

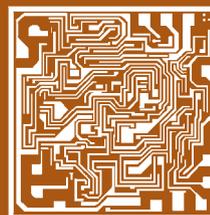
Том 53, Номер 3

ISSN 0544-1269

Май–Июнь 2024



МИКРОЭЛЕКТРОНИКА



НАУКА

— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 53, номер 3, 2024

ДИАГНОСТИКА

- Комплексное исследование неравномерности свойств тонкопленочного катода LiCoO_2 , изготовленного методом ВЧ-магнетронного распыления
С. В. Курбатов, А. С. Рудый, В. В. Наумов, А. А. Мироненко, О. В. Савенко, М. А. Смирнова, Л. А. Мазалецкий, Д. Э. Пухов 189
- Влияние добавки водорода на электрофизические параметры и спектры излучения плазмы тетрафторметана
Д. Б. Мурин, А. Ю. Граждан, И. А. Чесноков, И. А. Гозулев 206
-

МОДЕЛИРОВАНИЕ

- Тепловое моделирование и оптимизация топологии GaN интегральной схемы полумоста с драйвером управления и силовыми транзисторами
В. А. Кагадей, И. Ю. Кодорова, Е. С. Польшцев 212
- Моделирование кремниевых полевых конических GAA-нанотранзисторов со стековым $\text{SiO}_2/\text{HfO}_2$ подзатворным диэлектриком
Н. В. Масальский 222
- Кинетика электромиграционного массопереноса в интерфейсных элементах микро- и нанoeлектроники в зависимости от прочности тонкопленочных соединений
Т. М. Махвиладзе, М. Е. Сарычев 232
-

ПАМЯТЬ

- Структура и формирование энергонезависимых ячеек памяти SuperFlash
Д. А. Абдуллаев, Е. В. Боброва, Р. А. Милованов 243
-

ПРИБОРЫ

- Разработка приборной структуры Ge-МДПТ с индуцированным каналом p -типа
Н. А. Алябина, Е. А. Архипова, Ю. Н. Бузынин, С. А. Денисов, А. В. Здравейщев, А. М. Титова, В. Ю. Чалков, В. Г. Шенгуров 259
- Анализ механизмов рассеяния носителей в AlN/GaN НЕМТ-гетероструктурах с ультратонким AlN барьером
А. С. Гусев, А. О. Султанов, А. В. Катков, С. М. Рындя, Н. В. Сиглова, А. Н. Клочков, Р. В. Рыжук, Н. И. Каргин, Д. П. Борисенко 265
- Влияние лазерного излучения на функциональные свойства приборных МОП-структур
С. Ш. Рехвиашвили, Д. С. Гаев 274

CONTENTS

No 3, 2024

DIAGNOSTICS

- A comprehensive study of nonuniformity properties of the LiCoO₂ thin-film cathode fabricated by RF sputtering
S. V. Kurbatov, A. S. Rudy, V. V. Naumov, A. A. Mironenko, O. V. Savenko, M. A. Smirnova, L. A. Mazaletsky, D. E. Pukhov 189
- Influence of Hydrogen Additive on Electrophysical Parameters and Emission Spectra of Tetrafluoromethane Plasma
D. B. Murin, A. Yu. Grazhdyan, I. A. Chesnokov, I. A. Gogulev 206
-

MODELING

- Thermal modelling and layout optimization of GaN half-bridge IC with integrated drivers and power HEMTs
V. A. Kagadey, I. Yu. Kodorova, E. S. Polyntsev 212
- Simulation of silicon conical field effect GAA nanotransistors with stack SiO₂/HfO₂ dielectric of gate
N. V. Masalsky 222
- Kinetics of electromigration mass transfer in micro- and nanoelectronics interface elements depending on the strength of thin-film junctions
T. M. Makhviladze, M. E. Sarychev 232
-

MEMORY

- The structure and formation of non-volatile memory cells of Superflash
D. A. Abdullaev, E. V. Bobrova, R. A. Milovanov 243
-

DEVICES

- Development of the Ge-MDST instrument structure with an induced *p*-type channel
N. A. Alyabina, E. A. Arkhipova, Yu. N. Buzynin, S. A. Denisov, A. V. Zdoroveishchev, A. M. Titova, V. Yu. Chalkov, V. G. Shengurov 259
- Carrier Scattering Analysis in AlN/GaN HEMT Heterostructures with an Ultrathin AlN Barrier
A. S. Gusev, A. O. Sultanov, A. V. Katkov, S. M. Ryndya, N. V. Siglovaya, A. N. Klochkov, R. V. Ryzhuk, N. I. Kargin, D. P. Borisenko 265
- The Effect of Laser Radiation on Functional Properties Instrument MOS Structures
S. Sh. Rekhviashvili, D. S. Gaev 274

КОМПЛЕКСНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕРАВНОМЕРНОСТИ СВОЙСТВ ТОНКОПЛЕНОЧНОГО КАТОДА LiCoO_2 , ИЗГОТОВЛЕННОГО МЕТОДОМ ВЧ-МАГНЕТРОННОГО РАСПЫЛЕНИЯ

© 2024 г. С. В. Курбатов¹, *, А. С. Рудый¹, **, В. В. Наумов¹,
А. А. Мироненко¹, О. В. Савенко², М. А. Смирнова¹,
Л. А. Мазалецкий³, Д. Э. Пухов¹

¹Ярославский филиал Физико-технологического института им. К.А. Валиева
РАН, Ярославль, Россия

²Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова,
Ярославль, Россия

³Российский университет дружбы народов им. Патриса Лумумбы,
Москва, Россия

*E-mail: kurbatov-93@bk.ru

**E-mail: rudy@uniyar.ac.ru

Поступила в редакцию 22.02.2024 г.

После доработки 20.03.2024 г.

Принята к публикации 20.03.2024 г.

Исследовано влияние неоднородности катодного слоя LiCoO_2 , нанесенного методом магнетронного распыления, на емкость твердотельных тонкопленочных литий-ионных аккумуляторов (ТТЛИА). Показано, что неоднородность пленки соответствует распределению плотности плазмы магнетрона и угловому распределению распыляемых частиц. Исследована зависимость емкости ТТЛИА на основе LiCoO_2 от расстояния от центра подложки. Установлено, что максимальная емкость соответствует плотной части тороидальной области плазмы. Показано, что основными причинами более низкой емкости аккумуляторов, сформированных в центральной части подложки и на периферии, являются побочные фазы кобальгита лития и меньшая толщина катодного слоя.

Ключевые слова: ВЧ магнетронное распыление, неоднородность катодного слоя, разброс удельной емкости, тонкопленочный литий-ионный аккумулятор

DOI: 10.31857/S0544126924030019

1. ВВЕДЕНИЕ

В середине 1990-х гг. в Ок-Риджской национальной лаборатории (ORNL) был разработан твердотельный электролит — фосфор-оксинитрид лития или LiPON [1–7]. Практически одновременно с LiPON появились первые твердотельные тонкопленочные литий-ионные аккумуляторы (ТТЛИА). Первым, судя по всему, стал ТТЛИА, разработанный в ORNL [2]. Затем свои разработки представила компания Front Edge Technology (1994 г.), а также компания Symbet Corporation (2001 г.), которая приобрела лицензии на 15 патентов ORNL. В 2006 г. компания Infinite Power Solutions, Inc. (IPS) объявила о завершении строительства первого в мире предприятия по серийному производству твердотельных тонкопленочных аккумуляторов. Появление ТТЛИА создало условия для дальнейшего развития и миниатюризации так называемой носимой электроники, смарт-карт,

RFID-меток, имплантатов, трансдермальных пластырей и т.д. Ведется разработка специализированных ТТЛИА для гибкой электроники, устройств микросистемной техники и микроботики [8]. Фактором, сдерживающим темпы производства ТТЛИА, остается высокая стоимость единицы энергии [9]. Одним из способов удешевления ТТЛИА может стать увеличение количества аккумуляторов на одной подложке за счет увеличения площади подложки по аналогии с производством микрочипов. Этот способ налагает более строгие требования на равномерность нанесения функциональных слоев ТТЛИА.

Основной технологией изготовления ТТЛИА на сегодняшний день остается магнетронное распыление [10]. К числу достоинств метода относятся хорошая управляемость процессом распыления и воспроизводимость результатов, возможность нанесения как проводящих, так

и диэлектрических пленок толщиной от ~ 0.01 до 3 мкм, а в отдельных случаях — до 20 мкм [11], возможность масштабирования и низкая температура осаждения. Последнее обстоятельство позволяет использовать гибкие полимерные подложки для изготовления ТТЛИА [12]. Наиболее существенным и принципиальным недостатком магнетронного распыления является неоднородность свойств осаждаемых пленок, вызванная неравномерным распылением мишени. Неравномерность распыления мишени напрямую связана с конструкцией магнетрона, который формирует плазменный разряд тороидальной формы в области, где силовые линии магнитного поля параллельны поверхности мишени [13]. Напротив этой области происходит ускоренное распыление мишени, в результате чего формируется кольцо эрозии (или зона выработки). Эрозия мишени наблюдается как в магнетронах постоянного тока, так и в ВЧ-магнетронах [14]. Для напылительных систем с круглыми планарными магнетронами и неподвижной подложкой это приводит к неоднородному радиальному распределению толщины пленки и таких ее характеристик, как текстура, химический состав, морфология, оптические и электрические параметры.

Наиболее изученной является проблема неоднородности пленок по толщине. Были предложены модели, достаточно хорошо описывающие зависимость профиля пленки от геометрических размеров распылительной системы [14, 15]. В других работах исследовалось влияние неравномерного распределения потока бомбардирующих частиц на структурные, электрические и оптические свойства прозрачных полупроводниковых пленок [16–19]. В частности, результатом неравномерной ионной бомбардировки является латеральное распределение удельного сопротивления пленок с экстремумами напротив зоны эрозии мишени [20]. Наконец, отличия угловых распределений у различных элементов, входящих в состав мишени [21–24] приводят к радиальной зависимости элементного состава многокомпонентных пленок. В работе [25] показано, что вид углового распределения зависит от массы распыляемого атома и энергии связи атома с поверхностью.

В настоящее время тема влияния параметров магнетронного распыления на неоднородность функциональных слоев ТТЛИА недостаточно изучена. Известны всего две работы, в которых сообщалось о радиальной зависимости характеристик катодной пленки LiCoO_2 (далее — LCO) [26] и твердого электролита LiPON [11], изготовленных методом ВЧ-магнетронного распыления. Слой LCO, нанесенный на неподвижную подложку, имел значительное радиальное распределение толщины, элементного состава (соотношение Li/Co) и текстуры [26]. Причем распределение элементного состава пленки также зависело от степени выработки мишени. В случае аморфного твердого

электролита LiPON наблюдалось только гауссово распределение толщины с максимумом в центре подложки и соответствующее распределение Li^+ -ионной проводимости [11]. Влияние неоднородности толщины состава и структуры функциональных слоев на характеристики аккумуляторов ранее не рассматривалось.

В настоящей работе исследуется неоднородность толщины, элементного состава и текстуры тонкопленочного катода LCO, изготовленного методом ВЧ-магнетронного распыления. С этой целью были изготовлены двухслойные образцы LCO/Ti на кремниевой подложке размерами 50×50 мм². Электрохимические свойства слоя LCO исследовались в составе ТТЛИА методами гальваностатической потенциометрии и циклической вольтамперометрии. Неоднородность толщины, элементного состава и структуры пленки изучалась методами сканирующей электронной микроскопии, рентгенофазового анализа и спектроскопии комбинационного рассеяния. Анализ проводился с более высоким пространственным разрешением (шаг — 5 мкм), по сравнению с ранее опубликованным исследованием [26]. С помощью маски, окна которой располагались в тех же точках, где тестировались параметры пленки LCO, были изготовлены и испытаны три партии ТТЛИА электрохимической системы Si@O@Al-LiPON-LCO (анод — электролит — катод). Данные о неоднородности свойств LCO сопоставлены с разбросом удельных емкостей ТТЛИА.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

2.1. Технология изготовления образцов

Для проведения исследований изготовлены двухслойные образцы LCO/Ti и полноценные ТТЛИА со структурой подложка/Ti/LCO/LiPON/Si@O@Al/Ti [27]. Слои наносились методом ВЧ-магнетронного распыления на установку SCR 651 “Tetra” (Alcatel). Двухслойные структуры изготавливались на подложках размерами 50×50 мм², вырезанных из 100 мм кремниевых пластин КЭФ-4.5 (100) со слоем термического оксида. Аналогичные подложки, но с размерами 60×72 мм² использовались для изготовления ТТЛИА. Аккумуляторные слои наносились распылением мишеней LiCoO_2 (99%), Li_3PO_4 , Si_3Al и Ti (99.99%). Изготовленных из порошков соответствующего состава методом горячего прессования в ООО “Гирмет” г. Москва. Мишени имели форму диска диаметром 100 мм и толщиной 5 мм. Перед нанесением рабочая камера откачивалась до остаточного давления 5×10^{-5} Па. В качестве рабочего газа для нанесения Ti использовался чистый аргон (99.9995%), а в случае нанесения слоев LCO и Si@O@Al использовалась смесь аргона и кислорода. При нанесении LiPON распыление мишени проводилось в атмосфере азота (99.9999%).

Подложка при нанесении слоев LCO, LiPON и Si@O@Al располагалась на расстоянии 95 мм над мишенью соосно с ней. В начале процесса нанесения функционального слоя соответствующая мишень для очистки расплывалась на заслонку. Все слои наносились без дополнительного нагрева подложки. Остальные параметры процесса нанесения слоев приведены в табл. 1.

Двухслойные образцы LCO/Ti наносились на всю доступную площадь подложки, которая закреплялась на подложкодержателе с помощью специальных прижимов (рис. 1, а). ТТЛИА изготавливались с использованием масочной технологии. Маски были спроектированы с учетом радиальной симметрии распределения параметров пленки так, чтобы формировались три группы аккумуляторов с различным удалением от центра подложки (рис. 1, б, в):

- центральный аккумулятор с порядковым номером 5 — расстояние от центра 0 мм;

- аккумуляторы из первого кольца с номерами 2, 4, 6 и 8 — расстояние от центра 19.5 мм;
- аккумуляторы из второго кольца с номерами 1, 3, 7 и 9 — расстояние от центра 25.5 мм.

Активная площадь ТТЛИА определялась площадью верхнего токоотвода и составляла 0.25 см^2 ($5 \times 5 \text{ мм}^2$).

Изготовленная партия аккумуляторов разделялась на отдельные образцы ТТЛИА, которые сразу же герметизировались для защиты от влияния атмосферы. Далее с помощью токопроводящего клея к Ti-токоотводам приклеивались медные электроды.

Всего было изготовлено три партии ТТЛИА со следующими параметрами: партия А — с расчетной толщиной LiPON 600 нм; партия В — с расчетной толщиной LiPON 1200 нм; партия С в составе: образцы № 1–3, 7 со структурой Ti/LCO/LiPON(600 нм)/Si@O@Al/Ti; образцы № 4–6, 8

Таблица 1. Параметры ВЧ-магнетронного нанесения аккумуляторных слоев

Слой	P , Па	Расход (газ), ст.см ³ /мин	W , Вт/см ²	t , мин	d , нм*
Двухслойные образцы LCO/Ti					
Ti	0.2	20 (Ar)	3.82	10	200
LCO	1	20 (Ar) 5 (O ₂)	2.55	190	1000
ТТЛИА					
Ti	0.2	20 (Ar)	3.82	10	200
LCO	1	20 (Ar) 5 (O ₂)	2.55	95	500
LiPON	2	50 (N ₂)	1.27	300/630	600/1200
Si@O@Al	1.75	200 (Ar) 0.6 (O ₂)	5.1	4	200
Ti	0.2	20 (Ar)	3.82	10	200

* Расчетная толщина слоя в центре подложки.

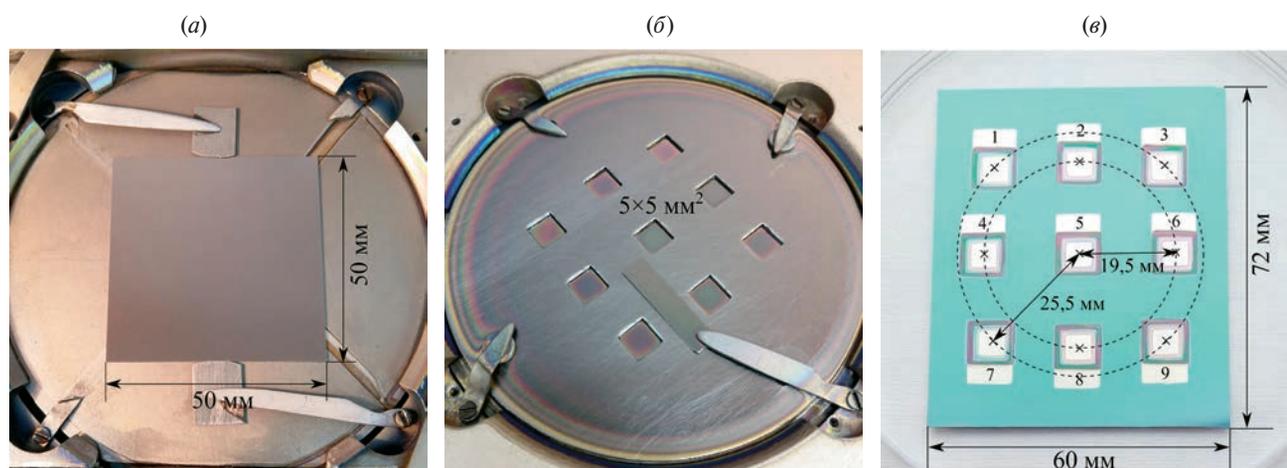


Рис. 1. Подложка для нанесения двухслойной структуры LCO/Ti, закрепленная на подложкодержателе (а), маска для нанесения верхнего токоотвода ТТЛИА (б) и фотография партии ТТЛИА (в).

и 9 со структурой Ti/LCO/LiPON(600 нм)/Ti. При изготовлении партии С часть окон в маске на стадии нанесения Si@O@Al была закрыта. В этом случае были получены образцы с неполной структурой (без слоя Si@O@Al). В литературе данный тип ТТЛИА называется “безанодные” или “Li-free” [28]. В качестве анода в таких структурах выступает металлический Li, который электрохимически осаждается на отрицательном токоотводе в процессе заряда аккумулятора. В свою очередь при разряде Li с отрицательного электрода переносится в катодный материал.

2.2. Измерение профиля выработки мишени

На момент изготовления образцов общая наработка мишени LiCoO₂ составила ~162 ч. За это время на мишени появилась значительная область выработки (рис. 2). Профиль выработки мишени был измерен по диаметру с шагом 1 мм с использованием микрометра с часовым индикатором (цена деления 0.01 мм). Для этого мишень закреплялась на столике с микроподачей и выставлялась по уровню, микрометр закреплялся над мишенью на жестком штативе. Далее головка микрометра подводилась к поверхности мишени и фиксировалась неподвижно. Мишень на столике перемещалась с шагом 1 мм, на каждом шаге записывались показания микрометра в относительных единицах. Данные затем были откалиброваны относительно края мишени, уровень которого принимался равным нулю.

2.3. Исследование неоднородностей слоя LCO

Измерения толщины, состава и структуры слоя LCO проводились с использованием образца LCO/Ti (см. рис. 1, а) по схеме, показанной на рис. 3.

Анализ выполнялся вдоль осей X и Y, которые являются равноправными вследствие радиальной симметрии магнетронного нанесения. Толщина пленки LCO измерялась на поперечном срезе образца (по оси Y) через каждые 5 мм с помощью сканирующего электронного микроскопа Supra 40 (Carl Zeiss, Германия).

Распределение элементного состава исследовалось комбинацией двух методов. Отношение массовых долей элементов O/Co в пленке определялось методом рентгеновского энергодисперсионного микроанализа (EDX) на приставке EDAX к сканирующему электронному микроскопу Quanta 3D 200i (FEITM, Нидерланды). Анализ выполнялся в точках с шагом 5 мм вдоль оси X (см. рис. 3). Образец смещался с помощью подвижного столика СЭМ. Энергия электронного пучка устанавливалась равной 10 кэВ, спектры набирались в течение 270 с в каждой точке. Отношение элементов Li/Co определялось с помощью масс-спектрографии с индуктивно связанной плазмой (ИСП-МС) на спектрометре ELAN DRC-e (Perkin Elmer, США) в Курчатовском комплексе химических исследований (ИРЕА), Москва. Материал пленки испарялся непосредственно с подложки с использованием системы лазерной абляции NWR213 (New Wave Research), оснащенной Nd:YAG лазером с длиной волны 213 нм. Параметры абляции: частота лазерных импульсов — 5 Гц; диаметр пятна лазера — 80 мкм; удельная мощность — 4 Дж/см² и длительность набора 300 с были подобраны таким образом, чтобы обеспечить устойчивое испарение материала и одновременно предотвратить прожиг пленки. В каждой точке снималось по три спектра для набора статистики. Анализ проводился без использования стандартов, по этой причине

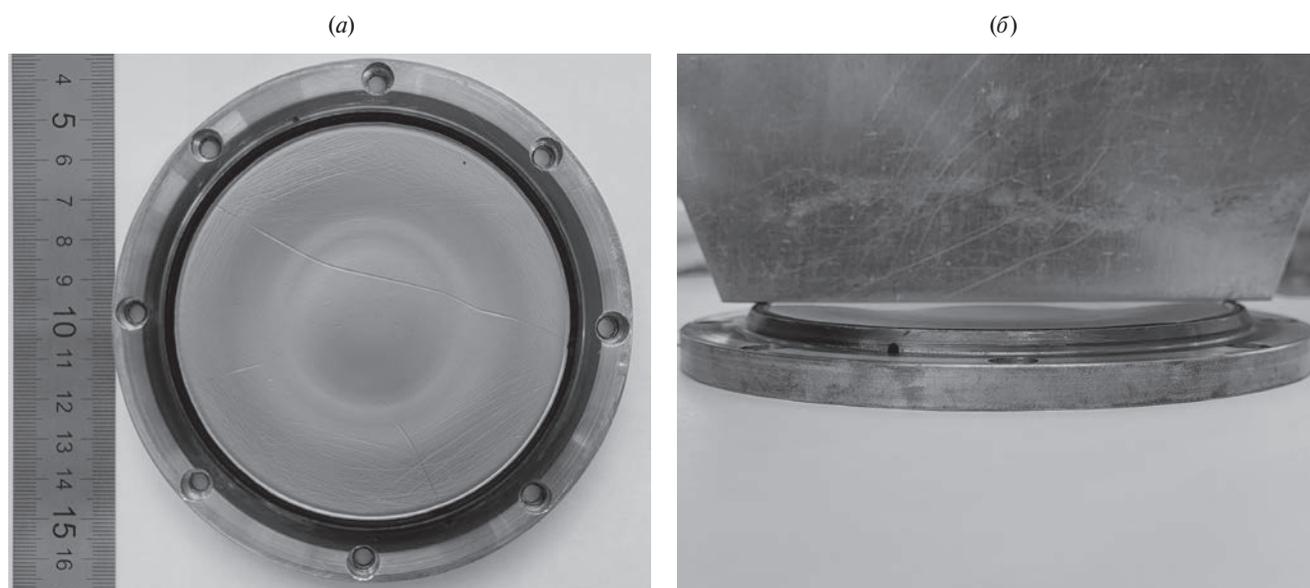


Рис. 2. Фотографии мишени LiCoO₂ после 162 ч работы: а — вид сверху; б — вид сбоку.

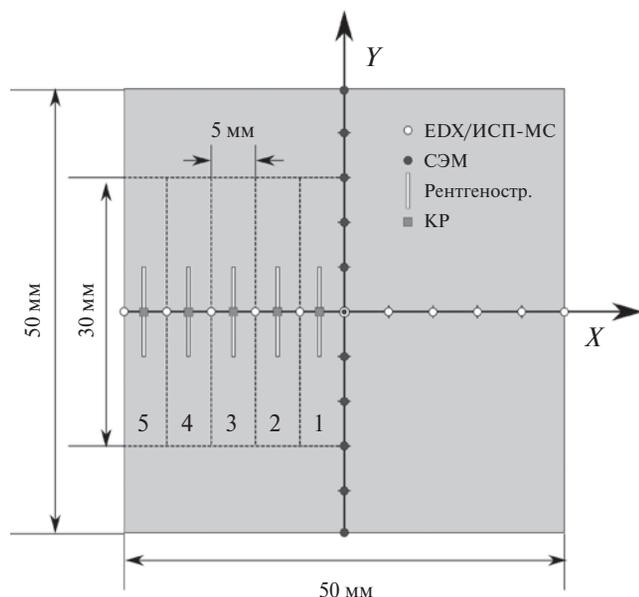


Рис. 3. Схема анализа неравномерности LCO.

в результатах представлены не истинные значения соотношений Li/Co, а их нормированные значения.

Кристаллическая структура слоя LCO исследовалась на рентгеновском дифрактометре ARL X'tra (Thermo Fisher Scientific, Швейцария) со схемой фокусировки Брэгга—Брентано. Длина волны рентгеновского излучения составляла $\lambda(\text{CuK}\alpha) = 1.5418 \text{ \AA}$. Пластина $50 \times 50 \text{ мм}^2$ была предварительно разрезана на отдельные полоски шириной 5 мм с номерами от 1-го до 5-го (см. рис. 3), которые анализировались по отдельности. Полоски закреплялись таким образом, чтобы луч рентгеновского излучения падал примерно в середину полоски. Полученные дифрактограммы интерпретировались с использованием базы данных ICDD PDF2.

Образцы № 1—5 дополнительно исследовались методом спектроскопии комбинационного

рассеяния (КР-спектроскопия) с помощью спектрометра EnSpectr R532 (ООО “Спектр-М”, Россия). Спектрометр оснащен полупроводниковым лазером мощностью 20 мВт с длиной волны 532 нм, спектральное разрешение — 6 см^{-1} . Спектры снимались в режиме: длительность экспозиции — 3000 мс; количество измерений — 100. Анализировался участок спектра $350\text{—}850 \text{ см}^{-1}$. Полученные спектры были разложены на отдельные колебательные моды с использованием функции Лоренца.

2.4. Испытание ТТЛИА

Испытания ТТЛИА проводились с использованием многоканального потенциостата-гальваностата Р-20Х8 (ООО “Элинс”, Россия) в режимах гальваностатического циклирования. ТТЛИА циклировались при постоянном токе 8 мкА (плотность тока — 32 мкА/см^2), что примерно соответствует скорости заряда-разряда 015С, в потенциальном окне — 1.5—3.8 В. Все испытания проводились при комнатной температуре ($23 \pm 2^\circ\text{C}$).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Толщина и микроструктура слоя LCO

На рис. 4 представлены СЭМ изображения структуры LCO/Ti, полученные в центре ($X = 0 \text{ мм}$) и на краях подложки ($X = -25 \text{ мм}$ и $X = +25 \text{ мм}$). В центре подложки слой LCO имеет столбчатую микроструктуру, которая характерна для пленок кобальтата лития, нанесенных магнетронным методом [29]. На краях подложки столбчатая микроструктура пленки выражена слабее и имеет наклон в сторону центра.

Угол наклона столбиков (α) представлен на рис. 5 в виде графика зависимости от расстояния до центра подложки. Из графика видно, что угол наклона микроструктуры изменяется симметрично относительно центра подложки по закону близкому к параболическому. Угол наклона на краях подложки составляет $|\alpha| \approx 9.8^\circ$, а в центре

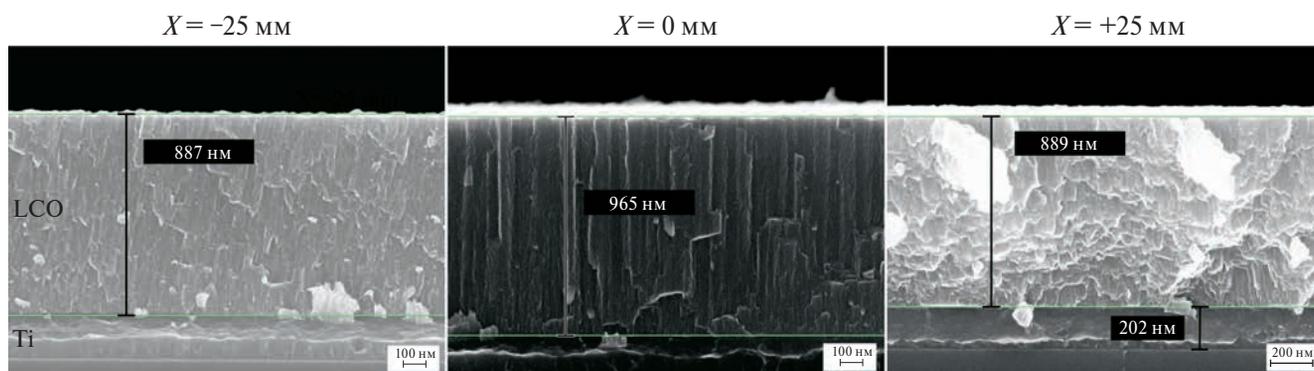


Рис. 4. СЭМ-изображения поперечного скола структуры LCO/Ti в центре ($X = 0 \text{ мм}$) и на краях подложки ($X = -25 \text{ мм}$ и $X = 25 \text{ мм}$).

подложки 0° . Известно, что наклонные микро-структуры получают при нанесении пленки на на-клоненную подложку (напыление под скользящим углом), где направление роста отдельных столб-иков или волокон в пленке ориентируется вдоль по-тока осаждаемых частиц. В частности, таким спо-собом были получены пленки кобальтата лития с наклонной микроструктурой [30]. В настоящей работе подложка располагалась плоскопараллельно мишени и, следовательно, наклон микроструктуры связан с угловым распределением потока распыля-емого материала вблизи поверхности подложки.

Распределение толщины пленки на подложке представлено на рис. 6. Толщина пленки (T) в цен-тре и на краю подложки равнялась 965 и 888 нм соответственно. Таким образом, относительная неравномерность пленки по толщине на радиусе 25 мм составила примерно 8%.

Для аппроксимации профиля толщины пленки $T(x)$ использовалось выражение

$$T(x) = \int_0^{2\pi} \int_0^{R_0} \Psi(R) Y(\theta) \frac{\cos(\theta)}{c^2} R d\varphi dR, \quad (1)$$

где R_0 — радиус мишени; $\Psi(R)$ — профиль выра-ботки мишени; $Y(\theta)$ — функция углового распре-деление потока распыленных атомов из мишени; c — расстояние от точки распыления до точки осажде-ния на подложке [22—24].

Профиль выработки $\Psi(R)$ определяется экспери-ментально, а $Y(\theta)$ подбирается из условия наилучшей аппроксимации экспериментальных данных. В каче-стве функции углового распределения распыленных атомов были предложены следующие варианты:

– косинусоидальное распределение, впервые предложенное в теории Зигмунда [31], приме-нялось для аппроксимации профиля толщины металлических пленок, полученных магнетрон-ным методом [15]:

$$Y(\theta) = A \cos^n(\theta), \quad (2)$$

где A и n — подгоночные параметры. Параметр n зависит от массы и энергии бомбардирующих ионов, а также от массы атомов мишени. Однако, как отмечалось в работе [23], в случае распыления низ-коэнергетическими ионами ($E_i < 1$ кэВ), что харак-терно для магнетронного распыления (300—700 эВ [32]), функция углового распыления может сильно отличаться от косинусоидальной;

– функция

$$Y(\theta) = \frac{A \cos(\theta)}{\alpha^2 + (1 - \alpha^2) \cos^2(\theta)}, \quad (3)$$

где A и α — подгоночные параметры, которые при-меняются для аппроксимации надкосинусного (over-cosine) и подкосинусного (under-cosine) угло-вых распределений [23, 33]. Параметр α представ-ляет собой отношение большой и малой осей эллипса. При $\alpha > 1$ функция (3) — надкосинусное распре-деление, которое наблюдается при распылении мише-ни ионами высокой энергии. При $\alpha < 1$ — подко-синусное распределение, которое характерно при распылении ионами низкой энергии ~ 100 эВ [34].

В условиях магнетронного распыления угло-вые распределения некоторых атомов могут иметь сложную форму. Для их аппроксимации была предложена следующая функция [23]:

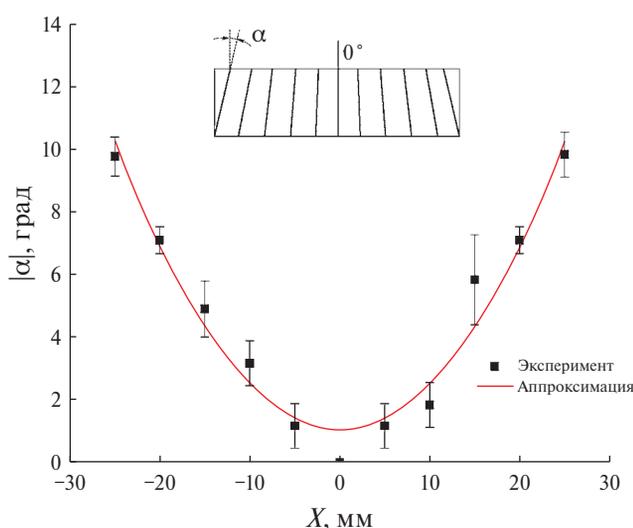


Рис. 5. Угол наклона столбчатой микроструктуры (α) слоя LCO в зависимости от расстояния до центра под-ложки (X).

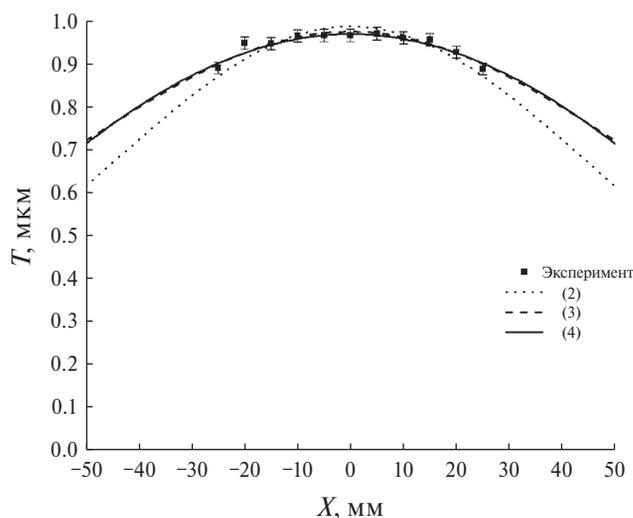


Рис. 6. Распределение толщины слоя LCO на подлож-ке: точки — экспериментальные данные, линии — ре-зультаты аппроксимации с различными функциями углового распределения согласно формулам (2)—(4).

$$Y(\theta) = A \cos^n(\theta) - B \cos^m(\theta), \quad (4)$$

где n , m , A и B — подгоночные параметры.

На рис. 7 представлен профиль выработки мишени LiCoO_2 , который был снят после нанесения слоя LCO. Максимальная глубина выработки составляет 1.3 мм и находится на расстоянии $R = 20.5$ мм от центра мишени.

Для численного решения уравнения (1) профиль выработки был аппроксимирован двумя симметричными функциями Гаусса [23, 33]:

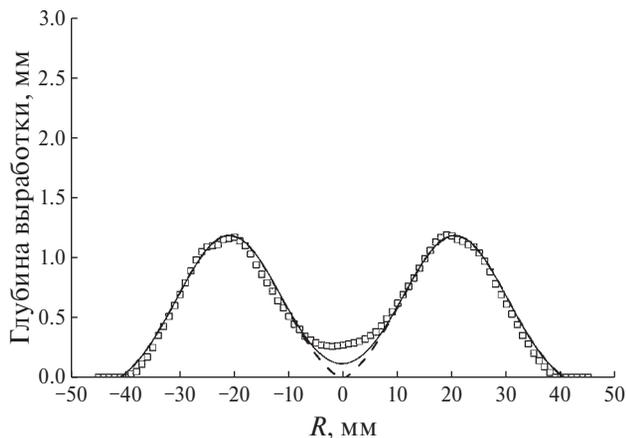


Рис. 7. Профиль выработки мишени LiCoO_2 : квадраты — экспериментальные данные; сплошная линия — аппроксимация симметричными функциями Гаусса.

$$\Psi(R) = \begin{cases} 1.34e^{-\frac{(R-20.5)^2}{188.1}}; \\ 1.34e^{-\frac{(R+20.5)^2}{188.1}}. \end{cases} \quad (5)$$

Результаты аппроксимации для различных функций углового распределения в диапазоне от -50 до 50 мм отображены на рис. 6. Наилучшее качество аппроксимации достигнуто с использованием подгоночных параметров $A = 1.61$, $n = 0.4$ для формулы (2), $A = 7.15$, $\alpha = 7.38$ для формулы (3) и $n = 2.29$, $m = 3.01$, $A = 13.23$ и $B = 11.91$ для формулы (4). Аппроксимирующие кривые с угловыми распределениями (3) и (4) достаточно точно описывают экспериментальные данные, тогда как кривая с косинусным распределением имеет значительные отклонения в центре и на краях подложки. Также можно отметить, что в случае распыления многокомпонентных мишеней формула (4) выглядит предпочтительнее, поскольку позволяет более точно подогнать форму углового распределения под экспериментальные данные.

3.2. Элементный состав слоя LCO

На рис. 8, а, б представлены отношения массовых долей элементов O/Co и Li/Co в зависимости от расстояния до центра мишени. Обе зависимости имеют максимум в центре подложки и медленно убывают по мере удаления от него. В частности, в центре подложки отношение O/Co = 0.52 ± 0.01 близко к стехиометрическому значению 0.54 (по массе) в LCO, а на краю подложки наблюдается дефицит кислорода. Такая картина согласуется с распределением состава в пленках силицидов металлов TiSi_x , MoSi_x и WSi_x [21]. Во всех случаях

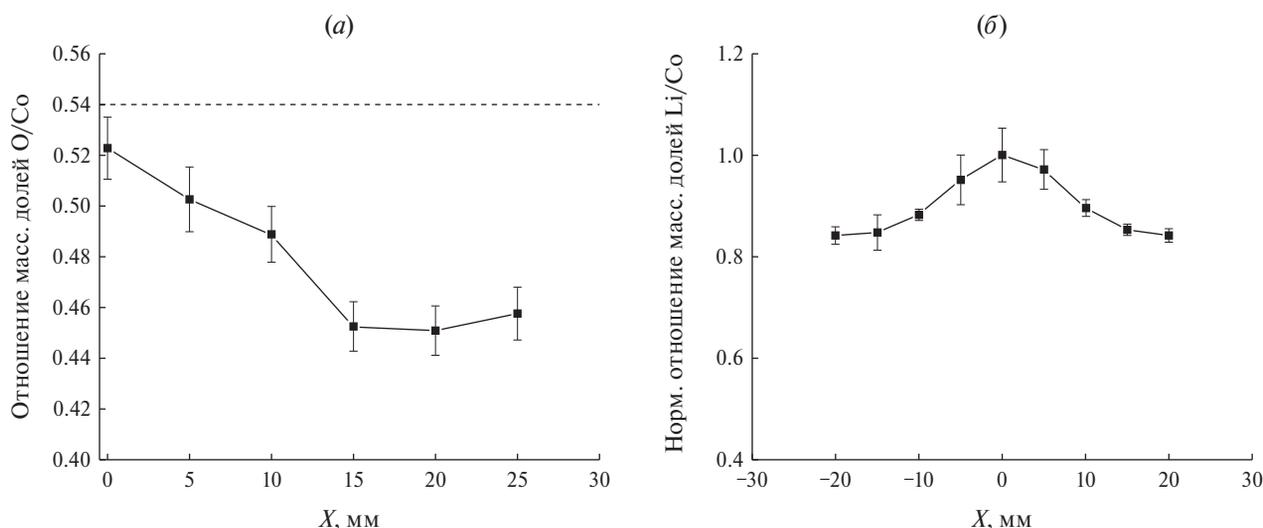


Рис. 8. Отношение массовых долей элементов слоя LCO в зависимости от расстояния до центра пластины: а — отношение O/Co по данным EDX-анализа; б — нормированное отношение Li/Co по данным ИСП-МС с лазерной абляцией.

наблюдался максимум отношения Si/металл в центре подложки и дефицит более легкого Si на краю подложки. Опираясь на более ранние работы [35, 36], авторы объяснили подобное распределение элементов тем, что легкие атомы имеют более узкие функции углового распределения, т.е. расплываются преимущественно по нормали к поверхности. Позднее это было подтверждено независимо в другой работе по исследованию состава MoSi_x [22].

Полученные результаты отличаются от ранее опубликованного исследования неравномерности нанесения LCO [26], где отношение O/Co было постоянно по всей подложке. Данный факт можно объяснить технологическими особенностями изготовления и постобработки слоя LCO. Во-первых, мишень расплылась в более богатой по кислороду смеси газов Ar/O_2 3 : 1, против 4 : 1 в настоящей работе, во-вторых, после нанесения пленка подвергалась отжигу на воздухе при 300°C , что могло способствовать дополнительному окислению кобальта.

3.3. Структура слоя LCO

На рис. 9 представлены дифрактограммы образцов № 1—5, которые соответствуют расстояниям от центра подложки 2,5, 7,5, 12,5, 17,5, 22,5 мм. В выбранном диапазоне углов 2θ общим для всех образцов является наличие двух узких высоких пиков в положении 35.12° и 38.26° и широкого пика с центром $2\theta \approx 43.7^\circ$. Первые два пика относятся к подслою титана — Ti (100) и Ti (002), согласно карточке (PDF 00-044-1294). На дифрактограммах

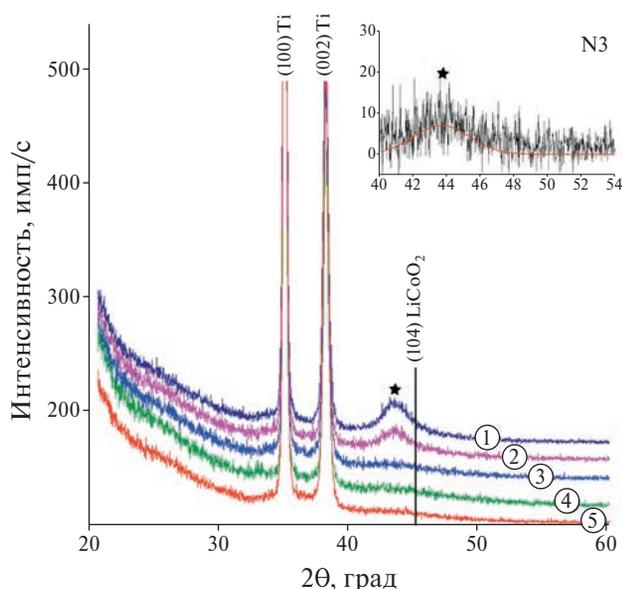


Рис. 9. Дифрактограммы двухслойных образцов LCO/Ti № 1—5. Звездочкой отмечен пик с центром $2\theta \approx 43.7^\circ$. На вставке показана область дифрактограммы образца № 3.

образцов № 1—3 обнаружен пик с центром $2\theta \approx 43.7^\circ$ (отмечен звездочкой), интенсивность которого уменьшается по мере удаления от центра подложки, при этом полуширина пика остается неизменной FWHM $\approx 2.7^\circ$. Размер кристаллитов, рассчитанный по формуле Шеррера [37] для данной полуширины пика, составляет ~ 3.7 нм. Согласно литературным данным [38—41] обнаруженный пик относится к аксиальной текстуре (104) слоя LCO с гексагональной кристаллической решеткой (группа симметрии $R-3m$). Следует отметить, что данный пик сдвинут в сторону меньших углов на $\sim 1.6^\circ$ относительно своего нормального положения 45.29° (PDF 00-062-0420) в монокристаллическом материале, что соответствует увеличению межплоскостного расстояния с 2.00 до 2.08 Å. В двух независимых работах [41, 42] было показано, что пик (104) сдвигается к своему нормальному положению после отжига пленки.

С другой стороны, наблюдаемый пик может принадлежать побочной фазе. В базе данных ICDD рефлексу 43.7° соответствует фаза LiCo_3O_4 (PDF 01-078-2677) с кубической кристаллической решеткой (пространственная группа $Fm-3m$), у которой пик (200) имеет положение $2\theta = 43.58^\circ$. Подобная кристаллическая фаза $\text{Li}_x\text{Co}_3\text{O}_4$ также была найдена в пленках LCO, полученных методом ВЧ-магнетронного распыления [43] и импульсного-лазерного испарения [44]. В работе [43] авторы пришли к выводу, что появление фазы $\text{Li}_x\text{Co}_3\text{O}_4$ связано с дефицитом лития в растущей пленке вследствие распыления поверхности пленки. Однако в данном случае это противоречит данным элементного анализа (см. рис. 8), где максимум отношения Li/Co наблюдался в центре подложки.

Несмотря на неоднозначность интерпретации фазы по одному пику можно предположить, что рефлекс 43.7° характеризует структуру слоя LCO. Уменьшение интенсивности пика 43.7° в дифрактограммах образцов № 1—5 служит еще одним проявлением неоднородности слоя LCO. Изменение интенсивности пика авторы связывают с уменьшением количества кристаллитов данной фазы. Таким образом, интенсивность сигнала от пленки становится ниже предела чувствительности прибора.

На рис. 10 представлены спектры комбинационного рассеяния образцов № 1—5. В спектрах КР обнаружены пики 477 и 590 cm^{-1} , которые относятся к изгибным колебаниям O—Co—O (E_g) и растягивающим колебаниям Co—O (A_{1g}) в высокотемпературной гексагональной фазе LiCoO_2 [39, 40, 45]. Однако данные пики сдвинуты относительно своих нормальных положений (~ 487 и ~ 597 cm^{-1}) в сторону более низких волновых чисел из-за нестехиометрического содержания лития [46]. Два других пика с волновыми числами 521 и 677 cm^{-1}

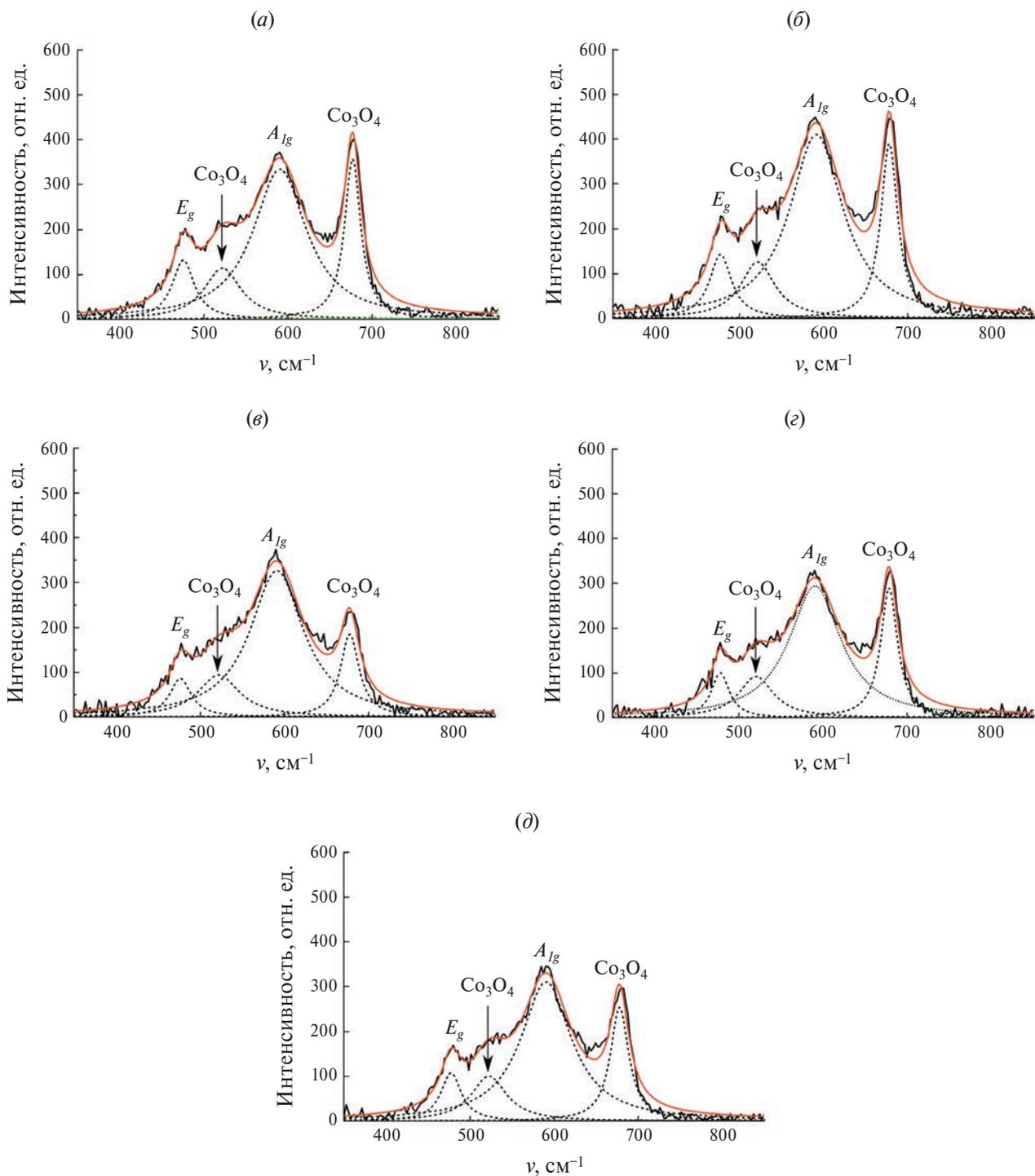


Рис. 10. Спектры КР слоя LCO: *a* — образец № 1, расстояние от центра — 2.5 мм; *b* — образец № 2, расстояние от центра — 7.5 мм; *c* — образец № 3, расстояние от центра — 12.5 мм; *d* — образец № 4, расстояние от центра — 17.5 мм; *e* — образец № 5, расстояние от центра — 22.5 мм.

относится к побочной фазе Co_3O_4 [40, 45]. Этот результат подтверждает данные рентгеноструктурного анализа о присутствии в пленке кристаллической фазы LiCo_3O_4 с кубической кристаллической решеткой. Кроме того, в работе [47] в спектре

КР LCO дополнительно была выделена низкотемпературная фаза LiCoO_2 (группа симметрии $Fm\bar{3}m$), которая была обнаружена по наличию плеча у пиков E_g и A_{1g} . В спектрах, полученных в настоящей работе, подобных искажений не наблюдалось.

4. РАЗБРОС ПАРАМЕТРОВ ТТЛИА

На рис. 11 представлены СЭМ-изображения поперечных сколов ТТЛИА из трех партий. Для измерения толщины были выбраны образцы с порядковым номером 7, расположенные на расстоянии 22.5 мм от центра подложки. Из рисунка видно, что толщины слоев немного меньше расчетных значений (табл. 1), что объясняется неравномерностью нанесения.

Удельные разрядные емкости образцов ТТЛИА (Q_{dis}^S , мкА·ч/см²) отображены на рис. 12 в виде

гистограмм. Хорошо видно, что во всех трех партиях образцы с № 5 показали наименьшую удельную емкость. Образцы ТТЛИА с четными номерами 2, 4, 6 и 8 в среднем имели самую большую емкость в партии (исключением является образец № 4 в партии С), а образцы № 1, 3 и 9 — промежуточные значения. В целом разброс Q_{dis}^S соответствует разделению ТТЛИА на группы по удаленности от центра подложки.

На рис. 13 представлены графики зависимости дифференциальной емкости dQ/dE от напряжения

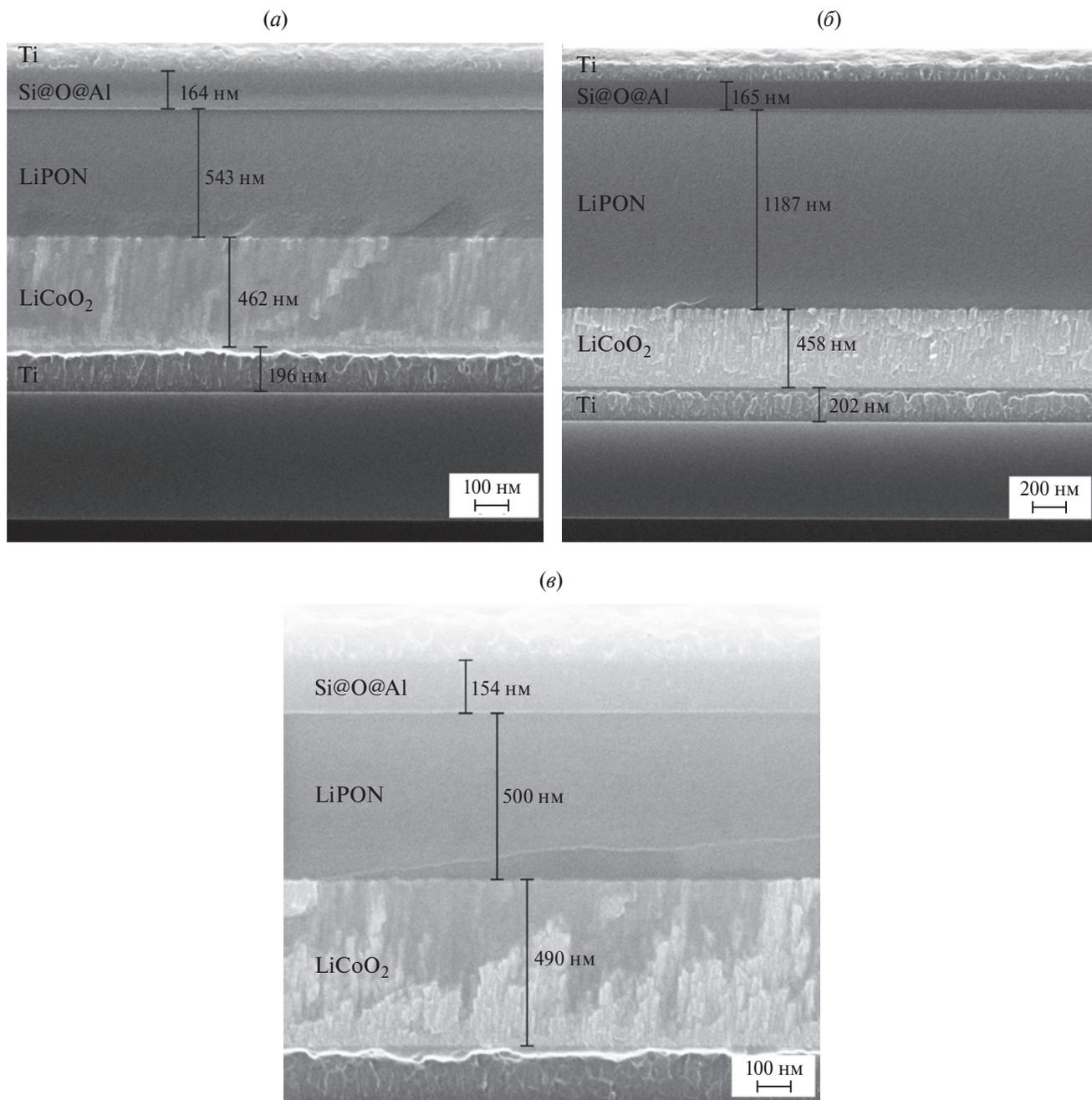


Рис. 11. СЭМ-изображения аккумуляторных слоев на поперечном сколе ТТЛИА: а — ТТЛИА № 7 партии А; б — ТТЛИА № 7 партии В; в — ТТЛИА № 7 партии С.

аккумулятора (E). Наличие пиков на графике dQ/dE от E указывает на протекание фарадеевских процессов [48], а положение их максимумов соответствуют потенциалам деинтеркаляции и интеркаляции Li^+ из LCO относительно Si@O@Al (или относительно Li^0/Li^+ для безанодных ТТЛИА). Также положение пиков на графике дифференциальной емкости соответствует плато на зарядной (или разрядной) кривой ТТЛИА.

Для образцов № 5 из партий A и B наблюдается сдвиг пика деинтеркаляции Li^+ в сторону больших напряжений, а пик интеркаляции — в сторону меньших напряжений относительно пиков остальных образцов. Как следствие расстояние между пиками увеличено. Данное явление указывает на более низкую скорость диффузии Li^+ или увеличение омических потерь внутри ТТЛИА, которые затрудняют протекание фарадеевских процессов. Отметим, что в случае партии C , подобных сдвигов пиков не наблюдалось. Другим интересным наблюдением стала дополнительная пара пиков деинтеркаляции и интеркаляции при потенциалах ~ 2.6 и ~ 2.2 В соответственно (рис. 13, a, b). В партии C данные пики также проявлялись, но при потенциале ~ 1.5 В, что находится за рамками представленного диапазона. В работе [49] сообщалось о возможности интеркаляции Li^+ в шпинель Co_3O_4 с получением $\text{Li}_x\text{Co}_3\text{O}_4$ ($0 \leq x \leq 2.0$). Реакция интеркаляции сопровождалась изменением потенциала ячейки от 2.6 до 1.3 В относительно Li^0/Li^+ . Таким образом, это может быть очередным подтверждением существования побочной фазы $\text{Li}_x\text{Co}_3\text{O}_4$ в пленках LCO.

Принимая во внимание различия между партиями, можно сделать два вывода. Во-первых, неоднородность анодного слоя Si@O@Al не влияет на разброс удельной емкости ТТЛИА. Это следует из того, что зависимость Q_{dis}^S от номера образца выполняется и для безанодных ТТЛИА (партия C), т.е. для аккумуляторов, где физически отсутствует слой Si@O@Al . Во-вторых, неравномерность по толщине слоя твердого электролита LiPON не может быть главной причиной изменения параметров ТТЛИА. Согласно работе [11] проводимость LiPON имеет гауссово распределение по радиусу подложки, следовательно, подобное распределение ожидалось и для Q_{dis}^S . Однако в данном случае максимальную емкость имеет группа ТТЛИА, расположенная на расстоянии 19.5 мм, минимальную емкость — центральный ТТЛИА и промежуточное значение группа ТТЛИА на расстоянии 25.5 мм. Кроме того, увеличение толщины слоя LiPON вдвое с 600 до 1187 нм слабо влияет как на абсолютные значения удельных емкостей, так и на их отношения.

Таким образом, если исключить влияние Si@O@Al и LiPON, то критическое влияние на распределение удельных емкостей ТТЛИА оказывает неоднородность катодного слоя LCO. Как было установлено в данной работе, слой LCO неоднороден по толщине, микроструктуре (наклон столбиков), элементному составу и содержанию кристаллической фазы. Из перечисленных параметров только два можно сопоставить напрямую с радиальной зависимостью удельных емкостей ТТЛИА. Это наличие побочной фазы $\text{Li}_x\text{Co}_3\text{O}_4$ и неравномерность толщины слоя LCO. Наличие примесной фазы проявляется в заниженной удельной емкости

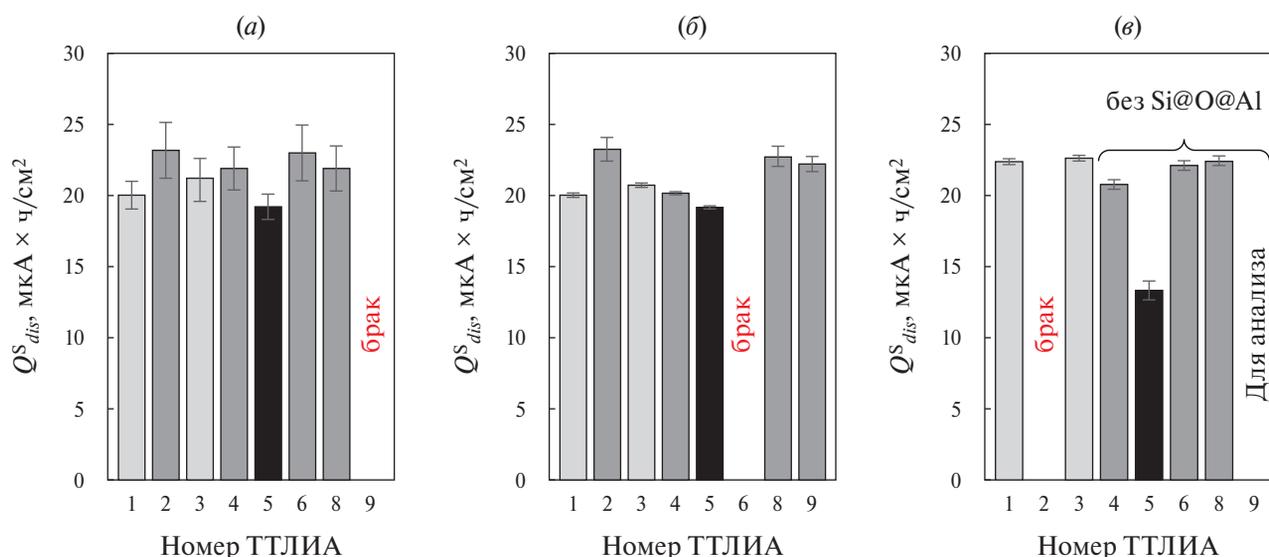


Рис. 12. Диаграммы удельных разрядных емкостей ТТЛИА: a — партии A (толщина LiPON — 543 нм); b — партии B (толщина LiPON — 1187 нм); c — партии C (образцы 1–3 с Si@O@Al , образцы 4, 6, 8 и 9 “безанодные” ТТЛИА). Аккумуляторы, отбракованные на стадии испытаний, подписаны “брак” в соответствующем столбце.

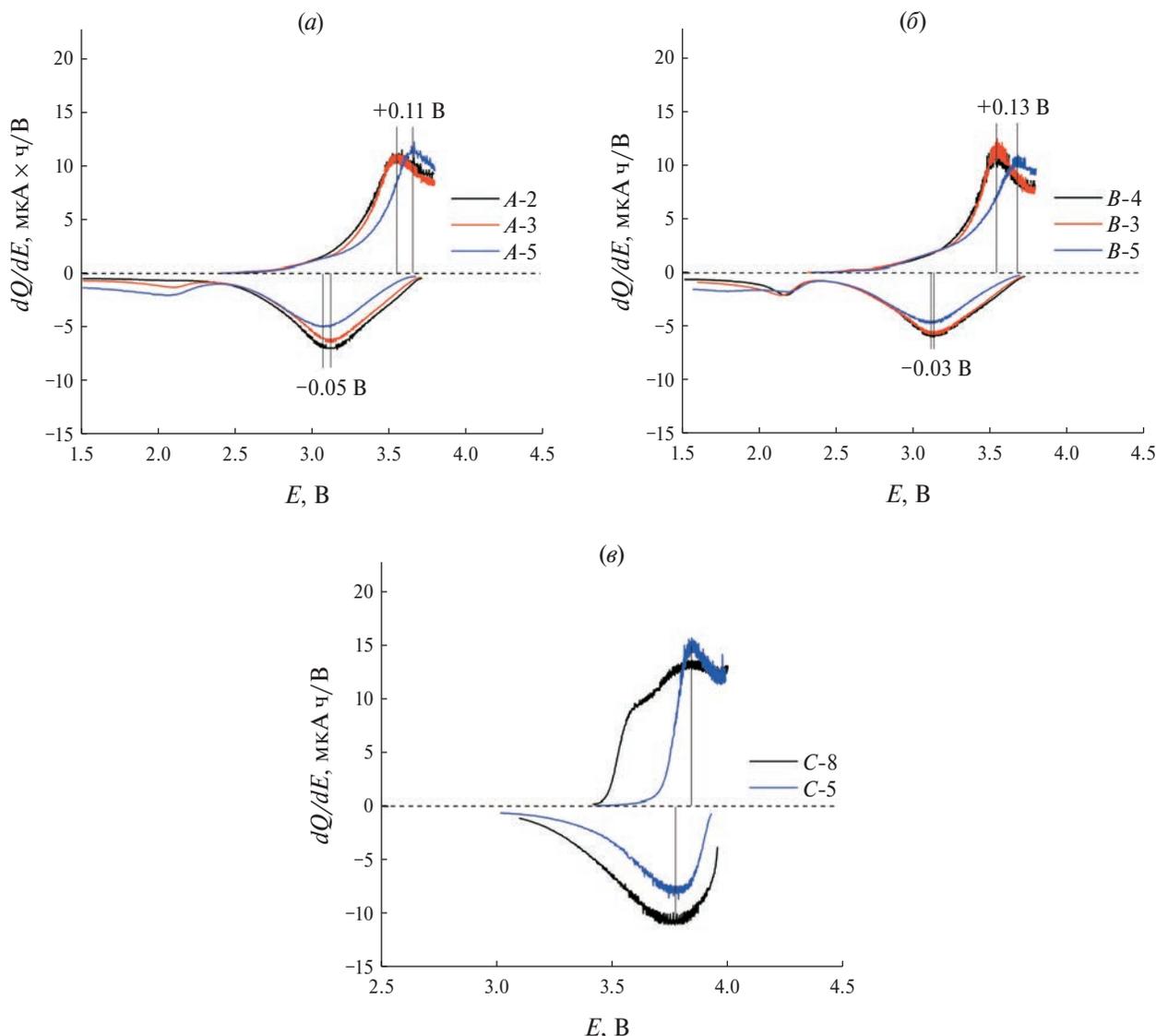


Рис. 13. Графики дифференциальной емкости ТГЛИА: *a* — образцы № 2, 3 и 5 партии А; *б* — образцы № 3, 4 и 5 партии В; *в* — образцы № 5 и 8 партии С.

центрального аккумулятора (образец № 5), а незначительное снижение емкости наиболее удаленных образцов (№ 1, 3, 7 и 9) связано с уменьшением объема активного вещества.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Слой LCO, нанесенный методом ВЧ-магнетронного распыления, был исследован комбинацией методов СЭМ, энергодисперсионного микроанализа, масс-спектрометрии с индуктивно-связанной плазмой, рентгеноструктурного анализа, спектроскопии комбинационного рассеяния и гальваностатического циклирования. Результаты исследования подтвердили наличие комплексной неоднородности слоя LCO, а именно:

- неравномерность по толщине, которая составляла ~8% на подложке $50 \times 50 \text{ мм}^2$;
- наклон столбчатой микроструктуры пленки и его зависимость от расстояния от центра: угол изменялся в пределах от 0° в центре и до 10° на краю;
- неравномерность распределения элементного состава, проявляющаяся в дефиците легких элементов (Li и O), содержание которых уменьшается по мере удаления от центра подложки;
- радиальная зависимость концентрации побочной фазы LiCo_3O_4 ;
- уменьшение содержания кристаллической фазы пленки по мере удаления от центра подложки.

Показано, что зависимость емкости от расстояния до центра $Q_{dis}^S(r)$ и неоднородность пленки LCO в целом согласуются с радиальным распределением плотности плазмы. Таким образом, неоднородность катодного слоя LCO — основная причина зависимости удельной емкости ТТЛИА Q_{dis}^S от его положения на подложке. При этом критически факторами комплексной неоднородности являются концентрация побочной фазы $LiCo_3O_4$ и неравномерность толщины слоя LCO.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках Государственного задания Ярославского филиала Физико-технологического института им. К.А. Валиева РАН Минобрнауки России по теме № FFNN-2022-0017 на оборудовании Центра коллективного пользования “Диагностика микро- и наноструктур”.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bates J.B., Dudney N.J., Gruzalski G.R., Zuhr R.A., Choudhury A., Luck C.F., Robertson J.D. Electrical properties of amorphous lithium electrolyte thin films // *Solid State Ionics*. 1992. V. 53—56. P. 647—654. [https://doi.org/10.1016/0167-2738\(92\)90442-R](https://doi.org/10.1016/0167-2738(92)90442-R)
2. Bates J.B., Dudney N., Gruzalski G., Zuhr R., Choudhury A., Luck C., Robertson J. Fabrication and characterization of amorphous lithium electrolyte thin films and rechargeable thin-film batteries // *J. Power Sources*. 1993. V. 43. № 1—3. P. 103—110. [https://doi.org/10.1016/0378-7753\(93\)80106-Y](https://doi.org/10.1016/0378-7753(93)80106-Y)
3. Bates J.B., Gruzalski G.R., Dudney N.J., Luck C.F., Yu X. Rechargeable thin-film lithium batteries // *Solid State Ionics*. 1994. V. 70. P. 619—628. [https://doi.org/10.1016/0167-2738\(94\)90383-2](https://doi.org/10.1016/0167-2738(94)90383-2)
4. Bates J.B., Dudney N.J., Lubben D.C., Gruzalski G.R., Kwak B.S., Yu X., Zuhr R.A. Thin-film rechargeable lithium batteries // *J. Power Sources*. 1995. V. 54. № 1. P. 58—62. [https://doi.org/10.1016/0378-7753\(94\)02040-A](https://doi.org/10.1016/0378-7753(94)02040-A)
5. Yu X., Bates J.B., Jellison-Jr. G.E., Hart F.X. A stable thin-film lithium electrolyte: lithium phosphorus oxynitride // *Journal of the electrochemical society*. 1997. V. 144. № 2. P. 524. DOI: 10.1149/1.1837443.
6. Yu X., Bates J.B., Jellison G.E. Characterization of Lithium Phosphorous Oxynitride Thin Films, *Proceedings of the Symposium on Thin Film Solid Ionic Devices and Materials*. 1995. V. 95—22. P. 23—30.
7. Bates J.B., Dudney N.J., Luck C.F., Sales B.C., Zuhr R.A., Robertson J. D. Deposition and characterization of $Li_2O-SiO_2-P_2O_5$ thin films // *Journal of the American Ceramic Society*. 1993. V. 76. № 4. P. 929—943. <https://doi.org/10.1111/j.1151-2916.1993.tb05317.x>
8. Bubulinca C., Kazantseva N., Pechancova V., Joseph N., Fei H., Venher M., Ivanichenko A., Saha P. Development of All-Solid-State Li-Ion Batteries: From Key Technical Areas to Commercial Use // *Batteries*. 2023. V. 9. № 3. P. 157. <https://doi.org/10.3390/batteries9030157>
9. Wu B., Chen C., Danilov D.L., Eichel R.-A., Notten P.H.L. All-solid-state thin film Li-ion batteries: New challenges, new materials, and new designs // *Batteries*. 2023. V. 9. № 3. P. 186. <https://doi.org/10.3390/batteries9030186>
10. Ma Y., Li L., Qian J., Qu W., Luo R., Wu F., Chen R. Materials and structure engineering by magnetron sputtering for advanced lithium batteries // *Energy Storage Materials*. 2021. V. 39. P. 203—224. <https://doi.org/10.1016/j.ensm.2021.04.012>
11. Oukassi S., Bazin A., Secouard C., Chevalier I., Poncet S., Poulet S., Boissel J.-M., Geffraye F., Brun J., Salot R. Millimeter scale thin film batteries for integrated high energy density storage // 2019 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM). IEEE. 2019. P. 26.1. 1-26.
12. Koo M., Park K.-I., Lee S.H., Suh M., Jeon D.Y., Choi J.W., Kang K., Lee K.J. Bendable inorganic thin-film battery for fully flexible electronic systems // *Nano letters*. 2012. V. 12. № 9. P. 4810—4816. <https://doi.org/10.1021/nl302254v>
13. Горбунов Н.В., Колесников А.Г., Крюков Ю.А., Смолянин Т.А. Прогнозирование зоны эрозии планарного магнетрона // *Надежность и качество сложных систем*. 2020. № 1 (29). С. 57—66. DOI: 10.21685/2307-4205-2020-1-7.
14. Swann S. Film thickness distribution in magnetron sputtering // *Vacuum*. 1988. V. 38. № 8—10. P. 791—794. [https://doi.org/10.1016/0042-207X\(88\)90465-4](https://doi.org/10.1016/0042-207X(88)90465-4)
15. Soloviev A.A., Sochugov N.S., Oskomov K.V., Kovsharov N.F. Film thickness distribution in magnetron sputtering system with the round cathode // *Izv. vuzov. Physics* 2006. V. 8. Pp. 491—493.
16. Zhang X.B., Pei Z.L., Gong J., Sun C. Investigation on the electrical properties and inhomogeneous distribution of ZnO: Al thin films prepared by dc magnetron sputtering at low deposition temperature // *Journal of applied physics*. 2007. V. 101. P. 014910. <https://doi.org/10.1063/1.2407265>
17. Tadjine R., Alim M.M., Kechouane M. The erosion groove effects on RF planar magnetron sputtering // *Surface and Coatings Technology*. 2017. V. 309. P. 573—578. <https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2016.12.009>

18. *Mientus R., Weise M., Seeger S., Heller R., Ellmer K.* Electrical and optical properties of amorphous SnO₂: Ta films, prepared by DC and RF magnetron sputtering: A systematic study of the influence of the type of the reactive gas // *Coatings*. 2020. V. 10. № 3. P. 204. <https://doi.org/10.3390/coatings10030204>
19. *Nomoto J., Makino H., Inaba K., Kobayashi S., Yamamoto T.* Effects of the erosion zone of magnetron sputtering targets on the spatial distribution of structural and electrical properties of transparent conductive Al-doped ZnO polycrystalline films // *J. Appl. Phys.* 2018. V. 124. № 6. P. 065304. <https://doi.org/10.1063/1.5038162>
20. *Minami T., Oda J., Nomoto J., Miyata T.* Effect of target properties on transparent conducting impurity-doped ZnO thin films deposited by DC magnetron sputtering // *Thin Solid Films*. 2010. V. 519. № 1. P. 385–390. <https://doi.org/10.1016/j.tsf.2010.08.007>
21. *Murakami Y., Shingyoji T.* Compositional difference between films and targets in sputtering of refractory metal silicides // *J. Vac. Sci. Technol.* 1990. V. 8. № 2. P. 851–854. <https://doi.org/10.1116/1.576929>
22. *Sato H., Ikeda N., Tawara H., Sato M.* Investigation of Composition Uniformity of MoSi_x Sputtering Films Based on Measurement of Angular-distribution of Sputtered Atoms // *Thin Solid Films*. 1993. V. 236. № 1–2. P. 27–31. [https://doi.org/10.1016/0040-6090\(93\)90245-K](https://doi.org/10.1016/0040-6090(93)90245-K)
23. *Broadway D. M., Platonov Y.Y., Gomez L.A.* Achieving desired thickness gradients on flat and curved substrates // *X-Ray Optics, Instruments, and Missions II*. SPIE. 1999. V. 3766. P. 262–274. <https://doi.org/10.1117/12.363643>
24. *Wang B., Fu X., Song S., Chu H.O., Gibson D., Li C., Shi Y., Wu Z.* Simulation and optimization of film thickness uniformity in physical vapor deposition // *Coatings*. 2018. V. 8. № 9. P. 325. <https://doi.org/10.3390/coatings8090325>
25. *Мартыненко Ю. В., Рогов А. В., Шульга В. И.* Угловое распределение атомов при магнетронном распылении поликристаллических мишеней // *ЖТФ*. 2012. Т. 82. № 4. С. 13–18.
26. *Whitacre J.F., West W.C., Ratnakumar B.V.* The influence of target history and deposition geometry on RF magnetron sputtered LiCoO₂ thin films // *Journal of power sources*. 2001. V. 103. № 1. P. 134–139. [https://doi.org/10.1016/S0378-7753\(01\)00849-7](https://doi.org/10.1016/S0378-7753(01)00849-7)
27. *Rudy A.S., Mironenko A.A., Naumov V.V., Fedorov I.S., Skundin A.M., Tortseva Y.S.* Thin-Film Solid State Lithium-Ion Batteries of the LiCoO₂/LiPON/Si@O@Al System // *Russian Microelectronics*. 2021. V. 50. № 5. P. 333–338. <https://doi.org/10.1134/S106373972105005X>
28. *Neudecker B.J., Dudney N.J., Bates J.B.* “Lithium-Free” thin-film battery with in situ plated Li anode // *Journal of the Electrochemical Society*. 2000. V. 147. № 2. P. 517. DOI: 10.1149/1.1393226.
29. *Bates J.B., Dudney N.J., Neudecker B.J., Hart F.X., Jun H.P., Hackney S.A.* Preferred orientation of polycrystalline LiCoO₂ films // *J. Electrochem. Soc.* 2000. V. 147. № 1. P. 59. DOI: 10.1149/1.1393157.
30. *Yoon M., Lee S., Lee D., Kim J., Moon J.* All-solid-state thin film battery based on well-aligned slanted LiCoO₂ nanowires fabricated by glancing angle deposition // *Applied Surface Science*. 2017. V. 412. P. 537–544. <https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2017.03.268>
31. *Распыление твердых тел ионной бомбардировкой: Физ. распыление одноэлементных твердых тел. Пер. с англ. /Под ред. П. Бериша. М.: Мир, 1984. 336 с.*
32. *Данилин Б.С., Сырчин В.К.* Магнетронные распылительные системы / Б. С. Данилин, В. К. Сырчин. М.: Радио и связь, 1982. 72 с.
33. *Shi Y., Huang Q., Qi R., Shen Z., Zhang Z., Wang Z.* Theoretical and experimental study of particle distribution from magnetron sputtering with masks for accurate thickness profile control // *Coatings*. 2020. V. 10. № 4. P. 357. <https://doi.org/10.3390/coatings10040357>
34. *Yamamura Y., Takiguchi T., Ishida M.* Energy and angular distributions of sputtered atoms at normal incidence // *Radiation effects and defects in solids*. 1991. V. 118. № 3. P. 237–261. DOI: 10.1080/10420159108221362.
35. *Olson R.R., Wehner G.K.* Composition variations as a function of ejection angle in sputtering of alloys // *J. Vac. Sci. Technol.* 1977. V. 14. № 1. P. 319–321. <https://doi.org/10.1116/1.569198>
36. *Olson R.R., King M.E., Wehner G.K.* Mass effects on angular distribution of sputtered atoms // *Journal of Applied Physics*. 1979. V. 50. № 5. P. 3677–3683. <https://doi.org/10.1063/1.326321>
37. *Ковба Л.М., Трунов В.К.* Рентгенофазовый анализ / 2-е изд. доп. и перераб. М.: МГУ, 1976. 232 с.
38. *Jung K.T., Cho G.-B., Kim K.-W., Nam T.-H., Jeong H. M., Huh S.-C., Chung H.-S., Noh J.-P.* Influence of the substrate texture on the structural and electrochemical properties of sputtered LiCoO₂ thin films // *Thin solid films*. 2013. V. 546. P. 414–417. <https://doi.org/10.1016/j.tsf.2013.05.135>
39. *Liao C. L., Lee Y. H., Fung K. Z.* The film growth and electrochemical properties of rf-sputtered LiCoO₂ thin films // *Journal of alloys and compounds*. 2007. V. 436. № 1–2. P. 303–308. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2006.07.033>
40. *Pracharová J., Přidal J., Bludská J., Jakubec I., Vorlíček V., Málková Z., Makris T. D., Giorgi R., Jastrabík L.* LiCoO₂ thin-film cathodes grown by RF sputtering // *Journal of power sources*. 2002. V. 108. № 1–2. P. 204–212. [https://doi.org/10.1016/S0378-7753\(02\)00018-6](https://doi.org/10.1016/S0378-7753(02)00018-6)
41. *Xie J., Imanishi N., Zhang T., Hirano A., Takeda Y., Yamamoto O.* Li-ion transport in all-solid-state lithium batteries with LiCoO₂ using NASICON-type glass

- ceramic electrolytes // *Journal of Power Sources*. 2009. V. 189. № 1. P. 365—370.
<https://doi.org/10.1016/j.jpowsour.2008.08.015>
42. Whitacre J.F., West W.C., Brandon E., Ratnakumar B.V. Crystallographically oriented thin-film nanocrystalline cathode layers prepared without exceeding 300 °C // *J. Electrochem. Soc.* 2001. V. 148. № 10. P. A1078. DOI: 10.1149/1.1400119.
43. Park H.Y., Lee S.R., Lee Y.J., Cho B.W., Cho W.I. Bias sputtering and characterization of LiCoO₂ thin film cathodes for thin film microbattery // *Materials Chemistry and Physics*. 2005. V. 93. № 1. P. 70—78.
44. Kuwata N., Kumar R., Toribami K., Suzuki T., Hattori T., Kawamura J. Thin film lithium ion batteries prepared only by pulsed laser deposition // *Solid state ionics*. 2006. V. 177. № 26—32. P. 2827—2832.
<https://doi.org/10.1016/j.ssi.2006.07.023>
45. Jeon S.W., Lim J.-K., Lim S.-H., Lee S.-M. As-deposited LiCoO₂ thin film cathodes prepared by rf magnetron sputtering // *Electrochimica Acta*. 2005. V. 51. № 2. P. 268—273.
 DOI: 10.1016/j.electacta.2005.04.035.
46. Inaba M., Iriyama Y., Ogumi Z., Todzuka Y., Tasaka A. Raman study of layered rock-salt LiCoO₂ and its electrochemical lithium deintercalation // *J. Raman Spectrosc.* 1997. V. 28. № 8. P. 613—617.
47. Tintignac S., Baddour-Hadjean R., Pereira-Ramos J.-P., Salot R. High performance sputtered LiCoO₂ thin films obtained at a moderate annealing treatment combined to a bias effect // *Electrochimica acta*. 2012. V. 60. P. 121—129.
<https://doi.org/10.1016/j.electacta.2011.11.033>
48. Julien C., Mauger A., Vijn A., Zaghbi K. Lithium batteries: science and technology. Springer, 2008.
49. Thackeray M.M., Baker S.D. and Adendorff K.T. Lithium insertion into Co₃O₄: a preliminary investigation // *Solid State Ionics*. 1985. V. 17. № 2. P. 175—181.
[https://doi.org/10.1016/0167-2738\(85\)90069-4](https://doi.org/10.1016/0167-2738(85)90069-4)

A comprehensive study of nonuniformity properties of the LiCoO₂ thin-film cathode fabricated by RF sputtering

© 2024 S. V. Kurbatov^{1,*}, A. S. Rudy^{1,**}, V. V. Naumov¹, A. A. Mironenko¹, O. V. Savenko², M. A. Smirnova¹, L. A. Mazaletsky³, D. E. Pukhov¹

¹Valiev Institute of Physics and Technology of RAS, Yaroslavl Branch, Yaroslavl, Russia

²P.G. Demidov Yaroslavl State University, Yaroslavl, Russia

³Patrice Lumumba Peoples' Friendship University of Russia, Moscow, Russia

*E-mail: kurbatov-93@bk.ru

**E-mail: rudy@uniyar.ac.ru

The influence of nonuniformity properties of the LiCoO₂ cathode film deposited by magnetron sputtering on the capacity of all-solid-state thin-film lithium-ion batteries (ASSLib) was studied. It was found that the film nonuniformity corresponds to the magnetron plasma density distribution and the angular distribution of sputtered particles. The capacity distribution of the ASSLib with LiCoO₂ cathode depending on the distance to the substrate center was studied. The maximum capacity corresponded to the dense part of the toroidal region of the magnetron plasma. It was determined that the main causes of batteries capacity decline in the central part and on the edge of the substrate are the impurity phase of lithium cobaltate and the smaller thickness of the cathode layer, respectively.

Keywords: RF magnetron sputtering, nonuniformity cathode layer, spread of specific capacitance, all-solid-state thin-film lithium-ion battery

REFERENCES

- Bates J.B., Dudney N.J., Gruzalski G.R., Zuhr R.A., Choudhury A., Luck C.F., Robertson J.D. Electrical properties of amorphous lithium electrolyte thin films // *Solid State Ionics*. 1992. V. 53—56. P. 647—654.
[https://doi.org/10.1016/0167-2738\(92\)90442-R](https://doi.org/10.1016/0167-2738(92)90442-R)
- Bates J.B., Dudney N., Gruzalski G., Zuhr R., Choudhury A., Luck C., Robertson J. Fabrication and characterization of amorphous lithium electrolyte thin films and rechargeable thin-film batteries // *J. Power Sources*. 1993. V. 43. No 1—3. P. 103—110.
[https://doi.org/10.1016/0378-7753\(93\)80106-Y](https://doi.org/10.1016/0378-7753(93)80106-Y)
- Bates J.B., Gruzalski G.R., Dudney N.J., Luck C.F., Yu X. Rechargeable thin-film lithium batteries // *Solid State Ionics*. 1994. V. 70. P. 619—628.
[https://doi.org/10.1016/0167-2738\(94\)90383-2](https://doi.org/10.1016/0167-2738(94)90383-2)
- Bates J.B., Dudney N.J., Lubben D.C., Gruzalski G.R., Kwak B.S., Yu X., Zuhr R.A. Thin-film rechargeable lithium batteries // *J. Power Sources*. 1995. V. 54. No 1. P. 58—62.
[https://doi.org/10.1016/0378-7753\(94\)02040-A](https://doi.org/10.1016/0378-7753(94)02040-A)
- Yu X., Bates J.B., Jellison-Jr. G.E., Hart F.X. A stable thin-film lithium electrolyte: lithium phosphorus oxynitride // *Journal of the electrochemical society*. 1997. V. 144. No 2. P. 524. DOI: 10.1149/1.1837443.

6. Yu X., Bates J.B., Jellison G.E. Characterization of Lithium Phosphorous Oxynitride Thin Films, Proceedings of the Symposium on Thin Film Solid Ionic Devices and Materials. 1995. V. 95—22. P. 23—30.
7. Bates J.B., Dudney N.J., Luck C.F., Sales B.C., Zuhr R.A., Robertson J.D. Deposition and characterization of $\text{Li}_2\text{O}-\text{SiO}_2-\text{P}_2\text{O}_5$ thin films // Journal of the American Ceramic Society. 1993. V. 76. No 4. P. 929—943. <https://doi.org/10.1111/j.1151-2916.1993.tb05317.x>
8. Bubulinca C., Kazantseva N.E., Pechancova V., Joseph N., Fei H., Venher M., Ivanichenko A., Saha P. Development of All-Solid-State Li-Ion Batteries: From Key Technical Areas to Commercial Use // Batteries. 2023. V. 9. No 3. P. 157. <https://doi.org/10.3390/batteries9030157>
9. Wu B., Chen C., Danilov D.L., Eichel R.-A., Notten P.H.L. All-solid-state thin film Li-ion batteries: New challenges, new materials, and new designs // Batteries. 2023. V. 9. No 3. P. 186. <https://doi.org/10.3390/batteries9030186>
10. Ma Y., Li L., Qian J., Qu W., Luo R., Wu F., Chen R. Materials and structure engineering by magnetron sputtering for advanced lithium batteries // Energy Storage Materials. 2021. V. 39. P. 203—224. <https://doi.org/10.1016/j.ensm.2021.04.012>
11. Oukassi S., Bazin A., Secouard C., Chevalier I., Poncet S., Poulet S., Boissel J.-M., Geffraye F., Brun J., Salot R. Millimeter scale thin film batteries for integrated high energy density storage // 2019 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM). IEEE. 2019. P. 26.1. 1–26.
12. Koo M., Park K.-I., Lee S.H., Suh M., Jeon D.Y., Choi J.W., Kang K., Lee K.J. Bendable inorganic thin-film battery for fully flexible electronic systems // Nano letters. 2012. V. 12. No 9. P. 4810—4816. <https://doi.org/10.1021/nl302254v>
13. Kolesnikov A., Kryukov Y., Gafurov M., Bodnarchuk V. Prediction of Target Erosion for Planar Magnetron Sputtering Systems // Coatings. 2022. V. 12. No 12. P. 1807. <https://doi.org/10.3390/coatings12121807>
14. Swann S. Film thickness distribution in magnetron sputtering // Vacuum. 1988. V. 38. No 8—10. P. 791—794. [https://doi.org/10.1016/0042-207X\(88\)90465-4](https://doi.org/10.1016/0042-207X(88)90465-4)
15. Soloviev A.A., Sochugov N.S., Oskomov K.V., Kovsharov N.F. Film thickness distribution in magnetron sputtering system with the round cathode // Izv. vuzov. Physics 2006. V. 8. Pp. 491—493.
16. Zhang X.B., Pei Z.L., Gong J., Sun C. Investigation on the electrical properties and inhomogeneous distribution of ZnO: Al thin films prepared by dc magnetron sputtering at low deposition temperature // Journal of applied physics. 2007. V. 101. P. 014910. <https://doi.org/10.1063/1.2407265>
17. Tadjine R., Alim M. M., Kechouane M. The erosion groove effects on RF planar magnetron sputtering // Surface and Coatings Technology. 2017. V. 309. P. 573—578. <https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2016.12.009>
18. Mientus R., Weise M., Seeger S., Heller R., Ellmer K. Electrical and optical properties of amorphous SnO_2 ; Ta films, prepared by DC and RF magnetron sputtering: A systematic study of the influence of the type of the reactive gas // Coatings. 2020. V. 10. No 3. P. 204. <https://doi.org/10.3390/coatings10030204>
19. Nomoto J., Makino H., Inaba K., Kobayashi S., Yamamoto T. Effects of the erosion zone of magnetron sputtering targets on the spatial distribution of structural and electrical properties of transparent conductive Al-doped ZnO polycrystalline films // J. Appl. Phys. 2018. V. 124. No 6. P. 065304. <https://doi.org/10.1063/1.5038162>
20. Minami T., Oda J., Nomoto J., Miyata T. Effect of target properties on transparent conducting impurity-doped ZnO thin films deposited by DC magnetron sputtering // Thin Solid Films. 2010. V. 519. No 1. P. 385—390. <https://doi.org/10.1016/j.tsf.2010.08.007>
21. Murakami Y., Shingyoji T. Compositional difference between films and targets in sputtering of refractory metal silicides // J. Vac. Sci. Technol. 1990. V. 8. No 2. P. 851—854. <https://doi.org/10.1116/1.576929>
22. Sato H., Ikeda N., Tawara H., Sato M. Investigation of Composition Uniformity of MoSi_x Sputtering Films Based on Measurement of Angular-distribution of Sputtered Atoms // Thin Solid Films. 1993. V. 236. No 1—2. P. 27—31. [https://doi.org/10.1016/0040-6090\(93\)90245-K](https://doi.org/10.1016/0040-6090(93)90245-K)
23. Broadway D.M., Platonov Y.Y., Gomez L.A. Achieving desired thickness gradients on flat and curved substrates // X-Ray Optics, Instruments, and Missions II. SPIE. 1999. V. 3766. P. 262—274. <https://doi.org/10.1117/12.363643>
24. Wang B., Fu X., Song S., Chu H.O., Gibson D., Li C., Shi Y., Wu Z. Simulation and optimization of film thickness uniformity in physical vapor deposition // Coatings. 2018. V. 8. No 9. P. 325. <https://doi.org/10.3390/coatings8090325>
25. Martynenko Y. V., Rogov A. V., Shul'Ga V. I. Angular distribution of atoms during the magnetron sputtering of polycrystalline targets // Technical physics. 2012. V. 57. P. 439—444. DOI: 10.1134/S1063784212040196.
26. Whitacre J.F., West W.C., Ratnakumar B.V. The influence of target history and deposition geometry on RF magnetron sputtered LiCoO_2 thin films // Journal of power sources. 2001. V. 103. No 1. P. 134—139. [https://doi.org/10.1016/S0378-7753\(01\)00849-7](https://doi.org/10.1016/S0378-7753(01)00849-7).
27. Rudy A.S., Mironenko A.A., Naumov V.V., Fedorov I.S., Skundin A.M., Tortseva Y.S. Thin-Film Solid State Lithium-Ion Batteries of the $\text{LiCoO}_2/\text{LiPON}/\text{Si}@\text{O}@\text{Al}$ System // Russian Microelectronics. 2021. V. 50. No 5. P. 333—338. <https://doi.org/10.1134/S106373972105005X>
28. Neudecker B.J., Dudney N.J., Bates J.B. “Lithium-Free” thin-film battery with in situ plated Li anode // Journal of the Electrochemical Society. 2000. V. 147. No 2. P. 517. DOI 10.1149/1.1393226.
29. Bates J.B., Dudney N.J., Neudecker B.J., Hart F.X., Jun H.P., Hackney S.A. Preferred orientation of polycrystalline LiCoO_2 films // J. Electrochem. Soc. 2000. V. 147. No 1. P. 59. DOI 10.1149/1.1393157.
30. Yoon M., Lee S., Lee D., Kim J., Moon J. All-solid-state thin film battery based on well-aligned slanted LiCoO_2

- nanowires fabricated by glancing angle deposition // *Applied Surface Science*. 2017. V. 412. P. 537–544. <https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2017.03.268>
31. *Behrisch R.* Sputtering by particle bombardment I. Physical sputtering of single-element solids. Springer-Verlag. 1981. V. 47.
32. *Danilin B.S., Syrchin V.K.* Magnetron sputtering systems. Moscow: Radio and communication, 1982. 72 p. (in Russian)
33. *Shi Y., Huang Q., Qi R., Shen Z., Zhang Z., Wang Z.* Theoretical and experimental study of particle distribution from magnetron sputtering with masks for accurate thickness profile control // *Coatings*. 2020. V. 10. No 4. P. 357. <https://doi.org/10.3390/coatings10040357>
34. *Yamamura Y., Takiguchi T., Ishida M.* Energy and angular distributions of sputtered atoms at normal incidence // *Radiation effects and defects in solids*. 1991. V. 118. No 3. P. 237–261. DOI: 10.1080/10420159108221362.
35. *Olson R.R., Wehner G.K.* Composition variations as a function of ejection angle in sputtering of alloys // *J. Vac. Sci. Technol.* 1977. V. 14. No 1. P. 319–321. <https://doi.org/10.1116/1.569198>
36. *Olson R.R., King M.E., Wehner G.K.* Mass effects on angular distribution of sputtered atoms // *Journal of Applied Physics*. 1979. V. 50. No 5. P. 3677–3683. <https://doi.org/10.1063/1.326321>
37. *Kovba L.M., Trunov V.K.* X-ray diffraction analysis (2 ed.). Moscow: Moscow State University. 1976. 232 p. (in Russian)
38. *Jung K.T., Cho G.-B., Kim K.-W., Nam T.-H., Jeong H.-M., Huh S.-C., Chung H.-S., Noh J.-P.* Influence of the substrate texture on the structural and electrochemical properties of sputtered LiCoO₂ thin films // *Thin solid films*. 2013. V. 546. P. 414–417. <https://doi.org/10.1016/j.tsf.2013.05.135>
39. *Liao C. L., Lee Y. H., Fung K. Z.* The film growth and electrochemical properties of rf-sputtered LiCoO₂ thin films // *Journal of alloys and compounds*. 2007. V. 436. No 1–2. P. 303–308. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2006.07.033>
40. *Prachařová J., Přidal J., Bludská J., Jakubec I., Vorlíček V., Málková Z., Makris T. D., Giorgi R., Jastrabík L.* LiCoO₂ thin-film cathodes grown by RF sputtering // *Journal of power sources*. 2002. V. 108. No 1–2. P. 204–212. [https://doi.org/10.1016/S0378-7753\(02\)00018-6](https://doi.org/10.1016/S0378-7753(02)00018-6)
41. *Xie J., Imanishi N., Zhang T., Hirano A., Takeda Y., Yamamoto O.* Li-ion transport in all-solid-state lithium batteries with LiCoO₂ using NASICON-type glass ceramic electrolytes // *Journal of Power Sources*. 2009. V. 189. No 1. P. 365–370. <https://doi.org/10.1016/j.jpowsour.2008.08.015>
42. *Whitacre J.F., West W.C., Brandon E., Ratnakumar B.V.* Crystallographically oriented thin-film nanocrystalline cathode layers prepared without exceeding 300 °C // *J. Electrochem. Soc.* 2001. V. 148. No 10. P. A1078. DOI: 10.1149/1.1400119.
43. *Park H.Y., Lee S.R., Lee Y.J., Cho B.W., Cho W.I.* Bias sputtering and characterization of LiCoO₂ thin film cathodes for thin film microbattery // *Materials Chemistry and Physics*. 2005. V. 93. No 1. P. 70–78.
44. *Kuwata N., Kumar R., Toribami K., Suzuki T., Hattori T., Kawamura J.* Thin film lithium ion batteries prepared only by pulsed laser deposition // *Solid state ionics*. 2006. V. 177. No 26–32. P. 2827–2832. <https://doi.org/10.1016/j.ssi.2006.07.023>
45. *Jeon S.W., Lim J.-K., Lim S.-H., Lee S.-M.* As-deposited LiCoO₂ thin film cathodes prepared by rf magnetron sputtering // *Electrochimica Acta*. 2005. V. 51. No 2. P. 268–273. DOI: 10.1016/j.electacta.2005.04.035.
46. *Inaba M., Iriyama Y., Ogumi Z., Todzuka Y., Tasaka A.* Raman study of layered rock-salt LiCoO₂ and its electrochemical lithium deintercalation // *J. Raman Spectrosc.* 1997. V. 28. No 8. P. 613–617.
47. *Tintignac S., Baddour-Hadjean R., Pereira-Ramos J.-P., Salot R.* High performance sputtered LiCoO₂ thin films obtained at a moderate annealing treatment combined to a bias effect // *Electrochimica acta*. 2012. V. 60. P. 121–129. <https://doi.org/10.1016/j.electacta.2011.11.033>
48. *Julien C., Mauger A., Vijn A., Zaghbi K.* Lithium batteries: science and technology. Springer, 2008.
49. *Thackeray M.M., Baker S.D. and Adendorff K.T.* Lithium insertion into Co₃O₄: a preliminary investigation // *Solid State Ionics*. 1985. V. 17. No 2. P. 175–181. [https://doi.org/10.1016/0167-2738\(85\)90069-4](https://doi.org/10.1016/0167-2738(85)90069-4)

ВЛИЯНИЕ ДОБАВКИ ВОДОРОДА НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ И СПЕКТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ ТЕТРАФТОРМЕТАНА

© 2024 г. Д. Б. Мурин¹, * А. Ю. Граждан¹, И. А. Чесноков¹, И. А. Гоголев¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Ивановский государственный химико-технологический университет”, Иваново, Россия

*E-mail: dim86@mail.ru

Поступила в редакцию 15.02.2024 г.

После доработки 20.03.2024 г.

Принята к публикации 20.03.2024 г.

Исследовано влияние добавки водорода на электрофизические параметры и спектры излучения тетрафторметана в условиях тлеющего разряда постоянного тока. Установлено, что температуры газа нелинейно изменяются с увеличением доли водорода в плазмообразующей смеси. Получены и проанализированы спектры излучения плазмы тетрафторметана с водородом. Показано, что излучение плазмы представлено атомарными и молекулярными компонентами, а зависимости интенсивностей излучения линий от внешних условий разряда определяются возбуждением излучающих состояний при прямых электронных ударах.

Ключевые слова: плазма, тлеющий разряд, тетрафторметан, электрофизические параметры, температура газа, удельная мощность, приведенная напряженность электрического поля, спектры излучения, интенсивность излучения

DOI: 10.31857/S0544126924030021

1. ВВЕДЕНИЕ

Смеси фторсодержащих (CF_4 , CHF_3 , CF_2H_2) газов с инертными (Ar, He) и молекулярными (H_2 , O_2 , Cl_2 , N_2) газами являются перспективными и широко применяемыми плазмообразующими средами при проведении плазмохимического и реактивно-ионного травления ряда металлов и полупроводников [1–3]. Кроме очевидных технологических преимуществ, таких как стабилизация зоны горения плазмы, увеличение анизотропии процесса, добавление к химически активному газу второго компонента способствует защите откачных средств и повышению экологической чистоты производства вследствие снижения токсичных компонентов в отходящих газах плазмохимических установок [1]. Помимо этого использование в качестве второго компонента молекулярного газа позволяет достигать ряда специфических эффектов при травлении ряда материалов, которые не достижимы с помощью однокомпонентного плазмообразующего газа. Например, добавка H_2 способствует восстановлению поверхностных оксидов и/или так называемому полирующему травлению обрабатываемой поверхности, позволяет снизить расход фторсодержащего газа без большого уменьшения

скорости травления, а в некоторых случаях даже приводит к увеличению этого параметра [4].

Наряду с внешними параметрами разряда (давление и расход газа, вкладываемая мощность) простое изменение начального состава смеси также позволяет регулировать конечный результат обработки. Последнее обусловлено влиянием второго компонента смеси на кинетику плазмохимических и реактивно-ионных процессов и концентрации активных частиц за счет изменения электрофизических параметров плазмы [5, 6]. Таким образом, для эффективной оптимизации процессов плазмохимического травления необходимо знание взаимосвязей между внешними (задаваемыми) параметрами плазмы и ее составом, определяющим стационарные плотности потоков активных частиц на обрабатываемую поверхность. Одним из способов получения подобной информации является оптическая эмиссионная спектроскопия [7, 8]. Целью данной работы являлось исследование влияния добавок водорода на электрофизические параметры и спектры излучения тетрафторметана в условиях тлеющего разряда постоянного тока и возможностей контроля относительных концентраций частиц по соответствующим интенсивностям излучения.

2. МЕТОДИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Для экспериментального исследования параметров тлеющего разряда постоянного тока в смеси CF_4/H_2 использовалась вакуумная установка с цилиндрическим проточным реактором (радиус $r = 1.4$ см, длина зоны разряда $l = 56$ см), изготовленным из молибденового стекла С-49. Электроды из анодированного алюминия располагались в боковых отростках и имели вид полых цилиндров. Длина разрядного промежутка составляла 36 см. В качестве внешних (задаваемых) параметров разряда выступали ток разряда ($i = 10\text{--}35$ мА), давление газа ($p = 20\text{--}200$ Па) и расход газа ($q = 2$ см³/с при нормальных условиях).

Откачка вакуумной системы осуществлялась вращательно-масляным форвакуумным насосом ВН-461 (предельное остаточное давление $\sim 2 \times 10^{-2}$ Па). Контроль давления остаточных газов осуществлялся с помощью манометрического термопарного датчика ПМТ-2, соединенного с вакуумметром ВТ-2А. Давление рабочей газовой смеси в реакторе измерялось U-образным манометром (рабочей жидкостью — силиконовое масло, $\rho = 1.04$ г/см³). Расход газов измеряли масляным капиллярным реометром, откалиброванным по тетрафторметану и водороду с помощью мерной бюретки известного объема. Газообразный тетрафторметан брали из металлического баллона с маркой “чистый”, содержание основного газа — не менее 99.5%. Водород получали с помощью электрохимического генератора водорода “Кулон-6”, обеспечивающего чистоту газа не менее 95%. Набор исследуемых газов осуществлялся в предварительно откачанные хлорвиниловые емкости. Газовые смеси готовились непосредственно в самой вакуумной системе методом объемного смешения компонентов. Начальный состав плазмообразующей смеси задавался изменением парциальных давлений компонентов в рамках постоянного общего давления.

Температура нейтральных частиц (T) рассчитывалась при решении уравнения теплового баланса реактора [9—11] с использованием экспериментальных данных по температуре наружной стенки, величина которой определялась с помощью

хромель-копелевой термопары. Зондовая диагностика обеспечивала данные по осевой напряженности электрического поля в зоне положительного столба разряда (E). При определении приведенной напряженности поля E/N ($N = p/(k_g T)$ — общая концентрация частиц в реакторе) проводилось усреднение температуры предположения о заданном (Бесселевском) профиле радиального распределения этого параметра. Запись спектров излучения плазмы смеси CF_4/H_2 осуществлялась с помощью оптоволоконных спектрометров AvaSpec-3648 и AvaSpec-2048-2. Рабочий диапазон длин волн составлял 200—1000 нм. При расшифровке спектров использовались справочники [12, 13]. Контроль примесей компонентов атмосферного воздуха в основном газе осуществлялся качественно, по наличию или отсутствию полос излучения N_2 , OH и CO в спектрах излучения.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Как показали эксперименты, увеличение доли водорода при постоянстве силы тока приводит к уменьшению осевой напряженности электрического поля (табл. 1): в 1.7 раза для $i = 15$ мА и в 2 раза для $i = 25$ мА при росте доли водорода 0—100%. Падение осевой напряженности электрического поля также сопровождается монотонным уменьшением удельной мощности (рис. 1), вкладываемой в плазму CF_4/H_2 . Также было установлено, что величина температуры газа (рис. 2) проходит через максимум при отметке 50% водорода в смеси, далее уменьшается до значений температуры соответствующей плазме чистого водорода (в диапазоне 0—50% водорода в смеси CF_4/H_2 : при $i = 15$ мА температура увеличивалась от 330 до 340 К при $i = 25$ мА с 354 по 359 К, в 1.03 и 1.01 раза соответственно, а при 100% H_2 в смеси температура уменьшалась до 323 и 336 К для $i = 15$ и 25 мА соответственно). Объяснением такого хода полученных зависимостей температуры газа с увеличением доли водорода в смеси, по нашему мнению, может являться рост коэффициента теплопроводности газа (увеличение параметра $\eta_{\text{газ}}$ в 10 раз при росте доли водорода 0—100% для обоих токов разряда).

Таблица 1. Зависимость осевой напряженности электрического поля и общей концентрации частиц от доли водорода в смеси CF_4/H_2

Доля H_2 в смеси CF_4/H_2 , %	$i = 15$ мА		$i = 25$ мА	
	E , В/см	N , 10^{-15} см ⁻³	E , В/см	N , 10^{-15} см ⁻³
0	26.75	21.95	31.95	20.46
20	21.51	21.42	24.94	20.12
50	19.17	21.27	20.65	20.13
80	16.23	21.75	16.95	20.80
100	15.97	22.31	16.10	21.56

На рис. 3 показаны зависимости приведенной напряженности электрического поля E/N от доли водорода в смеси с тетрафторметаном для 15 и 25 мА. Из приведенных зависимостей видно, что напряженность электрического поля также плавно уменьшается от значения, соответствующего тетрафторметану, до значения, соответствующего чистому водороду, при этом характер зависимостей близок к линейному (в 1.7 раза для $i = 15$ мА и в 2.1 раза $i = 25$ мА). В плазме CF_4 параметр величины приведенной напряженности поля является высоким из-за эффективного расходования электронов на процессы диссоциативного прилипания с молекулами тетрафторметана [14, 15]. При условии постоянства тока разряда рост доли водорода в смеси с тетрафторметаном приводит к уменьшению концентрации отрицательных ионов, росту концентрации электронов и, как следствие,

к падению параметра E/N вследствие изменения режима диффузии электронов от свободного к амбиполярному при уменьшении электроотрицательности плазмы.

На рис. 4 приведен обзорный спектр излучения плазмы смеси тетрафторметана с водородом. Из данного спектра видно, что излучение представлено атомарными и молекулярными компонентами. В спектрах излучения CF_4 с H_2 были обнаружены линии атомарного фтора в диапазоне 620–820 нм (самыми интенсивными — 685 и 703 нм). Также в спектрах были обнаружены три интенсивные линии атомарного водорода серии Бальмера: H_α (656 нм), H_β (486 нм), H_γ (434 нм). Излучение атомарного углерода зафиксировано не было. Излучение молекулярных компонентов представлено системой полос CF в интервале от 200–230 нм, CF_2 — в интервале 240–330 нм

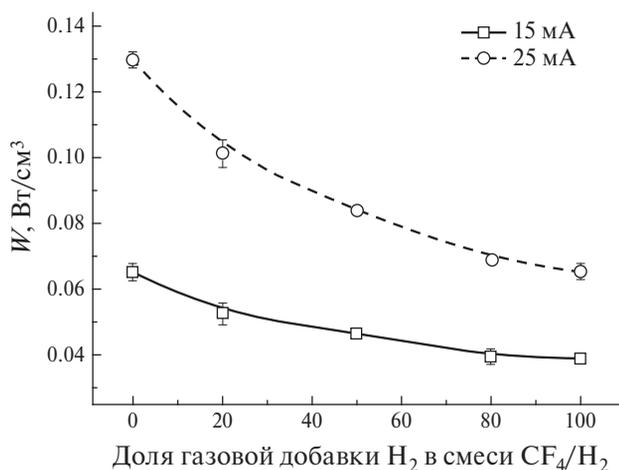


Рис. 1. Зависимости удельной мощности, вкладываемой в разряд, от доли водорода в смеси CF_4/H_2 .

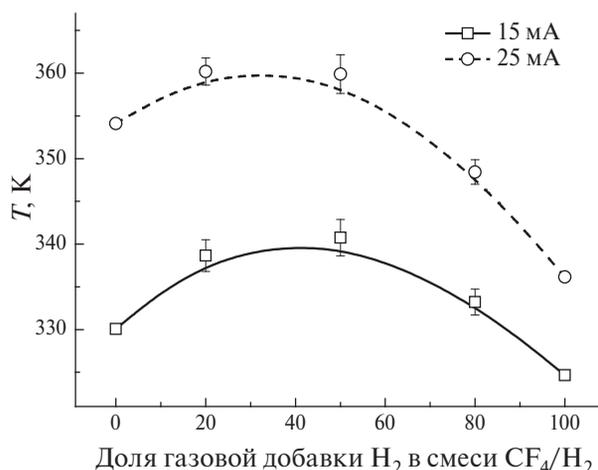


Рис. 2. Зависимости температуры газа от доли водорода в смеси CF_4/H_2 .

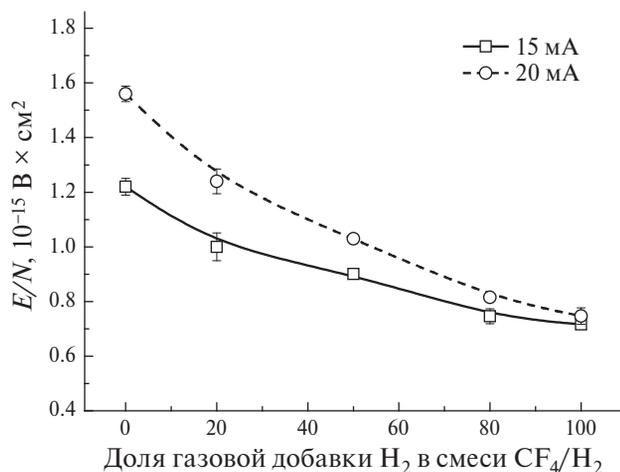


Рис. 3. Зависимости параметра приведенной напряженности электрического поля E/N от доли водорода в смеси с CF_4/H_2 для $i = 15$ и 25 мА.

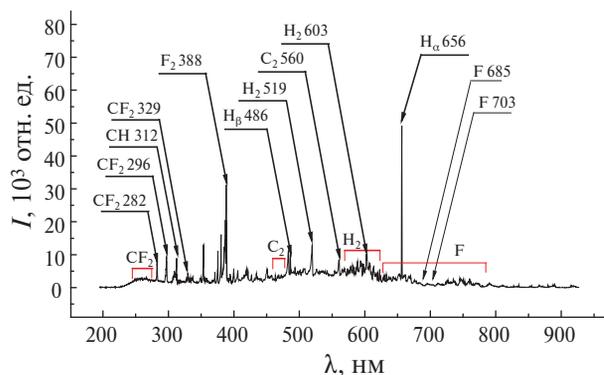


Рис. 4. Обзорный спектр излучения плазмы CF_4/H_2 ($p = 100$ Па, $i = 25$ мА).

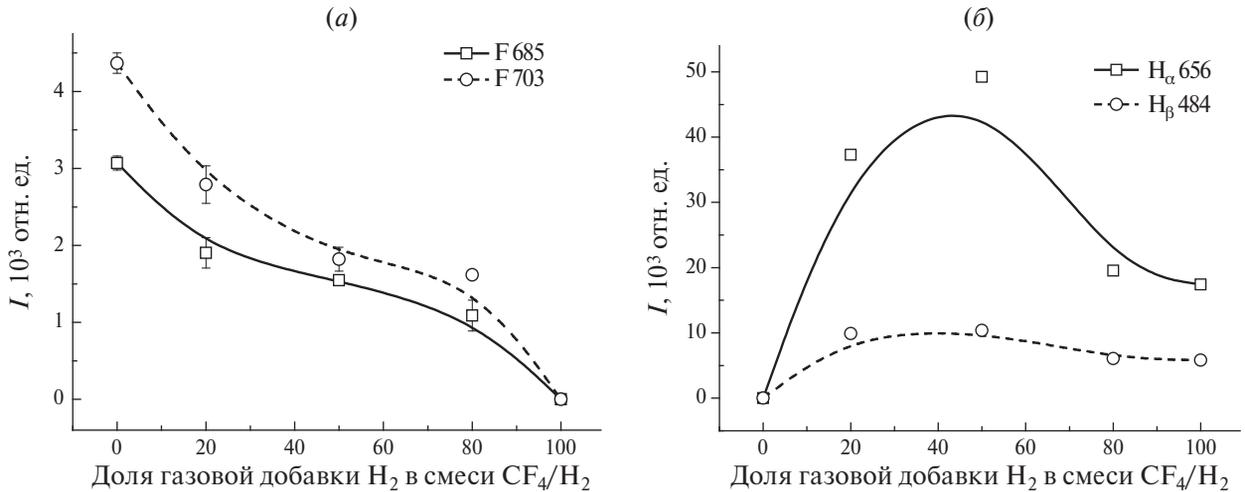


Рис. 5. Зависимость интенсивности излучения атомов F (а) и H (б) от доли H_2 в смеси CF_4/H_2 , $i = 25$ МА.

(интенсивными являются 262, 296 и 329 нм), F_2 — 388 нм, СН — 312 нм. Излучение молекул углерода представлено системами полос Свана (468, 471, 560 нм). Спектр излучения молекулярного водорода представлен полосами α -системы Фулхера (575—625 нм) и интенсивными полосами водорода с длинами волн 483 и 519 нм.

Для дальнейшего анализа были выбраны линии атомов F 685 нм ($\epsilon_{th} = 14.50$ эВ), F 703 нм ($\epsilon_{th} = 14.74$ эВ), H_{α} 656 нм ($\epsilon_{th} = 12.09$ эВ), H_{β} 486 нм ($\epsilon_{th} = 12.75$ эВ), полосы CF_2 (262 нм), F_2 (388 нм), H_2 (603 нм). Данные излучательные состояния обладают высокой интенсивностью и не перекрываются с соседними максимумами. Также заметим, что высокие значения энергий возбуждения данных частиц позволяют рассматривать возбуждение электронным ударом как основной механизм заселения верхних состояний [14]. Кроме того, низкие времена жизни возбужденных состояний обуславливают излучательную дезактивацию как основной механизм гибели возбужденных частиц. Фактически это означает, что для всех указанных линий и полос заселенность возбужденного состояния и интенсивность излучения (I) пропорциональны скорости возбуждения $R_{ex} = k_{ex}n_e n$, где k_{ex} — константа скорости возбуждения; n_e — концентрация электронов; n — концентрация частиц в основном состоянии.

Для выбранных атомарных линий (рис. 5) и молекулярных полос (рис. 6) были получены зависимости интенсивности излучения от доли водорода в смеси CF_4/H_2 . Из приведенных зависимостей (см. рис. 5) видно, что интенсивности излучения атомарных линий фтора с увеличением доли водорода в смеси CF_4/H_2 плавно уменьшаются (рис. 5, а), в то время как интенсивности излучения атомов

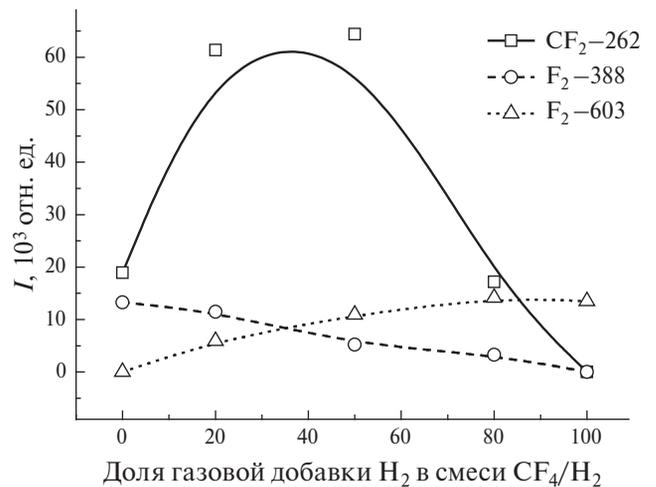


Рис. 6. Зависимость интенсивности излучения молекул от доли H_2 в смеси CF_4/H_2 , $i = 25$ МА.

водорода проходят через максимум и при доле водорода в смеси 80% выходят на стационарные значения (рис. 5, б). Из зависимостей рис. 6 видно, что происходит монотонное уменьшение интенсивности излучения молекулярного фтора, в то время как интенсивность увеличивается радикала CF_2 достигает максимальных значений при 20% доли водорода в смеси тетрафторметаном. Интенсивность излучения молекулы H_2 увеличивается (до 50% доли H_2) и выходит на стационарные значения при высоких долях H_2 в смеси CF_4/H_2 .

Такой ход зависимостей может быть связан со следующими причинами: падение интенсивности атомарного фтора связано с уменьшением концентрации последнего с увеличением доли водорода в смеси и расхождении атомов фтора

в различных атомно-молекулярных ($C_2 + F = CF + C$, $H_2 + F = HF + F$, $CH_2 + F = CH + HF$, $CH + F = CF + H$, $CH + F = HF + C$), объемных ($C + F = CF$, $CF + F = CF_2$, $F + F = F_2$) и гетерогенных ($F \rightarrow F_s$, $F_s + CF = CF_2$, $F_s + H = CH$, $F_s + H_2 = HF + H$) процессах [15]. Первоначальный рост интенсивностей атомов водорода, до 50% разбавления тетрафторметана, связан с увеличением доли водорода ($H_2 + e = H + H + e$) в смеси CF_4/H_2 . Дальнейший спад и выход значений интенсивностей излучения на стационар возможно связан изменением условий возбуждения, а также с расходом частиц водорода в различных атомно-молекулярных ($C_2 + H = CH + C$, $CF_2 + H = CF + HF$ [16]), объемных ($H + H = H_2$) и гетерогенных процессах. Отметим, что последнее частично или косвенно подтверждалось образованием полимерной пленки на внутренней поверхности плазмохимического реактора.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены измерения электрофизических параметров плазмы смеси тетрафторметана с водородом. Показано, что величина температуры газа нелинейно изменяется с увеличением доли водорода в исследуемой смеси. Поведение приведенной напряженности электрического поля при малых давлениях типично для электроотрицательных и инертных газов. Получены и проанализированы спектры излучения плазмы смесей CF_4 с водородом. Показано, что излучение плазмы представлено атомарными и молекулярными компонентами, а зависимости интенсивностей линий и полос от внешних условий разряда определяются возбуждением излучающих состояний прямым электронным ударом.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Данилин Б.С., Киреев В.Ю. Применение низкотемпературной плазмы для травления и очистки материалов / Под ред. Б.С. Данилина. М.: Энергоатомиздат, 1987. 264 с.
2. Светцов В.И., Ефремов А.М. Вакуумная и плазменная электроника: учеб. пособие. Иван. гос. хим.-технол. ун-т. Иваново, 2003. 171 с.
3. Wolf S., Tauber R.N. Silicon Processing for the VLSI Era. V. 1. Process Technology. N. Y.: Lattice Press, 2000. 890 p.
4. Ефремов А.М., Мурин Д.Б. Кинетика гетерогенной гибели атомов хлора и водорода в плазме

бинарных смесей $HCl + Ar$, H_2 , O_2 и Cl_2 // Химия высоких энергий. 2015. Т. 49. № 4. С. 318.

5. Ефремов А.М., Мурин Д.Б. Электрофизические параметры плазмы бинарных смесей $HCl + Ar$, He , H_2 , O_2 и Cl_2 // Известия высших учебных заведений. Серия: химия и химическая технология. 2021. Т. 58. № 4. С. 14–18.
6. Пивоваренок С.А., Мурин Д.Б., Граждан А.Ю. Влияние состава смеси на электрофизические параметры и спектры излучения плазмы тетрафторметана и трифторметана с азотом // Химия высоких энергий. 2023. Т. 57. № 2. С. 144–148.
7. Мурин Д.Б., Ефремов А.М., Светцов В.И., Пивоваренок С.А., Годнев Е.М. Интенсивности излучения и концентрации нейтральных частиц в плазме тлеющего разряда постоянного тока в смесях $HCl-H_2$ и $HCl-O_2$ // Известия высших учебных заведений. Серия: Химия и химическая технология. 2013. Т. 56. № 8. С. 41–44.
8. Мурин Д.Б., Ефремов А.М., Светцов В.И., Пивоваренок С.А., Овцын А.А., Шабдаров С.С. Интенсивности излучения и концентрации активных частиц в плазме тлеющего разряда в смесях хлористого водорода с аргоном и гелием // Известия высших учебных заведений. Серия: Химия и химическая технология. 2013. Т. 56. № 4. С. 29–32.
9. Лебедев Ю.А. Методы контактной диагностики в неравновесной плазмохимии. М.: Наука, 1981. 142 с.
10. Рохлин Г.Н. Разрядные источники света. 2-е изд., перераб. и доп. М.: Энергатоиздат, 1991. 720 с.
11. Мурин Д.Б., Дунаев А.В. Электрофизические параметры и спектры излучения плазмы трихлорида бора // Микроэлектроника. 2018. Т. 47. № 2. С. 106–114.
12. Пирс Р., Гейдон А. Отождествление молекулярных спектров. М.: Изд. иностр. лит., 1949. 540 с.
13. Свентицкий А.Р., Стриганов Н.С. Таблицы спектральных линий нейтральных и ионизованных атомов. М.: Атомиздат, 1966. 900 с.
14. Мурин Д.Б., Пивоваренок С.А., Чесноков И.А., Гоголев И.А. Электрофизические характеристики и эмиссионные спектры плазмы тетрафторметана // Микроэлектроника. 2023. Т. 52. № 1. С. 11–19.
15. Ефремов А.М., Квон К.Н., Мурин Д.Б. Параметры плазмы и кинетика активных частиц в смесях $CF_4(CHF_3) + Ar$ переменного начального состава // Микроэлектроника. 2018. Т. 47. № 6. С. 414–423.
16. Ефремов А.М., Мурин Д.Б., Квон К.-Н. Параметры плазмы и механизмы травления кремния в смеси $CF_4 + CHF_3 + O_2$ // Микроэлектроника. 2019. Т. 48. № 6. С. 1–9.

Influence of Hydrogen Additive on Electrophysical Parameters and Emission Spectra of Tetrafluoromethane Plasma

© 2024 D. B. Murin¹, *, A. Yu. Grazhdyan¹, I. A. Chesnokov¹, I. A. Gogulev¹

¹Federal State Budgetary Educational Institution of Higher Education
“Ivanovo State Chemical-Technological University”, Ivanovo, Russia

*E-mail: dim86@mail.ru

The influence of the addition of hydrogen on the electrophysical parameters and emission spectra of tetrafluoromethane under conditions of a direct current glow discharge has been studied. It has been established that gas temperature changes nonlinearly with increasing proportion of hydrogen in the plasma-forming mixture. The emission spectra of tetrafluoromethane plasma with hydrogen were obtained and analyzed. It is shown that plasma radiation is represented by atomic and molecular components, and the dependences of the line radiation intensities on the external conditions of the discharge are determined by the excitation of emitting states during direct electron impacts.

Keywords: plasma, glow discharge, tetrafluoromethane, electrophysical parameters, gas temperature, specific power, reduced electric field strength, radiation spectra, radiation intensity

REFERENCES

1. Danilin B.S., Kireev V.Yu. Application of low-temperature plasma for etching and cleaning of materials. Moscow: Energoatomizdat, 1987. P. 264.
2. Svetsov V.I., Efremov A.M. Vacuum and plasma electronics: textbook. Ivanovo: Ivanovsk. Gos. Khim.-Tekhnol. Univ. 2003. 171 p. ISBN 5-9616-0155-2.
3. Wolf S., Tauber R.N. Silicon Processing for the VLSI Era. V. 1. Process Technology. N. Y.: Lattice Press, 2000. 890 p. ISBN: 0961672137.
4. Efremov A.M., Murin D.B. Kinetics of heterogeneous death of chlorine and hydrogen atoms in the plasma of binary mixtures HCl + Ar, H₂, O₂ and Cl₂ // High Energy Chemistry. 2015. V. 49. No. 4. P. 318. <https://doi.org/DOI:10.1134/S0018143915040062>
5. Efremov A.M., Murin D.B. Electrophysical parameters of plasma of binary mixtures HCl + Ar, He, H₂, O₂ and Cl₂ // News of higher educational institutions. series: chemistry and chemical technology. 2021. Vol. 58. No. 4. P. 14–18.
6. Pivovarenok S.A., Murin D.B., Grazhdyan A. Yu. The influence of the composition of the mixture on the electrophysical parameters and emission spectra of plasma of tetrafluoromethane and trifluoromethane with nitrogen // High Energy Chemistry. 2023. V. 57. No. 2. P. 144–148. <https://doi.org/DOI:10.31857/S0023119323020080>
7. Murin D.B., Efremov A.M., Svetsov V.I., Pivovarenok S.A., Godnev E.M. Radiation intensity and concentration of neutral particles in the plasma of a DC glow discharge in HCl–H₂ and HCl–O₂ mixtures // News of higher educational institutions. Series: Chemistry and chemical technology. 2013. V. 56. No. 8. P. 41–44.
8. Murin D.B., Efremov A.M., Svetsov V.I., Pivovarenok S.A., Ovtisyn A.A., Shabadarov S.S. Radiation intensity and concentration of active particles in glow discharge plasma in mixtures of hydrogen chloride with argon and helium // News of higher educational institutions. Series: Chemistry and chemical technology. 2013. V. 56. No. 4. P. 29–32.
9. Lebedev Yu.A. Methods of contact diagnostics in nonequilibrium plasma chemistry. Moscow: Nauka, 1981. 142 p.
10. Rokhlin G.N. Discharge light sources. Ed. 2nd; reworked and additional. Moscow: Energoatomizdat, 1991. 720 p. ISBN 5-283-00548-8.
11. Murin D.B., Dunaev A.V. Electrophysical parameters and emission spectra of boron trichloride plasma // Microelectronics. 2018. V. 47. No. 2. P. 106–114. <https://doi.org/DOI:10.1134/S1063739718020075>
12. Pierce R., Gaydon A. Identification of molecular spectra. Moscow: Izd. inostr. lit., 1949. 540 p. ISBN: 978-94-009-5760-2.
13. Syentitsky A.R., Striganov N.S. Tables of spectral lines of neutral and ionized atoms. Moscow: Atomizdat, 1966. 900 p. <https://doi.org/10.1007/978-1-4757-6610-3>
14. Murin D.B., Pivovarenok S.A., Chesnokov I.A., Gogulev I.A. Electrophysical characteristics and emission spectra of tetrafluoromethane plasma // Microelectronics. 2023. V. 52. No. 1. P. 11–19. <https://doi.org/DOI:10.31857/S0544126922700089>
15. Efremov A.M., Kwon K.H., Murin D.B. Plasma parameters and kinetics of active particles in CF₄(CHF₃) + Ar mixtures of variable initial composition // Microelectronics. 2018. V. 47. No. 6. P. 414–423. <https://doi.org/DOI:10.1134/S1063739718060033>
16. Efremov A.M., Murin D.B., Kwon K.-H. Plasma parameters and mechanisms of silicon etching in a mixture of CF₄+CHF₃+O₂ // Microelectronics. 2019. V. 48. No. 6. P. 1–9. <https://doi.org/DOI:10.1134/S1063739719060040>

ТЕПЛОВОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ОПТИМИЗАЦИЯ ТОПОЛОГИИ GaN ИНТЕГРАЛЬНОЙ СХЕМЫ ПОЛУМОСТА С ДРАЙВЕРОМ УПРАВЛЕНИЯ И СИЛОВЫМИ ТРАНЗИСТОРАМИ

© 2024 г. В. А. Кагадей^{1, 2}, И. Ю. Кодорова^{1, 2, *}, Е. С. Полынецв^{1, 2}

¹АО “НПП Радар ммс”, Санкт-Петербург, Россия

²Национальный исследовательский Томский государственный университет,
Томск, Россия

*E-mail: irina_tusur@mail.ru

Поступила в редакцию 24.11.2023 г.

После доработки 14.03.2024 г.

Принята к публикации 25.03.2024 г.

В работе представлены результаты теплового моделирования кристалла монолитной интегральной схемы (ИС) полумоста с драйвером управления и нормально закрытыми силовыми транзисторами с высокой подвижностью электронов, выполненного на гетероструктуре нитрид галлия — кремний-на-диэлектрике (GaN-on-Si-on-Insulator, GaN-on-SOI). Показано, что основным источником тепла в ИС являются выходные силовые GaN транзисторы, тепло от которых, распространяясь по объему кристалла, приводит к нагреву логического блока ИС, а также увеличению температуры блока драйверов. Нагрев силовых транзисторов приводит к росту сопротивления их канала, что ведет к падению выходного тока ИС. Нагрев блока драйверов уменьшает ток его транзисторов и, как следствие, увеличивает время переключения выходных силовых GaN транзисторов. Нагрев логического блока ИС приводит к росту длительности фронтов формируемых сигналов управления, что ухудшает динамические характеристики ИС. Сравнительный анализ распространения тепла для кристаллов ИС на основе гетероструктур GaN-on-SOI и GaN-on-Si показал, что в направлении к обратной стороне кристалла структура GaN-on-SOI имеет удельное тепловое сопротивление примерно на 40% большее, чем структура GaN-on-Si. При этом удельное тепловое сопротивление в направлении распространения тепла от горячей зоны транзистора к обратной стороне кристалла у структуры GaN-on-SOI почти на два порядка величины больше, чем в направлении его распространения к лицевой стороне кристалла. Полученные результаты были использованы для оптимизации топологии расположения функциональных блоков GaN-on-SOI ИС, а также для введения дополнительных топологических элементов, способствующих распределению и отводу тепла с лицевой поверхности кристалла.

Ключевые слова: силовая GaN электроника, GaN интегральная схема, E-mode GaN-on-SOI НЕМТ, тепловое моделирование, топология интегральных схем

DOI: 10.31857/S0544126924030037

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время нитрид галлия (GaN) рассматривается как один из перспективных материалов силовой микроэлектроники. Актуальность применения силовых транзисторов и монолитных интегральных схем (ИС) на основе GaN обусловлена улучшенными, по сравнению с кремниевыми приборами, электрофизическими характеристиками материала. GaN имеет большую ширину запрещенной зоны, более высокие электрическую прочность и скорость дрейфа электронов в режиме насыщения [1–3]. Силовые транзисторы на основе гетероструктур AlGaN/GaN обладают низким сопротивлением в открытом состоянии, высокой скоростью переключения, уменьшенными

размерами, а также повышенными рабочей температурой и радиационной стойкостью [4]. Переход на GaN сопровождается появлением ряда новых барьеров, без преодоления которых невозможно обеспечить надежную работу устройств силовой GaN электроники. Например, уменьшение размеров кристаллов GaN транзисторов по отношению к Si транзисторам с аналогичными электрическими характеристиками ведет к росту удельного теплового выделения и требует разработки оригинальных методов эффективного отвода тепла от горячей зоны GaN транзистора [25].

Сегодня на основе нормально закрытых GaN транзисторов с высокой подвижностью электронов (E-mode GaN НЕМТ) создаются преобразователи электрической энергии, имеющие рекордно

высокую удельную мощность как на единицу массы, так и на единицу объема, а также предельно высокие коэффициент полезного действия (до 99%) и частоту преобразования (0.5–2 МГц) [5]. Для управления силовыми E-mode GaN HEMT в составе преобразователей электрической энергии используются специализированные высокоскоростные затворные драйверы, которые призваны обеспечить необходимую частоту коммутации, а также снижение управляющего напряжения с типичного уровня –20–20 В, используемого для силовых Si приборов, до уровня –10–7 В, необходимого для управления силовыми GaN HEMT. Кроме того, для достижения низкого уровня коммутационных потерь на высоких частотах принимаются специальные меры, направленные на минимизацию величин паразитных емкостей и индуктивностей проводников, соединяющих драйвер с силовыми транзисторами. Для этого драйвер располагают как можно ближе к затвору силового транзистора, что сокращает до минимума длину соединительного проводника и, как следствие, его индуктивность. Для решения этой задачи обычно используют гибридную или монокристаллическую интеграцию электронных компонентов.

Примером гибридной гетероинтеграции является микросхема серии MASTERGAN от компании ST Microelectronics [6], где в одном корпусе размещены кристаллы Si драйвера и силовых GaN транзисторов с проволочными межсоединениями. Монокристаллическая интеграция силового GaN полумоста и GaN драйвера управления обеспечивает более короткие межсоединения и позволяет достичь рекордно низких паразитных параметров и, как следствие, более высоких значений коэффициента полезного действия преобразователей энергии [1]. Примером такой монокристаллической интеграции может служить GaN ИС, включающая одноканальный драйвер и силовой транзистор, изготовленная на основе GaN-on-Si гетероструктуры [10], а также GaN ИС драйвера управления и силовых E-mode GaN HEMTs, выполненная в полумостовой конфигурации на основе гетероструктуры кремний-на-диэлектрике (GaN-on-Si-on-Insulator, GaN-on-SOI) [11, 13].

При всех своих преимуществах силовые GaN ИС пока не получили широкого распространения. Это обусловлено отсутствием полного набора элементов, необходимых для построения многофункциональной ИС, в частности, комплементарной пары логических GaN транзисторов [26], а также недостаточным развитием технологий изготовления силовых GaN ИС. Другие сдерживающие факторы связаны с необходимостью подавления влияния back-gating эффекта на работу ИС, а также с требованием минимизации влияния роста удельного тепловыделения в GaN кристалле на электрические характеристики ИС [24].

Действие back-gating эффекта в ИС приводит к перекрестному влиянию друг на друга сигналов, протекающих по разным цепям, что обусловлено наличием электрической связи по границе раздела GaN буфер – Si подложка. Данная связь осуществляется в гетероструктурах GaN-on-Si за счет захвата инжектированных электронов глубокими ловушками, расположенными в буферном слое, формирования отрицательного объемного заряда и частичного истощения слоя двумерного электронного газа в канале транзисторов [7, 24]. Для решения данной проблемы в Межуниверситетском микроэлектронном центре (Interuniversity Microelectronics Centre, IMEC) был предложен подход, основанный на выращивании слоев GaN на пластинах GaN-on-SOI и применении изоляции транзисторов ИС с помощью глубоких тренчей, заполненных диэлектриком (Deep Trench Isolation, DTI). Все это позволило значительно подавить back-gating эффект [18].

Характерное для кристаллов силовых GaN HEMT (по сравнению с кристаллами Si транзисторов) существенное уменьшение размеров при сохранении коммутируемой электрической мощности приводит к росту удельной мощности тепловыделения в области затвора силового транзистора. Это усиливает тепловые эффекты, такие как самогрев (self-heating) и взаимный разогрев (mutual-heating) элементов в кристалле ИС [14, 22]. С учетом того, что на подвижность носителей заряда в двумерном электронном газе оказывает влияние рассеяние на фононах, электрические параметры GaN HEMT обладают выраженной температурной зависимостью [20]. Применение вместо гетероструктуры GaN-on-Si подложек GaN-on-SOI позволяет минимизировать действие back-gating эффекта, но вводит в кристалл дополнительные тепловые сопротивления — расположенный горизонтально отсеченный слой SiO₂, а также вертикально расположенные глубокие тренчи, заполненные SiO₂. Все это выдвигает повышенные требования к топологии расположения элементов в кристалле ИС на основе GaN-on-SOI, а также к организации эффективного теплоотвода от горячих зон кристалла.

К настоящему времени опубликовано крайне мало работ, посвященных тепловому моделированию силовых GaN ИС, изготовленных как на гетероструктурах GaN-on-Si, так и на гетероструктурах GaN-on-SOI. Можно отметить работу [8], в которой на основе оценки тепла, выделяемого GaN HEMT транзисторами, предложено конструктивное решение для микросборки, имеющей характерный размер, соответствующий габаритным размерам кристалла транзистора. В работе [24] исследовано влияние температуры на электрические характеристики GaN HEMT транзисторов. В работе [19] предложен способ подавления эффекта взаимного разогрева элементов в фотонных интегральных схемах. В работе [25] представлен обзор имеющихся на начало

2023 г. технических решений по организации эффективного теплоотвода от горячей зоны кристалла GaN НЕМТ. Решения, реализуемые на уровне полупроводниковой пластины, разбиты на четыре основных класса, среди которых следует отметить два. Первый — это формирование распределителей тепла (дополнительных конструктивных элементов НЕМТ, имеющих высокую теплопроводность) на лицевой стороне кристалла, а второй — на обратной его стороне. Выбор между двумя этими решениями определяется величинами удельного теплового сопротивления между горячей зоной транзистора и лицевой или обратной стороной кристалла.

Ранее нами в работах [16, 17] была разработана ИС полумоста с драйвером управления и силовыми E-mode НЕМТ, выполненная на основе гетероструктуры GaN-on-SOI. Настоящая работа посвящена тепловому моделированию кристаллов силовых GaN-on-SOI ИС, а также применению результатов этого моделирования для оптимизации топологии ИС (положения функциональных блоков ИС друг относительно друга) и для определения мест расположения дополнительных топологических элементов, имеющих высокую теплопроводность и используемых для распределения и отвода тепла от горячей зоны GaN транзисторов.

2. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Значения средней тепловой мощности, выделяемой транзисторами функциональных блоков GaN ИС при ее работе в составе синхронного понижающего DC-DC преобразователя мощностью 500 Вт, а также исследование влияния температуры кристалла на электрические характеристики функциональных блоков GaN-on-SOI ИС проводилось в системе автоматизированного проектирования (САПР) Cadence Virtuoso (Schematics XL, ADE L, Calculator) с применением верифицированных моделей E-mode GaN НЕМТ из руководства по проектированию GANIC200SOI от IMEC, которое в работах [16, 17] использовалось нами при проектировании ИС.

Схема электрическая принципиальная DC-DC преобразователя с подключенной нагрузкой приведена на рис. 1. Преобразователь был построен на основе GaN ИС полумоста. Питание входной логической части осуществлялось от источника постоянного напряжения $V1$. Вывод EN был соединен с источником питания через резистор $R1$ и обеспечивал включенное состояние GaN ИС полумоста. На вывод REF подавалось опорное напряжение от внешнего источника $V2$. Вносимое время запаздывания между управляющими импульсами (dead time) было установлено на уровне 60 нс с помощью внешнего резистора $R2$, подключенного между выводом DT и общей шиной. Бутстрепный конденсатор $C1$ был подключен между выводом

$SV1$ и OUT . Высоковольтное питание GaN ИС полумоста осуществлялось от источника постоянного напряжения $V3$. К выводу OUT была подключена внешняя индуктивность $L1$, а нагрузкой DC-DC преобразователя служил резистор $R3$. Параллельно нагрузке был подключен фильтрующий конденсатор $C2$. Управляющие импульсы с частотой следования 500 кГц подавались от идеальных импульсных источников напряжения $V4$ и $V5$. Источники выдавали прямоугольные импульсы амплитудой 5 В, управляющие верхним и нижним плечами GaN ИС полумоста. Преобразователь понижал входное напряжение амплитудой 100 В до напряжения 48 В с выходным током 10 А. Моделирование выполнялось при абсолютной температуре GaN ИС полумоста 130°C, при этом было принято допущение, что температура окружающей среды составляет 25°C, а тепловое сопротивление переход — окружающая среда составляет около 5°C/Вт. Подобный режим работы GaN ИС полумоста является наиболее “тяжелым” с точки зрения обеспечения высокого уровня надежности при длительной эксплуатации.

Мгновенная электрическая мощность, выделяемая функциональными блоками ИС, определялась путем перемножения мгновенного падения напряжения ΔU на мгновенный ток I , протекающий через транзисторы каждого из четырех функциональных блоков:

$$P_{\text{мгновенная}} = \Delta U \times I. \quad (1)$$

Полная выделяемая электрическая мощность вычислялась путем интегрирования временной зависимости мгновенной мощности во временном промежутке моделирования, из которого было исключено время выхода на стационарный режим работы, по следующей формуле:

$$P_{\text{полная}} = \int_{t_1}^{t_2} P(t) dt, \quad (2)$$

где t_1 — время выхода на стационарный режим работы; t_2 — время окончания моделирования.

Средняя выделяемая мощность вычислялась путем деления полной мощности на разницу $t_2 - t_1$ по формуле

$$P_{\text{средняя}} = P_{\text{полная}} / (t_2 - t_1). \quad (3)$$

Расчеты мгновенной $P_{\text{мгновенная}}$, полной $P_{\text{полная}}$ и средней $P_{\text{средняя}}$ мощности выполнялись средствами модуля Calculator САПР Cadence Virtuoso.

Моделирование влияния температуры кристалла GaN ИС на электрические характеристики ее функциональных блоков проводилось в температурном диапазоне 25—150°C. При этом считалось, что температура кристалла стационарна

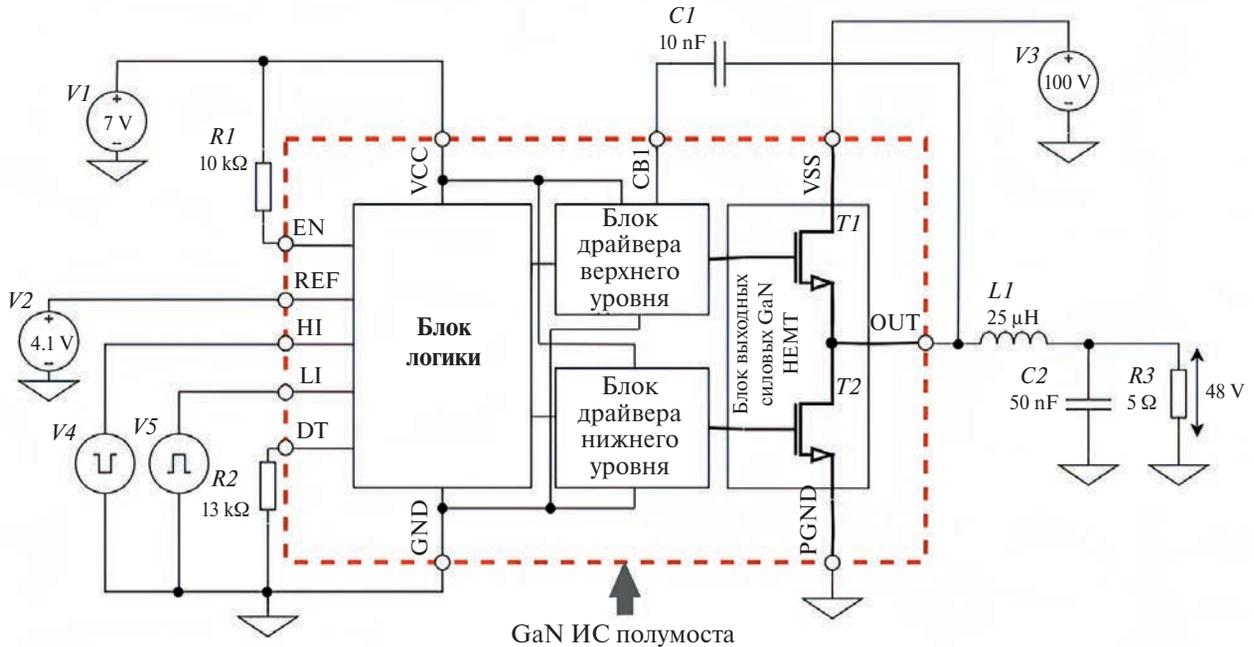


Рис. 1. Схема электрическая принципиальная понижающего DC-DC преобразователя, использованного для теплового моделирования, где функциональные блоки GaN ИС представлены внутри пунктирного прямоугольника.

во времени и одинакова во всем его объеме. Рассчитывались характеристики следующих функциональных блоков ИС:

- блока выходных силовых E-mode GaN HEMT, при этом определялось сопротивление канала транзисторов;
- блока драйверов верхнего и нижнего уровней, при этом определялся выходной ток драйверов;
- блока логического управления, при этом определялась длительность фронтов нарастания и спада импульсы формируемых управляющих логических сигналов.

Расчет удельных тепловых сопротивлений для кристаллов GaN ИС на основе гетероструктур GaN-on-Si и GaN-on-SOI производился для двух направлений распространения тепла вдоль оси Z от горячей зоны транзисторов к лицевой и к обратной стороне кристалла (рис. 2) по следующей формуле [12]:

$$R_{th} = \sum_{i=1}^n \frac{\sigma_i}{\lambda_i}, \quad (4)$$

где R_{th} — удельное тепловое сопротивление; n — количество слоев в гетероструктуре; σ_i и λ_i — толщина и коэффициент теплопроводности i -го слоя; i — порядковый номер слоя в гетероструктуре.

Расчет удельного теплового сопротивления R_{th} проводился в стационарном приближении для одномерной задачи.

Размер кристалла GaN ИС составлял $10 \times 5 \text{ мм}^2$. Конструкция и параметры слоев кристалла на основе гетероструктуры GaN-on-SOI, использованные в расчетах, приведены в табл. 1 и взяты из работ [14, 15]. Конструкция гетероструктуры GaN-on-Si была идентична приведенной в табл. 1, за исключением слоев № 2 и № 3, которые в ней отсутствовали. Как и в [9], считалось, что источником тепла (горячей зоной) является слой двумерного электронного газа, который находится в области расположения затвора GaN транзисторов на границе раздела слоев AlGaN и GaN (см. рис. 2).

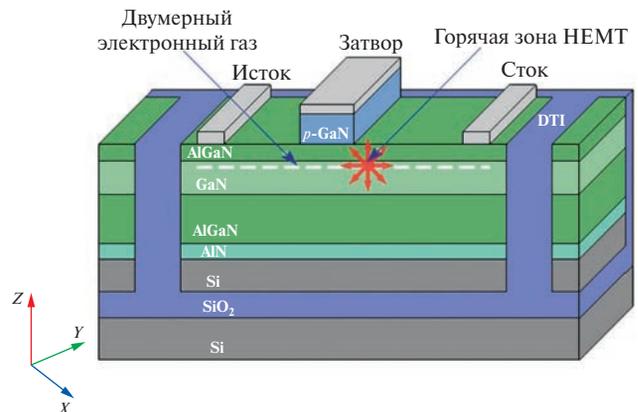


Рис. 2. Поперечное сечение GaN HEMT на основе GaN-on-SOI гетероструктуры с обозначенными направлениями распространения тепла от горячей зоны транзистора.

Таблица 1. Параметры слоев кристалла на основе гетероструктуры GaN-on-SOI, использованные при тепловом моделировании

Материал слоя	Теплопроводность, Вт/(м × К)	Плотность, кг × м ⁻³	Теплоемкость, Дж/(К × кг)	Конструктивный элемент	
Si	148	2330	700	Подложка	Гетероструктура GaN-on-SOI
SiO ₂	1.4	2300	650	Захороненный оксидный слой	
Si	148	2330	700	Отсеченный слой кремния	
AlN	285	3230	748	Зародыше-образующий слой	
AlGaN	39	5 420	733	Буферный слой	
GaN	130	6 150	490	Канальный слой	
AlGaN	30	3 900	689	Барьерный слой	
p-GaN	60	6 150	490	Капсулирующий слой	
Многослойный контакт	—	—	—	Омический контакт	
Многослойный контакт	—	—	—	Металлизация первого уровня	
Многослойный контакт	—	—	—	Металлизация второго уровня	
Многослойный контакт	—	—	—	Контактная площадка	

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Оценка средней тепловой мощности, выделяемой функциональными блоками GaN ИС

В результате моделирования и расчетов средней мощности было установлено, что на верхнем силовом GaN транзисторе полумоста *T1* выделялась мощность 11.18 Вт, на нижнем транзисторе полумоста *T2* — мощность 7.1 Вт, на драйвере верхнего уровня — 151.4 мВт, на драйвере нижнего уровня — 86.5 мВт, а на блоке логики — 33 мВт (см. рис. 1). Общая мощность, выделяемая GaN ИС полумоста (мощность потерь), составила 18.5 Вт. При средней электрической мощности, потребляемой преобразователем в 530.5 Вт, доля потерь в GaN ИС полумоста составила 3.5%.

Из значений средней мощности, выделяемой функциональными блоками GaN ИС, следует, что основным источником тепла в ИС является блок выходных силовых GaN транзисторов. Тепло от выходных силовых GaN НЕМТ распространяется вдоль плоскости кристалла, что приводит к нагреву блоков драйвера верхнего и нижнего

уровней, а также логического блока ИС. Увеличение температуры кристалла ИС должно приводить к изменению электрических характеристик ее функциональных блоков.

3.2. Оценка влияния температуры кристалла на электрические характеристики функциональных блоков GaN ИС

В ходе моделирования электрических характеристик функциональных блоков GaN ИС при различных температурах было установлено, что при росте температуры кристалла ИС от 25 до 150°C:

- сопротивление канала силового транзистора увеличивается с 0.1 до 0.15 Ом, что приводит к падению выходного тока ИС от 16 до 10 А;
- выходной ток драйверов верхнего и нижнего уровней уменьшается с 500 до 270 мА, что увеличивает время открытия транзисторов полумоста от 3.5 до 6.4 нс, а также время закрытия транзисторов от 9.6 до 19.9 нс;
- длительность фронтов нарастания импульса управляющих логических сигналов увеличиваются в 2 раза с 8.2 до 17.6 нс, что приводит

к росту суммарной длительности переходного процесса в ходе открытия и закрытия полумоста.

Таким образом, моделирование показало, что увеличение рабочей температуры GaN ИС полумоста приводит к снижению ее выходного тока, увеличению времени переключения полумоста и ухудшению динамических характеристик драйверов полумоста. Ухудшение всех этих характеристик крайне нежелательно, что обуславливает необходимость оптимизации топологии ИС (положения функциональных блоков ИС) и организации эффективного распределения и отвода тепла от горячей зоны транзисторов.

Известно [25], что использование распределителей тепла в качестве конструктивного элемента кристалла приводит к улучшенному теплоотводу от горячей зоны транзистора и уменьшению его пиковой температуры. В зависимости от преимущественного направления распространения тепла по оси Z используются распределители тепла на лицевой или обратной стороне кристалла. Для определения преимущественного направления распределения тепла была проведена оценка величины удельных тепловых сопротивлений R_{th} для двух направлений распространения тепла вдоль оси Z — от горячей зоны транзистора к лицевой (между слоями 7–12) и к обратной (между слоями 1–6) стороне кристалла.

3.3. Оценка величины удельных тепловых сопротивлений

Результаты расчета величины удельного теплового сопротивления R_{th} между слоями 1–6 (при распространении тепла к обратной стороне кристалла), а также между слоями 7–12 (при распространении тепла к лицевой стороне кристалла) для гетероструктур на основе GaN-on-Si и GaN-on-SOI представлены в табл. 2.

Видно, что величина R_{th} при распространении тепла к обратной стороне кристалла для гетероструктуры GaN-on-SOI на 40% больше по сравнению с гетероструктурой GaN-on-Si. Это обусловлено введением в конструкцию гетероструктуры GaN-on-SOI захороненного слоя диоксида кремния, необходимого для подавления эффекта back-gating. Для гетероструктуры GaN-on-SOI удельное тепловое сопротивление R_{th} при распространении тепла к обратной стороне кристалла почти на два порядка ниже по сравнению с величиной R_{th} при

распространении тепла в сторону лицевой стороны кристалла. Таким образом, можно сделать вывод о том, что для гетероструктуры GaN-on-SOI преимущественным направлением распространения тепла является направление от горячей зоны транзистора к лицевой стороне кристалла. Следовательно, наиболее эффективно располагать распределители тепла и теплоотводящие элементы на лицевой поверхности кристалла.

3.4. Оптимизация топологии ИС

На рис. 3 представлена топология ИС полумоста с драйвером управления и силовыми E-mode HEMT, выполненная на основе гетероструктуры GaN-on-SOI до ее оптимизации [16, 17]. На рис. 4 представлена оптимизированная версия топологии ИС полумоста со схематическим изображением перемещения функциональных блоков GaN ИС, реализованного на основании результатов теплового моделирования.

В целях минимизации эффекта взаимного разогрева положение блока логического управления было изменено и он был размещен между драйвером верхнего и нижнего уровней на максимальном удалении от блока силовых транзисторов, являющегося основным источником нагрева. В целях уменьшения инерционности срабатывания блока защиты от перегрева (предназначен для аварийного отключения питания ИС при достижении температуры 140°C) датчик температуры был вынесен из блока логики и расположен рядом с выходным

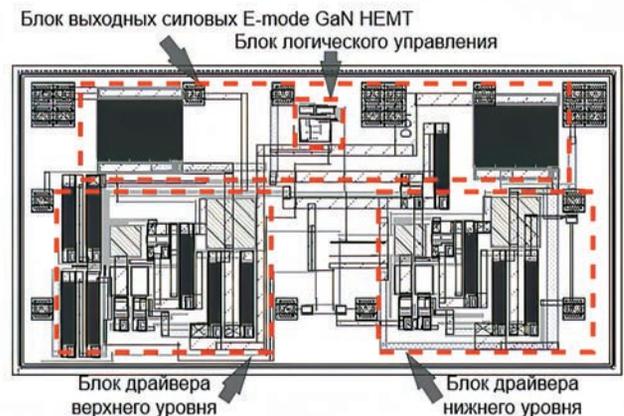


Рис. 3. Топология ИС полумоста с драйвером управления и силовыми транзисторами до оптимизации.

Таблица 2. Результаты расчета удельного теплового сопротивления для двух типов гетероструктур

Показатель	GaN-on-Si	GaN-on-SOI
Удельное тепловое сопротивление R_{th} между слоями 1 и 6 [$\text{м}^2 \times \text{К} / \text{Вт}$]	1.6×10^{-6}	2.7×10^{-6}
Удельное тепловое сопротивление R_{th} между слоями 7 и 12 [$\text{м}^2 \times \text{К} / \text{Вт}$]	5.6×10^{-8}	5.6×10^{-8}

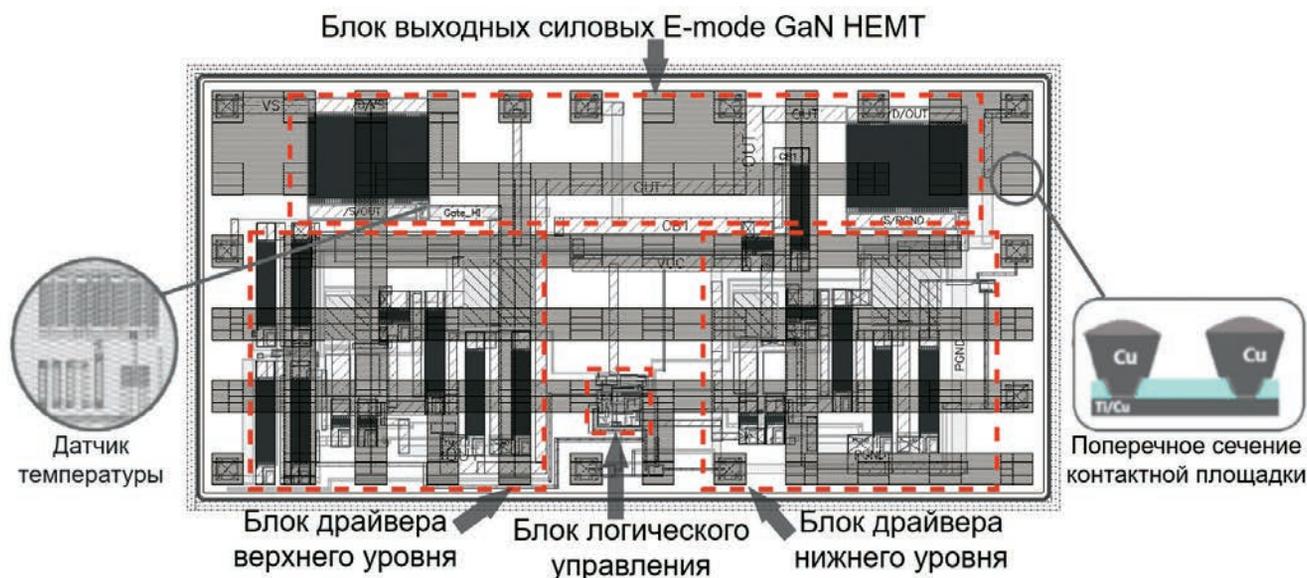


Рис. 4. Топология ИС полумоста с драйвером управления и силовыми транзисторами после оптимизации.

силовым транзистором $T1$, на котором выделяется мощность 11.18 Вт.

Для организации распределения тепла и обеспечения эффективного теплоотвода от горячей зоны транзисторов в сторону лицевой стороны кристалла верхняя его поверхность была равномерно заполнена сеткой из контактных площадок размером 390 мкм с шагом 500 мкм, имеющие четыре теплопроводящих медных бампа (см. рис. 4). Часть данных контактных площадок была соединена с земляной шиной для снижения влияния электромагнитных наводок в ходе эксплуатации ИС в составе преобразователя электрической энергии. Данная конструкция ИС с применением распределителей тепла на лицевой стороне кристалла в виде теплопроводящих медных бампов предназначена для дальнейшего корпусирования по технологии флип-чип (FlipChip).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе выполнено тепловое моделирование GaN ИС полумоста с драйвером управления и силовыми нормально закрытыми E-mode GaN HEMT транзисторами, выполненными на GaN-on-SOI гетероструктуре. Полученные результаты были использованы для оптимизации топологии расположения функциональных блоков GaN ИС, а также для введения дополнительных топологических элементов, способствующих распределению и отводу тепла с лицевой стороны кристалла с применением технологии флип-чип.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено при финансовой поддержке со стороны ФГБУ “Фонд содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере” по грантовому соглашению № 41 ГУРЕК/72791 от 26 декабря 2021 г. Авторы выражают благодарность Центру коллективного проектирования электронной компонентной базы и радиоэлектронной техники Национального исследовательского университета “Московский институт электронной техники” за предоставление доступа к Cadence Virtuoso и вычислительным ресурсам.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fichtenbaum N., Giandalia M., Sharma S., and Zhang J. Half-bridge GaN power ICs: Performance and application // IEEE Power Electronics Magazine. 2017. V. 4. P. 33–40.
2. Roccaforte F., Fiorenza P., Greco G., Nigro R.L., Giannazzo F., Patti A., and Saggio M. Challenges for energy efficient wide band gap semiconductor power devices // Physical status solidi. 2014. V. 211. P. 2063–2071.
3. Flack T.J., Pushpakaran B.N., and Bayne S.B. GaN technology for power electronic applications: a review // Journal of Electronic Materials. 2016. V. 45. P. 2673–2682.

4. *Li X., Van Hove M., Zhao M., Geens K. et al.* 200 V enhancement-mode p-GaN HEMTs fabricated on 200 mm GaN-on-SOI with trench isolation for monolithic integration // IEEE Electron Device Letters. 2017. V. 38. P. 918–921.
5. *Chen H.Y., Kao Y.Y., Zhang Z.Q. et al.* A fully integrated GaN-on-silicon gate driver and GaN switch with temperature-compensated fast turn-on technique for improving reliability // 2021 IEEE International Solid-State Circuits Conference (ISSCC). 2021. V. 64. P. 460–462.
6. Integrated Smart GaNs. Дата обращения: 05.05.2023. <https://www.st.com/en/power-management/integrated-smart-gans.html>
7. *Jiang Q., Tang Z., Zhou C., Yang S., and Chen K.J.* Substrate-coupled cross-talk effects on an AlGaN/GaN-on-Si smart power IC platform // IEEE Transactions on Electron Devices. 2014. V. 61. P. 3808–3813.
8. *Jones E.A., de Rooij M.* High-power-density GaN-based converters: Thermal management considerations // IEEE Power Electronics Magazine. 2019. V. 6. P. 22–29.
9. *Chvála A., Szobolovszky R., Kovac J. et al.* Advanced characterization techniques and analysis of thermal properties of AlGaN/GaN multifinger power HEMTs on SiC substrate supported by three-dimensional simulation // Journal of Electronic Packaging. 2019. V. 141. P. 031007-7.
10. *Moench S., Reiner R., Waltereit P. et al.* A 600 V gan-on-si power ic with integrated gate driver, freewheeling diode, temperature and current sensors and auxiliary devices // CIPS 2020 11th International Conference on Integrated Power Electronics Systems. 2020. P. 1–6.
11. *Ma K., Ma K.* Electro-thermal model of power semiconductors dedicated for both case and junction temperature estimation // Power electronics for the next generation wind turbine system. 2015. P. 139–143.
12. *Понескул А.Н.* Теплотехника: методическое пособие, Тирасполь, 2016. 132 с.
13. *Aygun D., Fossion M., Decoutere S. et al.* A Monolithic 200 V GaN Half Bridge IC with Integrated Gate Drivers and Level-shifters Achieving 98.3% Peak Efficiency // 2022 IEEE Applied Power Electronics Conference and Exposition (APEC). 2022. P. 2141–2145.
14. *Magnani A., Cosnier T., Amirifar N. et al.* Thermal characterization of GaN lateral power HEMTs on Si, SOI, and poly-AlN substrates // Microelectronics Reliability. 2021. V. 118. P. 114061–114068. DOI: 10.1016/j.microrel.2021.114061.
15. *Magnani A., Cosnier T., Amirifar N. et al.* Thermal resistance characterization of GaN power HEMTs on Si, SOI, and poly-AlN substrates // 21st International Conference on Thermal, Mechanical and Multi-Physics Simulation and Experiments in Microelectronics and Microsystems (EuroSimE). 2020. P. 1–6. DOI: 10.1109/EuroSimE48426.2020.9152656.
16. *Бартнев А.И., Кагадей В.А., Коряковцев А.С., Польшинцев Е.С., Помазанов А.В., Проказина И.Ю., Шерман Ф.И.* Силовая GaN-электроника как фактор роста энергоэффективности преобразователей электрической энергии // Технологии безопасности жизнедеятельности. 2023. С. 91–100.
17. *Polyntsev E.S., Prokazina I.Y., Bartenev A.I., Sogomyants A.A., and Kagadey V.A.* Development of Half-bridge IC with On-chip Drivers and Power e-HEMT Based on GaN-on-SOI Platform // 2022 International Siberian Conference on Control and Communications (SIBCON). 2022. P. 1–4.
18. *Li X., Van Hove M., Zhao M. et al.* Suppression of the backgating effect of enhancement-mode p-GaN HEMTs on 200 mm GaN-on-SOI for monolithic integration // IEEE electron device letters. 2018. V. 39. P. 999–1002.
19. *Milanizadeh M., Aguiar D., Melloni A., and Morichetti F.* Canceling thermal cross-talk effects in photonic integrated circuits // Journal of Lightwave Technology. 2019. V. 37. P. 1325–1332.
20. *Wong K.Y., Chen W., Chen K.J.* Integrated voltage reference and comparator circuits for GaN smart power chip technology // 21st International Symposium on Power Semiconductor Devices & IC's. 2009. P. 57–60.
21. *Бессонов Л.А.* Теоретические основы электротехники. Электрические цепи. М.: ЮРАЙТ. 2002. 638 с.
22. *Górecki K., Zarebski J., Górecki P., and Ptak P.* Compact thermal models of semiconductor devices: A Review. International Journal of Electronics and Telecommunications. 2019. V. 65. P. 151–158.
23. *Chiu H.C., Peng L.Y., Yang C.W. et al.* Analysis of the back-gate effect in normally OFF p-GaN gate high-electron mobility transistor // IEEE Transactions on Electron Devices. 2014. V. 62. P. 507–511.
24. *Mocanu M., Unger C., Pfost M., Waltereit P., and Reiner R.* Thermal stability and failure mechanism of Schottky gate AlGaN/GaN HEMTs // IEEE Transactions on Electron Devices. 2017. V. 64. P. 848–855.
25. *Abdullah M.F., Hussin M.R.M., Ismail M.A., & Sabli S.K.W.* Chip-level thermal management in GaN HEMT: Critical review on recent patents and inventions // Microelectronic Engineering. 2023. P. 111958–111967.
26. *Li X.* Reliability and Integration of GaN Power Devices and Circuits on GaN-on-SOI, 2020.

Thermal modelling and layout optimization of GaN half-bridge IC with integrated drivers and power HEMTs

© 2024 V. A. Kagadey^{1, 2}, I. Yu. Kodorova^{1, 2, *}, E. S. Polyntsev^{1, 2}

¹JSC NPP "Radar mms", Saint Petersburg, Russia

²National research Tomsk State University, Tomsk, Russia

*E-mail: irina_tusur@mail.ru

The paper presents the results of thermal modeling of a half-bridge monolithic integrated circuit (IC) with integrated drivers and enhanced mode power high electron mobility transistors, based on a GaN-on-SOI heterostructure. It had been established that the main heat sources in the IC were the half-bridge GaN HEMTs. The heat from the half-bridge GaN HEMTs propagates in the chip and leads to heating of the logic block and gate drivers. Heating of half-bridge GaN HEMTs leads to increased channel resistance and IC output current drop. Heating of the gate drivers reduces driving current, as a result, increases the switching time of the half-bridge GaN HEMTs. Heating of the logic block increases the rise and fall times of the generated control signals, which worsens the dynamic characteristics of the IC. A comparative analysis of heat propagation for IC dies based on GaN-on-SOI and GaN-on-Si heterostructures showed that GaN-on-SOI structure has a 40% greater junction-to-backside thermal resistivity compared to GaN-on-Si structure. In this case, the specific thermal resistance in the direction of heat propagation from the hotspot of the transistor to the backside of the die for the GaN-on-SOI structure is almost two orders of magnitude greater than in the direction of its propagation to the frontside of the chip. The results obtained were used for IC layout optimization. The rearrangement of GaN-on-SOI IC functional blocks, as well as to introduction of additional heat-spreading elements on the frontside of chip were carried out during the optimization.

Keywords: power GaN electronics, GaN integrated circuit, E-mode GaN-on-SOI HEMT, thermal modelling, IC layout

REFERENCES

1. Fichtenbaum N., Giandalia M., Sharma S., and Zhang J. Half-bridge GaN power ICs: Performance and application // IEEE Power Electronics Magazine. 2017. V. 4. P. 33–40.
2. Roccaforte F., Fiorenza P., Greco G., Nigro R.L., Giannazzo F., Patti. A., and Saggio M. Challenges for energy efficient wide band gap semiconductor power devices // Physical status solidi. 2014. V. 211. P. 2063–2071.
3. Flack T.J., Pushpakaran B.N., and Bayne S.B. GaN technology for power electronic applications: a review // Journal of Electronic Materials. 2016. V. 45. P. 2673–2682.
4. Li X., Van Hove M., Zha M., Geens K. et al. 200 V enhancement-mode p-GaN HEMTs fabricated on 200 mm GaN-on-SOI with trench isolation for monolithic integration // IEEE Electron Device Letters. 2017. V. 38. P. 918–921.
5. Chen H.Y., Kao Y.Y., Zhang Z.Q. et al. A fully integrated GaN-on-silicon gate driver and GaN switch with temperature-compensated fast turn-on technique for improving reliability // 2021 IEEE International Solid-State Circuits Conference (ISSCC). 2021. V. 64. P. 460–462.
6. Integrated Smart GaNs. Accessed on May 05, 2023 <https://www.st.com/en/power-management/integrated-smart-gans.html>
7. Jiang Q., Tang Z., Zhou C., Yang S., and Chen K.J. Substrate-coupled cross-talk effects on an AlGaIn/GaN-on-Si smart power IC platform // IEEE Transactions on Electron Devices. 2014. V. 61. P. 3808–3813.
8. Jones E.A., de Rooij M. High-power-density GaN-based converters: Thermal management considerations // IEEE Power Electronics Magazine. 2019. V. 6. P. 22–29.
9. Chvála A., Szabolovszky R., Kovac J. et al. Advanced characterization techniques and analysis of thermal properties of AlGaIn/GaN multifinger power HEMTs on SiC substrate supported by three-dimensional simulation // Journal of Electronic Packaging. 2019. V. 141. P. 031007-7.
10. Moench S., Reiner R., Waltereit P. et al. A 600 V gan-on-si power ic with integrated gate driver, freewheeling diode, temperature and current sensors and auxiliary devices // CIPS 2020 11th International Conference on Integrated Power Electronics Systems. 2020. P. 1–6.
11. Ma K., Ma K. Electro-thermal model of power semiconductors dedicated for both case and junction temperature estimation // Power electronics for the next generation wind turbine system. 2015. P. 139–143.
12. Popeskul A.N. Thermophysics: Methodical Manual, Tiraspol, 2016.

13. *Aygün D., Fossion M., Decoutere S. et al.* A Monolithic 200 V GaN Half Bridge IC with Integrated Gate Drivers and Level-shifters Achieving 98.3% Peak Efficiency // 2022 IEEE Applied Power Electronics Conference and Exposition (APEC). 2022. P. 2141—2145.
14. *Magnani A., Cosnier T., Amirifar N. et al.* Thermal characterization of GaN lateral power HEMTs on Si, SOI, and poly-AlN substrates // *Microelectronics Reliability*. 2021. V. 118. P. 114061—114068. DOI: 10.1016/j.microrel.2021.114061.
15. *Magnani A., Cosnier T., Amirifar N. et al.* Thermal resistance characterization of GaN power HEMTs on Si, SOI, and poly-AlN substrates // 21st International Conference on Thermal, Mechanical and Multi-Physics Simulation and Experiments in Microelectronics and Microsystems (EuroSimE). 2020. P. 1—6. DOI: 10.1109/EuroSimE48426.2020.9152656.
16. *Bartenev A.I., Kagadey V.A., Koryakovtsev A.S., Polyntsev E.S., Pomazanov A.V., Prokazina I.Y., and Sheerman F.I.* GaN power electronics as a factor in increasing the energy efficiency of electrical energy converters. *Life Safety // Security Technologies*. 2023. V. 1. P. 91—100.
17. *Polyntsev E.S., Prokazina I.Y., Bartenev A.I., Sogomonyants A.A., and Kagadey V.A.* Development of Half-bridge IC with On-chip Drivers and Power e-HEMT Based on GaN-on-SOI Platform // 2022 International Siberian Conference on Control and Communications (SIBCON). 2022. P. 1—4.
18. *Li X., Van Hove M., Zhao M. et al.* Suppression of the backgating effect of enhancement-mode p-GaN HEMTs on 200 mm GaN-on-SOI for monolithic integration // *IEEE electron device letters*. 2018. V. 39. P. 999—1002.
19. *Milanizadeh M., Aguiar D., Melloni A., and Morichetti F.* Canceling thermal cross-talk effects in photonic integrated circuits // *Journal of Lightwave Technology*. 2019. V. 37. P. 1325—1332.
20. *Wong K.Y., Chen W., Chen K.J.* Integrated voltage reference and comparator circuits for GaN smart power chip technology // 21st International Symposium on Power Semiconductor Devices & IC's. 2009. P. 57—60.
21. *Bessonov L.A.* Theoretical foundations of electrical engineering: Electrical circuits, Moscow: Yurait, 2007.
22. *Gorecki K., Zarebski J., Gorecki P., and Ptak P.* Compact thermal models of semiconductor devices: A Review, *International Journal of Electronics and Telecommunications*. 2019. V. 65. P. 151—158.
23. *Chiu H.C., Peng L.Y., Yang C.W. et al.* Analysis of the back-gate effect in normally OFF p-GaN gate high-electron mobility transistor // *IEEE Transactions on Electron Devices*. 2014. V. 62. P. 507—511.
24. *Mocanu M., Unger C., Pfof M., Waltereit P., and Reiner R.* Thermal stability and failure mechanism of Schottky gate AlGaIn/GaN HEMTs // *IEEE Transactions on Electron Devices*. 2017. V. 64. P. 848—855.
25. *Abdullah M.F., Hussin M.R.M., Ismail M.A., & Sabli S.K.W.* Chip-level thermal management in GaN HEMT: Critical review on recent patents and inventions // *Microelectronic Engineering*. 2023. P. 111958—111967.
26. *Li X.* Reliability and Integration of GaN Power Devices and Circuits on GaN-on-SOI, 2020.

МОДЕЛИРОВАНИЕ КРЕМНИЕВЫХ ПОЛЕВЫХ КОНИЧЕСКИХ ГАА-НАНОТРАНЗИСТОРОВ СО СТЕКОВЫМ $\text{SiO}_2/\text{HfO}_2$ ПОДЗАТВОРНЫМ ДИЭЛЕКТРИКОМ

© 2024 г. Н. В. Масальский¹, *

¹Федеральное государственное учреждение Федеральный научный центр
Научно-исследовательский институт системных исследований РАН, Москва, Россия

*E-mail: volkov@niisi.ras.ru

Поступила в редакцию 15.02.2024 г.

После доработки 20.03.2024 г.

Принята к публикации 20.03.2024 г.

Обсуждаются вопросы моделирования электрофизических характеристик кремниевого конического полевого ГАА-нотранзистора. Разработана аналитическая модель тока стока транзистора с полностью охватывающим коническим затвором со стекловым подзатворным оксидом $\text{SiO}_2/\text{HfO}_2$ с учетом влияния заряда межфазной ловушки на границе раздела Si/SiO_2 . Для моделирования распределения потенциала в конической рабочей области при условии постоянной плотности ловушек получено аналитическое решение уравнения Пуассона с использованием метода параболической аппроксимации в цилиндрической системе координат с соответствующими граничными условиями. Модель потенциала была использована для разработки выражения для тока стока ГАА-нотранзистора со стекловым подзатворным оксидом. Численно исследованы ключевые электрофизические характеристики в зависимости от плотности ловушек и толщин слоев SiO_2 и HfO_2 .

Ключевые слова: кремневая нанотранзисторная архитектура, полностью охватывающий затвор, коническая рабочая область, подзатворный стекловый диэлектрик с высоким k , моделирование

DOI: 10.31857/S0544126924030044

1. ВВЕДЕНИЕ

Для преодоления критических последствий масштабирования планарных КМОП-транзисторов в качестве альтернативы в литературе был предложен ряд нетрадиционных транзисторных структур. Одной из таких является 3D-структура gate-all-around (ГАА), в которой канал окружен затвором со всех сторон, чтобы добиться радикального улучшения подпороговых свойств и эффективного подавления короткоканальных эффектов (ККЭ). Считается, что цилиндрические ГАА-транзисторы легко интегрируются с существующей КМОП-технологией [1–3]. Было показано, что цилиндрическая геометрия транзистора улучшает ток во включенном состоянии по сравнению с планарными устройствами [4, 5]. Эта характерная особенность может быть использована для применения в системах высокоскоростной цифровой коммутации. Транзисторы ГАА обладают также рядом других достоинств, таких как меньший ток утечки, что позволяет использовать их в приложениях с низким энергопотреблением, и гораздо меньшее влияние ККЭ, что позволяет масштабировать их в технологиях будущих поколений [6].

Современные технологические достижения позволяют перейти к стекловым структурам оксида затвора, например $\text{SiO}_2/\text{HfO}_2$, для увеличения тока включения и уменьшения подпорогового наклона при сохранении уровня тока утечки [3, 7]. Такую же цель преследует конструкция рабочей области в виде усеченного конуса — конический ГАА-нотранзистор [8]. Объединение этих решений позволит увеличить уровень тока включения, выше указанного чем в Международной технологической карте [6].

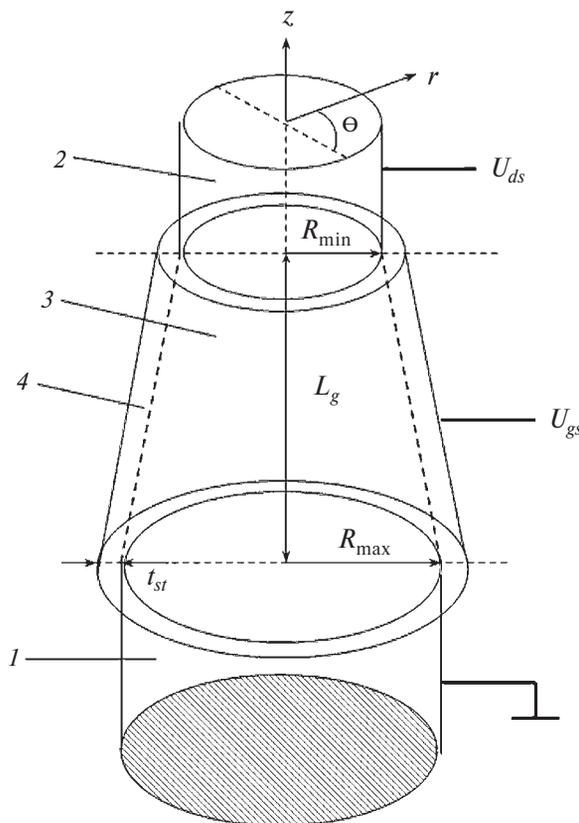
Однако для повышения точности моделирования необходимо в модель включить следующий механизм. В общем случае электрофизические характеристики современных КМОП-нотранзисторов в той или иной мере испытывают влияние от эффектов горячих носителей (ЭГН), которые вызваны из-за наличия сильного электрического поля в рабочей области [9, 10]. Транзисторы ГАА также подвержены воздействию ЭГН. В данном случае это сильное электрическое поле может увеличить кинетическую энергию носителей. Некоторые из них могут обладать достаточной энергией, чтобы преодолеть барьер кремний—изолятор или попасть в подзатворный оксид, порождая дефекты

на границе раздела кремний—изолятор [11]. Эти локализованные заряды, сгенерированные таким образом на границе раздела, могут изменять распределение поверхностного потенциала в рабочей области, что может повлиять на характеристики устройства, включая ток стока. Следовательно, влияние этих локализованных зарядов не следует игнорировать при моделировании электрофизических характеристик [12]. Подчеркнем, что мы не исследуем и соответственно не моделируем физические процессы, связанные с генерацией ловушек, а рассматриваем случаи с учетом их равномерного распределения по всей поверхности интерфейса Si/SiO₂.

Цель данной работы — разработка метода аналитического моделирования электрофизических характеристик конического GAA со стековым оксидом затвора SiO₂/HfO₂ и включения механизма межфазных захваченных зарядов.

2. ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОТОТИПОВ

3D-вид рассматриваемого конического GAA со стековым оксидом затвора SiO₂/HfO₂ показан на рис. 1.



Основываясь на приведенных выше предположениях и параметрах устройства, которые представлены в табл. 1, разрабатывается математическая модель распределения потенциала в конической рабочей области и тока стока.

В [8] установлено, что коническая конструкция рабочей области снимает ограничения, которые накладывают ККЭ, по диапазону возможных значений радиуса рабочей области R при выполнении следующего условия: $\Delta R \ll L_g$, где $\Delta R = R_{\max} - R_{\min}$, R_{\max} — радиус рабочей области со стороны истока, R_{\min} — радиус рабочей области со стороны стока; L_g — длина рабочей области. Также необходимо, чтобы рабочая область была низколегированной [13]. Тогда из решения уравнения Пуассона можно получить распределение потенциала, вольт-амперные характеристики (ВАХ) и извлечь другие ключевые характеристики. Данную задачу мы решаем в квазиклассическом приближении зарядового разделения (ПЗР) [4, 14, 15].

В данной работе мы считаем, что физическая природа дефектов вызванных горячими носителями — это разрыв связей Si—H, инициированный носителями заряда, взаимодействующими с интерфейсом Si/SiO₂ [12]. В стековых high-k

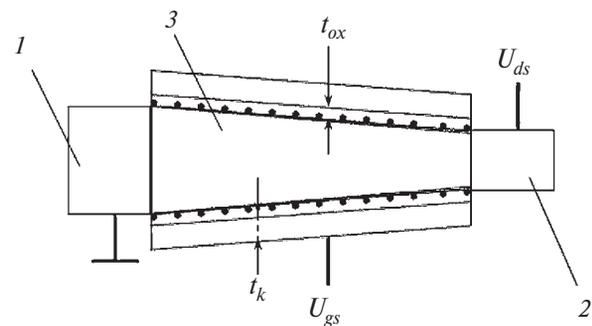


Рис. 1. Эскиз кремниевого GAA-нанотранзистора с конической рабочей областью со стековым подзатворным диэлектриком и дефектами на границе (обозначены черными кружочками), где 1 — исток, 2 — сток, 3 — коническая рабочая область, 4 — стековый подзатворный диэлектрик с толщиной пленки SiO₂ — t_{ox} , пленки HfO₂ — t_k , L_g — длина рабочей области, R_{\max} — радиус рабочей области со стороны истока, R_{\min} — радиус рабочей области со стороны стока.

Таблица 1. Параметры прототипа, используемые при моделировании

Параметр	Значение
Длина канала (L_g), нм	25
Максимальный радиус кремниевой рабочей области (R_{\max}), нм	5
Минимальный радиус кремниевой рабочей области (R_{\min}), нм	$3.5 \leq R_{\min} \leq 5$
Толщина пленки SiO_2 (t_{ox}), нм	1
Толщина пленки HfO_2 (t_k), нм	2
Концентрация легирования рабочей области (N_A), / см^3	1.5×10^{15}
Концентрация легирования областей сток/исток, / см^3	0.5×10^{20}
Работа выхода металла затвора (ϕ_m), эВ	4.6

диэлектриках практически всегда используются промежуточные слои SiO_2 , поскольку технология слоев high-k материалов пока не позволяет выращивать стабильные пленки непосредственно на кремнии. При этом под “горячими носителями” подразумеваются электроны и дырки, которые обладают энергией выше энергии активации (по разным данным 2.5—2.8 эВ), достаточной для разрыва связи Si—H при единичном столкновении такого носителя со связью.

Встраивание заряженных дефектов оказывает двойственное влияние на электрофизические характеристики транзистора: они вызывают локальные искажения электростатики прибора и играют роль заряженных рассеивающих центров. С одной стороны, это может приводить к сдвигу порогового напряжения ΔU_{th} в силу амфотерной природы сгенерированных ловушек, которые могут захватывать и электроны, и дырки, что может вызывать сдвиг порогового напряжения в противоположные стороны [16]. С другой стороны, происходит уменьшение подвижности носителей и, следовательно, тока стока и проводимости транзистора и в подпороговом и линейном режимах. Деграция подвижности описывается эмпирической формулой [17, 18]:

$$\mu_{it} = \frac{\mu_o}{1 + \gamma_{it} N_f' \exp(-r/r_{it})}, \quad (1)$$

где μ_{it} — подвижность в присутствии интерфейсных состояний; μ_o соответствует подвижности в “свежем” приборе; r_{it} — параметр, определяющий величину эффекта; r — расстояние от носителя до интерфейса Si/SiO₂; r_{it} — характерная длина, задающая, на каком расстоянии носители “чувствуют” заряд на интерфейсе. Величина N_f' соответствует плотности N_f с учетом заселенности ловушек, которая зависит от локальной электростатики прибора. Строго говоря, числа заполнения таких ловушек определяются статистикой Шокли—Рида—Холла

(ШРХ), т.е. следуют за изменениями локального положения уровня Ферми почти мгновенно. Однако в наших модельных представлениях оно фиксировано. Величины g_{it} и r_{it} являются подгоночными параметрами. Следует отметить, что квантово-механические эффекты и утечки на затворе игнорируются в разрабатываемой модели.

3. МОДЕЛИ ПОТЕНЦИАЛА И ТОКА ПРОТОТИПА

Рассмотрим в рамках ПЗР задачу определения распределения потенциала в конической рабочей области рассматриваемой транзисторной структуры. Из-за цилиндрической симметрии по координате Θ 3D-уравнение Пуассона можно преобразовать в 2D-уравнение в цилиндрической системе координат следующего вида [4, 5]:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \varphi(r, z) \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \varphi(r, z) = \frac{q N_A}{\epsilon_S}, \quad (2)$$

где $\varphi(r, z)$ — двумерный электростатический потенциал в рабочей области (r — радиальное направление, z — вдоль канала (см. рис. 1)); q — заряд электрона; ϵ_S — диэлектрическая проницаемость рабочей области; N_A — концентрация легирования рабочей области.

Используя параболическую аппроксимацию потенциала [19], 2D-распределение потенциала можно записать в следующем виде:

$$\varphi(r, z) = \sum_{j=0}^2 \varphi_j(z) R'(z),$$

где $\varphi_0(z)$, $\varphi_1(z)$, $\varphi_2(z)$ — произвольные функции;

$$R'(z) = R_{\max} - \frac{\Delta R}{L_g} z.$$

Эти функции определяются с использованием граничных условий, приведенных ниже [20]:

$$C_i (U'_{gs} - \varphi_s(z)) = \varepsilon_S \frac{\partial \varphi(r, z)}{\partial r} \Big|_{r=R'};$$

$$\frac{\partial \varphi(r, z)}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0;$$

$$\varphi(r, 0) = U_{bi};$$

$$\varphi(r, L_g) = U_{bi} + U_{ds},$$

где C_i — оксидная емкость на единицу площади в рабочей области; $\varphi(r, z)|_{r=R'} = \varphi_s(z)$ — поверхностный потенциал; $U'_{gs} = U_{gs} - U_{FB}$, U_{gs} — напряжение на затворе, U_{FB} — напряжение плоских зон; U_{bi} — контактная разность потенциалов; U_{ds} — напряжение сток–исток.

Напряжение плоских зон может быть задано так: $U_{FB} = \varphi_m - \chi - E_g/2 + g_f/C_i$, где φ_m — рабочая функция металла затвора; χ — сродство к электрону; E_g — ширина запрещенной зоны кремния q_f , предполагается плотностью заряда на границе раздела соответственно. Соотношение $\varepsilon_{ox}t_k / \varepsilon_k$ является эквивалентной толщиной оксида (ЕОТ) — диэлектрика с высокой диэлектрической проницаемостью k и толщиной t_k , то можно предположить, что роль диэлектрика с многослойным затвором такая же, как и у одиночного слоя чистого оксида кремния. Тогда ЕОТ стека можно представить в виде $t_{st} = t_{ox} + \varepsilon_{ox}t_k / \varepsilon_k$ [21].

Используя граничные условия, получим выражения функций φ_j в следующем виде:

$$\varphi_0(z) = \varphi_s(z) \left(\frac{C_i R'}{2\varepsilon_S} + 1 \right) - \left(\frac{C_i R'}{2\varepsilon_S} U'_{gs} \right);$$

$$\varphi_1(z) = 0;$$

$$\varphi_2(z) = \frac{C_i (U'_{gs} - \varphi_s(z))}{2\varepsilon_S R'}.$$

Подставляя полученное аппроксимационное выражение потенциала в формулу (2), уравнение Пуассона можно записать в терминах поверхностного потенциала φ_s в виде

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} \varphi_s(z) + \lambda^2 \varphi_s(z) = -\lambda^2 \Phi_0, \quad (3)$$

$$\text{где } \lambda^2 = \frac{2C_i}{\varepsilon_S R'} \text{ и } \Phi_0 = U'_{gs} + \frac{qN_A}{\varepsilon_S \lambda^2}.$$

Решение уравнения (3) позволяет получить обобщенный вид поверхностного потенциала в рабочей области в следующем виде:

$$\varphi_s(z) = \Phi_1 \exp(-\lambda(z - L_g)) + \Phi_2 \exp(\lambda(z - L_g)) + \Phi_0,$$

где

$$\Phi_1 = \frac{-\Phi_0 (-\exp(-\lambda L_g) + 1) + (U_{bi} - (U_{bi} + U_{ds}) \exp(-\lambda L_g))}{2 \sinh(\lambda L_g)};$$

$$\Phi_2 = \frac{\Phi_0 (-\exp(-\lambda L_g) + 1) - (U_{bi} - (U_{bi} + U_{ds}) \exp(\lambda L_g))}{2 \sinh(\lambda L_g)}.$$

В рамках ПЗР выражение для подпорогового тока исследуемого ГАА-нанотранзистора по аналогии с [4, 14, 22] можно представить следующим образом:

$$I_{ds} = 2\pi\mu_{low} (1 - \exp(-q\beta U_{ds})) / \beta \int_0^{L_g} \frac{dz}{\int_0^R dn_c(z, r)}, \quad (4)$$

где μ_{low} — эффективная низкополевая подвижность носителей с учетом механизма межфазной ловушки (1); $\beta = 1 / k_B T$, T — температура, k_B — константа Больцмана; $n_c(r, z)$ — распределение эффективной концентрации носителей по всему объему рабочей области: $n_c(r, z) = \left(\frac{n_i^2}{N_A} \right) \exp(-q\beta \varphi(r, z) / 2)$, n_i — собственная концентрация носителей в кремнии [23].

В рассматриваемом приближении общий заряд в канале транзистора n -типа состоит из подвижного и примесного. При условии низкого легирования рабочей области и полного обеднения ток транзистора определяется переносом подвижного заряда $Q_{mob}(r, z)$ и положением квазиуровня Ферми Φ_n . Условие низкой концентрации N_A важно, поскольку в данном случае распределение носителей будет более равномерным по каждому сечению рабочей области [24]. В результате уменьшается напряженность электрического поля, что способствует повышению подвижности носителей и снижению их рассеяния на границе [25]. Тогда выражение для плотности тока стока для фиксированных значений управляющих напряжений можно записать в виде [26]

$$i_{ds} = -2\pi\mu_{eff} (E'(r, z)) Q_{mob}(r, z) \frac{\partial \Phi_n}{\partial z}, \quad (5)$$

где $\mu_{eff}(E'(r, z))$ — эффективная подвижность носителей с учетом механизма (1); $E'(r, z)$ — эффективная напряженность электрического поля, которая зависит от конкретной точки рабочей области.

Выражение (5) объединяет дрейфовую и диффузную компоненты тока. В нашем приближении распределение зарядов можно записать в виде

$$n = n_i \exp(-q\beta(\varphi(r, z) - \Phi_n(r, z))).$$

Значение тока стока получается двойным интегрированием по пространственным координатам выражения (5). Для получения общей ВАХ можно воспользоваться методом, рассмотренным в [27].

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Первоначально рассмотрим поведение распределения поверхностного потенциала вдоль рабочей области с учетом и без учета влияния механизма захвата заряда (МЗЗ) на межфазных ловушках в диапазоне значений N_f от 0.5×10^{12} до $2.5 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$, которые характерны для кремниевой GAA-нанотранзисторной цилиндрической структуры с исследуемой длиной рабочей области [17] при низких управляющих напряжениях. По результатам нашего моделирования для любого состояния интерфейса Si/SiO₂ электростатический потенциал практически постоянен во всей области канала для фиксированных U_{gs} , исключая быстрые изменения на стыках исток/канал и сток/канал. С ростом параметра N_f поверхностный потенциал в области постоянных значений пропорционально увеличивается примерно 42 мВ на шаг $1 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$. В совокупности это приведет к изменению ток стока транзистора во всех режимах [14].

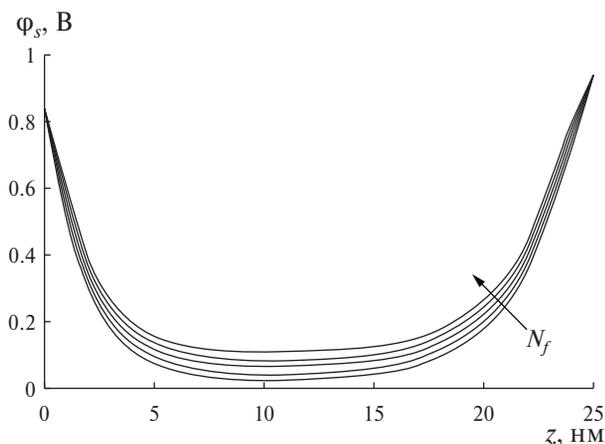


Рис. 2. Распределение поверхностного потенциала вдоль конической рабочей области с $R_{norm} = 0.7$ для различных плотностей N_f при $U_{gs} = U_{ds} = 0.1 \text{ В}$.

В [8] было показано, что для конической геометрии с уменьшением параметра R_{norm} изменяется форма распределения поверхностного потенциала. Ближе к области стока его кривизна уменьшается. Включение в моделирование механизма МЗЗ также влияет на величину поверхностного потенциала, однако в разных сечениях рабочей области его влияние разное. В области ближе к истоку он практически не отличается от цилиндрической. С того момента, что следует из результатов нашего моделирования и данных, полученных с помощью других пакетов приборно-технологического моделирования (этом практические во всем диапазоне управляющих напряжений ошибка в среднем не превышает 15%), при $R_{norm} = 0.87$ значения поверхностного начинают отличаться. На рис. 2 приведены распределения потенциала φ_s для $R_{norm} = 0.7$ в исследуемом диапазоне значений N_f .

В данном случае наблюдается характерное искажение симметрии распределение потенциала. При этом сдвиг потенциала практически такой же и сохраняет пропорциональную зависимость от значения N_f . Сравнивая формы распределения потенциала для $R_{norm} = 0.7$ и $R_{norm} = 1$ для $N_f = 2 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$, приведенные на рис. 3, хорошо видны отличия в области около стока. В дальнейшем это проявится в ключевых электрофизических характеристиках.

В [8] показано, что коническая геометрия рабочей области GAA-нанотранзистора в некотором диапазоне параметра R_{norm} обеспечивает больший ток стока по сравнению с обычной цилиндрической рабочей областью. Это же свойство сохраняется в присутствии механизма МЗЗ. На рис. 4 приведены результаты расчетов максимального тока транзистора в диапазоне R_{norm} от 0.7 до 1.0, фиксированном $N_f = 2 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и максимальных управляющих напряжениях на затворе и стоке.

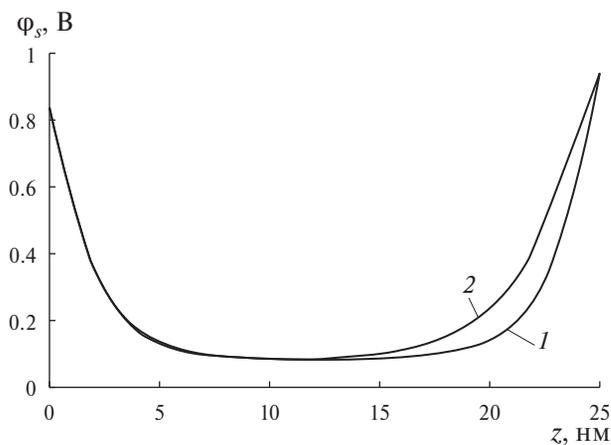


Рис. 3. Распределение поверхностного потенциала вдоль конической рабочей области для различных R_{norm} и фиксированной $N_f = 2 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ при $U_{gs} = U_{ds} = 0.1 \text{ В}$, где 1 — $R_{norm} = 1$; 2 — $R_{norm} = 0.7$.

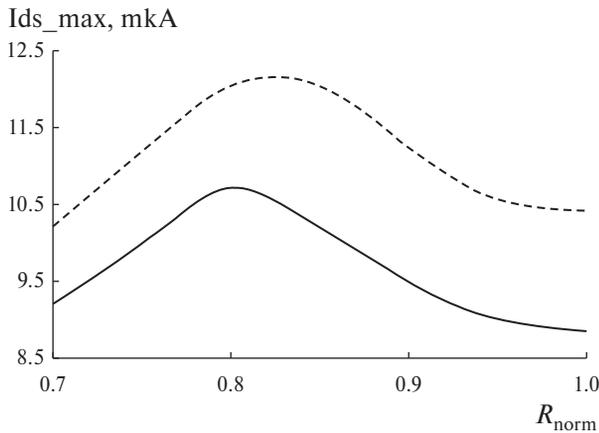


Рис. 4. Зависимость $I_{ds_max}(R_{norm})$ при $U_{ds} = U_{gs} = 0.6$ В.

Результаты моделирования подтверждают предположение об ухудшении тока I_{ds} из-за механизма МЗЗ. Наблюдается общее снижение уровня тока, которое возрастает с ростом параметра R_{norm} . При этом на зависимости $I_{ds_max}(R_{norm})$ также присутствует экстремум. При этом он практически соответствует тому же соотношению радиусов, что и в аналогичной характеристике прототипа, которая была рассчитана без учета МЗЗ. В экспериментах максимальный ток составляет 10.72 мкА при $R_{norm} = 0.81$. Для прототипа без учета МЗЗ эти параметры равны 12.15 мкА и 0.83 соответственно. Следует отметить, разница между максимальным током и током при $R_{norm} = 1$ в присутствии механизма МЗЗ снижается на 16%, однако отношение токов в процентном отношении сохраняется и составляет 14%. Следует отметить, что из результатов моделирования следует, что максимум проводимости также соответствует $R_{norm} = 0.81$. Поэтому свойство конического прототипа, который будет иметь больший коэффициент усиления по сравнению с цилиндрическим [28], сохраняется. Точность базовой модели (без учета МЗЗ) была проверена по методике используемой в [8] и было достигнуто хорошее согласование данных.

На рис. 5 приведена зависимость $I_{ds_max}(N_f)$. С уменьшением параметра N_f происходит практически пропорциональный рост тока стока с наклоном -0.6×10^{12} мкА/см⁻², что очевидно связано с уменьшением влияние механизма МЗЗ. Мы не исключаем, что за пределами рассматриваемого диапазона N_f зависимость $I_{ds_max}(N_f)$ будет вести себя по-другому.

Выше было отмечено, что в присутствии сгенерированных ловушек на интерфейсе рабочей области транзистора будет наблюдаться сдвиг порогового напряжения ΔU_{th} . На рис. 6 приведена зависимость данного параметра от плотности N_f для структур с оптимизированным значением R_{norm} , экстрагированных из ВАХ $I_{ds}(U_{gs})$ при $U_{ds} = 0.05$ В.

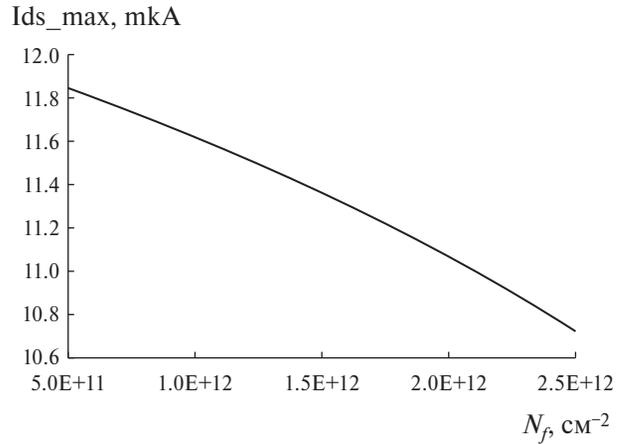


Рис. 5. Зависимость $I_{ds_max}(N_f)$ при U_{ds}, U_{gs} , аналогичных рис. 4.

Представленная зависимость носить линейных характер с наклоном 3×10^{11} мВ/см⁻² согласуется с зависимостью $I_{ds_max}(N_f)$, представленной выше.

Сдвиг порогового напряжения в конечном итоге скажется на следующих ключевых характеристиках транзистора. Подпороговый наклон (SS) является важным параметром для обеспечения статических и динамических характеристик кремниевых ГАА-нанотранзисторов. На рис. 7 приведены экстрагированные значения параметра SS для двух случаев без учета механизма МЗЗ и при наличии ловушек плотностью 2.5×10^{12} см⁻².

Наблюдается деградация подпорогового наклона. Это ожидаемо из-за того, что происходит сдвиг порогового напряжения и соответствующее возрастание подпорогового тока. При этом сохраняются все присущее конической геометрии свойства подпорогового наклона.

Из рис. 7 видно, что коническая конструкция характеризуется меньшим подпороговым наклоном по сравнению с цилиндрической. Для

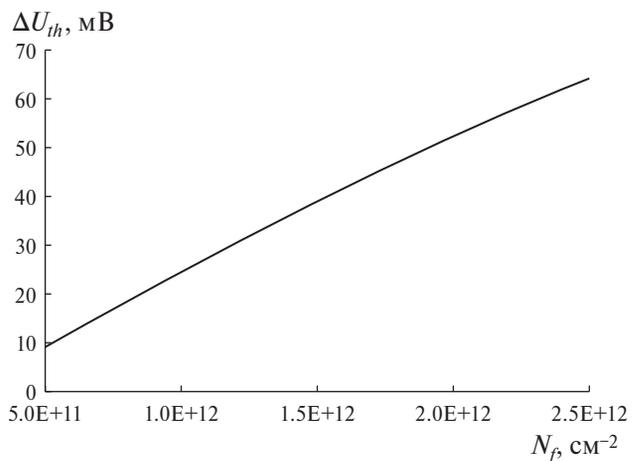


Рис. 6. Зависимость $\Delta U_{th}(N_f)$.

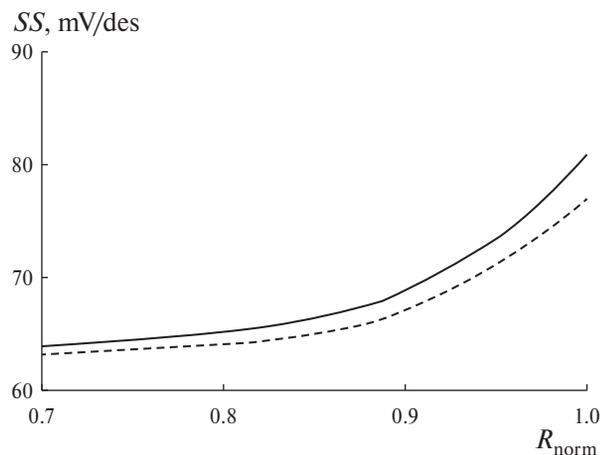


Рис. 7. Подпороговый наклон (SS) от R_{norm} , где сплошная линия — с учетом МЗЗ, пунктирная — без учета.

оптимизированной конструкции $SS = 65$ мВ/дес. С ростом параметра R_{norm} наблюдается практически экспоненциальный рост SS. После значения $R_{\text{norm}} = 0.85$ он становится критическим и для цилиндрической геометрии $SS = 81$ мВ/дес. Это указывает на усиление влияния ККЭ и ограничивает возможности масштабирования.

Аналогичное поведение присуще току I_{off} , который играет важную роль при определении быстродействия транзистора и микросхемы в целом, обеспечивая также ее помехозащищенность [2, 3]. Из рис. 8, где приведены экстрагированные из результатов моделирования значения разности тока I_{off} , следует: $\Delta I_{\text{off}} = I_{\text{off}}(N_{f_max}) - I_{\text{off}}(0)$.

Из приведенных данных можно сделать вывод, что сохраняются все присущее конической геометрии свойства тока утечки. Отметим, что в процентном отношении рост тока I_{off} утечки ниже, чем параметра SS. Можно отметить особенность зависимостей $I_{\text{off}}(R_{\text{norm}})$ и $SS(R_{\text{norm}})$. На участке 0.7–0.82 они практически линейны с небольшой крутизной. Это свойство может быть полезно при изменении толщин пленок оксида гафния и кремния.

Изменения уровня токов I_{on} и I_{off} приводят к снижению их отношения. Для оптимизированной структуры при N_{f_max} оно падает примерно 5 раз и составляет 2×10^5 , что является приемлемым результатом [3, 6]. Поэтому даже учет механизма МЗЗ не нарушает требования к коническим GAA-нанотранзисторам. Данный вывод не относится к структурам с цилиндрической геометрией из-за высоких значений параметров SS и I_{off} и низких значений $I_{\text{on}}/I_{\text{off}}$.

При масштабировании толщин оксидных пленок с сохранением параметра t_{sr} , например, увеличение толщины t_k вызывает соответствующее уменьшение параметра t_{ox} . Мы рассмотрели случаи $\pm 15\%$ отклонения t_k от первоначального значения и получили следующие результаты, представленные в табл. 2.

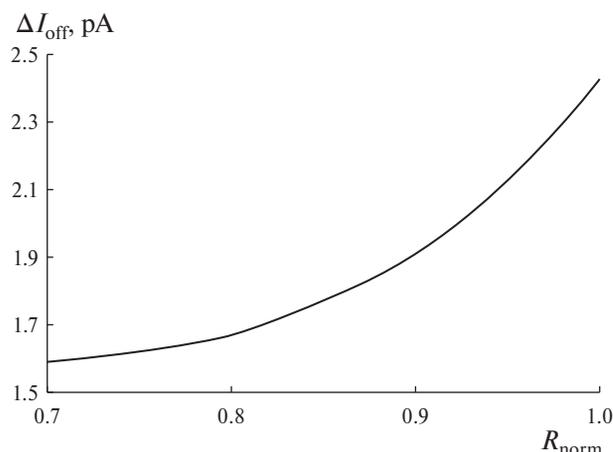


Рис. 8. Зависимость $\Delta I_{\text{off}}(R_{\text{norm}})$.

Таблица 2. Параметры масштабируемых прототипов

Параметр	Значение	
	Случай 1	Случай 2
Ids_max, мкА	11.1	10.58
SS, дБ/дес	65.2	67.4

Для различных значений толщин SiO_2 и HfO_2 при фиксированной общей толщине ток стока Ids_max улучшен за счет использования оксида затвора с high-k из-за увеличения электрического поля на границе исток/канал. Таким образом, производительность кремниевого GAA-нанотранзистора со стеком подзатворного оксида $\text{SiO}_2/\text{HfO}_2$ может быть увеличена при уменьшении параметра t_{ox} . В дополнение к этому структура с увеличенной толщиной t_k отличает более низкими значениями SS и I_{off} . Полностью отказаться от слоя оксида кремния, вероятно, не представляется возможным, поскольку плотность состояний на границе SiO_2/Si меньше, чем на границе HfO_2/Si из-за большего несоответствия решетки [23].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана математическая модель кремниевого полевого GAA-нанотранзистора с конической геометрией со стековым $\text{SiO}_2/\text{HfO}_2$ подзатворным диэлектриком с учетом механизма захвата заряда на межфазной ловушке. Рассмотрен случай, когда рабочая область сужена со стороны стока по сравнению со стороны истока. При выборе геометрии рабочей области применено условие компенсации короткоканальных эффектов. В рамках приближения зарядового разделения разработана аналитическая 2D-модель распределения потенциала и основанные на нем модели прямого и подпорогового

токов. Выбран прототип транзистора с длиной рабочей области 25 нм, большим и меньшим радиусами 5 и 3.5 нм соответственно, со стеклом толщина пленки HfO_2 — 2 нм и пленки SiO_2 — 1 нм. В диапазоне управляющих напряжений 0—0.6 В и плотности межфазной ловушки от 0.5×10^{12} до 2.5×10^{12} см^{-2} численно исследовано поведение поверхностного потенциала, тока стока, подпорогового наклона в зависимости от значения отношения радиусов. Из результатов можно сделать вывод, что учет механизма захвата зарядов на межфазной ловушке приводит к деградации основных электрофизических характеристик ГАА-наноэлектронного транзистора примерно на 15% при плотности ловушек 2.5×10^{12} см^{-2} . При этом наблюдается пропорциональная зависимость степени деградации от плотности ловушек. Помимо этого разработанная модель может быть использована для зондирования и изучения дефектов, вызванных горячими носителями.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Публикация выполнена в рамках НИР ФГУ ФНЦ НИИСИ РАН по теме № FNEF-2024-0003 “Методы разработки аппаратно-программных платформ на основе защищенных и устойчивых к сбоям систем на кристалле и сопроцессоров искусственного интеллекта и обработки сигналов”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Usha C., Vimala P.* Analytical drain current model for fully depleted surrounding gate TFET // *J. Nano Res.* 2018. V. 55. P. 75—81.
2. *Nanoelectronics: Devices, Circuits and Systems* // Editor by *Brajesh Kumar Kaushik*. Elsevier. 2018.
3. *Tomar G., Barwari A.* Fundamental of electronic devices and circuits // Springer. 2019. 224 p.
4. *Colinge J.P.* FinFETs and Other Multi-Gate Transistor // New York: Springer-Verlag. 2008. 339 p.
5. *Ferain I., Colinge C.A., Colinge J.* Multigate transistors as the future of classical metal—oxide—semiconductor field-effect transistors // *Nature*. 2011. V. 479. P. 310—316.
6. International Technology Roadmap for Semiconductors (ITRS) Interconnect, 2020 Edition. [Online] Available: <https://irds.ieee.org/editions/2020> (data access 12.12.2022).
7. *Kumar S., Goel E., Singh K., Singh B., Kumar M., Jit S.* A compact 2D analytical model for electrical characteristics of double-gate tunnel field-effect transistors with a SiO_2 /high-k stacked gate-oxide structure // *IEEE Trans. Electron Devices*. 2016. V. 63. P. 3291—3330.
8. *Масальский Н.В.* Моделирование кремниевых цилиндрических с полностью охватывающим затвором КМОП нанотранзисторов с переменным радиусом // *Микроэлектроника*. 2022. Т. 51. С. 220—225.
9. *Koswatta S.O., Lundstrom M.S., Nikonov D.E.* Performance comparison between pin tunneling transistors and conventional MOSFETs // *IEEE Trans. Electron. Dev.* 2009. V. 56. P. 456—463.
10. *Yu Y.S., Cho N., Hwang S.W., Ahn D.* Analytical threshold voltage model including effective conducting path effect (ECPE) for surrounding-gate MOSFETs (SGMOSFETs) with localized charges // *IEEE Trans. Electron. Dev.* 2010. V. 57. P. 3176—3180.
11. *Abdi D.B., Kumar M.J.* 2-D threshold voltage model for the double-gate pnpn TFET with localized charges // *IEEE Trans. Electron. Dev.* 2016. V. 63. P. 3663—3668.
12. *Grasser T. (ed.)*. Bias Temperature Instability for Devices and Circuits // Springer Science + Business Media. New York, 2014.
13. *Sahay S., Kumar M.* Junctionless Field-Effect Transistors: Design, Modeling, and Simulation // Wiley-IEEE Press. 2019.
14. *Lundstrom M., Guo J.* Nanoscale Transistors: Device Physics, Modeling and Simulation // Springer: New York, 2006.
15. *Schwierz F., Wong H., Liou J.J.* Nanometer CMOS. Pan Stanford Publishing // Singapore. 2010.
16. *Sano N.* Physical issues in device modeling: Length-scale, disorder, and phase interference // *Iin 2017 International Conference on Simulation of Semiconductor Processes and Devices*, Sept. 2017. P. 1—4.
17. *Fischetti M.V., Vandenbergh W.G.* Advanced Physics of Electron Transport in Semiconductors and Nanostructures. New York, U.S.A.: Springer, 2016.
18. *Reggiani S., Barone G., Poli S., Gnani E., Gnudi A., Baccarani G., Chuang M.-Y., Tian W., Wise R.* TCAD simulation of hot-carrier and thermal degradation in STI-LDMOS transistors // *IEEE Trans. Electron Devices*. 2013. V. 60. P. 691—698.
19. *Young K. K.* Analysis of conduction in fully depleted SOI MOSFETs // *IEEE Trans. Electron Devices*. 1989. V. 36. P. 504—506.
20. *Bardon M.G., Neves H.P., Puers R., Van Hoof C.* Pseudo-two-dimensional model for double-gate tunnel FETs considering the junctions depletion regions // *IEEE Trans. Electron Devices*. 2010. V. 57. P. 827—834.
21. *Chiang T.K., Chen M.L.* A new analytical threshold voltage model for symmetrical double-gate MOSFETs with high-k gate dielectrics // *Solid-State Electron.* 2007. V. 51. P. 387—393.
22. *He J., Chan M., Zhang X., Wang Y.* A carrier-based analytic model for the undoped (lightly doped) cylindrical surrounding-gate MOSFETs // *Solid State Electron.* 2006. V. 50. P. 416—421.
23. *Sze S.M.* Physics of Semiconductor Device. 2nd edn. John Wiley & Sons Inc.: Hoboken, New Jersey.

24. *Karthigai Pandian M., Balamurugan N.B.* Analytical threshold voltage modeling of surrounding gate silicon nanowire transistors with different geometries // *J. Electric Eng. Technol.* 2014. V. 9. P. 742–751.
25. *Chiang T-K.* A new quasi-3-D compact threshold voltage model for Pi-gate MOSFETs with the interface trapped charges // *IEEE Transactions on Nanotechnology.* 2015. V. 14. P. 555–560.
26. *Auth C.P., Plummer J.D.* Scaling theory for cylindrical, fully-depleted, surrounding-gate MOSFETs // *IEEE Trans. on Electron Devices.* 1997. V. 18. P. 74–76.
27. *Масальский Н.В.* Моделирование характеристик КМОП нанотранзистора с полностью охватывающим затвором и неравномерно легированной рабочей областью // *Микроэлектроника.* 2019. Т. 48. С. 436–444.
28. *Масальский Н.В.* Моделирование ВАХ ультратонких КНИ КМОП нанотранзисторов с полностью охватывающим затвором // *Микроэлектроника.* 2021. Т. 50. С. 436–444.
29. *Madan J., Chaujar R.* Gate drain underlapped-PNIN-GAA-TFET for comprehensively upgraded analog/RF performance // *Superlattices Microstruct.* 2017. V. 102. P. 17–26.

Simulation of silicon conical field effect GAA nanotransistors with stack SiO₂/HfO₂ dielectric of gate

© 2024 N. V. Masalsky¹, *

¹*Federal Research Center Scientific Research Institute for System Research,
Russian Academy of Sciences Academy, Moscow, Russia
E-mail: volkov@niisi.ras.ru

The issues of modeling the electrophysical characteristics of a silicon conical field effect GAA nanotransistor are discussed. An analytical model of the drain current of a transistor with a fully enclosing conical gate with a stack sub-gate oxide SiO₂/HfO₂ has been developed, taking into account the effect of the charge of the interphase trap at the Si/SiO₂ interface. To simulate the potential distribution in a conical working area under the condition of constant trap density, an analytical solution of the Poisson equation was obtained using the method of parabolic approximation in a cylindrical coordinate system with appropriate boundary conditions. The potential model was used to develop an expression for the GAA drain current of a nanotransistor with a stack gate oxide. The key electrophysical characteristics are numerically investigated depending on the density of traps and the thicknesses of SiO₂ and HfO₂ layers.

Keywords: silicon nanotransistor architecture, fully enclosing gate, conical working area, high-k gate stack dielectric, simulation

REFERENCES

1. *Usha C., Vimala P.* Analytical drain current model for fully depleted surrounding gate TFET // *J. Nano Res.* 2018. V. 55. P. 75–81. <https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/JNanoR.55.75>
2. *Nanoelectronics: Devices, Circuits and Systems.* Editor by *Brajesh Kumar Kaushik.* Elsevier. 476, 2018. ISBN: 9780128133545.
3. *Tomar G., Barwari A.* *Fundamental of Electronic Devices and Circuits.* Springer. 2019. ISBN: 9789811502668. 224 p.
4. *Colinge J.P.* *FinFETs and Other Multi-Gate Transistor.* Springer-Verlag. New York 2008. ISBN: 9780387717517. 339 p.
5. *Ferain I., Colinge C.A., Colinge J.* Multigate transistors as the future of classical metal–oxide–semiconductor field-effect transistors // *Nature.* 2011. V. 479. P. 310–316. <https://doi.org/10.1038/nature10676>
6. *International Technology Roadmap for Semiconductors (ITRS) Interconnect, 2020 Edition.* [Online] Available: <https://irds.ieee.org/editions/2020> (Accessed on December 12, 2022).
7. *Kumar S., Goel E., Singh K., Singh B., Kumar M., Jit S.* A compact 2D analytical model for electrical characteristics of double-gate tunnel field-effect transistors with a SiO₂/high-k stacked gate-oxide structure // *IEEE Trans. Electron Devices.* 2016. V. 63. P. 3291–3330. <https://doi.org/10.1109/TED.2016.2572610>
8. *Masalsky N.V.* Modeling silicon cylindrical CMOS nanotransistors with a fully enclosed variable-radius gate // *Russian Microelectronics.* 2022. V. 51. P. 220–225. <https://doi.org/10.1134/S1063739722040084>
9. *Koswatta S.O., Lundstrom M.S., Nikonov D.E.* Performance comparison between pin tunneling transistors and conventional MOSFETs // *IEEE Trans. Electron. Dev.* 2009. V. 56. P. 456–463. <https://doi.org/10.1109/TED.2008.2011934>

10. Yu Y.S., Cho N., Hwang S.W., Ahn D. Analytical threshold voltage model including effective conducting path effect (ECPE) for surrounding-gate MOSFETs (SGMOSFETs) with localized charges // *IEEE Trans. Electron. Dev.* 2010. V. 57. P. 3176—3180. <https://doi.org/10.1109/TED.2010.2066278>
11. Abdi D.B., Kumar M.J. 2-D threshold voltage model for the double-gate pnpn TFET with localized charges // *IEEE Trans. Electron. Dev.* 2016. V. 63. P. 3663—3668. <https://doi.org/10.1109/TED.2016.2589927>
12. Grasser T. (ed.). *Bias Temperature Instability for Devices and Circuits*. Springer Science + Business Media, New York/ 2014. ISBN: 9781461479086. 810 p.
13. Sahay S., Kumar M. *Junctionless Field-Effect Transistors: Design, Modeling, and Simulation*. IEEE Press, Wiley, 2019. ISBN: 9781119523536. 496 p.
14. Lundstrom M., Guo J. *Nanoscale Transistors: Device Physics, Modeling and Simulation*. Springer, New York, 2006. ISBN 9780387280028. 218p.
15. Schwierz F., Wong H., Liou J.J. *Nanometer CMOS*. Pan Stanford Publishing. Singapore, 2010. ISBN: 9789814241083. 350p.
16. Sano N. Physical issues in device modeling: Length-scale, disorder, and phase interference // In 2017 International Conference on Simulation of Semiconductor Processes and Devices, Sept. 2017. P. 1—4. <https://doi.org/10.23919/SISPAD.2017.8085249>
17. Fischetti M.V., Vandenbergh W.G. *Advanced Physics of Electron Transport in Semiconductors and Nanostructures*. Springer. USA, 2016. ISBN 9783319011004. 474 p.
18. Reggiani S., Barone G., Poli S., Gnani E., Gnudi A., Baccarani G., Chuang M.-Y., Tian W., Wise R. TCAD simulation of hot-carrier and thermal degradation in STI-LDMOS transistors // *IEEE Trans. Electron Devices*. 2013. V. 60. P. 691—698. <https://doi.org/10.1109/TED.2012.2227321>
19. Young K.K. Analysis of conduction in fully depleted SOI MOSFETs // *IEEE Trans. Electron Devices*. 1989. V. 36. P. 504—506. <https://doi.org/10.1109/16.19960>.
20. Bardon M.G., Neves H.P., Puers R., Van Hoof C. Pseudo-two-dimensional model for double-gate tunnel FETs considering the junctions depletion regions // *IEEE Trans. Electron Devices*. 2010. V. 57. P. 827—834. <https://doi.org/10.1109/TED.2010.2040661>
21. Chiang T.K., Chen M.L. A new analytical threshold voltage model for symmetrical double-gate MOSFETs with high-k gate dielectrics // *Solid-State Electron.* 2007. V. 51. P. 387—393. <https://doi.org/10.1016/j.sse.2007.01.026>
22. He J., Chan M., Zhang X., Wang Y. A carrier-based analytic DVIC model for long channel undoped cylindrical surrounding-gate MOSFETs // *Solid State Electron.* 2006. V. 50. P. 416—421. <https://doi.org/10.1016/j.sse.2006.01.015>
23. Sze S.M. *Physics of Semiconductor Device (2nd edn)* // John Wiley and Sons Ltd, USA, 1981. ISBN: 978-0471098379. 868p.
24. Karthigai Pandian M., Balamurugan N.B. Analytical threshold voltage modeling of surrounding gate silicon nanowire transistors with different geometries // *J. Electric Eng. Technol.* 2014. V. 9. No. 6. P. 2079—2088. <https://doi.org/10.5370/JEEET.2014.9.6.2079>
25. Chiang T.-K. A new quasi-3-D compact threshold voltage model for Pi-gate MOSFETs with the interface trapped charges // *IEEE Transactions on Nanotechnology*. 2015. V. 14. P. 555—560. <https://doi.org/10.1109/TNANO.2015.2416198>
26. Auth C.P., Plummer J.D. Scaling theory for cylindrical, fully-depleted, surrounding-gate MOSFETs // *IEEE Trans. on Electron Devices*. 1997. V. 18. P. 74—76. <https://doi.org/10.1109/55.553049>
27. Masal'skii N.V. Modeling the CMOS characteristics of a completely depleted surrounding-gate nanotransistor and an unevenly doped working region // *Russian Microelectronics*. 2019. V. 48. P. 394—401. <https://doi.org/10.1134/S1063739719060052>
28. Masalsky N.V. CVC simulation of ultrathin Soi-Cmos nanotransistors with a fully enclosed gate // *Russian Microelectronics*. 2021. V. 50. P. 387—393. <https://doi.org/10.1134/S1063739721050036>.
29. Madan J., Chaujar R. Gate drain underlapped-PNIN-GAA-TFET for comprehensively upgraded analog/RF performance // *Superlattices Microstruct.* 2017. V. 102. P. 17—26. <https://doi.org/10.1016/j.spmi.2016.12.034>

КИНЕТИКА ЭЛЕКТРОМИГРАЦИОННОГО МАССОПЕРЕНОСА В ИНТЕРФЕЙСНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ МИКРО- И НАНОЭЛЕКТРОНИКИ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ПРОЧНОСТИ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СОЕДИНЕНИЙ

© 2024 г. Т. М. Махвиладзе^{1, *}, М. Е. Сарычев^{1, **}

¹Физико-технологический институт им. К. А. Валиева РАН НИЦ “Курчатовский институт”
Москва, Россия

*E-mail: tarielmakh@mail.ru

**E-mail: sarych@yandex.ru

Поступила в редакцию 15.02.2024 г.

После доработки 20.03.2024 г.

Принята к публикации 20.03.2024 г.

В работе проведено усовершенствование и расширение области применения предложенной ранее авторами теоретической модели, которая описывает взаимосвязь прочностных и электромиграционных (диффузионных) свойств интерфейсов, образованных соединенными материалами. В рамках развитой модели установлено линейное соотношение между величинами работы обратимого разделения интерфейса W_a и энергии активации электромиграции H_{EM} в интерфейсе. Выполнены оценки и проведено сравнение коэффициентов полученного соотношения с данными экспериментов по исследованию электромиграции в медном проводнике, покрытом защитным диэлектриком. Используя также развитую ранее авторами модель, которая описывает зависимость величины W_a от концентраций неравновесных решеточных дефектов, имеющих в объемах соединенных материалов, предсказан и исследован ряд эффектов, обусловленных влиянием такого рода дефектов на процессы, вызванные электромиграцией. В работе показано, что путем введения в объемы соединенных материалов неравновесных решеточных дефектов в виде атомарных примесей внедрения или замещения можно эффективно влиять на характеристики электромиграционной неустойчивости формы межслойной границы. Для примесей внедрения выполнены количественные аналитические оценки концентрации примесей, необходимой для значительного изменения (как увеличения, так и уменьшения) характерного времени нарастания неустойчивости формы изначально плоского интерфейса.

Ключевые слова: интерфейс, электромиграция, работа разделения, решеточные дефекты, адсорбция

DOI: 10.31857/S0544126924030056

1. ВВЕДЕНИЕ

В современных микро- и нанoeлектронных устройствах, использующих многослойные межсоединения, значительная доля отказов обусловлена электромиграционным массопереносом в слоях проводника и в граничных областях их соединения со смежными слоями других материалов [1–3]. Поэтому большой практический интерес представляет теоретическое исследование и моделирование ключевых кинетических характеристик процессов электромиграционного переноса.

На сегодняшний день одним из наиболее распространенных типов межсоединений является медная металлизация, в которой, в силу особенностей микроструктуры используемых материалов, подавляющая часть электромиграционного потока ионов и вакансий приходится на интерфейс между

слоем медного проводника и слоем защитного диэлектрика [2, 3]. В экспериментах [4, 5] было показано, что для различных диэлектрических покрытий энергия активации электромиграции H_{EM} , определяемая по температурной зависимости скорости роста микрополостей, и работы обратимого разделения W_a (работа адгезии) по границе меди и защитного диэлектрического слоя связаны линейной зависимостью. В работе [4] были также приведены качественные соображения о возможном механизме возникновения подобного соотношения.

В связи с этим в работе [6] была предложена достаточно общая теоретическая модель механизма, приводящего при ряде упрощающих предположений к такого рода корреляции между энергией активации электромиграции и адгезионной прочностью в интерфейсе, в котором соединены материалы со значительной и пренебрежимо малой ионной

диффузией, как это имело место в экспериментах [4]. Соотношение между H_{EM} и W_a , полученное в [6], в работе [7] было применено для оценки влияния неравновесных атомарных примесей внедрения на электромиграционную неустойчивость границы соединенных проводящих материалов.

В настоящей работе приведены результаты качественного и количественного развития модели, предложенной в [6] для выяснения взаимосвязи энергии активации электромиграции H_{EM} по границе соединения проводника и диэлектрика (или проводящего материала с достаточно малой электромиграцией) с работой W_a обратимого разделения этих материалов. Получено более общее и точное, чем в [6], соотношение между величинами H_{EM} и W_a ; выполнены аналитические оценки коэффициентов этого соотношения и проведено детальное сравнение с данными экспериментов [4]. Получены также параметры микроскопической аппроксимации взаимодействия диффундирующего в интерфейсе иона с ионами ближайшего окружения из обоих соединенных материалов и найдены их зависимости от измеряемых величин.

Используя полученное в настоящей работе соотношение, связывающее W_a с H_{EM} , и развитую ранее модель зависимости работы разделения W_a от концентраций неравновесных решеточных дефектов в объемах соединенных слоев [8], проведено также исследование влияния неравновесных атомарных примесей на электромиграционную неустойчивость формы интерфейса соединенных проводящих материалов [9]. Существенно, что в отличие от работы [7] полученные результаты охватывают как примеси внедрения, так и примеси замещения.

2. МОДЕЛЬ ВЗАИМОСВЯЗИ ЭЛЕКТРОМИГРАЦИОННЫХ И АДГЕЗИОННЫХ СВОЙСТВ ГРАНИЦЫ СОЕДИНЕННЫХ МАТЕРИАЛОВ

В экспериментах [4] была установлена определенная корреляция между энергией активации электромиграции H_{EM} в медной металлизации и работой W_a обратимого разделения по интерфейсу медного проводника и покрывающего его диэлектрика. Как было показано в работе [4], эта корреляция имеет вид линейной зависимости H_{EM} от W_a , где разные значения W_a отвечают различным диэлектрикам, образующим покрытие проводника. В то же время в работе [6] было показано, что такого рода взаимосвязь может быть понята и получена из теоретических представлений о механизме электромиграции в интерфейсе, обобщающих и развивающих качественные соображения, приведенные в [4].

Учтем, что в экспериментах [4] энергия активации электромиграции находилась по измерениям

зависимости скорости роста микрополостей в интерфейсе от температуры и, следовательно, определялась электромиграционным потоком вакансий к катоду. При вакансионном механизме диффузии ионов, характерном для металлов и их сплавов типа твердых растворов замещения, этот поток \vec{J}_I может быть записан в следующем виде [1]:

$$\vec{J}_I = D_I \left(-\nabla C_I + C_I \frac{Z_V^*}{kT\sigma_0} \vec{j} - C_I \frac{\Omega f_V}{kT} \nabla \sigma_S \right), \quad (1)$$

где D_I — коэффициент диффузии вакансий; C_I — концентрация вакансий; $\sigma_S = (\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33})/3$ — сферическая (шаровая) часть тензора σ_{ik} механических напряжений, возникающих в проводнике в результате массопереноса (∇ — градиент); Z_V^* —

эффективный заряд вакансии [1]; \vec{j} — плотность электрического тока; σ_0 — удельная проводимость материала проводника; Ω — удельный атомарный объем вещества проводника; $f_V \approx (0.2-0.4)$ — коэффициент релаксации вакансий в проводнике [1]; k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура.

Таким образом, $\vec{J}_I \sim D_I$ и, поскольку коэффициент диффузии $D_I \sim \exp(-E_D / (kT))$ (где E_D — энергия активации диффузии вакансий), то согласно (1) в начальном приближении можно считать, что энергия активации электромиграции $H_{EM} \approx E_D$ (это находится в соответствии с известным феноменологическим соотношением Блэка [1] для времени отказа проводника вследствие электромиграции).

В интересующем нас случае электромиграции по границе (интерфейсу) проводника (материал 1) и материала 2 с пренебрежимо низкой электромиграционной подвижностью (в экспериментах [3, 4] это был защитный диэлектрик) рассмотрим простейшую модель [6], считая, что интерфейс представляет собой плоский слой, образованный приповерхностными слоями соединенных кристаллических материалов 1 (проводник) и 2 (диэлектрик). При этом электромиграционной подвижностью обладают ионы только материала 1. Кроме того, для максимального упрощения математического описания рассмотрим предельный случай, полагая, что диффузия ионов (вакансий) материала 1 в интерфейсе происходит непосредственно в его граничной моноатомной плоскости.

При вакансионном механизме диффузии ионов в материале 1 энергия E_D активации перемещения вакансии в соседний узел в граничной плоскости материала 1 на место находящегося там иона,

определяется работой, которую должен затратить этот ион для перехода через энергетический барьер (седловая точка), чтобы попасть из своего узла в смежную с ним вакансию в этой же плоскости. Тогда энергия активации электромиграции $H_{EM} = E_D$ может быть записана в виде суммы следующих вкладов: первый вклад представляет собой работу преодоления сил межатомного взаимодействия (притяжения) между ионом материала 1, диффундирующим в граничной плоскости, и его ближайшими соседями в этой плоскости; второй вклад — работу преодоления сил взаимодействия между этим ионом и его ближайшими соседями в объеме материала 1; третий вклад — работу преодоления сил взаимодействия с ионами граничной плоскости материала 2. Таким образом,

$$H_{EM} = z_{1S} \int P_{1S}(x_{1S}) dx_{1S} + z_{1V} \int P_{1V}(x_{1V}) dx_{1V} + z_I \int P_I(x_I) dx_I, \quad (2)$$

где P_{1S} , P_{1V} и P_I — силы, с которыми растягиваются межатомные связи диффундирующего иона с ближайшими соседями в кристаллических решетках граничной плоскости материала 1, его объема и граничной плоскости материала 2 в соответствии с межатомными потенциалами в этих решетках (считаем здесь, что P_I перпендикулярна границе); x_{1S} , x_{1V} и x_I — возникающие при этом изменения расстояний от иона до соответствующих ближайших соседей вдоль линий действия сил P_{1S} , P_{1V} и P_I ; z_{1S} , z_{1V} и z_I — число ближайших соседей иона (координационные числа) в соответствующих решетках. Для того чтобы избежать излишней громоздкости при записи формулы (2) и последующих соотношений, без потери общности, считаем, что взаимодействие диффундирующего иона с его ближайшими соседями в указанных решетках дает одинаковый вклад. В формуле (2) также подразумевается, что пределы интегрирования отвечают начальному ($x_{1S} = x_{1V} = x_I = 0$ — нижние пределы) и конечному положению диффундирующего иона при его переходе из узла решетки граничной плоскости материала 1 в седловую точку (верхний предел), положение которой определяется конкретной кристаллической структурой материалов 1 и 2 и параметрами смежной вакансии.

Отметим, что вблизи положения равновесия в узле решетки граничной плоскости материала 1 (т.е. при малых значениях смещений x_{1S} , x_{1V} и x_I около минимумов соответствующих межатомных потенциалов взаимодействия) движение иона вследствие его взаимодействия с ближайшими соседями может рассматриваться как классические

колебания [10]. В этом случае для зависимостей $P_{1S}(x_{1S})$, $P_{1V}(x_{1V})$ и $P_I(x_I)$ справедливо линейное приближение (закон Гука):

$$P_j = K_j x_j, \quad (3)$$

где индекс $j = 1S, 1V, I$ и K_j — коэффициенты “упругости” соответствующих связей.

Силу P_I можно связать с величиной работы W_a , которую необходимо затратить для обратимого разделения материалов 1 и 2 по интерфейсу между ними (работа адгезии). Как известно, эта работа (в расчете на единицу площади интерфейса) дается выражением [8]

$$W_a = \gamma_1 + \gamma_2 - \gamma_{12}, \quad (4)$$

где γ_1 , γ_2 и γ_{12} — коэффициенты поверхностного натяжения свободных поверхностей материалов 1 и 2 и интерфейса между ними соответственно. Величина (4), называемая также обратимой работой адгезии, характеризует адгезионную прочность границы (интерфейса) между материалами 1 и 2.

Пусть к материалам 1 и 2 перпендикулярно границе между ними приложено растягивающее механическое напряжение s (сила в расчете на единицу площади интерфейса), приводящее к квазистатическому обратимому увеличению зазора между материалами вплоть до полного их разделения. В этом случае напряжение $s = s(d)$ является функцией смещения d граничных плоскостей соединенных материалов относительно их положения в исходном ненагруженном состоянии (в этом состоянии $d = 0$).

Поскольку растягивающее напряжение $s(d)$ действует против сил межатомных связей притяжения атомов граничных плоскостей материалов 1 и 2 в интерфейсе, то при обратимом разделении они должны точно компенсировать друг друга, т.е. $\delta = x_I$ и в соответствии с определением величины s имеет место равенство

$$\sigma(\delta) = \sigma(x_I) = n_I P_I(x_I),$$

где n_I — количество таких связей в интерфейсе в расчете на единицу его площади. Тогда работа W_a , затраченная на обратимое разделение материалов, может быть записана в следующем виде (см. также [6]):

$$W_a = n_I \int_0^{\delta_c} P_I(x_I) dx_I, \quad (5)$$

где $x_I = 0$ отвечает исходному ненагруженному состоянию границы, а $x_I = \delta_c$ — минимальное

смещение, начиная с которого межатомным взаимодействием можно пренебречь, и материалы 1 и 2 могут рассматриваться как полностью разделенные. Тогда при $x_I = \delta_c$ уже не требуется прикладывать растягивающее напряжение, т.е. $\sigma(\delta_c) \sim P_I(\delta_c) = 0$.

Таким образом, зависимость $\sigma(x_I) \sim P_I(x_I) \geq 0$ и должна обращаться в нуль при $x_I = 0$ и $x_I = \delta_c$, т.е. иметь максимум на этом интервале. Для дальнейшего аппроксимируем подобного типа зависимость $P_I(x_I)$ некоторой аналитической функцией. С этой целью можно использовать, например, половину периода синусоиды следующего вида [4, 6]:

$$P_I(x_I) = P_{I0} \sin(\pi x_I / \delta_c), \quad 0 \leq x_I \leq \delta_c, \quad (6)$$

где P_{I0} — максимальная величина силы, необходимой для обратимого разделения материалов 1 и 2 (в расчете на одну межатомную связь через интерфейс); аппроксимация (6) симметрична относительно точки $x_I = \delta_c / 2$.

Здесь, однако, используем аппроксимацию более общего (несимметричного) вида:

$$P_I(x_I) = P_{I0} - \varepsilon_1(x_m - x_I)^2, \quad 0 \leq x_I \leq x_m; \quad (7a)$$

$$P_I(x_I) = P_{I0} - \varepsilon_2(x_I - x_m)^2, \quad x_m \leq x_I \leq \delta_c, \quad (7b)$$

где P_{I0} — максимальная величина силы P_I , достигаемая при некотором $x_I = x_m$ ($0 < x_m < \delta_c$), т.е. $P_{I0} = P_I(x_m)$; $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ — параметры, для которых, учитывая условия $P_I(0) = P_I(\delta_c) = 0$, из (7) получим $\varepsilon_1 = P_{I0} / x_m^2$, $\varepsilon_2 = P_{I0} / (\delta_c - x_m)^2$. Используя эти соотношения, преобразуем (7) к виду

$$P_I(x_I) = P_{I0} \left[2x_I / x_m - (x_I / x_m)^2 \right], \quad 0 \leq x_I \leq x_m; \quad (8a)$$

$$P_I(x_I) = P_{I0} \left[1 - \frac{x_m^2}{(\delta_c - x_m)^2} (x_I / x_m - 1)^2 \right], \quad x_m \leq x_I \leq \delta_c. \quad (8b)$$

Сопоставляя аппроксимацию (8) при $x_I \ll x_m$ с линейным соотношением (3), получим, что

$$P_{I0} = K_I x_m / 2. \quad (9)$$

Интегрируя теперь аппроксимацию (8), умноженную на n_I , при $x_I \in [0, \delta_c]$, имеем для работы

$$W_a = n_I \int_0^{\delta_c} P_I(x_I) dx_I = (n_I K_I x_m / 2) [J_1 + J_2], \quad (10)$$

где

$$J_1 = \int_0^{x_m} \left[2x_I / x_m - (x_I / x_m)^2 \right] dx_I = \frac{2}{3} x_m;$$

$$J_2 = \int_{x_m}^{\delta_c} \left[1 - \frac{x_m^2}{(\delta_c - x_m)^2} (x_I / x_m - 1)^2 \right] dx_I = \frac{2}{3} (\delta_c - x_m).$$

Подстановка этих выражений в (10) дает

$$W_a = (n_I K_I x_m \delta_c / 3), \quad (11)$$

т.е. $K_I \sim W_a$.

Считая, что при движении диффундирующего иона из решеточного узла до седловой точки растяжение его связей с ближайшими соседями значительно меньше, чем требуется для их разрыва, т.е. выполняются условия приближения (3), и подставляя выражение (3) для P_I в (2), получаем энергию активации электромиграции в виде

$$H_{EM} = z_{IS} \int P_{IS} dx_{IS} + z_{IV} \int P_{IV} dx_{IV} + z_I K_I \int x_I dx_I,$$

где λ — средняя по ближайшим соседям величина смещения x_I , отвечающая положению седловой точки (пределы остальных интегралов оговаривались выше в (2)). Выполняя в третьем слагаемом интегрирование и используя соотношение (11), находим:

$$H_{EM} = E_D = \alpha + \bar{\beta} W_a, \quad (12)$$

где

$$\bar{\beta} = 3z_I \lambda^2 / 2n_I x_m \delta_c = (3\delta_c / \pi^2 x_m) \chi,$$

а $\chi = \pi^2 z_I \lambda^2 / (2n_I \delta_c^2)$ — соответствующий коэффициент, получающийся вместо $\bar{\beta}$ для синусоидальной аппроксимации (6). Поскольку $x_m < \delta_c$, то, вводя

коэффициент $0 < k < 1$, можем записать $x_m = k\delta_c$, и тогда согласно (12) $\bar{\beta} = (3 / (\pi^2 k))\chi \equiv A\chi$. В частности, при $k \approx 1/3$ имеем $A \approx 1$ и $\bar{\beta} \approx \chi$, а при $x_m = \delta_c / 2$ (симметричная аппроксимация (7)) этот числовой множитель $A = 6 / \pi^2 \approx 0.6$, т.е. χ и $\bar{\beta}$ являются величинами одного порядка.

Отметим здесь, что модельное описание с помощью аппроксимации (7) обладает дополнительной (по сравнению с (6)) возможностью более точного приближения зависимости $P_{j0}(x_j)$ за счет выбора значения параметра x_m . В частности, используя соотношения (9) и (11) и замечая, что в оба входит произведение $K_I x_m$, имеем:

$$P_{j0} = (3 / 2)\eta / \delta_c \quad \text{или} \quad S \equiv K_I x_m = 3\eta / \delta_c,$$

где $\eta = W_a / n_I$ — величина, которая в силу соотношения (4) может быть измерена [4]. Таким образом, считая, что δ_c можно задать достаточно определенно ($\delta_c \sim 10 \text{ \AA}$), получим, что параметры P_{j0} и $S \sim x_m$ выражаются через измеряемую величину $\eta = W_a / n_I$. Это обстоятельство может быть использовано при выборе таких значений характеристик P_{j0} и x_m аппроксимации (7), которые наилучшим образом подходят для описания интерфейса конкретных материалов.

Представляет интерес сравнить соотношение (12) с данными экспериментов [4] по электромиграции в интерфейсе между медным проводником и различными диэлектрическими покрытиями. В частности, в [4] было получено, что соотношение между энергией активации электромиграции H_{EM} в такой структуре и работой η обратимого разделения соответствующего интерфейса (в расчете на одну межатомную связь через интерфейс медь — диэлектрик) наилучшим образом описывается линейной зависимостью вида

$$H_{EM} = 0.35 + 0.26\eta \text{ (эВ)}. \quad (13)$$

Поскольку $\eta = W_a / n_I$, то линейная зависимость (12), которая следует из модели, примет такой вид:

$$H_{EM} = \alpha + B(\pi^2 z_I \lambda^2 / (2\delta_c^2))\eta, \quad (14)$$

где $B = 3 / (\pi^2 k)$ для аппроксимации (7). Как следует из (12) и (14) параметр α связан только с характеристиками проводящего материала 1 (меди). По смыслу этих соотношений он должен быть

равен энергии активации диффузии по свободной поверхности материала 1. Такой же смысл имеет и первое слагаемое (0.35 эВ) в (13) (см. [4], где данные при $\eta = 0$ отнесены к миграции адатомов медного проводника на свободной поверхности меди).

Оценим коэффициент при η в соотношении (14). Из общих соображений коэффициент $k = x_m / \delta_c$, определяющий относительное расположение максимума зависимости силы $P_I(x_j)$ межатомного взаимодействия, можно оценочно считать равным $k \approx 1/3 - 2/3$. Это дает для аппроксимации (7) оценку $0.5 < B < 1$, т.е. в (14) можно считать $B = O(1)$. Учтем далее, что число ближайших соседей в объеме кристаллических решеток кубического типа по порядку величины ≤ 10 . Значит по смыслу величины z_I (число ближайших соседей через интерфейс) для оценок вполне можно взять $z_I \sim 3 - 5$. Поскольку $\lambda \ll x_m < \delta_c$, то с учетом принятой выше оценки $x_m / \delta_c \approx (1/3 - 2/3)$ и взяв, например, $\lambda / \delta_c \sim 0.1$, для коэффициента при η в (14) имеем оценку $B(\pi^2 z_I \lambda^2 / (2\delta_c^2)) \approx 0.15 - 0.25$, что достаточно близко к экспериментальному значению 0.26 в соотношении (13) для меди.

Отметим, что развитая модель, приводящая к соотношениям (12) и (14), имеет достаточно общий характер. При вакансионном механизме диффузии в металлическом проводнике она связывает электромиграционные (диффузионные) и прочностные характеристики интерфейса между проводником и материалом, в котором электромиграция отсутствует. Ниже проанализированы два практически важных примера применения соотношения (12).

3. ЗАВИСИМОСТЬ КИНЕТИКИ ЭЛЕКТРОМИГРАЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ИНТЕРФЕЙСА ПРОВОДЯЩИХ МАТЕРИАЛОВ ОТ ИХ ДЕФЕКТНОСТИ

Применим модель, развитую в предыдущем разделе, для оценки влияния неравновесных решеточных дефектов на кинетику неустойчивости формы интерфейса между проводящими материалами под действием электромиграционного массопереноса.

С этой целью используем результаты работы [9], в которой была разработана теория, описывающая влияние электромиграции, протекающей в границе (интерфейсе) слоев проводящих соединенных материалов в условиях действия

механического напряжения со стороны подложки, на устойчивость формы изначально плоского этого интерфейса.

В модели, развитой в [9], рассматривается бесконечно протяженный плоский интерфейс (плоскость (x, z)), образованный двумя линейно-упругими проводящими материалами 1 (нижний) и 2 (верхний). Будем считать, что материал 2 представляет полубесконечный по оси y слой (ось y направлена вверх, от материала 1 к 2, а $y = 0$ отвечает плоскости интерфейса), а материал 1 — плоский слой толщины H , лежащий на подложке и располагающийся в полуплоскости $y < 0$ ($y = -H$ — граница материала 1 и подложки). Считается также, что все величины, относящиеся к соединенным материалам 1 и 2, не зависят от координаты z и z -компонента вектора смещения для всех точек системы равна нулю, т.е. применимо приближение плоской деформации.

Различие микроскопических характеристик материала подложки и лежащего на ней слоя материала 1, а также технологические операции формирования этого слоя приводят к остаточным механическим напряжениям σ_∞ в нем [9]. Как и в [9], далее считается, что это остаточное напряжение σ_∞ в слое материала 1 направлено вдоль оси x , не зависит от x и y и носит характер либо сжатия ($\sigma_\infty > 0$), либо растяжения ($\sigma_\infty < 0$).

Пусть, кроме того, поперек интерфейса в направлении от материала 1 к материалу 2 вдоль оси y действует электрическое поле, генерирующее электрический ток плотностью j , который в определенных условиях вызывает массоперенос вдоль интерфейса за счет электромиграции ионов в обоих материалах.

В рамках данной модели в [9] была исследована кинетика пространственного возмущения изначально плоского интерфейса, которое имеет вид

$$h(x, t) = A(t) \sin \omega x, \quad (15)$$

где h — изменение профиля интерфейса вдоль оси y , отсчитываемое от его исходного положения — плоскости $y = 0$; $A(t)$ — амплитуда, зависящая от времени t , $\omega = 2\pi / \lambda$ и λ — длина волны. Амплитуда $A(t)$ предполагается малой по сравнению с λ , поэтому анализ ограничивается линейным по $A(t)$ приближением. В рамках линейного по возмущению (15) приближения в [9] было показано, что за счет искривления интерфейса и возникающей вследствие этого вдоль него электромиграции (массопереноса) в определенных условиях

амплитуда $A(t)$ может экспоненциально со временем t нарастать, т.е. интерфейс становится неустойчивым, что может приводить к выходу из строя микроэлектронного элемента, в котором используется соответствующая структура.

Для более детального анализа и оценок в [9] рассмотрен, в частности, случай, когда соединенные проводящие материалы существенно различаются так, что в одном из них (материал 2) диффузионной подвижностью ионов можно пренебречь. Такая ситуация обычно имеет место в микроэлектронной металлизации по границе между слоем проводника (например, Al или Cu) и барьерным слоем, который делается из материала с низкой диффузионной подвижностью ионов, например нитрида титана TiN [9] (в качестве перспективных исследуются также барьерные слои из рутения Ru [11], которые в сочетании со слоями меди обеспечивают еще и более высокую стойкость к коррозии — так называемая гибридная металлизация).

В этом случае и при условии $H\omega \gg 1$ в [9] было получено, что возмущения (15) с длинами волн $\lambda \geq \lambda_1 = 2\pi / \omega_1$ экспоненциально нарастают со временем, причем характерное время нарастания $\tau_+(\omega_1)$ при $\lambda = \lambda_1$ дается выражением

$$\tau_+(\omega_1) = 1 / [\omega_1^3 L_1 G (1 - 2\nu_1)] (|\sigma_\infty| / (2G_1^*)), \quad (16)$$

$$\text{где } \omega_1 = \left[-G + \sqrt{G^2 + 4\xi^2 \bar{\gamma} Z_1^* j \rho} \right] / (2\xi \gamma);$$

$$G = G_1 G_2 / (G_1 + G_2), \quad G_{1,2} = E_{1,2} / (2(1 - \nu_{1,2}^2)),$$

$\nu_{1,2}$ и $E_{1,2}$ — коэффициент Пуассона и модуль Юнга материалов 1 и 2 соответственно; $\bar{\gamma}$ — коэффициент поверхностного натяжения интерфейса, $\xi = G_1 / (G_1 + G_2) = \text{const}$; Z_1^* — эффективные заряды ионов в потоке электронов (электронном ветре) [1]; $\rho = 2\rho_1\rho_2 / (\rho_1 + \rho_2)$, $\rho_{1,2}$ — удельные сопротивления материалов; $L_1 = dD_1\Omega_1 / kT$; b — толщина интерфейса D_1 — коэффициент диффузии ионов материала 1 в интерфейсе; Ω_1 — атомарный объем в материале 1; $G_1^* = E_1 / (2(1 + \nu_1))$.

Таким образом, согласно (16) и с учетом активационного характера диффузии, для времени $\tau_+(\omega_1)$ имеем

$$\tau_+(\omega_1) \sim 1 / (D_1 \omega_1^3) \sim (1 / \omega_1^3) \exp(E_{D_1} / (kT)), \quad (17)$$

где E_{D1} — энергия активации диффузии атомов материала 1 в интерфейсе.

Учтем, теперь что при вакансионном механизме диффузии $E_{D1} = E_V + E_D$, где E_V — энергия активации образования вакансии в смежном с диффундирующим ионом узле; E_D — энергия активации перехода иона в эту вакансию, т.е. та энергия, для которой получено соотношение (12). Таким образом, согласно (12) и (13), имеем $E_D = \alpha + \bar{\beta}W_a$, и соотношение (17) примет следующий вид:

$$\begin{aligned} \tau_+(\omega_1) &\sim (1/\omega_1^3)\exp(E_{D1}/(kT)) \sim \\ &\sim (1/\omega_1^3)\exp[(\alpha + \bar{\beta}W_a)/(kT)]. \end{aligned} \quad (18)$$

С другой стороны, в работах [7, 8] было получено, что в случае наличия в материалах 1 и 2, образующих интерфейс, неравновесных кристаллических дефектов величина $W_a = W_a(\bar{C}_1, \bar{C}_2)$ определенным образом зависит от их концентраций, соответственно \bar{C}_1 и \bar{C}_2 . Если в качестве таких дефектов взять, например, атомарные примеси внедрения или замещения и для простоты рассмотреть случай, когда они имеются только в материале 2, т.е. $\bar{C}_1 = 0$ и $E_D(\bar{C}_2) = \alpha + \bar{\beta}W_a(\bar{C}_2)$, то согласно результатам [8, 12] и соотношению (12), изменение энергии активации $\Delta E_D(\bar{C}_2) = E_D(\bar{C}_2) - E_D^{(0)}$ ($E_D^{(0)} = E_D(\bar{C}_2 = 0)$) дается выражением

$$\begin{aligned} \Delta E_D(\bar{C}_2) &\equiv E_D(\bar{C}_2) - E_D^{(0)} = \\ &= \bar{\beta} \frac{kT}{\Omega_2} \left\{ bA(h_2) \ln \left[\frac{1 + (h_2 - 1)\bar{C}_2}{1 - \bar{C}_2} \right] - \right. \\ &\left. - d_2 A(h_{s2}) \ln \left[\frac{1 + (h_{s2} - 1)\bar{C}_2}{1 - \bar{C}_2} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (19)$$

где $E_D^{(0)} = E_D(0) = \alpha + \bar{\beta}W_a^{(0)}$, $W_a^{(0)} = W_a(0)$ — работа разделения материалов при $\bar{C}_2 = 0$; $A(h_2) = (h_2 - 1)/h_2$ для примеси замещения и $A(h_2) = 1$ для примеси внедрения (то же самое для $A(h_{s2})$); $h_2 = K_{a2}/K_{d2}$ (безразмерный параметр), K_{a2} , K_{d2} — константы скорости процессов адсорбции и десорбции примесей при их обмене между объемом i -го материала и границей; $h_{s2} = K_{a2}^{(s)}/K_{d2}^{(s)}$ (безразмерный параметр); $K_{a2}^{(s)}$ и $K_{d2}^{(s)}$ — константы скорости процессов адсорбции и десорбции примесных атомов на свободной поверхности материала 2 (d_2 — толщина

приповерхностного слоя материала 2, в котором эти процессы происходят); Ω_2 — удельный объем, приходящийся на один атом (молекулу) в материале 2; b — ширина интерфейса. В (19) подразумевается, что концентрация \bar{C}_2 неравновесной примеси определяется внешними источниками и поэтому она может быть равной нулю.

Отметим, что величина ω_1 (см. (16)) зависит от коэффициента поверхностного натяжения интерфейса $\bar{\gamma}$, который также является функцией концентраций неравновесных дефектов в соединенных материалах [13]. Однако оценки выполненные в работе [9] показали, что, например для интерфейса Al—TiN, при реальных плотностях тока до $j \leq (10^{12} - 10^{13})$ А/м² в (16) имеет место неравенство $4\xi^2 \bar{\gamma} Z_1^* j \rho / G^2 \sim 10^{-19} j$ (А/м²) $\ll 1$, т.е.

$\omega_1 \approx (\xi / G) Z_1^* j \rho$ и не зависит от $\bar{\gamma}$ и концентрации неравновесных дефектов \bar{C}_2 . Следовательно, с учетом этих условий и соотношений (17) и (18) выражение (16) может быть записано в виде

$$\tau_+(\omega_1) = \tau_+^{(0)}(\omega_1) \exp[\Delta E_D(\bar{C}_2) / kT], \quad (20)$$

где $\tau_+^{(0)}(\omega_1) = \tau_+(\omega_1)|_{\bar{C}_2=0}$, а $\Delta E_D(\bar{C}_2)$ дается выражением (19).

Для анализа и оценок зависимости (20) от \bar{C}_2 рассмотрим далее случай $\bar{C}_2 \ll 1$ и $C_2 h_2, C_2 h_{s2} \gg 1$ (т.е. $h_2 \gg 1$ и $h_{s2} \gg 1$), в котором выражение (19) для $E_{D1}(\bar{C}_2)$ становится одинаковым для примесей замещения и внедрения, так как $A(h_2) = A(h_{s2}) = 1$:

$$\Delta E_D(\bar{C}_2) = \bar{\beta} \frac{kT}{\Omega_2} \left\{ b \ln(1 + h_2 \bar{C}_2) - d_2 \ln(1 + h_{s2} \bar{C}_2) \right\}. \quad (21)$$

Записывая в (21) для удобства $\Delta E_D(\bar{C}_2)$ как $\varepsilon E_D^{(0)}$, где ε — численный коэффициент, который может быть как положительным (рост $E_D(\bar{C}_2)$ и $\tau_+(\omega_1)$), так и отрицательным (уменьшение $E_D(\bar{C}_2)$ и $\tau_+(\omega_1)$), получим для оценки \bar{C}_2 в зависимости от величины ε выражение вида

$$\bar{C}_2 = (h_2^{d_2/b} / h_2)^{b/(b-d_2)} \exp[\varepsilon E_D^{(0)} \Omega_2 / \bar{\beta} kT (b - d_2)]. \quad (22)$$

Применим соотношение (22) к достаточно реалистичному случаю, когда $b \sim d_2 \sim |b - d_2|$ и $b > d_2$. Положив для определенности в $\bar{\beta}$ (см. (12))

$\lambda \leq \delta_c / 2$, $n_I \approx \Omega_2^{-2/3}$, $z_I \sim 1$, $x_m \approx \delta_c(1/2 - 1/3)$, а также $b = 3 \text{ \AA}$, $d_2 = 2 \text{ \AA}$, $\Omega_2 \sim \Omega_1 \approx 10^{-29} \text{ м}^3$ [14], $E_D^{(0)} \approx 1 \text{ эВ}$ [6], при комнатных температурах ($kT \approx 0.025 \text{ эВ}$) из (22) получим следующую оценку \bar{C}_2 как функцию параметра ε :

$$\bar{C}_2 = (h_{s2}^2 / h_2^2) \exp(16\varepsilon). \quad (23)$$

Например, при $\varepsilon = 0.3$ (т.е. $\Delta E_D(\bar{C}_2) = 0.3E_D^{(0)} \sim 0.3 \text{ эВ}$) и, используя оценку $h_2, h_{s2} \sim 10^8$, полученную в [8] для примеси внедрения, из (23) имеем, что концентрация этой примеси, необходимая для такого увеличения энергии активации, составляет $\bar{C}_2 \sim 10^{-6}$, а при $\varepsilon = 0.5$ ($\Delta H_{EM}(\bar{C}_2) = 0.5 \text{ эВ}$) эта величина составляет $\bar{C}_2 \sim 10^{-5}$, что согласуется со сделанными выше допущениями относительно величин h_2 , h_{s2} и \bar{C}_2 . В соответствии с этими оценками и выражением (23) концентрация неравновесной примеси внедрения $\bar{C}_2 \sim 10^{-6}$ должна приводить к увеличению времени (20) нарастания возмущений

$$\tau_+(\omega_1) \approx \tau_+^{(0)}(\omega_1) 10^5.$$

Пусть теперь $h_2 \gg 1$ и $h_{s2} \gg 1$, но являются величинами разного порядка. Тогда возможно уменьшение энергии активации диффузии E_D , т.е. в (22) допустимы значения $\varepsilon < 0$. Пусть, например, $h_2 \approx 10^6$ и $h_{s2} \approx 10^8$, что в рамках аррениусовского представления $h_2 \sim \exp(\Delta E_2 / (kT))$, $h_{s2} \sim \exp(\Delta E_{s2} / (kT))$ отвечает при комнатных температурах отличию разниц энергий активации десорбции и адсорбции примеси на свободной поверхности и в интерфейсе ($\Delta E_{s2} - \Delta E_2$) лишь на 0.1 эВ, в то время как сами эти величины для примесей внедрения $\Delta E_{s2}, \Delta E_2 \sim 1 \text{ эВ}$. Тогда при тех же, как и выше, значениях толщин b и d_2 и других параметров, из (22) при $\varepsilon = -0.1$ (т.е. $\Delta E_D(\bar{C}_2) = -0.1E_D^{(0)} \sim -0.1 \text{ эВ}$) и комнатных температурах получим оценку $\bar{C}_2 \sim 10^{-4}$ (что также согласуется с исходным допущением). В этих условиях согласно (20) имеет место уменьшение времени $\tau_+(\omega_1) \approx \tau_+^{(0)}(\omega_1) \times 10^{-2}$ (ускорение развития неустойчивости) за счет введения неравновесной примеси внедрения. В условиях ускоренных экспериментов по тестированию надежности, когда $T = (500 - 600) \text{ К}$ ($kT \approx 0.05 \text{ эВ}$), из (20) получим, что время развития неустойчивости интерфейса становится значительно короче:

$$\tau_+(\omega_1) \approx \tau_+^{(0)}(\omega_1) 10^{-4}.$$

Таким образом, полученные оценки показывают, что в зависимости от соотношения адсорбционных (относительно решеточных дефектов) свойств интерфейса и свободных поверхностей соединенных материалов дефектность материалов может приводить как к ускорению развитию неустойчивости интерфейса, так и к замедлению.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлен ряд качественных и количественных изменений, существенно обобщающих и улучшающих предложенную ранее авторами теоретическую модель [6], которая описывает зависимость электромиграционных свойств границы соединенных материалов от ее прочностных характеристик. В частности, использована адекватная аппроксимация межатомного взаимодействия диффундирующих ионов с ближайшими соседними атомами соединенных материалов.

В рамках полученного соотношения между величинами работы обратимого разделения интерфейса W_a и энергии активации электромиграции H_{EM} выполнены оценки входящих в это соотношение параметров и проведено сравнение с данными экспериментов [4]. Получены также микропараметры аппроксимации взаимодействия диффундирующего в интерфейсе иона с ионами ближайшего окружения из обоих соединенных материалов и исследованы их зависимости от измеряемых величин. Эти результаты могут быть использованы при выборе таких значений параметров аппроксимации, которые наилучшим образом подходят для описания электромиграционных (диффузионных) свойств различных интерфейсных структур, состоящих из тех или иных актуальных материалов.

Полученное соотношение между величинами работы обратимого разделения интерфейса W_a и энергии активации электромиграции H_{EM} позволило предсказать и исследовать ряд эффектов, которые при выполнении соответствующих условий могут быть реализованы при прохождении электрического тока, например, через медную металлизацию (или подобную медной). В частности, показано, что путем введения неравновесных решеточных дефектов в виде атомарных примесей внедрения или замещения в объемы соединенных материалов можно эффективно влиять на электромиграционную неустойчивость формы межслойной границы проводящих материалов.

Для примесей внедрения и замещения получены аналитические выражения для их концентраций, необходимых для значительного изменения (как увеличения, так и уменьшения) характерного времени нарастания неустойчивости формы интерфейса. В случае примесей внедрения выполнены количественные оценки таких концентраций.

Результаты работы представляют интерес для решения практически важной задачи совершенствования технологии изготовления элементов микро- и нанoeлектроники в целях увеличения времени их работы до отказа, вызываемого электромиграционным массопереносом в многослойных межсоединениях.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках Государственного задания ФТИАН им. К.А. Валиева РАН НИЦ “Курчатовский институт” по теме № FFNN-2022-0019 “Фундаментальные и поисковые исследования в области создания перспективной элементной базы нанoeлектроники и ее ключевых технологий”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Валиев К.А., Гольдштейн Р.В., Житников Ю.В., Махвиладзе Т.М., Сарычев М.Е. Теория и моделирование нано- и микропроцессов разрушения тонкопленочных проводников и долговечность металлизации интегральных микросхем. Часть 1. Общая теория переноса вакансий, генерации механических напряжений и зарождения микрополостей при электромиграции. Дegradация и разрушение многоуровневой металлизации // Микроэлектроника. 2009. Т. 38. № 6. С. 404—427.
2. Tio Castro D., Hoofman R.J.O., Michelon J., Gravesteijn D.J. Void growth modeling upon electromigration stressing in narrow copper lines // J. Appl. Phys. 2007. V. 1. No. 102. P. 123515.
3. Tu K.N. Recent advances on electromigration in very-large-scale-integration of interconnects. J. Appl. Phys. 2003. V. 94. No. 9. P. 5451—5473.
4. Lane M.W., Liniger E.G., Lloyd J.R. Relationship between interfacial adhesion and electromigration in Cu metallization // J. Appl. Phys. 2003. V. 93. No. 3. P. 1417—1421.
5. Lloyd J.R., Lane M.W., Liniger E.G., Hu C.-K., Shaw T.M., Rosenberg R. Electromigration and adhesion // IEEE Transac. on Device and Materials Reliability. 2005. V. 5. No. 1. P. 113—118.
6. Махвиладзе Т.М., Сарычев М.Е. Влияние точечных дефектов на скорость электромиграции по границе соединенных материалов // Микроэлектроника. 2020. Т. 49. № 6. С. 450—458. DOI: 10.31857/S0544126920050051.
7. Махвиладзе Т.М., Сарычев М.Е. Влияние решеточных дефектов на электромиграционную неустойчивость границы соединенных проводящих материалов // Микроэлектроника. 2022. Т. 51. № 6. С. 443—451.
8. Гольдштейн Р.В., Махвиладзе Т.М., Сарычев М.Е. Влияние примесей на работу отрыва по границе соединенных материалов // Поверхность. 2009. № 12. С. 73—78.
9. Махвиладзе Т.М., Сарычев М.Е. Неустойчивость границ проводящих слоев элементов интегральных схем под действием электрического тока и механических напряжений // Физ. мезомеханика. 2022. Т. 25. № 1. С. 26—34. DOI: 10.55652/1683-805X_2022_25_1_26.
10. Займан Дж. Принципы теории твердого тела. М.: Физматлит, 1988. 416 с.
11. Bernasconi R., Magagnin L. Ruthenium as diffusion barrier layer in electronic interconnects // J. Electrochem. Soc. 2019. V. 166. No. 1. P. D3219—D3225.
12. Махвиладзе Т.М., Сарычев М.Е. Влияние точечных дефектов на возникновение электромиграции в проводнике с примесью // Микроэлектроника. 2021. Т. 50. № 5. С. 376—383.
13. Гольдштейн Р.В., Махвиладзе Т.М., Сарычев М.Е. Моделирование кинетики адсорбции решеточных дефектов границей соединенных материалов // Поверхность. 2011. № 8. С. 5—11.
14. Бабичев А.П., Бабушкина Н.А., Братковский А.М. и др. Физические величины: Справочник / Под ред. И.С. Григорьева и Е.З. Мелихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 825 с.

Kinetics of electromigration mass transfer in micro- and nanoelectronics interface elements depending on the strength of thin-film junctions

© 2024 T. M. Makhviladze^{1, *}, M. E. Sarychev^{1, **}

¹Valiev Institute of Physics and Technology of Russian Academy of Sciences National Research Center “Kurchatov Institute”, Moscow, Russia

*E-mail: tarielmakh@mail.ru

**E-mail: sarych@yandex.ru

The theoretical model proposed earlier by the authors, which describes the interrelation of strength and electromigration (diffusion) properties of interfaces formed by joined materials, has been perfected and extended. Within the framework of the developed model, a linear relationship between the values of the work of reversible interface separation W_a and the activation energy of electromigration in the interface H_{EM} was established. The coefficients of the obtained relation are estimated and compared with experimental data on the study of electromigration in a copper conductors covered with protective dielectrics. Using also the model developed earlier by the authors, which describes the dependence of the value on the concentrations of non-equilibrium lattice defects in the volumes of joined materials, a number of effects due to the influence of such defects on the processes caused by electromigration have been predicted and investigated. In the paper we obtained that by introducing non-equilibrium lattice defects in the volumes of bonded materials in the form of atomic impurities of interstition or substitution it is possible to effectively influence the characteristics of electromigration instability of the shape of the interlayer interface. For the introduction impurities, quantitative analytical estimates of the impurity concentration necessary for a significant change (both increase and decrease) in the characteristic rise time of the instability of the shape of the initially flat interface have been obtained.

Keywords: interface, electromigration, separation work, lattice defects, adsorption

REFERENCES

1. Valiev K.A., Goldstein R.V., Zhitnikov Yu.V., Makhviladze T.M., Sarychev M.E. Nano- and micrometer-scale thin-film-interconnection failure theory and simulation and metallization lifetime prediction. Part 1: A general theory of vacancy transport, mechanical-stress generation, and void nucleation under electromigration in relation to multilevel-metallization degeneration and failure // Russ. Microelectronika. 2009. V. 38. No. 6. P. 404–427. DOI: 10.1134/S106373970906002X.
2. Tio Castro D., Hoofman R.J.O., Michelon J., Gravest-eijn D.J. Void growth modeling upon electromigration stressing in narrow copper lines // J. Appl. Phys. 2007. V. 102. P. 123515.
3. Tu K.N. Recent advances on electromigration in very-large-scale-integration of interconnects // J. Appl. Phys. 2003. V. 94. No. 9. P. 5451–5473.
4. Lane M.W., Liniger E.G., Lloyd J.R. Relationship between interfacial adhesion and electromigration in Cu metallization // J. Appl. Phys. 2003. V. 93. No. 3. P. 1417–1421.
5. Lloyd J.R., Lane M.W., Liniger E.G., Hu C.-K., Shaw T.M., Rosenberg R. Electromigration and adhesion // IEEE Transac. on Device and Materials Reliability. 2005. V. 5. No. 1. P. 113–118.
6. Makhviladze T.M., Sarychev M.E. Effect of point defects on the electromigration rate at the interface of joined materials // Mikroelektronika. 2020. V. 49. No. 6. P. 450–458. DOI: 10.31857/S0544126920050051.
7. Makhviladze T.M., Sarychev M.E. Effect of lattice defects on the electromigration-induced instability of the interface between joined conductive materials // Mikroelektronika. 2022. V. 51. No. 6. P. 443–451. DOI: 10.1134/S1063739722700160.
8. Goldshtein R.V., Makhviladze T.M., Sarychev M.E. Influence of impurities on the work of separation along the interface of joined materials // Poverkhnost'. Rentgenovskie, Sinkhrotronnye i Neitronnye Issledovaniya. 2009. No. 12. P. 73–78. DOI: 10.1134/S1027451009060196.
9. Makhviladze T.M., Sarychev M.E. Instability of interfaces between conducting layers of integrated circuit elements under the influence of electric current and mechanical stresses // Physicheskaya Mesomekhanika. 2022. V. 25. No. 1. P. 26–34. DOI: 10.55652/1683-805X_2022_25_1_26.
10. Ziman J.M. Principles of the theory of solids. Moscow: Fizmatlit, 1988. 416 p.
11. Bernasconi R., Magagnin L. Ruthenium as diffusion barrier layer in electronic interconnects // J. Electrochem. Soc. 2019. V. 166. No. 1. P. D3219–D3225.
12. Makhviladze T.M., Sarychev M.E. Influence of point defects on the initiation of electromigration in an impurity conductor // Mikroelektronika. 2021. V. 50. No. 5. P. 376–383. DOI: 10.1134/S1063739721040077.

13. *Goldstein R.V., Makhviladze T.M., Sarychev M.E.* Modeling the Kinetics of Lattice Defect Adsorption into the Interface of Joint Materials // *Poverkhnost'. Rentgenovskie, Sinkhrotronnye i Neitronnye Issledovaniya*. 2011. No. 8. P. 5—11. DOI: 10.1134/S1027451011080064.
14. *Babichev A.P., Babushkina N.A., Bratkovskii A.M. et al.* *Fizicheskie velichiny: Spravochnik* (Handbook of Physical Quantities), Grigor'ev I.S. and Melikhov E.Z., Eds., Moscow: Energoatomizdat, 1991.

СТРУКТУРА И ФОРМИРОВАНИЕ ЭНЕРГОНЕЗАВИСИМЫХ ЯЧЕЕК ПАМЯТИ SUPERFLASH

© 2024 г. Д. А. Абдуллаев^{1, *}, Е. В. Боброва¹, Р. А. Милованов¹

¹Институт нанотехнологий микроэлектроники Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: abdullaev.d@inme-ras.ru

Поступила в редакцию 26.12.2023 г.

После доработки 20.02.2024 г.

Принята к публикации 20.02.2024 г.

Технология встроенной Flash-памяти с расщепленным затвором существует уже несколько десятилетий и стала стандартом применения для широкого спектра устройств, например микроконтроллеров и смарт-карт. Среди них, благодаря ряду преимуществ, наибольшее распространение получила технология энергонезависимой памяти SuperFlash компании Silicon Storage Technology. В данной статье представлены результаты исследования структуры ячеек памяти, подробно рассмотрен принцип их работы и основные технологические этапы производственного процесса формирования транзисторных структур.

Ключевые слова: встроенная память, SuperFlash, ячейка памяти, расщепленный затвор, плавающий затвор

DOI: 10.31857/S0544126924030061

1. ВВЕДЕНИЕ

подавляющее большинство современных микроконтроллеров имеют в своем составе три типа памяти: оперативную, память программ и память данных. К данным типам памяти предъявляются разные требования и если для оперативной памяти приоритетным является скорость программирования/чтения, то для памяти программ и данных — энергонезависимость. На сегодняшний день массово производится множество типов программируемой твердотельной энергонезависимой памяти (англ. solid-state nonvolatile memory — NVM), имеющих разную конструкцию и основанные на различных принципах работы, среди которых есть нишевые типы, такие как резистивная память (англ. Resistive RAM — RRAM или ReRAM), сегнетоэлектрическая память (англ. Ferroelectric RAM — FRAM или FeRAM), память на основе фазового перехода (англ. Phase-change RAM — PRAM или PCRAM), магниторезистивная память (англ. Magnetoresistive RAM — MRAM), в том числе на переносе спинового момента (англ. Spin-transfer torque RAM — STT-RAM) и исторически получившая наибольшее распространение полупроводниковая память с плавающим затвором (англ. floating-gate-based memory), принцип работы которой основан на хранении заряда [1–4].

Одной из разновидностей ячеек памяти (ЯП) с плавающим затвором является ЯП на основе

транзисторов с расщепленным затвором (англ. split gate), среди которых наиболее широкое распространение получила технология SuperFlash (далее SF), разработанная американской компанией Silicon Storage Technology, Inc. (часть компании Microchip Technology Inc.) в 1989 г. (первое поколение ЯП). В настоящее время известны три поколения данной технологии, разработка и внедрение которых происходили в соответствии с развитием технологий полупроводникового производства. Схематичные изображения ячеек памяти (ЯП) SF всех поколений, а также их рабочие напряжения приведены на рис. 1. Ячейки типа SF 1-го и 2-го поколений имеют схожую конструкцию и представляют собой МОП-транзистор с расщепленным затвором, при этом плавающий затвор (ПЗ) (англ. floating gate — FG) смещен относительно управляющего затвора (УЗ) (англ. control gate — CG) таким образом, что одна часть канала транзистора перекрывается только ПЗ, вторая — ПЗ и УЗ, а третья — только УЗ. Исток (англ. source) транзистора заземлен либо через легированную область кремния, либо через поликремневый контакт истоковой линии (ИЛ) (англ. source line — SL), сток (англ. drain) подключен к битовой линии (БЛ) (англ. bit line — BL), а УЗ — к словарной линии (СЛ) (англ. word line — WL). Конструкция ЯП SF 3-го поколения претерпела значительные изменения, и, в отличие от предыдущих поколений, не предусматривает наличия расщепленного затвора, однако в нее

были добавлены дополнительных два затвора — затвор связи (ЗСв) (англ. coupling gate — CpG) и стирающий затвор (СЗ) (англ. erase gate — EG), что позволило значительно сократить латеральные размеры ячейки памяти и упростить управление итогом запоминающим устройством [2, 5–10]. Стоит отметить, что затворы ЯП 1-го и 2-го поколений выполнены на основе поликристаллического кремния (далее — поликремния), а в SF 3-го поколения часть затворов может быть выполнены на основе металла (англ. metal gate).

2. ПРИНЦИП РАБОТЫ ЯП SUPERFLASH

После разработки в 1989 г. ЯП SF 1-го поколения составили конкуренцию ячейкам с многоуровневым затвором (англ. stack gate) типа ETOX, MonE и CHISEL. При сопоставимых латеральных размерах, в ЯП SF почти исключается возможность утечки заряда и/или неконтролируемого перепрограммирования ячейки в момент чтения (общая проблема ЯП с многоуровневым затвором), что достигается сравнительно большей толщиной подзатворного диэлектрика (диоксида кремния) в ЯП SF, обеспечивающего гораздо меньшую восприимчивость к дефектам и повреждениям данного слоя, которые могут привести к возникновению утечек и, в конечном счете, к потере данных в ячейке. Также структура транзистора с расщепленным затвором по своей сути является усовершенствованным и значительно более компактным вариантом

двухтранзисторной ЯП типа FLOTOX, в которой каналы транзисторов выборки и хранения объединены в один. Данная конструктивная особенность позволила ячейкам SF занять свою нишу в решениях многих полупроводниковых производителей [2, 5, 6].

Программирование ячеек SF с расщепленным затвором (1-е и 2-е поколение) осуществляется инъекцией горячих электронов из канала со стороны стока в ПЗ, а стирание выполняется на основе эффекта туннелирования Фаулера—Нордхейма (FN-туннелирование) электронов из ПЗ в УЗ. Стоит отметить, что туннелирование осуществляется с заостренного края ПЗ, на котором значительно повышается напряженность электрического поля [2, 5].

Рассмотрим подробнее процесс программирования/чтения данных в ЯП SF 1-го и 2-го поколений. При программировании ячеек на УЗ подается напряжение выше порогового, что приводит к образованию проводящей области в канале под УЗ. На сток по БЛ подается невысокое напряжение (~1–2 В), которое по каналу под УЗ достигает края ПЗ. На исток, емкостно связанный с ПЗ, подается положительное напряжение величиной 8–10 В. Вследствие разницы напряжений сток—исток по каналу начинает течь ток и происходит генерация горячих электронов, которые частично захватываются из канала вертикальным электрическим полем и туннелируют в ПЗ. При этом

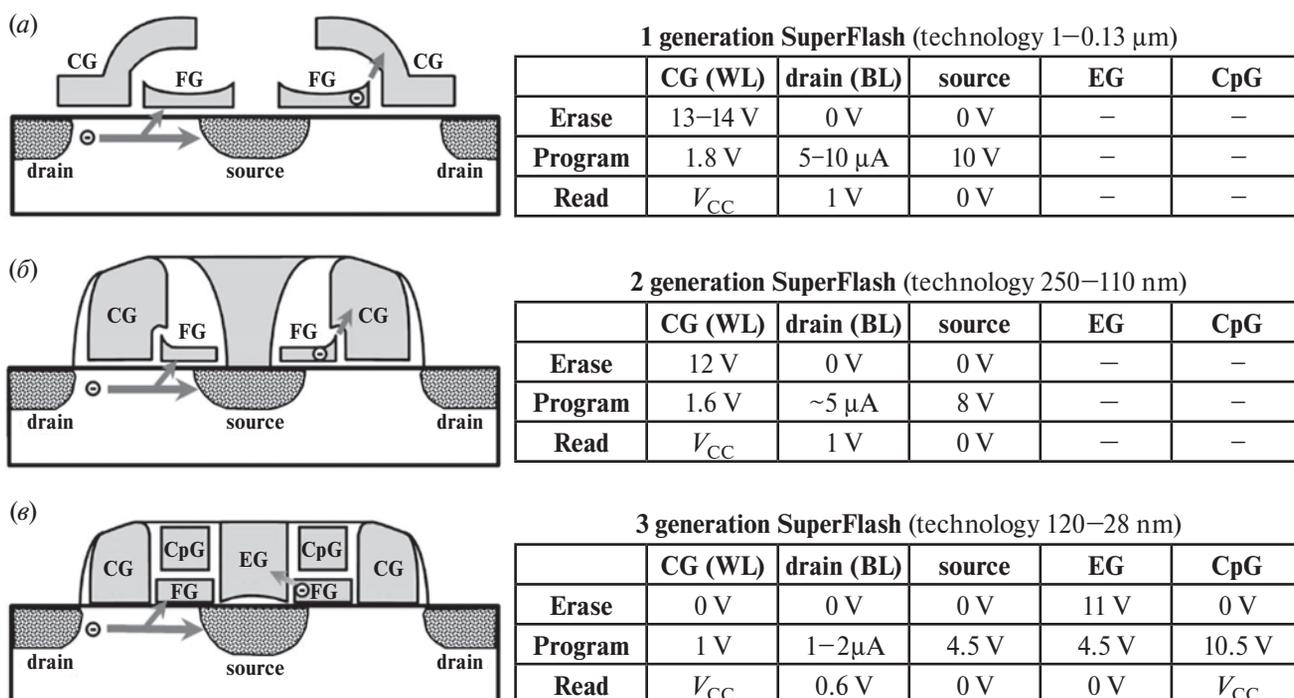


Рис. 1. Схемы вертикальных сечений ЯП SuperFlash 1-го (а), 2-го (б) и 3-го (в) поколений с таблицами режимов работы [6–10].

происходит туннелирование далеко не всех электронов из канала, а только малой их части, обладающих энергией равной или больше 3.2 эВ (величина энергетического барьера Si–SiO₂). Чем больше электронов туннелирует в плавающий затвор, тем ниже становится его потенциал, который своим полем постепенно запирает канал и останавливает процесс, т.е. эффект программирования является самоограничивающимся. Итогом записи является локализованный в ПЗ отрицательный заряд, который при чтении ячейки не дает каналу открыться, что определяется как логический ноль [2, 5–10].

Если же на УЗ не подавать напряжение, то проводящий канал транзистора формироваться не будет и, следовательно, ни тока электронов, ни их туннелирования в ПЗ также не будет. В этом случае программирования ячейки как такового не произойдет и в дальнейшем она будет считываться как логическая единица [5, 6].

Как уже отмечалось выше, процесс стирания ЯП SF (1-е и 2-е поколение) основан на эффекте FN-туннелирования, при этом задействуется только малая часть ПЗ — заостренный край, что позволяет применять значительно меньшие напряжения по сравнению с ячейками с многоуровневым затвором. Для инициации процесса стирания на УЗ (словарную линию) подается напряжение от 12 до 14 В, а сток и исток заземляются. Поле между УЗ и ПЗ затворами слабое на протяжении всего межзатворного диэлектрика, за исключением заостренного края ПЗ, на котором оно резко увеличивается и, который выполняет роль туннельного инжектора. Время туннелирования очень короткое, но процесс успевает самоограничиваться накопленным положительным зарядом ПЗ, который уменьшает разность потенциалов между ПЗ и УЗ и нарушает условия туннелирования. Таким образом, после стирания на ПЗ локализуется положительный заряд, который при чтении ячейки определяется как логическая единица [2, 5–10]. При попытке “стереть” и без того стертую ячейку процесс туннелирования электронов из ПЗ в УЗ не сможет начаться из-за препятствующего электрического поля от положительно заряженного ПЗ [5, 6].

Стоит отметить, что именно заостренная по краю форма ПЗ и его расположение относительно УЗ обеспечивают повышенную надежность, минимизацию токов утечки, отсутствие произвольной перезаписи и снижение тока программирования в сравнении с ЯП с многоуровневым затвором [2, 5–10]. С другой стороны, электрическое поле в туннельном диэлектрике вблизи туннельного инжектора (острого кончика ПЗ) может достигать значений, достаточных для разрыва молекулярных связей и образования электронных ловушек. Результаты исследования, приведенные в работе [10]

показали, что вблизи туннельного инжектора наблюдается деградация диэлектрика и накопление в нем электрического заряда, однако область деградации ограничена очень узкой полосой вблизи ПЗ и не вызывает дополнительных проблем с надежностью ЯП. Более того, в практических применениях ЯП не используется циклически непрерывно, поэтому заряд, накопленный диэлектриком около туннельного инжектора, со временем стекает за счет туннельного эффекта. Таким образом, наблюдается эффект самовосстановления параметров ЯП, временные рамки которого в значительной степени определяются режимом работы устройства [5, 6].

Конструкция ЯП SF 3-го поколения имеет значительные отличия от 1-го и 2-го поколений, однако для программирования также используется инжекция горячих электронов со стороны истока, а для стирания — туннелирование Фаулера–Нордхейма. При программировании на УЗ подается малое положительное напряжение ~1 В, на исток и СЗ — по 4,5 В, а на ЗСв, емкостно связанный с ПЗ и расположенный над ним, подается положительное напряжение ~10.5 В, формирующее вертикальное электрическое поле, которое создает условия для туннелирования горячих электронов из канала в ПЗ. Стирание выполняется путем подачи на СЗ напряжения величиной 11 В, что приводит к FN-туннелированию электронов из ПЗ в СЗ. Данный процесс, как и в случае ЯП SF 1-го и 2-го поколений, является самоограничивающимся.

Немаловажным отличием SF 3-го поколения от предыдущих поколений является отсутствие заостренного кончика ПЗ, упрощающего туннелирование электронов при стирании ЯП. Функцию туннельного инжектора в данном случае выполняет расположенный рядом с СЗ обычный (незаостренный) угол поликремневого ПЗ, из которого и происходит туннелирование электронов в СЗ [6, 8–10]. Вместе с тем, несмотря на то что при стирании ЯП около туннельного инжектора формируются значительно более слабые электрические поля, деградация туннельного диэлектрика все же возможна. Тем не менее результаты экспериментов и моделирования приведенные в работе [8] показывают, что основные характеристики туннельного диэлектрика остаются неизменными во всех трех поколениях технологии SuperFlash: 1) высокая плотность электрического поля на кончике или углу ПЗ приводит к асимметричным характеристикам туннелирования в прямом и обратном направлениях; 2) сохраняется сильная локализация процесса туннелирования; 3) эффективное подавление анодной инжекции дырок за счет неравномерного распределения электрического поля в туннельном диэлектрике при стирании.

3. ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ЯП SUPERFLASH

Полуторатранзисторные ЯП типа SF совмещают в себе достоинства широко применяемых одностранзисторных ЯП на основе транзисторов с многоуровневым затвором типа ЕТОХ и двухтранзисторных ЯП, на основе транзисторов выбора и хранения, типа FLOTOX. ЯП типа SF демонстрируют высокую надежность, сравнимую с двухтранзисторными ЯП при габаритах одностранзисторной ЯП за счет объединения каналов выборки и хранения в один. Более того, конструктивные особенности ПЗ позволили минимизировать токи утечки и снизить токи программирования [2, 11, 12].

Немаловажным фактором широкого внедрения ЯП типа SF 1-го поколения стало довольно простое технологическое формирование ЯП адаптированное под стандарты на тот момент передового субмикронного 0.8 мкм техпроцесса производства полупроводниковых интегральных схем (ИС). В частности, в 0.8 мкм техпроцессе для изоляции МОП-структур применяется LOCOS (сокращение от Local Oxidation of Silicon) процесс, подразумевающий локальное окисление кремния до диоксида кремния. Данный процесс обладает рядом особенностей, среди которых образование “птичьего клюва” на краю окисляемой области, что приводит к необходимости увеличения расстояния между транзисторами. Однако именно такая особенность позволяет выполнять формирование заостренного кончика ПЗ — туннельного инжектора ЯП типа SF 1-е поколения (рис. 2). Таким образом, благодаря совместимости технологий формирования ЯП SF 1-го поколения

и субмикронных техпроцессов производства ИС, внедрение ЯП SF 1-го поколения не требовало введения новых или модернизации существующих технологических операций. Поэтому применение ЯП SF 1-го поколения актуально в широком диапазоне субмикронных технологических норм производства — от 0.8 мкм до 130 нм. Вместе с тем стоит заметить, что LOCOS-процесс для изоляции МОП-структур применяется в основном при производстве ИС с технологическими нормами более 500 нм, реже до 250 нм, а для продвинутых процессов повсеместно используется технология щелевой изоляции (англ. Shallow Trench Isolation — STI), подразумевающая формирование узких и неглубоких щелей заполненных диэлектриком. Однако, согласно описанию технологии ЯП SF 1-го поколения, даже в этом случае для формирования особой формы ПЗ также предполагается применение LOCOS процесса [5–11, 13–15].

Технологическая карта формирования ЯП SF 1-го поколения включает в себя следующие основные этапы (см. рис. 2):

- формирование слоя подзатворного диэлектрика (SiO_2);
- осаждение поликремния ПЗ (poly-Si);
- формирование маски из нитрида кремния (Si_3N_4);
- LOCOS-процесс области ПЗ;
- удаление маски Si_3N_4 и поликремния;
- осаждение туннельного диэлектрика (SiO_2);
- формирование поликремневого УЗ [13].

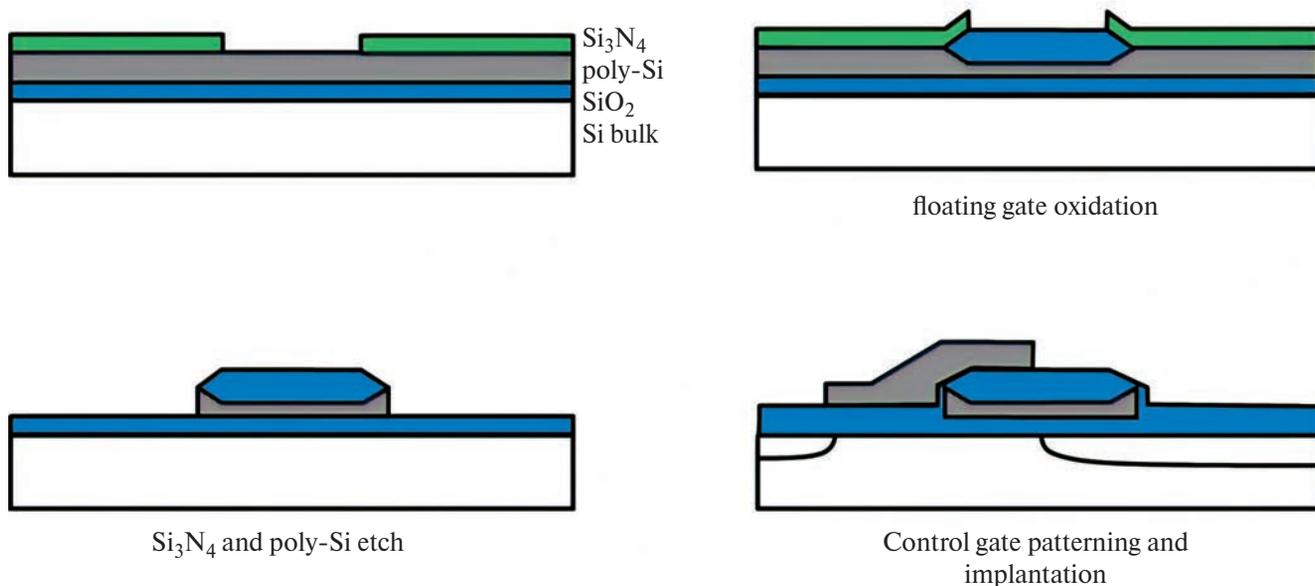


Рис. 2. Основные этапы формирования ЯП SuperFlash 1-го поколения с применением LOCOS-процесса [13].

На этом непосредственное формирование структуры ЯП SF 1-го поколения заканчивается, далее проводятся стандартные операции по имплантации и коммутации элементов [13].

Развитие технологических процессов и уменьшение топологических норм производства, возрастающие требования к снижению рабочих напряжений и увеличению объема и плотности памяти привели к необходимости и возможности модификации ЯП SuperFlash. В 1998 г. для технологических норм производства от 250 до 110 нм компания SST представила 2-е поколение ЯП SuperFlash, в котором в отличие от 1-го поколения при формировании ЯП применялся тройной процесс самосовмещения (англ. self-align process), что позволило значительно уменьшить размер ячейки за счет устранения избыточного перекрытия истока с ПЗ и запаса по смещению. Однако масштабирование ячеек с расщепленным затвором по-прежнему было ограничено необходимостью значительного перекрытия истока с ПЗ для обеспечения инжекции электронов в ПЗ. Более того возможности уменьшения длины ПЗ также ограничены риском возникновения пробоя, из-за высокого напряжения на истоке при программировании [6, 9–11, 16].

В технологической карте формирования ЯП SF 2-го поколения отразился технический прогресс полупроводникового производства, в частности, помимо щелевой изоляции стали широко применяться высокоселективные и высокоаспектные процессы реактивно-ионного травления (РИТ) и многократные процессы самосовмещения. На первых этапах развития микроэлектроники процесс самосовмещения подразумевал использование поликремневого затвора в качестве маски при легировании участков стока и истока. С развитием технологий стал применяться подход, заключающийся в дополнительном использовании спейсеров (англ. spacer) в дальнейших операциях формирования транзисторных структур [16–18]. Сами спейсеры представляют собой диэлектрические структуры, формирующиеся также в процессах самосовмещения. При уменьшении латеральных размеров ЯП пропорционально уменьшаются (масштабируются) и латеральные габариты спейсеров при сохранении той же высоты структур. Таким образом, при переходе на следующее поколение топологических норм производства, для реализации данного подхода не требуется существенного изменения производственных процессов (включая оборудование). Все процессы формирования спейсеров совместимы со стандартными процессами формирования логических элементов [18].

Ниже приведены основные этапы технологической карты формирования ЯП SF 2-го поколения, включающей три процесса самосовмещения (рис. 3).

I процесс самосовмещения (STI—FG):

- формирование подзатворного диэлектрика — диоксида кремния (SiO_2);
- осаждение поликремния ПЗ (FG);
- осаждение защитного слоя нитрида кремния (SiN), который служит маской для последующего процесса;
- проведение стандартного процесса формирования щелевой изоляции (STI) транзисторных структур [16, 18].

II процесс самосовмещения (FG—SL):

- имплантация области транзисторов ЯП [16];
- осаждение толстого слоя SiN ;
- процесс литографии с последующим РИТ SiN (селективным к поликремнию) в целях открытия области ПЗ и истоковой линии (ИЛ, SL) [16, 18];
- РИТ поликремния, в процессе которого формируется заостренный край за счет естественной неравномерности травления [17];
- осаждение слоя SiO_2 методом химического осаждения из газовой фазы (ХОГФ) с применением прекурсора тетраэтоксисилана (ТЕОС);
- РИТ SiO_2 для формирования спейсеров;
- РИТ поликремния с использованием спейсеров в качестве маски [16–18];
- имплантация областей истока [17];
- формирование спейсеров для изоляции ИЛ от ПЗ (англ. liner oxide);
- осаждение поликремния ИЛ [18];
- травление осажденного слоя поликремния до, примерно, уровня спейсеров и нитрида кремния [17];
- окисление приповерхностного слоя поликремния ИЛ в целях защиты от воздействия дальнейших процессов [18, 19].

III процесс самосовмещения (WL—FG):

- удаление слоя SiN жидкостным травлением в горячей фосфорной кислоте;
- РИТ открытой части поликремния ПЗ [16–18];
- формирование слоя термического оксида кремния (англ. high-temperature oxide) из газовой фазы, который в дальнейшем будет выполнять функции подзатворного диэлектрика словарной линии (WL), а также туннельного оксида между поликремневыми ПЗ и СЛ;
- осаждение поликремния (из которого формируется словарная линия транзистора);
- формирование диэлектрического спейсера [18].

На этом непосредственное формирование ЯП SF 2-го поколения заканчивается, однако для объединения ЯП в матрицу памяти необходимо провести коммутацию ЯП, для чего на поликремневые

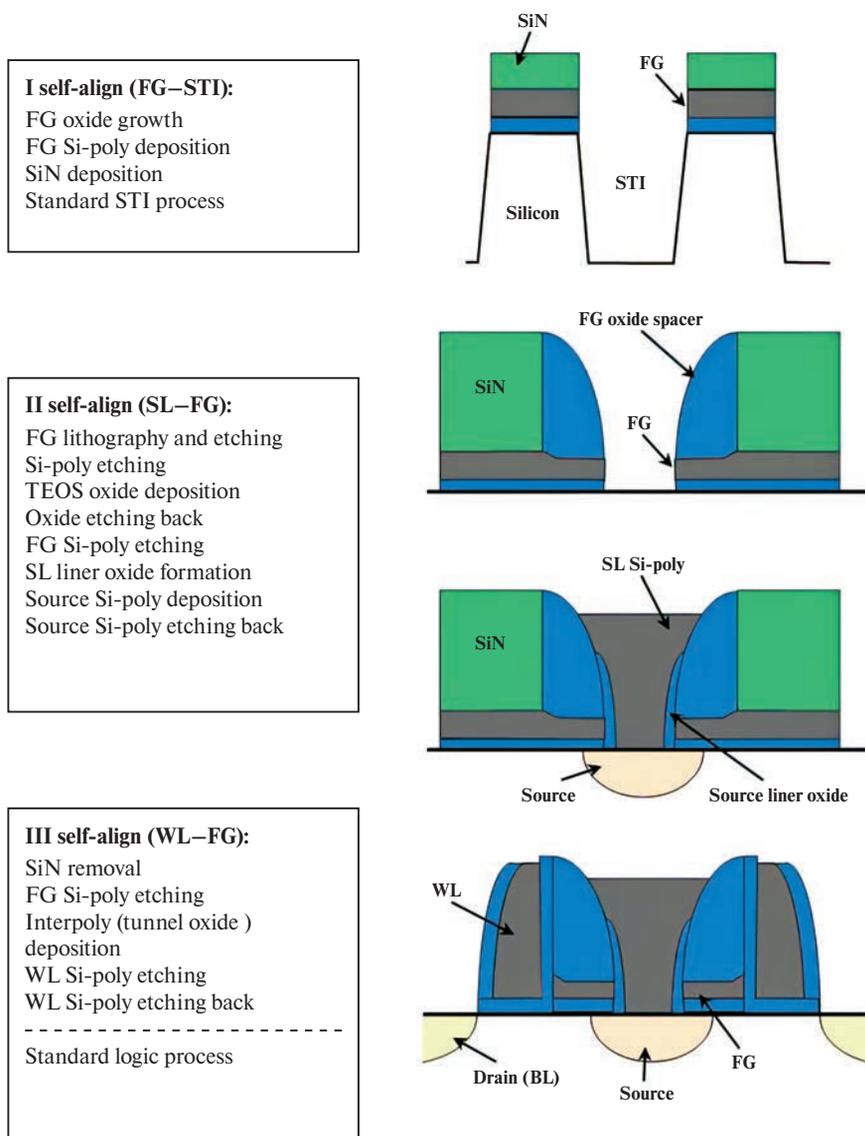


Рис. 3. Последовательность этапов формирования ЯП SuperFlash 2-го поколения с применением тройного процесса самосовмещения [16, 18].

СЛ и ИЛ осаждается кобальт с последующим отжигом для образования контактного силицида кобальта и создаются металлические межсоединения с использованием стандартных процессов формирования систем межсоединений [16–18].

Изменение конструкции и технологии формирования ЯП SF позволило во 2-м поколении значительно уменьшить латеральные размеры ячейки памяти (до 40% при одинаковых нормах производства), потребляемые токи при операциях программирования/стирания и сократить время этих операций [6]. Однако дальнейшее развитие полупроводниковой отрасли, связанное с уменьшением технологических норм производства ИС, показало, что накладываемые ограничения на масштабирование ЯП с расщепленным затвором становятся

критичными. Поэтому для их интеграции в современные ИС необходима разработка новой конструкции ЯП. С этой целью в апреле 2005 г. SST приобрела тайваньскую компанию Actran Systems, занимающуюся разработкой Flash-памяти, что и послужило началом развития технологии SF 3-го поколения [6, 8].

Направление инженерной мысли было определено сразу — необходимо отходить от конструкции с расщепленным затвором для обеспечения дальнейшей миниатюризации ячейки. В итоге была разработана конструкция с двумя дополнительными затворами: стирающим затвором (СЗ, EG) и затвором связи (ЗСв, SpG). Наличие дополнительного стирающего затвора позволило уменьшить ширину поликремневой словарной линии. Более

того, толщина изолирующего диэлектрика также была уменьшена из-за снижения нагрузки при стирании ЯП [8, 20]. Применение затвора связи при программировании ЯП позволило значительно снизить напряжение на истоке и масштабировать длину канала под плавающим затвором [20]. Добавление в ячейку стека ПЗ-ЗСв потребовало некоторых изменений, например, в данной конструкции отсутствует острый край ПЗ, хотя туннелирование электронов в СЗ при “стирании” происходит также из угла поликремневого ПЗ [6, 20, 21].

Диапазон технологических норм производства ЯП SF 3-го поколения — от 120 до 28 нм. К сожалению, в литературе нет подробного описания процесса формирования ячеек 3-го поколения, однако упоминается, что несмотря на наличие дополнительных затворов процесс формирования данных ЯП проще, чем ячеек SF 2-го поколения благодаря в том числе широкому использованию процессов самосовмещения. Стоит упомянуть, что в зависимости от технологических норм производства может значительно отличаться как последовательность, так и набор применяемых процессов формирования. Например, при нормах 45 нм и ниже многие производители перешли на технологию НКМГ (high-k dielectrics and metal gate), т.е. использование металлических затворов вместо поликремневых и подзатворных диэлектриков с высокой диэлектрической проницаемостью из оксида гафния (HfO_2) вместо диоксида кремния (технормы >90 нм) и оксинитрида кремния (технормы 90–55 нм) [23].

Последовательность основных этапов формирования ЯП SuperFlash 3-го поколения выполнененных

по нормам 40/55 нм компанией GlobalFoundries описана в работах [20, 23, 24]. Стоит отметить, что технологические процессы с нормами 40 и 55 нм компании GlobalFoundries очень схожи и не используют НКМГ. На рис. 4 показана схема интеграции основных этапов формирования памяти SF 3-го поколения, а именно ЯП и высоковольтной периферии (англ. high voltage — HV), в общий процесс производства ИС. Как видно из схемы, формирование памяти выполняется перед модулем логических элементов.

Первым этапом после формирования щелевой изоляции (STI) и карманов транзисторов является осаждение подзатворного диэлектрика ПЗ из оксида кремния (FG Oxide), через который впоследствии будут туннелировать горячие электроны. Далее выполняется осаждение слоев поликремния ПЗ (FG), диэлектрических слоев оксида кремния-нитрида кремния-оксида кремния (ONO) и поликремния ЗСв (CpG) с последующим созданием стека FG/ONO/CpG, при этом происходит самосовмещение ПЗ с ЗСв и каналом транзистора (active-FG-CpG). В ходе этого процесса дополнительно формируются несколько диэлектрических спейсеров для обеспечения надежной изоляции и оптимизации геометрических параметров в целях усиления электрического поля при стирании, программировании и чтении [20, 23].

На следующем этапе выполняется осаждение подзатворного оксида кремния для высоковольтных (HV oxide) и входных (IO oxide) транзисторов и туннельного диэлектрика (Tunnel oxide) между ПЗ и СЗ (EG) ЯП. Затем в одном процессе выполняется формирование затворов логических,

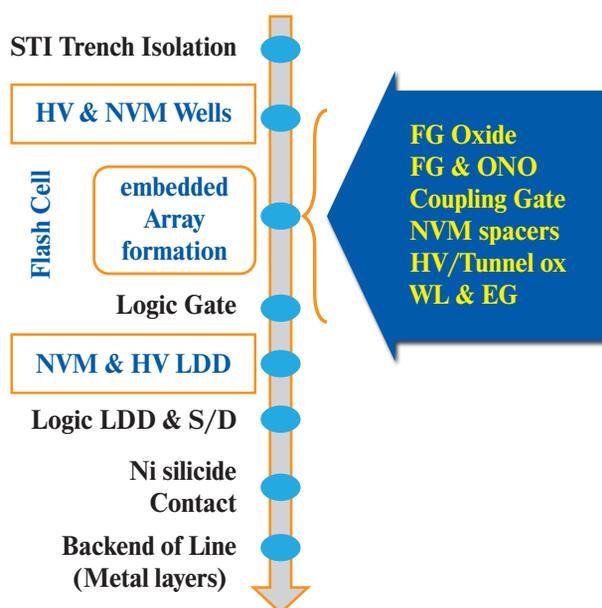


Рис. 4. Схема интеграции основных этапов формирования памяти SF 3-го поколения (голубым цветом) в 40 нм, техпроцесс компании GlobalFoundries (черным цветом) [23].

высоковольтных и входных транзисторов, а также поликремневых управляющего затвора (словарной линии — *WL*) и стирающего затвора (*EG*) ячеек памяти. После этого производится LDD-имплантация (Lightly-Doped-Drain) стоков ЯП и HV-транзисторов [20, 23]. На этом формирование структуры ЯП SF 3-го поколения является законченным и дальнейшие этапы выполняются в соответствии с базовым процессом.

Также в работах [25, 26] приводится общее описание интеграции основных этапов формирования памяти SF 3-го поколения в техпроцесс 28SLPe (Super Low Power Platform) компании GlobalFoundries. Данный технологический процесс поддерживает нормы производства 28 нм с использованием НКМГ и предназначен для выпуска высоко энергоэффективных решений. В целом последовательность операций формирования ЯП соответствует приведенной на рис. 4, но изменились применяемые технологические процессы и материалы, в том числе возросло количество литографических этапов. Помимо этого, в процессах литографии стали использоваться ArF лазерные источники с длиной волны 193 нм и жесткие маски. Стоит отметить, что при использовании техпроцесса 28SLPe, по технологии НКМГ в ячейке памяти SF 3-го поколения выполняется только управляющий затвор с металлическим подслоем из нитрида титана (TiN) [26].

На сегодняшний день промышленных образцов ЯП SF произведенных по передовым технологическим процессам нет, так как при переходе на нормы производства 22 нм большинство производителей вместо планарной структуры транзистора стали использовать трехмерную — FinFET, что затрудняет применение выше описанных конструкций транзистора. Однако в работах [27—29] авторы рассматривают новую структуру ЯП SF с учетом особенностей технологии FinFET. Результаты расчетов и моделирования предложенной ячейки свидетельствуют о возможности реализации и перспективности производства ЯП SF по технологическим нормам вплоть до 14/16 нм.

4. ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ЯЧЕЕК ПАМЯТИ SUPERFLASH

Рассмотренные выше данные по большей части носят теоретический характер и не дают полного представления о ЯП SuperFlash. Для рассмотрения физической реализации ЯП SF были исследованы образцы микроконтроллеров (МК) нескольких производителей с различным объемом встроенной памяти SF. Исследование образцов проводилось с использованием методов растровой электронной микроскопии (РЭМ) и фокусированного ионного пучка (ФИП). В рамках исследования

выполнялись вертикальные сечения кристаллов МК в области памяти (метод ФИП) и их анализ (метод РЭМ с локальным рентгеноспектральным анализом материалов). Вертикальные сечения выполнялись со смещением в целях получения более полной информации о строении ЯП. Ниже приведены результаты, сгруппированные по поколению SuperFlash.

ЯП SF 1-го поколения. На рис. 5 приведены РЭМ изображения вертикальных сечений SF 1-го поколения выполненных вдоль битовой линии (*BL*) и словарной линии (*WL*). На данных изображения отчетливо видно расположение как транзисторов относительно друг друга, так и основных элементов: островков плавающих затворов частично перекрытых словарной линией управляющего затвора, а также области истока, точнее истоковой линии, и стока со следами контакта к битовой линии. Стоит отметить, что в данном образце изоляция транзисторов друг от друга выполнена по технологии STI.

Контактная область стока и поверхность словарной линии имеют дополнительный слой силицида переходного металла, обычно на основе вольфрама или кобальта (светлые полосы на УЗ и стоке) для уменьшения контактного сопротивления и увеличения общей проводимости. БЛ реализована в виде проводника первого уровня системы межсоединений на основе алюминия с диффузионно-барьерными слоями (ДБС) титан/нитрид титана, а контакт к стоку выполнен с помощью вольфрамового столбика. ИЛ реализована легированной областью кремния с общим контактом на границе массива транзисторов.

Особого внимания на приведенных изображениях вертикальных сечений заслуживает форма и взаимное расположение ПЗ и УЗ. Ортогональные сечения в области их перекрытия отчетливо показывают, что ПЗ имеет заостренный край по всему периметру, при этом сам УЗ перекрывает до 1/3 длины ПЗ. Однако данный параметр и сама форма УЗ могут меняться в зависимости от технологических норм производства. На рис. 6 приведены изображения четырех отличных друг от друга пар ПЗ-УЗ, произведенных по технологическим нормам 500, 350, 300 и 250 нм. На данных изображениях видно, что для норм 300 нм и менее изменяется форма УЗ, он более компактен, при этом уменьшились и габариты ПЗ вдоль БЛ, что привело к общему уменьшению размеров ЯП. К сожалению, измерить толщину туннельного диэлектрика между ПЗ и УЗ данных ячеек не удалось, однако в работах [30, 31] приводятся следующие значения: в ЯП, выполненных по технологическим нормам 330 нм, толщина составляет 21 нм, а при нормах 250 нм — 16 нм.

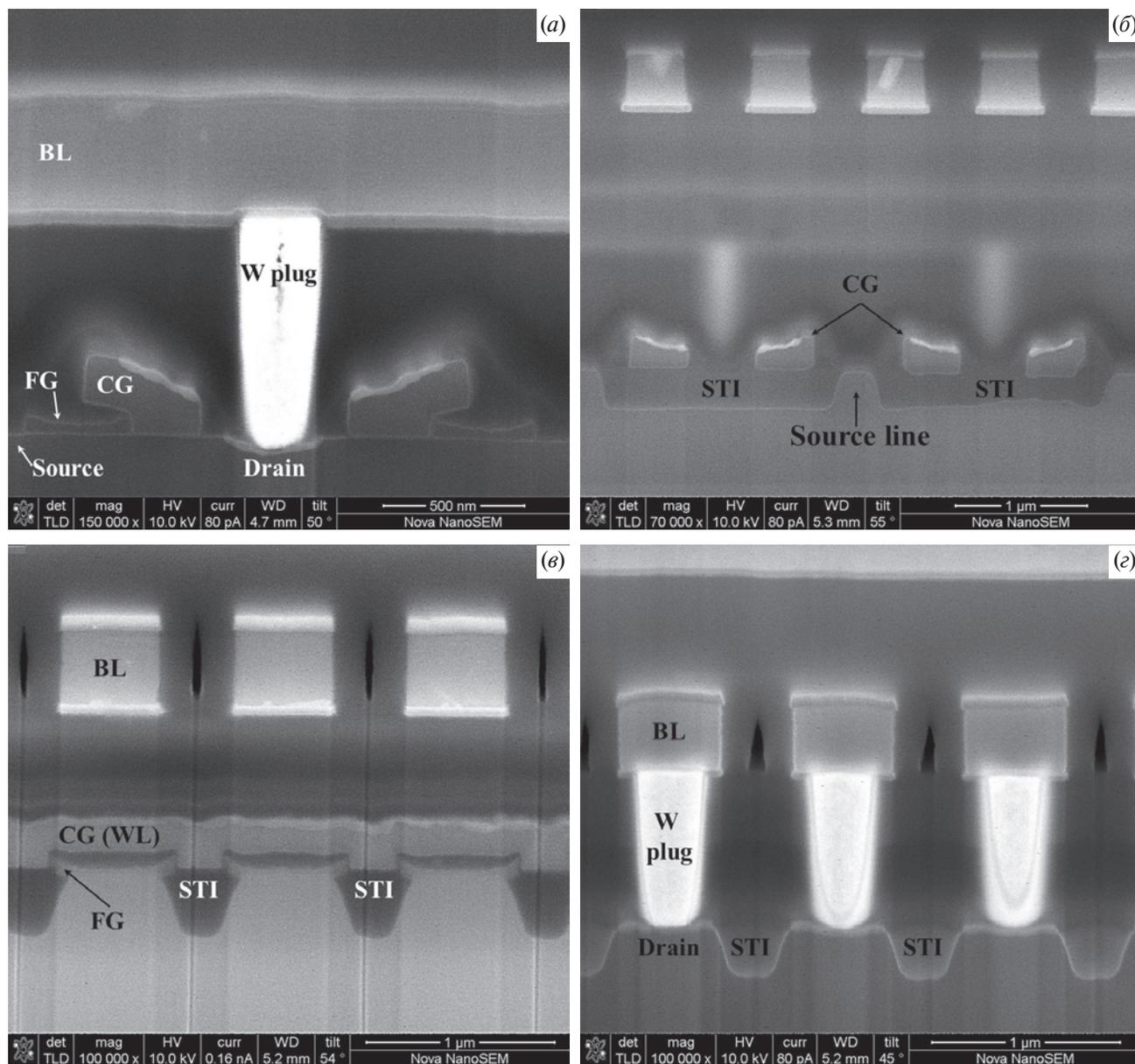


Рис. 5. РЭМ-изображения вертикальных сечений транзисторов памяти SF 1-го поколения вдоль БЛ (а, б) и СЛ (в, г).

ЯП SF 2-го поколения. На рис. 7 приведены РЭМ-изображения ортогональных вертикальных сечений SF 2-го поколения. Внешний вид данных ЯП отличается от ЯП предыдущего поколения в первую очередь наличием поликремневой ИЛ, изолированной слоем диоксида кремния от словарных линий управляющего затвора. По этой же причине островки ПЗ не заметны без удаления поликремневых линий, сами же островки ПЗ имеют прямоугольную форму.

На РЭМ-изображениях вертикальных сечений выполненных вдоль битовой линии (см. рис. 7, а, б) хорошо видны УЗ и ИЛ трапецевидной формы. Если особенности формы УЗ, такой как заостренный верхний край, можно объяснить

особенностями процесса производства, то трапецевидная форма ИЛ создавалась целенаправленно для увеличения емкостной связи с ПЗ. Таким образом обеспечивается повышение эффективности туннелирования горячих электронов из канала в ПЗ при меньших напряжениях смещения. Сам ПЗ имеет заострение только со стороны УЗ, при этом можно заметить значительное сокращение области перекрытия УЗ и ПЗ по сравнению с SF 1-го поколения. Данная особенность объясняется частичным изменением подхода к формированию вертикального электрического поля в процессе программирования ЯП: в 1-м поколении поле формировалось только УЗ, а во 2-м

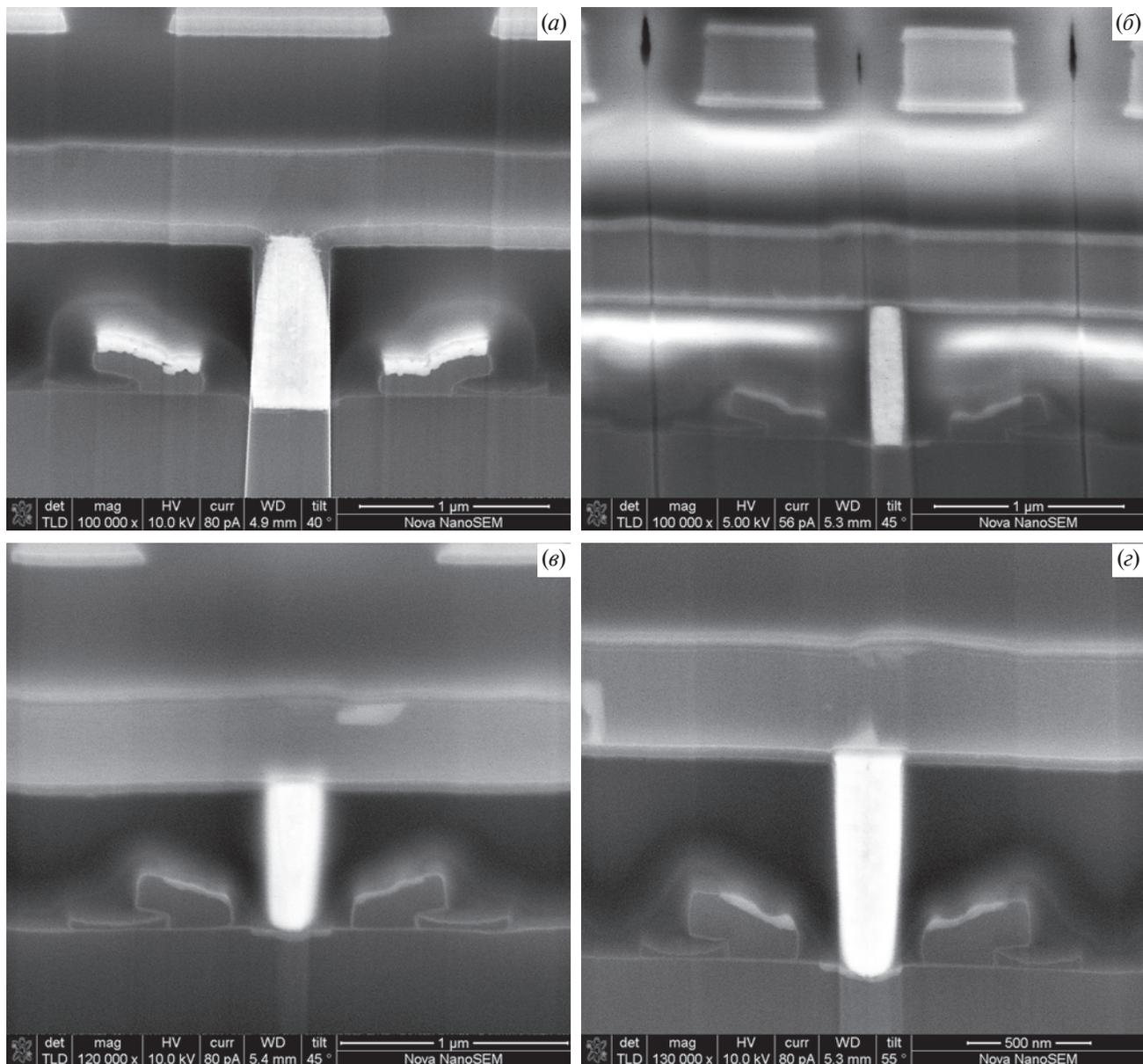


Рис. 6. РЭМ-изображения вертикальных сечений транзисторов памяти SF 1-го поколения вдоль битовой линии выполненных по технологическим нормам 500 нм (а), 350 нм (б), 300 нм (в) и 250 нм (г).

дополнительно используется ИЛ, при этом общий принцип работы ЯП сохраняется. Подобный подход позволил значительно сократить латеральные размеры ЯП.

РЭМ-изображения вертикальных сечений, выполненных вдоль словарной линии (см. рис. 7. в—е), дополняют картину демонстрируя небольшую толщину ПЗ (~50 нм) и малые размеры области перекрытия УЗ-ПЗ. Анализ данных изображений показывает, что кристалл ИС данного МК выполнен по технологическим нормам 250 нм.

ЯП SF 3-го поколения. На РЭМ-изображениях вертикальных сечений выполненных вдоль БЛ (рис. 8, а, б) и СЛ (рис. 8, в, г) отчетливо видны структуры затворов, области стока/истока, их коммутация и взаимное расположение. Как и в предыдущих поколениях ЯП SF, контактная область стока, УЗ и ЗСв имеют дополнительный слой силицида металла (обычно кобальта или никеля в зависимости от норм производства). БЛ также реализована в виде проводника первого уровня металлической системы межсоединений, но на основе меди с диффузионно-барьерным слоем (ДБС) тантал/нитрид тантала, при этом контакт к стоку выполнен из вольфрама.

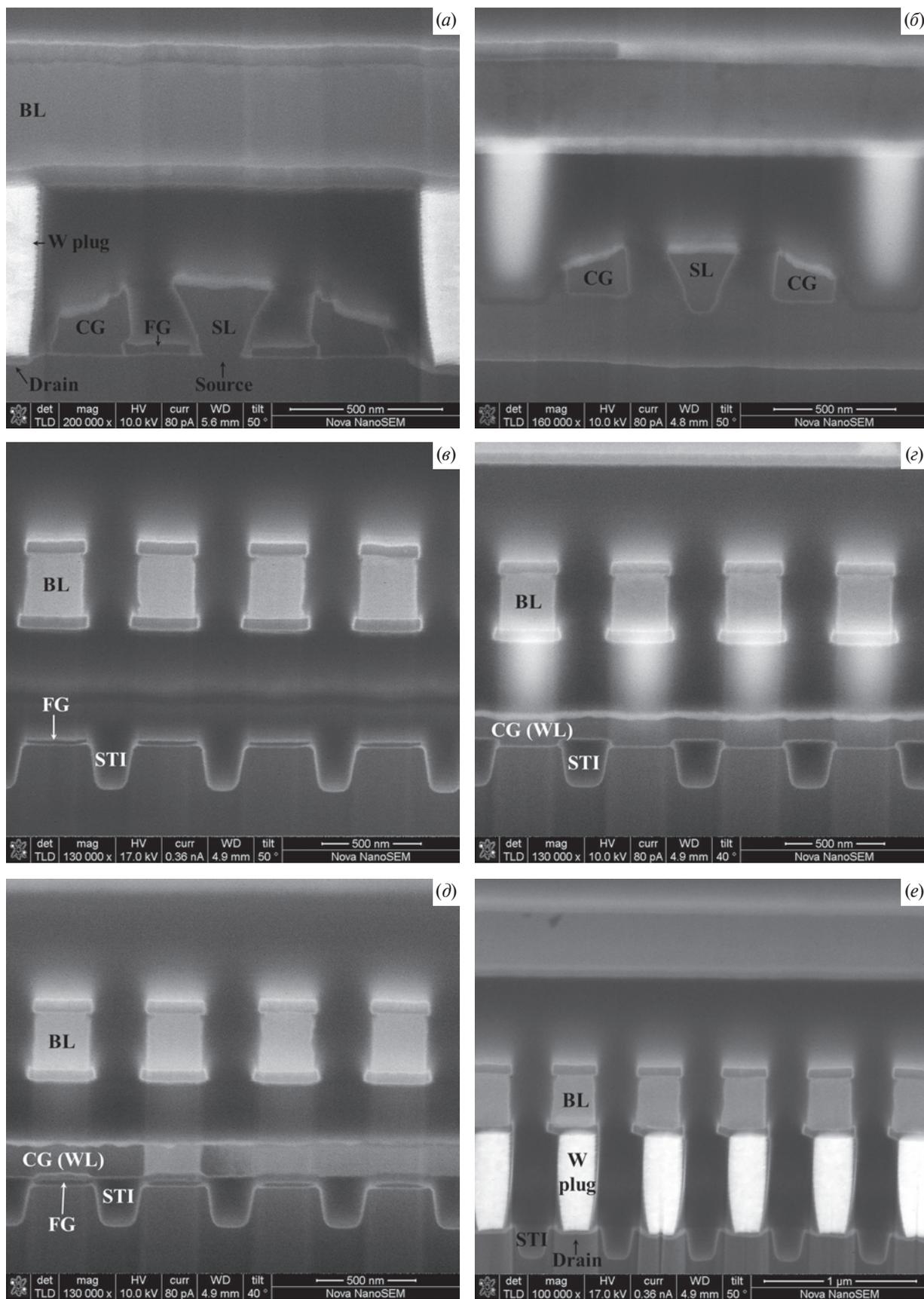


Рис. 7. РЭМ-изображения вертикальных сечений транзисторов памяти SF 2-го поколения вдоль БЛ (а, б) и СЛ (в–е).

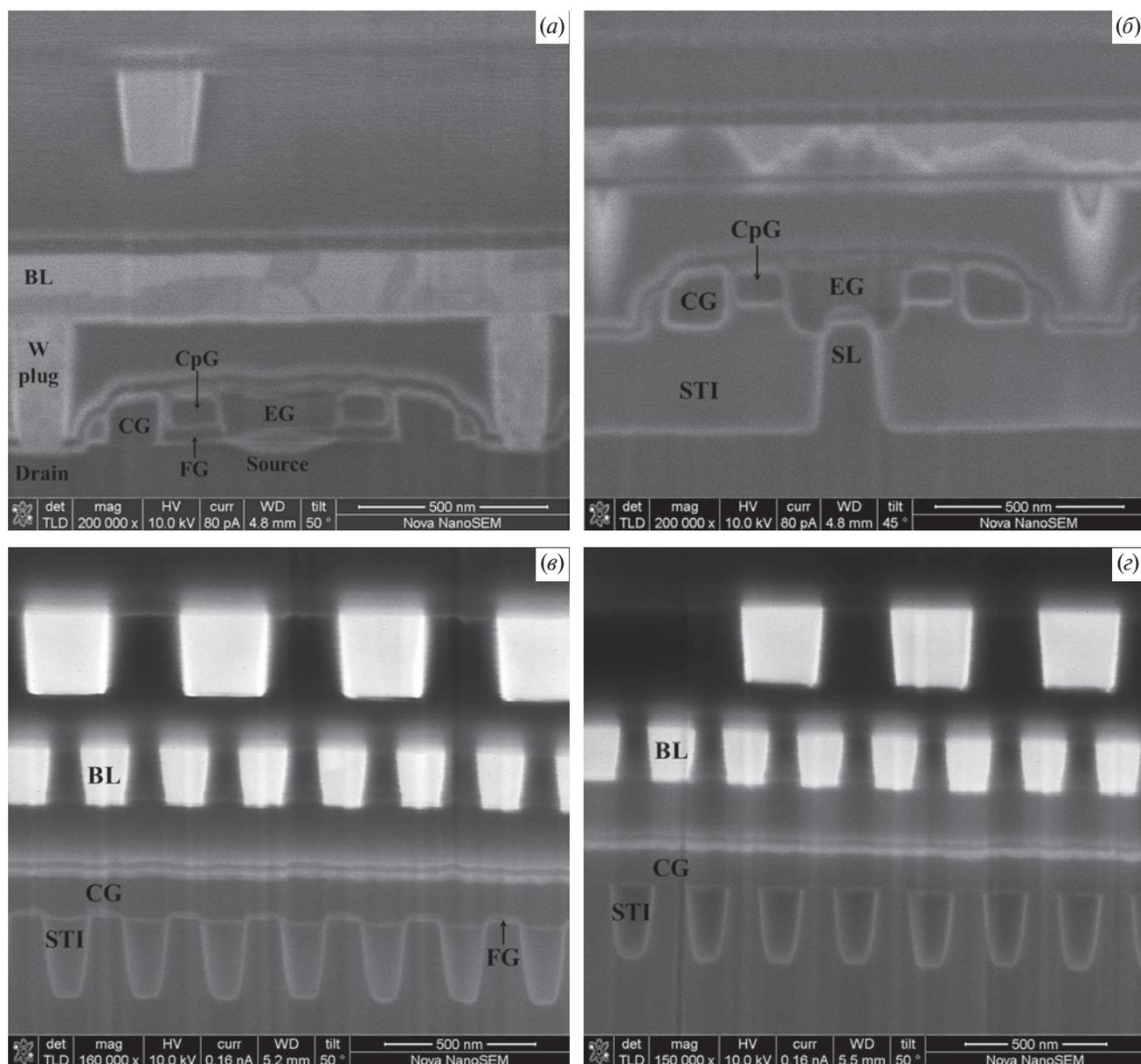


Рис. 8. РЭМ-изображения вертикальных сечений транзисторов памяти SF 3-го поколения вдоль БЛ (а, б) и СЛ (в, г).

Стоит отметить, что в данной ЯП затворы изолированы друг от друга значительно более тонким слоем диэлектрика по сравнению со 2-м поколением SF, что также является следствием масштабирования ЯП. Дополнительно внедрение СЗ привело к возвращению ИЛ в виде легированной области кремния с общим контактом на краю массива транзисторов аналогично SF 1-го поколения.

Общая структура ЯП, форма и расположение ее элементов полностью соответствует схеме, приведенной на рис. 1, однако среди особенностей можно отметить уменьшенную толщину ПЗ, необычную форму ЗС, нависшего над ИЛ и значительно уменьшенную ширину транзисторов при увеличенной глубине изоляции STI. Анализ

данных изображений показывает, что кристалл ИС данного МК выполнен по технологическим нормам 130 нм.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

За время (более 30 лет), прошедшее с момента создания компанией Silicon Storage Technology, благодаря простоте интеграции в технологический КМОП-процесс производства, высокой надежности и производительности, память SuperFlash получила широкое распространение и нашла множество применений в электронной технике. На сегодняшний день технология SuperFlash насчитывает три поколения ячеек памяти, отличающиеся друг

от друга характеристиками и конструкцией. Немаловажной особенностью, обеспечившей лидирующие позиции в отрасли, является относительно простое технологическое формирование ЯП, адаптированное под стандарты широкого диапазона технологических норм — от устаревших микронных до зрелых и широко применяемых 28 нм. Данные качества SF обеспечивают гибкость применения ЯП и позволяют разработчикам ИС использовать практически готовые решения для реализации проектов, что значительно способствует ее продвижению на рынке.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Molas G., Nowak E.* Advances in emerging memory technologies: From data storage to artificial intelligence // *Applied Sciences*. 2021. V. 11. № 23. P. 11254.
2. *Милованов Р.А., Кельм Е.А.* Структура ячеек энергонезависимой памяти типа EEPROM и Flash // *Нано- и микросистемная техника*. 2015. № 4. С. 45—59.
3. *Абдуллаев Д.А., Милованов Р.А., Волков Р.Л., Боргардт Н.И., Ланцев А.Н., Воротилов К.А., Сизов А.С.* Сегнетоэлектрическая память: современное производство и исследования // *Российский технологический журнал*. 2020. Т. 8. № 5. С. 44—67.
4. *Kim S.S., Yong S.K., Kim W., Kang S., Park H.W., Yoon K.J., Dong S.S., Lee S., Hwang C.S.* Review of semiconductor flash memory devices for material and process issues // *Advanced Materials*. 2022. P. 2200659.
5. *Кольцов С.* SuperFlash — успешная технология для построения микросхем памяти. Часть 2 // *Электронные компоненты*. 2013. № 1. С. 101—105.
6. *Do N., Van Tran H., Kotov A., Tiwari V.* Split-gate floating poly SuperFlash memory technology, design, and reliability // *Embedded Flash memory for embedded systems: technology, design for sub-systems, and innovations*. 2018. P. 131—178.
7. *Tkachev Y., Kotov A.* Generation of single- and double-charge electron traps in tunnel oxide of flash memory cells under Fowler-Nordheim stress // *2011 IEEE International Integrated Reliability Workshop Final Report*. 2011. P. 101—104.
8. *Tkachev Y., Liu X., Kotov A.* Floating-gate corner-enhanced poly-to-poly tunneling in split-gate flash memory cells // *IEEE transactions on electron devices*. 2011. V. 59. № 1. P. 5—11.
9. *Tkachev Y.* Field-induced generation of electron traps in the tunnel oxide of flash memory cells // *2015 IEEE International Integrated Reliability Workshop*. 2015. P. 99—102.
10. *Tkachev Y., Walls J.A.* Silicon dioxide degradation in strongly non-uniform electric field // *2017 IEEE International Integrated Reliability Workshop*. 2017. P. 1—4.
11. *Lai S.* Flash memories: Where we were and where we are going // *International Electron Devices Meeting 1998. Technical Digest (Cat. No. 98CH36217)*. 1998. P. 971—973.
12. *Sowards D.* Non-Volatile Memory: The principles, the technologies, and their significance to the smart card integrated circuit, 1999.
13. *Kianian S., Levi A., Lee D., Hu Y. W.* A novel 3 volts-only, small sector erase, high density flash E²PROM // *Proceedings of 1994 VLSI Technology Symposium*. 1994. P. 71—72.
14. *Smeys P.* Local oxidation of silicon for isolation. Stanford University: PhD Thesis, 2000.
15. *Shauly E.N., Rosenthal S.* Coverage layout design rules and insertion utilities for CMP-related processes // *Journal of Low Power Electronics and Applications*. 2020. V. 11. № 1. P. 2.
16. *Sung H.C., Lei T.F., Huang C.M., Kao Y.C., Lin Y.T., Wang C.S.* New triple self-aligned (SA3) split-gate flash cell with T-shaped source coupling // *Japanese journal of applied physics*. 2005. V. 44. № 10R. P. 7377.
17. *Mih R., Harrington J., Houlihan K., Lee H.K., Chan K., Johnson J., Chen B., Yan J., Lam C.* 0.18 μm modular triple self-aligned embedded split-gate flash memory // *2000 Symposium on VLSI Technology. Digest of Technical Papers (Cat. No. 00CH37104)*. 2000. P. 120—121.
18. *Chu W.T., Lin H.H., Hsieh C.T., Sung H.C., Wang Y.H., Lin Y.T., Wang C.S.* Shrinkable triple self-aligned field-enhanced split-gate flash memory // *IEEE transactions on electron devices*. 2004. V. 51. № 10. P. 1667—1671.
19. *Sax H., Kruwinus H., Waters E.A.* Polysilicon overfill etch back using wet chemical spin-process technology. An alternative to traditional dry etch and CMP techniques // *10th Annual IEEE/SEMI. Advanced Semiconductor Manufacturing Conference and Workshop. ASMC 99 Proceedings (Cat. No. 99CH36295)*. 1999. P. 233—238.
20. *Do N., Tee L., Hariharan S., Lemke S., Tadayoni M., Yang W., Yue I.* A 55 nm logic-process-compatible, split-gate flash memory array fully demonstrated at automotive temperature with high access speed and reliability // *2015 IEEE International Memory Workshop*. 2015. P. 1—3.
21. *Tkachev Y.* Extraction of floating-gate capacitive parameters in split-gate flash memory cells // *2016 International Conference on Microelectronic Test Structures (ICMTS)*. 2016. P. 110—115.
22. *Абдуллаев Д.А.* Изменение набора применяемых материалов при уменьшении топологических норм производства интегральных микросхем //

- Нано- и микросистемная техника. 2014. № 5. С. 32–38.
23. *Shum D., Luo L.Q., Kong Y.J., Deng F.X., Qu X., Teo Z.Q., Liu X.* 40 nm embedded self-aligned split-gate flash technology for high-density automotive microcontrollers // 2017 IEEE International Memory Workshop. 2017. P. 1–4.
 24. *Guo X., Bayat F.M., Prezioso M., Chen Y., Nguyen B., Do N., Strukov D.B.* Temperature-insensitive analog vector-by-matrix multiplier based on 55 nm NOR flash memory cells // 2017 IEEE Custom Integrated Circuits Conference. 2017. P. 1–4.
 25. *Jourba S., Bollon N., Decobert C., Festes G., Bertello B., Zhou F., Beyer S.* Performance and reliability of 4 Mb eFLASH memory array featuring 28 nm split-gate cell with HKMG select transistor // 2020 IEEE International Memory Workshop. 2020. P. 1–4.
 26. *Richter R., Trentzsch M., Dünkel S., Müller J., Moll P., Bayha B., Do N.* A cost-efficient 28 nm split-gate eFLASH memory featuring a HKMG hybrid bit cell and HV device // 2018 IEEE International Electron Devices Meeting. 2018. P. 18.5.1–18.5.4.
 27. *Do N., Lemke S., Tran H., Tiwari V., Reiten M.* Scaling of split-gate flash memory for embedded controllers and machine learning applications // 2020 International Symposium on VLSI Technology, Systems and Applications. 2020. P. 19–20.
 28. *Chandra Z., Mubarakah I., Sulthoni M.A.* Split-Gate Flash Memory: from Planar to 3D // 2021 International Symposium on Electronics and Smart Devices. 2021. P. 1–5.
 29. *Do N., Kim J., Lemke S., Tee L., Tkachev Y., Liu X., Reiten M.* Scaling split-gate flash memory technology for advanced MCU and emerging applications // 2019 IEEE 11th International Memory Workshop. 2019. P. 1–4.
 30. *Kotov A., Levi A., Tkachev Y., Markov V.* Tunneling phenomenon in SuperFlash cell // Proc. NVM Tech. Symp. 2002. P. 110–115.
 31. *Guan H., Lee D., Li G. P.* An analytical model for optimization of programming efficiency and uniformity of split gate source-side injection SuperFlash memory // IEEE Transactions on electron devices. 2003. V. 50. № 3. P. 809–815.

The structure and formation of non-volatile memory cells of Superflash

© 2024 D. A. Abdullaev¹, *, E. V. Bobrova¹, R. A. Milovanov¹

¹Institute of Nanotechnology of Microelectronics of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
*E-mail: abdullaev.d@inme-ras.ru

Split-gate embedded Flash memory technology has been around for decades and has become the standard for a wide range of devices, such as microcontrollers and smart cards. Among the, due to a number of advantages, Silicon Storage Technology Super Flash non-volatile memory technology has become the most widespread. This article presents the results of a study of the memory cells structure, examines in detail the principle of their operation and the main technological stages of the production process of forming transistor structures.

Keywords: embedded memory, SuperFlash, memory cell, split gate, floating gate

REFERENCES

1. *Molas G., Nowak E.* Advances in emerging memory technologies: From data storage to artificial intelligence // Applied Sciences. 2021. V. 11. No. 23. P. 11254. <https://doi.org/10.3390/app112311254>
2. *Milovanov R.A., Kelm E.A.* Structure of EEPROM and FLASH Memory Cells // Nano- and Microsystem Technique. 2015. V. 4. No. 177. P. 45–59.
3. *Abdullaev D.A., Milovanov R.A., Volkov R.L., Borgard N.I., Lantsev A.N., Vorotilov K.A., Sigov A.S.* Ferroelectric memory: state-of-the-art manufacturing and research // Russian Technological Journal. 2020. V. 8. No. 5. P. 44–67. <https://doi.org/10.32362/2500-316X-2020-8-5-44-67>
4. *Kim S.S., Yong S.K., Kim W., Kang S., Park H.W., Yoon K.J., Dong S.S., Lee S., Hwang C.S.* Review of semiconductor flash memory devices for material and process issues // Advanced Materials. 2022. P. 2200659. <https://doi.org/10.1002/adma.202200659>
5. *Koltsov S.* SuperFlash is a successful technology for building memory chips. Part 2 // Electronic components. 2013. No. 1. P. 101–105.
6. *Do N., Van Tran H., Kotov A., Tiwari V.* Split-gate floating poly SuperFlash memory technology, design, and reliability // Embedded Flash memory for embedded systems: technology, design for sub-systems, and innovations. 2018. P. 131–178. https://doi.org/10.1007/978-3-319-55306-1_5
7. *Tkachev Y., Kotov A.* Generation of single- and double-charge electron traps in tunnel oxide of flash

- memory cells under Fowler-Nordheim stress // 2011 IEEE International Integrated Reliability Workshop Final Report. 2011. P. 101—104. <https://doi.org/10.1109/IIRW.2011.6142599>
8. Tkachev Y., Liu X., Kotov A. Floating-gate corner-enhanced poly-to-poly tunneling in split-gate flash memory cells // IEEE transactions on electron devices. 2011. V. 59. No. 1. P. 5—11. <https://doi.org/10.1109/TED.2011.2171346>
 9. Tkachev Y. Field-induced generation of electron traps in the tunnel oxide of flash memory cells // 2015 IEEE International Integrated Reliability Workshop. 2015. P. 99—102. <https://doi.org/10.1109/IIRW.2015.7437077>
 10. Tkachev Y., Walls J.A. Silicon dioxide degradation in strongly non-uniform electric field // 2017 IEEE International Integrated Reliability Workshop. 2017. P. 1—4. <https://doi.org/10.1109/IIRW.2017.8361238>
 11. Lai S. Flash memories: Where we were and where we are going // International Electron Devices Meeting 1998. Technical Digest (Cat. No. 98CH36217). 1998. P. 971—973. <https://doi.org/10.1109/IEDM.1998.746516>
 12. Sowards D. Non-Volatile Memory: The principles, the technologies, and their significance to the smart card integrated circuit, 1999.
 13. Kianian S., Levi A., Lee D., Hu Y.W. A novel 3 volts-only, small sector erase, high density flash E²PROM // Proceedings of 1994 VLSI Technology Symposium. 1994. P. 71—72. <https://doi.org/10.1109/VLSIT.1994.324372>
 14. Smeys P. Local oxidation of silicon for isolation. Stanford University: PhD Thesis, 2000.
 15. Shauly E.N., Rosenthal S. Coverage layout design rules and insertion utilities for CMP-related processes // Journal of Low Power Electronics and Applications. 2020. V. 11. No. 1. P. 2. <https://doi.org/10.3390/jlpea11010002>
 16. Sung H.C., Lei T.F., Huang C.M., Kao Y.C., Lin Y.T., Wang C.S. New triple self-aligned (SA3) split-gate flash cell with T-shaped source coupling // Japanese journal of applied physics. 2005. V. 44. No. 10R. P. 7377. <https://doi.org/10.1143/JJAP.44.7377>
 17. Mih R., Harrington J., Houlihan K., Lee H.K., Chan K., Johnson J., Chen B., Yan J., Lam C. 0.18 μm modular triple self-aligned embedded split-gate flash memory // 2000 Symposium on VLSI Technology. Digest of Technical Papers (Cat. No. 00CH37104). 2000. P. 120—121. <https://doi.org/10.1109/VLSIT.2000.852793>
 18. Chu W.T., Lin H.H., Hsieh C.T., Sung H.C., Wang Y.H., Lin Y.T., Wang C.S. Shrinkable triple self-aligned field-enhanced split-gate flash memory // IEEE transactions on electron devices. 2004. V. 51. No. 10. P. 1667—1671. <https://doi.org/10.1109/TED.2004.835995>
 19. Sax H., Kruwinus H., Waters E.A. Polysilicon overfill etch back using wet chemical spin-process technology. An alternative to traditional dry etch and CMP techniques // 10th Annual IEEE/SEMI. Advanced Semiconductor Manufacturing Conference and Workshop. ASMC 99 Proceedings (Cat. No. 99CH36295). 1999. P. 233—238. <https://doi.org/10.1109/ASMC.1999.798231>
 20. Do N., Tee L., Hariharan S., Lemke S., Tadayoni M., Yang W., Yue I. A 55 nm logic-process-compatible, split-gate flash memory array fully demonstrated at automotive temperature with high access speed and reliability // 2015 IEEE International Memory Workshop. 2015. P. 1—3. <https://doi.org/10.1109/IMW.2015.7150267>
 21. Tkachev Y. Extraction of floating-gate capacitive parameters in split-gate flash memory cells // 2016 International Conference on Microelectronic Test Structures (ICMTS). 2016. P. 110—115. <https://doi.org/10.1109/ICMTS.2016.7476186>
 22. Abdullaev D.A. Change set of applied materials at reduction topological norms production of integrated microcircuits // Nano- and Microsystems Technology. 2014. No. 5. P. 32—38.
 23. Shum D., Luo L.Q., Kong Y.J., Deng F.X., Qu X., Teo Z.Q., Liu X. 40 nm embedded self-aligned split-gate flash technology for high-density automotive microcontrollers // 2017 IEEE International Memory Workshop. 2017. P. 1—4. <https://doi.org/10.1109/IMW.2017.7939068>
 24. Guo X., Bayat F.M., Prezioso M., Chen Y., Nguyen B., Do N., Strukov D.B. Temperature-insensitive analog vector-by-matrix multiplier based on 55 nm NOR flash memory cells // 2017 IEEE Custom Integrated Circuits Conference. 2017. P. 1—4. <https://doi.org/10.1109/CICC.2017.7993628>
 25. Jourba S., Bollon N., Decobert C., Festes G., Bertello B., Zhou F., Beyer S. Performance and reliability of 4 Mb eFLASH memory array featuring 28 nm split-gate cell with HKMG select transistor // 2020 IEEE International Memory Workshop. 2020. P. 1—4. <https://doi.org/10.1109/IMW48823.2020.9108118>
 26. Richter R., Trentzsch M., Dünkel S., Müller J., Moll P., Bayha B., Do N. A cost-efficient 28 nm split-gate eFLASH memory featuring a HKMG hybrid bit cell and HV device // 2018 IEEE International Electron Devices Meeting. 2018. P. 18.5.1—18.5.4. <https://doi.org/10.1109/IEDM.2018.8614652>
 27. Do N., Lemke S., Tran H., Tiwari V., Reiten M. Scaling of split-gate flash memory for embedded controllers and machine learning applications // 2020 International Symposium on VLSI Technology, Systems and Applications. 2020. P. 19—20. <https://doi.org/10.1109/VLSI-TSA48913.2020.9203593>
 28. Chandra Z., Mubarakah I., Sulthoni M.A. Split-Gate Flash Memory: from Planar to 3D // 2021 International Symposium on Electronics and Smart

- Devices. 2021. P. 1–5. <https://doi.org/10.1109/ISESD53023.2021.9501739>
29. *Do N., Kim J., Lemke S., Tee L., Tkachev Y., Liu X., Reiten M.* Scaling split-gate flash memory technology for advanced MCU and emerging applications // 2019 IEEE 11th International Memory Workshop. 2019. P. 1–4. <https://doi.org/10.1109/IMW.2019.8739270>
30. *Kotov A., Levi A., Tkachev Y., Markov V.* Tunneling phenomenon in SuperFlash cell // Proc. NVM Tech. Symp. 2002. P. 110–115.
31. *Guan H., Lee D., Li G.P.* An analytical model for optimization of programming efficiency and uniformity of split gate source-side injection SuperFlash memory // IEEE Transactions on electron devices. 2003. V. 50. No. 3. P. 809–815. <https://doi.org/10.1109/TED.2003.811416>

РАЗРАБОТКА ПРИБОРНОЙ СТРУКТУРЫ Ge-МДПТ С ИНДУКЦИРОВАННЫМ КАНАЛОМ *p*-ТИПА

© 2024 г. Н. А. Алябина¹, Е. А. Архипова², Ю. Н. Бузынин^{1, 2}, С. А. Денисов¹,
А. В. Здравейшев¹, А. М. Титова^{1, *}, В. Ю. Чалков¹, В. Г. Шенгуров^{1, **}

¹Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
Нижний Новгород, Россия

²Институт физики микроструктур РАН, Нижегородская обл.,
д. Афонино, Россия

*E-mail: asya_titova95@mail.ru

**E-mail: shengurov@phys.unn.ru

Поступила в редакцию 27.02.2024 г.

После доработки 25.03.2024 г.

Принята к публикации 25.03.2024 г.

Определены условия роста методом HW CVD слоев Ge *n*-типа проводимости с параметрами, требуемыми для создания Ge-МДП-транзистора с индуцированным каналом *p*-типа. Оптимизированы условия осаждения методом электронно-лучевого осаждения и последующего отжига слоев подзатворного high-*k* диэлектрика ZrO₂:Y₂O₃, позволяющие достигнуть величины тока утечки 5×10^{-6} А/см². Для разработанной приборной структуры проведен расчет некоторых параметров Ge-МДП-транзистора, таких как длина канала, максимальное напряжение между стоком и истоком, пробивное напряжение.

Ключевые слова: МДП-транзистор, Ge/Si(001), HW CVD, high-*k* диэлектрик

DOI: 10.31857/S0544126924030077

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из важнейших задач современной полупроводниковой электроники является повышение быстродействия основных активных элементов интегральных схем (ИС), в первую очередь полевого транзистора с изолированным затвором (МДПТ) — базового прибора современных ИС. Таким прибором с начала 1960-х гг. является Si-МДПТ. Однако в настоящее время разработчики ведущих полупроводниковых фирм стали все чаще исследовать возможность использования в качестве материала для канала транзистора полупроводники с более высокой, чем у кремния, подвижностью носителей заряда [1, 2]. Таким материалом является германий, который имеет более высокую подвижность электронов (в 2 раза) и дырок (в 4 раза) по сравнению с кремнием.

На пути создания МДПТ важной проблемой, которую необходимо решить, является разработка подзатворного диэлектрика. По мере увеличения уровня интеграции традиционно используемый SiO₂ приводит к большому току утечки, что требует его замены на диэлектрики с более высокими значениями диэлектрической постоянной (high-*k* материалы). Для создания подзатворного слоя в Ge-МДПТ большой

интерес привлекают такие high-*k* диэлектрики, как HfO₂ [3], ZrO₂ [4–6], La₂O₃ [7] и Y₂O₃ [8], а также частично стабилизированный цирконий (YSZ) (ZrO₂)_{0,96}(Y₂O₃)_{0,04} [9–13]. Качественный подзатворный high-*k* диэлектрик и эффективная пассивация поверхности Ge являются ключом к созданию Ge-МДПТ с высокими рабочими характеристиками. Повышенные требования к структурным и электрофизическим параметрам слоев Ge, а также подзатворного high-*k* диэлектрика, для разработки Ge-МДПТ обуславливают поиск и оптимизацию условий их получения и характеризацию.

Целью данной работы является разработка условий получения методом HW CVD (англ. Hot Wire Chemical Vapor Deposition) совершенных гетероструктур *n*-Ge/Si(001) с высокими электрофизическими параметрами для создания Ge-МДПТ с индуцированным каналом *p*-типа, разработка условий электронно-лучевого осаждения слоев подзатворного high-*k* диэлектрика на основе ZrO₂ с высокими диэлектрическими характеристиками, а также проведение расчета некоторых параметров Ge-МДПТ с индуцированным каналом *p*-типа.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1. Методика осаждения слоев Ge *n*-типа проводимости

Нелегированные слои Ge, выращенные на подложках Si(001), имеют проводимость *p*-типа. В то же время для Ge-МДПТ с индуцированным каналом *p*-типа требуются слои *n*-типа, имеющие концентрацию электронов в пределах $(1-5) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Осаждение таких слоев проводилось методом газофазного химического осаждения при термическом разложении моногермана (GeH_4) на горячей проволоке (HW CVD). В качестве материала горячей проволоки использовался тантал. Рост слоев Ge проводился на сильнолегированных сурьмой подложках Si(001) марки КЭС-0.01. После предэпитаксиального термического отжига подложки в течение 10 мин при температуре $T_s = 1200^\circ\text{C}$ ее температуру снижали до $450-600^\circ\text{C}$ и растили буферный слой кремния методом сублимации кремниевого источника, вырезанного из слитка Si такой же марки, что и подложка. Затем температуру подложки снижали до 300°C , напускали в камеру роста моногерман (GeH_4) до давления $(4-6) \times 10^{-4}$ Торр, нагревали Танталь до 1400°C и растили эпитаксиальный слой Ge.

2.2. Осаждение слоев подзатворного *high-k* диэлектрика

В качестве подзатворного диэлектрика мы использовали частично стабилизированный цирконий $(\text{ZrO}_2)_{0.96}(\text{Y}_2\text{O}_3)_{0.04}$. Слои $(\text{ZrO}_2)_{0.96}(\text{Y}_2\text{O}_3)_{0.04}$ толщиной 50 нм были получены методом электронно-лучевого осаждения на установке AMOD 206 со скоростью 2 Å/с без использования дополнительного подогрева подложек. Перед осаждением слоев $(\text{ZrO}_2)_{0.96}(\text{Y}_2\text{O}_3)_{0.04}$ гетероструктуры Ge/Si(100) были очищены в ацетоне и спирте в течение 5 мин и промыты в деионизированной воде. Для удаления поверхностного естественного оксида (GeO_x) с поверхности эпитаксиального слоя Ge гетероструктуру погружали в разбавленный раствор HCl (30% об/об) на 60 с, затем промывали в деионизированной воде с последующей сушкой в N_2 . Для изучения влияния термообработки на параметры слоев диэлектрика проводился их отжиг на воздухе, а также в потоке O_2 в специальной печи при температуре 400 или 600°C .

Формирование затвора МДПТ заключалось в термическом напылении на поверхность слоя $\text{Zr}_2\text{O}_3:\text{Y}_2\text{O}_3$ алюминиевого контакта через маску с окном диаметром 500–600 мкм.

Электрофизические параметры эпитаксиальных слоев Ge на Si(001) исследовали методом Ван дер Пау при комнатной температуре на установке Nanometrics H5500PC. Диэлектрические характеристики слоев $\text{ZrO}_2:\text{Y}_2\text{O}_3$ изучались методом

вольт-амперных характеристик (ВАХ) на той же установке Nanometrics H5500PC.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Эпитаксиальные слои *n*-Ge

В результате проведенных исследований найдены условия получения слоев Ge/Si(001) с параметрами, необходимыми для создания приборной структуры Ge-МДПТ с индуцированным каналом *p*-типа. Толщина слоев составляла 0.65 мкм, а концентрация электронов — $5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Выбор достаточно большой толщины слоя Ge обусловлен тем обстоятельством, что, как нами было показано ранее, большая часть структурных дефектов концентрируется в области 100–150 нм, находящейся непосредственно у гетерограницы с Si-подложкой [14]. Эти дефекты могут негативно сказаться на транспортных характеристиках слоя Ge, что затруднит его применение в качестве канала транзистора. Для нашей приборной структуры, имеющей толщину слоя Ge 0.65 мкм, область канала будет удалена от гетерограницы Ge/Si. Распределение концентрации электронов по толщине слоя Ge, выращенного на Si-подложке марки КЭС-0.01, приведено на рис. 1.

Образование эпитаксиальных слоев Ge *n*-типа проводимости в процессе осаждения их методом HW CVD на сильнолегированных сурьмой подложках Si(001) по нашему мнению обусловлено следующим.

В процессе высокотемпературного ($\sim 1200^\circ\text{C}$) предэпитаксиального отжига Si-подложки эта примесь будет испаряться из Si-подложки, поскольку

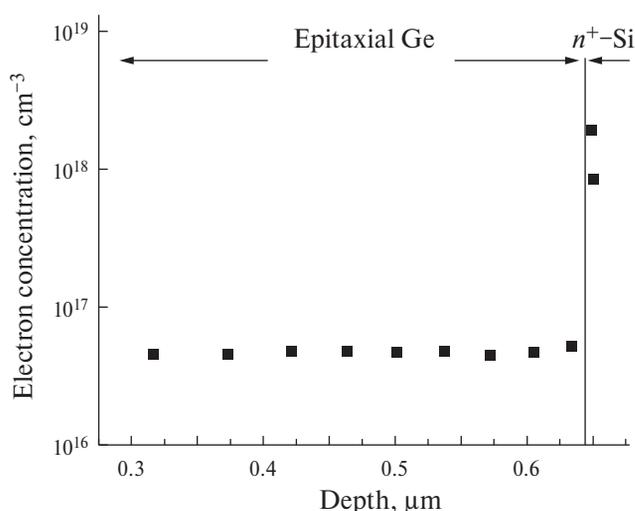


Рис. 1. Распределение концентрации электронов по толщине эпитаксиального слоя Ge, выращенного на подложке марки КЭС-0.01.

давление пара Sb при такой температуре отжига на несколько порядков величины выше, чем у Si. В результате примесь Sb, выходя на поверхность Si-подложки, захватывается растущим буферным слоем Si, который преднамеренно легируется этой же примесью из сублимирующего источника. За счет склонности сурьмы к сегрегации в процессе низкотемпературного (~500–600°C) роста слоев Si методом МЛЭ [15–17] она накапливается на поверхности растущего слоя. После снижения температуры подложки до ~300°C накопленная на поверхности буферного слоя примесь (Sb) начинает внедряться в слой Ge. Отметим также, что однородному распределению примеси Sb по толщине слоев Ge способствует сурфактант — атомарный водород, образующийся при пиролизе GeH₄.

3.2. Подзатворный диэлектрик

Диэлектрические характеристики подзатворного диэлектрика (ZrO₂)_{0.96}(Y₂O₃)_{0.04} оценивались при исследовании МДП-структуры, схема которой приведена на рис. 2.

Установлено, что осажденные слои (ZrO₂)_{0.96}(Y₂O₃)_{0.04} имеют высокие токи утечки 10⁻³ А/см², которые снижаются после проведения высокотемпературного отжига в кислороде (600°C в течение 1 ч). Оптимизация условий осаждения и отжига слоев (ZrO₂)_{0.96}(Y₂O₃)_{0.04} позволила снизить ток утечки до величины 3 × 10⁻⁶ А/см² при напряжении на затворе -1 В (рис. 3).

3.3. Расчет параметров Ge-МДПТ

с индуцированным каналом p-типа на структурах n-Ge/Si (100)

Расчет длины канала. Оценка минимальной длины канала, при которой транзистор считается длинноканальным, производится по формуле

$$l_{\min} = k \left[x_{p-n} \delta_d (\delta_n - \delta_c)^2 \right]^{1/3}, \quad (1)$$

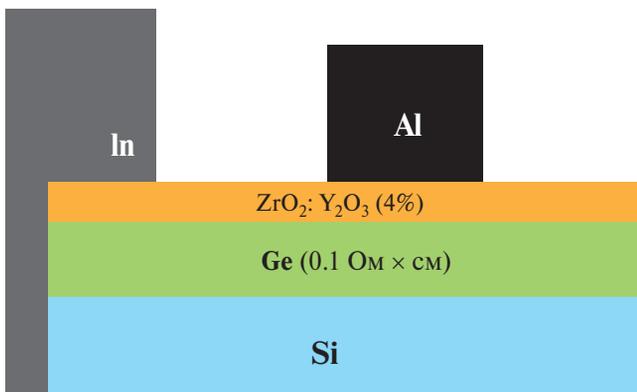


Рис. 2. Схема МДП-структуры.

где $k = 8.62 \text{ мкм}^{-1/3}$; x_{p-n} — глубина залегания p-n-перехода истока и стока — 0.5 мкм; δ_d — толщина слоя диэлектрика под затвором — 0.05 мкм; δ_n и δ_c — толщины p-n-переходов истока и стока, см, рассчитываемые в приближении резкого несимметричного перехода;

$$\delta_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon_{si}\varepsilon_0 (\varphi_{\text{кип}} - U_{\text{ип}})}{qN}}; \quad (2)$$

$$\delta_c = \sqrt{\frac{2\varepsilon_{si}\varepsilon_0 (\varphi_{\text{ксп}} - U_{\text{сп}})}{qN}}, \quad (3)$$

где ε_{si} — диэлектрическая постоянная германия, равная 16; ε_0 — диэлектрическая постоянная, равная $8.85 \times 10^{-14} \text{ Ф} \times \text{см}^{-1}$; q — заряд электрона ($1.6 \times 10^{-19} \text{ Кл}$); N — концентрация примеси в слое ($5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$); $\varphi_{\text{кип}}$ — контактная разность потенциалов между истоком и подложкой;

$$\varphi_{\text{кип}} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_u N}{n_{i0}^2}. \quad (4)$$

Контактная разность потенциалов между стоком и подложкой

$$\varphi_{\text{ксп}} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_c N}{n_{i0}^2}, \quad (5)$$

где k — постоянная Больцмана; T — температура, К.

Для нашей приборной структуры:

N — концентрация примеси в слое — $5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$;

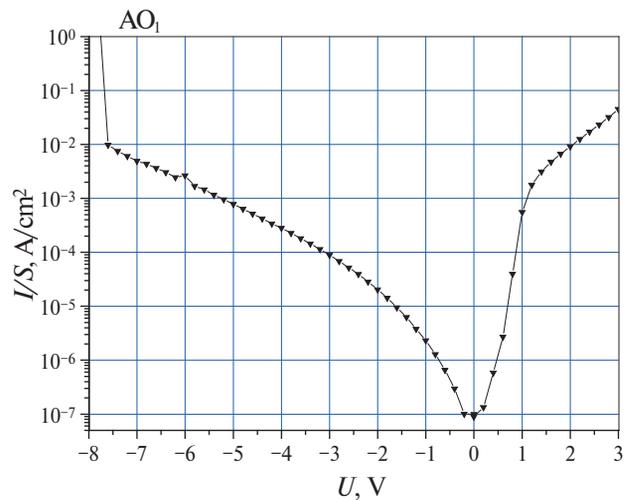


Рис. 3. Вольт-амперная характеристика МДП-структуры с подзатворным диэлектриком (ZrO₂)_{0.96}(Y₂O₃)_{0.04} толщиной 50 нм после отжига в кислороде при 600°C в течение 1 ч.

N_n — концентрация примесей в области истока — 10^{19} см^{-3} ;

N_c — концентрация примеси в области стока — 10^{19} см^{-3} ;

n_{i0} — концентрация собственных носителей в эпитаксиальном слое Ge нашей приборной структуры — $2.5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$;

ϵ — диэлектрическая постоянная германия — 16.

Проведенный расчет дает значение минимальной длины канала $l_{\min} = 0.912 \text{ мкм}$. Использование канала значительно большей длины (5–10 мкм) позволяет нам рассчитывать на отсутствие влияния на параметры МДП-транзистора короткоканальных эффектов.

Расчет максимального напряжения между истоком и стоком. Удельное сопротивление полупроводника определяется, в первую очередь, концентрацией введенных в него примесей. В нашем случае для эпитаксиального слоя Ge при $N = 5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ значение удельного сопротивления составляет $0.1 \text{ Ом} \times \text{см}$ (кривая Ирвина). Удельное сопротивление слоя Ge определяет ряд важных параметров МДП-транзистора: максимальное напряжение между стоком и истоком и пороговое напряжение.

Максимальное напряжение между истоком и стоком определяется минимальным из двух напряжений: напряжение смыкания стокового и истокового переходов и пробивное напряжение стокового перехода.

Напряжение смыкания стокового и истокового переходов для однородно легированного слоя можно оценить, используя следующее соотношение:

$$U_{\text{си.см}} \approx \frac{qNl^2}{2\epsilon_n \epsilon_0}. \quad (6)$$

Максимальное напряжение между стоком и истоком определяется минимальным из напряжений: пробивным напряжением стокового перехода или напряжением смыкания областей ОПЗ стокового и истокового переходов.

В нашем случае при $N = 5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, ϵ_{Ge} — диэлектрическая постоянная германия — 16.0 и $l = 5 \text{ мкм}$ получаем $U_{\text{си.см}} = 73.5 \text{ В}$.

Концентрации примесей выбираются таким образом, чтобы напряжение смыкания $U_{\text{си.см}}$ было в 1.3–1.5 раз больше заданного допустимого напряжения между стоком и истоком $U_{\text{си.макс}}$:

$$U_{\text{си.см}} = (1.3 - 1.5)U_{\text{си.макс}}. \quad (7)$$

Пробивное напряжение рассчитывается по формуле

$$U_{\text{проб}} = 60 \left(\frac{E_g}{1.1} \right)^{3/2} \left(\frac{N}{10^{16}} \right)^{-3/4}. \quad (8)$$

где E_g — ширина запрещенной зоны, эВ; N — концентрация примесей в эпитаксиальном слое, см^{-3} .

Проводя расчет при $E_g = 0,67 \text{ эВ}$ и $N = 5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, получаем $U_{\text{проб}} = 36.5 \text{ В}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методом NW CVD выращены совершенные по структуре эпитаксиальные слои Ge/Si(001) с высокими электрофизическими параметрами. Электронный тип проводимости слоев Ge с концентрацией электронов ($5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$), требуемой для создания Ge-МДП-транзистора с индуцированным каналом p -типа, достигнут за счет внедрения атомов сурьмы в слои Ge при их выращивании на поверхности подложки Si, обогащенной этой примесью после отжига.

В результате разработки и оптимизации условий роста получена приборная структура n -Ge/Si(001) со следующими параметрами: толщина слоя n -Ge — 0.65 мкм; концентрация электронов в слое Ge — $5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$; концентрация акцепторной примеси в областях истока и стока — 10^{19} см^{-3} ; глубина залегания p – n -переходов истока и стока — 0.2 мкм; толщина подзатворного диэлектрика $(\text{ZrO}_2)_{0.96}(\text{Y}_2\text{O}_3)_{0.04}$ — 50 нм.

Для данной структуры проведен расчет некоторых параметров Ge-МДП-транзистора с индуцированным каналом p -типа: длина канала — 5 мкм; максимальное напряжение между стоком и истоком $U_{\text{проб}} = 36.5 \text{ В}$; пробивное напряжение — 36.5 В.

Использование в Ge-МОП-транзисторе диэлектрического слоя $\text{ZrO}_2:\text{Y}_2\text{O}_3$ позволило достигнуть минимальных токов утечки $\sim 5 \times 10^{-6} \text{ А/см}^2$.

Приведенные результаты говорят о хороших перспективах применения полученных гетероструктур n -Ge/Si со слоем high- k диэлектрика $\text{ZrO}_2:\text{Y}_2\text{O}_3$ для создания Ge-МДПТ с индуцированным каналом p -типа.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (22-22-00866).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Неизвестный И.М.* Германиевый полевой транзистор с изолированным затвором (Ge МДПТ) // Вестник СибГУТИ. 2009. № 3. С. 5–9.
2. *Goley P.S., Mantu K.H.* Germanium Based Field-Effect Transistor: Challenges and Opportunities // Materials. 2014. № 7. С. 2301–2339.

3. Yi S.H., Chang-Liao K.S., Wu T.Y., Hsu C.W., Huang J. High performance Ge pMOSFETs with HfO₂/Hf-Cap/GeO_x gate stack and suitable post metal annealing treatments // IEEE Trans Electron Devices. 2017. № 37. P. 544–547.
4. Liu H., Han G., Liu Y., Hao Y. High Mobility Ge pMOSFETs with ZrO₂ Dielectric: Impacts of Post Annealing Nanoscale Research Letters. 2019. V. 14. P. 202.
5. Shin Y., Chung W., Seo Y., Lee C.H., Sohn D.K., Cho B.J. Demonstration of Ge pMOSFETs with 6 Å EOT using TaN/ZrO₂/Zr-cap/n-Ge(100) gate stack fabricated by novel vacuum annealing and in-situ metal capping method // IEEE Symposium on VLSI Technology. 2014. P. 82–83.
6. Lin C.M., Chang H.C., Chen Y.T., Wong I.H., Lan H.S., Luo S.J., Lin J.Y., Tseng Y.J., Liu C.W., Hu C., Yang F.L. Interfacial layer-free ZrO₂ on Ge with 0.39-nm EOT, $\kappa \sim 43$, $\sim 2 \times 10^{-3}$ A/cm² gate leakage, SS = 85 mV/dec, Ion/Ioff = 6×10^5 , and high strain response. Electron Devices Meeting (IEDM) // 2012 IEEE International. 2012. P. 23.2.1–23.2.4.
7. Henkel C., Abermann S., Bethge O., Pozzovivo G., Klang P., Reiche M., Bertagnolli E. Ge p-MOSFETs with scaled ALD La₂O₃/ZrO₂ gate dielectrics // IEEE Trans Electron Devices. 2010. V. 57. P. 3295–3302.
8. Seo Y., Lee T.I., Yoon C.M., Park B.E., Hwang W.S., Kim H. The impact of an ultrathin Y₂O₃ layer on GeO₂ passivation in Ge MOS gate stacks // IEEE Trans Electron Devices. 2017. V. 64. P. 3303–3307.
9. Kamata Y. High-k/Ge MOSFETs for Future Nanoelectronics // Materials today. 2008. V. 11. Nos. 1-2 P. 31–38.
10. Wu N., Zhang Q., Chan D.S.H., Balasubramanian N., Zhu C. Gate-First germanium nMOSFET with CVD HfO₂ gate dielectric and silicon surface passivation // IEEE Electron Device Letters. 2006. V. 27. № 6. P. 479–491.
11. Kamata Y. High-k/Ge MOSFETs for future nanoelectronics // Materials Today. 2008. V. 11. № 1. P. 30–38.
12. Buzynin A.N., Osiko V.V., Buzynin Y.N. Fianite: a multipurpose electronics material // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 2010. V. 74. № 7. P. 1027–1033.
13. Buzynin A.N., Buzynin Y.N., Panov V.A. Applications of Fianite in Electronics. Advances in OptoElectronics. Vol. 2012. P. 23.
14. Buzynin Y., Shengurov V., Zvonkov B., Buzynin A., Denisov S., Baidus N., Drozdov M., Pavlov D., Yunin P. GaAs/Ge/Si Epitaxial Substrates: Development and Characteristics. Green and Sustainable Chemistry. 2017. V. 7. № 3. 015304.
15. Титова А.М., Денисов С.А., Чалков В.Ю., Алябина Н.А., Здоровейщев А.В., Шенгуров В.Г. Распределение концентрации носителей заряда в эпитаксиальных слоях Ge и GeSn, выращенных на n⁺-Si(001)-подложках // Физика и техника полупроводников. 2022. V. 56. № 9 P. 339–343.
16. Bean J.C., Leamy H.J., Poate J.M., Rozgonyi G.A., Sheng T.T., Williams J.S., Celler G.K. Epitaxial laser crystallization of thin-film amorphous silicon // Applied Physics Letters. 1978. V. 33. P. 227–230.
17. Никифоров А.И., Кантер Б.З., Стенин С.И. Получение многослойных кремниевых структур методом молекулярно-лучевой эпитаксии // Электронная промышленность. 1989. № 6. P. 3–5.

Development of the Ge-MDST instrument structure with an induced *p*-type channel

© 2024 N. A. Alyabina¹, E. A. Arkhipova², Yu. N. Buzynin^{1,2}, S. A. Denisov¹, A. V. Zdoroveishchev¹, A. M. Titova^{1,*}, V. Yu. Chalkov¹, V. G. Shengurov^{1,**}

¹Nizhgorodsky State University named after N.I. Lobachevsky, Nizhny Novgorod, Russia

²Institute of Microstructure Physics of the Russian Academy of Sciences, Afonino, Russia

*E-mail: asya_titova95@mail.ru

**E-mail: shengurov@phys.unn.ru

The conditions for the growth of *n*-type Ge conduction layers by the HW CVD method with the parameters required to create a Ge-TIR transistor with an induced *p*-type channel are determined. The conditions of deposition by electron beam deposition and subsequent annealing of layers of a high-*k* dielectric ZrO₂Y₂O₃ are optimized, allowing to achieve a leakage current of 5×10^{-6} A/cm². For the developed instrument structure, some parameters of the Ge-TIR transistor were calculated, such as the channel length, the maximum voltage between the drain and the source, and the breakdown voltage.

Keywords: MDS-transistor, Ge/Si(001), HW CVD, high-*k* dielectric

REFERENCES

1. *Neizvestny I.M.* Germanium field-effect transistor (Ge MOSFET) // Bulletin of SibGUTI. 2009. No. 3. P. 5–9.
2. *Goley P.S., Hudait M.K.* Germanium Based Field-Effect Transistor: Challenges and Opportunities. Materials 2014. V.7. P. 2301–2339. DOI: 10.3390/ma7032301.
3. *Yi S.H., Chang-Liao K.S., Wu T.Y., Hsu C.W., Huang J.* High performance Ge pMOSFETs with HfO₂/Hf-Cap/GeO_x gate stack and suitable post metal annealing treatments // IEEE Trans Electron Devices. 2017. V. 37. No. 7. P. 544–547. DOI: 10.1109/LED.2017.2686400.
4. *Liu H., Han G., Liu Y., Hao Y.* High Mobility Ge pMOSFETs with ZrO₂ Dielectric: Impacts of Post Annealing Nanoscale Research Letters 2019. V. 14. P. 202. DOI: 10.1186 / s11671-019-3037-4.
5. *Shin Y., Chung W., Seo Y., Lee C.H., Sohn D.K., Cho B.J.* Demonstration of Ge pMOSFETs with 6 Å EOT using TaN/ZrO₂/Zr-cap/n-Ge(100) gate stack fabricated by novel vacuum annealing and in-situ metal capping method // IEEE Symposium on VLSI Technology. 2014. P. 82–83. DOI: 10.1109/VLSIT.2014.6894377.
6. *Lin C.M., Chang H.C., Chen Y.T., Wong I.H., Lan H.S., Luo S.J., Lin J.Y., Tseng Y.J., Liu C.W., Hu C., Yang F.L.* Interfacial layer-free ZrO₂ on Ge with 0.39-nm EOT, $\kappa \sim 43$, $\sim 2 \times 10^{-3}$ A/cm² gate leakage, SS = 85 mV/dec, Ion/Ioff = 6×10^5 , and high strain response. Electron Devices Meeting (IEDM) // 2012 IEEE International. 2012. P. 23.2.1–23.2.4.
7. *Henkel C., Abermann S., Bethge O., Pozzovivo G., Klang P., Reiche M., Bertagnolli E.* Ge p-MOSFETs with scaled ALD La₂O₃/ZrO₂ gate dielectrics // IEEE Trans Electron Devices. 2010. V.57. P. 3295–3302. DOI: 10.1109/TED.2010.2081366.
8. *Seo Y., Lee T.I., Yoon C.M., Park B.E., Hwang W.S., Kim H.* The impact of an ultrathin Y₂O₃ layer on GeO₂ passivation in Ge MOS gate stacks // IEEE Trans Electron Devices. 2017. V. 64. P. 3303–3307.
9. *Kamata Y.* High-k/Ge MOSFETs for Future Nano-electronics // Materials today. 2008. V. 11. Nos. 1-2. P. 31–38. DOI: 10.1016/S1369-7021 (07)70350-4.
10. *Wu N., Zhang Q., Chan D.S.H., Balasubramanian N., Zhu C.* Gate-First germanium nMOSFET with CVD HfO₂ gate dielectric and silicon surface passivation // IEEE Electron Device Letters. 2006. V. 27. No. 6. P. 479–491. DOI: 10.1109/LED.2006.874209.
11. *Kamata Y.* High-k/Ge MOSFETs for future nanoelectronics // Materials today. 2008. V. 11. No. 1. P. 30–38. DOI: 10.1016/S1369-7021 (07)70350-4.
12. *Buzynin A.N., Osiko V.V., Buzynin Y.N.* Fianite: a multipurpose electronics material // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 2010. V. 74. No. 7. P. 1027–1033. DOI: 10.3103/S1062873810070300.
13. *Buzynin A.N., Buzynin Y.N., Panov V.A.* Applications of Fianite in Electronics. Advances in OptoElectronics V. 2012. P. 23. DOI: 10.1155/2012/907560.
14. *Buzynin Y., Shengurov V., Zvonkov B., Buzynin A., Denisov S., Baidus N., Drozdov M., Pavlov D., Yunin P.* GaAs/Ge/Si Epitaxial Substrates: Development and Characteristics. Green and Sustainable Chemistry. 2017. V. 7. No. 1. P. 015304. DOI: 10.1063/1.4974498.
15. *Titova A.M., Denisov S.A., Chalkov V.Yu., Alyabina N.A., Zdoroveishchev A.V., Shengurov V.G.* Distribution of charge carrier concentrations in epitaxial layers of Ge and GeSn grown on n⁺-Si(001) substrates // Physics and Technology of semiconductors. 2022. V. 56. No. 9. P. 339–343. DOI: 10.21883/FTP.2022.09.53401.36.
16. *Bean J.C., Leamy H.J., Poate J.M., Rozgonyi G.A., Sheng T.T., Williams J.S., Celler G.K.* Epitaxial laser crystallization of thin-film amorphous silicon // Applied Physics Letters. 1978. V. 33. P. 227–230. DOI: 10.1063/1.90324.
17. *Nikiforov A.I., Kanter B.Z., Stenin S.I.* Obtaining multilayer silicon structures by molecular beam epitaxy // Electronic Industry. 1989. No. 6. P. 3–5.

АНАЛИЗ МЕХАНИЗМОВ РАССЕЯНИЯ НОСИТЕЛЕЙ В ALN/GaN НЕМТ-ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С УЛЬТРАТОНКИМ AlN БАРЬЕРОМ

© 2024 г. А. С. Гусев¹, А. О. Султанов¹,*, А. В. Катков¹, С. М. Рындя¹,
Н. В. Сиглова¹, А. Н. Клочков¹, Р. В. Рыжук¹, Н. И. Каргин¹,
Д. П. Борисенко¹

¹Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, 115409, Москва, Россия

*E-mail: AOSultanov@mephi.ru

Поступила в редакцию 28.02.2024 г.

После доработки 25.03.2024 г.

Принята к публикации 25.03.2024 г.

Методом молекулярно-лучевой эпитаксии с плазменной активацией азота получены экспериментальные *AlN/GaN* гетероструктуры (ГС) с ультратонким *AlN* барьером. Слоевое сопротивление оптимизированных структур составило менее 230 Ом/□. Исследованы процессы рассеяния, ограничивающие подвижность двумерного электронного газа в нелегированных *AlN/GaN* ГС с ультратонким *AlN* барьером. Показано, что в диапазоне n_s , характерном для *AlN/GaN* НЕМТ ГС ($n_s > 1 \times 10^{13}$ см⁻²), заметный вклад в рассеяние носителей заряда вносит шероховатость гетерограницы.

Ключевые слова: молекулярно-лучевая эпитаксия, GaN, ультратонкий AlN барьер, транспорт носителей

DOI: 10.31857/S0544126924030086

1. ВВЕДЕНИЕ

III-нитридные НЕМТ-гетероструктуры — это основа для формирования мощной СВЧ-электронной компонентной базы. В настоящее время известно много вариантов *Al^{III}N* гетероэпитаксиальных структур (ГС) с 2D-электронным газом (2DEG). Наиболее распространенными и изученными являются ГС с барьерным слоем на основе тройных соединений (*AlGa_xN*, *InAlN*). Альтернативу им ввиду ряда фундаментальных преимуществ (низкое слоиое сопротивление и подавление короткоканальных эффектов в полевом транзисторе) могут составить ГС с ультратонким барьером *AlN* [1–5]. Рекордные значения слоиоего сопротивления полной ГС $r_s = 120–130$ Ом/□ получены авторами [3, 5] именно для таких структур. Дело в том, что у *AlN/GaN* ГС ввиду большой разницы спонтанной (являющейся следствием низкой симметрии кристаллической решетки) и пьезоэлектрической (обусловленной механическими напряжениями) поляризации между чистым *AlN* и *GaN* достижима чрезвычайно высокая плотность квазидвумерного электронного газа (n_s), более 6×10^{13} см⁻² по некоторым теоретическим оценкам [2, 6].

Поскольку подвижность двумерного электронного газа в НЕМТ ГС является одним из ключевых параметров, определяющим характеристики готового прибора, ее детальный анализ в связке

с механизмами рассеяния 2D-носителей имеет большое прикладное значение. Поэтому целью данной работы было экспериментальное исследование и теоретическое описание транспортных свойств *AlN/GaN* ГС с ультратонким барьером *AlN*.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Экспериментальные ГС, содержащие ультратонкий барьер *AlN* (≈ 5 нм), выращивали в установке *GEN 930* (“*Veeco*”), оснащенной азотно-плазменным активатором. Мощность ВЧ-плазмы и поток азота составляли 350 Вт и 1.6 стандартных кубических сантиметров в минуту (см³/мин), соответственно. В качестве подложек были использованы пластины лейкосапфира диаметром 50.8 мм, имеющие вицинальный угол 0.25° рабочей поверхности относительно сингулярной грани *c*. Перед началом роста ГС подложки 30 мин отжигали в вакууме при температуре $T_s = 1000^\circ\text{C}$, затем проводилась процедура их нитридации (т.е. выдержка пластины в потоке активного азота при 800°C в течение 15 мин).

Нуклеационный слой *AlN* толщиной 40 нм формировался в азот-обогащенных условиях ($F_{Al}/F_N \sim 0,6$) при стационарном потоке алюминия. Для выращивания буферного *GaN* слоя толщиной ≈ 1700 нм в азот-стабилизированных условиях применялась ММЕ (*Metal Modulation Epitaxy*)

методика, основанная на кратковременном прерывании молекулярного пучка металла [7, 8] ($t_1 = 8$ с; $t_{II} = 14$ с). Затем при стационарных условиях в течение 45 с формировался *AlN* барьер (≈ 5 нм в соответствии с калибровками скорости роста *AlN*). Слойная конструкция выращенных ГС показана на рис. 1, а. В свою очередь, на рис. 1, б представлен типичный *XRD* спектр ($\omega - 2\theta$) в окрестностях пика *GaN* (0002). Рентгенодифракционные исследования проводились на дифрактометре *Ultima IV* (“*Rigaku*”) с использованием *CuK α* -излучения ($\lambda = 0.15406$ нм) по двухкristальной схеме. Полуширина пика рентгеновской дифракции *GaN* (0004) для оптимизированной структуры составила 400 угловых секунд, плотность прорастающих дислокаций 5×10^9 см $^{-2}$ (по данным *XRD*).

Для определения основных электрофизических параметров ГС (подвижность, концентрация носителей заряда в канале, слоевое сопротивление

полной ГС) были выполнены измерения эффекта Холла. Измерения проводились на установке *HMS-3000* (“*Ecopia*”) при комнатной температуре в геометрии Ван дер Пау с расположением контактов в углах квадрата размером $\approx 5 \times 5$ мм. Контакты наносились на предварительно вырезанные куски пластин путем подпаивания индия. Величина магнитного поля, перпендикулярного плоскости образца, составляла $0.55T$. Слоеое сопротивление оптимизированных ГС составило менее 230 Ом/□, слоеое сопротивление буферного *GaN* слоя $\sim 10^8$ Ом/□. Лучшие по выборке значения холловской подвижности (μ_H) для некоторых экспериментальных ГС, а также данные о среднеквадратичной шероховатости их поверхности, полученные методом сканирующей зондовой микроскопии, сведены в табл. 1. Усредненная величина слоевой концентрации носителей в канале для выбранных ГС равна 2.6×10^{13} см $^{-2}$.

Таблица 1. Электрофизические характеристики и шероховатость поверхности экспериментальных ГС

№ п/п	μ_H , см 2 /(В \times с)	$\langle n_s \rangle$	ρ_s , Ом/□	<i>RMS</i> , нм
1	1093	2.6×10^{13} см $^{-2}$	228	0.72
2	1027		226	0.76
3	928		234	0.84
4	562		469	1.04

(a)

(б)

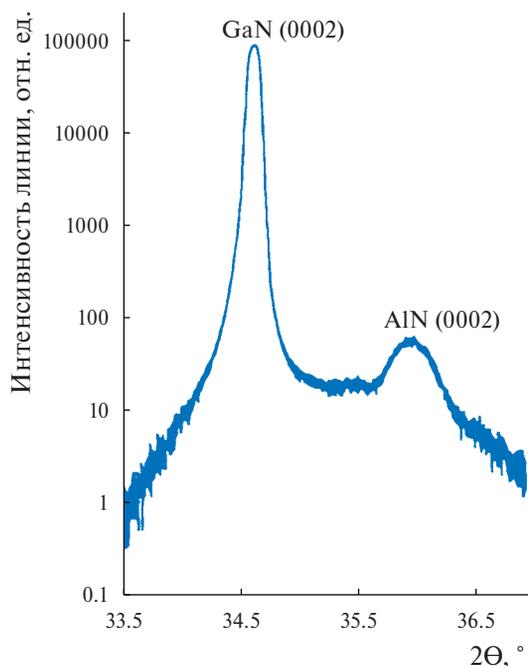
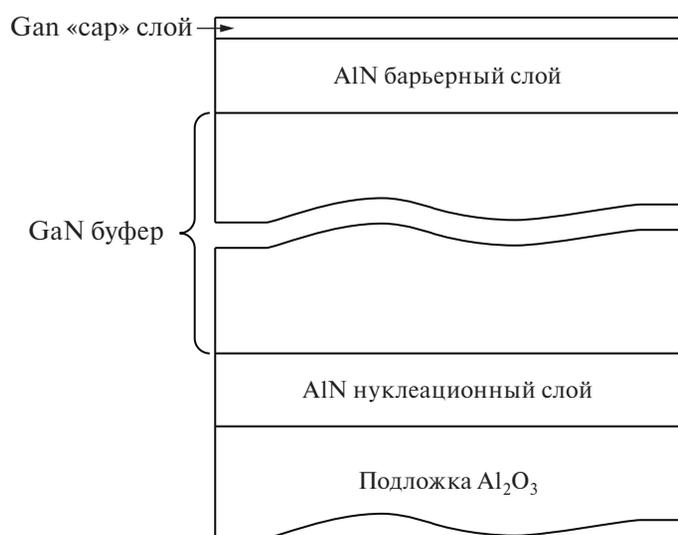


Рис. 1. Слоевая конструкция ГС (а); рентгенодифракционный спектр ГС (ω - 2θ режим сканирования) в окрестностях пика (0002) *GaN* (б).

СЗМ-измерения осуществлялись в полуконтактном режиме с применением сканирующего зондового микроскопа “*Solver Open*” (НТ-МДТ) на воздухе при комнатной температуре. Использовались кантилеверы марки *NSG01* (длина балки 125 мкм с коэффициентом жесткости 5.1 Н/м, резонансная частота 87–230 кГц, радиус кривизны острия 10 нм). На основе результатов сканирующей зондовой микроскопии (рис. 2) был выполнен расчет среднеквадратичной (*RMS*) шероховатости поверхности экспериментальных ГС (см. табл. 1). В связи с большой локальностью метода (размер окон сканирования при оценке шероховатости составлял 10 × 10 мкм) количественный анализ проводился в нескольких точках образца. Затем параметры шероховатости выбранных участков усреднялись.

3. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Прежде чем перейти к рассмотрению подвижности *2DEG* в *AlN/GaN HEMT* ГС, следует обратиться к базовой теории кинетических процессов в полупроводниковых материалах. Для функции распределения электронов f можно написать уравнение непрерывности — кинетическое уравнение Больцмана, представляющее собой закон сохранения числа частиц в k -пространстве:

$$\begin{aligned} & (v \nabla_r f) - \frac{e}{\hbar} (\mathbf{E} + [\mathbf{vB}]) \nabla_k f = \\ & = \int \{W(k', k) f(k') [1 - f(k)] - \\ & - W(k, k') f(k) [1 - f(k')]\} \frac{d^3 k'}{4\pi^3}, \end{aligned} \quad (1)$$

где \mathbf{v} — скорость электрона; e — заряд электрона; $W(k', k)$ и $W(k, k')$ — вероятности переходов $k' \rightarrow k$ и $k \rightarrow k'$ соответственно. Первое слагаемое в левой части выражения (1) определяет изменение количества электронов в результате диффузии при наличии градиента концентрации или температуры. Второе слагаемое обусловлено наличием электрического \mathbf{E} и магнитного \mathbf{B} полей. Правая часть уравнения, называемая интегралом столкновений, учитывает усредненный вклад рассеяния электронов. Вид интеграла столкновений подбирается в соответствии с механизмом рассеяния электронов. Уравнение Больцмана является интегродифференциальным, а в основе квазиклассического описания транспорта электронов и фононов в полупроводниках лежат самосогласованные решения систем уравнений Больцмана и Пуассона с использованием набора различных приближений.

Рядом авторов [9–14] предложен расчет подвижности *2DEG* системы *AlGaIn/GaN* для двумерного электронного газа, заключенного в треугольной потенциальной яме, в приближении Фанга–Ховарда [15]. По причине влияния факторов температуры (T) и концентрации двумерного электронного газа (n_s), механизмы рассеяния определяются путем нахождения составляющих подвижности как функций этих параметров. В настоящей работе приводится анализ механизмов рассеяния *2DEG* в *AlN/GaN HEMT* на основе указанных выше теоретических представлений. Используются аналитические выражения для определения подвижности с учетом всех основных механизмов рассеяния: рассеяния на дислокациях, рассеяния на фононах, рассеяния на шероховатости гетерограницы и на фоновой примеси. Ввиду конструктивных особенностей экспериментальных ГС в расчет

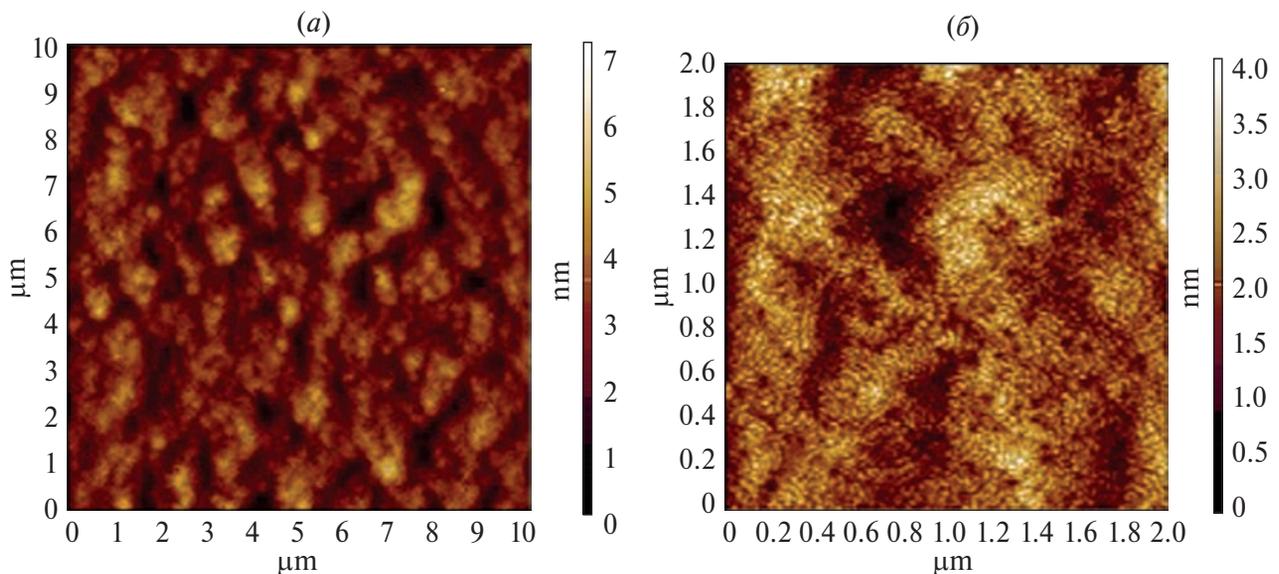


Рис. 2. Типичные АСМ изображения поверхности экспериментальных ГС: *a* — размер окна сканирования 10 × 10 мкм, разрешение 512 × 512 точек; *b* — размер окна сканирования 2 × 2 мкм, разрешение 1024 × 1024.

не включен вклад рассеяния на неоднородностях твердого раствора $AlGaN$.

Для нахождения подвижности электронов необходимо знать время релаксации τ , которое определяется механизмом рассеяния. Полная подвижность электронов μ определяется правилом Матиссена:

$$\mu = \frac{e\tau}{m^*} = \frac{e}{m^*} \left(\sum \frac{1}{\tau_i} \right)^{-1}, \quad (2)$$

где τ_i^{-1} — скорость рассеяния, величина, характеризующая вклад отдельных факторов взаимодействия $2DEG$ с кристаллической решеткой системы. Часть параметров, необходимых для проведения расчетов, была получена при исследовании экспериментальных ГС, а часть взята из специальной научной литературы [12, 14, 16, 17] (табл. 2).

Для составления аналитических выражений был выбран вариационный (нормирующий) параметр волновой функции формы Фанга—Ховарда:

$$b = \left(\frac{33e^2 m^* n_S}{8\epsilon\epsilon_0 \hbar^2} \right)^{1/3}. \quad (3)$$

Скорость рассеяния за счет однородной плотности n_B фоновой донорной примеси (*Background Impurity Scattering*) определяется выражением (4) [16]:

$$\frac{1}{\tau_{BIS}^{2D}} = n_B \frac{m^*}{2\pi\hbar^3 k_F^3} \left(\frac{e^2}{2\epsilon_S \epsilon_0} \right)^2 \int_0^{2k_F} \frac{P_0^2}{(q + q_S G(q))^2} \times \\ \times \frac{q}{\sqrt{1 - \left(\frac{q}{2k_F} \right)^2}} dq, \quad (4)$$

$$P_0 = \left(\frac{b}{b+q} \right)^3 = \eta^3, \quad G(q) = \frac{1}{8} (2\eta^3 + 3\eta^2 + 3\eta),$$

$$k_F = \sqrt{2\pi n_S},$$

где q — волновой вектор рассеяния; k_F — волновой вектор Ферми, зависящий от концентрации двумерного электронного газа n_S ; P_0 и $G(q)$ являются безразмерными форм-факторами для электронов в треугольной потенциальной яме; q_S — волновое число экранирования Томаса—Ферми для двумерных систем, определяемое как $q_{TF} = 2/a_B^*$, где a_B^* — эффективный боровский радиус в двумерной системе.

Модель, используемая для анализа влияния прорастающих дислокаций на подвижность (*Dislocation Scattering*), представляет собой модель заряженной

Таблица 2. Параметры, использованные для анализа механизмов рассеяния $2DEG$ в AlN/GaN ГС

Параметр	Значение
Эффективная масса электрона	$m^* = 0,22m_0$
Плотность дислокаций, см^{-2}	5×10^9
Концентрация фоновой примеси n_B , см^{-3}	10^{15}
Среднеквадратичная шероховатость Δ (<i>RMS</i>), нм	0.6
Длина корреляции в плоскости гетерограницы Λ , нм	1.6
Продольная скорость акустических фононов u_l , м/с	6.56×10^3
Плотность материала ρ , кг/м^3	6.15×10^3
Волновой вектор электрона k , м^{-1}	7.3×10^8
Эффективный боровский радиус a_B^* , Å	23.1
Доля занятых состояний f	1
Постоянная решетки GaN c_0 вдоль направления (0001), Å	5.185
Низкочастотная диэлектрическая проницаемость ϵ_s	8.9
Низкочастотная диэлектрическая проницаемость ϵ_∞	5.35
Деформационный потенциал E_D , эВ	8.3
Энергия оптических фононов, мэВ	92

линии, т.е. дислокация рассматривается как линия оборванных связей, которые вводят акцепторные состояния в энергетическую зону. Оборванные связи разделены постоянной решетки c_0 . Заряд линии дислокации определяется как $\rho_l = ef/c_0$, где e — заряд электрона, а f — доля занятых акцепторных состояний, вносимых дислокацией. Используя замену $u = q/(2k_F)$, скорость рассеяния на дислокациях с плотностью n_{dis} можно оценить с помощью уравнения (5) [14]:

$$\frac{1}{\tau_{DS}^{2D}} = n_{dis} \frac{m^* \rho_l^2 e^2}{\hbar^3 k_F^3 \epsilon_0^2 \epsilon_S^2} \left(\frac{1}{16\pi k_F^4} \right) \times \int_0^1 \frac{1}{\left(q + \frac{q_{TF}}{2k_F} \right)^2} \frac{1}{\sqrt{1-u^2}} du. \quad (5)$$

Основным источником неупругого рассеяния электронов являются колебания кристаллической решетки. В зависимости от процессов взаимодействия с электронами фононы можно разделить на “деформационные” и “полярные”. В случае воздействия деформации кристаллической решетки на 2DEG происходит рассеяние электронов на акустических фононах. Влияние на электронный газ поляризационных волн приводит к рассеянию на полярных фононах. Рассеяние на акустических фононах определяется с учетом деформационного потенциала (*deformation-potential Acoustic Phonon Scattering*). Здесь для расчетов используется форма скорости рассеяния, полученная для волновой функции Фанга—Ховарда в [14, 18]:

$$\frac{1}{\tau_{APS}} = \frac{3E_D^2 k_B T m^* b}{16\pi u_l^2 \hbar^3} \int_0^{2k} \frac{1}{2\pi k^3 (q + q_S)^2} \times \frac{q^4}{\sqrt{1 - \left(\frac{q}{2k_F} \right)^2}} dq; \quad (6)$$

$$q_S = \frac{m^* e^2}{2\pi \hbar^2 \epsilon_S} G(q) f(0), \quad (7)$$

где q_S — волновое число экранирования; $f(0)$ — вероятность заполнения на границе подзоны; $G(q)$ — безразмерный форм-фактор для электронов в потенциальной яме. Расчеты проводились при значении температуры $T = 300$ К.

Для оценки скорости рассеяния на полярных оптических фононах (*polar-Optical Phonon Scattering*) использовалось выражение (8) [19]:

$$\frac{1}{\tau_{OPS}} = \frac{2\pi e^2 \omega_0 m^* N G(k_0)}{\epsilon^* k_0 \hbar^2} \frac{1}{1 + \frac{1 - \exp(-y)}{y}}; \quad (8)$$

$$G(k_0) = \frac{b(8b^2 + 9k_0 b + 3k_0^2)}{8(k_0 + b)^3},$$

$$N = \left(\exp\left(\frac{\hbar \omega_0}{k_B T} \right) - 1 \right)^{-1}, \quad (9)$$

где ϵ^* ($\epsilon^* = 1/\epsilon_\infty - 1/\epsilon_s$) — приведенная диэлектрическая проницаемость; $y = \pi \hbar^2 n_S / (m^* k_B T)$; $k_0 = \sqrt{2m^* \omega_0 / \hbar}$ — волновой вектор, соответствующий этой энергии; $G(k_0)$ — форм-фактор для электронов в треугольной потенциальной яме; $\hbar \omega_0$ — энергия оптического фонона.

Скорость рассеяния на шероховатости гетерограницы (*Interface Roughness Scattering*) рассмотрена с той точки зрения, что флуктуации границы раздела коррелируют случайным образом. Данные флуктуации и приводят к рассеянию 2DEG. В качестве корреляционной функции используется гауссово распределение. Время релаксации при рассеянии на шероховатостях гетерограницы, согласно [14], будет определяться выражением вида

$$\frac{1}{\tau_{IRS}} = \left(\frac{e^2 n_S \Delta \Lambda}{2\epsilon_S \epsilon_0} \right)^2 \frac{m^*}{\hbar^3} \int_0^{2k} \frac{\exp(-q^2 \Lambda^2 / 4)}{2k^3 (q + q_S)^2} \times \frac{q^4}{\sqrt{1 - \left(\frac{q}{2k_F} \right)^2}} dq, \quad (10)$$

где Δ — среднеквадратичная шероховатость гетерограницы; Λ — длина корреляции в плоскости гетерограницы.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Значения интегралов в выражениях (4–10) были найдены численными методами в специальной компьютерной среде MathDF. На рис. 3 приведены результаты расчетов подвижности 2DEG. Для верификации результатов моделирования в области высоких n_S были использованы литературные данные о подвижности 2D-электронов в *AlN/GaN HEMT* [1, 20, 21]. В среднем диапазоне значений n_S (до 1×10^{13}) с этой целью могут быть использованы данные относительно холловской подвижности

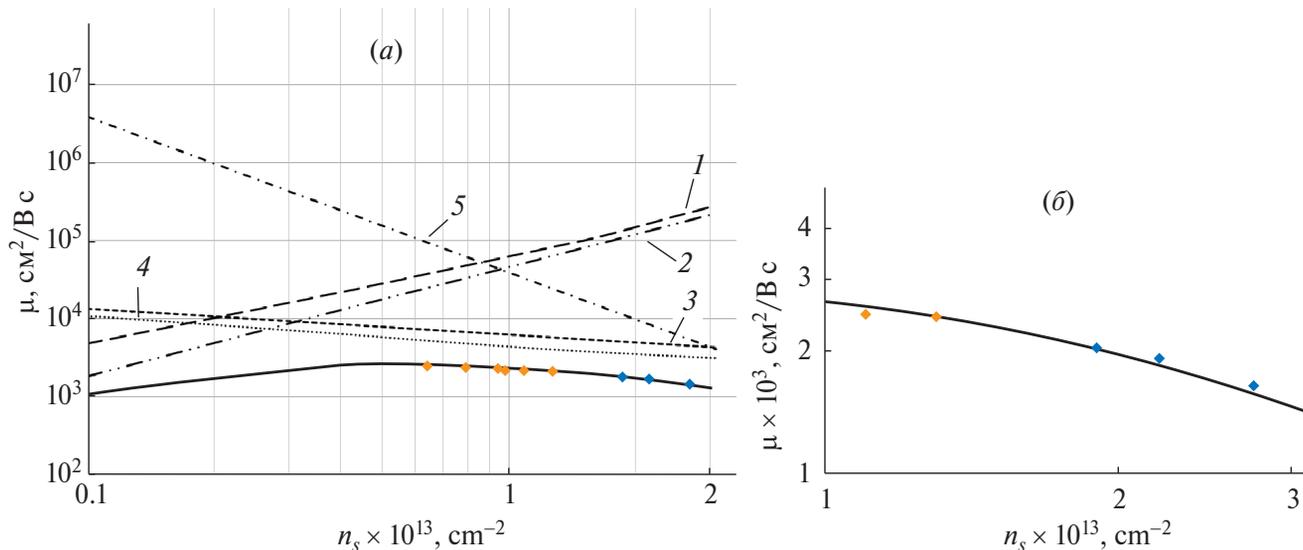


Рис. 3. Теоретическая зависимость подвижности 2D-электронов от концентрации двумерных носителей (а) ($T = 300$ К). Сплошная линия представляет собой результаты расчета общей подвижности электронов, пунктирные линии — вклады отдельных механизмов рассеяния: 1 — рассеяние на фоновой примеси; 2 — рассеяние на дислокациях; 3 и 4 — рассеяние на акустических и оптических фононах; 5 — рассеяние на шероховатостях гетерограницы. Голубые маркеры — данные о подвижности 2DEG в структурах AlN/GaN , коричневые маркеры — данные о подвижности 2DEG в структурах типа $AlGaIn/GaN$; зависимость подвижности от концентрации 2DEG в диапазоне n_s , характерном для AlN/GaN (б).

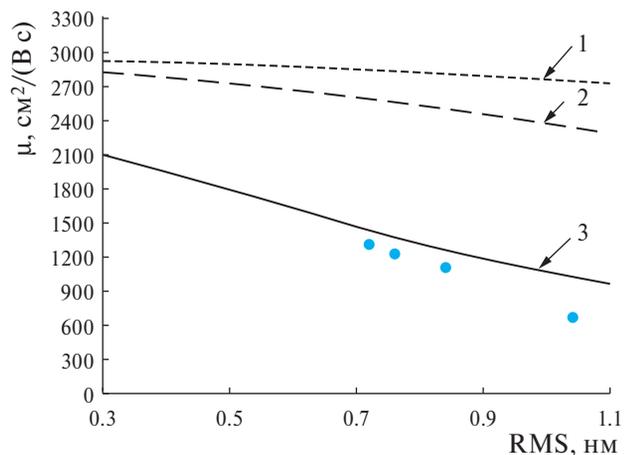


Рис. 4. Подвижность 2DEG как функция от шероховатости гетерограницы: график 1 — $n_s = 5 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$; 2 — $n_s = 1 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$; 3 — $n_s = 2.6 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$.

2D-электронов в $AlGaIn/GaN$ HEMT ГС [22–26], поскольку вклад рассеяния на неоднородностях твердого раствора при $n_s \leq 1 \times 10^{13}$ еще не является доминирующим [9].

График подвижности построен при условии минимума среднеквадратичной ошибки:

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n \Delta\mu_i^2}{n}}, \tag{11}$$

где $\Delta\mu_i$ — отклонение i -го экспериментального значения от теоретической кривой; n — количество анализируемых точек. Минимум функции ошибки σ была достигнут варьированием оценочного значения концентрации фоновой примеси (n_B).

Анализ поведения графика общей подвижности (рис. 3, а) в диапазоне плотности 2DEG от $1 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ до $3 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ показывает, что для $n_s < 5 \times 10^{12}$ в системе AlN/GaN главным ограничивающим подвижность фактором является наличие прорастающих дислокаций и точечных дефектов. В среднем диапазоне n_s ($5 \times 10^{12} - 1 \times 10^{13}$) подвижность носителей в условиях технологически оптимизированного параметра RMS будет определяться рассеянием на фононах, а при больших n_s ($> 1 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$) весомый вклад в рассеяние носителей заряда вносит шероховатость гетерограницы. Зависимость подвижности от концентрации 2DEG в диапазоне n_s , характерном для AlN/GaN , показана отдельно на рис. 3, б. На рис. 4 приведены расчетные зависимости μ от среднеквадратичной шероховатости (в ее значимом с физико-технологической точки зрения диапазоне) для трех разных значений n_s . Видно, что при высоких слоевых концентрациях подвижность становится довольно чувствительной к параметру RMS .

Маркерами на рис. 4 показаны некоторые экспериментальные данные (лучшие по выборке значения подвижности, наблюдаемые в описанных выше ГС при $n_s \approx 2.6 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$). Экспериментальные точки нанесены с учетом Холл-фактора,

который в соответствии с [27] принят равным 1.2, а также исходя из представления о том, что шероховатость гетерограницы AlN/GaN примерно соответствует шероховатости поверхности ГС ввиду экстремально низкой толщины барьерного слоя, выращиваемого в азот-стабилизированных условиях.

Из рис. 4 видно, что предложенная модель рассеяния двумерных носителей в целом удовлетворительно описывает динамику изменения общей подвижности в канале с ростом шероховатости, однако расчетные значения μ (в наиболее значимом диапазоне RMS 0.7–0.8 нм) оказываются на 8–11% выше фактически наблюдаемых величин. Данное отклонение вызвано, по всей видимости, необходимостью оптимизации конструкции экспериментальных AlN/GaN ГС, прежде всего в части толщины барьера AlN .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методом молекулярно-лучевой эпитаксии с плазменной активацией азота получены экспериментальные AlN/GaN ГС с ультратонким барьером AlN . ГС в процессе выращивания не легировались. Слоеое сопротивление оптимизированных структур составило менее 230 Ом/□, что может представлять интерес с точки зрения технологии силовой и мощной СВЧ-электронной компонентной базы.

Выполнено экспериментальное исследование и теоретическое описание транспортных свойств AlN/GaN ГС с ультратонким барьером AlN . Составляющие общей подвижности двумерного электронного газа в потенциальной яме у гетерограницы AlN/GaN представлены в виде набора интегральных функций типа $F(T, n_s)$, являющихся решением системы уравнений Больцмана и Пуассона в приближении Фанга—Ховарда. Ввиду принципиальных конструктивных особенностей экспериментальных ГС в расчет не включен вклад рассеяния на неоднородностях твердого раствора.

Показано, что в диапазоне n_s , характерном для AlN/GaN HEMT ГС ($n_s > 1 \times 10^{13}$ см⁻²), заметный вклад в рассеяние носителей заряда вносит шероховатость гетерограницы. Причем влияние шероховатости на подвижность оказывается существенно выше, чем в классических $AlGaIn/GaN$ гетерокомпозициях с n_s в диапазоне $5 \times 10^{12} - 1 \times 10^{13}$. Данный факт следует учитывать при оптимизации процесса выращивания AlN/GaN ГС для HEMT технологии.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа полностью выполнена с применением оборудования центра коллективного пользования “Гетероструктурная СВЧ-электроника и физика широкозонных полупроводников” Национального исследовательского ядерного университета “МИФИ” (НИЯУ МИФИ).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Meyer D.J. et al. High Electron Velocity Submicrometer AlN/GaN MOS-HEMTs on Freestanding GaN Substrates // in IEEE Electron Device Letters. 2013. V. 34. No. 2. P. 199–201. DOI: 10.1109/LED.2012.2228463.
2. Xue J.S., Zhang J.C., Hao Y. Ultrathin barrier AlN/GaN high electron mobility transistors grown at a dramatically reduced growth temperature by pulsed metal organic chemical vapor deposition // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 107. I. 4. Article ID 043503. <https://doi.org/10.1063/1.4927743>
3. Cao Y., Wang K., Li G., Kosel T., Xing H., Jena D. MBE growth of high conductivity single and multiple AlN/GaN heterojunctions // Journal of Crystal Growth. 2011. V. 323. I. 1. P. 529–533. <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2010.12.047>
4. Harrouche K., Kabouche R., Okada E. and Medjdoub F. High performance and highly robust AlN/GaN HEMTs for millimeter-wave operation // in IEEE Journal of the Electron Devices Society. 2019. V. 7. P. 1145–1150. DOI: 10.1109/JEDS.2019.2952314.
5. Chang C.Y. et al. Very low sheet resistance AlN/GaN high electron mobility transistors // Proc. CS MAN-TECH Conference. 2009. P. 18–21.
6. Ambacher O., Smart J., Shealy J.R. et al. Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGaIn/GaN heterostructures // J. Appl. Phys. 1999. V. 85. P. 3222–3233. <https://doi.org/10.1063/1.369664>
7. Burnham S., Doolittle W. In situ growth regime characterization of AlN using reflection high energy electron diffraction // Journal of Vacuum Science & Technology B. 2006. V. 24. P. 2100–2104.
8. Burnham S., Namkoong G., Lee K., Doolittle W. Reproducible reflection high energy electron diffraction signatures for improvement of AlN using in situ growth regime characterization // Journal of Vacuum Science & Technology B. 2007. V. 25. P. 1009–1013.
9. Протасов Д.Ю., Малин Т.В., Тихонов А.В. и др. Рассеяние электронов в гетероструктурах AlGaIn/GaN с двумерным электронным газом // Физика и техника полупроводников. 2013. Т. 47. Вып. 1. С. 36–47.
10. Ridley B.K., Zakhleniuk N.A. Transport in a polarization-induced 2D electron gas // Int. J. High Speed Electron. Syst. 2001. V. 11. No. 2. P. 117–147.
11. Yaita J. et al. Probing the effects of surface roughness and barrier layer thickness in InAlGaIn/GaN HEMTs to improve carrier mobility // Applied Physics Express. 2021. V. 14. Article ID 031005.

12. Ridley B.K., Foutz B.E., Eastman L.F. Mobility of electrons in bulk GaN and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ heterostructures // Phys. Rev. B. 1999. V. 61. No. 24. P. 16862–16869.
13. Tripathi P., Ridley B.K. Dynamics of hot-electron scattering in GaN heterostructures // Physical Review B. 2002. V. 66. Article ID 195301.
14. Zanato D. et al. The effect of interface-roughness and dislocation scattering on low temperature mobility of 2D electron gas in GaN/AlGaN // Semicond. Sci. Technol. 2004. V. 19. P. 427–432.
15. Fang F.F., Howard W.E. Negative field-effect mobility on (100) Si surfaces // Phys. Rev. Lett. 1966. V. 16. No. 18. P. 797–799.
16. Jena, D., Smorchkova, Yu., Elsass, C., Gossard, A.C., and Mishra, U.K. Electron transport and intrinsic mobility limits in two-dimensional electron gases of III–V nitride heterostructures, arXiv Preprint, 2001. <https://doi.org/10.48550/arXiv.cond-mat/0103461>
17. Lisesivdin S.B. et al. Scattering analysis of 2DEG carrier extracted by QMSA in undoped $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{GaN}$ heterostructures // Semicond. Sci. Technol. 2007. V. 22. P. 543–548.
18. Davies J.H. The physics of low-dimensional semiconductors: an introduction, Cambridge University Press, 1998.
19. Gelmont B.L., Shur M., Strosio M. Polar optical-phonon scattering in three and two-dimensional electron gases // J. Appl. Phys. 1995. V. 77. P. 657–660.
20. Smorchkova I.P. et al. AlN/GaN and (Al, Ga)N/AlN/GaN two-dimensional electron gas structures grown by plasma-assisted molecular-beam epitaxy // Journal of Applied Physics. 2001. V. 90. No. 10. P. 5196–5201. <https://doi.org/10.1063/1.1412273>
21. Zimmermann T. et al. AlN/GaN Insulated-gate HEMTs with 2.3 A/mm output current and 480 mS/mm transconductance // IEEE Electron Device Letters. 2008. V. 29. No. 7. P. 661–664. <https://ieeexplore.ieee.org/document/4558119>
22. Gaska R., Yang J.W., Osinsky A. et al. Electron transport in AlGaIn/GaN heterostructures grown on 6H-SiC substrates // Appl. Phys. Lett. 1998. V. 72. No. 6. P. 707–709. <https://doi.org/10.1063/1.120852>
23. Cordier Y., Portail M., Chenot S. et al. AlGaIn/GaN high electron mobility transistors grown on 3C-SiC/Si(111) // Journal of Crystal Growth. 2008. V. 310. I. 20. P. 4417–4423. <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2008.07.063>
24. Chen Z., Pei Y., Newman S. et al. Growth of AlGaIn/GaN heterojunction field effect transistors on semi-insulating GaN using an AlGaIn interlayer // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 94. Article ID 112108. <https://doi.org/10.1063/1.3103210>
25. Chen J., Bergsten J., Lu J., Janzen E. et al. A GaN – SiC hybrid material for high-frequency and power electronics // Appl. Phys. Lett. 2018. V. 113. Article ID 041605. <https://doi.org/10.1063/1.5042049>
26. Wu S., Ma X., Yang L. et al. A millimeter-wave AlGaIn/GaN HEMT fabricated with transitional-recessed-gate technology for high-gain and high-linearity applications // IEEE Electron Device Letters. 2019. V. 40. No. 6. P. 846–849. DOI: 10.1109/LED.2019.2909770.
27. Asgari A., Babanejad S., Faraone L. Electron mobility, Hall scattering factor, and sheet conductivity in AlGaIn/AlN/GaN heterostructures // J. Appl. Phys. 2011. V. 110. I. 11. Article ID 113713. <https://doi.org/10.1063/1.3665124>

Carrier Scattering Analysis in AlN/GaN HEMT Heterostructures with an Ultrathin AlN Barrier

© 2024 A. S. Gusev¹, A. O. Sultanov^{1,*}, A. V. Katkov¹, S. M. Ryndya¹, N. V. Siglovaya¹,
A. N. Klochkov¹, R. V. Ryzhuk¹, N. I. Kargin¹, D. P. Borisenko¹

¹National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

*E-mail: karabi86@mail.ru

Experimental AlN/GaN heterostructures (HSs) with an ultrathin AlN barrier were obtained using molecular beam epitaxy with plasma activation of nitrogen. The layer resistance of the optimized structures was less than $230 \Omega/\square$. The scattering processes that limit the mobility of two-dimensional electron gas in undoped AlN/GaN HSs with an ultrathin AlN barrier have been studied. It is shown that in the ns range characteristic of AlN/GaN HEMT HSs ($n_s > 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$), a noticeable contribution to the scattering of charge carriers is made by the roughness of the heterointerface.

Keywords: molecular beam epitaxy, GaN, ultrathin AlN barrier, carrier transport

REFERENCES

1. Meyer D.J. et al. High Electron Velocity Submicrometer AlN/GaN MOS-HEMTs on Freestanding GaN Substrates // in IEEE Electron Device Letters. 2013. V. 34. No. 2. P. 199–201. DOI: 10.1109/LED.2012.2228463.
2. Xue J.S., Zhang J.C., Hao Y. Ultrathin barrier AlN/GaN high electron mobility transistors grown at a

- dramatically reduced growth temperature by pulsed metal organic chemical vapor deposition // *Appl. Phys. Lett.* 2015. V. 107. I. 4. Article ID 043503. <https://doi.org/10.1063/1.4927743>
3. Cao Y., Wang K., Li G., Kosel T., Xing H., Jena D. MBE growth of high conductivity single and multiple AlN/GaN heterojunctions // *Journal of Crystal Growth*. 2011. V. 323. I. 1. P. 529–533. <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2010.12.047>
 4. Harrouche K., Kabouche R., Okada E. and Medjdoub F. High performance and highly robust AlN/GaN HEMTs for millimeter-wave operation // in *IEEE Journal of the Electron Devices Society*. 2019. V. 7. P. 1145–1150. DOI: 10.1109/JEDS.2019.2952314.
 5. Chang C.Y. et al. Very low sheet resistance AlN/GaN high electron mobility transistors // *Proc. CS MAN-TECH Conference*. 2009. P. 18–21.
 6. Ambacher O., Smart J., Shealy J.R. et al. Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGaIn/GaN heterostructures // *J. Appl. Phys.* 1999. V. 85. P. 3222–3233. <https://doi.org/10.1063/1.369664>
 7. Burnham S., Doolittle W. In situ growth regime characterization of AlN using reflection high energy electron diffraction // *Journal of Vacuum Science & Technology B*. 2006. V. 24. P. 2100–2104.
 8. Burnham S., Namkoong G., Lee K., Doolittle W. Reproducible reflection high energy electron diffraction signatures for improvement of AlN using in situ growth regime characterization // *Journal of Vacuum Science & Technology B*. 2007. V. 25. P. 1009–1013.
 9. Protasov D.Yu., Malin T.V., Tikhonov A.V., Tsatsulnikov A.F., Zhuravlev K.S. Scattering of 2DEG electrons in AlGaIn/GaN heterostructures // *Physics and technology of semiconductors*. 2013. V. 47. I. 1. P. 36–47.
 10. Ridley B.K., Zakhleniuk N.A. Transport in a polarization-induced 2D electron gas // *Int. J. High Speed Electron. Syst.* 2001. V. 11. No. 2. P. 117–147.
 11. Yaita J. et al. Probing the effects of surface roughness and barrier layer thickness in InAlGaIn/GaN HEMTs to improve carrier mobility // *Applied Physics Express*. 2021. V. 14. Article ID 031005.
 12. Ridley B.K., Foutz B.E., Eastman L.F. Mobility of electrons in bulk GaN and Al_xGa_{1-x}N/GaN heterostructures // *Phys. Rev. B*. 1999. V. 61. No. 24. P. 16862–16869.
 13. Tripathi P., Ridley B.K. Dynamics of hot-electron scattering in GaN heterostructures // *Physical Review B*. 2002. V. 66. Article ID 195301.
 14. Zanato D. et al. The effect of interface-roughness and dislocation scattering on low temperature mobility of 2D electron gas in GaN/AlGaIn // *Semicond. Sci. Technol.* 2004. V. 19. P. 427–432.
 15. Fang F.F., Howard W.E. Negative field-effect mobility on (100) Si surfaces // *Phys. Rev. Lett.* 1966. V. 16. No. 18. P. 797–799.
 16. Jena, D., Smorchkova, Yu., Elsass, C., Gossard, A.C., and Mishra, U.K. Electron transport and intrinsic mobility limits in two-dimensional electron gases of III–V nitride heterostructures, *arXiv Preprint*, 2001. <https://doi.org/10.48550/arXiv.cond-mat/0103461>
 17. Lisesivdin S.B. et al. Scattering analysis of 2DEG carrier extracted by QMSA in undoped Al_{0.25}Ga_{0.75}N/GaN heterostructures // *Semicond. Sci. Technol.* 2007. V. 22. P. 543–548.
 18. Davies J.H. *The physics of low-dimensional semiconductors: an introduction*. Cambridge University Press, 1998.
 19. Gelmont B.L., Shur M., Stroschio M. Polar optical-phonon scattering in three and two-dimensional electron gases // *J. Appl. Phys.* 1995. V. 77. P. 657–660.
 20. Smorchkova I.P. et al. AlN/GaN and (Al, Ga)N/AlN/GaN two-dimensional electron gas structures grown by plasma-assisted molecular-beam epitaxy // *Journal of Applied Physics*. 2001. V. 90. No. 10. P. 5196–5201. <https://doi.org/10.1063/1.1412273>
 21. Zimmermann T. et al. AlN/GaN Insulated-gate HEMTs with 2.3 A/mm output current and 480 mS/mm transconductance // *IEEE Electron Device Letters*. 2008. V. 29. No. 7. P. 661–664. <https://ieeexplore.ieee.org/document/4558119>
 22. R. Gaska, J.W. Yang, A. Osinsky et al. Electron transport in AlGaIn–GaN heterostructures grown on 6H-SiC substrates // *Appl. Phys. Lett.* 1998. V. 72. No. 6. P. 707–709. <https://doi.org/10.1063/1.120852>
 23. Cordier Y., Portail M., Chenot S. et al. AlGaIn/GaN high electron mobility transistors grown on 3C-SiC/Si(111) // *Journal of Crystal Growth*. 2008. V. 310. I. 20. P. 4417–4423. <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2008.07.063>
 24. Chen Z., Pei Y., Newman S. et al. Growth of AlGaIn/GaN heterojunction field effect transistors on semi-insulating GaN using an AlGaIn interlayer // *Appl. Phys. Lett.* 2009. V. 94. Article ID 112108. <https://doi.org/10.1063/1.3103210>
 25. Chen J., Bergsten J., Lu J., Janzen E. et al. A GaIn–SiC hybrid material for high-frequency and power electronics // *Appl. Phys. Lett.* 2018. V. 113. Article ID 041605. <https://doi.org/10.1063/1.5042049>
 26. Wu S., Ma X., Yang L. et al. A millimeter-wave AlGaIn/GaN HEMT fabricated with transitional-recessed-gate technology for high-gain and high-linearity applications // *IEEE Electron Device Letters*. 2019. V. 40. No. 6. P. 846–849. DOI: 10.1109/LED.2019.2909770.
 27. Asgari A., Babanejad S., Faraone L. Electron mobility, Hall scattering factor, and sheet conductivity in AlGaIn/AlN/GaN heterostructures // *J. Appl. Phys.* 2011. V. 110. I. 11. Article ID 113713. <https://doi.org/10.1063/1.3665124>

ВЛИЯНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ПРИБОРНЫХ МОП-СТРУКТУР

© 2024 г. С. Ш. Рехвишвили^{1, *}, Д. С. Гаев²

¹Институт прикладной математики и автоматизации КБНЦ РАН,
Нальчик, Россия

²Кабардино-Балкарский государственный университет им. Х.М. Бербекова,
Нальчик, Россия

*E-mail: rsergo@mail.ru

Поступила в редакцию 21.02.2024 г.

После доработки 20.03.2024 г.

Принята к публикации 20.03.2024 г.

Изучены электрофизические свойства приборных МОП-структур (конденсатор, полевой транзистор с изолированным затвором и индуцированным каналом, КМОП-интегральная схема) при воздействии на них немодулированного лазерного излучения. Измерены статические и динамические характеристики. Теоретическое исследование проведено с использованием разработанных SPICE-моделей и численных экспериментов. Получено выражение для вольт-амперной характеристики полевого транзистора, работающего в режиме с постоянной оптической засветкой. Показано, что характеристики структур определяются генерацией и рекомбинацией неравновесных носителей заряда, эффектом поля, фотовольтаическим эффектом в $p-n$ -переходах, эффектом Дембера и туннелированием носителей заряда через подзатворный диэлектрик. Результаты работы представляют интерес с точки зрения создания быстродействующих транзисторов и интегральных микросхем нового типа.

Ключевые слова: лазерное излучение, МОП-структуры, пороговое напряжение, эффект поля, фотовольтаический эффект, генерация и рекомбинация неравновесных носителей заряда, резистивное переключение, туннельный эффект

DOI: 10.31857/S0544126924030093

1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что электромагнитное излучение способно оказывать влияние на полупроводниковые материалы и приборы на их основе. В отношении этого влияния электромагнитное излучение можно классифицировать в зависимости от длины волны, интенсивности и длительности импульсов. Так, например, в полупроводниках видимый свет вызывает внутренний фотоэффект, с помощью ультрафиолетового излучения достигается фотоионизация, интенсивные гамма- и рентгеновское излучения создают повреждения кристаллической решетки (радиационные дефекты), микроволновое излучение приводит к нагреву и активизирует различные процессы с участием фоновой подсистемы, за счет инфракрасного излучения происходит интенсивная генерация неравновесных носителей заряда и, соответственно, изменение электрических свойств (электропроводность, квантовые явления) [1]. Электромагнитное излучение можно эффективно использовать для модификации зонной структуры полупроводников. К основным изменениям в данном случае

относятся сдвиги дна зоны проводимости и потолка валентной зоны, появление добавочных энергетических уровней в запрещенной зоне и изменение ширины запрещенной зоны.

На наш взгляд, с помощью специальных конструкторско-технологических решений направленное воздействие слабоинтенсивного электромагнитного излучения можно превратить в действенный инструмент для улучшения статических и динамических характеристик транзисторов и транзисторных интегральных микросхем [2–4]. Применение оптического излучения от светодиода или лазера позволяет одновременно увеличить быстродействие, снизить энергопотребление и повысить радиационную стойкость как дискретных, так и интегральных полупроводниковых компонентов. Технологически излучатель, например SMD-светодиод, размещается в едином корпусе с функциональным кристаллом.

Цель данной работы состоит в экспериментальном и теоретическом исследовании электрофизических свойств различных МОП-структур при воздействии на них немодулированного маломощного

лазерного излучения. Предметами исследования являются МОП-конденсатор, полевой транзистор с изолированным затвором и индуцированным каналом, КМОП-интегральная микросхема.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ И МОДЕЛИРОВАНИЕ

Исследовались полевой кремниевый диффузионно-планарный транзистор с двумя изолированными затворами и каналом n -типа 2П350Б (рис. 1, *a*), интегральная микросхема КМОП-типа К561ЛА7 (рис. 1, *б*), а также самостоятельно изготовленные МОП-конденсаторы на структурах $Ti-SiO_2-n-Si$. Параметры МОП-конденсаторов: подложка КЭФ 4.5 (100); толщина термического диоксида кремния равна 0.4 мкм; толщина титановой пленки, нанесенной путем магнетронного напыления, равна 0.14 мкм.

В качестве источника излучения применялся красный маломощный полупроводниковый лазер с длиной волны 650 нм. Кроме красного лазера проверялись зеленый (длина волны 532 нм) и синий (длина волны 450 нм) маломощные полупроводниковые лазеры. Было выявлено, что с уменьшением длины волны излучения наблюдаемые эффекты во всех приборах уменьшаются. Таким образом, наиболее предпочтительным для экспериментов оказался красный лазер.

Полимерный корпус микросхемы стачивался с лицевой стороны до тонкого защитного слоя, через который лазерное излучение могло проникать в кристалл. Мощность излучения для микросхемы ~ 100 мВт. В случае транзистора и конденсаторов исследовались открытые структуры, поэтому мощность засветки для них составляла менее половины мощности засветки микросхемы. Мощность излучения контролировалась прибором S142С.

Для микросхемы измерялись осциллограммы сигналов и передаточные характеристики по напряжению при ее работе в качестве инвертора. Напряжение питания микросхемы в темновом режиме устанавливалось ниже порога срабатывания $V_S = 1.6$ В, что позволило отчетливо отслеживать эффекты от облучения. Полевой транзистор включался по схеме с общим истоком, затворы были объединены. В целях соблюдения схемотехнических особенностей интегральных микросхем КМОП-типа на вход каскада подключались диоды $D1$ и $D2$, но эти диоды не облучались. Резистор $R1$ не имеет принципиального значения, но качественно описывает ненулевое сопротивление полупроводниковых областей. Резистор $R2$ заменяет нагрузочный транзистор в КМОП-логике. Изменялись осциллограммы сигналов, передаточные характеристики по напряжению и выходные вольт-амперные характеристики (ВАХ).

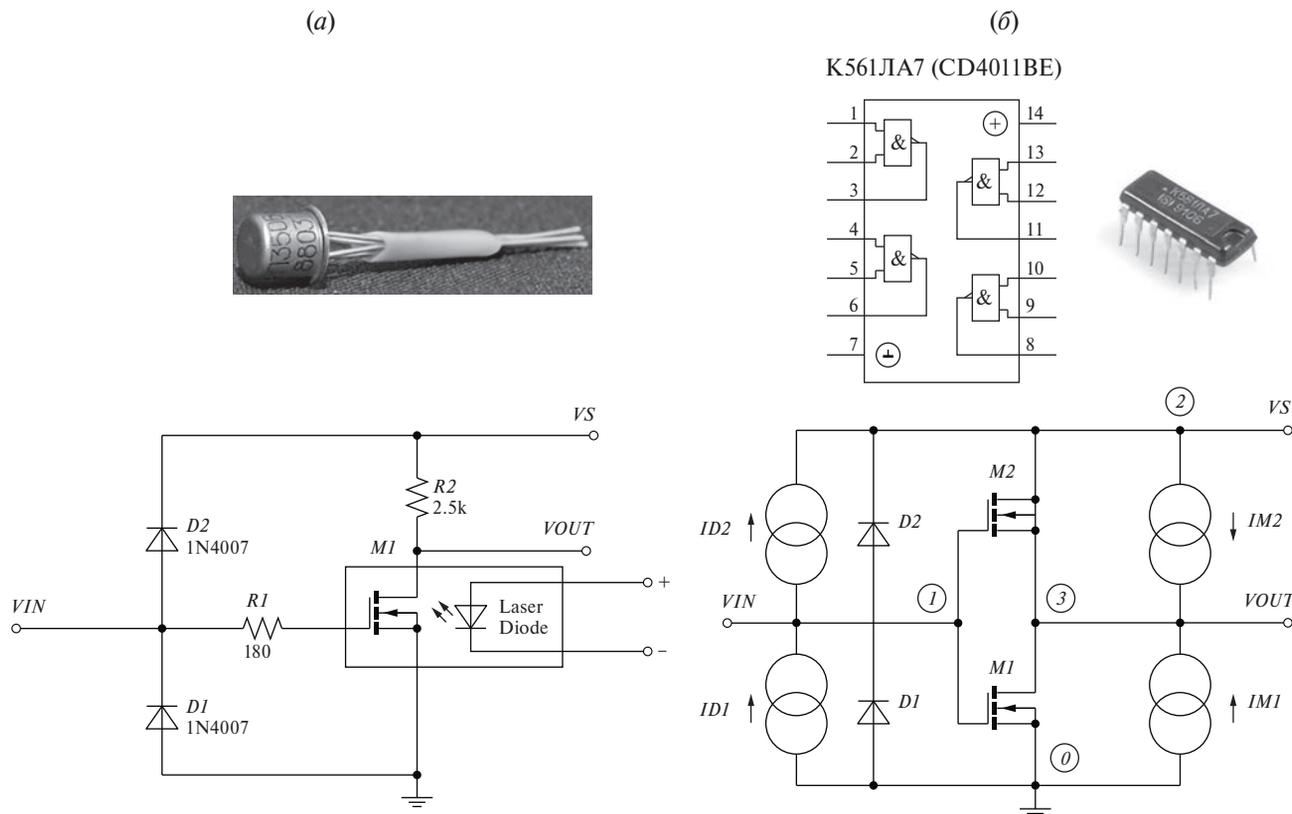


Рис. 1. Принципиальные электрические схемы каскада с общим истоком (*a*) и инвертора КМОП-типа (*б*).

При облучении транзистора между электродами истока и стока возникает фотоЭДС величиной до 0.4 В, что указывает на фотовольтаический эффект и пространственное разделение электронов и дырок. Для МОП-конденсатора с распределенным и точечным металлическими контактами измерялись ВАХ. Использовался прибор ПНХТ Л2-56, с помощью которого наблюдалось резистивное переключение (мемристорный эффект). Результаты экспериментов представлены на рис. 2–4. На всех графиках кривые 1, 2

относятся соответственно к измерениям без облучения и с облучением.

Теоретические исследования проводились с помощью программы LTspice, которая обладает всеми необходимыми вычислительными возможностями [5]. Была разработана SPICE-модель КМОП-инвертора с учетом основных физических эффектов, которые возникают при лазерном облучении. Эквивалентная схема инвертора и результаты схемотехнического моделирования показаны на рис. 1, б и рис. 3, в.

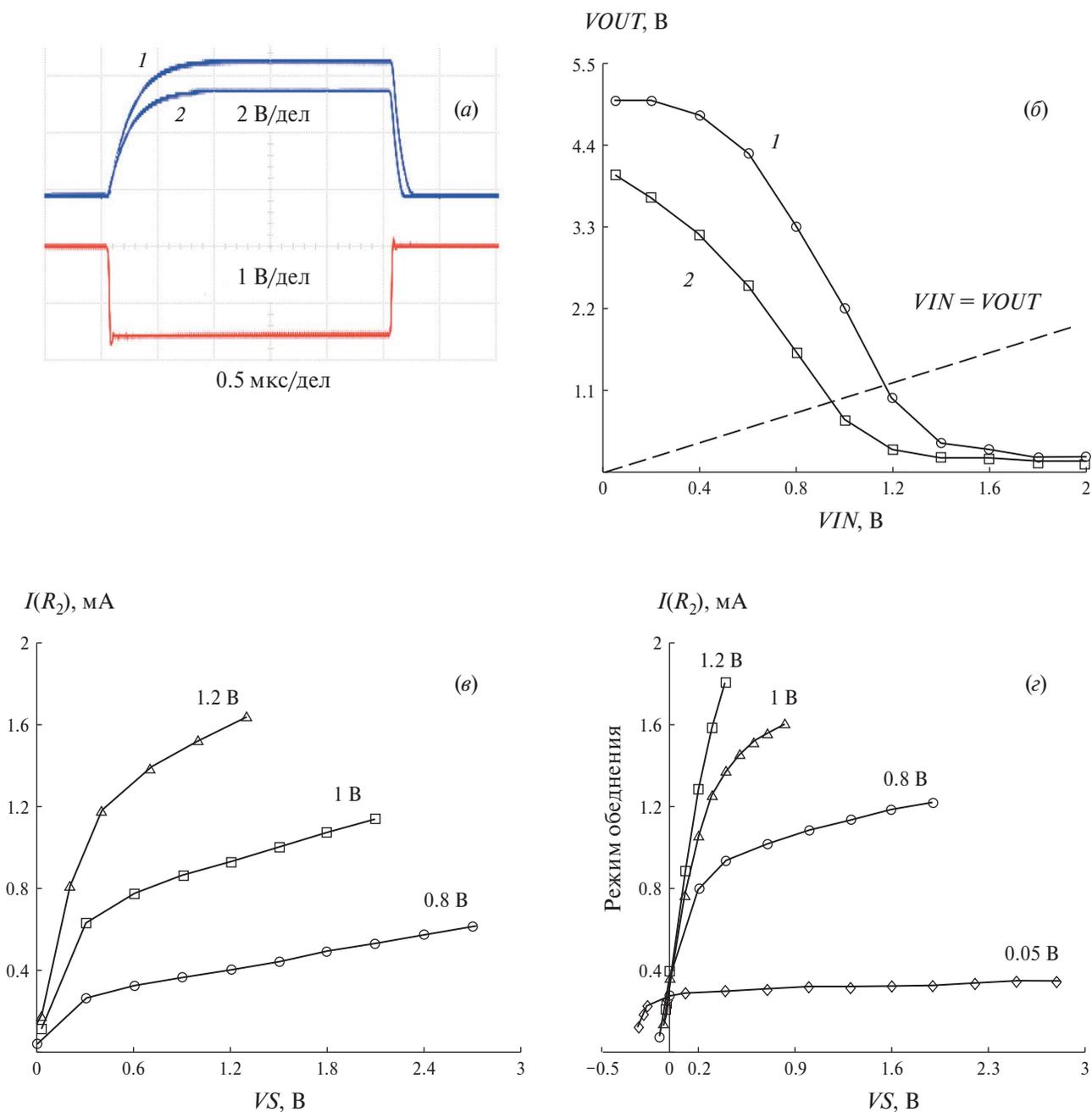


Рис. 2. Динамические (а) и статические (б–г) характеристики каскада с общим истоком.

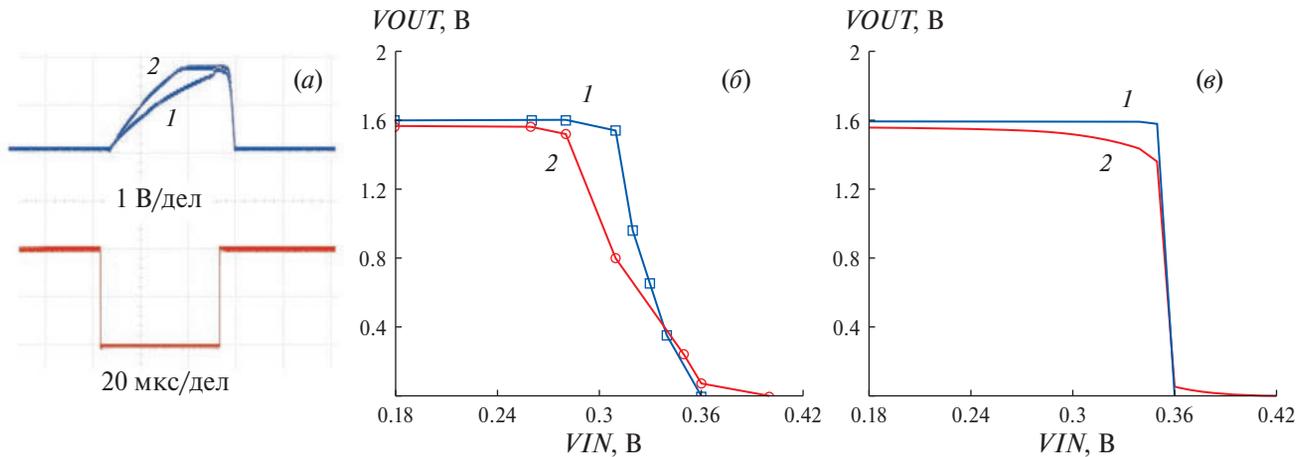


Рис. 3. Динамические (а) и статические (б, е) характеристики КМОП инвертора. Рисунок (е) получен с помощью схемотехнического моделирования.

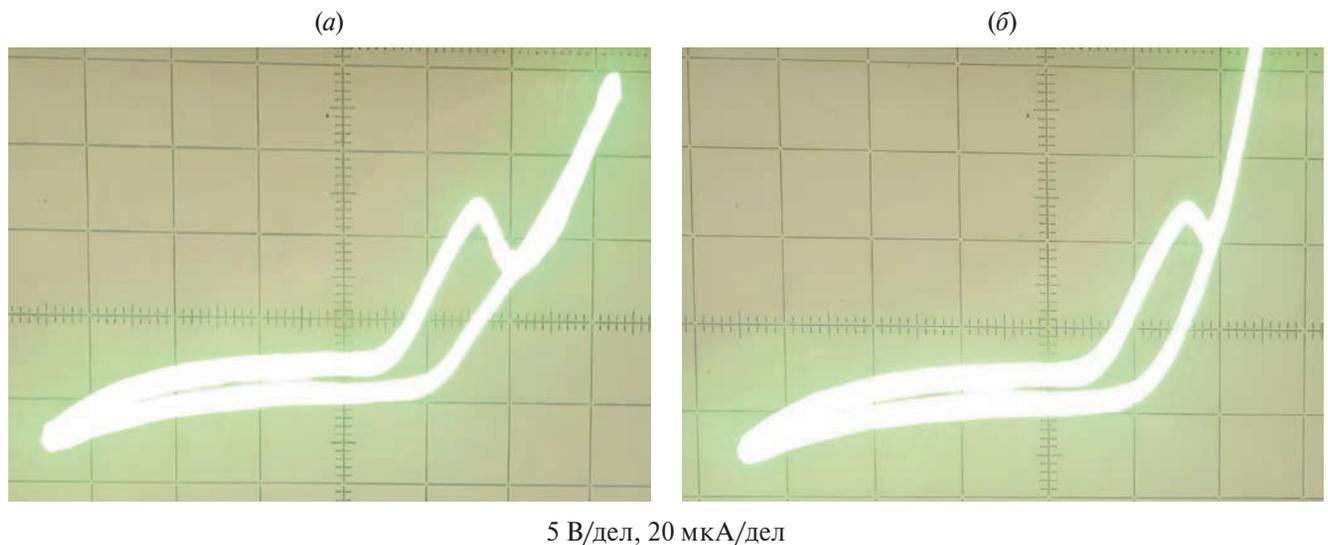


Рис. 4. Вольт-амперные характеристики МОП-конденсатора: а — без излучения; б — с излучением.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Проведенные эксперименты показывают, что пороговое напряжение дискретных и интегральных МОП-транзисторов уменьшается по мере увеличения интенсивности и длины волны лазерного облучения, что в целом согласуется с результатами из [6]. Выражение для порогового напряжения для *n*-канального транзистора можно записать в следующем виде [7, 8]:

$$V_T = V_{FB} + 2\phi_B + \frac{Q}{C_{ox}}; \tag{1}$$

$$V_{FB} = \Phi_M - \chi - \frac{E_g}{2q} - \phi_B, \tag{2}$$

где V_{FB} — напряжение плоских зон; $\phi_B > 0$ — поверхностный потенциал подложки; Q — поверхностная плотность заряда в области канала при наступлении сильной инверсии; Φ_M — работа выхода электрона из металла; χ и E_g — энергия электронного сродства и ширина запрещенной зоны полупроводника. Если исходить из (1) и (2), то уменьшение порогового напряжения должно быть связано с уменьшением ϕ_B и Q . В [6] предполагалось, что уменьшение ϕ_B и Q связано лишь с генерацией избыточных электронно-дырочных пар в области канала под действием внешнего излучения. Из экспериментов, однако, следует, что существенный вклад вносят n^+ -области истока и стока, наличие которых в [6] не учитывалось.

На границах этих областей возникает фотовольтаический эффект, который приводит к увеличению концентрации неосновных носителей заряда в области канала и, соответственно, к увеличению подпорогового тока и уменьшению порогового напряжения. Помимо снижения порогового напряжения вследствие фоновой засветки значительно увеличивается ток стока, уменьшаются выходное напряжение высокого уровня и времена нарастания переднего и спада заднего фронтов сигнала (см. рис. 2), что объясняется увеличением количества подвижных электронов в канале. Участки металлизации и резкое убывание интенсивности излучения при его распространении вглубь подложки являются причиной неравномерного распределения вектора напряженности электрического поля и электрического потенциала. Поэтому статические характеристики схемы на рис. 1, а, вообще говоря, свидетельствуют не только о фотовольтаическом эффекте, но и некотором проявлении эффекта Дембера. В реальной транзисторной структуре разделить вклады в фотоЭДС от фотовольтаического эффекта и эффекта Дембера, к сожалению, не представляется возможным. Ситуация усложняется еще и тем, что на пороговое напряжение [8] и эффект Дембера [9] может оказывать влияние разогрев электронного газа.

Если в известном приближении Хофстейна—Хаймана [10] учесть фотоЭДС V_{PH} , то несложно получить уравнения для ВАХ транзистора, работающего в условиях фоновой засветки:

$$I_D = \begin{cases} K_p \left[(V_G - V_T)(V_D + V_{PH}) - \frac{1}{2}(V_D + V_{PH})^2 \right], & V_D < V_G - V_T - V_{PH}, \\ \frac{K_p}{2}(V_G - V_T)^2, & V_D \geq V_G - V_T - V_{PH}, \end{cases} \quad (3)$$

где K_p — удельная крутизна затвора; V_G и V_D — напряжения затвор—исток и сток—исток. Темновому току стока соответствует $V_{PH} = 0$. Если $I_D = 0$, то имеем условие отсечки $V_D = -V_{PH}$. Удельная крутизна затвора рассчитывается по следующей формуле [7, 8, 10]:

$$K_p = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 \mu_n W}{h L}, \quad (4)$$

где ε_0 — электрическая постоянная; $\varepsilon = 3.9$ и h — относительная диэлектрическая проницаемость и толщина слоя диоксида кремния; W и L — ширина и длина канала; $\mu_n = 300 - 700 \text{ см}^2/(\text{В} \times \text{с})$ — подвижность электронов в области канала для кремниевых транзисторов [7, 8]. Параметр K_p , по-видимому, не должен сильно зависеть от интенсивности внешнего оптического

воздействия (во всяком случае, при небольших значениях интенсивности), так как подвижность электронов в области канала уже имеет устоявшееся низкое значение из-за различных механизмов поверхностного рассеяния и действия поперечного электрического поля [11]. Для интегрального транзистора при $h = 50$ нм и $W/L = 10$ из (3) получаем верхнюю оценку $K_p = 5 \times 10^{-3} \text{ А/В}^2$. Подвижность дырок в аналогичном поверхностном канале p -канального транзистора в 3—4 раза меньше, чем подвижность электронов [11]. Увеличение интенсивности лазерного излучения вплоть до оптического пробоя может приводить к нагреву всей структуры, изменениям поляризуемости диэлектрика и плотности поверхностных состояний на границе раздела полупроводник-диэлектрик [12, 13], а также к уменьшению параметра K_p .

Вид участка выходной ВАХ при $VS \leq 0$ (см. рис. 2, з) свидетельствует о зависимости фотоЭДС от напряжения на затворе; с ростом V_G имеет место уменьшение V_{PH} . Это требует отдельных комментариев. Структура МОП-транзистора содержит два встроенных встречно направленных диода на областях истока и стока. Истоковый диод закорочен, а стоковый диод включен в параллель цепи сток—исток. При освещении на стоковом диоде создается вентильная фотоЭДС, что при замкнутой цепи эквивалентно подключению дополнительного источника тока, однонаправленного с током

источника питания. Появление избыточного тока в цепи питания приводит к смещению выходных ВАХ транзистора влево с образованием области обеднения при $VS \leq 0$. Другими словами, индуцируемый канал при оптическом воздействии превращается во встроенный канал, по которому при $V_G \leq 0$ всегда протекает ток. За повышением напряжения на затворе обязательно следует увеличение размера инверсионной области и, как следствие, уменьшение вентильной фотоЭДС. Из рис. 2, з можно видеть, что в области обеднения имеются точки пересечения ВАХ при различных значениях V_G . Эти точки, по существу, означают, что в области канала транзистора между собой конкурируют фотовольтаический эффект, который доминирует при малых V_G , и инверсия типа проводимости вследствие эффекта поля, которая преобладает

при больших V_G . Эффект Дембера, связанный с оттеснением поверхностных электронов обратно в p -подложку, препятствует образованию канала, т.е. в нашем случае является нежелательным.

Как вышеуказанные, так и иные эффекты должны наблюдаться и при лазерном облучении интегральных микросхем [14, 15]. Из рис. 3 следует, что у интегральной микросхемы КМОП-типа создаваемые лазерным излучением эффекты проявляются менее заметно, чем у одиночного транзистора. В основном это обусловлено тем, что в электрической схеме используются комплементарные транзисторы, фототоки которых частично компенсируют друг друга. Качественная интерпретация экспериментальных результатов проводилась посредством схемотехнического моделирования инвертора КМОП-типа с входными защитными диодами (см. рис. 1, б), на основе которого построена микросхема K561ЛА7. Ниже приведена SPICE-модель инвертора.

* CMOS INVERTER

```
VIN 1 0 0.5
VS 2 0 1.6
ID1 1 0 12u
ID2 2 1 12u
IM1 3 0 12u
IM2 3 2 12u
D1 0 1 DIODE
D2 1 2 DIODE
M1 3 1 0 0 NMOSFET
M2 2 1 3 2 PMOSFET
.MODEL NMOSFET NMOS(KP=5e-3 VTO=0.23)
.MODEL PMOSFET PMOS(KP=2e-3 VTO=-1)
.MODEL DIODE D(IS=1p RS=100)
.DC VIN 0 0.5 0.01
.PRINT DC V(3)
.END
```

Воздействие лазерного излучения описывается источниками тока $ID1$, $ID2$, $IM1$ и $IM2$, а также уменьшением пороговых напряжений VTO входного и нагрузочного транзисторов. Моделирование показывает, что наличие всех фототоков при прочих одинаковых условиях влечет за собой снижение порога переключения инвертора. Параметры модели диодов и их фототоки слабо влияют на статические характеристики инвертора. Чтобы описать поведение обоих транзисторов при лазерном облучении, оказалось достаточным учесть всего два параметра — KP и VTO . Остальные параметры модели МОП-транзистора [16] также могут в той или иной степени изменяться

в результате оптического воздействия, но их учет не столь существенен для физики рассматриваемых процессов в приборных структурах.

Утончение подзатворного диэлектрика ($h < 10$ нм) приводит к появлению новых эффектов и кардинально изменяет электрофизические свойства МОП-структуры. Структуры со сверхтонким слоем диоксида кремния занимают промежуточное положение между барьерами Шоттки и классическими МОП-структурами и представляют большой интерес для современной наноэлектроники. В настоящей работе изучалось влияние лазерного излучения на процесс протекания тока через подзатворный диэлектрик в МОП-конденсаторе Ti-SiO₂- n -Si.

Увеличение напряжения на конденсаторе сопровождается электрическим пробоем и образованием туннельно-прозрачного промежутка между металлом и полупроводником. При этом оказалось, что напряжение пробоя в случае распределенного металлического контакта меньше, чем в случае точечного металлического контакта, что связано с неоднородной структурой диэлектрика. Пробой, скорее всего, происходит по механизму инжекции дырок из анода [17].

После образования туннельного промежутка на прямой ветви ВАХ формируется достаточно устойчивый во времени гистерезис (см. рис. 4), который интерпретируется как мемристивный эффект. Лазерное воздействие приводит к уменьшению площади гистерезиса. Регистрировались ВАХ двух типов: 1) свойственные резистивному переключению; 2) свойственные туннельному диоду с N-образной кривой. Оба случая сочетаются с филаментарным механизмом, в рамках которого предполагается возникновение и исчезновение токопроводящих каналов в диэлектрике [18–20]. Филаменты могут образовываться по причине миграции кислородных вакансий (по аналогии с оксидами переходных металлов [19]) и/или металлизации дефектных областей в диэлектрике, которые влияют на величину потенциального барьера. С физической точки зрения наибольший интерес представляют ВАХ с N-образными кривыми, которые, вероятно, обусловлены резонансным туннелированием электронов через дискретные уровни [21]. Особенно примечательным здесь является то, что положение и величина максимумов N-образных кривых не зависит от внешнего лазерного воздействия, что видно из рис. 4.

Согласно [22, 23] основной причиной, приводящей к фотоэлектрическим эффектам в МОП-конденсаторе без p - n -переходов, является образование около границы раздела диэлектрик-полупроводник неравновесной обедненной области независимо от механизма протекания тока через диэлектрик. По нашему мнению, на формирование

обедненной области может оказывать влияние не только ток утечки через диэлектрик, но и эффект Дембера. При лазерном облучении, по-видимому, может играть определенную роль эффект Франца—Келдыша [24]. Изначально происходит поглощение кванта излучения электроном и его высокоэнергетическое туннелирование через потенциальный барьер. Попадая в полупроводник, электрон в ходе ударной ионизации вызывает рождение нескольких электронно-дырочных пар, что дает вклад в усиление фототока.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе проведены экспериментальные и теоретические исследования электрофизических свойств различных МОП-структур (конденсатор, транзистор, интегральная микросхема) при воздействии на них непрерывного лазерного излучения. Полученные результаты представляют интерес как с позиции развития методов исследования радиационной стойкости [25], так и с позиции создания качественно новых полупроводниковых приборов и интегральных микросхем [2].

Показано, что непрерывная фоновая засветка позволяет уменьшить полную мощность, затрачиваемую на переключение мемристорной МОП-структуры, снизить порог переключения и сократить время установления переходных процессов n -канального МОП-транзистора и интегральной микросхемы КМОП-типа. Электрическое поле затвора транзистора стягивает к поверхности фотогенерированные неосновные носители заряда, что ускоряет образование проводящего канала. В итоге происходит уменьшение порогового напряжения. При этом обнаруживается эффект уменьшения фотоЭДС под действием поперечного электрического поля. Проведено SPICE-моделирование инвертора КМОП-типа, которое дало возможность объяснить экспериментальные результаты. Конструктивные особенности КМОП-инвертора делают его менее восприимчивым к лазерному излучению по сравнению с отдельным МОП-транзистором, что хорошо подходит для изготовления радиационно-стойких интегральных микросхем. Чтобы создать интегральную микросхему с повышенной фоточувствительностью и улучшенными статическими и динамическими характеристиками за счет оптической накачки, необходимо использовать МОП-транзисторы с каналом одного типа проводимости. Подходящей схемотехнической единицей в данном случае представляется, например, инвертор с нелинейной нагрузкой.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Вавилов В.С., Кекелидзе Н.П., Смирнов Л.С.* Действие излучений на полупроводники. М.: Наука, 1988. 190 с.
2. *Рехвиашвили С.Ш., Нарожнов В.В.* Способ повышения быстродействия транзисторов и транзисторных интегральных схем. Патент РФ № 2799113. Приоритет от 18.03.2022.
3. *Альтудов Ю.К., Гаев Д.С., Псху А.В., Рехвиашвили С.Ш.* Биполярный транзистор с оптической накачкой // Микроэлектроника. 2023. Т. 52. № 6. С. 489—496.
4. *Рехвиашвили С.Ш., Гаев Д.С.* Исследование влияния оптического излучения на интегральную микросхему ТТЛ-типа // Известия ВУЗов. Электроника. 2024. Т. 29. №3. С.310-318.
5. *Володин В.Я.* LTspice: компьютерное моделирование электронных схем. СПб.: БХВ-Петербург, 2010. 400 с.
6. *Wlodarski W., Bergveld P., Voorthuyzen J.A.* Threshold voltage variations in n-channel MOS transistors and MOSFET-based sensors due to optical radiation // Sensors and Actuators. 1986. V. 9. № 4. P. 313—321.
7. *Sze S.M., Ng Kwok K.* Physics of semiconductor devices. Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons, Inc., 2006. 815 p.
8. *Ферри Д., Эйкерс Л., Гринич Э.* Электроника ультрабольших интегральных схем. М.: Мир, 1991. 327 с.
9. *Ефанов А.В., Энтин М.В.* Теория ЭДС Дембера на горячих электронах // ФТП. 1986. Т. 20. № 1. С. 20—24.
10. *Hofstein S.R., Heiman F.P.* The silicon insulated-gate field-effect transistor // Proceedings of the IEEE. 1963. V. 51. № 9. P. 1190—1202.
11. *Красников Г.Я.* Конструктивно-технологические особенности субмикронных МОП-транзисторов. М.: Техносфера, 2011. 800 с.
12. *Вейко В.П., Либенсон М.Н., Червяков Г.Г., Яковлев Е.Б.* Взаимодействие лазерного излучения с веществом. М.: Физматлит, 2008. 312 с.
13. *Терехов В.А., Манько А.Н., Бормонтов Е.Н., Левченко В.Н., Требунских С.Ю., Тутов Е.А., Домашевская Э.П.* Влияние сверхкоротких импульсов электромагнитного излучения на параметры структур металл—диэлектрик—полупроводник // ФТП. 2004. Т. 38. № 12. С. 1435—1438.
14. *Скоробогатов П.К., Никифоров А.Ю., Егоров А.Н.* Выбор оптимальных параметров лазерного излучения для моделирования объемных ионизационных эффектов в тонкопленочных кремниевых микросхемах // Микроэлектроника. 2015. Т. 44. № 1. С. 12—27.
15. *Никифоров А.Ю., Скоробогатов П.К., Егоров А.Н., Громов Д.В.* Выбор оптимальных параметров лазерного излучения для моделирования ионизационных эффектов в кремниевых микросхемах объемной технологии // Микроэлектроника. 2014. Т. 43. № 2. С. 127—132.

16. Денисенко В.В. Компактные модели МОП-транзисторов для SPICE в микро- и нанoeлектронике. М.: Физматлит, 2010. 408 с.
17. Красников Г.Я., Горнев Е.С., Игнатов П.В., Мизгинов Д.С. Анализ моделей пробоя подзатворного диэлектрика // Электронная техника. Серия 3: Микроэлектроника. 2018. № 2(170). С. 5–7.
18. Sawa A. Resistive switching in transition metal oxides // *Materials Today*. 2008. V. 11. № 6. P. 28–36.
19. Горшков О.Н., Шенгуров В.Г., Денисов С.А., Чалков В.Ю., Антонов И.Н., Круглов А.В., Шенина М.Е., Котомина В.Е., Филатов Д.О., Серов Д.А. Резистивное переключение в мемристорах на основе гетероструктур Ag/Ge/Si // Письма в ЖТФ. 2020. Т. 46. № 2. С. 44–46.
20. Пермьякова О.О., Рогожин А.Е. Моделирование резистивного переключения в мемристорных структурах на основе оксидов переходных металлов // Микроэлектроника. 2020. Т. 49. № 5. С. 323–333.
21. Демиховский В.Я., Вугальтер Г.А. Физика квантовых низкоразмерных структур. М.: Логос, 2000. 246 с.
22. Вуль А.Я., Саченко А.В. Фотоэлектрические свойства структур металл–диэлектрик–полупроводник с туннельно-прозрачным слоем диэлектрика // ФТП. 1983. Т. 17. № 8. С. 1361–1376.
23. Векслер М.И., Тягинов С.Э., Шулекин А.Ф., Грехов И.В. Вольт-амперные характеристики туннельных МОП диодов Al/SiO₂/p-Si с пространственно неоднородной толщиной диэлектрика // ФТП. 2006. Т. 40. № 9. С. 1137–1143.
24. Белорусова Д.А., Гольдмана Е.И., Чучев Г.В. Эффект Франца–Келдыша в структурах кремний–сверхтонкий (3.7 нм) окисел–поликремний // Радиотехника и электроника. 2023. Т. 68. № 9. С. 917–920.
25. Пирогов Ю.А., Солодов А.В. Повреждения интегральных микросхем в полях радиоизлучения // Журнал радиоэлектроники. 2013. № 6. С. 1–38.

The Effect of Laser Radiation on Functional Properties of MOS Structures

© 2024 S. Sh. Rekhviashvili^{1, *}, D. S. Gaev²

¹*Institute of Applied Mathematics and Automation KBSC RAS,
Nalchik, Russia*

²*Kabardino-Balkarian State University,
Nalchik, Russia*

*E-mail: rsergo@mail.ru

The electrophysical properties of instrument MOSFET structures (capacitor, field-effect transistor with an isolated gate and an induced channel, CMOS integrated circuit) when exposed to unmodulated laser radiation are studied. Static and dynamic characteristics were measured. The theoretical study was carried out using the developed SPICE models and numerical experiments. An expression is obtained for the volt-ampere characteristic of a field-effect transistor operating in a mode with constant optical illumination. It is shown that the characteristics of the structures are determined by the generation and recombination of nonequilibrium charge carriers, the field effect, the photovoltaic effect in *p–n* junctions, the photo-Dember effect and tunneling of charge carriers through a gate dielectric. The results of the work are of interest from the point of view of creating high-speed transistors and integrated circuits of a new type.

Keywords: laser radiation, MOSFET structures, threshold voltage, field effect, photovoltaic effect, generation and recombination of nonequilibrium charge carriers, resistive switching, tunnel effect

REFERENCES

1. Vavilov V.S., Kekelidze N.P., Smirnov L.S. The effect of radiation on semiconductors. Moscow: Nauka, 1988. 190 p. (In Russian)
2. Rekhviashvili S.Sh., Narozhnov V.V. A method for increasing the performance of transistors and transistor integrated circuits. RF Patent No. 2799113. Priority of March 18, 2022.
3. Al'tudov Y.K., Gaev D.S., Pskhu A.V., Rekhviashvili S.Sh. Optically pumped bipolar transistor // *Russ Microelectron.* 2023. V. 52. P. 510–516. <https://doi.org/10.1134/S1063739723700762>
4. Rekhviashvili S.Sh., Gaev D.S. Investigation of the effect of optical radiation on the TTL-type integrated circuit // *Izvestiya VUZov. Electronics.* 2024. V. 29. No. 3 (in print).
5. Volodin V.Ya. LTspice: computer modeling of electronic circuits. St. Petersburg: BKhV-Peterburg, 2010. 400 p. (In Russian)
6. Wlodarski W., Bergveld P., Voorthuyzen J.A. Threshold voltage variations in n-channel MOS transistors and MOSFET-based sensors due to optical radiation // *Sensors and Actuators.* 1986. V. 9. No. 4. P. 313–321. [https://doi.org/10.1016/0250-6874\(86\)80063-4](https://doi.org/10.1016/0250-6874(86)80063-4)

7. *Sze S.M., Ng Kwok K.* Physics of semiconductor devices. Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons, Inc., 2006. 815 p.
8. *Ferry D.K., Akers L.A., Greeneich E.W.* Ultra large scale integrated microelectronics (Prentice Hall Advanced Reference Series). Prentice Hall, 1988. 285 p.
9. *Efanov A.V., Entin M.V.* Theory of the hot-electron Dember emf. // *Sov. Phys. Semicond.* 1986. V. 20. No. 1. P. 11–13.
10. *Hofstein S.R., Heiman F.P.* The silicon insulated-gate field-effect transistor // *Proceedings of the IEEE.* 1963. V. 51. No. 9. P. 1190–1202. <https://doi.org/10.1109/PROC.1963.2488>
11. *Krasnikov G.Ya.* Design and technological features of submicron MOSFETS. Moscow: Teknosfera, 2011. 800 p. (In Russian)
12. *Veiko V.P., Libenson M.N., Chervyakov G.G., Yakovlev E.B.* Interaction of laser radiation with matter. Moscow: Fizmatlit, 2008. 312 p. (In Russian)
13. *Terekhov V.A., Man'ko A.N., Bormontov E.N., Levchenko V.N., Trebunskikh S. Yu., Tutov E.A., Domashevskaya E.P.* Influence of ultrashort pulses of electromagnetic radiation on parameters of metal-insulator-semiconductor structures // *Semiconductors.* 2004. V. 38. P. 1390–1393. <https://doi.org/10.1134/1.1836058>
14. *Nikiforov A.Y., Skorobogatov P.K., Egorov A.N., Gromov D.V.* Selection of optimal parameters of laser radiation for simulating ionization effects in silicon bulk-technology microcircuits // *Russ. Microelectron.* 2014. V. 43. P. 133–138. <https://doi.org/10.1134/S1063739714020073>
15. *Skorobogatov P.K., Nikiforov A.Y., Egorov A.N.* Optimization of laser irradiation parameters for simulation of a transient radiation response in thin-film silicon-based microcircuits // *Russ Microelectron.* 2015. V. 44. P. 8–21. <https://doi.org/10.1134/S1063739715010084>
16. *Denisenko V.V.* Compact models of MOS transistors for SPICE in micro- and nanoelectronics. Moscow: Fizmatlit, 2010. 408 p. (In Russian)
17. *Krasnikov G.Ya., Gornev E.S., Ignatov P.V., Mizginov D.S.* Analysis of gate dielectric breakdown models // *Electronic technology. Series 3: Microelectronics.* 2018. No. 2(170). P. 5–7. (In Russian)
18. *Sawa A.* Resistive switching in transition metal oxides // *Materials Today.* 2008. V. 11. No. 6. P. 28–36. [https://doi.org/10.1016/S1369-7021\(08\)70119-6](https://doi.org/10.1016/S1369-7021(08)70119-6)
19. *Gorshkov O.N., Shengurov V.G., Denisov S.A., Chalkov V.Yu., Antonov I.N., Kruglov A.V., Shenina M.E., Kotomina V.E., Filatov D.O., Serov D.A.* Resistive switching in memristors based on Ag/Ge/Si heterostructures // *Tech. Phys. Lett.* 2020. V. 46. No. 1. P. 91–93. <https://doi.org/10.1134/S106378502001023X>
20. *Permyakova O.O., Rogozhin A.E.* Simulation of resistive switching in memristor structures based on transition metal oxides // *Russ. Microelectron.* 2020. V. 49. No. 5. P. 303–313.
21. *Demikhovskiy V.Ya., Vugalter G.A.* Physics of quantum low-dimensional structures. Moscow: Logos, 2000. 246 p. (In Russian)
22. *Vul' A.Ya., Dideikin A.T.* Photodetectors based on metal-tunnel insulator-semiconductor structures // *Sensors and Actuators A: Physical.* 1993. V. 39. No. 1. P. 7–18. [https://doi.org/10.1016/0924-4247\(93\)80175-G](https://doi.org/10.1016/0924-4247(93)80175-G)
23. *Vexler M.I., Tyaginov S.E., Shulekin A.F., Grekhov I.V.* Current-voltage characteristics of Al/SiO₂/p-Si MOS tunnel diodes with a spatially nonuniform oxide thickness // *Semiconductors.* 2006. V. 40. P. 1109–1115. <https://doi.org/10.1134/S1063782606090223>
24. *Belorusov D.A., Goldman E.I., Chucheva G.V.* Franz-Keldysh effect in silicon-ultrafine (3.7 nm) oxide-polysilicon structures // *Journal of Communications Technology and Electronics.* 2023. V. 68. No. 9. P. 1002–1005. <https://doi.org/10.1134/S1064226923090036>
25. *Pirogov Yu.A., Solodov A.V.* Damage to integrated circuits in radio-frequency fields // *Radio electronics journal.* 2013. No. 6. P. 1–38. (In Russian)