава.

Осаждение пленок CoNiFe за счет температурного режима 70 °С и состава хлоридного электролита с соотношением концентраций $C_{\rm Ni}/C_{\rm Fe}/C_{\rm Co} = 1/1/1$ проведено впервые, что не делал никто из исследователей, как это видно из публикаций последнего времени [19—25].

Список литературы

1. Тихонов Р. Д., Поломошнов С. А., Амеличев В. В., Костюк Д. В., Черемисинов А. А. Анализ электрохимического процесса осаждения пленок пермаллоя // Известия ВУЗов. Электроника. 2019. Т. 24, № 6. С. 547—556.

2. **Tikhonov R.** Congruent electrochemical deposition of NiFe alloy. Lambert Academic Publishing, 2019. 193 p.

3. **Тихонов Р. Д.** Электрохимическое осаждение сплава NiFe при температуре 70 °С // Электрохимия. 2020. № 7. С. 666—669.

4. Справочник химика 21. Химия и химическая технология. URL: https://www.chem21.info

5. **Курнакова Н. Ю.** Закономерности электроосаждения никеля из низкоконцентрированного хлоридного электролита: дис. ... канд. техн. наук. Новочеркасск, 2009.

6. Федосеева Т. А., Уваров Л. А., Федосеев Д. В., Ваграмян А. Т. Метод приближенного расчета состава сплава для случая совместного разряда ионов металлов в реальных сопряженных системах // Электрохимия. 1970. Т. 6, № 12. С. 1841—1844.

7. Юрьев Б. П. О зависимости состава электролитического сплава от условий электролиза // Прикладная химия. 1974. Т. 47, № 10. С. 2232—2236.

8. **Фрумкин А. Н., Багоцкий В. С., Иофа З. А., Кабанов Б. Н.** Кинетика электродных процессов. М.: Изд-во МГУ, 1952.

9. Винокуров Е. Г. Физико-химические основы выбора лигандов при разработке составов растворов для электроосаждения сплавов и мультивалентных металлов: дис. ... д-ра хим. наук. М., 2010.

10. Leith S. D., Ramli Sh., Schwartz D. T. Characterization of $Ni_x Fe_{1-x}$ (0.1 < x < 0.95) Electrodeposition from a

Family oa Sulfamate-Chloride Electrolytes // Journal of the Electrochemical Society. 1999. V. 146, P. 1431.

11. Тихонов Р. Д., Черемисинов А. А., Горелов Д. В., Казаков Ю. В. Магнитные свойства пленок CoNiFe полученных электрохимическим осаждением по методу Тихонова // Нано- и микросистемная техника. 2020. Т. 22, № 3. С. 123—135.

12. Сваровская Н. А., Колесников И. М., Винокуров В. А. Электрохимия растворов электролитов. Ч. І. Электропроводность. М., 2017.

13. Yanai T., Koda K., Kaji J., Aramaki H., Eguchi K., Takashima K., Nakano M., and Fukunaga H. Electroplated Fe–Co–Ni films prepared in ammonium–chloride–based plating baths // AIP ADVANCES. 2018. Vol. 8 (056127). P. 1–5.

14. Большая энциклопедия нефти и газа. URL: https://www.ngpedia.ru/howto.html

15. Иванов В. В., Балакай В. И., Арзуманова А. В. Механизм электроосаждения никеля из хлоридного электролита // Международный журнал экспериментального образования. 2016. Т. 3, № 2. С. 279—283.

16. Nakano H., Matsuno M., Oue S., Yano M., Kobayashi Sh., and Fukushima H. Mechanism of Anomalous Type Electrodeposition of Fe—Ni Alloys from Sulfate Solutions // The Japan Institute of Metals, Materials Transactions. 2004. Vol. 45 (11). P. 3130—3135.

17. Гамбург Ю. Д., Зангари Дж. Теория и практика электроосаждения металлов. М.: Бином, Лаборатория знаний, 2015. 438 с.

18. Коровин Н. В. Общая химия. М.: Высшая школа, 1998. 559 с.

19. Sundaram K., Dhanasekaran V., Mahalingam T. Structural and magnetic properties of high magnetic moment electroplated CoNiFe thin films // Ionics. 2011. Vol. 17 (9). P. 835–842.

20. **Phua L. X., Phuoc N. N., Ong C. K.** Effect of Ni concentration on microstructure, magnetic and microwave properties of electrodeposited NiCoFe films // Journal of Alloys and Compounds. 2012. 543: 1–6.

21. Li Jian-mei, Zhang Z., Li Jin-feng, Xue M., Liu Y. Effect of boron / phosphorus containing additives on electrodeposited CoNiFe soft magnetic thin films // Transactions of Nonferrous Metals Society of China. 2013. Vol. 23 (3). P. 674–680.

22. Azizi A., Yourdkhani A., Cutting D., Pesika N. Tuning the Crystal Structure and Magnetic Properties of CoNiFeB Thin Films // Chemistry of Materials. 2013. Vol. 25, N. 12. P. 2510–2514.

23. Kayani Z. N., Riaz S., Naseem Sh. Structural and magnetic properties of FeCoNi thin films // Indian Journal of Physics. 2014. Vol. 88 (2). P. 17–23.

24. Kuru C. H., Kockar H., Demirbas O., Alper M. Characterizations of electrodeposited NiCoFe ternary alloys: Influence of deposition potential // Journal of Materials Science Materials in Electronics. 2015. Vol. 26 (6). P. 4046–4050.

25. Hanafi I., Daud A. R., Radiman Sh. Potentiostatic electrodeposition of Co–Ni–Fe thin films from sulfate medium // Journal of Chemical Technology and Metallurgy. 2016. Vol. 51, N. 5. P. 547–555.

R. D. Tikhonov, Ph. D., Professor, Senior Researcher, e-mail: R.Tikhonov@tcen.ru, Scientific-Manufacturing Complex "Technological Centre", Moscow, Zelenograd, 124498, Russian Federation

Corresponding author:

Tikhonov Robert D., Ph. D., Professor, Senior Researcher, Scientific-Manufacturing Complex "Technological Centre", Moscow, Zelenograd, 124498, Russian Federation e-mail: R.Tikhonov@tcen.ru

Electrochemical Deposition of CoNiFe Alloy from Concentrated Chloride Electrolyte

Received on July 28, 2020 Accepted on August 10, 2020

Heating the chloride electrolyte to a temperature of 70 °C at the concentration ratio of $C_{Co}:C_{Ni}:C_{Fe}$ 1:1:1 provides stabilization of electrochemical deposition of the CoNiFe alloy components as a result of discharge of metal ions $(Co^{2+}Cl^{-})^+$, $(Ni^{2+}Cl^{-})^+$, $(Fe^{2+}Cl^{-})^+$. Electrolyte filtering and correcting pH with HCl provides a reproducible deposition of CoNiFe films. Based on the experimental results of the CoNiFe films, a mechanism of electrochemical deposition is proposed, which differs in view of the phenomena occurring in the volume of electrolyte: mass draft ions, with the determining effect of mobility and the formation of positive ions on the anode. CoNiFe films are produced without mechanical stresses, with a uniform structure and with high magnetic parameters without high heat firing.

Keywords: CoNiFe films, electrochemical deposition, chloride electrolyte, ion charge

For citation:

Tikhonov R. D. Electrochemical Deposition of CoNiFe Alloy from Concentrated Chloride Electrolyte, *Nano- i* mikrosistemnaya tekhnika, 2020, 22, pp. 422–433.

DOI: 10.17587/nmst.22.422-433

References

1. Tikhonov R. D., Polomoshnov S. A., Amelichev V. V., Kostuk D. V., Cheremisinov A. A. Analiz elektrohimicheskogo processa osazhdeniya plenok permalloya, *Izvestiya VUZov. Elektronika*, 2019, vol. 24, no. 6, pp. 547–556 (in Russian).

2. Tikhonov R. Congruent electrochemical deposition of NiFe alloy. Lambert Academic Publishing, 2019, 193 p.

3. **Tihonov R. D.** Elektrohimicheskoe osazhdenie splava NiFe pri temperature 70 °C, *Elektrohimiya* 2020, no. 7, pp. 666–669 (in Russian).

4. **Spravochnik** himika 21. Himiya i himicheskaya tekhnologiya, available at: https://www.chem21.info (in Russian).

5. **Kurnakova N. Yu.** Zakonomernosti elektroosazhdeniya nikelya iz nizkokoncentrirovannogo hloridnogo elektrolita: diss. ... kand. tekhn. nauk, Novocherkassk, 2009 (in Russian).

6. Fedoseeva T. A., Uvarov L. A., Fedoseev D. V., Vagramyan A. T. Metod priblizhyonnogo raschyota sostava splava dlya sluchaya sovmestnogo razryada ionov metallov v real'nyh sopryazhyonnyh sistemah, *Elektrohimiya*, 1970, vol. 6, no. 12, pp. 1841–1844. (in Russian).

7. Yur'ev B. P. O zavisimosti sostava elektroliticheskogo splava ot uslovij elektroliza, *Zhurnal prikladnaya himiya*, 1974, vol. 47, no. 10, pp. 2232–2236 (in Russian).

8. Frumkin A. N., Bagockij V. S., Iofa Z. A., Kabanov B. N. Kinetika elektrodnyh processov, Moscow, izd-vo MGU, 1952 (in Russian).

9. **Vinokurov E. G.** Fiziko-himicheskie osnovy vybora ligandov pri razrabotke sostavov rastvorov dlya elektroosazhdeniya splavov i mul'tivalentnyh metallov, diss. ... d-ra him. nauk, Moscow, 2010 (in Russian).

10. Leith S. D., Ramli Sh., Schwartz D. T. Characterization of Ni_xFe_{1-x} (0.1 < x < 0.95) Electrodeposition from a Family oa Sulfamate-Chloride Electrolytes, *Journal of the Electrochemical Society*, 1999, vol. 146, pp. 1431.

11. Tikhonov R. D., Cheremisinov A. A., Gorelov D. V., Kazakov Iu. V. The Magnitnye svojstva plenok CoNiFe poluchennyh elektrohimicheskim osazhdeniem po metodu Tihonova, *Nano- i mikrosistemnaya tekhnika*, 2020, vol. 22, no. 3, pp. 123–135 (in Russian).

12. **Svarovskaya N. A., Kolesnikov I. M., Vinokurov V. A.** Elektrohimiya rastvorov elektrolitov. Chast' I. Elektroprovod-nost'. Moscow, 2017 (in Russian).

13. Yanai T., Koda K., Kaji J., Aramaki H., Eguchi K., Takashima K., Nakano M., and Fukunaga H. Electroplated Fe–Co–Ni films prepared in ammonium-chloride-based plating baths, *AIP ADVANCES*, 2018, no. 8 (056127), pp. 1–5.

14. **Bol'shaya** enciklopediya nefti i gaza, available at: https:// www.ngpedia.ru/howto.html (in Russian).

15. Ivanov V. V., Balakaj V. I., Arzumanova A. V. Mekhanizm elektroosazhdeniya nikelya iz hloridnogo elektrolita, *Mezhdunarodnyj zhurnal eksperimental'nogo obrazovaniya,* 2016, vol. 3, no. 2, pp. 279–283 (in Russian).

16. Nakano H., Matsuno M., Oue S., Yano M., Kobayashi Sh., Fukushima H. Mechanism of Anomalous Type Electrodeposition of Fe—Ni Alloys from Sulfate Solutions, *The Japan Institute of Metals, Materials Transactions,* 2004, vol. 45, no. 11, pp. 3130–3135.

17. **Gamburg Yu. D., Zangari Dzh.** *Teoriya i praktika elektroosazhdeniya metallov*, Moscow, Binom, Laboratoriya znanij, 2015, 438 p. (in Russian).

18. Korovin N. V. *Obshchaya himiya*, Moscow, Vysshaya shkola, 1998, 559 p. (in Russian).

19. Sundaram K., Dhanasekaran V., Mahalingam T. Structural and magnetic properties of high magnetic moment electroplated CoNiFe thin films, *Ionics*, 2011, vol. 17, no. (9), pp. 835–842.

20. **Phua L. X., Phuoc N. N., Ong C. K.** Effect of Ni concentration on microstructure, magnetic and microwave properties of electrodeposited NiCoFe films, *Journal of Alloys and Compounds* 2012, no. 543, pp. 1–6.

21. Jian-mei Li, Zhang Z., Jin-feng Li, Xue M., Liu Y. Effect of boron/ phosphorus containing additives on electrodeposited CoNiFe soft magnetic thin films, *Transactions of Nonferrous Metals Society of China*, 2013, vol. 23, no. 3, pp. 674–680.

22. Aziz i A., Yourdkhani A., Cutting D., Pesika N. Tuning the Crystal Structure and Magnetic Properties of CoNiFeB Thin Films, *Chemistry of Materials*, 2013, vol. 25, no. 12, pp. 2510–2514.

23. Kayani Z. N., Riaz S., Naseem Sh. Structural and magnetic properties of FeCoNi thin films, *Indian Journal of Physics*, 2014, vol. 88, no. 2, pp. 17–23.

24. Kuru C. H., Kockar H., Demirbas O., Alper M. Characterizations of electrodeposited NiCoFe ternary alloys: Influence of deposition potential, *Journal of Materials Science Materials in Electronics*, 2015, vol. 26, no. 6, pp. 4046–4050.

25. Hanafi I., Daud A. R., Radiman Sh. Potentiostatic electrodeposition of Co–Ni–Fe thin films from sulfate medium, *Journal of Chemical Technology and Metallurgy*, 2016, vol. 51, no. 5, pp. 547–555.

УДК 53.06

DOI: 10.17587/nmst.22.433-437

В. С. Белов, мл. науч. сотр., e-mail: belovvs@list.ru,

Институт нанотехнологий микроэлектроники Российской академии наук (ИНМЭ РАН), Москва,

Национальный исследовательский университет "МИЭТ", Зеленоград

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ОКСИДА ТАНТАЛА

Поступила в редакцию 24.07.2020

Разработана технология получения структуры никель — диэлектрик — алюминий, с оксидом тантала толщиной менее 7 нм в роли диэлектрика, осажденного методом атомно-слоевого осаждения. Получена ассиметричная вольт-амперная характеристика исследуемой структуры, определены высоты потенциальных барьеров на границах металл — диэлектрик. Экспериментально определена диэлектрическая проницаемость пленки оксида тантала.

Ключевые слова: атомно-слоевое осаждение, оксид тантала, структура металл-диэлектрик-металл, МДМ

Введение

В последнее время устройства на основе тонких диэлектрических пленок в структурах металл — диэлектрик — металл (МДМ) привлекают значительное внимание, их используют в различных высокоскоростных устройствах, таких как транзисторы с горячими электронами [1—3], инфракрасные (ИК) детекторы [4—5] и оптические ректенны для ИК излучения. Также для работы данных устройств требуется малое напряжение включения. Режим работы на сверхвысокой частоте (в терагерцах) требует, чтобы время переноса электронов между контактами составляло всего несколько фемтосекунд. Стандартным способом достижения высокоскоростного выпрямления в МДМ-диоде является передача заряда с преобладанием механизма Фаулера — Нордгейма в сочетании с использованием металлических контактов с различной работой выхода, которые создают асимметричные, зависящие от полярности электронные туннельные барьеры [6—8]. На основе этого диэлектрики с большим значением электронного сродства, такие как оксид тантала, оксид ниобия и другие, по-видимому, желательны для того, чтобы создавать небольшие энергетические барьеры на металлических контактах и позволять возникать механизму Фаулера — Нордгейма при небольшом прикладном смещении. Ввиду чего важно знать высоты потенциальных барьеров на границах металл — оксид.

Технология получения исследуемых структур

Исследуемые структуры были созданы на основе кремниевой подложки с термическим оксидом кремния толщиной 600 нм на поверхности. Пленки оксида гафния осаждали методом атомно-слоевого осаждения в модуле FlexAL ALD System фирмы Oxford Instruments [9]. Металлические контакты из никеля и алюминия наносили методом электронно-лучевого напыления. Для формирования структуры МДМ использовали фотолитографию, плазмохимическое, ионное и жидкостное травление. На рис. 1 (см. третью сторону обложки) представлено схематическое и оптическое изображения структуры.

Результаты исследования механизмов протекания тока структур Ni—Ta₂O₅—Al

На рис. 2 приведены вольт-амперные характеристики структур Ni— Ta_2O_5 —Al, измеренные в диапазоне температур 303...463 K, с интервалом 40 K.



Рис. 2. Вольт-амперные характеристики структур Ni—Ta $_2O_5$ — Al с толщиной диэлектрика 7 нм, измеренные в диапазоне температур 303...463 К, с интервалом 40 К

Экспериментальные вольт-амперные характеристики являются ассиметричными и достаточно сильно зависят от температуры. Это позволяет предположить, что носители заряда преодолевают потенциальные барьеры, которые возникают на границе контактов диэлектрика с металлами. Центр симметрии ВАХ сдвинут в правую сторону. Это может быть обусловлено разностью работ выхода. Работа выхода из Al равна 4,3 эB, а из Ni — 5,1 эB [10, 11]. Так как значения работы выхода Al и Ni различные, то между контактами при нулевом смещении существует некоторый потенциал, для преодоления которого надо приложить напряжение. Этот потенциал и приводит к асимметрии ВАХ.

При высоких температурах механизм надбарьерной эмиссии по Шоттки преобладает над туннельным [12, 13]. Особенностью изучаемой структуры является наличие двух потенциальных барьеров на контактах Ni—Ta₂O₅ и Ta₂O₅—Al, высоту которых можно определить из формулы [14—19]

$$I = sAT^{2} \exp\left(-\frac{e\varphi_{0}}{kT}\right) \exp\left[\frac{e(Ee/4\pi\varepsilon)^{1/2}}{kT}\right], \qquad (1)$$

где s — площадь контакта; A — постоянная Ричардсона; T — абсолютная температура; k — постоянная Больцмана; φ_0 — высота потенциального барьера контакта; e — заряд электрона; E — напряженность электрического поля.

Формула (1) предсказывает, что в координатах $\ln I = f \sqrt{U}$ вольт-амперная характеристика должна быть линейной. Экспериментальные результаты показаны на рис. 3.

При каждой температуре и для каждой полярности приложенного напряжения были вычислены токи насыщения. Эти токи определяли путем экстраполяции экспериментальной вольтамперной характеристики к нулевому напряжению смещения. Ток насыщения, как следует из формулы (1), равен

$$I_S = sAT^2 \exp\left(-\frac{\varphi_0}{kT}\right).$$
 (2)

Далее была построена зависимость экспериментально вычисленных токов насыщения в координатах $\ln I_S/T^2 = f(1/kT)$, после чего выполнена аппроксимация экспериментальных значений линейной функцией (рис. 4).

Наклон характеристики в координатах $\ln I_S/T^2 = f(1/kT)$ (рис. 4) позволяет вычислить



Рис. 3. Экспериментальная температурная зависимость структур Ni—Ta₂O₅—Al с толщиной диэлектрика 7 нм в координатах $\ln I = f \sqrt{U}$:



a — для барьера Ta₂O₅—Al; δ — для барьера Ni—Ta₂O₅



высоту потенциальных барьеров контактов структуры $Ni-Ta_2O_5$ и Ta_2O_5 —Al, они получены равными 0,9 и 0,85 эВ соответственно.

Для оценки диэлектрической проницаемости была определена зависимость емкости структуры от площади контакта. Толщина пленки диэлектрика равна 7 · 10⁻⁹ м, диэлектрическую проницаемость оценивали по формуле плоского конденсатора:

$$\varepsilon = \frac{Cd}{\varepsilon_0 S},\tag{3}$$

где C — электрическая емкость; d — толщина оксидной пленки Ta_2O_5 ; ε_0 — электрическая постоянная; S — площадь контакта.



Рис. 5. Экспериментальная зависимость емкости структуры от площади контакта

Среднее значение диэлектрической проницаемости по результатам измерений на нескольких образцах равно 21,5, что согласуется с литературными данными [20].

На рис. 5 представлена зависимость емкости структуры от площади контакта.

Заключение

В данной работе была разработана технология получения структуры никель — оксид тантала — алюминий, вольт-амперная характеристика которой является ассиметричной. На основании вольт-амперных характеристик, полученных при различных высоких температурах, определены высоты потенциальных барьеров контактов Ni— Ta_2O_5 и Ta_2O_5 —Al, которые равны 0,9 и 0,85 эВ соответственно. Среднее значение диэлектрической проницаемости по результатам измерения зависимости емкости структуры от площади контакта равно 21,5.

Список литературы

1. Vaziri S., Lupina G., Henkel C. et al. A Graphene-Based Hot Electron Transistor // Nano Lett. 2013. Vol. 1. N. 3. P. 1435.

2. Zeng C., Song E. B., Wang M., Lee S., Torres C. M., Tang J., Weiller B. H., Wang K. L. Vertical graphene-base hotelectron transistor // Nano Lett. 2013. Vol. 6. N. 13. P. 2370.

3. Maraghechi P., Foroughi-Abari A., Cadien K., Elezzabi A. Y. Observation of resonant tunneling phenomenon in metal-insulator-insulator-metal electron tunnel devices // Appl. Phys. Lett. 2012. N. 100. P. 113503. 4. **Katyal J., Soni R. K.** Localized Surface Plasmon Resonance and Refractive Index Sensitivity of Metal—Dielectric—Metal Multilayered Nanostructures // Plasmonics. 2014. Vol. 9. P. 1171–1181.

5. **Seifouri M., Sharaf R.** Symmetric metal nanogratings and horned shape extended pads to enhance light transmission of plasmonic metal-semiconductor-metal photodetector // Opt. Quant. Electron. 2017. Vol. 49, N 136. P. 1–21.

6.**Srivastava A., Nahar R. K., Sarkar C. K.** Study of the effect of thermal annealing on high k hafnium oxide thin film structure and electrical properties of MOS and MIM devices // Journal of Materials Science: Materials in Electronics. 2011. Vol. 22, N 7. P. 882–889.

7. **Tian J., Liang X., Zhang Y., Li. H.** Mode analysis of surface plasmon metal-dielectric-metal nanowire array waveguide at sub-wavelength scale // Eur. Phys. J. D. 2013. Vol. 67, N 103. P. 1–5.

8. Hobbs P. C. D., Laibowitz R. B., Libsch F. R., LaBianca N. C., Chiniwalla P. P. / Efficient waveguide-integrated tunnel junction detectors at 1.6 μ m // Opt. Express. 2007. Vol. 15, N. 25. P. 16376.

9. Ekurt H., Hahn A. Polarity-dependent tunneling conductance of $Ta/Ta_2O_5/Ag$ junctions // J. Appl. Phys. 1980. N. 51. P. 1686.

10. Halas S. 100 years of work function // Materials Science. Poland. 2006. Vol. 24, N. 4. P. 4–10.

11. Белов В. С., Литвинова К. И., Тагаченков А. М., Сиротина А. П., Кириленко Е. П., Молоденский М. С., Шибалов М. В., Зенова Е. В., Першина Е. А. Определение изменения работы выхода углеродных нанотрубок методом оже-электронной спектроскопии после нанесения тонкого слоя оксида гафния // Нано- и микросистемная техника. 2019. Т. 21, № 8. С. 465–471.

12. **Simmons J. G.** Electric Tunnel Effect between Dissimilar Electrodes Separated by a Thin Insulating Film // J. Appl. Phys. 1963. Vol. 34, N. 9. 2581.

13. Sze S. M., Ng K. K. Physics of Semiconductor Devices. 3rd Ed. New Jersey. John Wiley & Sons, 2007.

14. Alimardani N., McGlone J. M., Wager J. F., Conley Jr. J. F. Conduction processes in metal—insulator—metal diodes with Ta_2O_5 and Nb_2O_5 insulators deposited by atomic layer deposition // Journal of Vacuum Science & Technology A. 2014. N. 32. P. 01A122.

15. **Tsung-Han Chiang, Wager J. F.** Electronic Conduction Mechanisms in Insulators // IEEE transactions on electron devices. 2018. Vol. 65, N. 1. P. 223.

16. **Fu-Chien Chiu.** A Review on Conduction Mechanisms in Dielectric Films // Advances in Materials Science and Engineering. 2014. Vol. 7. P. 1–18.

17. Булярский С. В., Белов В. С., Литвинова К. И., Першина Е. А., Коива Д. А., Шибалов М. В., Тимофеева Е. Р., Орлов А. П. Оксид гафния в туннельных структурах никель — диэлектрик — алюминий // Нано- и микросистемная техника. 2020. Т. 22, № 3. С. 136—140.

18. **Роуэлл Д. М.** Туннельные аномалии // Туннельные явления в твердых телах / Пер. с англ. под ред. Э. Бурштейна, С. Лундквиста. М.: Мир, 1973. Р. 369—386.

19. **Туннельные явления** в твердых телах / Пер. с англ. под ред. Э. Бурштейна, С. Лундквиста. М.: Мир, 1973. 422 с.

20. Aygun G., Turan R. Electrical and dielectrical properties of tantalum oxide films grown by Nd:YAG laser assisted oxidation // Thin Solid Films. 2018. Vol. 517, N. 2. P. 994–999. V. S. Belov, Junior Researcher, belovvs@list.ru,

Institute of Nanotechnology of Microelectronics of the Russian Academy of Sciences (INME RAS), Moscow, Russian Federation

National Research University "MIET", Zelenograd, Russian Federation

Corresponding author:

Belov Vladislav S., Junior Researcher, Institute of Nanotechnology of Microelectronics of the Russian Academy of Sciences (INME RAS), Moscow, Russian Federation, National Research University "MIET", Zelenograd, Russian Federation E-mail: belovvs@list.ru

Electrophysical Characteristics of Tantalum Oxide Structures

Received on July 24, 2020 Accepted on August 10, 2020

In this work has been developed a technology for obtaining nickel-insulator-aluminum structure with 7 nm thick tantalum oxide deposited by atomic-layer deposition. An asymmetric current-voltage characteristic of the structure is obtained, and the heights of potential barriers at the metal-insulator interface are determined. The permittivity of the tantalum oxide film has been determined experimentally in this work.

Keywords: atomic layer deposition, tantalum oxide, metal-insulator-metal structure, MIM

For citation:

Belov V. S. Electrophysical Characteristics of Tantalum Oxide Structures, *Nano- i mikrosistemnaya tekhnika*, 2020, vol. 22, no. 8, pp. 433–437.

DOI: 10.17587/nmst.22.433-437

References

1. **Vaziri S., Lupina G., Henkel C.** et al. A Graphene-Based Hot Electron Transistor, *Nano Lett.*, 2013, vol. 1, no. 3, p. 1435.

2. Zeng C., Song E. B., Wang M., Lee S., Torres C. M., Tang J., Weiller B. H., Wang K. L. Vertical graphene-base hotelectron transistor, *Nano Lett.*, 2013, vol. 6, no. 13, p. 2370.

3. Maraghechi P., Foroughi-Abari A., Cadien K., Elezzabi A. Y. Observation of resonant tunneling phenomenon in metal-insulator-insulator-insulator-metal electron tunnel devices, *Appl. Phys. Lett.*, 2012, no. 100, p. 113503.

4. **Katyal J., Soni R. K.** Localized Surface Plasmon Resonance and Refractive Index Sensitivity of Metal–Dielectric–Metal Multilayered Nanostructures, *Plasmonics*, 2014, vol. 9, pp. 1171–1181.

5. Seifouri M., Sharaf R. Symmetric metal nanogratings and horned shape extended pads to enhance light transmission of plasmonic metal-semiconductor-metal photodetector, *Opt. Quant. Electron.*, 2017, vol. 49, no. 136, pp. 1–21.

6. Srivastava A., Nahar R. K., Sarkar C. K. Study of the effect of thermal annealing on high k hafnium oxide thin film structure and electrical properties of MOS and MIM devices, *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, 2011, vol. 22, no. 7, pp. 882–889.

7. Tian J., Liang X., Zhang Y., Li. H. Mode analysis of surface plasmon metal-dielectric-metal nanowire array waveguide at sub-wavelength scale, *Eur. Phys. J. D.*, 2013, vol. 67, no. 103, pp. 1–5.

8. Hobbs P. C. D., Laibowitz R. B., Libsch F. R., LaBianca N. C., Chiniwalla P. P. Efficient waveguide-integrated tunnel junction detectors at 1.6 μ m, *Opt. Express*, 2007, vol. 15, no. 25, p. 16376.

9. Ekurt H., Hahn A. Polarity-dependent tunneling conductance of Ta/Ta₂O₅/Ag junctions, *J. Appl. Phys.*, 1980, no. 51, p. 1686.

10. Halas S. 100 years of work function, *Materials Science*. *Poland*, 2006, vol. 24, no. 4, pp. 4–10.

11. Belov V. S., Litvinova K. I., Tagachenkov A. M., Sirotina A. P., Kirilenko E. P., Molodensky M. S., Shibalov M. V., Pershina E. A., Zenova E. V. Determination of changes in workfunction of carbon nanotubes by Auger electron spectroscopy after deposition of thin hafnium oxide by ALD, *Nano- i mikrosistemnaya tekhnika*, 2019, vol. 21, no. 8, pp. 465–471 (in Russian).

12. **Simmons J. G.** Electric Tunnel Effect between Dissimilar Electrodes Separated by a Thin Insulating Film, *J. Appl. Phys.*, 1963, vol. 34, no. 9, p. 2581.

13. Sze S. M., Ng K. K. *Physics of Semiconductor Devices. 3rd Edition*, John Wiley & Sons, New Jersey, 2007.

14. Alimardani N., McGlone J. M., Wager J. F., Conley Jr. J. F. Conduction processes in metal—insulator—metal diodes with Ta₂O₅ and Nb₂O₅ insulators deposited by atomic layer deposition, *Journal of Vacuum Science & Technology A*, 2014, no. 32, p. 01A122.

15. Chiang Tsung-Han, Wager J. F. Electronic Conduction Mechanisms in Insulators, *IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES*, 2018, vol. 65, no. 1, pp. 223.

16. Chiu Fu-Chien. A Review on Conduction Mechanisms in Dielectric Films, *Advances in Materials Science and Engineering*, 2014, vol. 7, pp. 1–18.

17. Bulyarsky S. V., Belov V. S., Litvinova K. I., Pershina E. A., Koiva D. A., Shibalov M. V., Timofeeva E. R., Orlov A. P. Hafnium Oxide in Tunneling Structures Nickel — Dielectric — Aluminum, *Nano- i mikrosistemnaya tekhnika*, 2020, vol. 22, no. 3, pp. 136—140 (in Russian).

18. **Rouell D. M.** Tunnel'nyye anomalii, *Tunnel'nyye yavleniya v tverdykh telakh*. Ed. E. Burshteyn, S. Lundkvist, Moscow: Mir, 1973, pp. 369–386.

19. Tunnel'nyye yavleniya v tverdykh telakh / Ed. E. Burshteyn, S. Lundkvist, Moscow, Mir, 1973. 422 p.

20. Aygun G., Turan R. Electrical and dielectrical properties of tantalum oxide films grown by Nd:YAG laser assisted oxidation, *Thin Solid Films*, 2018, vol. 517, no. 2, pp. 994–999. А. И. Панас, д-р физ.-мат. наук, проф., зам. директора, aipanas@istokmw.ru, Научно-производственное предприятие "ИСТОК" им. А. И. Шокина, Фрязино, Московская область, 141190, Российская Федерация

С. Г. Чигарев, канд. физ.-мат. наук, вед. науч. сотр., chig50@mail.ru,

Е. А. Вилков, д-р физ.-мат. наук, проф. РАН, вед. науч. сотр., e-vilkov@yandex.ru,

О. А. Бышевский-Конопко, канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр., byshevski@ms.ire.rssi.ru,

Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова (Фрязинское отделение) РАН, Фрязино, Московская область, 141190, Российская Федерация

ВОЗНИКНОВЕНИЕ СОБСТВЕННОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ В АНТИФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛЕНКЕ FeMn ПОД ДЕЙСТВИЕМ СПИН-ПОЛЯРИЗОВАННОГО ТОКА

Поступила в редакцию 29.07.2020

Приведены результаты исследования спин-инжекционных источников тетрагерцового (ТГц) излучения с антиферромагнитной (AФM) пленкой FeMn. Показано формирование в ней намагниченности под действием спинполяризованного тока, формируемого в ферромагнитной пленке. Рассмотрены физические основы этого эффекта. Получены новые экспериментальные результаты, развивающие представления о собственной намагниченности AФM пленки в ТГц диапазоне.

Ключевые слова: антиферромагнетик, спиновая инжекция, спин-поляризованный ток, спин-флип переход, *ТГц излучение, мощность излучения*

Введение

В последние годы большое внимание уделяется исследованию возможности возбуждения собственной намагниченности в тонких антиферромагнитных (АФМ) пленках. Это связано с тем, что АФМ пленки устойчивы к внешним магнитным возмущениям, не создают рассеянных полей, демонстрируют сверхбыструю динамику [1]. Применение их в качестве одного из слоев в наноразмерных магнитных переходах (МП) оказалось перспективным при построении нового поколения твердотельных малогабаритных источников электромагнитных колебаний ТГц диапазона (1...30 ТГц) [1—3].

В этом направлении большое внимание уделяется процессам, основанным на спин-орбитальном взаимодействии при протекании электрического тока в МП. Так в слоистой тонкопленочной структуре Pt — АФМ слой с током проводимости в слое Pt был обнаружен скос и вращение подрешеток АФМ слоя под действием спинового тока, возникающего в слое Pt вследствие спин-орбитального рассеяния электронов проводимости [4, 5]. Скос и вращение подрешеток АФМ слоя приводит к излучению в диапазоне 0,5....2 ТГц за счет их неравномерного вращения вследствие кристаллической анизотропии АФМ слоя.

Другой подход к созданию твердотельных ТГц излучателей с магнитными тонкопленочными структурами основан на *sd*-обменном взаимодействии [5—8]. В работах [9—15] теоретически и экспериментально исследовано влияние тока в МП ферромагнетик—антиферромагнетик (ФМ—АФМ) на структуру АФМ слоя. Практическая значимость *sd*-обменного механизма нашла подтверждение в последующих работах [16—19]. В них возникновение ТГц излучения обосновано инжекцией спинов током в МП [20]. Более детальное рассмотрение физики спин-инжекционного процесса проведено в работах [21—23].

В работах [24, 25] на основе полученных экспериментальных результатов была предсказана возможность возникновения собственной намагниченности в АФМ слое за счет скашивания его подрешеток спинами, инжектируемыми из ФМ слоя током в десятки миллиампер. Для создания спин-инжекционных излучателей ТГц диапазона использование АФМ слоя является довольно привлекательным, так как зависимость от тока собственной намагниченности АФМ пленок дает возможность уменьшать пороговую плотность тока [4], а также перестраивать частоту сигнала [5]. Несмотря на то, что эффект возникновения собственной намагниченности АФМ пленки был экспериментально подтвержден в работе [26], представляет интерес его дальнейшее исследование для практического применения. Поэтому целью данной работы является исследование спин-инжекционных излучателей с АФМ пленкой, переходящей в ФМ состояние под действием спин-поляризованного тока за счет *sd*-обменного взаимодействия.

Физика рассматриваемого процесса

Рассмотрим процесс возникновения индуцированной намагниченности в АФМ слое МП ФМ-АФМ за счет скашивания его магнитных подрешеток под действием спинов, инжектируемых из ФМ слоя током, на основе решения уравнения движения подрешеток с учетом затухания [4]:

$$\frac{\partial \mathbf{M}_{i}}{\partial t} - \frac{k}{M_{0}} \left[\mathbf{M}_{i} \times \frac{\mathbf{M}_{i}}{\partial t} \right] + \gamma [\mathbf{M}_{i} \times H_{ef}^{i}] = 0.$$
(1)

Здесь \mathbf{M}_i — намагниченность подрешетки; i = 1, 2 — индексы подрешеток АФМ слоя; M_0 — модуль намагниченности подрешетки; γ — гиромагнитное отношение; k — коэффициент затухания Гильберта.

По определению эффективное поле H_{ef}^{i} , входящее в (1) и действующее на *i*-ю подрешетку [27], равно вариационной производной от энергии:

$$H_{ef}^{i} = -\frac{\partial W}{\partial \mathbf{M}_{i}}.$$
 (2)

Для определения эффективного поля H_{ef} , возникающего вследствие *sd*-обмена, подставим в (2), согласно [4], энергию *sd*-обменного взаимодействия $w_{sd} = -\alpha_{sd}[(\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)\mathbf{m}]$. Здесь α_{sd} — постоянная *sd*-обмена; **m** — вектор намагниченности электронов проводимости.

Решение уравнения (1), полученное в [4], имеет следующий вид:

$$\mathbf{M}_{z} = \frac{H_{z} + P_{sd}/\gamma}{\Lambda + (\beta - \beta')/2},$$
(3)

где \mathbf{M}_z — индуцированная (собственная) намагниченность АФМ пленки; H_z — внешнее магнитное поле; Λ — константа однородного обмена; β , β' — константы анизотропии; P_{sd} — учитывает спиновую инжекцию, т. е. *sd*-обменное взаимодействие инжектируемых током спинов со спинами *d* электронов кристаллической решетки. Согласно работ [5, 18]

$$P_{sd} = \frac{\gamma \alpha_{sd} \mu_{\rm B} \tau Q}{e L_{AFM}} j, \tag{4}$$

где j — плотность тока; τ — время спиновой релаксации; $\mu_{\rm B}$ — магнетон Бора; $Q = (\sigma_{\downarrow} - \sigma_{\uparrow})/\sigma$ — степень спиновой поляризации проводимости; $\sigma_{\downarrow\uparrow}$ и σ — парциальные и полная проводимости; e — заряд электрона; L_{AFM} — протяженность АФМ слоя.

Анализ уравнений (3) и (4) показывает возможность возникновения в антиферромагнетике индуцированного магнитного поля \mathbf{M}_z в отсутствии внешнего магнитного поля \mathbf{M}_z . В этом случае \mathbf{M}_z пропорциональна только плотности тока *j* и степени спиновой поляризации проводимости $Q \approx \overline{P}$, где равновесная спиновая поляризации $\overline{P} = \frac{n_{\downarrow} - n_{\uparrow}}{n_{\downarrow} + n_{\uparrow}}$, n_{\downarrow} ; n_{\uparrow} — парциальные концентрации спинов, ориентированных параллельно (\downarrow) и антипараллельно (\uparrow) намагниченности ферромагнетика \mathbf{M}_{FM} , $n = n_{\downarrow} + n_{\uparrow}$ полная концентрация электронов в металле.

Таким образом, под действием спин-поляризованного тока АФМ слой (рабочая область) превращается в магнетик с иными, чем в инжекторе (ФМ слой) магнитными свойствами [26]. Далее используем полученные ранее результаты исследований по формированию ТГц излучения в МП ФМ-ФМ [17, 28]. Согласно им, при переходе из инжектора уравновешенного по спинам тока, оцениваемого \overline{P}_1 , в рабочую область с иными магнитными свойствами и иным значением \overline{P}_2 , в последней возникают энергетически возбужденные, электроны проводимости, определяемые соотношением $P = \overline{P}_2 + \Delta P$, где P неравновесная спиновая поляризация [28], ΔP отклонение спиновой поляризации от \overline{P}_2 . Наибольшего значения ΔP достигает на границе магнитных слоев, которое при $j/j_D \ll 1$ имеет вид

$$\Delta P(0) = \frac{\overline{P}_1 \cos \varphi - \overline{P}_2}{j_D} j.$$
 (5)

НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, Том 22, № 8, 2020 -

439

Здесь φ — угол между векторами намагниченности магнитных слоев, а $j_D = enD/l = enl/\tau$; $D = l^2/\tau$ — эффективный коэффициент диффузии; l — длина спиновой релаксации. Изменение энергий спин-энергетических подзон происходит быстрее изменения их спинового состояния, что приводит к образованию в каждой из подзон квазиуровней Ферми ε_{\downarrow} и ε_{\uparrow} , смещенных относительно равновесного уровня Ферми ε_F [24] на величину, определяемую соотношениями

$$\Delta \varepsilon_{\downarrow} = \varepsilon_{\downarrow} - (\varepsilon_F - eV/2); \tag{6}$$

$$\Delta \varepsilon_{\uparrow} = (\varepsilon_F - eV/2) - \varepsilon_{\uparrow}, \tag{7}$$

где V — разность потенциалов, подаваемая на магнитный переход. Или выражая через равновесное значение P_2 и неравновесную добавку ΔP , определяемую соотношением (5),

$$\Delta \varepsilon_{\uparrow} = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n)^{2/3} \times \left| \left(\frac{1 - P_2 - \Delta P}{2} \right)^{2/3} - \left(\frac{1 - P_2}{2} \right)^{2/3} \right|, \quad (8)$$

$$\Delta \varepsilon_{\downarrow} = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n)^{2/3} \times \left| \left(\frac{1+P_2}{2} \right)^{2/3} - \left(\frac{1+P_2+\Delta P}{2} \right)^{2/3} \right|.$$
(9)

Здесь *h* — приведенная постоянная Планка, *m* — масса электрона.

Возникшие энергетически возбужденные электроны, не уравновешенные по спину, способны осуществлять спин-флип-переходы с излучением кванта энергии частотой, определяемой соотношением

$$v = \frac{\Delta \varepsilon_{\downarrow} + \Delta \varepsilon_{\uparrow}}{2\pi\hbar} = \frac{|\varepsilon_{\downarrow} - \varepsilon_F| + |\varepsilon_{\uparrow} - \varepsilon_F|}{2\pi\hbar}.$$
 (10)

Учитывая, что v > 0, в соотношении (10) введены знаки модуля.

Полную мощность излучения можно определить, зная вероятность межзонных излучательных квантовых переходов R_{st} . Согласно [17], для практически значимого случая $|I'|p_{F\uparrow} < hv_s$, где

 $|I'| = \frac{\partial I}{\partial p_0}, p_{F^{\uparrow}}$ — импульс Ферми в энергетически

возбужденной подзоне; І — энергия обменного

взаимодействия; v_s — частота спиновой релаксации, R_{st} определяется соотношением

$$R_{st} = \frac{6\pi^2 e^2 \mu}{n_{cp}^2 \omega} \frac{(n_{\uparrow} - n_{\downarrow})}{\hbar v_s} N_p \left(\frac{\partial I}{\partial p_i}\right)^2 \times (\cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi \cos^2 \theta \sin^2 \theta), \qquad (11)$$

где θ — разность углов отклонения векторов намагниченностей слоев от оси *z* (с учетом малости толщины слоев $\theta \sim 0$), µ и $n_{\rm cp}$ — магнитная проницаемость и показатель преломления среды соответственно; N_p — плотность фотонов внешнего магнитного поля. Тогда, используя (11), получим полную мощность излучения $W = R_{st}hv$. Ниже рассмотрена работа двух спин-инжекционных ТГц излучателей, использующих в МП АФМ слои.

Эксперименты

Эксперименты проводили с излучателями двух типов. В одном из них использована структура типа "стержень — пленка" [29] в другом структура типа "метапереход" [30].

Схема излучателя со структурой "стержень пленка" представлена на рис. 1. В нем двухслойный МП формировался в области контакта ФМ стержня из обычной конструкционной стали и пленки из АФМ металла FeMn, нанесенной на диэлектрическую подложку. ФМ стержень *1* был инжектором спин-поляризованного тока, а в



Рис. 1. Спин-инжекционный излучатель со структурой "стержень—пленка":

1 — ферромагнитный стержень (сталь) с заострением 10...50 мкм; 2 — пленка FeMn толщиной 30 нм на диэлектрической подложке; 3 — держатель подложки; 4 — диэлектрическая базовая платформа излучателя; 5 — менисковая фокусирующая линза; 6 — держатель линзы. Тонкие стрелки — поток излучения



Рис. 2. Зависимость частоты излучения v от равновесной спиновой поляризации \overline{P} рабочего слоя.

Кривая 1 соответствует экспериментально измеренным частотам для рабочих слоев из Ni (P = 0,23), Co (P = 0,33) и Fe (P = 0,4), кривая 2 — приведенным расчетным значениям частоты. Жирная точка на кривой 2 соответствует случаю использования пленки FeMn

АФМ пленке формировалась рабочая область. Одновременно ФМ стержень 1 и металлический держатель подложки 3 выполняли функцию токоподводящих электродов. При подаче на электроды напряжения V через МП протекал спин-поляризованный ток. При превышении им порогового значения возбуждалось электромагнитное излучение ТГц диапазона. Оно (на рис. 1 изображено тонкими стрелками), формируемое в точке контакта стержень-пленка, равномерно распространялось в сферу с центров в точке контакта. Часть излучаемого сигнала попадала на фокусирующую линзу, преобразующую эту часть излучения в параксиальный луч. Переносимую им мощность регистрировал детектор, оптоакустический приемник (ячейка Голея).

Оценку частоты излучения проводили с помощью дифракционной решетки (ДР) с периодом *l* по методике, описанной в работе [31]. Согласно ей, длина волны сигнала λ определялась из соотношения sin α – sin $\beta = \frac{n\lambda}{l}$, где *n* номер дифракционной гармоники, который в эксперименте был равен 1. Углы падения α и отражения β сигнала отсчитывались от нормали к поверхности ДР. Оценка центральной частоты излучения дала значения v = 16 ТГц. Для установления идентичности регистрируемого сигнала излучателя с пленкой FeMn с сигналами излучателей, использующих ферромагнитные пленки Fe, Co, Ni, воспользуемся связью частоты излучения v с равновесной спиновой поляризацией \overline{P} .

На рис. 2 представлена такая связь экспериментально измеренных частот излучателей, использующих пленки Ni, Co, Fe, с их значениями равновесной спиновой поляризации Р (кривая 1). Значение равновесной спиновой поляризации \overline{P} для FeMn нам неизвестно, поэтому воспользуемся расчетной зависимостью значения v от P, приведенной к среднему экспериментальному значению (кривая 2), на которой жирная точка соответствует частоте сигнала 16 ТГц (частота излучателя с пленкой FeMn). Из рис. 2 видно, что равновесная спиновая поляризация для FeMn, возникающая под действием спин-поляризованного тока, близка, но больше значения равновесной спиновой поляризации для Fe. В целом результаты, представленные на рис. 2, показывают физическую идентичность (связь v и P) регистрируемых сигналов при использовании различных пленок, в том числе и АФМ пленки FeMn.

Выше показано, что под действием спин-поляризованного тока АФМ пленка становится магнетиком с собственным значением равновесной спиновой поляризации $\overline{P} > 0,4$. В рамках наших представлений мощность спин-инжекционного излучения, согласно (10), главным образом зависит от значения \overline{P} (мощность излучения *W* пропорциональна $n_{\uparrow} - n_{\downarrow} = n \overline{P}$). Чем больше значение \overline{P} , тем больше мощность излучения при равных значениях тока. Это видно из результатов исследований, представленных на рис. 3. Связь мощности сигнала W со значением \overline{P} видна из сравнения зависимости мощности излучения от тока для двух пленок с известными значениями \overline{P} , Fe₃O₄ ($\overline{P} \approx 1$), Fe ($\overline{P} \approx 0,4$). Излучатель с пленкой FeMn имеет большие значения



Рис. 3. Зависимость излучаемой мощности W от плотности тока j, протекающего через магнитный переход, для структуры излучателя с различными пленками: $1 - \text{Fe}_3\text{O}_4$; 2 - FeMn; 3 - F



Рис. 4. Излучатель с "метапереходом":

1 — диэлектрическая подложка; 2 — столбики Fe; 3 — покрывающий столбики слой АФМFeMn; 4 — контактные площадки; L и D — размеры метаперехода

пускового и рабочего токов, чем излучатель с пленкой Fe_3O_4 , но меньшие, чем излучатель с пленкой Fe. Это соответствует ранее сделанному предположению о том, что значение \overline{P} для FeMn несколько больше, чем для Fe.

Приведенные выше результаты касаются исследования единичного МП. Для увеличения мощности излучения представляет интерес излучатель, структура которого включает множество МП. Как один из вариантов такого излучателя, нами рассмотрен излучатель со структурой типа "метапереход", подробно описанный в работах [30, 32].

Его структура представлена на рис. 4. Она образована неперкалированными столбиками Fe

высотой 15...20 нм и диаметром 50...70 нм, находящимися на расстоянии 10...15 нм друг от друга. Столбики нанесены на диэлектрическую подложку толщиной 500 мкм и покрыты сверху слоем FeMn толщиной до $\Delta \approx 30$ нм. Для подачи напряжения на МП сделаны контактные площадки. Расстояние между ними L = 100 мкм, ширина "метаперехода" D = 200 мкм.

Может показаться, что увеличение числа МП приведет к росту пускового и рабочего токов излучателя. Но малые геометрические размеры МП на столбиках и эффект "фокусировки" тока в столбики Fe, вследствие того, что сопротивление столбиков почти на порядок меньше сопротивления слоя FeMn, обеспечивает необходимую плотность тока в МП для функционирования мини-излучателя. Таким образом, в новой структуре излучателя интегральные значения тока одного порядка со значениями токов в экспериментах со структурой "стержень—пленка".

Исследуемый в работе диапазон частот (7...30 ТГц) находится в области максимума теплового излучения физических тел. Для установления нетепловой природы излучения в метапереходе были проанализированы осциллограммы фронта нарастания мощности сигнала для структуры со столбиками Fe и структуры без столбиков.

На рис. 5, *а* представлена осциллограмма для излучателя с метапереходом. Здесь передний фронт имеет скачкообразный вид, что свидетельствует о преимущественной динамической компоненте излучения. Для сравнения, осцилло-



Рис. 5. Осциллограммы нарастания мощности сигнала излучателя в условных единицах при включении излучателя с метапереходом (a) и излучателя со структурой без столбиков Fe (б)





7 — излучатель с метапереходом после воздействия на него внешним магнитным полем; 2 —тот же излучатель до воздействия на него внешним магнитным полем; 3 — излучатель со структурой "стержень—пленка"

грамма на рис. 5, *б* демонстрирует плавное нарастание мощности сигнала излучателя со структурой без магнитных столбиков, что более характерно для тепловых процессов. Это показывает нетепловую природу спин-инжекционного излучения.

Магнитная природа спин-инжекционного излучения должна проявляться и в зависимости мощности излучения от воздействия внешнего магнитного поля, так как она зависит от угла между векторами намагниченности слоев МП (согласно (11), мощность прямо пропорциональна $\cos^2 \varphi$). Она максимальна при $\varphi = 0$ или $\varphi = \pi$. В общем случае ориентация намагниченностей железных столбиков в "метапереходах" произвольна. Под действием внешнего магнитного поля намагниченность различных столбиков упорядочивается, ориентируясь вдоль вектора внешнего магнитного поля, и φ принимает значение 0 или π , что должно увеличить мощность излучения.

На рис. 6 представлены экспериментальные данные, демонстрирующие результат воздействия на "метапереход" внешнего магнитного поля равного 1,5 Тл. После этого функционирование излучателя проходило в обычном режиме. Большая эффективность излучателя после воздействия внешнего магнитного поля (кривая *1*) по сравнению с его мощностью до воздействия (кривая *2*), объясняется нами более высокой упорядоченностью магнитной структуры "метаперехода". Для сравнения, аналогичная зависимость представлена для излучателя со структурой "стержень—пленка" (кривая *3*). Здесь хорошо видно, что излучатель с "метапереходом" имеет во много раз большую энергоэффективность. Это объясняется тем, что при протекании в МП близких по значению токов, излучение в структуре "стержень—пленка" наблюдается лишь на расстоянии длины спиновой релаксации $l \approx 30$ нм от границы острия одного используемого стержня. В случае же "метаперехода" излучательные процессы могут проходить по всей поверхности (большое число МП "столбик—пленка"), по крайней мере там, где сохраняются условия для инверсной заселенности спиновых энергетических подзон.

Заключение

Рассмотрен оригинальный способ возбуждения собственной намагниченности в АФМ слое МП ФМ-АФМ. Он определяется скашиванием подрешеток АФМ слоя спин-поляризованным током сравнительно небольшого значения (десятки миллиампер). Возникающая собственная намагниченность АФМ слоя взаимодействует со спин-поляризованным током, что приводит к возбуждению электромагнитных колебаний ТГц диапазона. Представлены экспериментальные результаты, демонстрирующие эффективность рассмотренного способа на примере использования АФМ пленки FeMn в МП излучателей разной структуры. Кроме того, экспериментально показано, что использование АФМ слоя дает дополнительные возможности снижения пусковых токов и изменения частоты излучения.

Работа выполнена при частичном финансировании по гранту РФФИ № 20-07-00349 А.

Список литературы

1. Baltz V., Manchon A., Tsoi M., Moriyama T., Ono T., Tserkovnyak Y. Antiferromagnetic spintronics // Rev. Mod. Phys. 2018. Vol. 90. P. 015005.

2. **Dhillon S. S., Vitiello M. S., Linfield E. H.** et al. The 2017 terahertz science and technology roadmap // J. Phys. D: Appl. Phys. 2017. Vol. 50. P. 043001.

3. Hellman F., Hoffmann A., Tserkovnyak Y. et al. Interface-induced phenomena in magnetism // Rev. Mod. Phys. 2017. Vol. 89. P. 025006.

4. Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Чигарев С. Г. Спин-инжекционные генераторы терагерцовых волн на основе металлических магнитных структур // РЭ. 2015. Т. 60, № 5. С. 441—467.

5. Kadigrobov A., Ivanov Z., Claeson T., Shekhter R. I., Jonson M. Giant lasing effect in magnetic nanoconductors // Europhys. Lett. 2004. Vol. 67. P. 948–954.

6. Khymyn R., Lisenkov I., Tiberkevich V., Ivanov B. A., Slavin A. Antiferromagnetic THz-frequency Josephson-like

Oscillator Driven by Spin Current // Sci. Rep. 2017. Vol. 7. P. 43705.

7. Sulymenko O. R., Prokopenko O. V., Tiberkevich V. S., Slavin A. N., Ivanov B. A., Khymyn R. S. Terahertz-Frequency Spin Hall Auto-oscillator Based on a Canted Antiferromagnet // Phys. Rev. Appl. 2017. Vol. 8. P. 064007.

8. Kadigrobov A. M., Shekhter R. I., Jonson M. Photon generation in ferromagnetic point contacts // Low Temp. Phys. 2012. Vol. 38. P. 1133–1138.

9. Urazhdin S., Anthony N. Effect of Polarized Current on the Magnetic State of an Antiferromagnet // Phys. Rev. Lett. 2007. Vol. 99. P. 046602.

10. **Gomonai E. V., Loktev V. M.** Distinctive effects of a spin-polarized current on the static and dynamic properties of an antiferromagnetic conductor // Low Temp. Phys. 2008. Vol. 34. P. 198–206.

11. **Gomonay H., Loktev V.** Spin-polarized Current-induced Instability in the Spin-Valve Antiferromagnetic Layer // J. Magn. Soc. Jpn. 2008. Vol. 32. P. 535–539.

12. Nunez A. S., Duine R. A., Haney P., MacDonald A. H. Theory of spin torques and giant magnetoresistance in antiferromagnetic metals // Phys. Rev. B. 2006. Vol. 73. P. 214426.

13. Wei Z., Sharma A., Nunez A. S. et al. Changing Exchange Bias in Spin Valves with an Electric Current // Phys. Rev. Lett. 2007. Vol. 98. P. 116603.

14. Wei Z., Sharma A., Bass J., Tsoi M. Point-contact search for antiferromagnetic giant magnetoresistance // J. Appl. Phys. 2009.Vol. 105. P. 07D113.

15. **Basset J., Wei Z., Tsoi M.** Current-Induced Reorientation of Exchange Bias on a Nanoscale // IEEE Trans. Magn. 2010. Vol. 46. P. 1770–1772.

16. Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Крикунов А. И., Панас А. И., Эпштейн Э. М. Создаваемая током инверсная заселенность спиновых подзон в магнитных переходах // ПЖЭТФ. 2007. Т. 85. Вып. 3. С. 192—196.

17. Гуляев Ю. В., Вилков Е. А., Зильберман П. Е., Михайлов Г. М., Чигарев С. Г. SD-обменное излучение в ферромагнитных переходах // РЭ. 2013. Т. 58. № 12. С. 1187—1191.

18. Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Маликов И. В. и др. Спин-инжекционное терагерцовое излучение в магнитных переходах // ПЖТЭФ. 2011. Т. 93. Вып. 5. С. 289—292.

19. Вилков Е. А., Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е. и др. Стимулированное терагерцовое излучение // РЭ. 2015. Т. 60. № 9. С. 963—966.

20. **Аронов А. Г., Пикус Г. Е.** Спиновая инжекция в полупроводниках // ФТП. 1976. Т. 10. № 6. С. 1177—1180.

21. **Heide C., Zilberman P. E., Elliott R. J.** Current-driven switching of magnetic layers // Phys. Rev. B. 2001. Vol. 63, P. 064424.

22. Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Эпштейн Э. М. Влияние инжекции спинов на доменную структуру и проводимость магнитного перехода // РЭ. 2001. Т. 46. № 7. С. 794—801.

23. Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Эпштейн Э. М., Элиотт Р. Дж. Инжекция спинов током в магнитных переходах металл-металл // РЭ. 2003. Т. 48. № 9. С. 1030—1044.

24. Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Эпштейн Э. М. Влияние тока на колебания намагниченности в переходе ферромагнетик-антиферромагнетик // ЖЭТФ. 2012. Т. 141. Вып. 2. С. 335—344.

25. Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Котов В. Д., Михайлов Г. М., Чигарев С. Г., Эпштейн Э. М. Создаваемый током резонанс в переходах ферромагнетик—антиферромагнетик // РЭ. 2012. Т. 57, № 8. С. 888—892.

26. Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Касаткин С. И., Михайлов Г. М., Чигарев С. Г. Наблюдение терагерцового излучения в структуре ферромагнетик-антиферромагнетик // РЭ. 2013. Т. 58, № 7. С. 704—707.

27. Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Т., Пелетминский С. В. Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 368 с.

82. Вилков Е. А., Михайлов Г. М., Чигарев С. Г. и др. Перестройка частоты спин-инжекционного излучения в магнитном контактном переходе // РЭ. 2016. Т. 61, № 9. С. 844—851.

29. Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Панас А. И. и др. Твердотельный источник электромагнитного излучения. Патент РФ № 2464683 от 20.10.2012.

30. Вилков Е. А., Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е. и др. Твердотельный источник электромагнитного излучения. Патент РФ № 2688096 от 20.05.2019.

31. **Чигарев С. Г., Маликов И. В., Михайлов Г. М.** Исследование частотных характеристик спин-инжекционного излучателя в терагерцовом диапазоне с помощью дифракционной решетки // РЭ. 2013. Т. 58, № 3. С. 270—275.

32. Вилков Е. А., Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е. и др. Спин-инжекционный терагерцовый генератор на базе монолитной структуры типа "метапереход" // РЭ. 2015. Т. 60, № 9. С. 992—996.

A. I. Panas, D. Sc., Professor, Deputy Director,

A. I. Shokin ISTOK Research and Production Enterprise, Fryazino, Moscow oblast, 141190 Russian Federation, e-mail: aipanas@istokmw.ru,

S. G. Chigarev, Ph. D., Lead Researcher, E. A. Vilkov, D. Sc., Lead Researcher,

O. A. Byshevski-Konopko, Ph. D., Senior Researcher,

Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics (Fryazino Branch), Russian Academy of Sciences, Fryazino, Moscow oblast, 141190 Russian Federation

Corresponding author:

Panas Andrey I., D. Sc., Deputy Director, Professor, A. I. Shokin ISTOK Research and Production Enterprise, Fryazino, Moscow oblast, 141190, Russian Federation, E-mail: aipanas@istokmw.ru

– НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, Том 22, № 8, 2020 -

Appearance of Intrinsic Magnetization in FeMn Antiferromagnetic Film under the Action of Spin-Polarized Current

Received on July 29, 2020 Accepted on August 07, 2020

The article presents the results of research of two spin-injection sources of THz radiation using different structures of thin-film magnetic transitions (MT) with antiferromagnetic (AFM) FeMn film of nanoscale thickness and ferromagnetic (FM) Fe layer. In both variants, the possibility of intrinsic magnetization forming in the AFM film under the action of a spin-polarized current of a relatively small value formed in the FM layer is shown. The physical foundations of this effect based on the AFM sublattices beveling by a spin-polarized current due to the sd-exchange interaction of the conduction electrons spins with the spins of d electrons of the FM crystal lattice are considered. This does not require an external magnetic field. sd-exchange mechanism of excitation of intrinsic magnetization in AFM is an alternative to the spin-orbit mechanism, which has been widely considered recently. The relations for calculating the frequency and power of spin-injection radiation are given. New experimental results have been obtained that develop the concept of the AFM's intrinsic magnetization. The non-thermal nature of spin-injection radiation and the possibility of increasing the efficiency of the emitter operation due to the ordering of the MT structure by an external magnetic field are shown. The way of increasing the efficiency of spin-injection emitters by creating structures with multiple independently operating micro-emitters at frequencies close to 16 THz and with a signal power of up to a hundred microwatts has been determined. In general, it is shown that the use of the effect of excitation of intrinsic magnetization in AFM is of interest, both from the point of view of the development of theoretical ideas about the magnetic properties of AFM, and from a practical point of view for the creation of spin-injection lasers (tasers).

Keywords: antiferromagnetic, spin injection, spin-polarized current, spin-flip transition, THz radiation, radiation power

For citation:

Panas A. I., Chigarev S. G., Vilkov E. A., Byshevski-Konopko O. A. Appearance of Intrinsic Magnetization in FeMn Antiferromagnetic Film under the Action of Spin-Polarized Current, *Nano- i mikrosistemnaya tekhnika*, 2020, vol. 22, no. 8, pp. 438–446.

DOI: 10.17587/nmst.20.438-446

References

1. Baltz V., Manchon A., Tsoi M., Moriyama T., Ono T., Tserkovnyak Y. Antiferromagnetic spintronics, *Rev. Mod. Phys.*, 2018, vol. 90, p. 015005.

2. Dhillon S. S., Vitiello M. S., Linfield E. H. et al. The 2017 terahertz science and technology roadmap, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2017, vol. 50, p. 043001.

3. Hellman F., Hoffmann A., Tserkovnyak Y. et al. Interface-induced phenomena in magnetism, *Rev. Mod. Phys.*, 2017, vol. 89, p. 025006.

4. Gulyaev Yu. V., Zil'berman P. E., Chigarev S. G. Spin-Injection Generators of Terahertz Waves Based on Metal Magnetic Structures, *J. Commun. Technol. Electron.*, 2015, vol. 60, pp. 411–435.

5. Kadigrobov A., Ivanov Z., Claeson T., Shekhter R. I., Jonson M. Giant lasing effect in magnetic nanoconductors, *Europhys. Lett.*, 2004, vol. 67, pp. 948–954.

6. Khymyn R., Lisenkov I., Tiberkevich V., Ivanov B. A., Slavin A. Antiferromagnetic THz-frequency Josephson-like Oscillator Driven by Spin Current, *Sci. Rep.*, 2017, vol. 7, p. 43705.

7. Sulymenko O. R., Prokopenko O. V., Tiberkevich V. S., Slavin A. N., Ivanov B. A., Khymyn R. S. Terahertz-Frequency Spin Hall Auto-oscillator Based on a Canted Antiferromagnet, *Phys. Rev. Appl.*, 2017, vol. 8, p. 064007. 8. Kadigrobov A. M., Shekhter R. I., Jonson M. Photon generation in ferromagnetic point contacts, *Low Temp. Phys.*, 2012, vol. 38, pp. 1133–1138.

9. Urazhdin S., Anthony N. Effect of Polarized Current on the Magnetic State of an Antiferromagnet, *Phys. Rev. Lett.*, 2007, vol. 99, p. 046602.

10. Gomonai E. V., Loktev V. M. Distinctive effects of a spin-polarized current on the static and dynamic properties of an antiferromagnetic conductor, *Low Temp. Phys.*, 2008, vol. 34, pp. 198–206.

11. Gomonay H., Loktev V. Spin-polarized Current-induced Instability in the Spin-Valve Antiferromagnetic Layer, *J. Magn. Soc. Jpn.*, 2008, vol. 32, pp. 535–539.

12. Nunez A. S., Duine R. A., Haney P., MacDonald A. H. Theory of spin torques and giant magnetoresistance in antiferromagnetic metals, *Phys. Rev. B*, 2006, vol. 73, p. 214426.

13. Wei Z., Sharma A., Nunez A. S., Haney P. M., Duine R. A., Bass J., MacDonald A. H., Tsoi M. Changing Exchange Bias in Spin Valves with an Electric Current, *Phys. Rev. Lett.*, 2007, vol. 98, p. 116603.

14. Wei Z., Sharma A., Bass J., Tsoi M. Point-contact search for antiferromagnetic giant magnetoresistance, *J. Appl. Phys.*, 2009, vol. 105, p. 07D113.

15. **Basset J., Wei Z., Tsoi M.** Current-Induced Reorientation of Exchange Bias on a Nanoscale, *IEEE Trans. Magn.*, 2010, vol. 46, pp. 1770–1772. 16. Gulyaev Yu. V., Zil'berman P. E., Krikunov A. I., Panas A. I., Epshtein E. M. Current-Induced Inverse Population of Spin Subbands in Magnetic Junctions, *JETP Letters*, 2007, vol. 85, pp. 160–164.

17. Gulyaev Yu. V., Vilkov E. A., Zil'berman P. E., Mikhailov G. M., Chigarev S. G. sd-Exchange Emission in Ferromagnetic Junctions, *J. Commun. Technol. Electron.*, 2013, vol. 58, pp. 1137–1141.

18. Gulyaev Yu. V., Zilberman P. E., Malikov I. V., Mikhailov G. M., Panas A. I., Chigarev S. G., Epshtein E. M. Spin-Injection Terahertz Radiation in Magnetic Junctions, *JETP Letters*, 2011, vol. 93, pp. 259–262.

19. Gulyaev Yu. V., Vilkov E. A., Zil'berman P. E., Mikhailov G. M., Chernykh A. V., Chigarev S. G. Stimulated Terahertz Emission, *J. Commun. Technol. Electron.*, 2015, vol. 60, pp. 1016–1019.

20. Aronov A. G., Pikus G. E. Spin injection into semiconductors, *Sov. Phys. Semicond.*, 1976, vol. 10, pp. 698–700.

21. Heide C., Zilberman P. E., Elliott R. J. Current-driven switching of magnetic layers, *Phys. Rev. B.*, 2001, vol. 63, p. 064424.

22. Gulyaev Yu. V., Zil'berman P. E., Epshtein E. M. The Effect of Spin Injection on the Domain Structure and the Conductance of a Magnetic Junction, *J. Commun. Technol. Electron.*, 2001, vol. 46, pp. 794–801.

23. Gulyaev Yu. V., Zil'berman P. E., Epshtein E. M., Elliott R. J. Spin Injection by Current in Metal—Metal Magnetic Junctions, *J. Commun. Technol. Electron.*, 2003, vol. 48, pp. 942—956.

24. **Gulyaev Yu. V., Zilberman P. E., Epshtein E. M.** Effect of Current on Magnetization Oscillations in the Ferromagnet—Antiferromagnet Junction, *JETP*, 2012, vol. 114, pp. 296—304.

25. Gulyaev Yu. V., Zilberman P. E., Kotov V. D., Mikhailov G. M., Chigarev S. G., Epshtein E. M. Current-induced Resonance in Ferromagnet-Antiferromagnet Junctions, *J. Commun. Technol. Electron.*, 2012, vol. 57, pp. 813–817.

26. Gulayev Yu. V., Zil'berman P. E., Kasatkin S. I., Mikhailov G. M., Chigarev S. G. Terahertz Emission in the Ferromagnetic—Antiferromagnetic Structure, *J. Commun. Technol. Electron.*, 2013, vol. 58, pp. 716–719.

27. Akhiezer A. I., Bar'yakhtar V. G., Peletminskii S. V. *Spin waves*, Amsterdam, North-Holland Publ. Co., 1968.

28. Vilkov E. A., Mikhailov G. M., Chigarev S. G., Gulyaev Yu. V., Korenivskii V. N., Nikitov S. A., Slavin A. N. Frequency Tuning of the Spin-Injection Radiation in the Magnetic Contact Junction, *J. Commun. Technol. Electron.*, 2016, vol. 61, pp. 995–1002.

29. Gulyaev Yu. V., Zil'berman P. E., Panas A. I., Epshtein E. M., Chigarev S. G. Solid-state electromagnetic radiation source, Patent RU 2,464,683 C1 (20 October 2012).

30. Vilkov E. A., Gulyaev Yu. V., Zil'berman P. E., Panas A. I., Chigarev S. G., Mikhailov G. M., Malikov I. V., Chernykh A. V. Solid-state electromagnetic radiation source, Patent RU 2,688,096 C2 (20 May 2019).

31. Chigarev S. G., Malikov I. V., Mikhailov G. M. Analysis of the Frequency Characteristics of the Spin-Injection Emitter in the Terahertz Range Using a Diffraction Grating, *J. Commun. Technol. Electron.*, 2013, vol. 58, pp. 238–242.

32. Vilkov E. A., Gulyaev Yu. V., Zil'berman P. E., Malikov I. V., Mikhailov G. M., Panas A. I., Chernykh A. V., Chigarev S. G. A Spin-Injection Terahertz Generator Based on the Metatransition Monolithic Structure, *J. Commun. Technol. Electron.*, 2015, vol. 60, pp. 1044–1047.

Элементы MHCT *M*icro-AND NANOSYSTEM TECHNIQUE ELEMENTS

УДК 539.23-022.53

DOI: 10.17587/nmst.22.447-451

П. А. Александров, д-р физ.-мат. наук, директор Института информационных технологий НИЦ "Курчатовский институт", e-mail: alexandrov_pa@nrcki.ru, **В. И. Жук,** канд. физ.-мат. наук, вед. науч. сотр., e-mail: vict-zh@yandex.ru, НИЦ "Курчатовский институт", Москва

О ВЛИЯНИИ НА РАБОТУ КВАДРИРОВАННОГО ТРАНЗИСТОРА КОРОТКИХ ЗАМЫКАНИЙ МЕЖДУ ЗАТВОРАМИ ОДИНОЧНЫХ ТРАНЗИСТОРОВ, ДРУГИМИ ИХ ВЫВОДАМИ И ИСТОЧНИКОМ ПИТАНИЯ

Поступила в редакцию 02.07.2020

Рассмотрено влияние на работу квадрированного транзистора коротких замыканий между затвором полевого транзистора и другими его выводами (истоком, стоком, подложкой), а также их источником питания при входных логических сигналах "0" и "1" на затворе для двух вариантов схемы квадрированного транзистора. Показано, что в подавляющем числе случаев результат на выходе квадрированного транзистора оказывается верным.

Ключевые слова: наноэлектроника, микроэлектроника, отказоустойчивость, отказ, резервирование, квадрирование, квадрированный транзистор, одиночный транзистор, облучение

Введение

В работах [1, 2] предложены и рассмотрены способы построения отказоустойчивых цифровых микросхем из 4-кратно или 9-кратно резервированных транзисторных структур, которые состоят из одиночных полевых транзисторов и используются в микросхеме как 4-кратно или как 9-кратно резервированный транзистор. В работах [3, 5] 4-кратно резервированные транзисторы названы квадрированными транзисторами. А 9-кратно резервированные транзисторы в работах [4, 5] называют также квадратной трехстрочной транзисторной матрицей.

В работах [1, 2] приведены формулы вероятностей отказа этих резервированных транзисторов и состоящих из них схем, но аргументом в этих формулах служит представленная в буквенном виде вероятность одиночного отказа, которая не раскрывается.

В работах [3—5] рассматривается отказоустойчивость микросхем, построенных их этих резервированных транзисторов и работающих при облучении.

Построение квадрированных и 9-кратно резервированных транзисторов основано на принятом предположении, что их отказы могут быть вызваны коротким замыканием (КЗ) или обрывом между истоком и стоком одиночного полевого транзистора. Поэтому квадрированные и 9-кратно резервированные транзисторы построены путем параллельного и последовательного резервирования одиночных транзисторов с тем, чтобы исключить влияние указанных видов их отказов на результат работы этих резервированных транзисторов. Однако наряду с отказами квадрированных и 9-кратно резервированных транзисторов, вызванных КЗ и обрывами между истоком и стоком одиночных полевых транзисторов, в микросхемах могут встретиться отказы этих транзисторов, вызванные КЗ между затвором одиночного транзистора, с одной стороны, и его истоком, стоком, подложкой и источником питания, с другой стороны. Для упрощения назовем эти отказы дополнительными, или "затворными". А отказы, вызванные КЗ и обрывами между истоком и стоком одиночных транзисторов, назовем основными, или истоко-сточными.

В данной работе рассмотрим влияние дополнительных отказов на работу квадрированного транзистора, поскольку квадрирование представляется одним из наиболее приемлемых способов построения отказоустойчивых микросхем с учетом затрат аппаратуры, что можно видеть из работы [5, табл. 10, С. 104].

1. Схемы квадрированного транзистора для рассмотрения влияния дополнительных отказов на его работу

На рис. 1 и 2 показаны два варианта квадрированного транзистора, содержащего одинаковые одиночные полевые транзисторы T_1 , T_2 , T_3 , T_4 и резистор R, на который подано положительное напряжение +E. Резистор R введен для упрощения рассмотрения работы схемы, а в реальной схеме он может быть заменен одиночным транзистором. Выходной сигнал квадрированного транзистора и его выход обозначены B, а его входной сигнал и его вход обозначены A. По-



Рис. 1. Первый вариант схемы квадрированного транзистора с короткими замыканиями между затвором одиночных транзисторов и их истоком, стоком и источником питания



Рис. 2. Второй вариант схемы квадрированного транзистора с короткими замыканиями между затвором одиночных транзисторов и их истоком, стоком и источником питания

ложительные значения этих сигналов соответствуют логическому сигналу "1", а их значения, близкие к нулю, — логическому сигналу "0".

На входе A квадрированного транзистора показан условно источник входного сигнала A. Этот источник представлен в виде инвертора, содержащего резистор R_0 и транзистор T_0 .

На рис. 1 и 2 штриховой линией показаны линия короткого замыкания между затвором транзистора T_1 и его истоком, обозначенная K3 U_1 , линия короткого замыкания между затвором транзистора T_3 и его истоком, обозначенная K3 U_3 , а также линия короткого замыкания между затвором транзистора T_1 и его стоком, обозначенная K3 C_1 , линия короткого замыкания между затвором транзистора T_3 и его стоком, обозначенная K3 C_3 . Кроме того, на рис. 1 и 2 штриховой линией показаны линия короткого замыкания между затвором транзистора T_1 и источником питания + E, обозначенная K3₊.

2. Случаи короткого замыкания между затворами транзисторов T_1 и T_3 , с одной стороны, и их истоками и стоками, с другой стороны

Рассмотрим различные случаи КЗ между затворами транзисторов T_1 и T_3 с одной стороны и их истоками.

1. При КЗ между затвором и истоком транзистора T_1 (*замыкание по штриховой линии КЗИ*₁) в случае, если входной сигнал A — положительный, т. е. если логический сигнал A = 1, то транзистор T_1 будет закрыт, а в транзисторе T_3 может быть обрыв (может "сгореть"). В квадрированном транзисторе на рис. 2 транзисторы T_2 и T_4 будут открыты, и результат будет B = 0, т. е. верный.

В квадрированном транзисторе на рис. 1 транзистор T_2 будет закрыт, а транзистор T_4 может "сгореть", т. е. в нем может быть обрыв. Результат будет B = 1, т. е. неверным.

2. При КЗ между затвором и истоком транзистора T_3 (замыкание по штриховой линии $K3H_3$), если A = 1, то на всех затворах транзисторов T_1 , T_2 , T_3 , T_4 появится сигнал "0" (Земля), и результат B = 1 будет не верен.

3. При КЗ между затвором и истоком транзистора T_1 (*замыкание по штриховой линии КЗИ*₁), если A = 0, то все транзисторы на рис. 1 и 2 будут закрыты, и результат B = 1 будет верен.

4. При КЗ между затвором и истоком транзистора T_3 (*замыкание по штриховой линии КЗИ*₃), если A = 0, то все транзисторы будут закрыты и результат B = 1 будет верным.

5. При КЗ между затвором и стоком транзистора T_1 (замыкание по штриховой линии $K3C_1$), если A = 1, то резистор R_0 источника сигнала A и резистор R источника питания окажутся соединенными параллельно, транзисторы T_2 и T_3 будут открыты, и результат B = 0 будет верным.

Рассмотрим различные случаи КЗ между затворами транзисторов T_1 и T_3 с одной стороны и их стоками.

6. При КЗ между затвором и стоком транзистора T_1 (замыкание по штриховой линии $K3C_1$), если A = 1, то результат B = 0 будет верным.

7. При КЗ между затвором и стоком транзистора T_1 (замыкание по штриховой линии $K3C_1$), если A = 0, то результат B = 0 будет неверным.

8. При КЗ между затвором и стоком транзистора T_3 (замыкание по штриховой линии $K3C_3$), если A = 1, то результат B = 0 будет верным, хотя в транзисторе T_3 может быть обрыв (может сгореть).

9. При КЗ между затвором и стоком транзистора T_3 (замыкание по штриховой линии $K3C_3$), если A = 0, то результат B = 1 будет верным.

Таким образом, K3 между затвором и истоком транзисторов при A = 0 дает верный результат.

КЗ между затвором и истоком транзистора T_1 при A = 1 дает верный результат в схеме на рис. 2, и неверный результат в схеме на рис. 1.

При КЗ между затвором и истоком транзистора T_3 , если A = 1, то результат будет неверным.

При КЗ между затвором и стоком транзистора T_1 , если A = 1, то результат будет верным.

Таблица 1 Результаты работы квадрированного транзистора при КЗ между затвором и истоком одиночного транзистора

Входной	Схема квадрированного	Резу (выходной	льтат і сигнал) <i>В</i>
сигнал А	транзистора	для T ₁	для <i>T</i> ₃
A = 0	Рис. 1, 2	Верно	Верно
<i>A</i> = 1	Рис. 1 Рис. 2	<u>Не верно</u> Верно	Верно Верно

Таблица 2

Результаты работы квадрированного транзистора при K3 между затвором и стоком одиночного транзистора

Входной	Схема квадрированного	Результат (выходной сигнал) В	
сигнал А	транзистора	для T ₁	для <i>T</i> ₃
A = 0 $A = 1$	Рис. 1, 2 Рис. 1, 2	<u>Не верно</u> Верно	Верно Верно

При КЗ между затвором и стоком транзистора T_1 , если A = 0, то результат будет неверным.

При КЗ между затвором и стоком транзистора T_3 результат будет верным при значениях A = 1 и A = 0.

Результаты работы квадрированного транзистора при КЗ между затвором одиночного транзистора и его истоком представлены в табл. 1. Результаты работы квадрированного транзистора при КЗ между затвором одиночного транзистора и его стоком с представлены в табл. 2.

Из табл. 1 видно, что для схемы квадрированного транзистора на рис. 2 результат его работы будет всегда верен. А результат работы квадрированного транзистора на рис. 1 будет не верен только в одном случае, а именно для одиночного транзистора T_1 при входном сигнале A = 1.

Из табл. 2 видно, что для обоих вариантов схем квадрированного транзистора результат его работы будет неверен только при входном сигнале A = 0.

3. Случаи короткого замыкания между затвором и подложкой одиночного транзистора

Существуют два случая подсоединения подложки к шинам питания:

— подложка подсоединена к "Земле";

— подложка подсоединена к шине положительного напряжения (+E).

1. Подложка подсоединена к "Земле". При КЗ между подложкой и затвором сигнал *A* = 1, по-

даваемый на затвор, превращается в сигнал A = 0, и результат B = 1 будет неверным.

Если же на затвор подается сигнал A = 0, то результат B = 1 будет верным.

2. Подложка подсоединена к шине +E. При K3 между подложкой и затвором сигнал A = 1, подаваемый на затвор, приводит к верному результату B = 0.

При сигнале A = 0, подаваемом на затвор, на котором оказывается напряжение +E, может сгореть одиночный транзистор T_0 источника сигнала, т. е. выходной транзистор предыдущего логического элемента, и результат B = 1 будет верен.

Таким образом, при КЗ между затвором и подложкой одиночного транзистора возможны следующие случаи:

1) если подложка подсоединена к шине +E, то при любом входном сигнале A = 0 или A = 1, подаваемом на затвор, результат будет верен;

2) если подложка подсоединена к "Земле", то при входном сигнале A = 0, подаваемом на затвор, результат будет верен, а при входном сигнале A = 1 результат будет не верен.

4. Короткое замыкание между затвором и источником питания одиночных транзисторов

На рис. 1 и 2 схем одиночного транзистора K3 между затвором транзистора T_1 и источником питания +E показано штриховой линией K3₊. Предполагается, что длина этой линии намного короче, чем длина линий K3 между истоком и стоком транзистора, и что вследствие этого вероятность K3 между затвором транзистора и источником питания будет меньше, чем вероятность K3 между затвором и истоком или стоком этого транзистора.

При КЗ между затвором и источником питания +*E* (*штриховая линия* K3₊ на рис. 1 и 2) и входном сигнале A = 1 на затворах всех транзисторов T_1 , T_2 , T_3 и T_4 , сохраняется сигнал A = 1 = +E, и результат B = 0 будет верным.

Если же на затвор будет подан входной сигнал A = 0, т. е. транзистор T_0 источника входного сигнала будет открыт, то K3 между затвором и источником питания приведет к тому, что транзистор T_0 сгорит и на входе квадрированного транзистора будет сигнал A = 1, вследствие чего на его выходе появится неверный сигнал B = 0.

Предполагается, что длина штриховой линии короткого замыкания K3₊ намного короче, чем длина линий K3 между затвором и истоком или стоком транзистора, и что вследствие этого ве-

роятность КЗ между затвором транзистора и источником питания будет меньше, чем вероятность КЗ между затвором и истоком или стоком этого транзистора.

Заключение

Рассмотрение влияния коротких замыканий между затвором полевого транзистора и другими его выводами (истоком и стоком, подложкой) на работу квадрированного транзистора показало следующее:

1) для одиночного транзистора верхнего ряда (T_1) в схеме на рис. 1 КЗ между его затвором и его истоком и стоком приводят к отказам квадрированного транзистора в двух случаях из четырех, а в схеме на рис. 2 — в одном случае из четырех;

2) для одиночного транзистора нижнего ряда (T_3) в обеих схемах КЗ между его затвором и истоком и стоком не приводят к отказам квадрированного транзистора;

3) КЗ между затвором одиночного транзистора и его подложкой, соединенной с источником питания +E, не приводит к отказам квадрированного транзистора;

4) КЗ между затвором одиночного транзистора и его подложкой, соединенной с "Землей", приводит к отказам квадрированного транзистора в одном случае из двух;

5) КЗ между затвором одиночного транзистора верхнего ряда (T_1) в обеих схемах и источником питания +E приводит к отказу квадрированного транзистора в одном случае из двух.

Таким образом, показано, что при КЗ между затвором одиночного транзистора и другими его выводами (истоком, стоком, подложкой), а также источником питания в подавляющем числе случаев результат на выходе квадрированного транзистора оказывается верным.

Список литературы

1. Maleh A. H., Al-Hashimir B. M., Melouki A. Transistor-Level Based Defect-Tolerance for Reliable Nanoelectronics // Computer Systems and Applications, 2008. AICC-SA 2008. IEEE/ACS International Conference on. 31 March—4 April 2008. URL: http://www.ccse.kfupm.edu.sa/ ~aimane/pub/Transistor-Level%20Based%20DefectTolerance%20for%20Reliable%20Nanoelectronics_AICCSA-08.pdf

2. Maleh A. H., Al-Hashimir B. M., Melouki A., Khan F. Defect Tolerant N²-Transistor Structure for Reliable Nano-

electronic Designs // IET Computers & Digital Techniques, November 2009. Vol. 3, Is. 6. P. 570–580 (with Appendix). URL: http://eprints.soton.ac.uk/267678/1/IET_Defect-TolerantStrucureNanoelectronics.pdf

3. Александров П. А., Жук В. И., Литвинов В. Л., Стельмак С. Е. О квадрировании транзисторов в нанои микроцифровых интегральных схемах при их облучении // Нано- и микросистемная техника. 2018. Т. 20, № 2. С. 111—124. 4. Александров П. А., Жук В. И., Литвинов В. Л. О применении транзисторной квадратной трехстрочной матрицы для резервирования цифровых интегральных схем при их облучении // Нано- и микросистемная техника. 2018. Т. 20, № 9. С. 561—575.

5. Александров П. А., Жук В. И., Литвинов В. Л. Способы построения отказоустойчивых цифровых микросхем и оценка вероятностей их отказа, вызванного облучением. М.: Издательский дом "ПоРог", 2019. С. 71—83.

P. A. Aleksandrov, D. Sc., Director, e-mail: alexandrov_pa@nrcki,

V. I. Zhuk, Ph. D., Leading Researcher, e-mail: vict-zh@yandex.ru,

Institute of Information Technologies, National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, 123182, Russian Federation

Corresponding author:

Zhuk Victor I., Ph. D., Leading Researcher, e-mail: vict-zh@yandex.ru, Institute of Information Technologies, National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, 123182, Russian Federation, e-mail: vict-zh@yandex.ru

On the Influence on the Operation of the Quadrated Transistor of Short Circuits between the Gate of a Single Transistor, its other Outputs and the Power Source

Received on July 02, 2020 Accepted on July 30, 2020

The influence on the operation of the quadrated transistor of short circuits between the gate of the field transistor and its other outputs (source, drain, substrate) and also its power source with input signals "0" and "1" on the gate for two variants of the quadrated transistor circuit is considered. It is shown that in an overwhelming number of cases the result at the output of the quadrated transistor is correct.

Keywords: nanoelectronics, microelectronics, fault-tolerance, failure, redundancy, quadrating, quadrated transistor, single transistor, irradiation

For citation:

Aleksandrov P. A., Zhuk V. I. On the Influence on the Operation of the Quadrated Transistor of Short Circuits between the Gate of a Single Transistor, its other Outputs and the Power Source, *Nano- i mikrosistemnaya tekhnika*, 2020, vol. 22, no. 8, pp. 447–451.

DOI: 10.17587/nmst.22.447-451

References

1. Maleh A. H., Al-Hashimir B. M., Melouki A. Transistor-Level Based Defect-Tolerance for Reliable Nanoelectronics, — Computer Systems and Applications, 2008. AI-CCSA 2008. IEEE/ACS International Conference on. (31 March—4 April 2008). http://www.ccse.kfupm.edu.sa/~aimane/pub/Transistor-Level%20Based%20DefectTolerance% 20for%20Reliable%20Nanoelectronics_AICCSA-08.pdf

2. **Maleh A. H., Al-Hashimir B. M., Melouki A., Khan F.** Defect Tolerant N²-Transistor Structure for Reliable Nanoelectronic Designs. — IET Computers & Digital Techniques, November 2009, vol. 3, is. 6, pp. 570—580 (with Appendix). http://eprints.soton.ac.uk/267678/1/IET_DefectTolerant-StrucureNanoelectronics.pdf 3.Aleksandrov P. A., Zhuk V. I., Litvinov V. L., Stelmak S. E. O kvadrirovanii transistorov v nano- I mikro- tsifrovykh integralnykh skhemakh pri ikh obluchnii, *Nano- i mikrosystemnaya tekhnika*, 2018, no. 2, pp. 111–124 (in Russian).

4. Aleksandrov P. A., Zhuk V. I., Litvinov V. L. O primenenii transistornoy kvadratnoy 3-kh strochnoy matritsy dlya rezervirovaniya tsifrovykh integralnykh schem pri ikh obluchenii, *Nano- i mikrosystemnaya tekhnika*, 2018, no. 9, pp. 561–515 (in Russian).

5. Aleksandrov P. A., Zhuk V. I., Litvinov V. L. Sposoby postroenya otkazoustoychivyh tsifrovykh microskhem I otsenka veroyatnostey ikh otkaza, vyzvannogo oblucheniem, Moscow, Izdatelskiy Dom "PoRog", 2019, pp. 71–83 (in Russian).

А. Б. Черемисин, канд. физ.-мат. наук, доц., acher612@gmail.com,
С. А. Мацегор, ст. преподаватель, macegor@list.ru,
Д. М. Пузанов, канд. техн. наук, зав. кафедрой, stvukl@mail.ru,
Черноморское высшее военно-морское ордена Красной Звезды училище имени П. С. Нахимова, г. Севастополь

ΠΡΟΤΟΤИΠ ΤΟΗΚΟΠΛΕΗΟΥΗΟΓΟ ΠΟΛΕΒΟΓΟ ΤΡΑΗ3ИСΤΟΡΑ C InZnON ΚΑΗΑΛΟΜ ΔΛЯ ΡΑ3ΡΑБΟΤΚИ ΗΟΒΟΓΟ ΤИΠΑ ΦΟΤΟΔΕΤΕΚΤΟΡΟΒ C ЧУВСТВИТЕЛЬНЫМ СЛОЕМ ИЗ КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК

Поступила в редакцию 09.08.2020

Предложена методика изготовления тонкопленочного полевого транзистора приборного качества с каналом из оксинитрида цинка-индия (InZnON) с нижним изолированным затвором. Исследован эффект умеренного нитридирования полупроводникового слоя канала на воспроизводимость и электрическую стабильность вольтамперных характеристик устройства. Продемонстрирована перспективность использования полученного тонкопленочного транзистора для разработки нового типа гибридных фотоприемников с чувствительным слоем из коллоидных квантовых точек.

Ключевые слова: тонкопленочный полевой транзистор, фототранзистор, аморфные оксидные полупроводники, коллоидные квантовые точки

Введение

В настоящее время активно ведутся исследования в сфере разработки высокоэффективных и недорогих оптоэлектронных устройств, среди них светоизлучающие устройства, фотоэлектрические преобразователи, фотодетекторы и т. п. [1—5]. Эти устройства активно применяют в различных областях науки и техники, они востребованы на рынке электронных компонентов. Это определяет растущий интерес исследователей по всему миру к поиску новых материалов и физических явлений для разработки оптоэлектронных устройств с улучшенными технико-экономическими параметрами. Одним из таких направлений является совместное использование прозрачных проводящих оксидных материалов (ZnO, InZnO, InSnO, GaInZnO, V₂O₅ и др.) и объектов с квантово-размерными эффектами (например, квантовые точки CdSe, PbS и др.) при разработке нового типа фотодетекторов [2].

Активным элементом такого устройства является структура, представляющая собой планарный тонкопленочный полевой транзистор (ТПТ) с нижним затвором, где поверхность материала канала сенсибилизирована фоточувствительным (активным) слоем. Сенсибилизатором может быть слой из квантовых точек, в котором происходит интенсивное поглощение световой энергии и генерация электронно-дырочных пар (экситонов). Фотогенерированные носители заряда (электроны или дырки) инжектируются в слой канала транзистора, что фиксируется по значению тока в канале. Очевидно, что количественные параметры тонкопленочного полевого транзистора, а также эффективность зарядопереноса между слоем квантовых точек и телом канала, будут определять параметры такого гибридного устройства.

Среди всех групп ТПТ варианты на основе оксидных материалов стоит выделить отдельно ввиду их более ярко выраженных относительно классических кремниевых технологий свойств, более низкой стоимости и простоты изготовления относительно органических способов. Так, по сравнению с α -Si, который используется в управляющих схемах активных матриц экранов на жидких кристаллах, полупроводники на основе оксида цинка (InZnO, InGaZnO и др.) обладают относительно более высокой электронной подвижностью (от 10 см²/В · с и выше), а в случае сравнения с *poly*-Si, применяемым для управления активными матрицами на основе ор-

ганических светодиодов, одинаковыми электрическими характеристиками в любой точке при нанесении на подложки больших площадей.

Тонкие пленки оксида цинка, полученные даже при комнатной температуре, имеют поликристаллическую микроструктуру, что предполагает существование потенциальных барьеров и центров захвата (ловушек) для электронов на границах зерен. Это драматически влияет на подвижность носителей и электрическую стабильность тонкопленочного транзистора в целом. Чтобы подавить эти потенциальные барьеры, повысить подвижность и электрическую стабильность, катионы постпереходных металлов с главным квантовым числом $n \ge 5$, таких как индий и галлий, добавляют в оксидную матрицу. Вариация степени легирования ZnO катионами различных металлов позволяет контролировать подвижность носителей, их концентрацию, повышает химическую и физическую стабильность соединения, при этом катионы индия способствуют увеличению подвижности электронов в канале, а катионы галлия стабилизируют структуру и понижают концентрацию кислородных вакансий, обеспечивая низкий ток выключения в транзисторе [3]. Например, в работе [6] был изготовлен полевой ТПТ с каналом на основе a-InGaZnO. Транзистор демонстрирует отличную электрическую стабильность, высокую полевую подвижность электронов (19,4 см²/ $B \cdot c$), крутизну характеристики в подпороговой области — 0,5 В/дек и глубину модуляции проводимости канала $>10^7$.

Другой подход для достижения высокой подвижности электронов и электрической стабильности в оксидных полупроводниках на основе ZnO — внедрение анионов вместо катионов металлов [7]. Как известно, фотоиндуцированная нестабильность ZnO и InGaZnO объясняется существованием кислородных вакантных состояний (Vo) донорного типа в нижней области запрещенной зоны. При световом облучении оксидного слоя происходит фотоиндуцированная ионизация доноров и сдвиг порогового напряжения транзистора в область отрицательных напряжений на затворе. Внедрение анионов азота (N²⁻) в оксидную матрицу приводит к образованию оксинитридной фазы цинка с аморфной микроструктурой (a-ZnON). При этом 2*p*-орбитали N^{2-} располагаются выше, чем 2*p*-орбитали анионов кислорода (О²⁻), так что уровень энергии, соответствующий максимуму валентной зоны оксида, смещается вверх. В результате тонкопленочные транзисторы с a-ZnON в качестве активного канального слоя демонстрируют высокую подвижность электронов и хорошую электрическую стабильность при облучении светом.

В нашей работе предлагается методика изготовления прототипа тонкопленочного полевого транзистора (с нижним затвором) с непассивированным каналом на основе оксинитрида цинкаиндия приборного качества. Измерены и обсуждаются его основные электрические параметры и электрополевая стабильность, а также пригодность к использованию в качестве основы для разработки нового типа фотодетекторов.

Изготовление тонкопленочных полевых транзисторов с каналом из InZnON

Схематическое изображение исследуемого тонкопленочного полевого транзистора в конфигурации с нижним затвором представлено на рис. 1. Все ТПТ изготавливали на подложках из высоколегированного кремния р-типа со слоем 100 нм термически выращенного диоксида кремния. С помощью распылительной системы ATC ORION-5 был реализован процесс напыления канального слоя на подложку при комнатной температуре через теневую маску в виде квадратных площадок методом реактивного магнетронного распыления в режиме прямого тока. Перед процессом напыления оксидов вакуумную камеру откачивали до базового давления 10⁻⁶ Торр. В качестве мишени использовали металлический цинк (99,95 %) диаметром 50,8 мм. Для получения оксидных слоев, легированных индием, часть площади цинковой мишени покрывали сектором из фольги индия.

Мощность разряда, расстояние мишень/подложка, рабочее давление газов в камере состав-



Рис. 1. Схема тонкопленочного транзистора с нижним затвором и непассивированной обратной стороной канала

Таблица 1

Параметры процесса магнетронного распыления
при формировании тонкопленочных покрытий
из исследуемых оксидных соединений

InZnON	
Материал мишени (чистота)	Цинк (99,95 %) + + Индий (99,95 %)
Режим распыления мишеней	DC
Плотность мощности на мишени, Вт/см ²	0,74
Площадь Zn-мишени, покрытая сектором из In-фольги, %	20
Скорость натекания газов N ₂ :O ₂ :Ar, см ³ /мин	5:6:2 (Т-І, низкая концентрация) 10:6:2 (Т-ІІ, сред- няя концентрация) 10:1:3 (Т-ІІІ, высо- кая концентрация)
Давление газовой смеси, мТорр	6
Расстояние магнетрон — подложка, см	15

ляли 1 Вт/см², 15 см и 6 мТорр соответственно. Подача аргона (99,998 %), кислорода (99,999 %) и азота (99,999 %) в камеру осуществляли раздельно с помощью регуляторов расхода газов. Толщину распыленных слоев оксида контролировали кварцевым измерителем толщины SQM-160, она составляла 10...15 нм. Использование сверхтонкого канального слоя позволило реализовать транзисторы с полным обеднением канала и высоким отношением On/Off состояний.

Основные параметры процессов осаждения тонких оксинитридных пленок представлены в табл. 1.

Сток/исток-контактные площадки из алюминия толщиной 100...200 нм наносили через теневую маску методом резистивного испарения. Процесс был реализован с помощью промышленного вакуумного поста ВУП-5М. Отношение ширины W к длине L канала составляло 700/100 (номинальная длина канала 100 мкм). Далее транзисторы отжигали при температуре 250 °С в потоке чистого кислорода в течение 1 ч.

Методика измерения электрических характеристик InZnON-транзисторов

Передаточные характеристики ТПТ измеряли в режиме прямой и обратной развертки по напряжению затвора V_G с использованием двух источников-измерителей Keithley 2400. Во всех экспериментах напряжение стока устанавливали равным 10 В. Отсутствие гистерезиса на вольтамперных кривых свидетельствовало о хорошей электрической стабильности устройства. Статические параметры ТПТ определяли из передаточных характеристик. К наиболее важным из них относятся: пороговое напряжение V_T , подвижность носителей μ , отношение токов On/Off, крутизна подпороговой области кривой (SS).

В настоящий момент не существует единой унифицированной методики определения количественных параметров для ТПТ на основе оксидных полупроводников.

В этом исследовании, чтобы минимизировать влияние контактного сопротивления R_C между электродами и телом канала на результаты вычислений параметров транзистора, V_T и μ для тестовых структур с каналом на основе InZnON были определены методом *Y*-функции, который исключает вклад R_C [8]:

$$Y = \sqrt{\frac{W}{L} \mu V_D} [V_G - V_T], \qquad (1)$$

где μ — полевая подвижность (приближение плавного канала); V_G — напряжение на затворе; V_D — напряжение на стоке. Значение подвижности определяли из наклона прямолинейного участка *Y*-функции.

Крутизна *SS* как максимальный наклон подпороговой области передаточной характеристики определена из выражения:

$$SS = \left(\frac{\partial \log I_D}{\partial V_G}\right)^{-1},\tag{2}$$

где I_D — ток стока. Чем меньше значение SS, тем выше быстродействие транзистора и ниже потребление энергии.

Экспериментальные результаты и обсуждение

Как показано в работах [7, 9], стратегия внедрения анионов азота N^{2-} в оксидную матрицу позволяет значительно повысить стабильность ТПТ на основе соединений с оксидом Zn в условиях светового воздействия и/или электрического смещения на затворе. В нашей работе этот подход был использован для улучшения электрической стабильности разрабатываемого тонкопленочного транзистора.

Уровень N²⁻ допирования активного слоя транзистора контролировался отношением парциальных давлений азота и кислорода в процессе магнетронного распыления In—Zn мишени. Для исследования эффекта нитридирования на электрическую стабильность ТПТ была изготов-





a — тип транзистора Т-I; *б* — тип транзистора Т-II, *в* — тип транзистора Т-III. Измерения проводили при напряжении стока $V_D = 10$ В

лена серия тестовых структур с различной концентрацией анионов азота, обозначенных как: T-I (низкая концентрация), T-II (средняя концентрация) и T-III (высокая концентрация). На рис. 2 показаны передаточные характеристики и *Y*-функции устройств, а их основные параметры суммированы в табл. 2.

Далее транзисторы подвергали электрическому воздействию при постоянном положительном (PBS) или отрицательном (NBS) смещении на затворе $V_G = \pm 30$ В в течение 1300 с в отсутствии освещения. Полученные результаты показали, что электрическая стабильность структур с ростом концентрации анионов азота в активном слое повышается. Наименьший дрейф передаточной характеристики, определяемый по изменению порогового напряжения $|\Delta V_T|$, отмечен для устройства типа T-III. В предположении, что электрическая нестабильность устройств обусловлена свойствами оксидного слоя канала [9], плотность состояний (*N*_{TC}) вблизи минимума зоны проводимости ("хвост" состояний) определяет интенсивность электрически индуцированного дрейфа порого-

Таблица 2 Сравнение электрических параметров тонкопленочных транзисторов Т-I, Т-II и Т-III. Длина канал — 100 мкм			
	T-III	T-II	T-I
V _{ON} , B	-0,3	-0,4	-10,8
<i>V</i> _T , B	16,5	17,5	10,6
μ , cm ² /B · c	12,02	6,2	12,7
<i>SS</i> , В/дек	0,5	0,7	0,7
$ \Delta V_{\rm T} $, В (время воздействия 1300 с при $V_G = \pm 30$ В)	0,4	3,7	2,9



Рис. 3. Эволюция изменения порогового напряжения при электрическом нагружении $V_G = +30$ В для транзистора тип T-III: *a* — при отсутствии освещения; *б* — при облучении светом с длиной волны 532 нм и 405 нм

вого напряжения. Этот процесс протекает по экспоненциальному закону:

$$\Delta V_{\rm T} = (V_{stress} - V_{\rm T0}) \left\{ 1 - \exp\left[-\frac{t_{stress}}{\tau_0}\right]^{\beta} \right\}, \quad (3)$$

где V_{stress} — электрическое смещение на затворе; V_{T0} — пороговое напряжение перед электрическим нагружением; t_0 — постоянная времени; β показатель степени, который прямо пропорционален плотности состояний в хвосте зоны. Аппроксимация результатов измерений для устройства T-III (рис. 3, *а* — штриховая линия) экспоненциальным законом согласно выражению (3) позволила определить значения $\beta \approx 0,39$ и $\tau_0 \approx 0.81 \cdot 10^7$ с, которые находятся в разумном согласии с данными литературы [9]. Отметим, что дрейф V_T для устройств типа Т-I и Т-II был выражен значительно сильнее в сравнении с устройством типа T-III, что предполагает экспоненциальный закон дрейфа порогового напряжения с β > 0,39 для этих устройств. Полученные результаты, характеризующие электрически индуцированный дрейф V_T транзисторных структур Т-І, Т-ІІ и Т-ІІІ, позволяют предположить, что внедрение анионов азота снижает плотность мелких донорных центров в активном слое и повышает электрическую стабильность.

Дополнительно стабильность характеристик транзисторных структур типа T-III была исследована в условиях одновременного светового воздействия и электрического смещения на затворе. В качестве источника света использовали лазерные диоды с длинами волн 405 нм (3,2 эВ), 532 нм (2,4 эВ) и 680 нм (1,9 эВ). Плотность мощности светового потока для всех излучателей составляла 100 мВт/см².

На рис. 3, δ показаны кинетики изменения порогового напряжения устройства при световом воздействии с разной энергией фотонов в условиях положительного электрического смещения (+30 В) на затворе. Видно, что эффект дрейфа V_T особенно сильно проявляется при освещении светом с $\lambda = 405$ нм, уменьшается с ростом длины волны излучения и исчезает при $\lambda = 680$ нм.

При отрицательном смещении на затворе (-30 В) транзистора за время облучения 500 с светом с длиной волны 405, 532 и 680 нм, сдвиг ΔV_T тестовых структур составил примерно -18, -3 и 0 В, соответственно (не показано в работе). Это предполагает распределение донорных центров по энергии в нижней области запрещенной зоны In-легированного оксинитрида цинка. Последующее выдерживание образца в темноте более 10 ч показало, что релаксации накопленного после освещения положительного заряда практически не происходит.

Значительный дрейф порогового напряжения транзистора при освещении характеризует несколько процессов. Падающий свет с энергией квантов меньше оптической ширины запрещенной зоны испытывает поглощение в оксидном слое, инициируя процесс ионизации глубоких донорных центров. Происхождение этих центров в оксиде связывают со структурными дефектами типа кислородных вакансий [10]. Фотостимулированное возбуждение электронов из этих состояний ведет к интенсивному накоплению положительного заряда в объеме полупроводника и сдвиг передаточной характеристики в область отрицательных напряжений на затворе.

Вместе с тем на начальном этапе роста оксидной пленки на поверхности SiO₂ подзатворный диэлектрик подвержен действию реактивной плазмы магнетронного разряда. Это взаимодействие может инициировать модификацию поверхности с образованием тонкого приповерхностного слоя из оксинитрида кремния (SiO_xN_y). Такой слой может быть источником глубоких акцепторных и/или донорных состояний. Концентрация этих состояний (ловушек) в сильной степени зависит от качества границы раздела. В результате положительное электрополевое смещение затвора ($V_G = +30$ В) стимулирует захват электронов на ловушки у границы диэлектрик/канал. Этот заряд компенсирует положительный объемный заряд ионизованных доноров и обеспечивает дрейф характеристики в сторону положительных напряжений на затворе.

Далее электрические параметры разработанных тонкопленочных полевых транзисторов на основе InZnON были сопоставлены с аналогами, взятыми из мировой литературы. Сравнение выполнено по полевой подвижности µ, максимальной крутизне подпороговой области SS и электрической стабильности параметров при электрополевом нагружении.

Отметим, что электрическую стабильность оценивают по дрейфу порогового напряжения транзистора, который связан с образованием области с нарушенной электронейтральностью на границе раздела диэлектрик/канал. Очевидно, что интенсивность этого процесса должна зависеть от значения внешнего электрического поля на этой границе, так как она определяет ширину области пространственного заряда в канале вблизи интерфейса. К сожалению, этот вопрос слабо изучен в литературе. Однако в работе [11] показана квазилинейная зависимость сдвига $V_{\rm T}$ от приложенного напряжения на затворе при электрическом воздействии на устройство. Это обстоятельство позволяет нам провести корректное сравнение наших результатов с данными по электрической нестабильности ТПТ в других работах, введя корректирующий параметр $\Delta V_T^{\rm corr} = \Delta V_T / E_{stress}$, где $\Delta V_T -$ изменение порогового напряжения после электрического воздействия; E_{stress} — напряженность поперечного электрического поля (в MB/см) во время электрического воздействия. Данным образом скорректированные результаты представлены в табл. 3.

Сравнительный анализ значений ΔV_T^{corr} свидетельствует о высокой электрической стабильности предлагаемого нами тонкопленочного транзистора с непассивированным каналом на основе InZnON полупроводника (тип T-III).

На основе описанных выше транзисторных структур далее были изготовлены гибридные фототранзисторы путем нанесения сенсибилизирующего слоя коллоидных квантовых точек (KT) со структурой ядро—оболочка CdSe/ZnS с лигандным покрытием из молекул триоктилфосфин оксида.

По данным изготовителя (Evident Tech., США), ядро диаметром 5 нм имеет твердофазную оболочку из ZnS толщиной два монослоя. В состоянии поставки квантовые точки имели лигандную оболочку из протяженных молекул (длина цепи ~ 1 нм). Согласно литературным данным [15], это не позволяет осуществить сборку точек в плотно упакованную пленочную структуру с достаточным уровнем электронного взаимодействия отдельных точек как между собой, так и с подложкой. Поэтому была осуществлена замена исходного лигандного покрова на пиридиновый лигандный покров. Готовые точки с пиридиновым лигандным покровом наносили центрифугированием при 1000 об/мин на пластину с матрицей сформированных транзисторов. Толщина полученного слоя порядка 100 нм оценена при контрольном нанесении точек на пластину полированного кристаллического кремния методом эллипсометрии с помощью прибора ЛЭФ-3М (Россия).

Таблица 3

Сравнение электрических параметров тонкопленочных транзисторов с нижним затвором и непассивированной обратной стороной канала. PBS и NBS соответствуют электрическому воздействию при положительном и отрицательном смещении на затворе. Длительность воздействия 1300 с

Тип тонкопленочного транзистора	μ , см ² /В · с	<i>SS</i> , В/дек	$\Delta V_T^{\rm corr}$, B
InZnON (T-III)-TIIT	12	0,5	0,13 (PBS)
InZnO-TIIT [12]	15	0,5	0,5 (PBS)
InGaZnO-TIIT [13]	13	0,3	0,5 (PBS)
ZnO-TΠT [14]	7,5	0,65	2,8 (PBS)



Рис. 4. Зависимость фоточувствительности *R* разработанного фототранзистора со слоем квантовых точек (KT) CdSe/ZnS от плотности мощности потока $P_{\rm in}$ падающего света (405 нм, $V_G = 30$ B, $V_{\rm SD} = 10$ B). На вставке показана схема фототранзистора

В отношение динамического диапазона созданного гибридного фотодетектора были получены следующие результаты. Данные были получены для длины волны 405 нм, которой соответствовала максимальная чувствительность устройства. Нижний предел плотности потока мощности падающего излучения был ограничен значением 10 мкВт/см², поскольку отсутствовала техническая возможность использовать метод синхродетектирования при использовании возбуждающего лазерного диода. При измерении использовали модуляцию излучателя на частоте 1 Гц при скважности 2. Основное ослабление возбуждающего света обеспечивали калиброванные нейтральные фильтры, каждый из двух имел ослабление 100х. На рис. 4 представлена схема устройства (см. вставку) и зависимость фоточувствительности (R) транзистора в диапазоне плотности мощности P_{in} падающего света $10^{-5}...10^{-1}$ BT/cm², измеренная при напряжении на затворе и стоке прибора 30 и 10 В, соответственно. В указанном интервале мощности засветки чувствительность монотонно спадала от $2 \cdot 10^4$ до 10^2 A/Bт.

Нужно заметить, что такая "падающая" кривая фоточувствительности имеет как отрицательную, так и положительную стороны. Для ряда применений необходима линейная шкала фотосигнала, пропорциональная интенсивности, однако при сильной засветке возникает обрезание динамического диапазона вследствие насыщения обрамляющих детектор электронных цепей. Наоборот, падающий тип кривой чувствительности позволяет воспроизводить контраст изображения, важный в многоэлементных приемниках изображения.

Заключение

В работе описана технология изготовления, исследованы и сопоставлены с литературой электрические характеристики полученных транзисторов с каналом на основе оксинитрида цинкаиндия с разной добавкой азота. Показано, что небольшая концентрация анионов азота в InZnO матрице значительно улучшает электрическую стабильность полученных тонкопленочных полевых транзисторов. Устройства демонстрируют хорошие электрические параметры ($V_{ON} = -0.3$ B, $V_{\rm T} = 16,5$ B, $\mu = 12$ cm²/B·c, SS = 0,5 B/дек, $I_{\rm ON}/I_{\rm OFF}$ > 10⁶) и высокую электрическую стабильность. Продемонстрирована возможность изготовления фототранзисторов с фоточувствительностью порядка 10⁴ А/Вт (405 нм) и чувствительным слоем из коллоидных квантовых точек типа CdSe/ZnS. Полученные результаты позволяют рассматривать разработанное устройство как перспективную основу для изготовления гибридных фотодетекторов.

Список литературы

1. **Tyler D.-H., Hany A.** Perspective: Toward highly stable electroluminescent quantum dot light-emitting devices in the visible range // Appl. Phys. Lett. 2020. Vol. 116. Doi: 10.1063/1.5134090.

2. Liu X., Yang X., Liu M. et al. Photo-modulated thin film transistor based on dynamic charge transfer within quantum-dots-InGaZnO interface // Appl. Phys. Lett. 2014. Vol. 104. Doi: 10.1063/1.4868978.

3. **Park J.-S., Kim H., Kim I.-D.** Overview of electroceramic materials for oxide semiconductor thin film transistors // Journal of Electroceramics. 2014. Vol. 32. P. 117–140. Doi: 10.1007/s10832-013-9858-0.

4. Chen L.-M., Xu Z., Hong Z., Yang Y. Interface investigation and engineering — achieving high performance polymer photovoltaic devices // J. Mater. Chem. 2010. Vol. 20. P. 2575–2598. Doi: 10.1039/b925382c.

5. **Bae H. S., Im S.** Ultraviolet detecting properties of ZnO-based thin film transistors // Thin Solid Films. 2004. Vol. 469–470. P. 75–79. Doi: 10.1016/j.tsf.2004.06.196.

6. Moon Y.-K., Lee S., Kim W.-S. et al. Improvement in the bias stability of amorphous indium gallium zinc oxide thin-film transistors using an O_2 plasma-treated insulator // Appl. Phys. Lett. 2009. Vol. 95. Doi: 10.1063/1.3167816. 7. **Kim H.-S., Jeon S. H., Park J. S.** et al. Anion control as a strategy to achieve high-mobility and high-stability oxide thin-film transistors // Nature Scientific Reports. 2013. 3: 1459. Doi: 10.1038/srep01459.

8. Benwadih M., Chroboczek J. A., Ghibaudo G., Coppard R., Vuillaume D. Impact of dopant species on the interfacial trap density and mobility in amorphous In—X—Zn—O solution-processed thin-film transistors // J. Appl. Phys. 2014. Vol. 115. Doi: 10.1063/1.4880163.

9. Lee S., Nathan A., Ye Y., Guo Y., Robertson J. Localized Tail States and Electron Mobility in Amorphous ZnON Thin Film Transistors // Nature Scientific Reports. 2015. 5: 13467. Doi: 10.1038/srep13467.

10. Oh H., Yoon S.-M., Ryu M. K., Hwang Ch.-S., Yang Sh., Park S.-H. K. Photon-accelerated negative bias instability involving subgap states creation in amorphous In— Ga—Zn—O thin film transistor // Appl. Phys. Lett. 2010. Vol. 97. Doi: 10.1063/1.3510471.

11. Lee J.-M., Cho I.-T., Lee J.-H., Kwon H.-I. Biasstress-induced stretched-exponential time dependence of threshold voltage shift in InGaZnO thin film transistors // Appl. Phys. Lett. 2008. Vol. 93. Doi: 10.1063/1.2977865.

12. Cheremisin A., Kuznetsov S., Stefanovich G. Effect of indium low doping in ZnO based TFTs on electrical parameters and bias stress stability // AIP Advances. 2015. Vol. 5. Doi: 10.1063/1.4935789.

13. Jeong J., Lee G. J., Kim J., Kim J., Choi B. Oxygen Dispersive Diffusion Induced Bias Stress Instability in Thin Active Layer Amorphous In–Ga–Zn–O Thin-Film Transistors // Applied Physics Express. 2013. Vol. 6. Doi: 10.7567/APEX.6.031101.

14. Cho S. W., Ahn Ch. H., Yun M. G., Kim S. H., Cho H. K. Effects of growth temperature on performance and stability of zinc oxide thin film transistors fabricated by thermal atomic layer deposition // Thin Solid Films. 2014. Vol. 562. P. 597–602. Doi: 10.1016/j.tsf.2014.04.003.

15. Leatherdale C. A., Kagan C. R., Morgan N. Y., Empedocles S. A., Kastner M. A., Bawendi M. G. Photoconductivity in CdSe quantum dot solids // Physical Review B. 2000. Vol. 62. P. 2669—2680. Doi: 10.1103/PhysRevB.62.2669.

A. B. Cheremisin, Ph. D., Associate Professor, e-mail: acher612@gmail.com,

S. A. Macegor, Senior Lecturer, e-mail: macegor@list.ru,

D. M. Puzanov, Ph. D., Head of Department, e-mail: stvukl@mail.ru,

The P. S. Nakhimov Black Sea Higher Naval Order of the Red Star School, Sevastopol, 299028, Russian Federation

Corresponding author:

Cheremisin Alexander B., Associate Professor, The P. S. Nakhimov Black Sea Higher Naval Order of the Red Star School, Sevastopol, 299028, Russian Federation e-mail: Acher612@gmail.com

In ZnON-based thin Film Transistor for the Development of New Type Photo Detectors with a Colloidal Quantum Dots Sensitive Layer

Received on July 09, 2020 Accepted on July 14, 2020

Some applications of thin film transistors (TFTs) need the bottom-gate architecture and unpassivated channel backside. In present work, we propose rather simple way to fabricate nitrogen doped InZnO-based TFT by DC reactive magnetron sputtering technique. The moderate nitrogen doping of the channel's semiconductor layer is studied in terms of the reproducibility and stability device's electrical characteristics. When nitrogen concentration in gas mix reaches the upper level of 71 % the best TFT parameters are achieved such as $V_{ON} = -0.3 V$, $\mu = 12 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, SS = 0.5 V/dec. The TFTs operate in depletion mode exhibiting high turn on/turn off current ratio more than 10^6 . It is shown that the oxidative postfabrication annealing at 250 °C in pure oxygen and next ageing in dry air for several hours provide highly stable operational characteristics under negative and positive bias stresses despite open channel backside. The prospects of using the thin-film transistor for the new type of photo detectors with a colloidal quantum dots (CQDs) sensitive layer are demonstrated. The solution-cast colloidal-quantum-dots were decorated on the nitrogen doped InZnO layer by spin-coating method. N-type CdSe/ZnS CQDs modified by the ligand (pyridine) are utilized as electron donor to inject electron to the channel layer. Higher photocurrent responsibility about 10^4 A/W at incident monochromatic light 405 nm is reached for hybrid phototransistor.

Keywords: thin film transistor, phototransistor, amorphous oxide semiconductors, colloidal quantum dots

НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, Том 22, № 8, 2020 -

For citation:

Cheremisin A. B., Macegor S. A., Puzanov D. M. InZnON-based Thin Film Transistor for the Development of New Type Photo Detectors with a Colloidal Quantum Dots Sensitive Layer, *Nano- i mikrosistemnaya tekhnika*, 2020, vol. 20, no. 8, pp. 452–460.

DOI: 10.17587/nmst.22.452-460

References

1. **Tyler D.-H., Hany A.** Perspective: Toward highly stable electroluminescent quantum dot light-emitting devices in the visible range, *Appl. Phys. Lett.*, 2020, vol. 116. doi: 10.1063/1.5134090

2. Liu X., Yang X., Liu M. et. al. Photo-modulated thin film transistor based on dynamic charge transfer within quantum-dots-InGaZnO interface, *Appl. Phys. Lett.*, 2014, vol. 104. doi: 10.1063/1.4868978

3. **Park J.-S., Kim H., Kim I.-D.** Overview of electroceramic materials for oxide semiconductor thin film transistors, *Journal of Electroceramics.*, 2014, vol. 32, pp. 117–140. doi: 10.1007/s10832-013-9858-0

4. Chen L.-M., Xu Z., Hong Z., Yang Y. Interface investigation and engineering — achieving high performance polymer photovoltaic devices, *J. Mater. Chem.*, 2010, vol. 20, pp. 2575–2598. doi: 10.1039/b925382c

5. **Bae H. S., Im S.** Ultraviolet detecting properties of ZnO-based thin film transistors, *Thin Solid Films.*, 2004, vol. 469–470, pp. 75–79. doi: 10.1016/j.tsf.2004.06.196

6. Moon Y.-K., Lee S., Kim W.-S. et al. Improvement in the bias stability of amorphous indium gallium zinc oxide thin-film transistors using an O_2 plasma-treated insulator, *Appl. Phys. Lett.*, 2009, vol. 95. doi: 10.1063/1.3167816

7. **Kim H.-S., Jeon S. H., Park J. S.** et al. Anion control as a strategy to achieve high-mobility and high-stability oxide thin-film transistors, *Nature Scientific Reports*, 2013, 3:1459. doi: 10.1038/srep01459

8. Benwadih M., Chroboczek J. A., Ghibaudo G., Coppard R., Vuillaume D. Impact of dopant species on the interfacial trap density and mobility in amorphous In-X-Zn-O solution-processed thin-film transistors, *J. Appl. Phys.*, 2014, vol. 115. doi: 10.1063/1.4880163

9. Lee S., Nathan A., Ye Y., Guo Y., Robertson J. Localized Tail States and Electron Mobility in Amorphous ZnON Thin Film Transistors, *Nature Scientific Reports*, 2015, 5: 13467. doi: 10.1038/srep13467

10. Oh H., Yoon S.-M., Ryu M. K., Hwang Ch.-S., Sh. Yang, Park S.-H. K. Photon-accelerated negative bias instability involving subgap states creation in amorphous In—Ga—Zn—O thin film transistor, *Appl. Phys. Lett.*, 2010, vol. 97. doi: 10.1063/1.3510471

11. Lee J.-M., Cho I.-T., Lee J.-H., Kwon H.-I. Biasstress-induced stretched-exponential time dependence of threshold voltage shift in InGaZnO thin film transistors, *Appl. Phys. Lett.*, 2008, vol. 93. doi: 10.1063/1.2977865

12. Cheremisin A., Kuznetsov S., Stefanovich G. Effect of indium low doping in ZnO based TFTs on electrical parameters and bias stress stability, *AIP Advances*, 2015, vol. 5. doi: 10.1063/1.4935789

13. Jeong J., Lee G. J., Kim J., Kim J., Choi B. Oxygen Dispersive Diffusion Induced Bias Stress Instability in Thin Active Layer Amorphous In–Ga–Zn–O Thin-Film Transistors, *Applied Physics Express*, 2013, vol. 6. doi: 10.7567/APEX.6.031101

14. Cho S. W., Ahn Ch. H., Yun M. G., Kim S. H., Cho H. K. Effects of growth temperature on performance and stability of zinc oxide thin film transistors fabricated by thermal atomic layer deposition, *Thin Solid Films*, 2014, vol. 562, pp. 597–602. doi: 10.1016/j.tsf.2014.04.003

15. Leatherdale C. A., Kagan C. R., Morgan N. Y., Empedocles S. A., Kastner M. A., Bawendi M. G. Photoconductivity in CdSe quantum dot solids, *Physical Review B*, 2000, vol. 62, pp. 2669–2680. doi: 10.1103/PhysRevB.62.2669

Адрес редакции журнала: 107076, Москва, Стромынский пер., 4. Телефон редакции журнала (499) 269-5510. E-mail: nmst@novtex.ru Журнал зарегистрирован в Федеральной службе по надзору за соблюдением законодательства в сфере массовых коммуникаций и охране культурного наследия. Свидетельство о регистрации ПИ № 77-18289 от 06.09.04.

Технический редактор Т. А. Шацкая. Корректор Н. В. Яшина.

Сдано в набор 25.08.2020. Подписано в печать 22.09.2020. Формат 60×88 1/8. Заказ МС820. Цена договорная

Оригинал-макет ООО «Адвансед солюшнз». Отпечатано в ООО «Адвансед солюшнз». 119071, г. Москва, Ленинский пр-т, д. 19, стр. 1. Сайт: www.aov.ru

Рисунок к статье В. П. Тимошенкова, А. И. Хлыбова, Д. В. Родионова, А. И. Пантелеева «ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ КОНСТРУКЦИИ МОЩНЫХ СВЧ GaN-ТРАНЗИСТОРОВ НА ИХ ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ»



Рис. 4. Тепловая картина на поверхности кристалла при плотности рассеиваемой мощности 5 Вт/мм

Рисунок к статье В. С. Белова «ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ОКСИДА ТАНТАЛА»



Рис. 1. Схематическое (а) и оптическое (б) изображения структуры МДМ

R

MetrolExpo'2020

ТОЧНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ – ОСНОВА КАЧЕСТВА И БЕЗОПАСНОСТИ

1-3 декабря Москва, ВДНХ, пав. 55



Новый гибридный формат выставки

офлайн + онлайн









рекомендаций и нетворкинга



доступно в Google Play



Платформа представлена в связке классических веб-страниц и приложения для IOS и Android.

ОРГАНИЗАТОР: Выставочная компания «ВЭСТСТРОЙ ЭКСПО»

Телефон/Факс: +7 (495) 937-40-23 (многоканальный) E-mail: metrol@expoprom.ru



www.metrol.expoprom.ru