

---

---

# СОДЕРЖАНИЕ

---

---

Том 51, номер 1, 2022

---

---

## МАТЕРИАЛЫ МИКРО- И НАНОЭЛЕКТРОНИКИ

- Управление положением магнитного вихря на наноструктурированной поверхности в элементах магнитной памяти  
*А. В. Проказников, В. А. Папорков, В. А. Чириков* 3
- Ограничения методов оценки стойкости изделий микроэлектроники к одиночным радиационным эффектам на ускорителях ионов  
*А. И. Чумаков, А. В. Согоян, А. В. Яненко* 19
- 

## ПЛАЗМЕННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

- Транспорт заряда в нестехиометрическом  $\text{SiO}_x$ , полученном обработкой термического  $\text{SiO}_2$  в водородной плазме электронно-циклотронного резонанса  
*Р. М. Х. Исхакзай, В. Н. Кручинин, В. Ш. Алиев, В. А. Гриценко, Е. В. Дементьева, М. В. Заморянская* 28
- 

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ

- Маскирование импульсов помех при сборе заряда с треков одиночных ионизирующих частиц в мажоритарном элементе на основе КМОП логики И-НЕ  
*В. Я. Стенин, Ю. В. Катунин* 41
- Концентрационные зависимости переноса заряда и кинетика Монте-Карло моделирования роста 2D моно- и нанокристаллов халькогенидов галлия  
*С. М. Асадов, С. Н. Мустафаева, В. Ф. Лукичев, К. И. Келбалиев* 48
- Понижающе-повышающий DC/DC преобразователь с единственной индуктивностью  
*В. П. Бабенко, В. К. Битюков, Д. С. Симачков* 60
- 

## СХЕМОТЕХНИКА

- Теоретико-множественный подход к представлению этапа трассировки в маршруте проектирования в базисе гетерогенных ПЛИС и реконфигурируемых СнК  
*В. И. Эннс, С. В. Гаврилов, М. А. Заплетина* 71
- 
- Вниманию авторов 80
- 
-



## УПРАВЛЕНИЕ ПОЛОЖЕНИЕМ МАГНИТНОГО ВИХРЯ НА НАНОСТРУКТУРИРОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ В ЭЛЕМЕНТАХ МАГНИТНОЙ ПАМЯТИ

© 2022 г. А. В. Проказников<sup>а</sup>\*, В. А. Папорков<sup>б</sup>, В. А. Чириков<sup>б</sup>

<sup>а</sup>Ярославский филиал физико-технологического института им. К.А. Валиева,  
Российско АН, ул. Университетская, 21, Ярославль, 150007 Россия

<sup>б</sup>Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова,  
ул. Советская, 14, Ярославль, 150003 Россия

\*E-mail: prokaznikov@mail.ru

Поступила в редакцию 01.07.2021 г.

После доработки 26.07.2021 г.

Принята к публикации 27.07.2021 г.

Рассматриваются экспериментальные, технологические и теоретические закономерности формирования и изменения положения магнитных вихревых структур в зависимости от внешнего приложенного магнитного поля. Показано методом микромагнитного моделирования, что на цилиндрических магнитных структурах положение вихря контролируется внешним магнитным полем. Магнитный вихрь может находиться как на основании, так и на боковых стенках цилиндрических структур в зависимости от параметров системы. Исследованный эффект может быть использован при создании магнитной памяти на структурах с магнитными вихрями.

DOI: 10.31857/S0544126922010082

### ВВЕДЕНИЕ

Топологические особенности магнитных структур привлекают внимание большого числа научных коллективов ввиду перспективы их применения в качестве носителей единиц информации при создании компактной магнитной памяти [1, 2]. В настоящее время большое внимание уделяется разработке магнитной памяти, основанной на топологических особенностях магнитных структур. Одним из первых исследований в этом направлении является работа [3], в которой сформулированы принципы функционирования магнитной памяти, основанной на движении доменных стенок в магнитных нанопроводах вследствие импульсов спин-поляризованного тока. В последующих работах в этом направлении была принята концепция уменьшения размеров элементарных магнитных конфигураций за счет использования топологических вихревых магнитных структур [4–8]. К настоящему времени представлено большое число работ в области разработки и миниатюризации магнитной памяти, основанной на топологических магнитных структурах в конденсированных средах пониженной размерности, в том числе и со сложной топологией поверхности [9, 10]. Топология магнитной поверхности играет существенную роль в стабилизации и управлении параметрами магнитных структур на-

нометровых размеров ввиду того, что на искривленных поверхностях вихревые структуры становятся более устойчивыми [11]. Реализация формирования нанометровых структур с искривленной поверхностью представляет собой отдельную технологическую проблему, которая может быть решена различными способами [12–14].

Большой интерес научных групп вызывает изучение изменения магнитного состояния и положения магнитных вихрей. В этой области микромагнитное моделирование является полезным инструментом, дополнительным к экспериментальным измерениям, особенно при вычислениях петель гистерезиса, динамики перемагничивания и магнитной конфигурации различных областей структуры. Микромагнитное моделирование используется также для разработки и проектирования конструкции функционирования магнитной памяти и логических элементов [5–9]. Экспериментальные работы в этой области также дают значительный вклад, в частности, в исследование быстрых процессов изменения магнитного состояния, например, в тонких слоистых пленочных структурах с наличием кобальта (см., например, [15]), где рассматриваются два основных процесса, ответственных за сверхбыстрые изменения в спиновой подсистеме. Один из механизмов связан с изменениями плотности состояний с разны-

ми ориентациями спинов за счет изменения обменного параметра. Другой механизм связан с рождением магнонов в подсистеме горячих электронов со спином. Настоящее исследование на основании сопоставления результатов эксперимента и микромагнитного моделирования позволяет указать путь исключения процессов перемагничивания и размагничивания элементарных носителей информации при функционировании магнитных устройств на магнитных вихрях [7], заменив его смещением вихрей в нерабочую область.

Управление состоянием и положением магнитных вихрей представляет значительный интерес, который привлекает особое внимание. В работе [16] представлены исследования в области конструирования магнитной памяти, содержащей ячейки с магнитными вихрями, состояние которых контролируется переменным током. В работе [17] предлагаются структуры логических элементов, основанных на свойствах устойчивых топологических вихревых конфигураций (скирмионов). В исследовании [18] изучалась динамика резонансного перемещения магнитного вихря в схеме с тремя контактами. Таким образом, разработка и создание магнитной памяти, а также технологии обработки информации на основе использования магнитных вихревых структур находятся в стадии детальной проработки путей конкретной реализации предложенных научных идей.

## ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ОБРАЗЦОВ

Создание образца с трехмерной магнитной наноструктурой основывалось на сложном технологическом процессе перераспыления одновременно двух мишеней кобальта (Co) и титана (Ti) в аргоновой плазме (Ar) (время обработки  $t = 102$  с) на кремниевой подложке. Такой способ обработки приводит к замещению кобальта наноструктурированным титаном (см. рис. 1а), а специфика подобного процесса описана в научной литературе [19]. После формирования достаточно хаотически расположенных наностолбиков, покрытых титаном на кремниевой подложке, с характерными размерами менее 100 нм наносился слой кобальта толщиной 100 нм методом магнетронного напыления (рис. 1а). После стадии перераспыления образец представлял собой хаотически расположенные кремниевые, покрытые титаном (Ti) “микростолбы” неправильной формы, имеющие различные размеры. Типичный размер отдельных “колоннообразных” структур составлял порядка 50–100 нм. Окончательный результат после магнетронного напыления слоя кобальта толщиной порядка 100 нм приведен на рис. 1а. Условно в дальнейшем будем называть этот образец – образец 1.

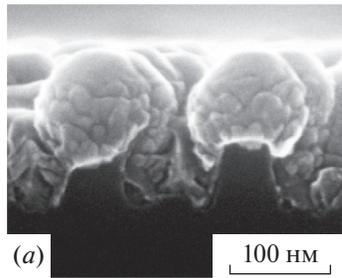
Отметим, что характерные размеры диаметра магнитной части трехмерных эллипсоидных структур, приведенных на рис. 1а ~ 100 нм. Это, в

частности, соответствует по порядку величины размерам вихревых структур. Форма магнитной части (кобальт) отдельного объекта близка к эллиптической. Отметим, что внутри этой эллиптической кобальтовой структуры находится кремниевое, покрытое титаном основание (рис. 1).

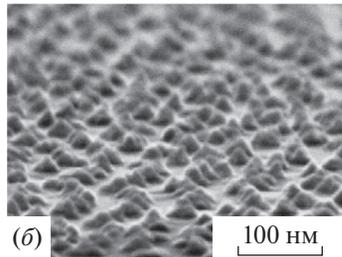
Другой вид структур формировался следующим образом. Изготовление подобного образца включало в себя напыление тантала, в качестве выравнивающего слоя, на кремниевую подложку, затем наносился алюминий толщиной 1 мкм, после чего производилось анодирование в щавелевой кислоте ( $H_2C_2O_4$ ) с последующим травлением слоя пористого алюминия в смеси  $H_3PO_4$  и  $CrO_3$  с образованием “нано-холмиков”  $Al_2O_3$ . В результате технологических операций сформировались, хаотически расположенные “нано-холмики” ( $Al_2O_3$ ), находящиеся на некотором расстоянии друг от друга, которые имели различные размеры. На заключительном этапе магнетронным способом напылялся слой кобальта толщиной 8 нм. Изображение поверхности образца приведено на (рис. 1б). Условно в дальнейшем будем называть этот образец – образец 2.

Для сравнения и более детального анализа результатов измерений на кремниевой подложке был изготовлен тестовый образец с однородной пленкой кобальта толщиной 6 нм на кремниевой подложке, напыленной магнетронным способом. Условно будем называть его в дальнейшем – образец 3. Изображение поверхности образца приведено на (рис. 1в).

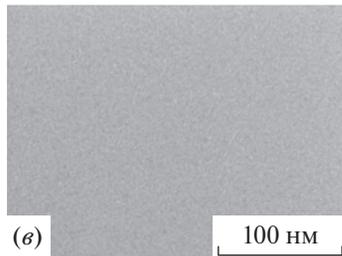
В данной работе пленка PbSe толщиной 3 мкм была выращена на кристаллической кремниевой подложке Si(111) с буферным слоем  $CaF_2$  толщиной 2–4 нм методом молекулярно-лучевой эпитаксии [20]. Пленки селенида свинца являлись монокристаллическими и имели ориентацию [111] вдоль оси роста. Плазмохимическая обработка эпитаксиальных структур PbSe/ $CaF_2$ /Si(111) производилась в реакторе плотной плазмы в высокочастотном разряде (13.56 МГц) при малом давлении. Обработка производилась при малой энергии ионов  $Ar^+$  (20–30 eV), близкой к порогу распыления, время обработки составляло 60–240 с. На рис. 1г показано изменение морфологии поверхности после обработки в течение 4 минут. При увеличении времени плазмохимической обработки увеличивается относительная доля содержания свинца, о чем свидетельствует исследование состава поверхностного слоя образцов и появление характерных особенностей, присущих кристаллам свинца. После формирования наноструктур, методом магнетронного распыления был нанесен слой кобальта толщиной 10 нм на поверхность образцов для проведения магнитооптических исследований. Этот слой в 10 нм наносился после каждой серии исследований маг-



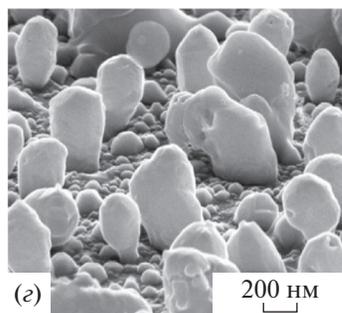
(a)



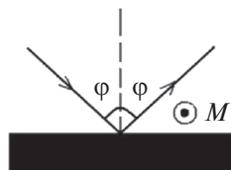
(б)



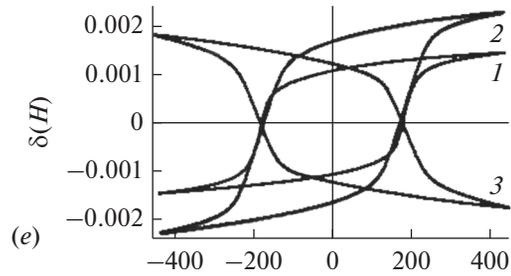
(в)



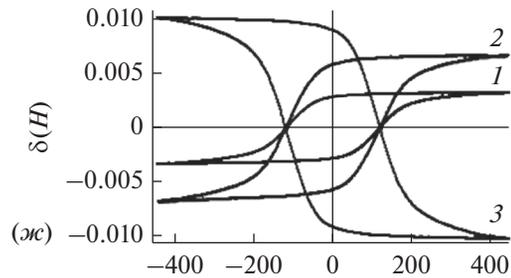
(г)



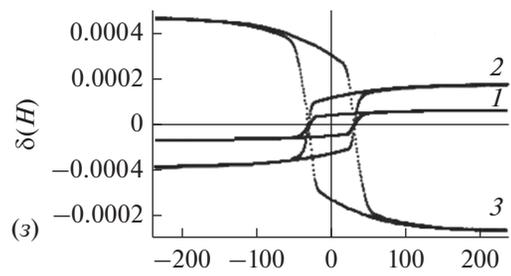
(д)



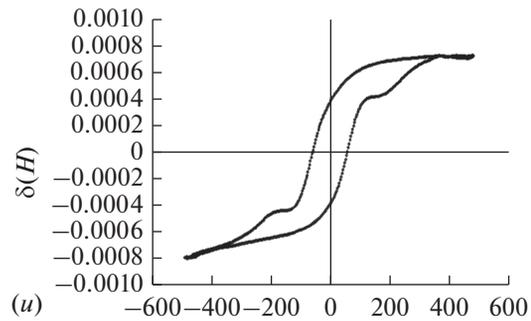
(e)



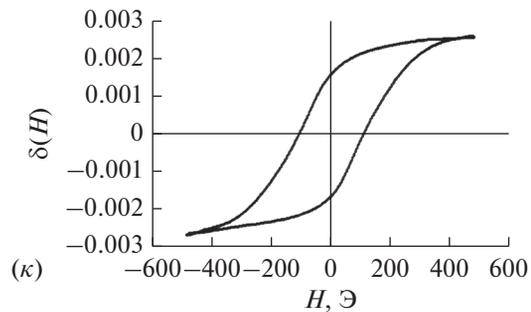
(ж)



(з)

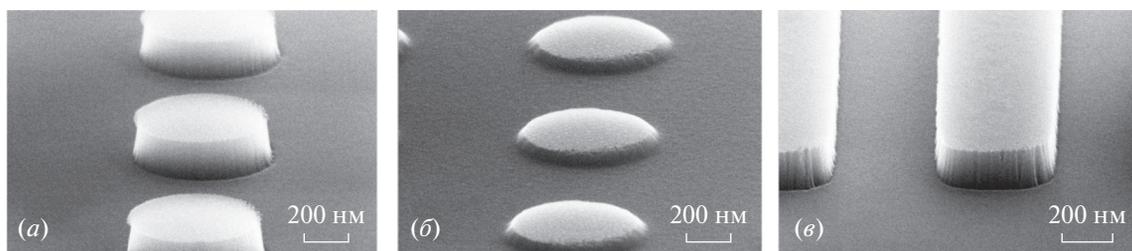


(и)



(к)

**Рис. 1.** Структуры на основе покрытых сверху титаном кремниевых наноструктур после нанесения верхнего нанослоя кобальта (образец 1) (а). Структура с кобальтовой нанопленкой на основе анодированного алюминия на кремниевой подложке (общий вид, образец 2) (б). Структура с однородным нанослоем кобальта на кремнии (образец 3) (в). Образец PbSe после обработки в  $Ag^+$  плазме в течение 4 мин. (г). Схема эксперимента в конфигурации магнитооптического экваториального эффекта Керра (МОЭЭК) (д). Справа (е, ж, з) соответствующие зависимости МОЭЭК –  $\delta(H)$  для  $\lambda = 633$  нм и углов падения  $25^\circ$  (1),  $40^\circ$  (2),  $75^\circ$  (3); для образца PbSe –  $52.5^\circ$  (и),  $65^\circ$  (к).



**Рис. 2.** Внешний вид магнитных структур (слой кобальта на подложке  $\text{SiO}_2$  только на верхней части выступающих элементов): структуры с плоским покрытием слоем кобальта (а); структуры с выпуклым покрытием слоем кобальта (б); структуры в виде продольных полосок (в).

нитооптических свойств, в общей сложности слои кобальта формировались 4 раза. Результат описанной выше технологии представлен на рис. 1г.

Описанная выше процедура позволила исследовать МО свойства магнитных структур на наноструктурированной поверхности в зависимости от толщины магнитной пленки. В зависимости от времени плазмо-химической обработки поверхности образцов формировались структуры, отличающиеся формой и размерами. По мере увеличения времени плазмо-химического травления формировались структуры со все большим размером и меньшей плотностью расположения.

Для более точного позиционирования положения магнитных структур (в том числе и магнитных вихрей) используется регулярно структурированная магнитная среда. На рис. 2 приведены подобные структуры, выполненные на оксиде кремния с покрытием слоем кобальта нанометровой толщины (слой кобальта на подложке  $\text{SiO}_2$  только на верхней части выступающих элементов). Важным отличием структур рис. 1 и рис. 2, является то, что структуры, приведенные на рис. 1, после их плазмо-химического формирования полностью покрывались слоем кобальта, в то время как структуры на рис. 2 формировались через кобальтовую маску. Поэтому структуры, фотографии которых приведены на рис. 1, имеют неравномерное покрытие слоем кобальта (более плотное на вершинах структур) по всей поверхности образца. Структуры рис. 2, имеют равномерное покрытие кобальтом только на верхней части выступающих вверх элементов, в то время как промежутки между элементами структур свободны от покрытия магнитной пленкой. Характерные размеры структур на рис. 2 изменялись в серии от 1 мкм до 500 нм с шагом 100 нм. Структуры сформированы методом плазмохимического травления через маску, как с плоской вершиной, так и с выпуклой верхней частью (см. рис. 2). Формировались также структуры в виде полосок (см. рис. 2).

Характерные размеры структур рис. 2 порядка длины падающей электромагнитной волны ( $\lambda \sim 633$  нм), поэтому при взаимодействии волны с поверхностью структур длина волны полностью

укладывается на отдельных элементах сформированных структур, в отличие от структур, приведенных на рис. 1.

Характерные магнитооптические петли гистерезиса (МОПГ) для структур в виде полосок соответствуют характерным для кобальтовых пленок величинам и проявляют явно выраженную анизотропию магнитных свойств при приложении внешнего магнитного поля вдоль и поперек магнитных полос.

#### МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

В работе исследовались магнитооптические петли гистерезиса и угловые зависимости амплитудных значений магнитооптического экваториального эффекта Керра (МОЭЭК) и коэффициентов отражения в дифракционных максимумах различных порядков, измеренные при двух ортогональных ориентациях образца относительно направления внешнего магнитного поля. Исследования проводились при комнатной температуре согласно методике, детально изложенной в [21]. Образец помещался между полюсами электромагнита, создающего магнитное поле частотой 30 Гц с амплитудой до 600 Э, достаточной для магнитного насыщения образца [21]. Поляризованный в плоскости падения ( $p$ -волна) лазерный пучок света диаметром 1 мм падал на поверхность пленки под разными углами и при разной ориентации образцов относительно плоскости падения и магнитного поля в стандартной конфигурации для измерений МОЭЭК, при этом направление магнитного поля было перпендикулярным плоскости падения (см. рис. 1е). Измерялась величина:

$$\delta = \Delta I / I(0), \quad (1)$$

где  $\Delta I = I(H) - I(0)$ . Здесь  $I(H)$  — интенсивность света, отраженного от намагниченной поверхности, а  $I(0)$  — интенсивность света, отраженного от ненамагниченной поверхности,  $H$  — напряженность магнитного поля. Значение  $\Delta I$  пропорционально переменной составляющей тока фотоприемника,  $I(0)$  пропорционально постоянной составляющей тока. Коэффициент отражения

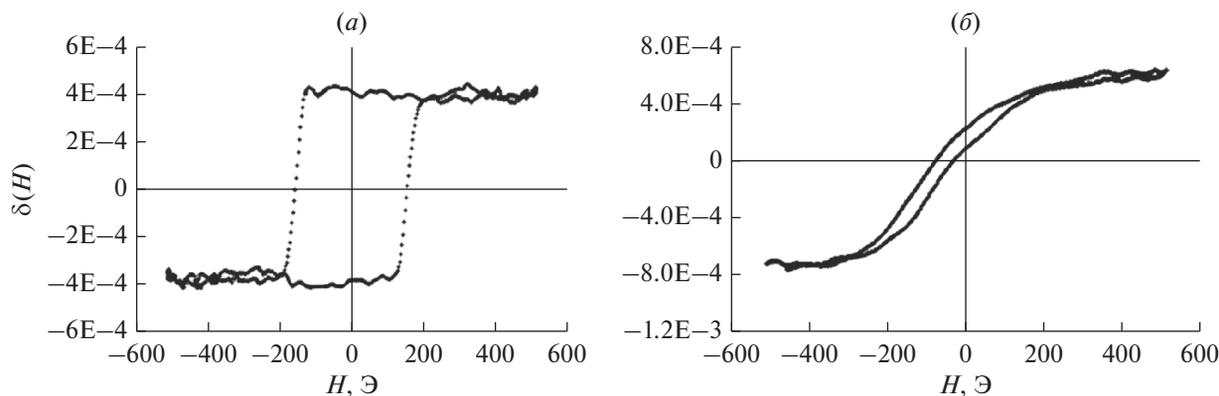


Рис. 3. Магнитооптические петли гистерезиса, полученные на структурах типа полосок (см. рис. 1*б*): магнитное поле приложено вдоль полосок (а), магнитное поле приложено перпендикулярно полоскам (б).

определялся, как отношение постоянной составляющей интенсивности отраженной волны  $I(0)$  к интенсивности  $I_{in}$  падающей волны:  $R = I(0)/I_{in}$ . Зависимость величины  $\delta$  от напряженности магнитного поля  $\delta(H)$  представляла собой магнитооптическую петлю гистерезиса. Для построения угловых зависимостей величины МОЭЖ использовалось амплитудное значение  $\delta_m = \delta(H_{max})$ , где  $H_{max}$  — амплитудное значение напряженности магнитного поля.

Длина волны когерентного излучения лазера составляла  $\lambda = 633$  нм. Размер пятна лазера составлял порядка 1 мм, поэтому для точного позиционирования на сформированных структурах использовались специальные диафрагмы. Тем не менее, размер пятна охватывал несколько элементов сформированных структур, поэтому измерялись усредненные характеристики отраженного сигнала.

Результаты магнитооптических измерений представлены на рис. 1 (справа). МОПГ соответствующих структур из левого столбца приведены в правом столбце рис. 1*е–л*. Отметим, что нормированные МОПГ (*е–з*) для структур (*а–в*) не зависят от углов падения начального излучения для каждой структуры, тогда как магнитооптическая петля гистерезиса, приведенная на рис. 1*и* для структуры на рис. 1*д*, имеет форму, характерную для наличия в системе магнитных вихрей. Все эксперименты проводились при комнатной температуре, и подобные петли наблюдались на нескольких структурах. Особые магнитооптические петли гистерезиса, характерные для наличия магнитных вихрей, возникают при определенных условиях: толщинах пленок, специфических свойствах интерфейсов между конкретными материалами, определенной формы структуры [22, 23] и т.д.

На рис. 3 представлены магнитооптические петли гистерезиса, полученные на структурах типа полосок (см. рис. 2*в*) при различных ориентациях внешнего магнитного поля. Отметим, что

характерные масштабы структур, представленных на рис. 2 составляют несколько сотен нанометров. График рис. 3*б* свидетельствует о возможности взаимного влияния полосок при намагничивании перпендикулярно направлениям магнитных полосок, что заметно по смещению петли гистерезиса влево от вертикальной оси. На смещение петли гистерезиса также может влиять и начальный этап намагничивания. Таким образом, при малых расстояниях между элементами необходимо учитывать их взаимное влияние, а в ряде случаев требуется более детальное исследование наблюдаемых явлений.

### ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ И АНАЛИТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ВИХРЕВЫХ МАГНИТНЫХ СТРУКТУР

Первые теоретические идеи наличия структур в магнитных системах, минимизирующих энергию системы были представлены в работах [24, 25]. В последующем была предложена простейшая модель состояния, реализующего метастабильное состояние в ферромагнетике с большой, но конечной длиной корреляции [26, 27]. Энергия подобного “вихревого” состояния ( $E_v$ ) оценивается следующим образом:

$$E_v - E_0 = \pi n^2 J \ln(R/a), \quad (2)$$

где  $E_0$  — энергия основного состояния в ферромагнетике, причем  $E_0 = 2JN$ ,  $n = 0, 1, 2, \dots$ ,  $J$  — обменный интеграл,  $R$  — характерный размер системы,  $a$  — межатомное расстояние. Как это следует из выражения (2), если характерный размер системы  $R \gg a$ , то выражение (2) велико, а магнитные моменты расположены в плоскости магнитной пленки.

В упомянутой модели не учитывались различные виды взаимодействия, кроме обменного [26]. В дальнейшем были учтены вклады других типов взаимодействий и разработаны соответствующие

модели (см. например, [7]), таким образом, на настоящий момент исследуется достаточно широкий класс топологических магнитных структур, возникающих в различных системах при определенных значениях параметров системы [7]. В зависимости от материала подложки, возможны различные варианты взаимодействия магнитного материала (в нашем случае Co) с веществом подложки. В работах [28–30] указывается на способность свинца (Pb), как в виде слоев, так и при легировании, значительно изменять магнитные свойства слоев графена ввиду сильного спин-орбитального взаимодействия. Отметим, что графен имеет гексагональную кристаллическую решетку [31]. Кобальт может иметь три различных кристаллических модификации, наиболее распространенной из которых является гексагональная структура кристаллической решетки [32]. Эта структура является наиболее перспективной с точки зрения ее магнитных свойств, которые могут быть успешно использованы в современных устройствах, основанных на спиновых эффектах [7]. Сильное спин-орбитальное взаимодействие слоев графена и свинца приводит к проявлению необычных магнитных свойств в графена и выстраиванию спинов в определенных направлениях. В работе [28] сообщается о возникающих гигантских эквивалентных магнитных полях, вызывающих в системе графен/свинец уровней квантования, аналогичных уровням Ландау в сильном магнитном поле. Аналогичный эффект возможен и у гексагональной модификации кобальта, напыленного на обогащенную свинцом поверхность. Мы предполагаем, что именно это и происходит в случае нанесения слоев кобальта толщиной 10–20 нм на поверхность обработанного ионами  $Ag^+$  соединения  $PbSe$ , в котором по мере об-

работки ионами  $Ag^+$  увеличивается относительное содержание свинца по сравнению с селеном, как показывают экспериментальные исследования [20]. Возникающие вихревые магнитные структуры при комнатной температуре радикально изменяют форму магнито-оптических петель гистерезиса (см. рис. 1*а*). При этом возможно возникновение различных магнитных конфигураций как с ориентацией в плоскости магнитных пленок, так и перпендикулярно ей, подобно тому как в системе графен/свинец возможна спиновая ориентация как в плоскости пленки, так и перпендикулярно поверхности [29, 30].

Подробно магнитооптические свойства наноструктурированных систем на основе селенида свинца, покрытого нанопленкой кобальта, исследованы в работе [33]. Было показано [33], что в наноструктурированных системах на основе  $PbSe$ , обработанного в плазме  $Ag^+$  и покрытого нанослоем кобальта, имеют место магнитооптические петли гистерезиса, характерные для наличия магнитных вихревых структур. Эти особенности возникли в определенном диапазоне параметров системы: толщины слоя кобальта, масштабов наноструктур, углов падения начального электромагнитного излучения при комнатной температуре [33].

Для описания магнитных структур с ориентацией магнитных моментов, имеющих компоненты перпендикулярные поверхности пленки, используются различные методы, например, компьютерное моделирование и аналитические подходы. Ввиду того, что на настоящий момент не существует точного аналитического решения, описывающего контур магнитного вихря (скирмиона), использовалась аппроксимация в виде суперпозиции двух доменных стенок (двух солитонов), согласно результатам работ [34–37]:

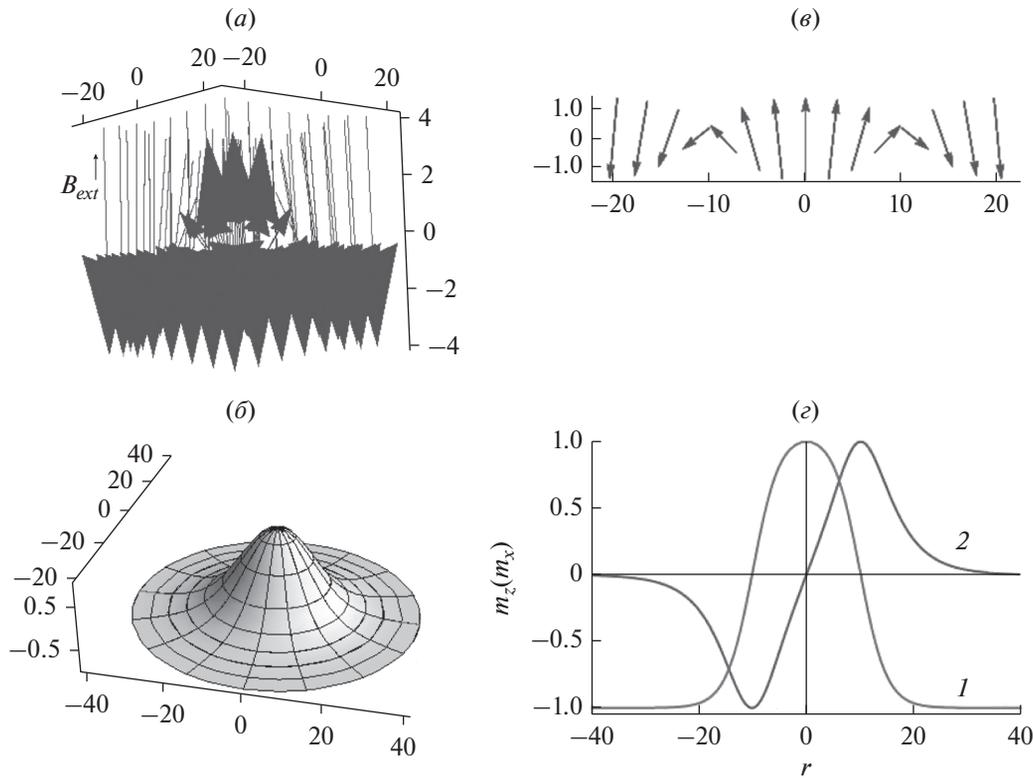
$$\theta(\rho, c, w) = \begin{cases} \sum_{+,-} \left[ \arcsin \left( \operatorname{th} \left( \frac{-\rho \pm c}{w/2} \right) \right) \right] + \pi, & B_z > 0 \\ \sum_{+,-} \left[ \arcsin \left( \operatorname{th} \left( \frac{-\rho \pm c}{w/2} \right) \right) \right], & B_z < 0, \end{cases} \quad (3)$$

где  $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$  радиальное расстояние от центра положения скирмиона,  $B_z$  – индукция магнитного поля вдоль оси  $OZ$ , параметр  $w$ , характеризующий ширину вихря (двумерного скирмиона), определялся согласно выражению [35, 36]:

$$c = \frac{w}{2} \operatorname{arcsinh} \left( \sqrt{\frac{2K_{eff}}{M_s B}} \right), \quad (4)$$

$$w = 2 \sqrt{\frac{A_{ex}}{K_{eff} + M_s B/2}}, \quad (5)$$

где  $A_{ex}$  – константа обменного взаимодействия,  $K_{eff}$  – эффективная константа анизотропии,  $M_s$  – намагниченность насыщения. Для кристаллического кобальта эти величины составляют порядка:  $A_{ex} = 1.3 \times 10^{-11}$  Дж/м,  $K_{eff} = 4.1 \times 10^5$  Дж/м<sup>3</sup>. Отметим, что для нанопленок кобальта константа анизотропии может отличаться от приведенного значения. Параметр  $c$ , характеризующий положение доменной стенки, того же порядка, что и параметр  $w$  (более подробно эти аспекты обсуждаются в работах [35, 36]).



**Рис. 4.** Общий вид трехмерной картины намагниченности участка  $20 \times 20 \text{ nm}^2$ , соответствующий наличию магнитного вихря. Указано направление внешнего магнитного поля ( $\vec{B}_{ext}$ ) (а). Магнитное поле направлено вниз. Пространственная картина проекции на ось  $OZ$  приведенной намагниченности  $m_z = M_z/M_S$  в зависимости от расстояния от центра вихря (б). Сечение плоскостью  $YOZ$  ( $x = 0$ ) магнитного вихря (б); вектор приведенной намагниченности (в); проекция на ось  $OZ$  приведенной намагниченности  $m_z$  в зависимости от расстояния от центра вихря (1) и составляющая  $m_x$  по оси  $Ox$  приведенной намагниченности (2) (г). Масштаб горизонтальных осей соответствует нанометрам, вертикальные оси приведены в условных единицах (у.е.). Результаты представлены для параметров кобальта (Co)  $K_{1u} = 4.1 \times 10^5 \text{ Дж/м}^3$ ,  $A_{ex} = 1.3 \times 10^{11} \text{ Дж/м}$ .

Спиновая структура изолированного скирмиона при аксиальной симметрии для двух измерений может быть представлена в виде [36]:

$$\vec{S}(x, y) = \begin{pmatrix} -\sin[\theta(\rho, c, w)](x/\rho) \\ -\sin[\theta(\rho, c, w)](y/\rho) \\ \cos[\theta(\rho, c, w)] \end{pmatrix}. \tag{6}$$

Подстановка численных значений дает по порядку величины следующие значения параметров:  $w = 10 \text{ нм}$ ,  $c = 10 \text{ нм}$ . Вычисления по приведенным формулам (3)–(6) дают результаты, представленные на рис. 4. На рис. 4а представлен общий вид трехмерной картины намагниченности участка  $20 \times 20 \text{ nm}^2$ , соответствующий наличию магнитного скирмиона, на рис. 4б представлено сечение плоскостью  $YOZ$  ( $x = 0$ ), на рис. 4в представлена проекция на ось  $OZ$  приведенной намагниченности. Согласно приведенным формулам были рассчитаны величины, характеризующие намагниченность системы в случае образо-

вания магнитных вихрей, которые представлены на рис. 4.

Рисунок 4 демонстрирует структуру магнитного вихря для случая, когда магнитные моменты имеют составляющую, перпендикулярную плоскости магнитной пленки. В частности, рис. 4г демонстрирует структуру вихря, состоящего из двух солитонов (см. также формулу (2)). Размер вихря характеризуется шириной графика 1 на рис. 4г на нулевом уровне по вертикальной оси [35, 36]. Этот параметр по порядку величины равен ширине доменной стенки [38] (см. формулы (4)–(5)).

Описание спиновых структур, с поляризацией магнитных моментов, перпендикулярных поверхности, детально исследуется в многочисленных современных исследованиях (см. например, [7, 34–36]). Предложенные описания топологических спиновых структур базируются на модели Скирма, где автор предложил одну из первых нелинейных реализаций киральной  $SU(2) \otimes SU(2)$  группы – нелинейную  $\sigma$ -модель [39]. В основе модели Скирма лежит “ежевый” (“hedgehog”) анзац, который минимизирует энергию в указанной выше модели [40]. Топологическая магнитная структура – скирмион – реализует абсолютный минимум энергии в гамильтониане модели. Основное уравнение для кирального угла  $\theta(r)$  не имеет аналитического решения. Выражение для кирального угла  $\theta(r)$  при  $r \ll 1$  имеет вид:  $\theta(r) \approx N\pi - r/r_0$ , а при  $r \gg 1$  спадает по закону:  $\theta(r) \approx g/r^2$ , где  $N$  – целое число,  $r_0$  – параметр размерности длины,  $g$  – параметр,  $r$  – расстояние.

Можно построить двухсолитонные решения на основе приведенных в работе [40] аппроксимаций для скирмиона в сильных взаимодействиях (физика ядра). Это, прежде всего, аппроксимация для структур с топологическим зарядом  $Q = 1$  Атьи-Мантона:

$$\theta = \pi \left[ 1 - \left( 1 + \frac{\lambda^2}{r^2} \right)^{-1/2} \right], \quad (7)$$

где, например,  $\lambda^2 \approx 4.22$  определяет размер топологической структуры,  $r$  – расстояние. Другой достаточно хорошей двухпараметрической аппроксимацией для описания поведения кирального угла является следующее выражение [40]:

$$\theta = \pi - 2 \arctg \left[ y \left( 1 + by^2 \right)^{1/2} \right], \quad (8)$$

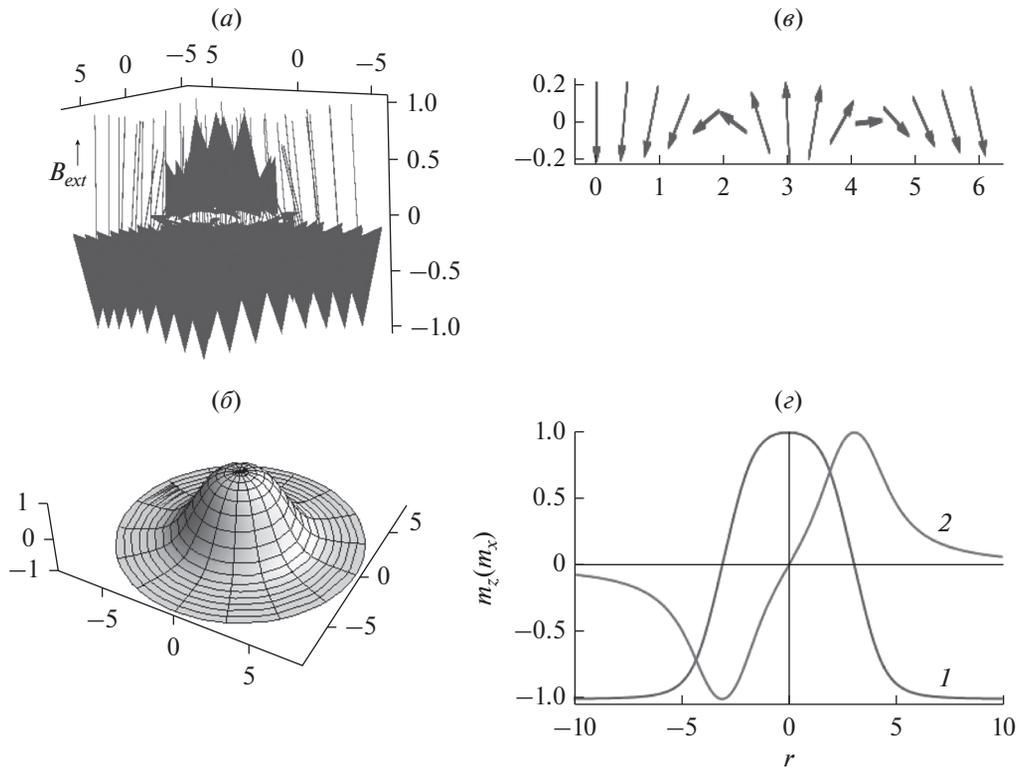
где  $y = r/a$ ,  $r$  – расстояние,  $a$ ,  $b$  – параметры. На основе этой аппроксимации (8) в настоящей работе было построено двухсолитонное решение по принципу, представленному формулами (3), (6), графическое представление которого приведено на рис. 5. Это решение при должном выборе параметров также описывает нетривиальные топологические магнитные конфигурации. Другие типы аппроксимации двухсолитонных решений предложены, например, в работе [7]. Приведенные аппроксимации позволяют связать характерные параметры магнитной системы со свойствами топологических магнитных структур, что дает большую определенность в подборе технологических режимов формирования конкретных электронных устройств. Отметим, что параметры в аппроксимационных выражениях для рис. 5 выбраны отличными от таковых для рис. 4, чтобы подчеркнуть их различие, так как результаты, представленные на рис. 4 и 5, получены на основе различных фор-

мул. Должным выбором параметров можно добиться идентичности построенных зависимостей при различных аппроксимациях. Сравнение рис. 4 и 5 позволяет сделать вывод, что характер поведения представленных решений аналогичен. Кроме того, очевидно, что возможны различные аппроксимации скирмионных состояний магнитной системы на основе солитонных решений, минимизирующих функционал магнитной энергии, так как общий характер поведения зависимостей, изображенных на рис. 4 и 5 имеет сходный характер. Этот факт базируется на том основании, что уравнения Эйлера-Лагранжа для обеих систем из работ [34, 40], построенные на основе соответствующих функционалов энергии, идентичны и различаются только физическими параметрами, описывающими конкретные системы (в одном случае это магнитная система [34], а в другом – ядерная [40]).

### МОДЕЛИРОВАНИЕ СМЕЩЕНИЯ ВИХРЕЙ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Перемагничивание магнитной пленки, напыленной на наноструктурированную подложку, отличается от перемагничивания пленки, нанесенной на гладкую поверхность. Шероховатость подложки представляет собой немагнитные включения, дефекты или центры концентрации напряжений. У магнитомягких материалов намагничивание осуществляется, в основном, путем смещения доменных границ (см., например, работу [12] и ссылки в ней). Гистерезис, обусловленный смещением границ, рассматривается в теории включений и напряжений. Согласно первой из них причиной задержки смещения является закрепление доменных границ на немагнитных включениях и пустотах, а по теории напряжений гистерезис связан с флуктуацией энергии границ, обусловленной осциллирующей внутренними напряжениями в направлении движения границы.

В рамках обеих теорий показано, что коэрцитивная сила максимальна, когда период флуктуаций напряжений, размер включений или их период  $l$  сравнимы с шириной доменной границы  $d$ . Для определения ширины границы воспользуемся формулой для уединенной 180-градусной стенки Блоха:  $d = \pi(A/K_{eff})^{1/2}$ , где  $A$  – обменный параметр (у кобальта  $A \sim 10^{-11}$  Дж/м),  $K_{eff}$  – эффективная константа анизотропии. Константу анизотропии напыленного кобальта можно приближенно найти из известной формулы для одноосного магнетика:  $H_k = 2K_{eff}/\mu_0 M_s$ , где  $H_k$  – поле анизотропии,  $\mu_0 M_s = 1.8$  Тл – индукция насыщения кобальта,  $\mu_0 = 4\pi \times 10^7$  Гн/м. Исследуемые пленки не были одноосными, поэтому, полагая, что  $H_k \sim H_s$ , где  $H_s$  – поле насыщения, из рис. 1а–в найдем, что у



**Рис. 5.** Общий вид трехмерной картины намагниченности участка  $6 \times 6 \text{ nm}^2$ , соответствующий наличию магнитного вихря. Указано направление внешнего магнитного поля ( $\vec{B}_{ext}$ ) (а). Магнитное поле направлено вниз. Пространственная картина проекции на ось  $OZ$  приведенной намагниченности  $m_z = M_z/M_S$  в зависимости от расстояния от центра вихря (б). Сечение плоскостью  $YOZ$  ( $x = 0$ ) магнитного вихря (б); вектор приведенной намагниченности (в); проекция на ось  $OZ$  приведенной намагниченности  $m_z$  в зависимости от расстояния от центра вихря (1) и составляющая  $m_x$  по оси  $OX$  приведенной намагниченности (2) (г). Масштаб горизонтальных осей соответствует нанометрам, вертикальные оси приведены в условных единицах (у.е.).

первого и второго образцов  $H_s \sim 400 \text{ Э}$  ( $400 \times 10^3/4\pi = 31.8 \text{ кА/м}$ ), у третьего  $\sim 50 \text{ Э}$  ( $50 \times 10^3/4\pi = 3.98 \text{ кА/м}$ ). В результате, для образцов 1, 2 получим  $d \approx 40 \text{ нм}$ . Для сравнения у гексагонального кобальта величина  $d$  существенно меньше ( $d \approx 15 \text{ нм}$ ). Из рис. 1 видно, что характерный размер  $l$  составляет  $\approx 50 \text{ нм}$ , что соответствует полученной ширине доменной границы напыленного кобальта. У первого образца, несмотря на большую толщину пленки ( $h = 100 \text{ нм}$ ), флуктуации свойств поверхности вследствие ее неоднородности сравнимы с толщиной пленки, что при выполнении условия  $l \approx d$  согласно теории смещения блокирует движение доменных границ. Однако в этом случае существенный вклад в перемещение намагниченности, на что указывает  $H_k \sim H_s$ .

Для исследования магнитных свойств структур, в частности, представленных на рис. 2, было проведено микромагнитное моделирование. Для исследования эффекта “закрепления” доменных границ на неоднородностях изучались посредством моделирующей системы условия, при кото-

рых доменная граница будет тормозиться при движении на неоднородностях поверхности. Компьютерное моделирование в различных разработанных в настоящее время системах описано, в частности, в работе [41]. Моделирование опирается на математическое описание процесса релаксации магнитной подсистемы посредством уравнения Ландау-Лифшица с учетом различных механизмов взаимодействия магнитных моментов [41]:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\vec{M} \times \vec{H}_{eff} - \frac{\gamma\alpha}{M_s}\vec{M} \times [\vec{M} \times \vec{H}_{eff}], \quad (9)$$

где  $\vec{M}$  – намагниченность,  $M_s$  – намагниченность насыщения кобальта,  $\gamma$  – гиромагнитное отношение,  $\alpha$  – безразмерный коэффициент затухания,  $\vec{H}_{eff}$  – эффективное магнитное поле. Эффективное поле определяется согласно:  $\vec{H}_{eff} = -\mu_0^{-1} \partial E / \partial \vec{M}$ , где энергия  $E$  включает в себя различные виды взаимодействия: обменное, зеемановскую энергию, энергию размагничивания, энергию кристаллической анизотропии.

В терминах континуальной модели для моделирования на компьютере общая энергия представляется в виде следующих слагаемых [41]:

$$E = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \vec{M}_i \vec{M}_j + \sum_{\langle i,j \rangle} D_{ij} (\vec{M}_i \vec{M}_j) - \mu_0 \vec{H} \sum_i \vec{M}_i - \frac{1}{2} \mu_0 \sum_i \vec{M}_i \vec{H}_d, \quad (10)$$

где  $J$  – обменная константа,  $D_{ij}$  – параметр взаимодействия Дзялошинского-Мория,  $\vec{M}_i$  – намагниченность  $i$ -го элемента разбиения ( $i$ -й ячейки),  $\vec{H}$  – вектор магнитной напряженности внешнего поля,  $\vec{H}_d$  – вектор размагничивания. В выражение (3) могут быть добавлены и другие виды энергий, например, энергия кристаллической анизотропии.

Объект моделирования представлял собой полый цилиндр диаметром 500 нм, высотой 1 нм,  $M_s = 1.44 \times 10^6$  А/м. Магнитные параметры системы соответствовали пленочному кобальту. Константа анизотропии ( $K$ ) бралась различной:  $10^4$  Дж/м<sup>3</sup>,  $4.4 \times 10^5$  Дж/м<sup>3</sup> для определения специфики влияния этого фактора на возникающую картину и ввиду сложности точного экспериментального измерения локальных магнитных свойств нанесенной кобальтовой магнитной пленки. Диаметр цилиндра равнялся 100 нм, количество ячеек вычислительной сетки составляло  $255 \times 255 \times 1$ , размеры ячейки были равны  $2 \times 2 \times 1$  нм<sup>3</sup>, полный размер (размер окна) составлял  $510 \times 510 \times 1$  нм<sup>3</sup>. Изменение положения возникающих магнитных вихрей для различных параметров системы представлено на рис. 6–9.

Моделировалась полая цилиндрическая оболочка с закрытым плоским верхом, изготовленная из кобальта, без анизотропии. Геометрические параметры системы соответствовали следующим значениям: высота – 100 нм, диаметр – 100 нм, толщина боковой стенки – 10 нм (толщина пленки сверху – 10 нм/толщина выпуклой части в верхней точке – 10 нм). Вихревая структура зарождалась сбоку и перемещалась по поверхности цилиндрической оболочки перпендикулярно приложенному внешнему магнитному полю  $B_{ext}$  (см. рис. 6). Вихревая структура проходила через верхнюю точку плоского покрытия цилиндра и опускалась в нижнее положение с противоположной стороны. Ядро вихря окрашено светлым (белым) цветом.

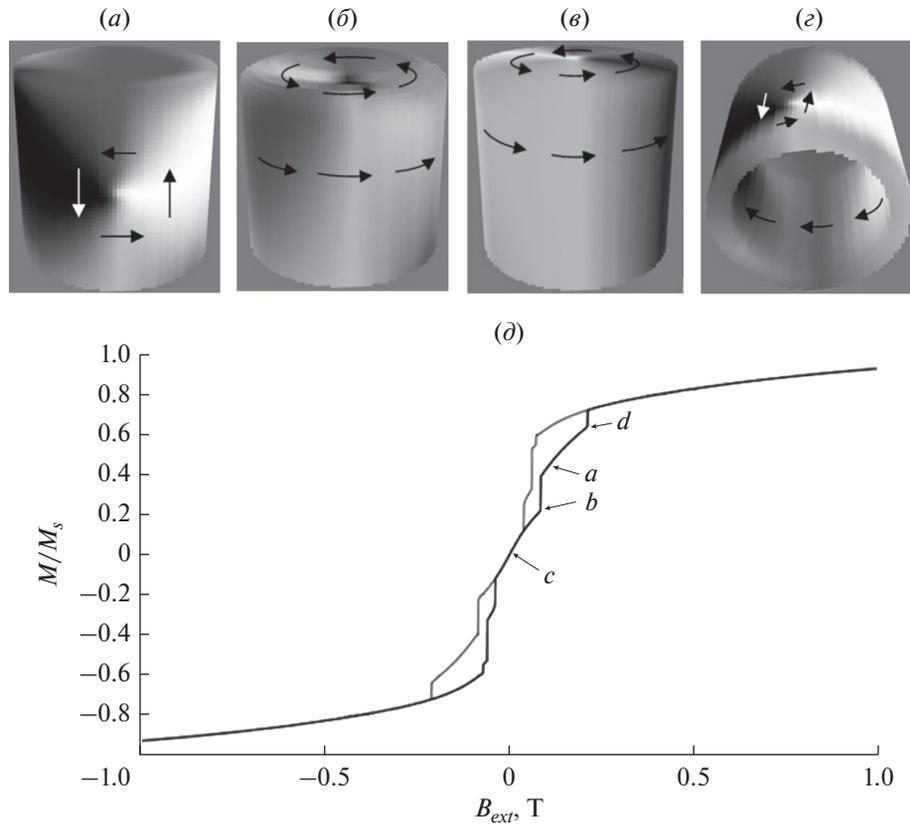
Аналогичным образом моделировалась полая цилиндрическая оболочка с закрытым выпуклым верхом, изготовленная из кобальта, без анизотропии. Геометрические параметры системы соответствовали следующим значениям: высота – 100 нм, диаметр – 100 нм, толщина боковой стенки – 10 нм (толщина пленки сверху – 10 нм/толщина выпуклой части в верхней точке – 10 нм). Вихревая структура зарождалась сбоку и перемещается по

поверхности цилиндрической оболочки перпендикулярно приложенному внешнему магнитному полю  $B_{ext}$  (см. рис. 7). Вихревая структура проходила через верхнюю точку плоского покрытия цилиндра и опускалась в нижнее положение с противоположной стороны. Ядро вихря окрашено темным (черным) цветом.

Компьютерное моделирование свидетельствует, что, изменяя напряженность внешнего магнитного поля, можно управлять положением ядра вихревой структуры на цилиндрической магнитной поверхности. Таким образом, имеется возможность не стирать и вновь записывать информацию, а перемещать ядро вихря в “теневую” область и вновь возвращать его нужное место для считывания информации.

Моделировалась полая цилиндрическая оболочка с закрытым плоским верхом, изготовленная из кобальта, с ориентацией оси легкого намагничивания (ОЛН) вдоль оси  $OY$  – (0,1,0), лежащей вместе с осью  $OX$  в основании цилиндра. Геометрические параметры системы соответствовали следующим значениям: высота – 100 нм, диаметр – 100 нм, толщина боковой стенки – 10 нм, (толщина пленки сверху – 10 нм/толщина выпуклой части в верхней точке – 10 нм). Вихревая структура зарождалась сверху и исчезала при перемещении через верхнюю точку перпендикулярно приложенному внешнему магнитному полю  $B_{ext}$  на боковой поверхности цилиндра (см. рис. 8). Ядро вихря окрашено светлым (белым) цветом. Вблизи края основания цилиндра происходит смещение вершины вихря в сторону вдоль оси легкого намагничивания (ОЛН).

Моделировалась полая цилиндрическая оболочка с закрытым выпуклым верхом, изготовленная из кобальта, с ориентацией оси легкого намагничивания (ОЛН) вдоль оси  $OZ$  – (0,0,1), проходящей вдоль оси цилиндра. Геометрические параметры системы соответствовали следующим значениям: высота – 100 нм, диаметр – 100 нм, толщина боковой стенки – 10 нм (толщина пленки сверху – 10 нм/толщина выпуклой части в верхней точке – 10 нм). Вихревая структура зарождалась сбоку и исчезала при перемещении перпендикулярно приложенному внешнему магнитному полю  $B_{ext}$  вблизи основания цилиндра (см. рис. 9). Ядро вихря окрашено светлым (белым) цветом. Отметим, что на основании цилиндра формирования магнитного вихря не наблюдалось.



**Рис. 6.** Вихревая магнитная структура на цилиндрической поверхности с плоским верхом без анизотропии (а–г) в зависимости от приложенного магнитного поля. Стрелками на рисунке (в) отмечены точки, где формируется соответствующая картина намагничивания структуры на рисунках (а–д). Вихри формируются и существуют при значениях магнитного поля в диапазоне:  $-0.060-0.211$  Тл (на восходящей ветви петли гистерезиса).

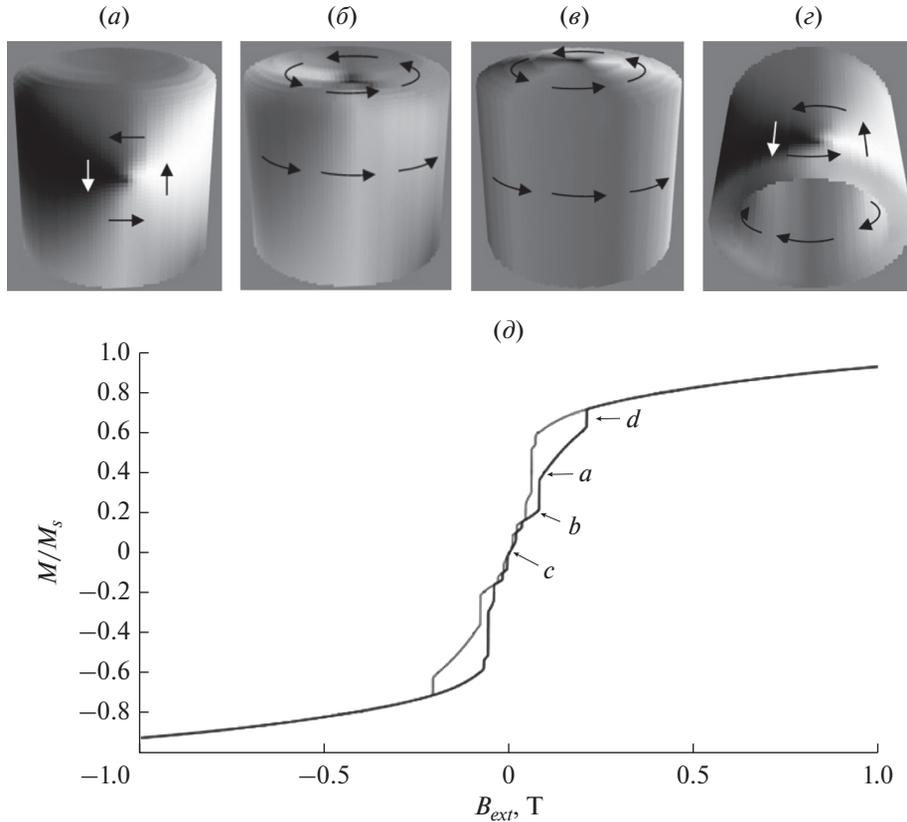
## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Результаты магнитооптических исследований свидетельствуют о наличии характерных размерных масштабов для исследованного класса структур и материалов, при которых возможно формирование магнитных вихрей [33]. Этот размерный масштаб составлял порядка  $\Lambda \sim 100$  нм. При больших чем  $\Lambda$  размерах структурных элементов на искривленных поверхностях обогащенных свинцом структур наблюдались магнитооптические петли гистерезиса, характерные для наличия в системе магнитных вихрей [33]. Положение магнитных вихрей зависит от целого ряда условий, для детального изучения которых проводилось микромагнитное моделирование.

Как показали результаты микромагнитного моделирования в среде MuMax<sup>3</sup> [41], имеются существенные различия в возникновении и поведении магнитных вихрей в зависимости от конфигурации и структуры магнитных материалов. Магнитные вихри не возникали на основании цилиндрической поверхности при наличии магнитной анизотропии и выпуклости основания. Выпуклости в верхней части структур (основа-

нии) возникают при магнитном напылении металлических пленок, ввиду преимущественного осаждения металла на вершинах наноструктур. Наличие вихревой магнитной структуры на основании цилиндра отражается на магнитном гистерезисе в виде смыкания вблизи нулевых магнитных полей гистерезиса перемагничивания (см. рис. 5–7). При отсутствии факта возникновения вихревой магнитной структуры на основании цилиндрической поверхности не происходит смыкания гистерезиса перемагничивания в магнитных полях вблизи нулевых магнитных полей. При изменении величины индукции внешнего магнитного поля происходит смещение положения центра магнитного вихря на поверхности магнитной цилиндрической поверхности. Это позволяет управлять положением магнитного вихря на структуре.

Исследование закономерностей по перемагничиванию магнитной структуры на основании экспериментальной петли гистерезиса, приведенной на рис. 1и, и ее сравнение с петлей гистерезиса для однородной пленки кобальта на рис. 1з позволяют оценить работу по перемагничиванию, а также работу по формированию магнитного вихря при комнатной температуре. Это важно



**Рис. 7.** Вихревая магнитная структура на цилиндрической поверхности с выпуклым верхом без анизотропии (а–г) в зависимости от приложенного магнитного поля. Стрелками на рисунке (д) отмечены точки, где формируется соответствующая картина намагничивания структуры на рисунках (а–г). Вихри формируются и существуют при значениях магнитного поля в диапазоне:  $-0.058-0.207$  Тл (на восходящей ветви петли гистерезиса).

как для понимания сущности протекающих процессов, так и для оценки энергетических затрат для выполнения элементарных операций в электронных системах. Оценка энергетических потерь на гистерезис, отнесенных к единице вещества (удельные потери), определяются по формуле  $\epsilon = \oint \vec{H} d\vec{B}$  [33]. На основе результатов работы [33] для чистой пленки кобальта (рис. 1з) толщиной 10 нм оценки дают значение порядка  $\epsilon_{Co} \approx 23 \times 10^3$  Дж/м<sup>3</sup>. Оценка энергетических потерь на гистерезис, отнесенных к единице объема, для процесса перемагничивания с возникновением вихревых магнитных состояний (рис. 1а) имеет порядок  $\epsilon_v \approx 41 \times 10^3$  Дж/м<sup>3</sup>. Отметим, что энергия  $\epsilon_v$  является усредненной энергией по площади, охватываемой падающим лучом, и включает в себя как энергию по перемагничиванию вихревых магнитных состояний, так и энергию на перемагничивание магнитной пленки на поверхности структуры. Оценка удельных потерь на гистерезис для случая без образования магнитного вихря (рис. 1л) составляет  $\epsilon \approx 61 \times 10^3$  Дж/м<sup>3</sup>. Таким образом, формирование магнитного вихря приво-

дит к меньшим удельным потерям на перемагничивание и происходит по траектории с наименьшей убылью потенциальной энергии [33].

Для определения момента возникновения магнитного вихревого состояния сравнивались значения магнитостатической энергии и энергии магнитного вихря. Для оценки магнитостатической энергии ( $E_d$ ) однородно намагниченного цилиндра высотой  $h$  и радиусом основания  $R$ , однородно намагниченного перпендикулярно своей оси, было получено выражение:

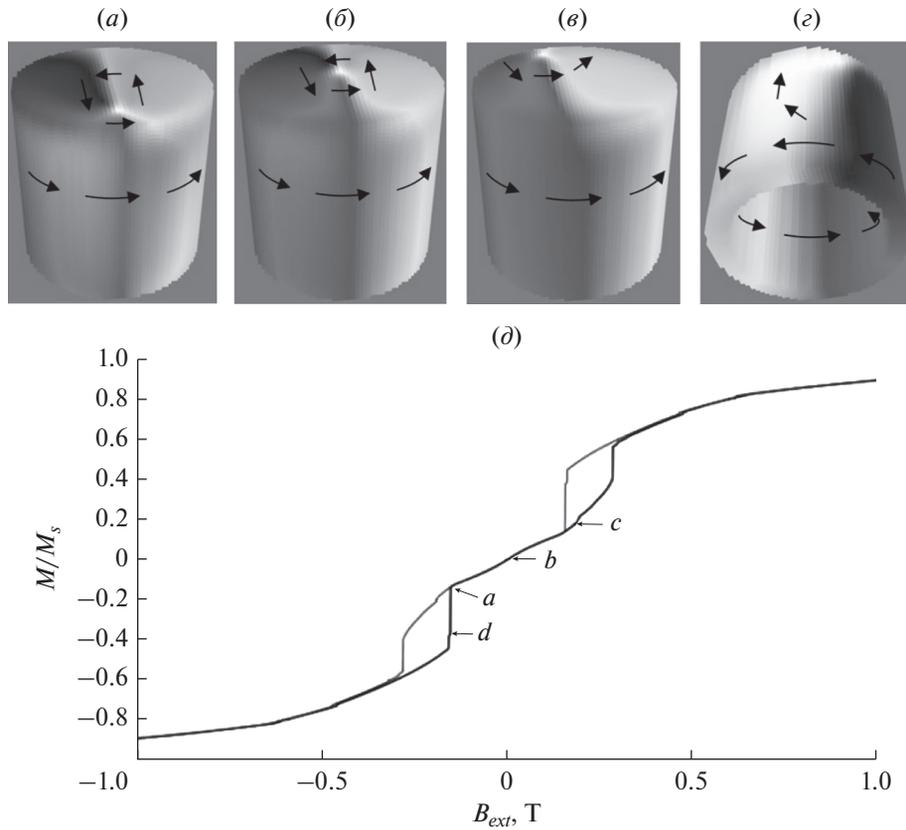
$$E_d = \frac{\pi B_s^2}{8\mu_0} R h^2, \quad (11)$$

где  $B_s$  – индукция магнитного поля насыщения.

Оценка энергии магнитного вихря ( $E_v$ ) производилась согласно следующему выражению:

$$E_v \approx 2\pi h A \ln(R/a), \quad (12)$$

где  $A$  – обменный параметр,  $a$  – межатомное расстояние. При малых  $h$  выгодным становится однородно намагниченное состояние, а при больших значениях  $h$  выгоднее формирование магнитного вихря. Переход происходит при значениях:  $E_v \cong E_d$ ,



**Рис. 8.** Вихревая магнитная структура на цилиндрической поверхности с плоским верхом с анизотропией (0,1,0),  $K = 4.4 \times 10^5$  Дж/м<sup>3</sup> в зависимости от приложенного магнитного поля (а–г). Стрелками на рисунке (д) отмечены точки, где формируется соответствующая картина намагничивания структуры на рисунках (а–д). Вихри формируются и существуют при значениях магнитного поля в диапазоне:  $-0.155-0.193$  Тл (на восходящей ветви петли гистерезиса).

что дает следующее соотношение для толщины магнитного слоя, начиная с которого становится выгодным формирование магнитного вихря ( $h_{cr}$ ):

$$h_{cr} = \frac{16\mu_0 A}{B_s^2 R} \ln(R/a). \quad (13)$$

При наличии плоскостной магнитной анизотропии, в частности – одноосной, если ось легкого намагничивания ориентирована параллельно внешнему полю, энергия однородно намагниченной пленки не изменится, тогда как энергия вихря увеличится на величину  $E_a$ , обусловленную анизотропией:

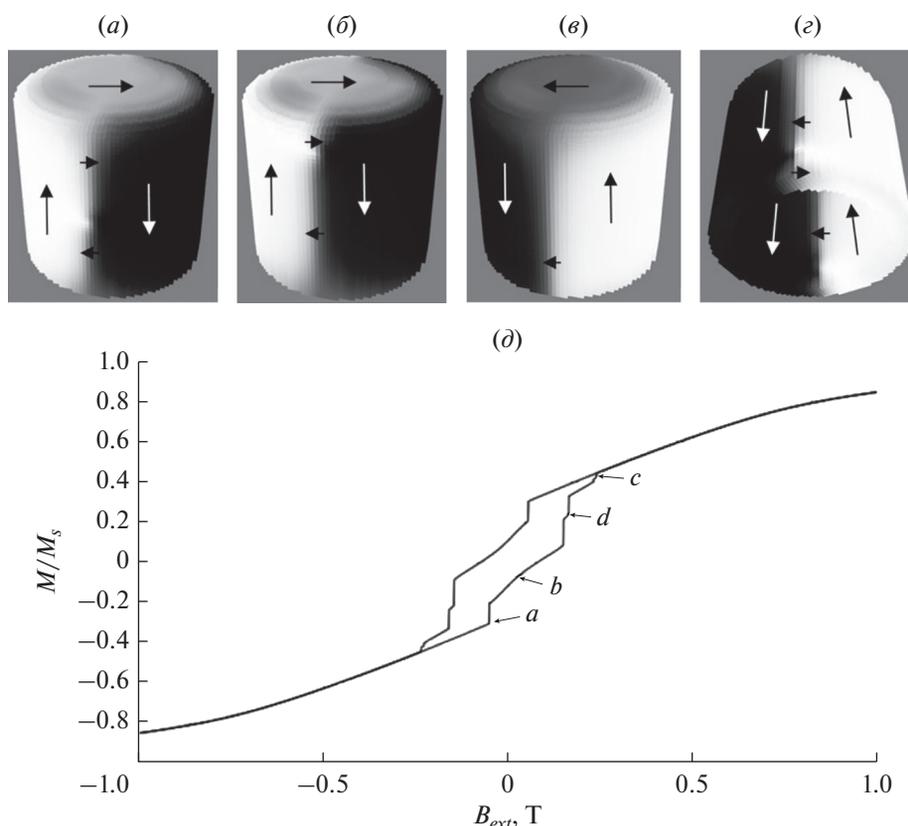
$$E_a = 0.5\pi R^2 h K_{eff}. \quad (14)$$

В этом случае:

$$h_{cr} = 4\mu_0(4A \ln(R/a) + R^2 K_{eff}) / (RB_s^2). \quad (15)$$

Подстановка численных значений для кобальта в формулу (15) дает при  $R = 50$  нм значение толщины магнитного слоя  $h_{cr} \cong 9$  нм для  $K_{eff} = 0$  и увеличение  $h_{cr}$  при больших  $K_{eff}$ , что и наблюдалось в настоящем исследовании.

Предложенная аналитическая аппроксимация магнитных структур типа скирмиона позволяет связать его характерные размеры с характеристиками системы. Результаты исследования показывают, что возможны различные аппроксимации скирмионных конфигураций намагниченности на основе солитонных решений, минимизирующих функционал магнитной энергии. Все отмеченные закономерности, как это следует из проведенных исследований, чрезвычайно чувствительны к технологическим параметрам системы. Исходя из проведенных исследований, можно сделать вывод, что специфика различных технологических этапов изготовления магнитных наноструктур с необходимыми свойствами является одним из решающих факторов при создании действующих образцов электронных устройств на основе особых топологических свойств магнитных структур. Отметим, что управление положением магнитного вихря осуществляется посредством изменения величины магнитного поля, а не его градиента, что не требует дополнительных технологических устройств.



**Рис. 9.** Вихревая магнитная структура на цилиндрической поверхности с выпуклым верхом с анизотропией  $(0,0,1)$ ,  $K = 4.4 \times 10^5$  Дж/м<sup>3</sup> в зависимости от приложенного магнитного поля (*a–e*). Стрелками на рисунке (*d*) отмечены точки, где формируется соответствующая картина намагничивания структуры на рисунках (*a–d*). Вихри формируются и существуют при значениях магнитного поля в диапазоне:  $-0.052$ – $0.236$  Тл (на восходящей ветви петли гистерезиса).

Таким образом, в настоящем исследовании рассматриваются закономерности изменения положения магнитных вихревых структур в зависимости от внешнего приложенного магнитного поля. Показано методом микромагнитного моделирования, что на цилиндрических магнитных структурах положение вихря контролируется внешним магнитным полем. Магнитный вихрь может находиться как на основании, так и на боковых стенках цилиндрических структур в зависимости от параметров системы. Исследованный эффект может быть использован при создании магнитной памяти на структурах с магнитными вихрями. Отметим, что наноструктурированные системы, подобные исследованным в настоящей работе, привлекают особое внимание исследователей на протяжении последних десятилетий ввиду возможности их использования для создания компактных электронных устройств [42, 43].

## ВЫВОДЫ

В настоящей работе изучаются закономерности формирования и возможности управления положением магнитного вихря на структурном

эlemente магнитной памяти посредством экспериментальных исследований и методами микромагнитного моделирования. Формирование магнитных вихрей в исследуемых системах происходит на характерных размерных масштабах  $\Lambda \geq 100$  нм, как показали результаты экспериментов [33]. Исследованы закономерности изменения положения магнитных вихревых структур в зависимости от величины и направления внешнего приложенного магнитного поля. Методом микромагнитного моделирования продемонстрировано, что на цилиндрических магнитных структурах положение вихря контролируется внешним магнитным полем. Магнитный вихрь может находиться как на основании, так и на боковых стенках цилиндрических структур в зависимости от параметров системы. Исследованные эффекты могут быть использованы при создании магнитной памяти на структурах с магнитными вихрями.

Авторы выражают искреннюю признательность И.И. Амирову за помощь в изготовлении структур, В.В. Наумову за нанесение магнитных нанослоев, С.П. Зимину за предоставление образцов на основе халькогенидов свинца.

Работа выполнена в рамках Государственного задания ЯФ ФТИАН им. К.А. Валиева Минобрнауки России по теме № 0066-2019-0003 с использованием оборудования Центра коллективного пользования “Диагностика микро- и наноструктур”.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Parkin S., Yang S.-H.* Memory on racetrack // *Nat. Nanotechnology.* 2015. V. 10. P. 195–198.
2. *Guimaraes A.P.* Principles of nanomagnetism. 2017 AG. Springer International Publishing, Switzerland, 330 p.
3. *Parkin S.S.P., Hayashi M., Thomas L.* Magnetic domain-wall racetrack memory, *Science* // 2008. V. 320. P. 190–194.
4. *Pigeau B., de Loubens G., Klein O., Riegler A., Lochner F., Schmidt G., Molenkamp L. W., Tiberkevich V. S., Slavin A. N.* A frequency-controlled magnetic vortex memory, *Appl. Phys. Lett* // 2010. V. 96. P. 132506.
5. *Geng L.D., Jin Y.M.* Magnetic vortex racetrack memory // *Journ. Magn. Magn. Mat.* 2017. V. 423. P. 84–89.
6. *Kronmuller H., Parkin S. (eds).* Handbook of Magnetism and advanced magnetic materials. Wiley, New York: 2007, 2912 p.
7. *Zang J., Cros V., Hoffmann A. (eds).* Topology in Magnetism. Springer series in Solid State Science. V. 192. Springer International Company. 2018. Springer. Switzerland, 416 p.
8. *Gobel B., Schaffer A.F., Berakdar J., Mertig I., Parkin S.S.P.* Electrical writing, deleting, reading, and moving of magnetic skyrmioniums in a racetrack device // *Sci. Rep.* 2019. V. 9. P. 12119.
9. *LoBue M., Mazaleyrat F., Ammar M., Barrue R., Champion Y., Faure S., Hytch M., Snoek E., Steiner J., Alouges F.* Observation and modelling of magnetic vortex core structure in permalloy nanoparticles // 2010. *Journ. Magn. Magn. Mat.* 2010. V. 322. P. 1290–1292.
10. *Sapozhnikov M.V., Ermolaeva O.L., Gribkov B.G., Nafedov I.M., Karetnikova I.R., Gusev S.A., Rogov V.V., Troitskii B.B., Khokhlova L.V.* Frustrated magnetic vortices in hexagonal lattice of magnetic nanocaps // *Phys. Rev. B.* 2012. V. 85. P. 054402.
11. *Streubel R., Makarov D., Kronast F., Kravchuk V., Albrecht M., Schmidt O.G.* Magnetic vortices on closely packed spherically curved surfaces // *Phys. Rev. B.* 2012. V. 85. P. 174429.
12. *Fernandez-Pacheco A., Streubel R., Fruchart O., Hertel R., Fischer P., Cowburn R.P.* Three-dimensional nanomagnetism // *Nature Communications.* 2017. V. 8. P. 15756.
13. *Fernandez-Pacheco A., Serrano-Ramon L., Michalik J.M., Ibarra M.R., De Teresa J.M., O'Brien L., Petit D., Lee J., Cowburn R.* Three dimensional magnetic nanowires grown by focused electron-beam induced deposition // *Sci. Rep.* 2013. V. 3. P. 1492.
14. *Ozel T., Zhang B.A., Gao R., Day R.W., Lieber C.M., Nocera D.G.* Electrochemical deposition on conformal and functional layers on high aspect ratio silicon micro/nanowires // *NanoLett.* 2017. V. 7. P. 1950.
15. *Turgut E., Zusin D., Legut D., Carva K., Knut R., Shaw J.M., Chen C., Tao Z., Nembach H.T., Silva T.J., Mathias S., Aeschlimann M., Oppeneer P.M., Kapteyn H.C., Murnane M.M., Grychtol P.* Stoner versus Heisenberg: exchange and magnon generation during laser-induced demagnetization // *Phys. Rev. B.* 2016. V. 94. P. 220408.
16. *Bohlens S., Kruger B., Drews A., Bolte M., Meier G., Pfannkuche D.* Current controlled random-access memory based on magnetic vortex handedness // *Appl. Phys. Lett.* 2008. V. 93. P. 142508.
17. *Zhang X., Ezawa M., Zhou Y.* Magnetic skyrmion logic gates: conversion, duplication and merging of skyrmions // *Sci. Rep.* 2015. V. 5. P. 9400.
18. *Kasai S., Nakano K., Kondou K., Ohshima N., Kobayashi K., Ono T.* Three-terminal device based on the current-induced magnetic vortex dynamics with magnetic tunnel junction // *Appl. Phys. Express.* 2008. V. 1. P. 091302.
19. *Zhang K., Bobes O., Hofsass H.* Designing self-organized nanopatterns on Si by ion irradiation and metal co-deposition // *Nanotechnology.* 2014. V. 25. P. 085301.
20. *Зимин С.П., Амиров И.И., Наумов В.В., Гусева К.Е.* Формирование полых свинцовых структур на поверхности пленок PbSe при обработке в аргоновой плазме // *Письма в ЖТФ.* 2018. Вып. 12. С. 32–38.
21. *Бучин Э.Ю., Ваганова Е.И., Наумов В.В., Панорков В.А., Проказников А.В.* // *Письма в ЖТФ.* 2009. Т.35. Вып.13. С. 8–17.
22. *Lebib A., Li S.P., Natali M., Chen Y.* Size and thickness dependence of magnetization reversal in Co dot arrays // *Journ. Appl. Phys.* 2001. V. 89. № 7. P. 3892–3896.
23. *Cowburn R.P., Koltsov D.K., Adeyeye A.O., Welland M.E.* Single-domain circular nanomagnets // *Phys. Rev. Letters.* 1999. V. 83. № 5. P. 1042–1045.
24. *Berezinskii V.L.* Destruction of long-range order in one-dimensional and two-dimensional systems having a continuous symmetry group. I. Classical systems // *Sov. Phys. JETP.* 1971. V. 32. No 3. P. 493–500.
25. *Berezinskii V.L.* Destruction of log-range order in one-dimensional and two-dimensional systems having a continuous symmetry group. II. Quantum systems. // *Sov. Phys. JETP.* 1972. V. 34. № 3. P. 610–616.
26. *Belavin A.A., Polyakov A.M.* Metastable states of two-dimensional isotropic ferromagnets // *JETP Lett.* 1975. V. 22. No 10. P. 245–247.
27. *Kosterlitz J.M., Thouless D.J.* Metastability and phase transition in two-dimensional systems // *J. Phys. C.* 1973. V. 6. P. 1181.
28. *Calleja F., Ochoa H., Garnica M., Barja S., Navarro J.J., Black A., Black A., Otrokov M.M., Chulkov E.V., Arnau A., Vasquez de Parga A.L., Guinea F., Miranda R.* Spatial variation of a giant spin-orbit effect induced electron confinement in graphene on Pb islands. // *Nature Phys.* 2015. V. 11. P. 43–47.
29. *Otrokov M.M., Klimovskikh I.I., Calleja F., Shikin A.M., Vilkov O., Rybkin A.G., Estyunin D., Muff S., Dil J.H., Vasquez de Parga A.L., Miranda R., Ochoa H., Guinea F., Cerda J.I., Chulkov E.V., Arnau A.* Evidence of large spin-orbit coupling effects in quasi-free standing graphene on Pb/Ir(111) // *2D Mater.* 2018. V. 5. P. 035029.

30. *Ma D., Yang Z.* First-principles studies of Pb doping in graphene: stability, energy gap, and spin-orbit splitting // *New Journ. Phys.* 2011. V. 13. P. 123018.
31. *Wallage P.G.* The band theory of graphite. // *Phys. Rev.* 1947. V. 71. № 9. P. 622–634.
32. *De la Pena Oshea V.A., Moreira I.P.R., Roldan A., Illas F.* Electronic and magnetic structure of bulk cobalt: the  $\alpha$ ,  $\beta$ , and  $\epsilon$ -phases from density functional theory calculations // *Journ. Chem. Phys.* 2010. V. 133. P. 024701.
33. *Проказников А.В., Папорков В.А.* Исследование магнитооптических свойств структур на искривленных поверхностях для разработки элементов памяти на магнитных вихрях // *Микроэлектроника.* 2020. Т. 49. № 5. С. 380–394.
34. *Bogdanov A., Hubert A.* The properties of isolated magnetic vortex // *Phys. Stat. Sol. (b).* 1994. V. 186. P. 527–543.
35. *Kubetzka A., Pietzsch O., Bode M., Wiesendanger R.* Spin-polarized scanning tunneling microscopy study of  $360^\circ$  walls in an external magnetic field // *Phys. Rev. B.* 2003. V. 67. P. 020401.
36. *Roming N., Kubetzka A., Hanneken C.* Field-dependent size and shape of single magnetic skyrmions // *Phys. Rev. Lett.* 2015. V. 114. P. 177203.
37. *Braun H.B.* Solitons in real space: domain walls, vortices, hedgehogs, and skyrmions. In: Zang J., Cros V., Hoffman A. (eds.) *Topology in magnetism.* 2018. Springer. Switzerland, 416 p.
38. *Morrish A.H.* The physical principles of magnetism. 2001. IEEE Press. NY.
39. *Skyrme T.H.R.* The origin of skyrmions // *Intern. Journ. Mod. Phys. Ser. A.* 1988. V. 3. P. 2745–2751.
40. *Миханьков В.Г., Рыбаков Ю.П., Санюк В.И.* Модель Скирма и сильные взаимодействия // *УФН.* 1992. Т. 162. № 2. С. 1–61.
41. *Vansteenkiste A., Leliaert J., Dvornik M., Helsen M., Garsia-Sanchez F., Van Waeyenberge B.* The design and verification of MuMax3 // *AIP advances.* 2014. V. 4. No. 10. P. 107133.
42. *Chou S.Y.* Patterned magnetic nanostructures and quaternized magnetic disks // *Proceedings of the IEEE.* 1997. V. 85. No 4. P. 652–671.
43. *Xu Y., Awschalom D.D., Nitta J. (eds)* Handbook of spintronics // Springer. NY. London. 2016, 1609 p.

ОГРАНИЧЕНИЯ МЕТОДОВ ОЦЕНКИ СТОЙКОСТИ ИЗДЕЛИЙ  
МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ К ОДИНОЧНЫМ РАДИАЦИОННЫМ  
ЭФФЕКТАМ НА УСКОРИТЕЛЯХ ИОНОВ© 2022 г. А. И. Чумаков<sup>а</sup>, \*, А. В. Сокоян<sup>а</sup>, А. В. Яненко<sup>а</sup><sup>а</sup>Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, АО “ЭНПО СПЭЛС”,  
Каширское шоссе, 31, Москва, 115409 Россия

\*E-mail: aichum@spels.ru

Поступила в редакцию 23.02.2021 г.

После доработки 15.05.2021 г.

Принята к публикации 30.05.2021 г.

Представлены результаты анализа ограничений на параметры пучков ионов при проведении экспериментальных исследований по оценке чувствительности СБИС к воздействию тяжелых заряженных частиц по одиночным радиационным эффектам. Обоснованы ограничения на пробеги ионов, банчевую структуру пучка ионов, возможностям изменения линейных потерь энергии за счет изменения угла падения ионов, типа ионов и использования ослабителей энергии.

*Ключевые слова:* одиночные радиационные эффекты, тяжелые заряженные частицы, СБИС, ускорители ионов

DOI: 10.31857/S0544126922010045

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Одиночные радиационные эффекты (ОРЭ), возникающие при воздействии отдельных ядерных частиц, являются наиболее значимым механизмом отказов и сбоев современных изделий микроэлектроники [1, 2]. Актуальность этой проблемы возрастает в связи с повышением чувствительности СБИС к этим эффектам, в первую очередь, из-за уменьшения пороговой энергии возникновения ОРЭ. Современные СБИС с проектными нормами менее 100 нм имеют пороговую энергию переключения на уровне долей МэВ (долей и единиц фКл), вследствие чего ОРЭ могут иметь место даже при фоновом нейтронном воздействии.

Современная система испытаний изделий ЭКБ на стойкость к воздействию тяжелых заряженных частиц (ТЗЧ) в части оценки чувствительности по ОРЭ базируется на определении зависимости сечений эффектов от значений линейных потерь энергии (ЛПЭ) [2]. При этом основное внимание уделяется области больших значений ЛПЭ ТЗЧ, которые должны быть на уровне 60–80 МэВ·см<sup>2</sup>/мг. С учетом этого оценку чувствительности к эффектам воздействия ТЗЧ проводят на ускорителях ионов или лазерных установках пикосекундной длительности со сфокусированным излучением. Если для лазерных установок достаточно подробно определены ограничения на области применения и на сами параметры лазерного излучения [3, 4], то для ионных пучков подробная информация фактически отсутствует.

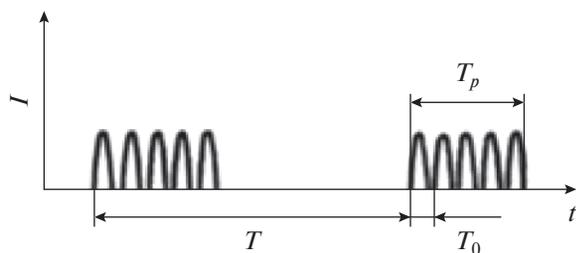
В настоящей работе представлены результаты оценок на параметры ионного пучка, необходимые для адекватного определения параметров чувствительности изделий микроэлектроники к воздействию ТЗЧ по ОРЭ.

Как правило, оценка чувствительности изделий микроэлектроники к воздействию ТЗЧ по ОРЭ проводится на ускорителях ионов с разными значениями ЛПЭ. В ходе экспериментов определяется сечение ОРЭ  $\sigma_s$  при определенном значении ЛПЭ –  $L_z$ :

$$\sigma_s = N_s / \Phi_z(L_z), \quad (1)$$

где  $N_s$  – количество зарегистрированных ОРЭ определенного типа при фиксированном флюенсе ионов  $\Phi_z(L_z)$  с известным значением ЛПЭ. В ряде случаев для увеличения значений ЛПЭ проводится облучение под углом. При этом предполагается, что эффективное значение ЛПЭ увеличивается по закону обратного косинуса.

Наиболее важный для оценки параметров чувствительности БИС к эффектам воздействия ТЗЧ диапазон значений ЛПЭ лежит в пределах 10–100 МэВ·см<sup>2</sup>/мг. В силу особенностей взаимодействия ионов с веществом на ускорителях ионов значения ЛПЭ более 50 МэВ·см<sup>2</sup>/мг достигаются при значениях их энергии в районе 3–10 МэВ/нуклон. При таких сравнительно небольших энергиях пробеги средних и тяжелых ионов в кремнии варьируются от 30 до 100 мкм. Эти ограничения, с одной стороны, однозначно при-



**Рис. 1.** Временная структура пучка:  $T_p$  — длительность импульса,  $T_0$  — длительность отдельного импульса в банче,  $T$  — интервал между импульсами.

водят к необходимости декапсулирования изделия микроэлектроники и проведения процедуры облучения в вакууме. Остается открытым вопрос учета потерь в защитных покрытиях микросхем и металлизации. Толщина системы медной металлизации в современных КМОП СБИС может превышать 10 мкм, что с точки зрения величины пробега ТЗЧ эквивалентно более, чем 20 мкм кремния. С другой стороны, существуют изделия ЭКБ с толщиной чувствительной области на уровне 100 мкм и больше. Поэтому для ряда изделий, в частности, высоковольтных МОП транзисторов, толщина чувствительной области может превышать остаточные пробеги ионов. Остается открытым вопрос, какое в этом случае использовать значение ЛПЭ.

Не решен вопрос и о возможности воздействия ионов с донной стороны кристалла, например, для изделий с перевернутыми кристаллами в корпусах BGA. Методики утонения подложки на данном этапе должным образом не обоснованы, так как подобная процедура может приводить не только к потере функционирования в динамическом режиме из-за нарушения теплового сопротивления, но и к изменению процессов собирания заряда с трека ТЗЧ.

Затронутые выше вопросы известны, хотя окончательных решений по ним до сих пор нет. При этом вне рамок обсуждения остается проблема импульсной временной структуры пучка ионов.

## 2. ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ

С точки зрения временной структуры пучка можно выделить три типовых случая:

- микробанчевая структура пучка, формируемая оборудованием ионных ускорителей (СВЧ- накачка);

- импульсный характер пучка, сформированного на выходах ряда установок;

- сканирование пучка с небольшим диаметром по большой площади зоны облучения.

Оценку влияния интенсивности ионного пучка необходимо проводить с учетом двух основных факторов:

- отсутствие эффектов “двойного” попадания ионов в одну и ту же чувствительную область за время формирования ОРЭ;

- отсутствие влияния эффектов мощности поглощенной дозы, формируемой потоком ТЗЧ (по аналогии с воздействием импульса гамма-излучения [2]).

Учет первого фактора проводится достаточно просто. Необходимо обеспечить, чтобы в одну и ту же чувствительную область элемента СБИС не попало одновременно два иона за время формирования ОРЭ. В этом приближении, с одной стороны, необходимо определить размеры чувствительной области  $A_s$ , а с другой,  $\tau_s$  — время, в течение которого двойного попадания не должно быть. Таким образом, ограничения на максимальную плотность потока ионов  $\Phi_{zmx}$  можно записать в следующем виде:

$$j_{zmx} \ll 1/(A_s \tau_s). \quad (2)$$

Величина  $A_s$  может быть оценена через сечение насыщения ОРЭ для отдельного чувствительного элемента, и в качестве консервативного значения для СБИС ее можно принять равной не более 1000 мкм<sup>2</sup> (площадь одного кармана). Значение  $\tau_s$  определяется временем формирования ионизационной реакции для возникновения конкретного ОРЭ, и ее величина не превышает 1 мкс для большинства элементов СБИС. Только для изделий микроэлектроники, которые построены по принципу интегрирования заряда (ячейки динамической памяти, элементы ПЗС матрицы и ряд других ИС), это время определяется условиями функционирования, например, временем интегрирования в ЦАП, частотой кадра в ПЗС и т.п. С учетом этих ограничений можно утверждать, что для большинства изделий микроэлектроники максимальная плотность потока частиц не должна превышать 10<sup>9</sup> ион/(см<sup>2</sup> · с), а для ряда изделий, использующих принцип работы на основе интегрирования заряда — не более 10<sup>5</sup> ион/(см<sup>2</sup> · с).

Более существенное ограничение может быть связано с микробанчевой структурой ионного пучка (рис. 1). Например, для линейного ускорителя ионов типа НІЛАС [5] длительность импульса составляет  $T_p = 10$  мкс при частоте их следования до 10 Гц. При этом сам выходной импульс имеет микробанчевую структуру с частотой наполнения около 100 МГц.

Оценка уровня стойкости к подобным импульсам может быть приведена на основе асимптотической модели, с помощью которой уровень сбоеустойчивости (мощности поглощенной дозы  $P_c$ ) СБИС при заданной длительности импульса  $T_p$  оценивается с помощью соотношения [6]:

$$P_c(T_p) = P_{\infty} \left[ 1 + \left( \frac{\tau_s}{T_p} \right)^{1/\nu} \right]^{-\nu}, \quad (3)$$

где  $P_{\infty}$  – уровень стойкости при очень длинном импульсе ионизирующего излучения;  $\tau_s$  – характерная постоянная времени ионизационной реакции; ( $\tau_s = D_{co}/P_{\infty}$ ),  $D_{co}$  – уровень стойкости (суммарная доза за импульс) при очень коротком импульсе ионизирующего излучения,  $\nu$  – коэффициент аппроксимации (по умолчанию  $\nu = 1.5$ ).

Интересно отметить, что по мере увеличения степени интеграции СБИС, несмотря на увеличение быстродействия входящих в нее элементов, характерное время  $\tau_s$ , как правило, возрастает. Подобное поведение в некоторой степени объясняется интегрированной ионизационной реакцией СБИС по цепи питания из-за роста суммарной емкости микросхемы [7], которая при площади кристалла около 1 см<sup>2</sup> достигает значений 10 нФ и более.

Однако применение соотношения (3) для импульсов сложной формы в ее первоначальном виде не представляется возможным, а процедура разбиения их на несколько более простых форм [8] не всегда очевидна. Более оправданным, на наш взгляд, является применение сверток, несмотря на то, что этот аппарат применим только для линейных моделей. Можно ожидать, что это ограничение не существенно, так как соотношение (3) применимо как к линейным, так и к нелинейным эффектам. В этом приближении оценка параметра  $U(t)$  будет производиться с помощью следующего соотношения:

$$U(t) = k_U P_m \int_0^t f(t-x) h(x) dx, \quad (4)$$

где  $P_m$  – амплитуда мощности поглощенной дозы ионизирующего излучения с нормированной формой импульса  $f(t)$ ;  $k_U$  – коэффициент пропорциональности между мощностью дозы и напряжением [2];  $h(t)$  – импульсная переходная характеристика, соответствующая аппроксимации (3):

$$h(t) = \left[ 1 + \left( \frac{\tau_s}{t} \right) \right]^{-\nu-1} \left( \frac{\tau_s}{t} \right)^{1+1/\nu}. \quad (5)$$

Величина порогового уровня мощности дозы для возникновения массовых сбоев при заданной форме импульса ионизирующего излучения определяется из условия достижения  $U(t)$  некоторой критической величины. Это может быть напряжение отпираания закрытого  $p$ - $n$  перехода, уровень помехоустойчивости логического элемента, амплитуда скачка напряжения в цепи питания и т.п. Типичное значение этой величины для СБИС лежит около 1 В.

На рис. 2 в качестве примера представлены изменения  $U(t)$  при воздействии прямоугольного импульса с банчевым заполнением с частотой 100 МГц и двух разных значениях характерной

постоянной времени ионизационной реакции: 30 и 200 нс. Несмотря на микробанчевую структуру заполнения импульса, с приемлемой для практики точностью можно ориентироваться на его огибающую, что позволяет использовать для оценки соотношения (3). Другими словами, для определения влияния эффектов мощности дозы на установках типа НЛАС можно ориентироваться только на общую огибающую импульса ионов с учетом полной энергии в импульсе.

Оценка допустимой плотности потока ионов  $\phi_z$  при сделанных предположениях производится из соотношения:

$$P_{mc} = 1.6 \times 10^{-5} L_z \phi_z, \quad \text{рад(Si)/с}, \quad (6)$$

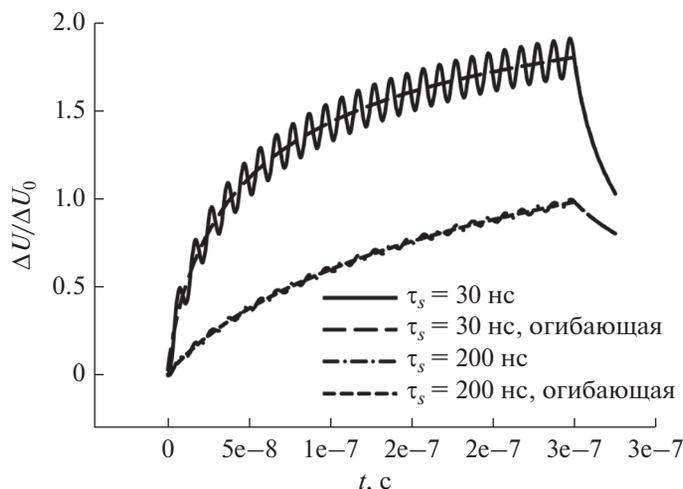
где  $L_z$  – линейные потери энергии иона в кремнии в МэВ · см<sup>2</sup>/мг,  $P_{mc}$  – эквивалентная мощность дозы в рад (Si)/с.

Таким образом, для оценки максимальной и средней плотности потока ионов с известными значениями ЛПЭ необходимо еще определиться с параметрами  $\tau_s$  и  $D_{co}$ . В современных СБИС величина  $D_{co}$  лежит в районе единиц рад(Si), а значение  $\tau_s$ , как было отмечено, варьируется в достаточно широких пределах и зависит от технологии изготовления СБИС, функционального назначения, проектных норм и ряда других. Например, в КНИ малой степени интеграции оно может быть в районе единиц нс, а для ПЛИС с проектными нормами 28 нм оно может достигать величины порядка 10 мкс.

На рис. 3 представлены ограничения на максимальную плотность потока разных ионов с энергиями 3.2 МэВ/нуклон в зависимости от постоянной времени ионизационной реакции при длительности импульса 10 мкс, частоте следования 10 Гц и  $D_{co} = 1$  рад(Si). Очевидно, что в подобной ситуации ограничения на максимальную плотность потока не будут меняться даже, если средняя плотность потока будет увеличиваться за счет роста частоты следования импульсов до десятков кГц. Как и следовало ожидать, наиболее жесткие ограничения накладываются на ионы золота, как заряженной частицы с максимальными значениями ЛПЭ. Если принять значения  $D_{co} = 3$  рад(Si) и  $\tau_s = 300$  нс, то максимальная плотность потока в одном макроимпульсе не может быть более  $6 \times 10^9$  частиц/(с · см<sup>2</sup>) для ионов золота с энергией 3.2 МэВ/нуклон.

### 3. ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ПРОБЕГОВ

Другим важным фактором, влияющим на результаты оценки стойкости СБИС, являются результаты оценки пробега ионов. Как было отмечено, для обеспечения максимальных значений ЛПЭ в районе 40–80 МэВ · см<sup>2</sup>/мг при проведении испытаний приходится применять ионы с энергиями, немного превышающими пик Брэгга (рис. 4).



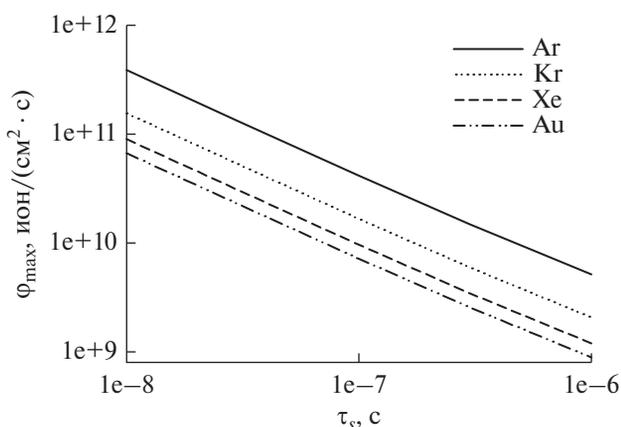
**Рис. 2.** Формирование ионизационной реакции при воздействии синусоидального импульса частотой 100 МГц и длительностью 250 нс при двух постоянных времени ионизационной реакции ИС.

Уход в большие значения приводит к заметному снижению значений ЛПЭ. Даже переход на энергии в районе 25 МэВ/нуклон приводит к тому, что при облучении ионами криптона обеспечивается величина чуть менее 19 МэВ · см<sup>2</sup>/мг при пробегах около 300 мкм. При облучении ионами золота ЛПЭ будет ~65 МэВ · см<sup>2</sup>/мг с пробегами 280 мкм.

Использование ионов с небольшими энергиями приводит к малым значениям пробегов. Как не сложно заметить (рис. 4), для тяжелых ионов пробеги вблизи пика Брэгга лежат в районе 30–100 мкм. Применение ионов с пробегами меньшими, чем 30 мкм для СБИС следует исключить из-за очень большой неопределенности в получаемых значениях ЛПЭ. Действительно, как указывалось выше, в современных СБИС эквивалентная толщина системы металлизации по кремнию может достигать 20 мкм (это линия выделена на рис. 4). В

этом случае даже при облучении ионами с пробегами 40 мкм неопределенность по ЛПЭ может достигать ±30%.

Поэтому при облучении ионами высоких энергий (более 30–50 МэВ/нуклон) для обеспечения требуемых значений ЛПЭ приходится уменьшать энергию (обычно с помощью ослабителей). При использовании ослабителей с толщиной на уровне пробега иона сильное влияние будет оказывать разброс пробегов (страгглинг), который обычно составляет величину около 4% от среднего значения пробега. Чтобы этот эффект сильно не влиял, необходимо выбирать толщину ослабителя меньше минимум на (2–3) величины страгглинга от полного пробега. Второй значимый фактор наряду с расширением спектра ЛПЭ – это генерация вторичных частиц в ослабителе, которые способны повлиять на результаты экспериментальных исследований [9]. Анализ показывает, что влияние вторичных частиц и разброс в пробегах будет оказывать несущественное влияние при уменьшении исходной энергии иона не более чем в (4–6) раз (рис. 5).



**Рис. 3.** Ограничения на максимальную плотность потока ионов в функции постоянной времени ионизационной реакции при воздействии пучка ионов с энергией 3.2 МэВ/нуклон и длительностью 10 мкс.

Поэтому в практике радиационных испытаний наиболее широко используются источники ионов с относительно небольшими энергиями в районе 3–10 МэВ/нуклон, что приводит к необходимости проведения испытаний в вакууме. Однако возникает вопрос, что делать со СБИС, конструктивное исполнение которых не позволяет обеспечить доступ ионов с такими энергиями к чувствительным объемам. Наиболее яркий пример – микросхемы в BGA корпусах с перевернутым кристаллами. Очевидное решение за счет увеличения энергии ионов на практике не реализуемо из-за отсутствия в РФ ускорителей с энергиями более 50 МэВ/нуклон.

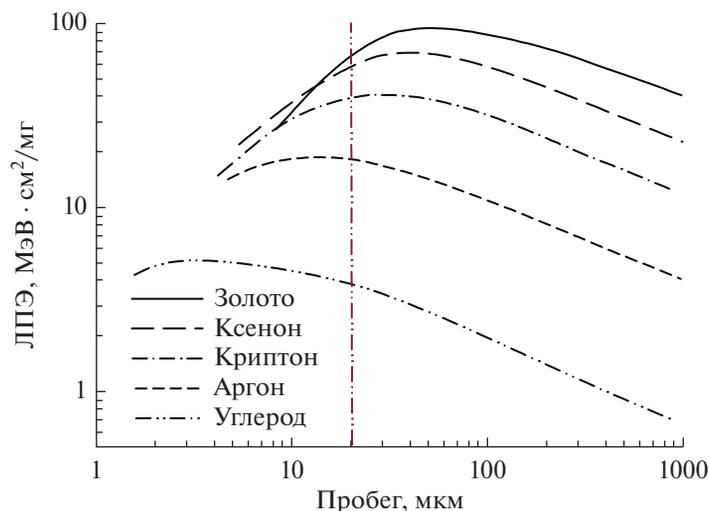


Рис. 4. Связь ЛПЭ и пробегов для различных ионов.

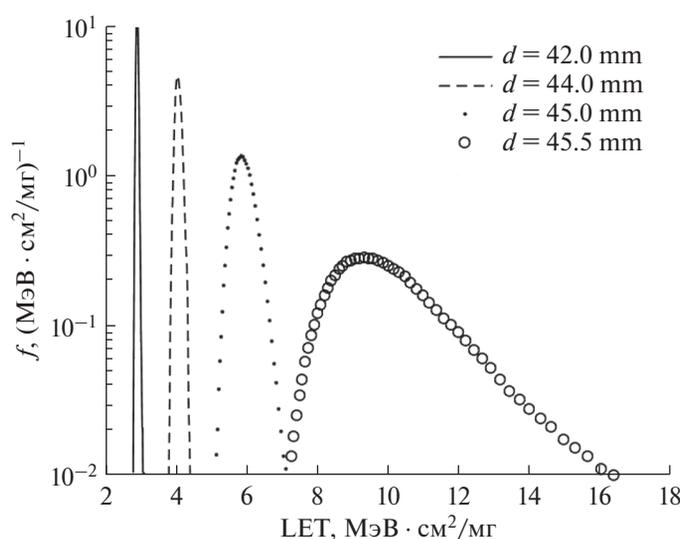
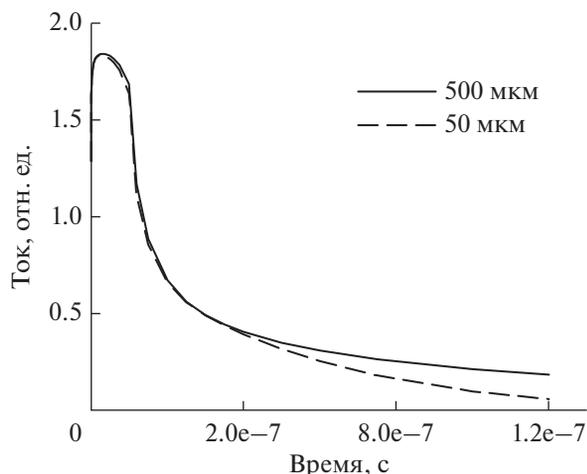


Рис. 5. Распределение ЛПЭ (в кремнии) ионов аргона с начальной энергией 250 МэВ/нуклон после прохождения титанового окна толщиной 100 мкм и ослабителей из полиэтилена различной толщины  $d$  (расчет GEANT).

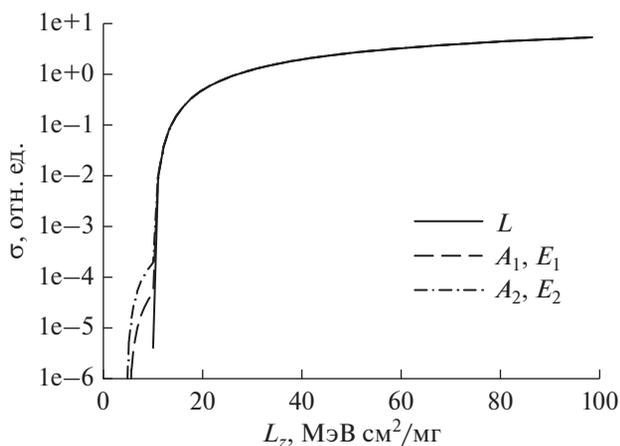
Одно из возможных решений — утонение подложки. Однако при этом возможны побочные эффекты, в частности, увеличения сопротивления подложки, изменение ионизационной реакции за счет меньшей толщины и ряд других. Проведенные оценки показали, что утонение подложки вплоть до 30–50 мкм не приводит к заметным изменениям сопротивления подложки, а изменение ионизационной реакции может иметь место только для схем с большими значениями постоянной времени  $\tau_s$  (более 300–500 нс) (рис. 6). Последний вывод имеет простое физическое объяснение. Граничные условия будут оказывать влияние на формирование ионизационной реакции, как только процесс диффузии их “почувствует”, т.е. за времена порядка  $\sim W_n^2/D_n$ , где  $W_n$  — толщина утоненной подложки,  $D_n$  — коэффициент диффузии.

Более существенным фактором является изменение условий теплообмена. Действительно, только за счет сокращения толщины подложки со значения  $W_p$  до  $W_n$ , фактически происходит снижение теплоемкости кристалла в  $W_p/W_n$  раз. Кроме того происходит нарушение теплового контакта с корпусом СБИС. Таким образом, даже уменьшение толщины в 3 раза может существенно ухудшить условия теплообмена кристалла, что приводит к заметному увеличению его температуры при протекании больших токов.

Значительные токи в цепи питания имеют место в динамическом режиме работы, поэтому облучение СБИС с утоненной подложкой на предельных частотах фактически невозможно из-за возможных отказов вследствие значительного увеличения температуры. Но именно динамический



**Рис. 6.** Ионизационный ток для перехода карман – подложка при воздействии излучения пикосекундной длительности с шириной области облучения 2 мкм при двух толщинах подложки: 50 и 500 мкм.



**Рис. 7.** Типовая зависимость сечений ОРЭ от ЛПЭ при облучении сфокусированным лазерным лучом ( $L$ ) и ионами разной энергии;  $E_1/A_1 < E_2/A_2$ , где  $A_1, A_2$  – атомные номера ионов.

режим работы СБИС является наиболее критичным режимом при оценке стойкости СБИС к эффектам одиночных и функциональных сбоев при воздействии ТЗЧ.

Другое ограничение связано с оценкой стойкости СБИС в статическом режиме в поле ионов на чувствительность к тиристорным эффектам или эффектам лавинного пробоя. Возникающие в состоянии тиристорного эффекта токи способны также вызвать разрушение утоненного кристалла, тогда как в обычном кристалле этого эффекта может не быть.

Другая потенциальная опасность связана с возможностью перехода тиристорного эффекта в нестационарное состояние [10]. Действительно, условия возникновения ОРЭ на начальной стадии слабо зависят от толщины подложки. Однако по мере формирования ионизационной реакции

от всего кристалла за времена  $\sim 1$  мкс даже без учета большего разогрева кристалла СБИС для не утоненной подложки возможен срыв тиристорного эффекта за счет “просадки” питания, тогда как этот эффект потенциально может отсутствовать в СБИС с малой толщиной подложки.

Тем не менее, в случае утонения подложки, основным эффектом, который способен привести к неадекватности эффектом, является изменение температуры кристалла. Разогрев кристалла с одной стороны приводит к уменьшению порога возникновения тиристорного эффекта, а с другой – к появлению катастрофических отказов.

#### 4. ВЛИЯНИЕ УГЛА ПАДЕНИЯ ИОНОВ

В настоящее время на практике для увеличения эффективных значений ЛПЭ широко применяется облучение под углом. При этом считается, что эффективное значение ЛПЭ  $L_{z\_ef}$  меняется по закону обратного косинуса:

$$L_{z\_ef} = L_z / \cos(\theta), \quad (7)$$

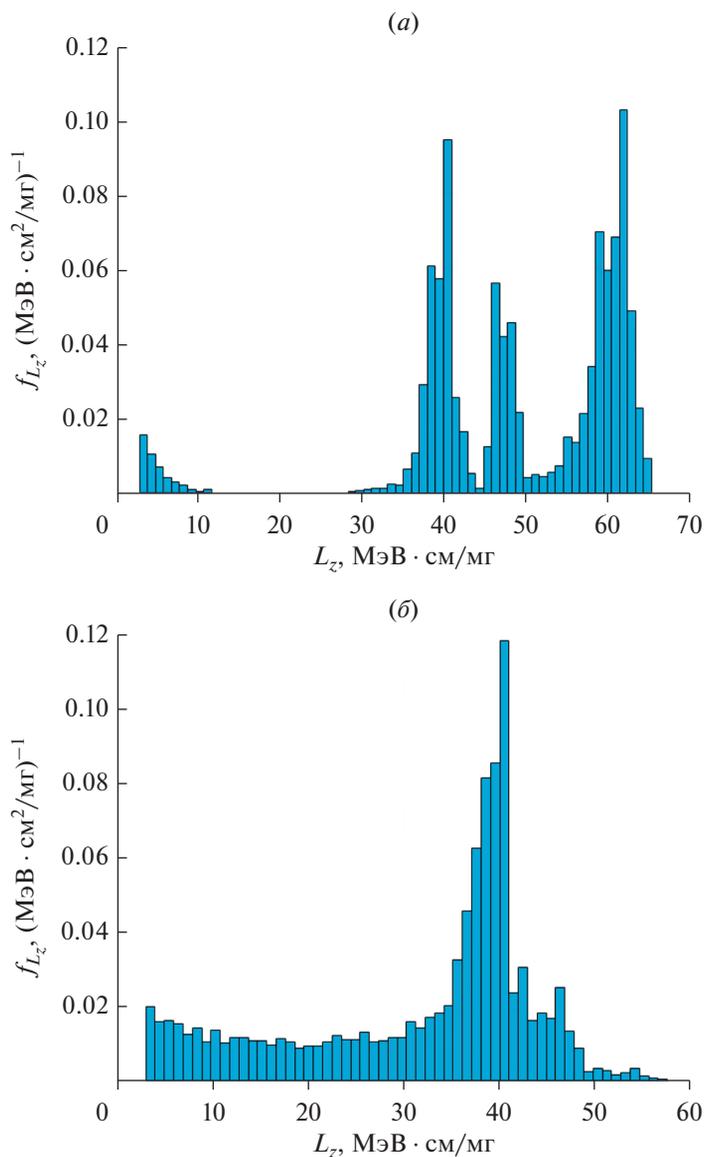
где  $\theta$  – угол падения ТЗЧ на поверхность кристалла СБИС.

Анализ в рамках диффузионной модели [11, 12] показывает два существенных ограничения. Во-первых, максимальное изменение эффективного значения ЛПЭ при увеличении угла  $\theta$  [11, 12] не превосходит приблизительно двух раз, тогда как выражение (7) позволяет формально получить неограниченные значения. Во-вторых, вблизи порогового значения ЛПЭ могут сильно проявляться анизотропные эффекты из-за неоднородности технологических структур (протяженных карманов, наличие диэлектрической изоляции и т.п.). С учетом этих ограничений, как показывает анализ, пользоваться соотношением (7) можно при углах падения частиц менее  $60^\circ$  и при исходных значениях ЛПЭ  $L_z$  не менее, чем в 1.5 раза, превышающих пороговую величину.

#### 5. ВЫБОР ТИПА ИОНА

На сегодняшний день принято считать, что чувствительность СБИС по ОРЭ определяется только значениями ЛПЭ ТЗЧ. Данное предположение достаточно хорошо работает в области относительно больших значений ЛПЭ, когда сечение ОРЭ отличается от своего максимального значение не более чем на два порядка. Однако в области меньших значений ЛПЭ при облучении ионами наблюдается “хвост”, который уходит в область значений ЛПЭ меньших, чем асимптотическое значение порога (рис. 7).

Причина подобного поведения обусловлена появлением вторичных ядерных частиц при взаимодействии иона с конструкционными материалами СБИС. Например, при облучении ионами неона со



**Рис. 8.** Спектр ЛПЭ тяжелых частиц ( $Z > 2$ ), образующихся в медной металлизации ИС (а) и выходящих из металлизации в подложку (б) при воздействии иона Ni с энергией 325 МэВ (ЛПЭ в кремнии – 26.3 МэВ · см<sup>2</sup>/мг). Количество вторичных частиц, выходящих в подложку –  $9.4 \times 10^{-5}$  частиц на первичный ион Ni. Выход частиц с ЛПЭ, превышающий ЛПЭ первичного иона –  $6.4 \times 10^{-5}$ .

значениями ЛПЭ 5 МэВ · см<sup>2</sup>/мг образуются ионы кремния, у которых ЛПЭ может достигать величины 15 МэВ · см<sup>2</sup>/мг. Поэтому при значении порога в диапазоне 5 МэВ · см<sup>2</sup>/мг <  $L_{z0}$  < 15 МэВ · см<sup>2</sup>/мг и будет наблюдаться “хвост”. В рассматриваемом примере, чем больше исходное значение энергии налетающего иона на нуклон, тем выше вероятность подобного эффекта (рис. 7). При облучении ионами со значением атомного номера больше чем кремний подобный эффект будет проявляться из-за зависимости ЛПЭ от энергии иона и появления вторичных частиц – продуктов ядерных реакций.

Представленный пример характерен для микросхем не очень высокой степени интеграции. В современных СБИС используется широкий набор элементов с относительно большими атомными номерами (титан, молибден, медь и другие). Анализ показывает, что в СБИС наибольшее влияние будут оказывать вторичные ядерные частицы, образующиеся в результате ядерных реакций в слоях меди, так как они наиболее близко расположены к чувствительным областям элементов СБИС.

На рис. 8 показаны результаты расчета спектра вторичных частиц, образующихся в медной металлизации ИС при воздействии иона Ni с

энергией 325 МэВ. Расчет проводился для системы металлизации, содержащей 85% Cu и 15% SiO<sub>2</sub> (по массе) с помощью пакета GEANT в рамках системы моделей QGSP\_BIC. Отметим существенную долю вторичных частиц с ЛПЭ, превышающей ЛПЭ первичного иона (26.3 МэВ · см<sup>2</sup>/мг в кремнии).

В общем случае учет влияния вторичных частиц расчетным путем затруднителен, поскольку требует информации о топологии ИС и параметрах, отвечающих за собирание заряда активным элементом. Поэтому целесообразно исключить либо максимально снизить влияние подобного эффекта на экспериментальные результаты. Получить “истинную” зависимость сечений ОРЭ от ЛПЭ в этом случае возможно двумя способами: либо использование лазерных методов, если они применимы, либо проводить облучение тяжелыми ионами во всем диапазоне изменений ЛПЭ, что потребует перехода на ускорители ионов с энергиями более 100 МэВ/нуклон. В данном случае под тяжелыми ионами подразумеваются ионы, атомный номер которых превышает атомные номера наиболее критичных химических элементов, входящих в состав микросхемы. Для современных СБИС необходимо выбирать ионы, имеющие атомный номер выше, чем медь, например, ионы криптона, золота и т.п.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты представленной работы позволяют выделить следующие ограничения на применение ионных пучков для оценки параметров чувствительности СБИС по одиночным радиационным эффектам:

– импульсная структура пучка ограничивает максимальную плотность потока ионов из-за возможных эффектов мощности дозы. Эта величина зависит как от исходных ионов, так и от длительности всего банча. Микробанчевая структура пучка не оказывает заметного влияния;

– для СБИС при облучении со стороны приборного слоя пробеги ионов должны быть не менее 30 мкм;

– утонение подложки позволяет облучать СБИС с тыльной стороны, но только в статическом режиме ее работы. Минимальная толщина слоя определяется постоянной времени ионизационной реакции. Потенциально в утоненных структурах могут наблюдаться катастрофические отказы, которые отсутствуют при облучении со стороны приборного слоя;

– изменение значений ЛПЭ за счет использования ослабителей энергии возможно в диапазоне не более чем в 2–3 раза. При использовании

более толстых ослабителей необходимо принимать во внимание наличие вторичных ядерных частиц и немонохромность спектра ЛПЭ;

– увеличение эффективных значений ЛПЭ за счет облучения под углом возможно при условии, что угол падения не превышает 60°, а исходные значения ЛПЭ не менее чем в 1.5 раза превышают пороговые значения ЛПЭ для возникновения ОРЭ;

– при облучении ионами сечение ОРЭ может распространиться в область значений ЛПЭ, меньших чем порог, что связано с влиянием вторичных ядерных частиц. Облучение тяжелыми ионами во всем диапазоне изменений ЛПЭ в ряде случаев позволяет уменьшить влияние этого эффекта.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Чумаков А.И.* Действие космической радиации на ИС. М.: Радио и Связь. 2004, 320 с.
2. Радиационная стойкость изделий ЭКБ: Научное издание // под ред. А.И. Чумакова. М.: НИЯУ МИФИ. 2015, 512 с.
3. *Чумаков А.И.* Возможности и ограничения лазерных методов при оценке параметров чувствительности БИС к эффектам воздействия тяжелых заряженных частиц // Безопасность информационных технологий. 2019. Т. 26. № 3. С. 58–67.
4. *Маврицкий О.Б., Чумаков А.И., Егоров А.Н., Печенкин А.А., Никифоров А.Ю.* Технические средства проведения лазерных испытаний полупроводниковых элементов на стойкость к воздействию тяжелых заряженных частиц (Обзор) // Приборы и техника эксперимента. 2016. № 5. С. 5–29.
5. <https://nica.jinr.ru/ru/projects/injection.php>
6. *Чумаков А.И., Гонтарь В.В.* Прогнозирование уровней отказов и сбоев ИС при воздействии ионизирующего излучения с произвольной формой импульса // Микроэлектроника. 2004. Т. 33. № 2. С. 134–141.
7. *Чумаков А.И.* Моделирование эффекта “просадки” питания в ИС при воздействии импульса ионизирующего излучения // Микроэлектроника, 2006. Т. 35. № 3. С. 184–190.
8. *Чумаков А.И., Гонтарь В.В.* Оценка уровней сбоев интегральных схем при воздействии последовательности импульсов ионизирующего излучения // Микроэлектроника. 2006. Т. 35. № 3. С. 178–183.
9. *Бутенко А.В., Сыресин Е.М., Тютюнников С.И., Батяев В.Ф., Кулевой Т.В., Павлов К.В., Рогов В.И., Титаренко А.Ю., Титаренко Ю.Е., Берлянд В.А., Соболевский Н.М., Бобровский Д.В., Чумаков А.И., Сабуров В.О., Соловьев А.Н., Пешич М.П.* Анализ проблем метрологического обеспечения испытательного стенда для проведения испытаний радиоэлектронных изделий на стойкость к воздействию

- тяжелых ионов высокой энергии // Письма в журнал физика элементарных частиц и атомного ядра. 2019. Т. 16. № 6. С. 522–534.
10. *Чумаков А.И., Бобровский Д.В., Печенкин А.А., Савченков Д.В., Сорокоумов Г.С., Швецов-Шиловский И.И.* Механизмы возникновения нестабильных тиристорных эффектов в КМОП ИС // Микроэлектроника. 2019. Т. 48. № 4. 2019. С. 295–299.
  11. *Согоян А.В., Чумаков А.И.* Диффузионная модель ионизационной реакции элементов БИС при воздействии ТЗЧ // Микроэлектроника, 2017. Т. 46. № 4. С. 305–312.
  12. *Sogoyan A.V., Chumakov A.I., Smolin A.A.* SEE rate estimation based on diffusion approximation of charge collection // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. 2018. V. 418. № 3. P. 87–93.

## ТРАНСПОРТ ЗАРЯДА В НЕСТЕХИОМЕТРИЧЕСКОМ $\text{SiO}_x$ , ПОЛУЧЕННОМ ОБРАБОТКОЙ ТЕРМИЧЕСКОГО $\text{SiO}_2$ В ВОДОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА

© 2022 г. Р. М. Х. Исхакзай<sup>a, \*</sup>, В. Н. Кручинин<sup>a</sup>, В. Ш. Алиев<sup>a, c</sup>,  
В. А. Гриценко<sup>a, b, c</sup>, Е. В. Дементьева<sup>d</sup>, М. В. Заморянская<sup>d</sup>

<sup>a</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников  
им. А.В. Ржанова СО Российской АН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090 Россия

<sup>b</sup>Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090 Россия

<sup>c</sup>Новосибирский государственный технический университет, пр. Маркса, 20, Новосибирск, 630073 Россия

<sup>d</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021 Россия

\*E-mail: iskhakzay@gmail.com

Поступила в редакцию 12.04.2021 г.

После доработки 23.04.2021 г.

Принята к публикации 28.05.2021 г.

В настоящее время разрабатывается новое поколение быстродействующей, информационно-емкой резистивной памяти на основе нестехиометрических диэлектриков. Электронная структура нестехиометрического оксида кремния  $\text{SiO}_x$  задается величиной параметра  $x$ . Было установлено, что обработка термического  $\text{SiO}_2$  в водородной плазме электронно-циклотронного резонанса приводит к обогащению оксида кремния избыточным кремнием, что в свою очередь приводит к появлению в  $\text{SiO}_x$  электронных и дырочных ловушек. Проводимость  $\text{SiO}_x$  является биполярной: из отрицательно смещенного кремния инжектируются электроны, из положительно смещенного кремния инжектируются дырки. Эксперименты по катодолюминесценции подтвердили предположение о том, что ловушки в  $\text{SiO}_x$  обусловлены избыточным кремнием. На основе отработанной методики приготовления нестехиометрического оксида в водородной плазме электронно-циклотронного резонанса изготовлены мемристоры МДП структуры  $p^{++}\text{-Si}(100)/\text{SiO}_x/\text{Ni}$ . Такие структуры продемонстрировали свойства резистивного переключения  $\text{SiO}_x$ , не требующие операции формовки.

DOI: 10.31857/S0544126921060089

### ВВЕДЕНИЕ

Оксид кремния является ключевым диэлектриком в кремниевых приборах. Термический  $\text{SiO}_2$  используется в качестве туннельного диэлектрика в современных приборах flash-памяти [1]. Физические свойства нестехиометрического оксида кремния  $\text{SiO}_x$  задаются параметром  $x = [\text{O}]/[\text{Si}]$ . Ширина запрещенной зоны  $\text{SiO}_x$  меняется в диапазоне от  $E_g = 8.0$  эВ в аморфном  $\text{SiO}_2$  до  $E_g = 1.6$  эВ в аморфном Si [2–5]. В настоящее время резистивная память (Resistive Random-Access Memory, ReRAM) на основе обратимого изменения проводимости диэлектрического слоя под действием электрических импульсов напряжения превосходит традиционную flash-память по всем ключевым параметрам: большое количество циклов переключения  $\sim 10^{10}$  [6, 7], малое энергопотребление  $< 10$  фДж, высокое быстродействие  $\sim 0.3$  нс. Ключевым элементом ячейки ReRAM является структура металл диэлектрик

металл (МДМ). В качестве активной среды изучаются различные нестехиометрические диэлектрики, такие, как  $\text{HfO}_x$ ,  $\text{TaO}_x$ ,  $\text{TiO}_x$ ,  $\text{SiO}_x$ ,  $\text{GeO}_x$ ,  $\text{AlO}_x$ ,  $\text{NbO}_x$ ,  $\text{SiN}_x$ ,  $\text{SiN}_y\text{O}_y$ . Свойства резистивного переключения МДМ структур проявляются после проведения процедуры, так называемой “формовки”, в ходе которой МДМ структура подвергается мягкому электрическому пробою [8]. Эта операция в настоящее время является критической для широкого внедрения ReRAM. Операция формовки заключается в подаче импульса напряжения превышающего, как правило, в несколько раз амплитуду переключающих импульсов мемристора, что может приводить к необратимому пробою диэлектрика или быстрой деградации свойств резистивных переключений. Ранее было показано, что операции формовки можно избежать за счет понижения напряжения формовки до величин равных напряжениям переключения мемристора, если использовать нестехиометрические оксиды определенного состава, полученные методом ион-

но-лучевого распыления осаждения (англ. IBSD – ion beam sputtering deposition) [9]. Однако, метод IBSD не пригоден для технологии ReRAM, т. к. не позволяет получить конформные и однородные слои толщиной менее 10 нм. С другой стороны, термическое окисление Si обеспечивает конформность и однородность  $\text{SiO}_2$ , но не позволяет управлять стехиометрией оксидных слоев. Одной из возможностей управляемо вносить вакансии кислорода в оксидные слои является обработка их в водородной плазме электронно-циклотронного резонанса (ЭЦР). Этот метод был успешно опробован нами при восстановлении  $\text{SiO}_2$  до  $\text{SiO}_x$  [4, 10] и  $\text{V}_2\text{O}_5$  до  $\text{VO}_2$  [11].

Важным достоинством плазмы электронно-циклотронного резонанса для процесса восстановления является высокая степень ионизации плазмы при низкой ионной температуре. Известно, что эффективность ионизации в условиях электронно-циклотронного резонанса значительно выше, чем, например, в планарных ВЧ плазменных реакторах. ВЧ ЭЦР реактор допускает снижение давления горения плазмы до  $10^{-2}$ – $10^{-3}$  Па. Во время процесса обработки в ЭЦР плазме, при давлении водорода меньше  $2 \times 10^{-2}$  Па, тепловое воздействие на поверхность пленки незначительное, и можно добиться того, что температурный режим восстановления останется неизменным в течение всего процесса.

Известно, что транспорт заряда в термическом оксиде кремния лимитируется туннельной инжекцией Фаулера–Нордгейма [12]. Целью настоящей работы является исследование механизма транспорта заряда в нестехиометрическом оксиде кремния  $\text{SiO}_x$  ( $x < 2$ ), полученным путем восстановления термического  $\text{SiO}_2$  в водородной ЭЦР плазме, применительно к задаче создания бесформовочного мемристора на основе  $\text{SiO}_x$ .

### ОСНОВЫ МЕТОДА РАЗДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ И ДЫРОЧНОЙ КОМПОНЕНТ ТОКА В РЕЖИМЕ НЕРАВНОВЕСНОГО ОБЕДНЕНИЯ КРЕМНИЯ

В полупроводниках определение знака носителей заряда (электронов и дырок) осуществляется с помощью измерений эффекта Холла либо термо-ЭДС. Поскольку в диэлектриках концентрация свободных носителей заряда пренебрежимо мала, для них вышеописанные методы неприменимы. В общем случае проводимость диэлектрика является биполярной двузонной, из отрицательно смещенного контакта (катода) инжектируются электроны, из положительно смещенного контакта (анода) – дырки [13]. Однако, в диэлектриках вклад электронной и дырочной компонент в инжекционный ток может сильно варьироваться в зависи-

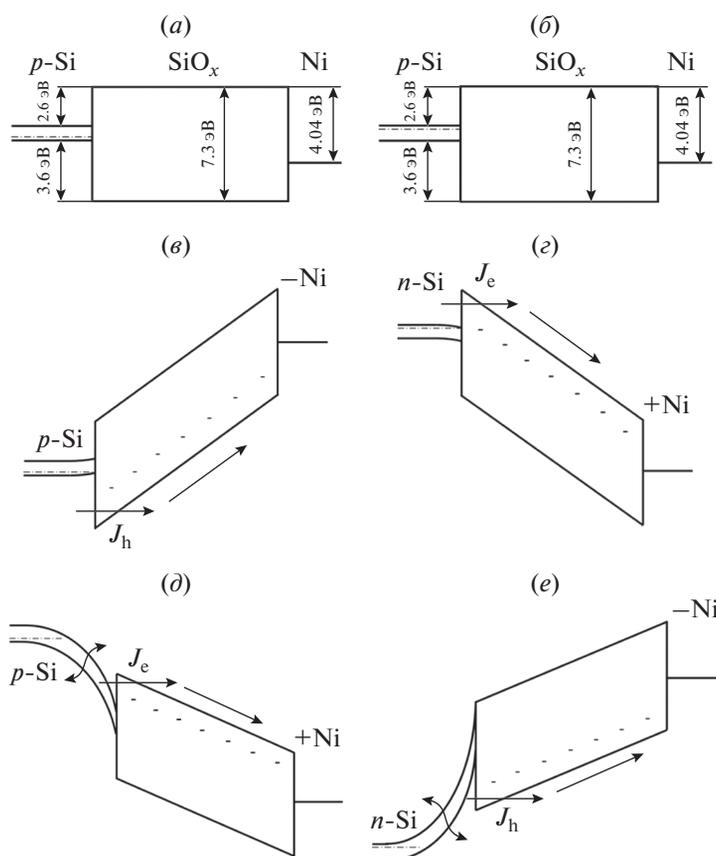
мости от следующих факторов: высота барьера на границе контакт-диэлектрик, длительность импульса, полярность потенциала, толщина диэлектрика [13]. Для определения вклада электронов и дырок в проводимость  $\text{SiO}_x$ , полученного обработкой  $\text{SiO}_2$  в водородной ЭЦР плазме, в настоящей работе, используется метод разделения электронной и дырочной компонент тока в режиме неравновесного обеднения металл-диэлектрик-полупроводник (МДП) на кремнии *n*- и *p*-типов, рис. 1*д*, *е*. Данный метод на примере  $\text{Si}_3\text{N}_4$  был предложен и разработан в работах [14–17]. В последующем, этот метод был использован для разделения токов в  $\text{HfO}_2$  [18],  $\text{TiO}_2$  [19],  $\text{GeO}_2$  [20]. Сущность метода заключается в использовании внешней оптической подсветки для генерации неосновных носителей и для определения их знака в процессах инжекции из кремния в диэлектрик.

На рис. 1*а*, *б* представлена энергетическая диаграмма МДП структуры на основе *n*-Si/ $\text{SiO}_x$ /Ni и *p*-Si/ $\text{SiO}_x$ /Ni в режиме плоских зон, без приложенного напряжения. Величины электронных и дырочных барьеров на границе Si/ $\text{SiO}_x$ , Ni/ $\text{SiO}_x$ , ширина запрещенной зоны ( $E_g = 7.3$  эВ)  $\text{SiO}_x$  ( $x = 1.96$ ) определялись с использованием данных квантово-химических расчетов, выполненных в [5].

На рис. 1*в*, *г* представлена энергетическая диаграмма МДП структур на основе *n*-Si- и *p*-Si в режиме обогащения. В режиме обогащения кремния, практически все приложенное напряжение, падает на диэлектрике, т. к. падение потенциала на кремнии мало. В этом случае область пространственного заряда нечувствительна к знаку носителей в диэлектрике.

В режиме обеднения кремния возможны два варианта. В первом случае, когда из металла в диэлектрик инжектируются электроны, или дырки, практически все приложенное напряжение падает на диэлектрике. Ток в МДП структуре экспоненциально растет с увеличением приложенного напряжения. Во втором случае, когда из полупроводника в диэлектрик инжектируются неосновные носители из-за ограниченного темпа термической генерации неосновных носителей имеет место уменьшение емкости, переход емкости из режима инверсии в режим неравновесного обеднения и насыщение сквозного тока. Подсветка увеличивает темп генерации неосновных носителей в области пространственного заряда кремния, что приводит к увеличению тока насыщения. Насыщение тока в режиме неравновесного обеднения указывает на инжекцию неосновных носителей заряда из кремния в диэлектрик.

На рис. 1*д*, *е* представлена энергетическая диаграмма МДП структур на основе *n*-Si- и *p*-Si в режиме обеднения в случае, когда транспорт заряда осуществляется неосновными носителями, инжектированными из кремния. Падение напряже-



**Рис. 1.** Энергетическая диаграмма структуры  $p\text{-Si}/\text{SiO}_x/\text{Ni}$  и  $n\text{-Si}/\text{SiO}_x/\text{Ni}$  в режиме плоских зон ( $a, б$ ), в режиме обогащения ( $в, г$ ) и в режиме неравновесного обеднения ( $д, е$ ). Изогнутая стрелка указывает на фотогенерацию носителей при внешней подсветке.

ния в кремнии приводит к насыщению тока неосновных носителей из полупроводника.

Независимо, знак носителей заряда, инжектированных в диэлектрик может быть определен по накоплению инжектированных из кремния носителей заряда с помощью измерения сдвига вольт-фарадных характеристик [20].

### МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

На подложках Si(100) КДБ – 10 и Si(100) КЭФ – 4.5 диаметром 100 мм методом термического окисления были выращены слои  $\text{SiO}_2$  толщиной 45 и 20 нм. После получения пленок термического  $\text{SiO}_2$  подложки раскалывались на прямоугольные образцы размером  $10 \times 18 \text{ мм}^2$ , которые подвергались воздействию водородной ЭЦР плазмы в течение 15 и 30 мин.

Восстановление пленок  $\text{SiO}_2$  проводилось в вакуумной установке, собранной на базе откачного поста с турбомолекулярным насосом (остаточное давление в камере  $\approx 10^{-4}$  Па), в которую был встроен источник ЭЦР плазмы антенного типа с многополюсной магнитной системой, рис. 2. Ра-

бочая частота источника 2.45 ГГц. ЭЦР плазма возбуждалась при давлении водорода в вакуумной камере  $1.8 \times 10^{-2}$  Па, так как при таком давлении наблюдалось наиболее устойчивое горение плазмы.

Для проведения электрофизических исследований на образцы после обработки методом электронно-лучевого испарения через металлическую маску был нанесен слой Ni толщиной 50 нм. Схематическое изображение структур для электрофизических измерений представлено на рис. 3.

Дополнительно были изготовлены мемристорные МДП структуры на вырожденном кремнии  $p$ -типа с удельным сопротивлением  $\Omega = 0.001\text{--}0.003$  [Ом · см] и толщиной слоя  $\text{SiO}_x$  равной 20 нм и временем экспозиции в плазме 2, 6, 15 и 30 мин. Данная серия образцов изготовлена для изучения резистивных свойств пленок  $\text{SiO}_x$ , полученных в водородной ЭЦР плазме. Для измерения спектров катодолуминесценции (КЛ) подготовлены аналогичные образцы (с толщиной слоя  $\text{SiO}_x$  равной 20 нм и временем экспозиции в плазме 2, 6, 18 мин).

Для определения вклада носителей заряда в проводимость  $\text{SiO}_x$  на зондовой станции Cascade Micro-



Рис. 2. Схематичное изображение установки ЭЦР плазмы. Вид сверху.

tech, подключенной к анализатору полупроводниковых приборов Agilent Technologies B1500A, измерялись вольт-амперные характеристики (ВАХ) и вольт-фарадные характеристики (ВФХ) МДП структур ( $d_{\text{SiO}_x} \approx 45$  нм). ВАХ измерялись в режиме неравновесного обеднения, без подсветки и с подсветкой. Для определения механизма транспорта заряда измерялись ВАХ МДП структур  $p\text{-Si/SiO}_x/\text{Ni}$ , с толщиной  $\text{SiO}_x$  равной 45 нм. Измерения ВАХ проводились при различных температурах (300–450 К) с использованием нагревательного столика Linkam LTS420E и электротметра Keithley 6517a. Измерения вольт-амперных характеристик мемристорных МДП структур с толщиной  $\text{SiO}_x$  равной 20 нм проводились на зондовой станции Cascade Microtech, подключенной к анализатору полупроводниковых приборов Agilent Technologies B1500A.

Катодолюминесценция (КЛ) пленок  $\text{SiO}_x$  изучалась с помощью электронно-зондового микроанализа-

тора САМЕВАХ (Самеса, Франция), оснащенного оригинальным оптическим спектрометром для регистрации катодолюминесцентных спектров (КЛ) [21]. Спектры КЛ измерялись при энергии электронного пучка 10 кэВ, токе электронного пучка 20 нА и его диаметре 14 мкм. Глубина проникновения электронов первичного электронного пучка с энергией 5 кэВ в этих образцах составляет около 200 нм, что значительно превышает толщину пленки диоксида кремния. Таким образом, генерация катодолюминесценции происходит равномерно по толщине пленки.

Для эллипсометрического исследования влияния ЭЦР плазмы на оптические характеристики пленок  $\text{SiO}_2$  были использованы 2 образца с толщиной пленок термического оксида 45 нм. Один из образцов был обработан в водородной плазме ЭЦР в течение 15 мин. Измерения спектральных зависимостей эллипсометрических углов  $\Psi(E)$  и  $\Delta(E)$  проводились с помощью спектрального эллипсометра “Эллипс-1891-САГ” (ИФП СО РАН, Новосибирск) при следующих условиях: диапазон энергий фотонов  $E = 1.13\text{--}4.96$  эВ, спектральное разрешение прибора: 0.01 эВ, угол падения луча света на образец  $70^\circ$ , время записи одного спектра не превышало  $\sim 20$  с. Использовалась четырехзонная методика измерений с последующим усреднением по всем зонам. Измеренные спектры  $\Psi(E)$  и  $\Delta(E)$  использовались далее для решения обратной задачи эллипсометрии и определения дисперсионных зависимостей  $n(E)$  пленок  $\text{SiO}_x$  путем подгонки расчетных спектральных зависимостей эллипсометрических углов к экспериментальным в соответствии с однослойной оптической моделью системы [22]. Дисперсионные зависимости описывались с помощью полинома Коши [23]:

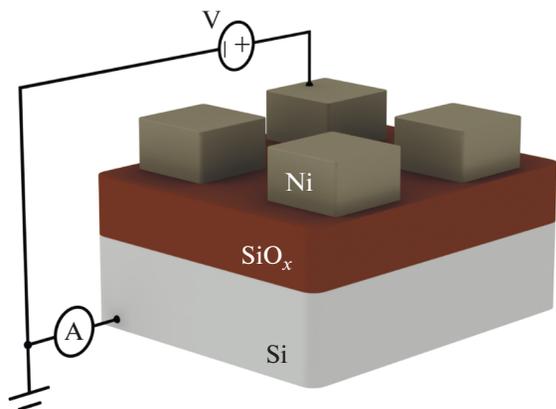
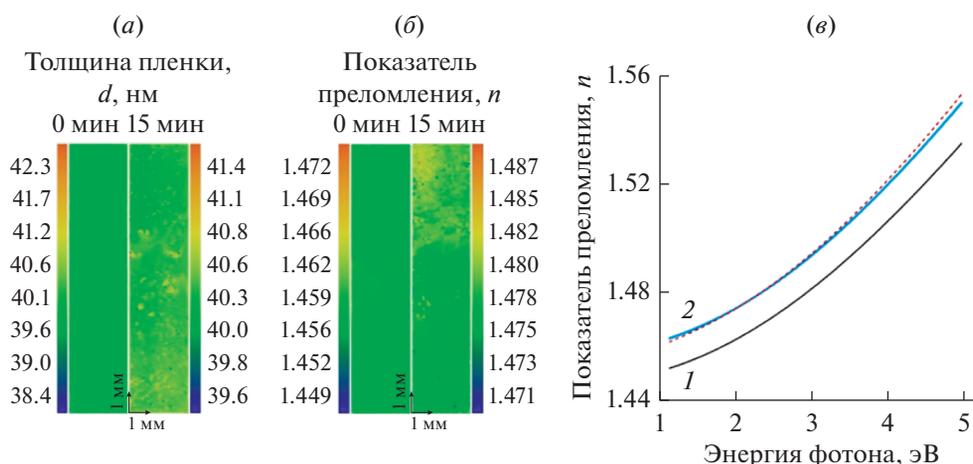


Рис. 3. Исследуемая структура Si(100)/SiO<sub>x</sub>/Ni.



**Рис. 4.** Распределение толщины (а) и показателя преломления (б) по поверхности исходной пленки  $\text{SiO}_2$  (0 мин) и после обработки водородной в ЭЦР плазме (15 мин), (в) дисперсионные кривые  $n(E)$  для пленки  $\text{SiO}_2$  до (1) и после обработки 15 мин (2) в водородной ЭЦР плазме. Красный пунктир – результат расчета в соответствии с моделью Бруггемана (2).

$$n(E) = a + bE^2 + cE^4, \quad (1)$$

где  $a, b, c$  – коэффициенты. Оптические константы  $n, k\text{Si}$ -подложки для расчетов брались из базы данных [24].

Пленка  $\text{SiO}_x$  после обработки в ЭЦР плазме водорода моделировалась смесью  $\text{SiO}_2 + \text{SiO}$  [25]. Для оценки вклада каждой компоненты в оптические свойства оксида, т.е., для оценки величины “ $x$ ” в  $\text{SiO}_x$  была использована модель эффективной среды Бруггемана [26]:

$$\sum_i \left( q_i \frac{\epsilon_i - \epsilon_{\text{eff}}}{\epsilon_i + 2\epsilon_{\text{eff}}} \right) = 0; \quad \sum_i q_i = 1, \quad (2)$$

где  $q_i$  – доля  $i$ -й компоненты смеси,  $\epsilon_i, \epsilon_{\text{eff}}$  – диэлектрические константы для  $i$ -й компоненты и эффективной среды.

Для исследования однородности толщины ( $d$ ) и показателя преломления ( $n$ ) по площади образцов исходных пленок и после обработки в плазме был использован быстродействующий сканирующий эллипсометр высокого разрешения “Микроскан-3М” (ИФП СО РАН) [27]. Минимальный шаг сдвига столика эллипсометра по осям  $X, Y$  составлял 5 мкм, что и определяло латеральное разрешение прибора. Эллипсометрические углы считывались по участку поверхности 3–18 мм образцов с шагом по осям  $x$  и  $y$  0.1 мм. Использовался He-Ne-лазер ( $E = 1.96$  эВ), угол падения луча света на образец составлял  $60^\circ$ , лазерный луч фокусировался в световое пятно 10 мкм на поверхности образца с помощью высококачественного не поляризирующего микрообъектива. В каждой отсканированной точке образца вычисление  $d$  и  $n$ -пленки осуществлялось независимо по методике, описанной выше.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Изучение поверхности образцов с помощью сканирующего эллипсометра показало, что пленка с термическим  $\text{SiO}_2$  на исходном образце имеет высокую однородность с отсутствием градиентов по  $d$  и  $n$  (рис. 4а, б, 0 мин). Обработка в водородной плазме не привела к появлению экспериментально заметного поглощения в пленке. Поэтому для анализа эллипсометрических результатов также была применена однослойная модель не поглощающей пленки.

Обработка в водородной плазме приводила к появлению неоднородностей по  $n$  и  $d$ , однако значения этих неоднородностей не превышают  $\Delta n \approx 1\%$  и  $\Delta d \approx 2\%$  (рис. 4а, б, 15 мин). Кроме того, показатель преломления пленок незначительно увеличивается, а толщина пленки практически не изменяется (табл. 1).

На рис. 4в показаны спектральные зависимости  $n(E)$  исследуемых образцов, полученные обработкой экспериментальных спектров  $\Psi(E), \Delta(E)$ . Видно, что обработка  $\text{SiO}_2$  в водородной плазме приводит к сдвигу спектра  $n(E)$  в область более высоких значений показателя преломления. После 15-мин обработки сдвиг спектра  $n(E)$  составлял  $\approx 0.01$ . Увеличение показателя преломления пленки, как это было показано методом катодолюминесценции (см. ниже), определяется процессом частичного восстановления оксида с образованием нестехиометрического  $\text{SiO}_x$  [3].

Для оценки параметра “ $x$ ” в  $\text{SiO}_x$  из оптических измерений была применена модель эффективной среды Бруггемана (2). Предположено, что нестехиометрический  $\text{SiO}_x$  образуется в виде моноксида кремния  $\text{SiO}$ . Наилучшее совпадение с

**Таблица 1.** Результаты эллипсометрических измерений образцов до и после обработки в водородной плазме

Время обработки в плазме, мин	Эллипсометрические данные				
	<i>d</i> , нм	<i>n</i> , ( <i>E</i> = 1.96 эВ)	параметры модели Коши		
			<i>a</i>	<i>b</i> , ×10 <sup>-3</sup>	<i>c</i> , ×10 <sup>-4</sup>
0	40.3	1.462	1.447	3.970	-0.166
15	40.4	1.473	1.457	4.138	-0.162

экспериментальными кривыми было достигнуто (красная пунктирная линия, см. рис. 4б) в том случае, когда доля SiO в слое составляла ~0.024, что позволило оценить значение “*x*”, которое оказалось равным ~1.96.

На рис. 5 показаны экспериментальные ВАХ структуры *p*-Si/SiO<sub>x</sub>/Ni, измеренные при различных температурах и различных полярностях потенциала на Ni. Нестехиометрический оксид SiO<sub>x</sub> был получен путем 15-минутной обработки SiO<sub>2</sub> пленки в водородной ЭЦР плазме. Для аппроксимации экспериментальных результатов была использована модель фонон-облегченного тунне-

лирования электронов между ловушками (модель Насырова–Гриценко) [28, 29].

Идея данной модели заключается в том, что электрон, находящийся в ловушке, переходит в возбужденное состояние и туннелирует в соседнюю ловушку при поглощении фононов. Установлено, что модель фонон-облегченного туннелирования между соседними ловушками непротиворечиво описывает перенос электронов в Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> [30], SiO<sub>2</sub> [31], HfO<sub>2</sub> [32], Hf<sub>0.5</sub>Zr<sub>0.5</sub>O<sub>2</sub> [33], Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> [34], Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub> [35].

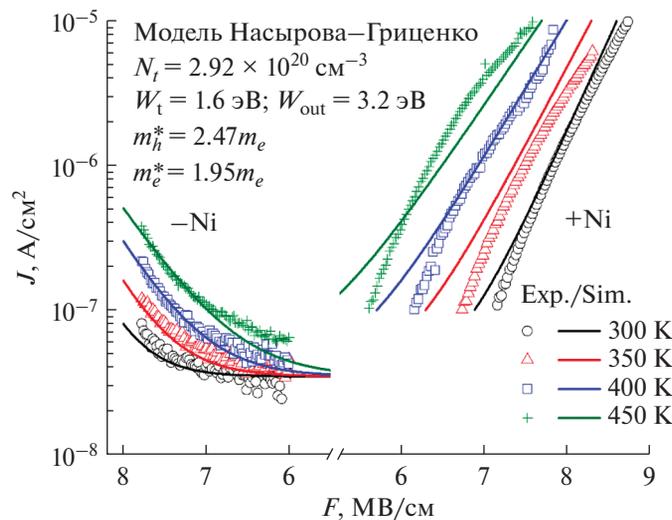
Выражение для вероятности фонон облегченного туннелирования и плотности тока имеет вид (3), (4):

$$P = \frac{2\sqrt{\pi}\hbar W_t}{m^*s^2\sqrt{2kT(W_{opt} - W_t)}} e^{-\frac{W_{opt}-W_t}{kT}} e^{-\frac{2s\sqrt{2m^*W_t}}{\hbar}} \sinh\left(\frac{qFs}{2kT}\right), \quad (3)$$

$$J_{NG}(F) = P(F)qN_t^{2/3}. \quad (4)$$

Здесь *q* – заряд электрона, *m*<sup>\*</sup> – эффективная масса электрона, *h* = 2πħ – постоянная Планка, *k* – постоянная Больцмана, *N<sub>t</sub>* – концентрация ловушек, *s* = *N<sub>t</sub>*<sup>-1/3</sup> – среднее расстояние между

ловушками, *W<sub>t</sub>* – термическая энергия ионизации ловушки, *W<sub>opt</sub>* – оптическая энергия ионизации ловушки, *F* – электрическое поле. Как видно (рис. 5), модель фонон-облегченного туннели-



**Рис. 5.** Экспериментальные ВАХ структуры *p*-Si/SiO<sub>x</sub>/Ni, измеренные при различных температурах и различных полярностях потенциала на Ni, и расчетные кривые, полученные из модели Насырова–Гриценко. Точки – экспериментальные данные, линии – расчетные кривые.

рования хорошо описывает экспериментальные результаты при следующих параметрах модели:  $m_h^* = 2.47m_0$ ,  $W_t = 1.6$  эВ,  $W_{opt} = 3.2$  эВ и  $N_t = 2.92 \times 10^{20}$  см<sup>-3</sup> для образца с временем обработки 15 мин и дырочной ловушки. Для электронной ловушки, на этом же образце, были получены схожие параметры модели:  $m_e^* = 1.95m_0$ ,  $W_t = 1.6$  эВ,  $W_{opt} = 3.2$  эВ и  $N_t = 2.92 \times 10^{20}$  см<sup>-3</sup>, рис. 5. Параметры дырочных ловушек были получены из расчетных кривых, описывающих экспериментальные ВАХ, измеренных при отрицательном потенциале на Ni (режим обогащения), а параметры для электронных ловушек были получены из расчетных кривых, описывающих ВАХ при положительном потенциале на Ni контакте (режим обеднения). Проводимость структуры  $p$ -Si/SiO<sub>x</sub>/Ni при отрицательном потенциале на Ni определяется дырками, инжектированными из кремния, а при положительном потенциале, электронами, также инжектированными из Si, см. рис. 1в, д. Стоит отметить, что величина плотности тока в режиме обогащения структуры  $p$ -Si/SiO<sub>x</sub>/Ni, приведенной на рис. 5, ниже таковой в режиме неравновесного обеднения лишь по той причине, что измерение ВАХ при различных температурах в режиме обогащения приводит к резкому возрастанию тока до величин ~10–100 мА и необратимому пробою структур при  $E > 8$  МВ/см. Исходя из полученных результатов можно сделать вывод, что в процессе обработки под влиянием водородной ЭЦР плазмы происходит внедрение в пленку SiO<sub>2</sub> структурных дефектов, предположительно, вакансий кислорода. Причем ловушки могут захватывать как электроны, так и дырки, т.е. являются амфотерными. Ранее величины термической  $W_t = 1.6$  эВ, и оптической  $W_{opt} = 3.2$  эВ энергий ловушек для вакансий кислорода в SiO<sub>2</sub> были определены в [31]. Результаты настоящей работы указывают на то, что величины термической и оптической энергии ловушек в SiO<sub>x</sub> так же равны  $W_t = 1.6$  эВ,  $W_{opt} = 3.2$  эВ.

На рис. 6а, б представлены вольт-фарадные характеристики (ВФХ) структуры  $p$ -Si/SiO<sub>2</sub>/Ni и  $n$ -Si/SiO<sub>2</sub>/Ni для исходного образца с необработанным в плазме слоем термического SiO<sub>2</sub>. В этих структурах, практически, отсутствует гистерезис, что указывает на отсутствие электронных и дырочных ловушек в термическом SiO<sub>2</sub>.

Обработка в плазме в течение 15 мин приводит к накоплению в диэлектрике электронов и дырок рис. 6в, г. Величина накопленного заряда увеличивается с возрастанием времени обработки в плазме, рис. 6д, е, обработка в данном случае проводилась в течение 30 мин. При больших обедняющих напряжениях имеет место переход емкости из режима инверсии в режим неравновесного

обеднения. Это явление указывает на инжекцию неосновных носителей, электронов из кремния в диэлектрик. Гистерезис вольт-емкостных характеристик указывает на инжекцию и последующий захват электронов и дырок, т.е. проводимость SiO<sub>x</sub> является двузонной.

На рис. 7а, б представлены вольтамперные характеристики структур  $p$ -Si/SiO<sub>2</sub>/Ni и  $n$ -Si/SiO<sub>2</sub>/Ni для образцов со слоем термического SiO<sub>2</sub>. В режиме обогащения, ток для обоих образцов не зависит от подсветки внешним источником оптического излучения и экспоненциально растет с увеличением напряжения. На ВАХ образца  $p$ -Si/SiO<sub>2</sub>/Ni в режиме обеднения, при положительном потенциале на металле, наблюдается насыщение тока, уровень которого возрастает при включении подсветки. Как известно из [14] транспорт заряда в SiO<sub>2</sub> лимитируется туннельной инжекцией Фаулера–Нордгейма носителей заряда из кремния в диэлектрик:

$$j_{FN} = \frac{q^3 m_0}{8\pi m^* \Phi} F^2 e^{-\frac{8\pi\sqrt{2qm^*}}{3qhF} \Phi^{3/2}} \quad (5)$$

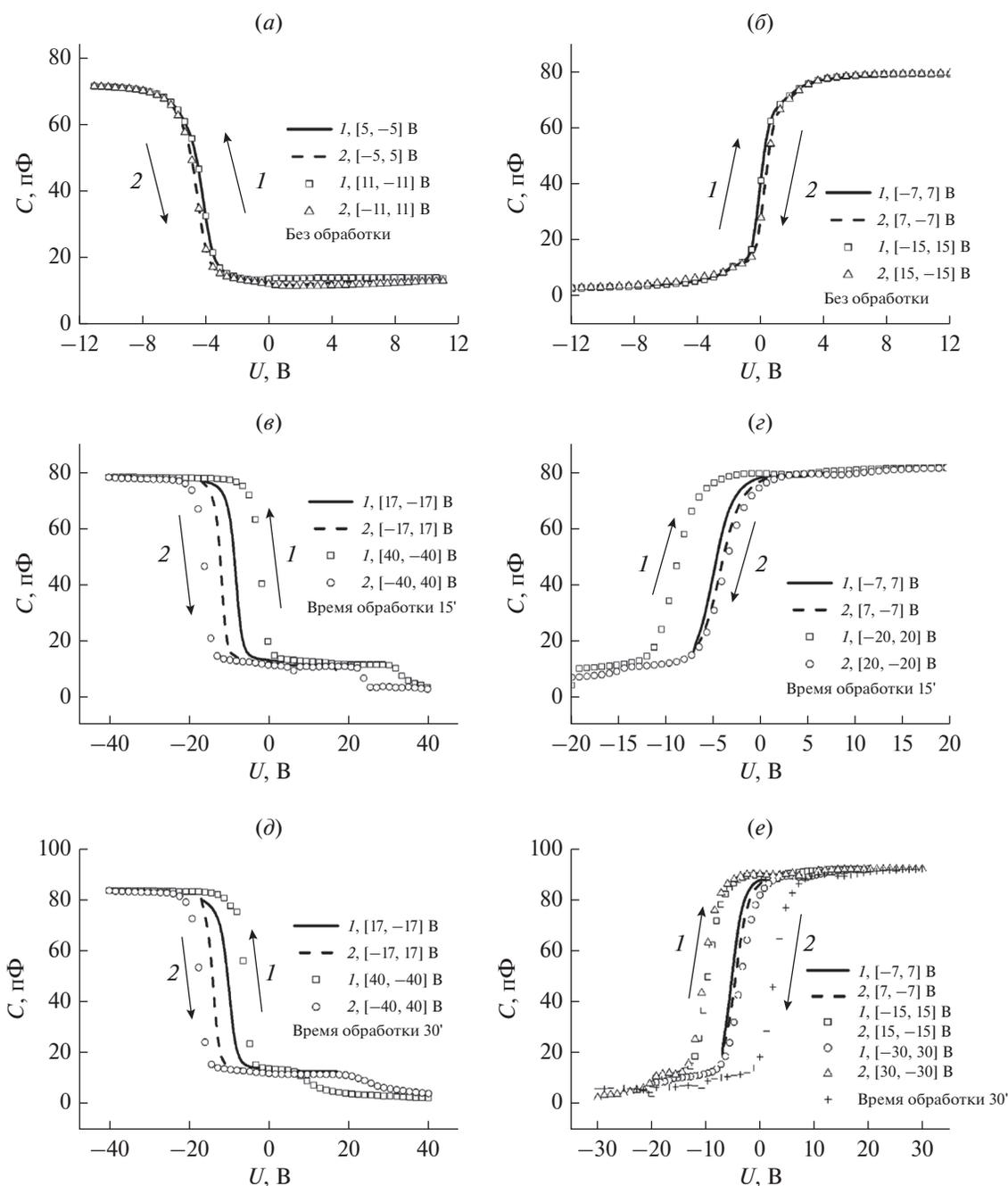
Здесь  $q$  – заряд электрона,  $m_0$  – масса электрона,  $m^*$  – эффективная масса электрона,  $\Phi$  – высота барьера для инжекции электронов,  $\hbar$  – постоянная Планка,  $F$  – электрическое поле. Туннельная эффективная масса электронов и дырок в SiO<sub>2</sub> равна  $m_e^* \approx m_h^* \approx 0.5m_e$  [36, 38].

При положительном потенциале на кремнии, ВАХ структур  $p$ -Si/SiO<sub>x</sub>/Ni и  $n$ -Si/SiO<sub>x</sub>/Ni количественно описываются инжекцией дырок из кремния. Это обстоятельство обусловлено тем, что барьер для электронов на границе Ni-SiO<sub>x</sub> (4.04 эВ) больше барьера для дырок на границе Si-SiO<sub>x</sub> (3.6 эВ) рис. 1в, е.

На рис. 7в–е представлены вольтамперные характеристики структур  $p$ -Si/SiO<sub>x</sub>/Ni и  $n$ -Si/SiO<sub>x</sub>/Ni для образцов, обработанных в водородной плазме при разном времени обработки. Как уже было описано выше, транспорт заряда в таких образцах описывается моделью Насырова–Гриценко, рис. 5.

В режиме обогащения, ток не зависит от подсветки и экспоненциально растет с увеличением напряжения. В режиме обеднения, наблюдается насыщение тока, уровень которого возрастает при включении подсветки. Следовательно, по данным транспорта заряда, проводимость SiO<sub>x</sub>, обработанного в плазме является биполярной. Из отрицательно смещенного электрода (кремния) инжектируются электроны, из положительно смещенного электрода инжектируются дырки.

Инжекция дырок из кремния в SiO<sub>x</sub> объясняется уменьшением дырочного барьера на границе Si/SiO<sub>x</sub>. Обогащение кремнием сопровождается

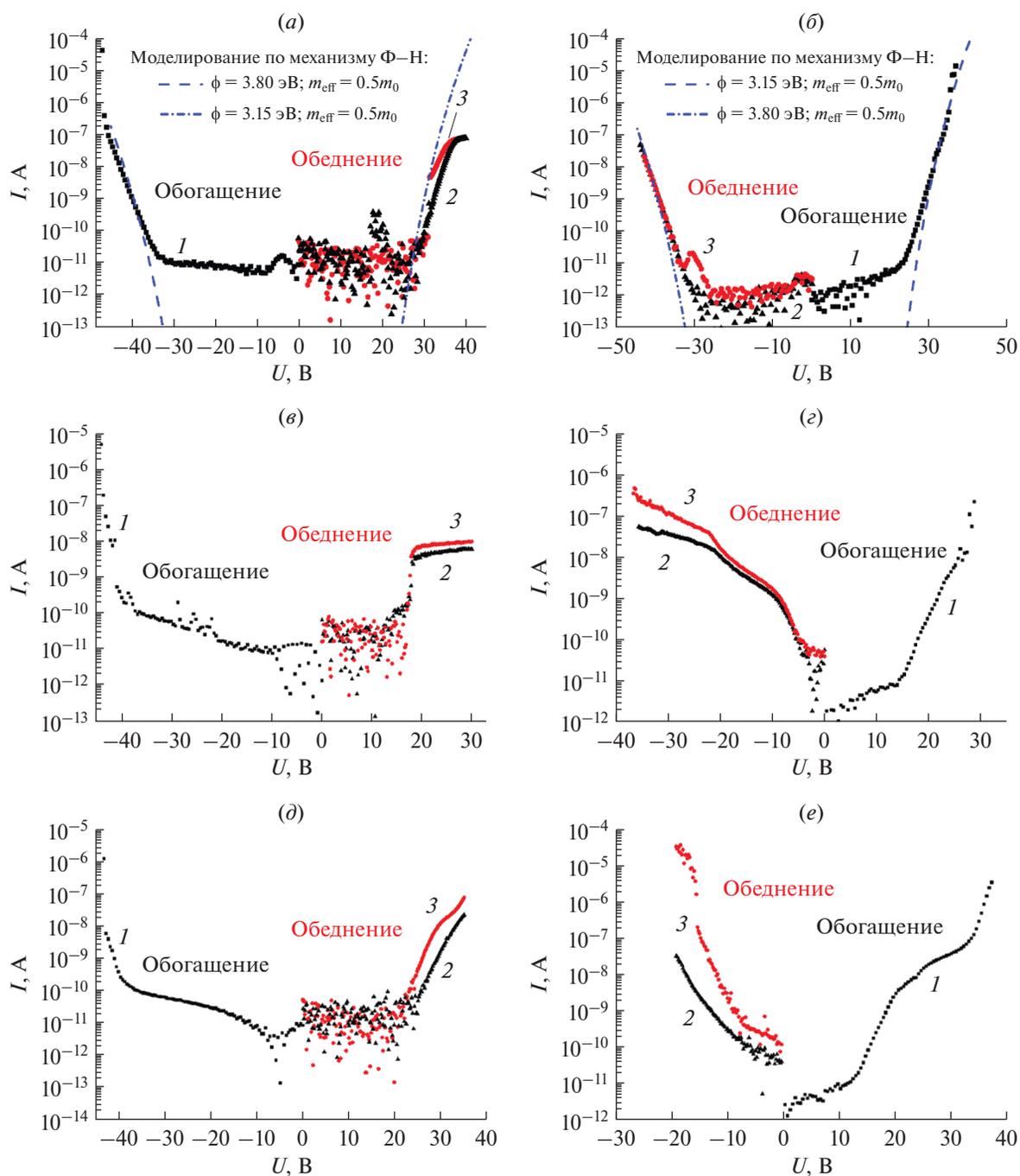


**Рис. 6.** ВФХ образцов  $p\text{-Si/SiO}_2/\text{Ni}$  (а) и  $n\text{-Si/SiO}_2/\text{Ni}$  (б), где слой термического  $\text{SiO}_2$  не подвергался обработке в ЭЦП плазме; ВФХ образцов  $p\text{-Si/SiO}_x/\text{Ni}$  (в) и  $n\text{-Si/SiO}_x/\text{Ni}$  (г). Обработка слоя  $\text{SiO}_x$  в водородной ЭЦП плазме в течение 15 мин; ВФХ образцов  $p\text{-Si/SiO}_x/\text{Ni}$  (д)  $n\text{-Si/SiO}_x/\text{Ni}$  (е). Обработка слоя  $\text{SiO}_x$  в водородной ЭЦП плазме в течение 30 мин.

уменьшением электронного и дырочного барьеров на границе  $\text{Si/SiO}_x$ . Для  $x = 1.96$  эВ высота дырочного барьера составляет 3.6 эВ, что на 0.2 эВ меньше барьера для дырок на границе  $\text{Si/SiO}_2$  [5].

Спектры КЛ пленок оксида кремния измерялись до и после плазменной обработки (рис. 8а). Известно, что в видимом диапазоне наблюдаются три полосы, связанные с люминесценцией точеч-

ных дефектов в оксиде кремния. Полоса 1.9 эВ является немолекулярным атомом кислорода [39], полоса 2.2 эВ не имеет однозначной интерпретации, однако это происходит при дефиците кислорода [40] и 2.7 эВ – кислородно-дефицитный центр (ODC – oxygen-deficiency center) [41]. В литературе в основном описываются две модели ODC: нейтральная кислородная вакансия ODC (I) [42]

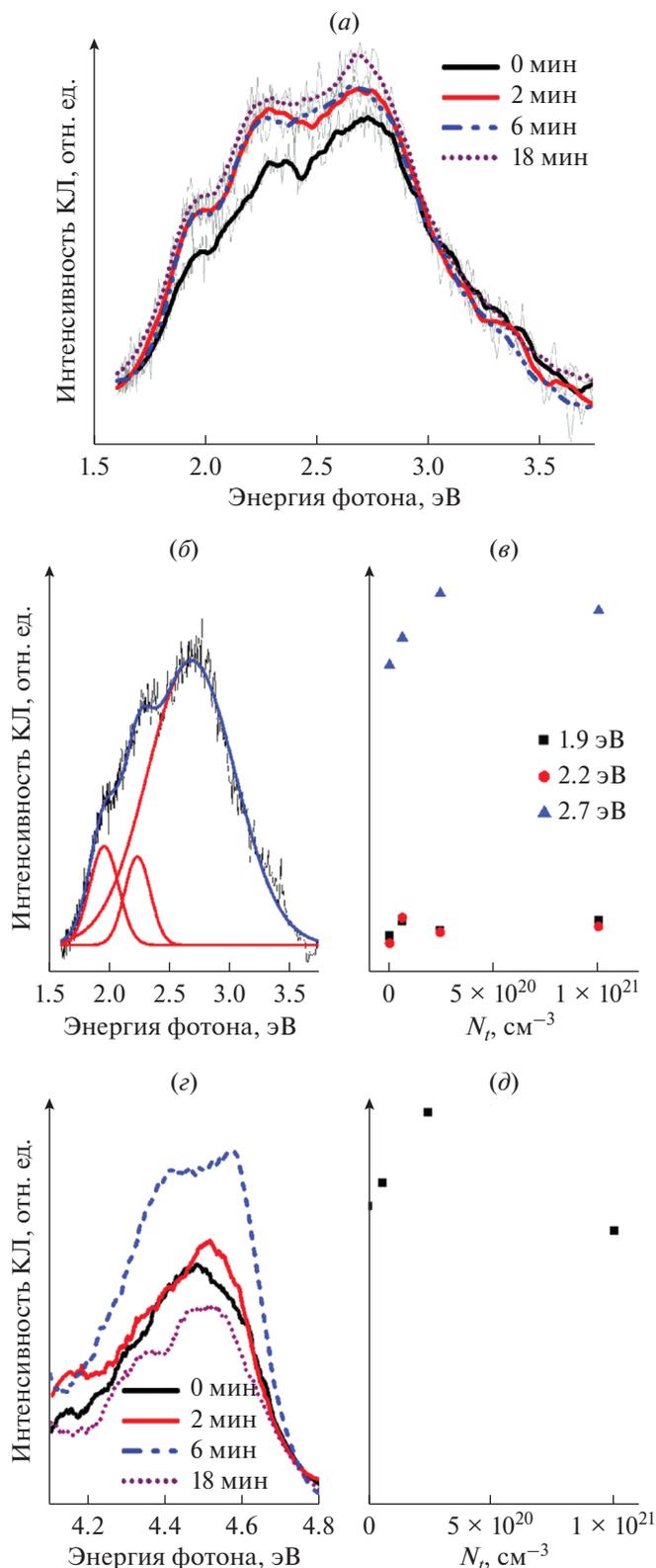


**Рис. 7.** ВАХ образцов (а)  $p$ -Si/SiO<sub>2</sub>/Ni; (б)  $n$ -Si/SiO<sub>2</sub>/Ni. Пунктирными линиями показаны теоретические ВАХ по механизму Фаулера–Нордгейма; ВАХ образцов (в)  $p$ -Si/SiO<sub>*x*</sub>/Ni; (г)  $n$ -Si/SiO<sub>*x*</sub>/Ni. Обработка слоя SiO<sub>*x*</sub> в ЭЦР плазме производилась в течение 15 мин; ВАХ образцов (д)  $p$ -Si/SiO<sub>*x*</sub>/Ni; (е)  $n$ -Si/SiO<sub>*x*</sub>/Ni. Обработка слоя SiO<sub>*x*</sub> в ЭЦР плазме производилась в течение 30 мин. ВАХ получены в режиме обогащения – 1, в режиме неравновесного обеднения в темноте – 2 и с подсветкой – 3.

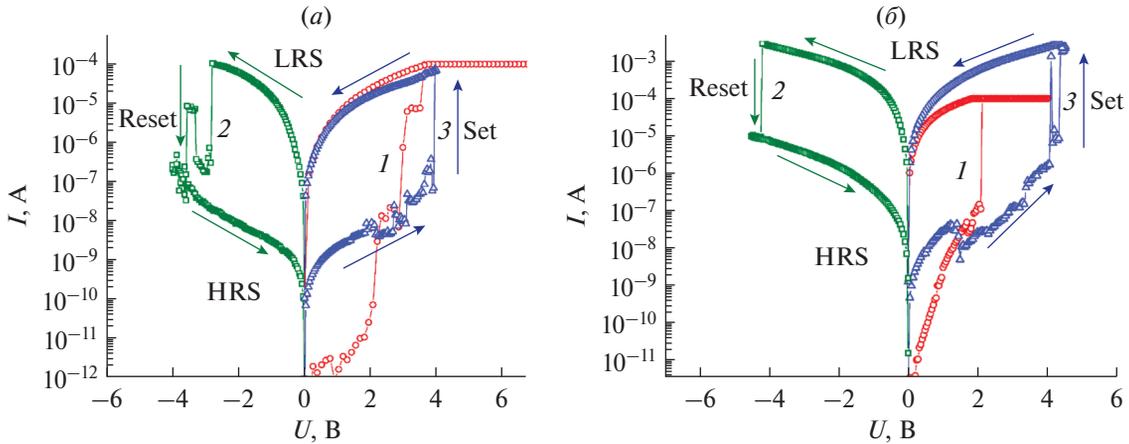
и двухкоординированная кремниевая ODC (II), обозначаемая как = Si: [42, 43].

На рис. 8б представлено разложение спектра КЛ для исходного образца с SiO<sub>2</sub> пленкой на указанные выше три компоненты. Аналогично были разложены спектры КЛ для образцов прошедших

обработку в водородной ЭЦР плазме. Изменение амплитуды гауссовых пиков показаны на рис. 8в. Концентрация ловушек  $N_t$  ранее была вычислена путем аппроксимации по модели фонов-облегченного туннелирования температурных зависимостей ВАХ МДП структур с соответствующими



**Рис. 8.** (а) Спектры КЛ в видимом диапазоне пленок оксида кремния при различных временах обработки в плазме. (б) Спектр КЛ исходного образца (черная линия) с  $\text{SiO}_2$  пленкой, гауссовы кривые (красные линии) и их сумма (синяя линия); (в) зависимость интенсивности полос КЛ от содержания ловушек. (г) Спектры КЛ в УФ диапазоне пленок диоксида кремния при различных временах плазменной обработки; (д) зависимость интенсивности полосы КЛ 4.45 эВ от содержания ловушек.



**Рис. 9.** (а) ВАХ мемристорной МДП структуры  $p^{++}\text{-Si}(100)/\text{SiO}_x/\text{Ni}$ . Обработка – 6 мин; (б) ВАХ мемристорной МДП структуры  $p^{++}\text{-Si}(100)/\text{SiO}_x/\text{Ni}$ . Обработка – 15 мин.

различным временам обработки слоями  $\text{SiO}_x$  диэлектрика. Видно, что интенсивность полосы 2.7 эВ значительно изменяется, она достигает максимума при времени плазменной обработки 6 мин, затем наблюдается небольшое снижение интенсивности, которое может быть связано с концентрационным тушением. Интенсивность полос 1.9 и 2.2 эВ увеличивается после обработки в плазме в течение 2 мин и затем не изменяется с учетом ошибки определения интенсивности для этих полос.

Спектры КЛ в УФ-диапазоне представлены на рис. 8г. В этом диапазоне наблюдается полоса с максимумом 4.5 эВ, связанная с ОДС [41]. Как и для полосы 2.7 эВ, до 6 мин обработки наблюдается увеличение интенсивности, а затем падение, что также может быть связано с концентрационным тушением. Таким образом, можно утверждать, что плазменная обработка приводит к дефициту кислорода в пленке диоксида кремния и увеличению интенсивности полос, связанных с центрами кислородного дефицита.

На рис. 9а, б представлены ВАХ МДП мемристорных структур  $p^{++}\text{-Si}/\text{SiO}_x/\text{Ni}$ , с толщиной  $\text{SiO}_x$  равной 20 нм, на которых наблюдаются резистивные переключения. Время обработки функционального слоя ( $\text{SiO}_x$ ) в водородной ЭЦП плазме 6 и 15 мин, соответственно. Кривая 1 – соответствует начальной ВАХ МДП структур, в литературе такой процесс называют “формовкой”. В ходе формовки, структура переходит из начального состояния в состояние с низким сопротивлением (LRS). При повторной подаче напряжения той же величины, структура сохраняет состояние с низким сопротивлением. Для переключения состояния МДП структуры в состояние высокого сопротивления (HRS) необходимо подать напряжение обратной полярности – кривая 2. Аналогичным образом, для обратного переключения в состояние LRS не-

обходимо приложить положительное напряжение – кривая 3. Такие переключения называют биполярными. Хорошо видно, что напряжение первого включения либо совпадает, либо меньше чем напряжение последующего переключения. Такие резистивные переключения называют бесформовочными.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В объеме  $\text{SiO}_2$  кремния концентрация электронных и дырочных ловушек незначительная. Электронная и дырочная проводимость термического  $\text{SiO}_2$  описывается туннельным механизмом Фаулера–Нордгейма.

Обработка термического  $\text{SiO}_2$  в водородной плазме приводит к тому, что появляется гистерезис вольтемкостных характеристик, который указывает на наличие электронных и дырочных ловушек в  $\text{SiO}_x$ . После обработки в плазме проводимость  $\text{SiO}_x$  является биполярной, из отрицательно смещенного контакта в диэлектрик инжектируются электроны, из положительно смещенного контакта в диэлектрик инжектируются дырки. Этот результат следует из насыщения вольт-амперных характеристик в режиме неравновесного обеднения на кремнии  $n$ - и  $p$ -типов. Измерение вольт-фарадных и вольтамперных характеристик структур  $p\text{-Si}/\text{SiO}_x/\text{Ni}$  и  $n\text{-Si}/\text{SiO}_x/\text{Ni}$  показало, что обработка в водородной ЭЦП плазме сопровождается существенным возрастанием концентрации точечных дефектов в диэлектрике. Учитывая, что водородная плазма восстанавливает оксиды, точечными дефектами, вероятно, являются вакансии кислорода. Данный результат подтверждается тем, что проводимость в таких структурах хорошо описывается моделью фонон-облученного туннелирования. Из результатов моделирования получено,

что энергии электронных и дырочных ловушек  $\text{SiO}_x$  одинаковы:  $W_t = 1.6$  эВ,  $W_{\text{opt}} = 3.2$  эВ, а концентрация ловушек зависит от времени обработки в плазме.

По результатам КЛ можно утверждать, что плазменная обработка приводит к дефициту кислорода в пленке  $\text{SiO}_x$  и увеличению интенсивности полос, связанных с центрами дефицита кислорода.

На основе разработанной методики обработки  $\text{SiO}_2$  пленок в водородной ЭЦР плазме созданы ReRAM структуры, не нуждающиеся в операции формовки, что имеет большое практическое значение.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 19-19-00286, “Исследование и разработка бесформовочного мемристора на основе оксидных диэлектриков, обработанных в водородной плазме, для флеш-памяти нового поколения”. Авторы выражают благодарность Ю.А. Живодкову за помощь в проведении измерений в Центре коллективного пользования “Наноструктуры” ИФП СО РАН. За предоставление измерительного оборудования авторы благодарят ЦКП “ВТАН” НГУ.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Gritsenko V.A.* Silicon Nitride on Si: Electronic Structure for Flash Memory Devices // *Thin Films on Silicon: Electronic and Photonic Applications*. 2017. P. 273–322.
2. *Перевалов Т.В. и др.* Наноразмерные флуктуации потенциала в  $\text{SiO}_x$ , синтезированном плазмохимическом осаждением // *Физика твердого тела*. 2019. Т. 61. № 12. С. 2528–2535.
3. *Кручинин В.Н. и др.* Оптические свойства нестехиометрического оксида кремния  $\text{SiO}_x$  ( $x < 2$ ) // *Оптика и спектроскопия*. 2019. Т. 127. № 11. С. 769–773.
4. *Кручинин В.Н. и др.* Оптические свойства тонких пленок  $\text{SiO}_x$  ( $x < 2$ ), полученных обработкой термического диоксида кремния в водородной плазме // *Оптика и спектроскопия*. 2020. Т. 128. № 10. С. 1467–1472.
5. *Карпушин А.А., Гриценко В.А.* Электронная структура аморфного  $\text{SiO}_x$  переменного состава // *Письма в Журн. экспериментальной и теоретической физики*. 2018. Т. 108. № 2. С. 114–118.
6. *Lee H.Y. et al.* Evidence and solution of over-RESET problem for  $\text{HfO}_x$  based resistive memory with sub-ns switching speed and high endurance // *2010 International Electron Devices Meeting*. IEEE, 2010. P. 19.7. 1–19.7. 4.
7. *Wei Z. et al.* Highly reliable  $\text{TaO}_x$  ReRAM and direct evidence of redox reaction mechanism // *2008 IEEE International Electron Devices Meeting* // IEEE. 2008. P. 1–4.
8. *Diokh T. et al.* Study of resistive random access memory based on  $\text{TiN}/\text{TaO}_x/\text{TiN}$  integrated into a 65 nm advanced complementary metal oxide semiconductor technology // *Thin Solid Films*. 2013. V. 533. P. 24–28.
9. Способ изготовления активного слоя для универсальной памяти на основе резистивного эффекта: пат. 2611580 Рос. Федерация: МПК7 H 01 L 27/115 / Гриценко В.А., Алиев В.Ш., Исламов Д.Р., Воронковский В.А.; заявитель и патентообладатель ИФР СО РАН. – № 20150147121; заявл. 02.11.2015; опубл. 28.02.2017.
10. *Voronkovskii V.A. et al.* Phonon-assisted electron tunneling between traps in silicon oxide films treated in hydrogen plasma // *J. Non-Crystalline Solids*. 2020. V. 546. P. 120256.
11. *Алиев В.Ш.* Объемная аморфизация поликристаллических пленок  $\text{V}_2\text{O}_5$  при низкотемпературном восстановлении в водородной плазме электронного циклотронного резонанса // *Фундаментальные проблемы современного материаловедения*. 2008. Т. 5. № 2. С. 11–14.
12. *Lenzlinger M., Snow E.H.* Fowler-Nordheim Tunneling into Thermally Grown  $\text{SiO}_2$  // *J. Appl. Phys.* 1969. V. 40. P. 278.
13. *Насыров К.А., Гриценко В.А.* Механизмы переноса электронов и дырок в диэлектрических пленках // *Успехи физических наук*. 2013. Т. 183. № 10. С. 1099–1114.
14. *Hielscher F.H., Preier H.M.* Non-equilibrium C-V and I-V characteristics of metal-insulator-semiconductor capacitors // *Solid-State Electronics*. 1969. V. 12. № 7. P. 527–538.
15. *Quast W.* Experimental determination of the ratio of injected hole current and total current in silicon nitride // *Electronics Letters*. 1969. V. 5. № 20. P. 485–487.
16. *Гриценко В.А., Гуновкер А.С., Синуца С.П.* // *Микроэлектроника*. 1973. Т. 2. С. 283.
17. *Gritsenko V.A., Meerson E.E.* On silicon nitride conductivity // *Phys. Stat. Sol. (a)* 1980. V. 62. P. K131.
18. *Islamov D.R., Gritsenko V.A., Cheng C.H., Chin A.* Bipolar conductivity in amorphous  $\text{HfO}_2$  // *Appl. Phys. Lett.* 2011. V. 99. P. 072109.
19. *Islamov D.R., Gritsenko V.A., Cheng C.H., Chin A.* Bipolar conductivity in nanocrystallized  $\text{TiO}_2$  // *Appl. Phys. Lett.* 2012. V. 101. P. 032101.
20. *Islamov D.R., Gritsenko V.A., Cheng C.H., Chin A.* Evolution of the conductivity type in germania by varying the stoichiometry // *Appl. Phys. Lett.* 2013. V. 103. P. 232904.
21. *Zamoryanskaya M.V., Konnikov S.G., Zamoryanskii A.N.* A high-sensitivity system for cathodoluminescent studies with the Camebax Electron Probe Microanalyzer // *Instruments and Experimental Techniques*. 2004. V. 47. № 4. P. 477–483.
22. *Гриценко В.А. и др.* Строение и электронная структура  $a\text{-SiN}_x$ : H // *Журн. экспериментальной и теоретической физики*. 2019. Т. 156. № 5. С. 1003–1015.
23. *Кручинин В.Н. и др.* Оптические свойства нестехиометрического оксида тантала  $\text{TaO}_x$  ( $x < 5/2$ ) по данным спектроскопии комбинационного рассеяния // *Оптика и спектроскопия*. 2018. Т. 124. № 6. С. 777–782.
24. *Adachi S.* Optical constants of crystalline and amorphous semiconductors: numerical data and graphical information. Springer Science & Business Media, 1999.

25. *Palik E.D.* (ed.). Handbook of optical constants of solids. Academic press, 1998. V. 1. P. 798.
26. *Tompkins H., Irene E.A.* Handbook of ellipsometry. William Andrew, 2005.
27. *Рыхлицкий С.В. и др.* Сканирующий эллипсометрический комплекс МИКРОСКАН-3М // Приборы и техника эксперимента. 2009. № 3. С. 155–156.
28. *Nasyrov K.A., Gritsenko V.A.* Charge transport in dielectrics via tunneling between traps // J. Appl. Phys. 2011. V. 109. P. 097705.
29. *Насыров К.А., Гриценко В.А.* Перенос заряда в диэлектриках туннелированием между ловушками // Журн. экспериментальной и теоретической физики. 2011. Т. 139. № 6. С. 1172–1181.
30. *Gritsenko V.A. et al.* Charge transport and the nature of traps in oxygen deficient tantalum oxide // ACS Applied Materials & Interfaces. 2018. V. 10. № 4. P. 3769–3775.
31. *Islamov D.R. et al.* Mechanism of charge transport of stress induced leakage current and trap nature in thermal oxide on silicon // J. Physics: Conference Series. IOP Publishing, 2017. V. 864. № 1. P. 012003.
32. *Gritsenko V.A., Perevalov T.V., Islamov D.R.* Electronic properties of hafnium oxide: A contribution from defects and traps // Physics Reports. 2016. V. 613. P. 1–20.
33. *Islamov D.R. et al.* Charge transport in amorphous  $\text{Hf}_{0.5}\text{Zr}_{0.5}\text{O}_2$  // Applied Physics Letters. 2015. V. 106. № 10. P. 102906.
34. *Gritsenko V.A., Gismatulin A.A., Chin A.* Multiphonon trap ionization transport in nonstoichiometric  $\text{SiN}_x$  // Materials Research Express. 2018. V. 6. № 3. P. 036304.
35. *Lebedev M.S. et al.* Optical properties and charge transport of textured  $\text{Sc}_2\text{O}_3$  thin films obtained by atomic layer deposition // Applied Surface Science. 2019. V. 478. P. 690–698.
36. *Lenzlinger M., Snow E.H.* Fowler-Nordheim tunneling into thermally grown  $\text{SiO}_2$  // J. Applied physics. 1969. V. 40. № 1. P. 278–283.39.
37. *Weinberg Z.A., Johnson W.C., Lampert M.A.* High-field transport in  $\text{SiO}_2$  on silicon induced by corona charging of the unmetallized surface // J. Applied Physics. 1976. V. 47. № 1. P. 248–255.
38. *Chanana R.K. et al.* Fowler–Nordheim hole tunneling in  $p\text{-SiC/SiO}_2$  structures // Applied Physics Letters. 2000. V. 77. № 16. P. 2560–2562.
39. *Skuja L. et al.* Oxygen-excess-related point defects in glassy/amorphous  $\text{SiO}_2$  and related materials // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. 2012. V. 286. P. 159–168.
40. *Ivanova E.V. et al.* Growth of silicon nanoclusters in thermal silicon dioxide under annealing in an atmosphere of nitrogen // Semiconductors. 2016. V. 50. № 6. P. 791–794.
41. *Imai H. et al.* Two types of oxygen-deficient centers in synthetic silica glass // Physical Review B. 1988. V. 38. № 17. P. 12772.
42. *Trukhin A.N. et al.* Sub-band-gap-excited luminescence of localized states in  $\text{SiO}_2\text{-Si}$  and  $\text{SiO}_2\text{-Al}$  glasses // J. non-crystalline solids. 2010. V. 356. № 20–22. P. 982–986.
43. *Fitting H.J. et al.* Silicon nanocluster aggregation in  $\text{SiO}_2\text{:Si}$  layers // Physica status solidi (a). 2010. V. 207. № 1. P. 117–123.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ

УДК 621.382.323+621.315

# МАСКИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСОВ ПОМЕХ ПРИ СБОРЕ ЗАРЯДА С ТРЕКОВ ОДИНОЧНЫХ ИОНИЗИРУЮЩИХ ЧАСТИЦ В МАЖОРИТАРНОМ ЭЛЕМЕНТЕ НА ОСНОВЕ КМОП ЛОГИКИ И-НЕ

© 2022 г. В. Я. Стенин<sup>a, b, \*</sup>, Ю. В. Катунин<sup>a, \*\*</sup>

<sup>a</sup>НИИ системных исследований Российской академии наук,  
Нахимовский проспект, д. 36, к. 1, Москва, 117218 Россия

<sup>b</sup>Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”,  
Каширское шоссе, д. 31а, Москва, 115409 Россия

\*E-mail: [vystenin@mephi.ru](mailto:vystenin@mephi.ru)

\*\*E-mail: [katunin@cs.niisi.ras.ru](mailto:katunin@cs.niisi.ras.ru)

Поступила в редакцию 30.03.2021 г.

После доработки 01.04.2021 г.

Принята к публикации 15.05.2021 г.

Приводятся результаты моделирования процессов маскирования помех, возникающих при сборе заряда транзисторами с треков одиночных ионизирующих частиц с линейным переносом энергии 60 МэВ см<sup>2</sup>/мг в мажоритарном элементе на основе КМОП логики И-НЕ. Моделирование проведено с использованием 3D TCAD физических моделей КМОП транзисторов по проектной норме 65 нм объемной технологии с мелкой траншейной изоляцией групп транзисторов. Сбор заряда с трека приводит к образованию импульсов помех. Мажоритарный элемент имеет оригинальную топологическую структуру, в которой транзисторы выходного логического элемента 3И-НЕ по одному введены в соответствующие группы транзисторов трех входных элементов 2И-НЕ. Особенностью мажоритарного элемента является маскирование помех (блокирование их передачи на выход), возникающих при сборе заряда с трека после переключения элемента по входам из “0” в “1” и до переключения элемента по входам из “1” в “0”. При маскировании не возникает импульсов помех на выходе мажоритарного элемента.

**Ключевые слова:** импульс помехи, логический элемент, мажоритарный элемент, маскирование помех, моделирование, одиночная частица, сбор заряда, трек

**DOI:** 10.31857/S0544126922010094

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Для минимизации, компенсации и блокировки переходных эффектов воздействия одиночных ионизирующих частиц (single effect transients – SET) в виде импульсов помех используют топологические [1] и схемотехнические методы, например, С-элементы [2, 3], методы резервирования [4], включая методические вопросы использования маскирования [5] импульсов помех (SET), а также примеры повышения надежности кодеров-декодеров в составе оперативных запоминающих устройств [6].

При этом необходим и анализ специфических особенностей мажоритарных элементов, например, проведенный при одновременном переключении элемента на основе логики И и ИЛИ по входам и сборе заряда с трека одиночной частицы [7]. В данной работе речь идет о логическом маскировании состояния выхода мажоритарного элемента комбинациями сигналов на входах элемента как защите от помех при воздействии оди-

ночных ионизирующих частиц, что практически отсутствует в публикациях, посвященных КМОП мажоритарной логике. Результаты исследования преимуществ такого варианта мажоритарного элемента на основе КМОП логики И-НЕ, который содержит всего 18 транзисторов, перед другими вариантами дано в работе [8].

Цель данной работы – моделирование средствами 3D TCAD маскирования импульсов помех, возникающих при сборе заряда с треков одиночных частиц в мало транзисторном перспективном мажоритарном элементе на логике И-НЕ по проектной норме объемный КМОП 65 нм.

## 2. МАЖОРИТАРНЫЙ ЭЛЕМЕНТ НА КМОП И-НЕ ЛОГИКЕ

### 2.1. Схема и эскиз топологии

Достоверным результатом передачи тройным мажоритарным элементом сигналов с входов является выходной сигнал, который совпадает как

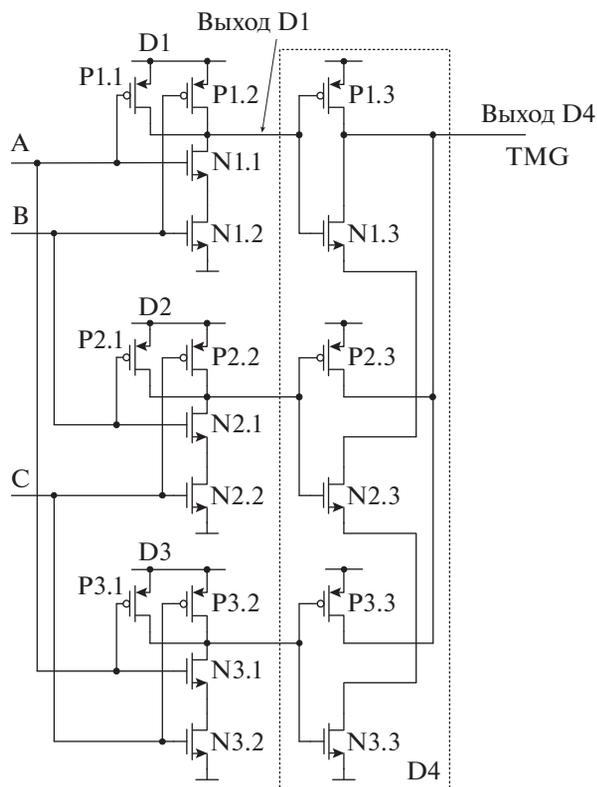


Рис. 1. Схема КМОП тройного мажоритарного элемента на И-НЕ логических элементах.

минимум с двумя значениями входных сигналов из трех. На рис. 1 приведены схема тройного мажоритарного элемента на основе логики И-НЕ. Первая цифра в обозначениях транзисторов на рис. 1 соответствует номеру элемента 2И-НЕ D1, D2, D3, а вторая – номеру транзистора в этих эле-

ментах. На рис. 2 приведен эскиз топологии мажоритарного элемента, где транзисторы элементов D1, D2, D3 расположены в отдельных областях кремния, которые окружены мелкой траншейной изоляцией диэлектриком (диоксидом кремния) до глубины 400 нм, полосы с штриховкой обозначают затворы транзисторов, звездочками отмечены точки входа треков одиночных частиц.

РМОП транзисторы элемента 3И-НЕ D4 введены в соответствующие группы РМОП транзисторов элементов 2И-НЕ D1, D2, D3 и пронумерованы в соответствии с нумерацией транзисторов в этих группах элементов, где они расположены. NМОП транзистор N3.3 элемента 3И-НЕ D4 включен в группу Gr3N совместно с NМОП транзисторами N3.1 и N3.2 элемента D3.

Группа NМОП транзисторов Gr3N и группы РМОП транзисторов Gr1P, Gr2P, Gr3P, содержащие по три транзистора, выполнены в областях кремния размером  $885 \times 400$  нм. Транзисторы N1.1, N1.2, а также N2.1, N2.2 элементов D1 и D2 выполнены в отдельных областях кремния размером  $590 \times 400$  нм. Прямоугольное обрамление транзисторов на рис. 2 сплошными линиями показывает границы мелкой траншейной изоляции. NМОП транзисторы N1.3 и N2.3 элемента D4 по конструктивным причинам выполнены каждый в отдельной области кремния  $360 \times 400$  нм и изолированы слоем траншейной изоляции толщиной 120 нм от областей NМОП транзисторов элементов D1 и D2 (рис. 2).

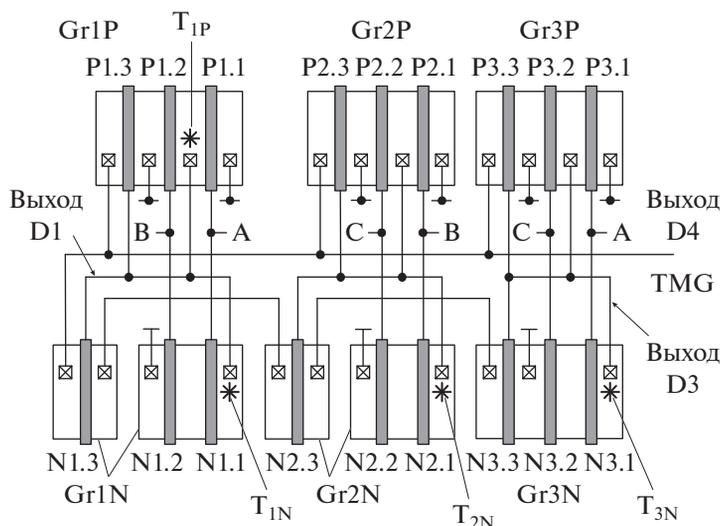
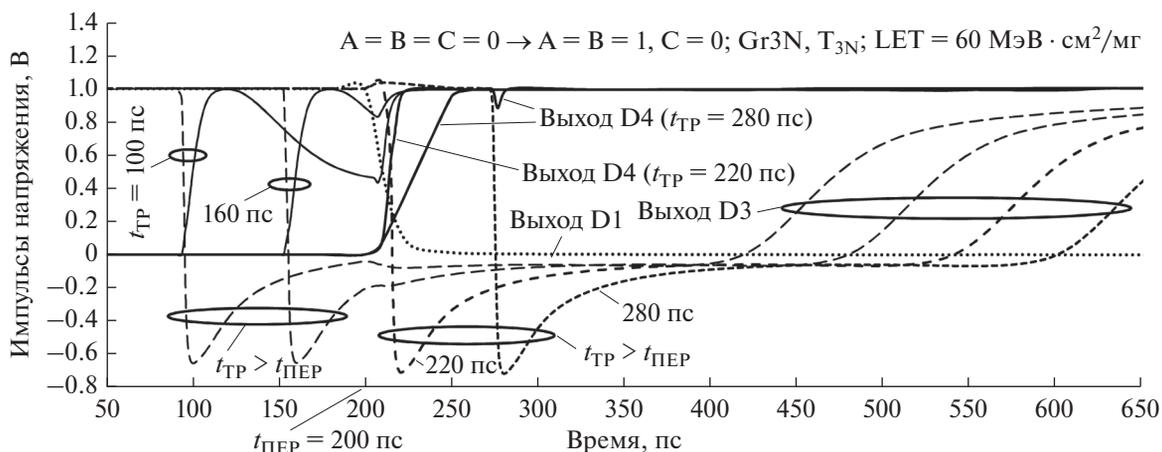


Рис. 2. Эскиз топологии, входы элемента обозначены как А, В, С, а выход как “Выход D4/TMG”.



**Рис. 3.** Переключение входов из “0” в “1” ( $A = B = C = 0 \rightarrow A = B = 1, C = 0$ ) при  $t_{ПЕР} = 200$  пс; опережающее переключение выхода D4 мажоритарного элемента сбором заряда с трека (треки с  $t_{ТР} = 100, 160$  пс), маскирование импульсов помех с выхода D3 (треки с  $t_{ТР} = 220$  и  $280$  пс), маскирует значение “0” на выходе элемента D1; точка входа трека  $T_{3N}$  в группу Gr3N;  $LET = 60$  МэВ · см<sup>2</sup>/мг; жирными линиями даны зависимости D4 после переключения элемента по входам.

**2.2. Особенности моделирования сбора заряда транзисторами с трека частицы**

Воздействие одиночной ионизирующей частицы на кремниевые элементы приводит к образованию вдоль ее трека неравновесных носителей заряда. Заряды выводятся в виде импульсов тока через обратные смещенные *pn* переходы МОП транзисторов, вызывая импульсы напряжения помех на выходах элементов D1-D3, которые могут исказить логические уровни сигналов на выходе мажоритарного элемента.

Как тестовые воздействия использованы треки частиц по нормали к поверхности модели элемента. На рис. 2 приведены точки входа треков  $T_{1N}-T_{3N}$  и  $T_{1P}$  в области NМОП транзисторов групп Gr1N-Gr3N и PМОП транзисторов группы Gr1P. Ширина каналов всех транзисторов равна 400 нм. Энергетическая составляющая генерации заряда на треке характеризуется [9] линейной передачей энергии частицей на трек – (linear energy transfer – LET). При моделировании использовались треки с  $LET = 60$  МэВ · см<sup>2</sup>/мг; образование трека при 100 пс. Результаты 3D TCAD моделирования получены с использованием симулятора Sentaurus Device при температуре 25°С и напряжении питания 1.0 В и 3D TCAD физических моделей транзисторов, приведенных в работе [10]. В 3D TCAD моделировании участвуют все 18 транзисторов мажоритарного элемента.

**3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ МАСКИРОВАНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ ПОМЕХ**

Любая из четырех комбинаций сигналов на входах элементов D1-D3, именно: 1)  $A = B = C = 1$ ; 2)  $A = B = 1, C = 0$ ; 3)  $A = 0, B = C = 1$ ; 4)  $A = C = 1, B = 0$ , обеспечивает уровень “1” на выходе эле-

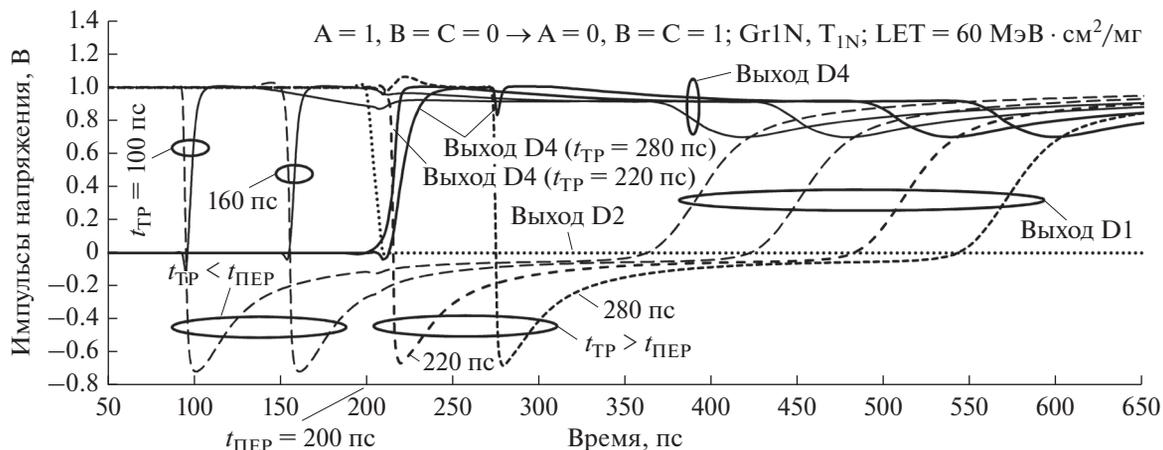
мента D4. При этом, если при воздействии одиночной ионизирующей частицы сохраняется даже на одном из выходов элементов D1-D3 уровень логического нуля, то это поддерживает “1” на выходе элемента D4 при возникновении помех на других выходах из D1-D3.

**3.1. Маскирование помех после переключения по входам из “0” в состояние “1”**

**3.1.1. Опережающее переключение. Маскирование выходным сигналом элемента D1**

На рис. 3 приведены зависимости импульсов напряжения на выходах элементов D1, D3 и D4 мажоритарного элемента при сборе NМОП транзисторами заряда с трека одиночной частицы, когда реализуется опережающее переключение выхода D4 мажоритарного элемента сбором заряда с трека (треки с  $t_{ТР} = 100$  пс,  $160$  пс) и маскирование импульсов помех с выхода D3 (треки с  $t_{ТР} = 220$  пс,  $280$  пс) значением “0” на выходе элемента D1. Зависимости на рис. 3 приведены для случая, когда трек  $T_{3N}$  с точкой входа в область NМОП транзисторов группы Gr3N, в которую входят транзисторы N3.1, N3.2 элемента D3 и транзистор N3.3 элемента D4. Линейная передача энергии на трек  $LET = 60$  МэВ · см<sup>2</sup>/мг. Переключение входов мажоритарного элемента происходит из “0” в “1” ( $A = B = C = 0 \rightarrow A = B = 1, C = 0$ ) при  $t_{ПЕР} = 200$  пс. На зависимостях на рис. 3 установившимися в итоге переключения значениями как выхода D3, так и выхода D4 являются логические единицы “1”. Жирными линиями на рис. 3, а также на остальных далее, даны зависимости D4 после переключения элемента по входам.

Сбор заряда транзисторами N3.1, N3.2 (оба заперты до начала сбора заряда с трека  $T_{3N}$ ) сразу



**Рис. 4.** Переключение входов из “0” в “1” ( $A = 1, B = C = 0$  в  $A = 0, B = C = 1$ ) при  $t_{\text{ПЕР}} = 200$  пс; опережающее переключение выхода D4 мажоритарного элемента сбором заряда с трека (треки с  $t_{\text{ТР}} = 100$  и 160 пс), маскирование импульсов помех с выхода D1 (треки с  $t_{\text{ТР}} = 100; 160; 220; 280$  пс), маскирует значение “0” на выходе элемента D2; точка входа трека  $T_{IN}$  в группу Gr1N; LET = 60 МэВ · см<sup>2</sup>/мг.

переключает эти транзисторы в инверсное смещение (с переходом выхода элемента D1 в логическое состояние нуля “0”). Далее следует переключение инвертором на транзисторах P1.3, N1.3 выхода элемента D4 в состояние логической единицы “1”. Таким образом при сборе заряда электронов с трека  $T_{3N}$  происходит опережающее, до смены сигналов на входах A, B, C, переключение выхода элемента D3 в “0”, а выхода D4 в “1”. Затем емкость выходного узла элемента D3 начинает заряжать ток открытых транзисторов P3.1, P3.2 группы Gr3P, что повышает напряжение на выходе D3, а через инвертор на транзисторах P3.3, N3.3 снижает напряжение на выходе D4. Это происходит при сборе заряда с трека  $T_{3N}$  при  $t_{\text{ТР}} = 100$  пс и  $t_{\text{ТР}} = 160$  пс до переключения входов A, B, C (рис. 3).

После смены сигналов на входах A, B, C, транзисторы N3.1, N3.2 остаются в состоянии инверсного смещения, что сохраняет выход D4 в состоянии логической единицы “1” после переключения входов из “0” в “1”. При этом на выходах элементов D2 и D3 поддерживаются логические уровни “1”, что не влияет на уровень логической единицы “1” на выходе элемента D4, который сохраняется благодаря маскирующему эффекту сигнала “0” на выходе элемента D1, который блокирует влияние выходов элементов D2 и D3 на элемент D4.

Через 20 пс для трека с  $t_{\text{ТР}} = 220$  пс и через 50 пс для трека с  $t_{\text{ТР}} = 280$  пс после переключения входов из  $A = B = C = 0$  на  $A = B = 1, C = 0$  при  $t_{\text{ПЕР}} = 200$  пс на выходе D1 устанавливается уровень логического нуля “0” и далее следует сбор заряда с трека  $T_{3N}$  при  $t_{\text{ТР}} = 220$  пс или  $t_{\text{ТР}} = 280$  пс NМОП транзисторами группы Gr3N из исходного состояния 1В на выходе D3, и NМОП транзисторы N3.1, N3.2 переходят в инверсное смещение. Сигнал с выхода D3 инвертируется транзисторами P3.3,

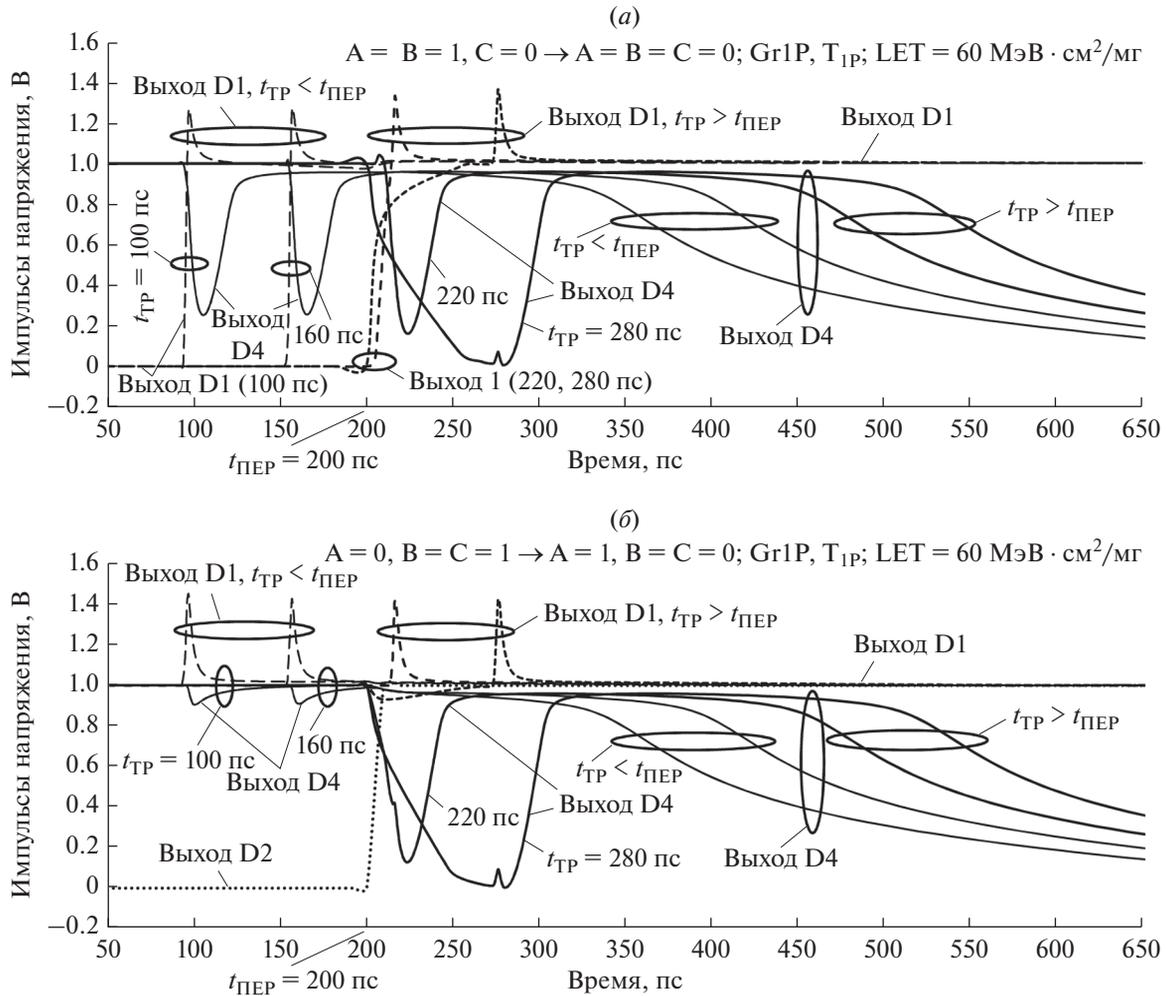
N3.3 элемента D4 в выходной сигнал “1”. Маскирование в случае трека через группу Gr3N осуществляет “0” на выходе D1 (рис. 3).

### 3.1.2. Опережающее переключение. Маскирование выходным сигналом элемента D2

На рис. 4 приведен пример, когда переключение входов происходит также из “0” в “1” как на рис. 3, но с другой комбинацией сигналов на входах ( $A = 1, B = C = 0$  в  $A = 0, B = C = 1$ ). Зависимости импульсов напряжения на выходах элементов D1, D2 и D4 мажоритарного элемента на рис. 4 приведены также для случая, когда реализуется опережающее переключение выхода D4 мажоритарного элемента сбором заряда с трека (треки с  $t_{\text{ТР}} = 100$  пс, 160 пс), но маскирование импульсов помех с выхода D1 (треки с  $t_{\text{ТР}} = 100, 160, 220, 280$  пс) осуществляется значением “0” на выходе элемента D2. Точка входа трека  $T_{IN}$  в группу транзисторов Gr1N при LET = 60 МэВ · см<sup>2</sup>/мг.

На зависимостях на рис. 4 установившимся в итоге переключения значением как выхода D4, так и выхода D1 является логическая единица “1”, и маскирование в данном случае возрастание до “1” после переключения входов уровня сигнала на выходе элемента D1 от помех обеспечивал логический ноль “0” на выходе D2. Во время маскирования установление завершающего состояния “1” на выходе D1 (рис. 4) обеспечивается зарядом емкости выходного узла D1 током открытого транзистора P1.1.

Результат маскирования, представленного на рис. 4 заключается в блокировании попыток смены сигнала “1” на выходе D4 инвертором на транзисторах P1.3, N1.3 во время увеличения напряжения на его входе при заряде емкости выходного



**Рис. 5.** Переключение входов из “1” в “0”, точка входа трека  $T_{1P}$  в группу  $Gr1P$ ;  $LET = 60 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2/\text{мг}$ ; образование импульсов помех положительной полярности на выходе мажоритарного элемента  $D4$  сбором заряда с трека после переключения в “0” сигналов на входах (треки с  $t_{TR} = 220$  и  $280$  пс): (а) смена сигналов на входах  $A = B = 1, C = 0$  в  $A = B = C = 0$ ; опережающее переключение выхода  $D4$  (треки с  $t_{TR} = 100$  и  $160$  пс), неудавшееся маскирование помехи; (б) смена сигналов на входах  $A = 0, B = C = 1$  в  $A = 1, B = C = 0$ ; маскирование импульсов помех с выхода  $D1$  (треки с  $t_{TR} = 100$  и  $160$  пс), маскирует значение “0” на выходе элемента  $D2$ .

узла  $D1$  до 1 В. В итоге маскирования происходит при  $t = 350$  пс снижение напряжения на выходе  $D4$  на рис. 4 лишь до уровня 0.7 В, а затем выходной сигнал на  $D4$  возвращается на уровень 1 В при сборе заряда с треков с  $t_{TR} = 100, 160, 220$  и  $280$  пс. Если бы не было этого маскирования помех, то инвертор на транзисторах  $P1.3, N1.3$  переключал бы выход  $D4$  в состояние “0”, и затем началось бы образование помех отрицательной полярности.

**3.2. Маскирование помех в состоянии “1” до переключения в “0”. Переключение с дополнительной задержкой**

На рис. 5 приведены примеры, иллюстрирующие влияние комбинаций логических сигналов на входах мажоритарного элемента на маскирова-

ние помех. Так, при сборе заряда с трека  $T_{1P}$  с точкой входа в область РМОП транзисторов группы  $Gr1P$  при исходном входном логическом состоянии “1” на входе, заданном комбинацией входных сигналов  $A = B = 1, C = 0$  не происходит маскирование уровня “1” на выходе  $D4$  от помех (рис. 5а), а при комбинации входных сигналов  $A = 0, B = C = 1$  маскирование происходит (рис. 5б).

Разница маскирования связана с тем, что при  $A = B = 1$  (зависимости на рис. 5а) сбор заряда с трека  $T_{1P}$  РМОП транзисторами  $P1.1, P1.2$  группы  $Gr1P$  вызывает опережающее переключение выхода  $D4$  в “0”, что одновременно заменяет маскирующий уровень “0” на выходе  $D1$  на состояние “1”, что исключает маскирование. В случае комбинации уровней сигналов на входах  $B = C = 1$  (зависимости на рис. 5б) сбор заряда с трека  $T_{1P}$  РМОП транзисторами  $P1.1, P1.2$  группы  $Gr1P$  не

**Таблица 1.** Свойства мажоритарного элемента на основе КМОП логики И-НЕ, проявляемые при разных комбинациях сигналов на входах при сборе заряда с треков одиночных частиц  $T_{1N}$ ,  $T_{2N}$ ;  $T_{3N}$ ,  $T_{1P}$  с линейным переносом энергии частицей на них  $60 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2/\text{мг}$

1	Характер переключения	“0” → “1”		“1” → “0”	
2	Состояние сигналов на входах до после переключения	$A = B = C = 0 \text{ В}$ $A = B = 1, C = 0$	$A = 1, B = C = 0 \text{ В}$ $A = 0, B = C = 1$	$A = B = 1, C = 0 \text{ В}$ $A = B = C = 0$	$A = 0, B = C = 1 \text{ В}$ $A = 1, B = C = 0$
3а	Опережающее переключение, $Gr1N$ , $T_{1N}$ ; $Gr2N$ , $T_{2N}$ ; $Gr3N$ , $T_{3N}$	Есть	Есть	Нет	Нет
3б	Опережающее переключение, $Gr1P$ , $T_{1P}$	Есть	Есть	Есть	Нет
4а	Переключение с дополнительной задержкой, $Gr1N$ , $T_{1N}$ ; $Gr2N$ , $T_{2N}$ ; $Gr3N$ , $T_{3N}$	Нет	Нет	Есть $t_{3д} = 125\text{--}180 \text{ пс}$	Есть $t_{3д} = 280\text{--}340 \text{ пс}$
4б	Переключение с дополнительной задержкой, $Gr1P$ , $T_{1P}$	Нет	Нет	Нет	Есть $t_{3д} = 215\text{--}270 \text{ пс}$ рис. 5б
5а	Импульс помехи после переключения, $Gr1N$ , $T_{1N}$ ; $Gr2N$ , $T_{2N}$ ; $Gr3N$ , $T_{3N}$	Нет	Нет	Есть $t_{имп} = 230 \text{ пс}$	Есть $t_{имп} = 380 \text{ пс}$
5б	Импульс помехи до и после переключения, $Gr1P$ , $T_{1P}$	Нет	Нет	Есть $t_{имп} = 250 \text{ пс}$ рис. 5а	Есть $t_{имп} = 250 \text{ пс}$ рис. 5б
6а	Маскирование, $Gr1N$ , $T_{1N}$ ; $Gr2N$ , $T_{2N}$ ; $Gr3N$ , $T_{3N}$	Есть (после переключения)	Есть (после переключения)	Есть (до переключения)	Есть (до переключения)
6б	Маскирование, $Gr1P$ , $T_{1P}$	Нет	Есть (после переключения)	Нет	Есть (до переключения)

влияет на маскирующий уровень “0” на выходе элемента D2, поэтому маскирование осуществляется при сборе заряда с треков с  $t_{TP} = 100 \text{ пс}$  и  $t_{TP} = 160 \text{ пс}$ .

В обоих случаях переходные процессы после переключения одинаковые. Сбор заряда с трека  $T_{1P}$  запертыми транзисторами P1.1, P1.2 переключает выход D1 с 0 В до 1.25 В (рис. 5а), вызывая кратковременный переход транзисторов P1.1, P1.2 в инверсное смещение, что переключает выход инвертора на транзисторах P1.3, N1.3 элемента D4 с 1.0 В до уровня 0.25 В (“0”), запирает транзистор P1.3 элемента D4, который начинает собирать заряд дырок с трека, повышая напряжение на выходе D4 до 0.95 В, что является началом образования импульса помехи положительной полярности на выходе D4 с длительностью 250 пс.

Маскирование, то есть поддержание напряжения 0 на выходе элемента D2 при сборе заряда с трека  $T_{1P}$ , сохраняет открытым РМОП транзистор P2.3 элемента D4 и блокирует переключение выхода D4 в состояние “0” при треках с  $t_{TP} = 100 \text{ пс}$  и  $t_{TP} = 160 \text{ пс}$  до переключения входов. При этом отмечается небольшое снижение напряжения на выходе D4 всего до 0.9 В (рис. 5б) в отличие от

снижения до уровня 0.25 В без маскирования (рис. 5а).

После смены сигналов А, В, С транзисторы P1.1, P1.2 открываются, а запертый транзистор P1.3 продолжает собирать заряд с трека  $T_{1P}$ , начиная и завершая формирование импульсов помех положительной полярности, образованных сбором заряда с треков с  $t_{TP} = 100, 160, 220, 280 \text{ пс}$ . Оканчивается импульс, когда ток цепочки открытых транзисторов N1.3, N2.3, N3.3 элемента D4 разрядит емкость выходного узла элемента D4 до уровня нуля “0” (рис. 5а, б).

#### 4. ВЫВОДЫ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ МОДЕЛИРОВАНИЯ

В табл. 1 приведены ответы на наличие определенных свойств мажоритарного элемента на основе КМОП логики И-НЕ, таких как опережающее переключение, переключение с дополнительной задержкой, возникновение импульса помехи после переключения по входам, а также проявление маскирования входными сигналами передачи помехи на выход элемента в логическом состоянии

единица “1”. При возникновении дополнительной задержки или импульса помехи после переключения элемента по входам в табл. приводятся значения этих параметров. Значения дополнительных задержек находятся в пределах от 125 до 340 пс, а импульсов помех от 230 до 380 пс.

1. Сбор заряда с трека транзисторами приводит к опережающему переключению мажоритарного элемента до смены сигналов на входах элемента при треках через группу запертых транзисторов, и к дополнительной задержке переключения при сборе заряда с трека через группу открытых транзисторов как до, так и после переключения элемента по входам. Максимальная длительность опережения переключения не может превышать длительности нестационарного состояния элемента, которая совпадает с длительностью импульса помехи, возникающего после смены сигналов на входах.

2. Импульс помехи на выходе мажоритарного элемента может возникать как после опережающего переключения сбором заряда с трека, так и после переключения элемента по входам.

3. Конструктивное добавление к группам из двух РМОП транзисторов элементов D1-D3 по одному из РМОП транзисторов элемента D4 и размещение их в областях кремния, изолированных мелкой траншейной изоляцией, позволило осуществить переключение в запертое состояние РМОП транзистора элемента D4, находящегося в этой области кремния, используя весьма краткий импульс длительностью 10–15 пс, который возникает, когда РМОП транзистор каждого из элементов D1-D3 переходит в инверсное смещение при сборе им заряда с трека, проходящего через соответствующую область кремния.

4. Состояние, когда на выходе хотя бы одного из элементов D1-D3 сохраняется логическое состояние “0”, и это поддерживает на выходе элемента D4 состояние “1” без образования импульса помехи, является проявлением маскирования импульсов помех, возникающих на выходах других элементов из трех D1-D3. Маскирование не работает, если тот из элементов D1-D3, у которого исходная комбинация входных сигналов обеспечивает на его выходе “0” (пример, когда выход D1 был “0”) сам собирает заряд с трека частицы и переходит в состояние “1”, становясь активным участником переходного процесса в мажоритарном элементе, а не остается участником лишь процесса маскирования помех.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Надежность nano-электронных вычислительных систем с резервированием для космического применения зависит от устойчивости мажоритар-

ной логики к воздействиям одиночных ионизирующих частиц. Моделирование мажоритарного элемента на КМОП логике И-НЕ всего на 18-и транзисторах и выполненного по оригинальной топологической структуре, установило определенные преимущества перед другими мажоритарными элементами, в частности, в маскировании влияния импульсов помех, возникающих на внутренних узлах мажоритарного элемента.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-07-00651.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Atkinson N.M., Witulski A.F., Holman W.T., Ahlbin J.R., Bhuvu B.L., Massengill L.W.* Layout technique for single-event transient mitigation via pulse quenching // *IEEE Transactions on Nuclear Science*. 2011. V. 58. № 3. P. 885–890.
2. *Shuler R.L., Bhuvu B.L., O'Neill P.M., Gambles J.W., Rezgui S.* Comparison of dual-rail and TMR logic cost effectiveness and suitability for FPGAs with reconfigurable SEU tolerance // *IEEE Transactions on Nuclear Science*. 2009. V. 56. № 1. P. 214–219.
3. *Ramamurthy C., Gujja A., Vashishtha V., Chellappa S., Clark L.T.* Muller C-element self-corrected triple modular redundant logic with multithreading and low power modes // in the RADECS-2017 Conference Papers, in *IEEE Xplore (Conference Section, RADECS-2017)*, e-book. 2019. P. 184–187.
4. *Hindman N.D., Clark L.T., Patterson D.W., Holbert K.E.* Fully automated testable design of fine-grained triple mode redundant logic // *IEEE Transactions on Nuclear Science*. 2011. V. 58. № 6. P. 3046–3052.
5. *Sanchez-Clemente A., Entrena L., Garcia-Valderas M., Lyppez-Ongi C.* Logic Masking for SET Mitigation Using Approximate Logic Circuits // in *Proc. of 2012 IEEE 18th International On-Line Testing Symposium (IOLTS)*, 2012. P. 176–181.
6. *Katunin Yu.V., Stenin V.Ya.* TCAD Simulation of the 65-nm CMOS Logical Elements of the Decoders with Single-Event Transients Compensation // in *Proc. of 2018 Workshop on Electronic and Networking Technologies (MWENT)*, Moscow, 2018. P. 1–6.
7. *Стенин В.Я., Катунин Ю.В.* Моделирование переходных процессов в мажоритарном элементе при переключении и сборе заряда с трека одиночной частицы // *Микроэлектроника*. 2020. Т. 49. № 5. С. 353–365.
8. *Стенин В.Я., Катунин Ю.В.* КМОП мажоритарный элемент на основе И-НЕ логики с пониженной чувствительностью к воздействию одиночных ионизирующих частиц // *Микроэлектроника*. 2021. Т. 50. № 6. С. 435–444.
9. *Soft errors in Modern Electronic Systems / M. Nicolaidis, Ed.* New York: Springer, 2011. P. 27–54.
10. *Garg R., Khatri S.P.* Analysis and design of resilient VLSI circuits: mitigating soft errors and process variations. New York: Springer, 2010. P. 194–205.

---

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ  
ПРОЦЕССОВ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ**


---

УДК 621.382

**КОНЦЕНТРАЦИОННЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ПЕРЕНОСА ЗАРЯДА  
И КИНЕТИКА МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛИРОВАНИЯ РОСТА  
2D МОНО- И НАНОКРИСТАЛЛОВ ХАЛЬКОГЕНИДОВ ГАЛЛИЯ**
© 2022 г. С. М. Асадов<sup>а</sup>, \*, С. Н. Мустафаева<sup>б</sup>, В. Ф. Лукичев<sup>с</sup>, \*\*, К. И. Келбалиев<sup>а</sup><sup>а</sup>Институт катализа и неорганической химии Азербайджанской Республики НАН,  
1145, пр. Г. Джавида, 113, Баку, 1145 Азербайджан<sup>б</sup>Институт физики Азербайджанской Республики НАН, 1141, пр. Г. Джавида, 131, Баку, 1141 Азербайджан<sup>с</sup>Физико-технологический институт им. К.А. Валиева Российской АН,  
Нахимовский проспект, 36, к. 1, Москва, 117218 Россия

\*E-mail: salim7777@gmail.com

\*\*E-mail: lukichev@ftian.ru

Поступила в редакцию 17.05.2021 г.

После доработки 17.05.2021 г.

Принята к публикации 15.06.2021 г.

Представлены результаты по выращиванию 2D моно- и нанокристаллов на основе моносulfида (моноселенида) галлия, физико-химическому изучению образцов и Монте-Карло моделированию кинетики коллоидной кристаллизации наночастиц с двумя разными размерами. Изучено влияние состава монокристаллов твердых растворов  $\text{GaS}_x\text{Se}_{1-x}$  на проводимость на переменном токе в диапазоне частот  $5 \times 10^4$ – $3.5 \times 10^7$  Гц. Показано, что с увеличением концентрации селена в монокристаллах  $\text{GaS}_x\text{Se}_{1-x}$  проводимость на переменном токе существенно увеличивается. В образцах  $\text{GaS}_x\text{Se}_{1-x}$  обнаружен прыжковый механизм переноса заряда по локализованным вблизи уровня Ферми состояниям. Оценены важные физические параметры локализованных состояний в запрещенной зоне  $\text{GaS}_x\text{Se}_{1-x}$ . Обнаружено, что коллоидные наночастицы на основе sulfида (селенида) галлия в растворе амина растут по направлению кристаллографической с-оси кристалла. С применением двухкомпонентного кинетического уравнения методом Монте-Карло аппроксимирована эволюция функции распределения полученных наночастиц на основе моносulfида (моноселенида) галлия по размерам. Результаты моделирования нелинейных процессов кристаллизации согласуются с нашими численными и экспериментальными данными, а также с эволюционными зависимостями аналогичных процессов синтеза наночастиц.

Ключевые слова: выращивание 2D моно- и нанокристаллов, моносulfид (моноселенид) галлия, перенос заряда в монокристаллах, кинетика Монте-Карло моделирования, двухкомпонентное кинетическое уравнение

DOI: 10.31857/S054412692106003X

**ВВЕДЕНИЕ**

Электрические и оптические свойства полупроводниковых двумерных (2D) нанокристаллов имеют перспективы использования в приборах квантовой электроники, например, оптические элементы и ключи, транзисторы, модуляторы и др. Функциональные возможности этих приборов определяются, в частности, такими параметрами нанокристаллов, как средний радиус, ширина запрещенной зоны, компонентный состав.

Процессы нуклеации и роста нанокристаллов трудно предсказать, описать и контролировать [1]. Они связаны с временным существованием наночастиц, что затрудняет их количественную оценку. После образования зародышей, как пра-

вило, наблюдается их рост. При этом условие роста может отличаться от начальных стадий нуклеации. Кроме того, при кристаллизации может действовать несколько технологически взаимодействующих процессов [2–4].

Интерес к полупроводниковым материалам на основе соединений типа  $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{VI}}$ , для которых характерны квантовые эффекты, обусловлен потенциалом их применения в наноразмерных устройствах. Данные о кристаллической и электронной структуре соединений GaS и GaSe приведены в [5, 6]. Кристаллы GaS и GaSe принадлежит гексагональной сингонии, характеризуются слоистой структурой и пространственной группой  $D_{3h}^1 - P\bar{6}m2$  [6]. Они имеют несколько полиморфных модифика-

ций. Так, например, GaSe имеет четыре модификации ( $\beta$ -,  $\epsilon$ -,  $\gamma$ - и  $\delta$ -GaSe). При комнатной температуре термодинамически более стабильными модификациями являются  $\beta$ -GaS и  $\epsilon$ -GaSe, соответственно.

В кристаллах  $A^{III}B^{VI}$  в слоях действуют в основном ковалентные связи, а между слоями — слабая Ван-дер-Ваальсовая связь. Благодаря указанному в  $A^{III}B^{VI}$  проявляются анизотропные свойства. Кристаллы  $A^{III}B^{VI}$ , в частности, GaS [7], GaSe [8] по 2D структуре, электрическим и оптическим свойствам близки к графену. GaS и GaSe являются широкозонными полупроводниками и при комнатной температуре имеют ширину запрещенной зоны 2.53 и 1.98 эВ, соответственно. Они имеют ряд преимуществ перед другими материалами  $A^{III}B^{VI}$ : широкая область рабочих температур, возможность создавать на их основе светоизлучающие устройства в видимом спектре, высокие значения критического поля электрического пробоя, радиационная стойкость.

GaS и GaSe между собой образуют непрерывный ряд твердых растворов  $GaS_xSe_{1-x}$  ( $0 \leq x \leq 1$ ) [3, 4, 9]. Однако, сформированные монокристаллы  $GaS_xSe_{1-x}$  часто имеют неоднородное распределение плотности дислокаций, которое приводит к механическим напряжениям и образованию собственных точечных дефектов [10–13]. Как следствие такой материал имеет невоспроизводимые электрические, оптические, фотоэлектрические, люминесцентные и другие физические характеристики.

Причины, вызывающие неоднородное распределение структурных дефектов по объему сформированных кристаллов  $GaS_xSe_{1-x}$ , определяются несколькими процессами. Основными из них являются кристаллизация, в результате чего возникают градиенты концентрации и температуры. А точнее при кристаллизации могут образовываться краевые и винтовые дислокации, границы зерен и поры, а при термообработке кристаллов могут создаваться или устраняться точечные дефекты. Однако, размерные и кинетические параметры фаз, влияющие на формирование структуры и физические свойства  $GaS_xSe_{1-x}$ , до сих пор не рассмотрены. Мало изучены также процессы коллоидной кристаллизации халькогенидов галлия из растворов.

В настоящей работе процесс кристаллизации GaS и GaSe и их твердые растворы рассматриваются с учетом формирования моно- и нанокристаллов в закрытых системах. Нелинейные процессы кристаллизации этих полупроводников рассмотрены в рамках эволюционной теории кристаллизации в пространстве размеров. Эволюция распределения ядер частиц двух типов в растворе, содержащей халькогениды галлия моделируется с использованием метода Монте-Карло [14].

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ И МЕТОДИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

**Синтез соединений.** Химические элементы галлий Ga-5 N, сера B5 и селен ОСЧ-17-3 с содержанием примесей не более  $5 \times 10^{-4}$  мас. % были использованы при синтезе исходных бинарных соединений GaS и GaSe. Синтез соединений GaS и GaSe проводили плавлением исходных элементов Ga, S и Se, взятых в стехиометрических соотношениях, в вакуумированных ( $10^{-3}$  Па) кварцевых ампулах [9]. Ампулы с соответствующими компонентами помещали в электрическую печь для синтеза GaS и GaSe. При температурах выше точки плавления GaS и GaSe (точки плавления GaS и GaSe 1288 и 1211 К, соответственно) ампулы могут разрушаться из-за высокого давления паров халькогенов. Ампулы выдерживали 6–8 ч при температуре на 5–10 К выше температуры плавления соединений. Полученные расплавы GaS и GaSe охлаждали в режиме выключенной печи до комнатной температуры. Вышеуказанным способом из синтезированных GaS и GaSe получали твердые растворы  $GaS_xSe_{1-x}$ . Синтезированные соединения GaS (GaSe) и твердые растворы  $GaS_xSe_{1-x}$  идентифицировали с помощью дифференциального термического анализа (ДТА; скорость нагрева/охлаждения  $10 \text{ К мин}^{-1}$ ; масса образца  $\sim 20 \text{ мг}$ ) и порошкового рентгенофазового анализа (РФА). ДТА соединений GaS (GaSe) и твердых растворов  $GaS_xSe_{1-x}$  проводили на приборе NETZSCH 404 F1 Pegasus. Точность измерений составляла от  $\pm 0.5$  до 1 К. Рентгеноструктурный анализ фазового состава полученных образцов проводился на дифрактометре Bruker D8 ADVANCE с использованием Cu-K $\alpha$ -излучения [9].

**Выращивание монокристаллов.** Монокристаллы  $GaS_xSe_{1-x}$  ( $0 \leq x \leq 1$ ) выращивали из расплава методом Бриджмена [9–13, 15, 16]. В процессе выращивания образцы кристаллов  $GaS_xSe_{1-x}$  находились в запаянных кварцевых ампулах. При росте из расплава ампула перемещалась в печи со скоростью  $0.5\text{--}1.1 \text{ мм ч}^{-1}$ , градиент температуры вблизи фронта кристаллизации составлял  $25 \pm 3 \text{ К}$ .

Ширину запрещенной зоны и диэлектрические коэффициенты монокристаллических образцов  $GaS_{1-x}Se_x$  определяли электрофизическими методами. Диэлектрические коэффициенты образцов измерены резонансным методом [17]. Диапазон частот переменного электрического поля составлял  $5 \times 10^4\text{--}3.5 \times 10^7 \text{ Гц}$ . Образцы  $GaS_{1-x}Se_x$  для электрических измерений на переменном токе изготовляли в виде плоских конденсаторов, плоскость которых была перпендикулярна кристаллографической  $c$ -оси кристаллов  $GaS_{1-x}Se_x$ . В качестве электродов для измерений проводимости на переменном токе (alternating current — ас-проводимость —  $\sigma_{ac}$ ) образцов ис-

пользована серебряная паста. Толщина изученных монокристаллических образцов составляла 200–700 мкм, а площадь обкладок –  $7 \times 10^{-2} \text{ см}^2$ . Все диэлектрические измерения проведены при 300 К в электрических полях, соответствующих омическим вольт-амперным характеристикам. Воспроизводимость положения резонанса составляла по емкости  $\pm 0.2$  пФ, а по добротности ( $Q = 1/\text{tg}\delta$ )  $\pm 1.0$ – $1.5$  деления шкалы. При этом наибольшие отклонения от средних значений составляли 3–4% для  $\epsilon'$  и 7% для  $\text{tg}\delta$ .

Изучение рельефа кристаллов  $\text{GaS}_{1-x}\text{Se}_x$  различного состава указывает на образование разнообразных двумерных наноструктур на поверхности [18, 19]. Можно выделить два основных типа неоднородностей: протяженные структуры и локальные 2D нанообъекты.

**Синтез коллоидных нанокристаллов  $\text{GaS}_x\text{Se}_{1-x}$**  (где  $x = 0, 0.5$  и  $1$ ). Нанокристаллы на основе слоистых полупроводниковых материалов, в частности GaS и GaSe, часто получают с использованием механизмов пар–жидкость–твердое тело или пар–твердое тело путем испарения соответствующего металла и халькогена или всего соединения [20]. Известны также способы синтеза наноструктур соединений  $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{VI}}$  в растворителях на основе амина [21, 22]. Синтез нанокolloидов  $\text{GaS}_x\text{Se}_{1-x}$  проводили по методике, описанной в работе [22]. В реакционном сосуде (колбе) готовили смесь с использованием 0.4 ммоль ацетилацетоната галлия (III) (99%, Aldrich) и 5 мл высушенного олеиламина (70% технический сорт, Aldrich). Компоненты перемешивали при комнатной температуре, а затем в колбе нагревали и выдерживали при

80°C в вакууме в течение 1 ч; после этого компоненты растворились.

Другую порцию 5 мл олеиламина и 0.4 ммоль порошка Se (99%, Alfa Aesar) и смесь помещали в отдельную колбу, откачивали под вакуумом при 120°C в течение 0.5 ч, и нагревали до 250°C. В течение часа раствор постепенно меняет цвет от бесцветного до темно-оранжевого из-за растворения порошка селена в олеиламине. После растворения селена в смесь вводили приготовленный раствор триацетилацетоната галлия и интенсивно перемешивали. Затем колбу со смесью нагревали в течение 15 мин до 250°C и раствор выдерживали 2 ч. Далее раствор светло-желтого цвета охлаждали до комнатной температуры. Таким образом синтезировали нанокolloиды GaSe. Аналогичным способом с использованием ацетилацетоната галлия (III) и олеиламина, а также олеиламина и порошка S (99%, Alfa Aesar) синтезировали нанокolloиды GaS. Коллоидные  $\text{GaS}_{0.5}\text{Se}_{0.5}$  готовили в реакционном сосуде из предварительно синтезированных в GaSe и GaS, диспергированных в олеиламине, взятых в стехиометрическом количестве. Завершенность синтеза контролировали методом РФА.

**Моделирование методом Монте-Карло.** Временную эволюцию распределений по размерам агрегированных частиц  $\text{GaS}_x\text{Se}_{1-x}$  моделировали алгоритмом для химических реакций [23–26] кинетическим методом Монте-Карло (КМС). С учетом этого детерминированное кинетическое уравнение квазидвухкомпонентной системы “реакций полимеризации” имеет вид:

$$\frac{\partial N(m, n, t)}{\partial t} = \frac{1}{2} \sum_{m'=0}^m \sum_{n'=0}^n K(m-m', n-n'|m', n') N(m-m', n-n'; t) N(m', n'; t) - N(m, n, t) \sum_{m'=0}^{\infty} \sum_{n'=0}^{\infty} K(m, n|m', n') N(m', n'; t), \quad (1)$$

где  $N$  – полное количество мономерных субъединиц в рассматриваемом объеме,  $m$  – количество мономеров типа  $i$  в частице,  $n$  – количество мономеров типа  $j$  в частице,  $t$  – время,  $K$  – константа скорости агрегирования мономеров в системе.

Другими словами, здесь  $N$  – начальное количество частиц в моделировании Монте-Карло, а  $K$  – ядро уравнения “реакции полимеризации” или коагуляции. С учетом этого непрерывную версию уравнения можно представить в виде [25]:

$$\frac{\partial N(m, n, t)}{\partial t} = \frac{1}{2} \int_0^m \int_0^n K(m-m', n-n'|m', n') N(m-m', n-n'; t) \times \times N(m', n'; t) dm' dn' - N(m, n, t) \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} K(m, n|m', n') N(m', n'; t) dm' dn'. \quad (2)$$

Очевидно, что здесь  $N(m, n; t) dm' dn'$  характеризует количество частиц, содержащих мономеры  $m$  и  $n$  в единице объема в момент времени  $t$ ,  $K(m, n | m', n')$  – константа скорости агрегации частиц, состоящих из мономеров типа  $i$  и  $j$  имеющих размеры  $m$  и  $n$ , соответственно. При кристаллизации из раствора системы GaS–GaSe количество мономеров  $m$  и  $n$ , как внутренние координаты обозначают количество (масса, моль и т.д.) каждого компонента (GaS и GaSe) в частице  $\text{GaS}_x\text{Se}_{1-x}$  (твердый раствор). В уравнениях (1) и (2) двухкомпонентная константа скорости  $K$  (ядро уравнения) зависит от состава коагулирующих частиц, состоящих из мономеров  $m$  и  $n$ .

Дискретное уравнение (1) дает временную скорость изменения среднего количества мономеров типа  $i$  с размером  $m$  и мономеров типа  $j$  с размером  $n$  в частице-зерне как разность двух членов уравнения. Если уравнение (1) рассмотреть для процесса кристаллизации, например,  $\text{GaS}_x\text{Se}_{1-x}$  из раствора GaS–GaSe, то первый член (1) дает прирост числа частиц с размерами  $m$  и  $n$  исходных компонентов в ростовом зерне, соответственно. Второй член уравнения описывает среднюю скорость истощения частиц размеров  $m$  и  $n$  из-за их слияния с более крупными частицами  $\text{GaS}_x\text{Se}_{1-x}$ .

Уравнение (2) рассчитывается как сумма скоплений между мономерами в процессе зародышеобразования–рост: с размерами  $m'$  и  $n'$ , а другие мономеры с размерами  $m - m'$  и  $n - n'$ .

Чтобы решить уравнения (1) и (2) выбираются начальные условия:

$$N(m, n; t = 0) = N_0(m, n). \quad (3)$$

Тогда для дискретного уравнения для любого времени  $t$  можно принять следующее условие:  $N(0, 0; t) = 0$ . Численное решение уравнений (1) и (2) затруднено из-за двойного интеграла и нелинейного поведения этих уравнений. Нелинейность указанных уравнений можно связать, в частности, с характером взаимодействия зародышей и ростовых частиц с различными размерами и массами в каждой из них.

Для решения кинетических уравнений при коллоидной кристаллизации наночастиц на основе халькогенидов галлия в растворе использовали стохастический подход с применением КМС-моделирования [14, 23–26].

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Рассмотрим результаты получения моно- и нанокристаллических образцов системы GaS–GaSe. На рис. 1а приведены порошковые рентгенограммы монокристаллов твердых растворов  $\text{GaS}_x\text{Se}_{1-x}$  и чистых соединений GaS и GaSe, которые кристал-

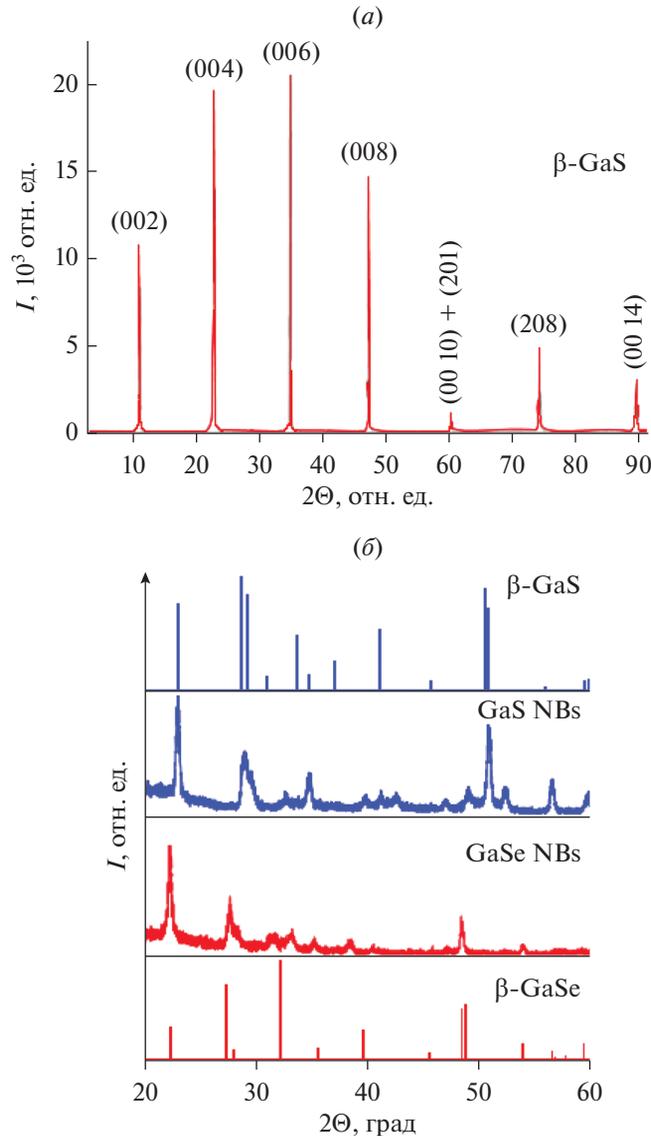
лизуются в гексагональной сингонии с пространственной группой  $P6_3/mmc$  и имеют следующие параметры элементарной ячейки: GaS ( $a = 4.002 \pm 0.002$  и  $c = 15.447 \pm 0.005$  Å) и GaSe ( $a = 3.755 \pm 0.002$  и  $c = 15.475 \pm 0.005$  Å) при комнатной температуре. Эти параметры кристаллической решетки соответствуют политипам  $\beta$ -GaS и  $\beta$ -GaSe, которые согласуются с литературными данными [4, 9–11] и данными картотеки JCPDS-ICDD Powder Diffraction File (PDF):  $\beta$ -GaS (JCPDSNo: 30-0576;  $a = 3.587$  Å и  $c = 15.492$  Å),  $\beta$ -GaSe (JCPDSNo: 03-65-3508;  $a = 3.7555$  и  $c = 15.94$  Å).

На рис. 1б показаны типичные картины рентгенофазового анализа синтезированных нанополосок (NBs), показывающие образование гексагональной фазы  $\beta$ -GaS и  $\beta$ -GaSe (пространственная группа  $P6_3/mmc$ ). Сильные дифракционные пики относятся, например, для GaS NBs к плоскостям (002), (004) и (006) и показывают ориентацию наноструктур вдоль оси  $c$  кристалла. Эти данные согласуются также с данными РФА моно- и нанокристаллов  $\beta$ -GaS и  $\beta$ -GaSe [4, 9–11]. По изображениям просвечивающего электронного микроскопа высокого разрешения определены размеры наночастиц GaS NBs и GaSe NBs в виде нанолент; ширина нанолент находилась в диапазоне 20–60 нм, а длина – до нескольких микрон.

По данным ДТА образцы твердых растворов  $\text{GaS}_x\text{Se}_{1-x}$  плавятся без разложения и не имеют фазовых переходов (рис. 2). В зависимости от состава  $\text{GaS}_x\text{Se}_{1-x}$  физические свойства твердых растворов заметно отличаются. В качестве примера ниже приведена нами изученная концентрационная зависимость проводимости твердых растворов  $\text{GaS}_x\text{Se}_{1-x}$  ( $x = 0-1$ ).

А теперь рассмотрим результаты изучения концентрационной зависимости переноса заряда в монокристаллических образцах  $\text{GaS}_x\text{Se}_{1-x}$  ( $0 \leq x \leq 1$ ) выращенных методом Бриджмена. На рис. 3 представлены результаты изучения частотно-зависимой ас-проводимости ( $\sigma_{ac}$ ) монокристаллов  $\text{GaS}_{1-x}\text{Se}_x$  при 300 К. Увеличение концентрации селена в твердых растворах  $\text{GaS}_{1-x}\text{Se}_x$  приводит к возрастанию ас-проводимости, так при  $5 \times 10^4$  Гц проводимость монокристалла  $\text{GaS}_{0.2}\text{Se}_{0.8}$  с наибольшим содержанием селена почти на два порядка превышает  $\sigma_{ac}$  монокристалла GaS. С увеличением частоты разница в значениях  $\sigma_{ac}$  твердых растворов  $\text{GaS}_{1-x}\text{Se}_x$  уменьшается.

Во всей изученной области частот ас-проводимость  $\text{GaS}_{1-x}\text{Se}_x$  изменялась по степенному закону  $\sigma_{ac} \sim f^n$ , где  $n \leq 1$ . В GaS дисперсионная кривая  $\sigma_{ac} \sim f^n$  подчинялась закономерности  $\sigma_{ac} \sim f^{0.8}$ , а в  $\text{GaS}_{0.5}\text{Se}_{0.5}$  после участка  $\sigma_{ac} \sim f^{0.8}$  при высоких частотах ( $f \geq 6 \times 10^6$  Гц) наблюдалась линейная



**Рис. 1.** Дифрактограмма порошкового образца *a* монокристалла GaS при 298 К. Дифрактограммы *b* моно- и нанокристаллов GaS и GaSe при 298 К.

зависимость  $\sigma_{ac} \sim f$ . В кристаллах же  $\text{GaS}_{0.3}\text{Se}_{0.7}$  и  $\text{GaS}_{0.2}\text{Se}_{0.8}$  во всей области частот наблюдалась зависимость  $\sigma_{ac} \sim f^{0.8}$ .

Наблюдаемая нами экспериментальная зависимость  $\sigma_{ac} \sim f^{0.8}$  в GaS и  $\text{GaS}_{0.5}\text{Se}_{0.5}$  свидетельствует о том, что она обусловлена прыжками носителей заряда по состояниям, локализованным в окрестности уровня Ферми. Формула для такой проводимости имеет вид [27]:

$$\sigma_{ac}(f) = \frac{\pi^3}{96} e^2 k T N_F^2 a^5 f \left[ \ln \left( \frac{v_{ph}}{f} \right) \right]^4. \quad (4)$$

где  $e$  – заряд электрона;  $k$  – постоянная Больцмана;  $N_F$  – плотность состояний вблизи уровня

Ферми;  $a = 1/\alpha$  – радиус локализации;  $\alpha$  – постоянная спада волновой функции локализованного носителя заряда  $\psi \sim e^{-\alpha r}$ ;  $v_{ph}$  – фононная частота.

С помощью формулы (4) по экспериментально найденным значениям  $\sigma_{ac}$  образцов GaS и  $\text{GaS}_{0.5}\text{Se}_{0.5}$  вычислили плотность состояний на уровне Ферми:  $N_F = 8.8 \times 10^{18}$  и  $2 \times 10^{19} \text{ эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$ , соответственно. При вычислениях  $N_F$  для радиуса локализации взято значение  $a = 14 \text{ \AA}$ , полученное экспериментально для монокристалла GaS. А значение  $v_{ph}$  для GaS порядка  $10^{12} \text{ Гц}$ .

Таким образом, установлено, что проводимость закономерно меняется при изменении состава твердых растворов  $\text{GaS}_x\text{Se}_{1-x}$  (рис. 3). По

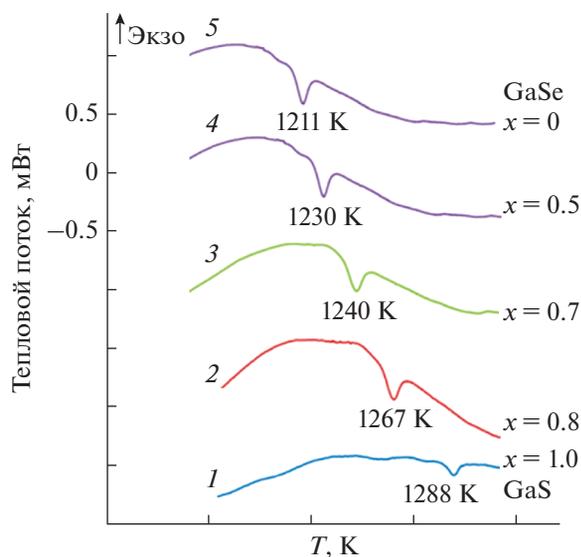


Рис. 2. Кривые дифференциального термического анализа (ДТА) образцов  $\text{GaS}_{1-x}\text{Se}_x$ : 1 – GaS, 2 – 0.8, 3 – 0.7, 4 – 0.5 мольная доля GaSe, 5 – GaSe.

мере увеличения концентрации селена в монокристаллах  $\text{GaS}_x\text{Se}_{1-x}$  их проводимость плавно увеличивается, в частности, примерно на два порядка при 298 К.

Отметим, что слоистые нанокристаллы на основе GaS [28–33] и GaSe [29, 32] являются перспективным 2D материалом в т. ч. для высокопроизводительных фотоприемников. Например, в [28] экспериментально показано, что GaS является перспективным для оптоэлектроники из-за сильного поглощения в УФ-видимой области длин волн. Измерения фототока фотоприемников на основе нанолистов GaS, выполненных на подложках  $\text{SiO}_2/\text{Si}$  и на гибких полиэтилентерефталатных (ПЭТФ) подложках проявляют светочувствительность при 254 нм до 4.2 и 19.2  $\text{АВТ}^{-1}$  соответственно, что превосходит устройства на основе других 2D-материалов. Кроме того, линейный динамический диапазон устройств на  $\text{SiO}_2/\text{Si}$  и ПЭТФ подложках составляет 97.7 и 78.73 дБ, соответственно [28].

Рассмотрим коллоидную нанокристаллизацию на основе халькогенидов галлия и результаты КМС-моделирования процесса. Термодинамическая система может находиться в ненасыщенном, насыщенном и пересыщенном состояниях. Этим трем состояниям соответствуют процессы растворения, растворения + фазообразования и фазообразования, соответственно. Пересыщение приводит к фазообразованию, включающему зарождение новых кристаллов и их рост, т.е. от пересыщения раствора зависит распределение кристаллов по размеру. Таким образом, фазообразование сопровождается зарождением и

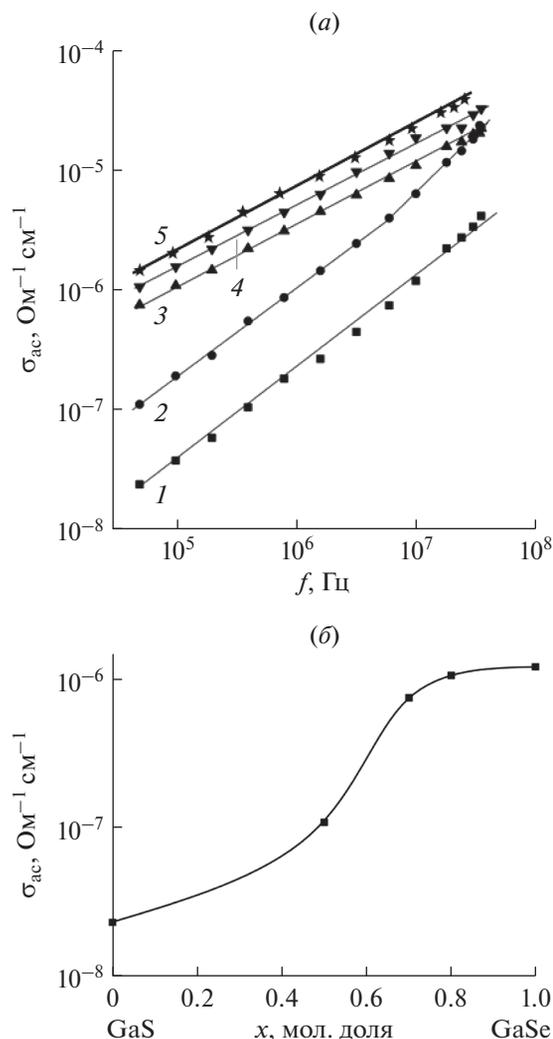


Рис. 3. Частотные зависимости (а) проводимости на переменном токе (ас-проводимость) в диапазоне частот  $5 \times 10^4$ – $3.5 \times 10^7$  Гц различного состава монокристаллов  $\text{GaS}_x\text{Se}_{1-x}$  при 298 К: 1 – GaS, 2 – 0.5, 3 – 0.7, 4 – 0.8 мольная доля GaSe, 5 – GaSe. Зависимость проводимости (б) на переменном токе от состава твердых растворов  $\text{GaS}_x\text{Se}_{1-x}$  при 298 К.

ростом. Зависимость между пересыщением, зародышеобразованием и ростом кристаллов известна [34]. Поэтому регулируя степень пересыщения раствора управляют процессом кристаллизации. Чтобы создать критическую степень пересыщения раствора, например, можно добавить в него тот компонент, молекулы которого участвуют в образовании новой фазы.

В двухкомпонентной системе за счет флуктуации концентраций компонентов можно увеличить степень пересыщения раствора. Последнее приводит к повышению скорости зародышеобразования по сравнению со скоростью роста кристаллов и к уменьшению размера кристаллов, соот-

ветственно. Это важно для формирования наночастиц.

Обратно сказанному уменьшение пересыщения приводит к повышению скорости роста кристаллов по сравнению со скоростью образования их зародышей. Соответственно при этом размер получаемых кристаллов будет больше. Величина критического размера кристаллов, например, сферических частиц зародыша определяется в виде:  $r^* = 2\sigma V / RT \ln \gamma^*$ ,  $\sigma$  – поверхностное натяжение,  $V$  – объем,  $R$  – газовая постоянная,  $T$  – температура,  $\gamma^*$  – коэффициент пересыщения. С учетом величины  $r^*$  полная энергия Гиббса образования зародыша равна:  $\Delta G^* = 16\pi\sigma^3 V^2 / 3R^2 T^2 (\ln \gamma^*)^2$ .

При коллоидной кристаллизации халькогенидов галлия ( $\text{GaX}$ ) в растворе пересыщение создавали путем увеличения концентрации молекул  $\text{GaX}$  в щелочной среде. Как указано выше в изучаемую смесь, содержащую ионы галлия, вводили реагенты, содержащие селен и/или серу, соответственно с дальнейшим отводом растворителя путем выпаривания. Такой способ ввода реагента, содержащего халькогены, в раствор, содержащий ионы галлия не обеспечивает мгновенного создания пересыщения по всему объему системы. При этом процесс может сопровождаться, появлением градиентов концентраций, что приведет к формированию структурной неоднородности твердеющей системы. Изученные нами коллоидные системы, содержащие халькогениды галлия, характеризуются собственной функцией распределения пересыщения по объему системы. Зависимость изменения остаточной концентрации халькогенидов галлия в растворителе с использованием контрольного опыта приведены на рис. 4. Незначительные отличия в ходе кинетических кривых можно связать с близкими размерами халькоге-

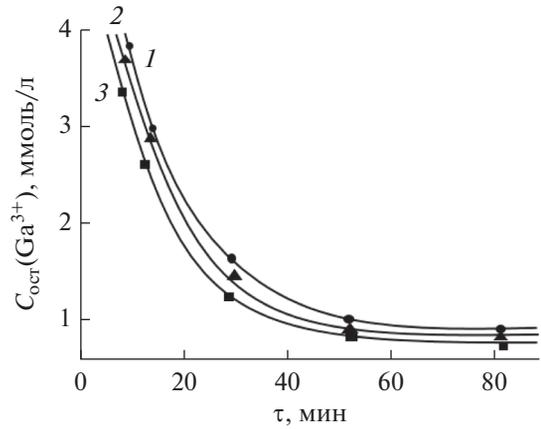


Рис. 4. Зависимость остаточной концентрации халькогенидов галлия  $C_{\text{ост}}(\text{Ga}^{3+})$  в коллоидных растворах от времени извлечения  $\text{Ga}^{3+}$  растворителем при 298 К. 1 –  $\text{GaS}$ , 2 –  $\text{GaS}_{0.5}\text{Se}_{0.5}$ , 3 –  $\text{GaSe}$ .

нидных ионов ( $\text{S}^{2-}$  – 0.182;  $\text{Se}^{2-}$  – 0.193;  $\text{Ga}^{3+}$  – 0.062 нм).

**Стохастическая модель образования коллоидных растворов.** Уравнение Смолуховского, описывающее образование кластеров путем агрегации частиц [35], представляет собой модель, которую можно отнести к теории среднего поля. Это уравнение кинетики коагуляции позволяет описать эволюционные эффекты взаимодействия первичных частиц и их агрегатов. Агрегация рассматривается как необратимая химическая реакция. Кинетическое уравнение, описывающее процесс эволюции мономерных объектов путем парного слияния  $g$  и  $l$  количества мономерных субъединиц, из которых состоит кластер, по схеме  $(g) + (l) \rightarrow (g + l)$  в рамках этой модели можно записать как

$$\frac{dC_g(t)}{dt} = \frac{1}{2} \sum_{l=1}^{g-1} K_{(g-l,l)} C_{g-l}(t) C_l(t) - C_g(t) \sum_{l=1}^{\infty} K_{(g,l)} C_l(t) \quad (\text{дискретный } g), \quad (5)$$

где  $C_g$  – концентрация кластера,  $K_{g,l}$  – ядро коагуляции, т.е. константа скорости перехода для указанного процесса  $(g) + (l) \rightarrow (g + l)$ . Первый член в правой части уравнения (5) описывает прирост концентрации  $g$ -мономера  $C_g(t)$  за счет слияния  $(g - l)$  и  $l$  мономеров, во время как вто-

рой отвечает за потери  $g$ -мономеров из-за их прилипания ко всем другим частицам.

Если через  $C(g, t)$  обозначим плотность частиц с массой число  $g \in \mathbb{R}^+$  в момент времени  $t \geq 0$ , то уравнение эволюции  $C(g, t)$  примет следующий вид

$$\frac{\partial}{\partial t} C(g, t) = \frac{1}{2} \int_0^g K(g-l, l) C(g-l, t) C(l, t) dl - C(g, t) \int_0^{\infty} K(g, l) C(l, t) dl \quad (\text{непрерывный } g). \quad (6)$$

**Таблица 1.** Специфические примеры ядер  $K(x, y)$  уравнения коагуляции [38, 39]

$K(x, y)$	Комментарий
$(x^{1/3} + y^{1/3})(x^{-1/3} + y^{-1/3})$	Броуновское движение (непрерывный режим)
$(x^{1/3} + y^{1/3})^2(x^{-1} + y^{-1})^{1/2}$	Броуновское движение (свободномолекулярный режим)
$(x^{1/3} + y^{1/3})^3$	Сдвиг (профиль линейной скорости)
$(x^{1/3} + y^{1/3})^{7/3}$	Сдвиг (нелинейный профиль скорости)
$(x^{1/3} + y^{1/3})^2   x^{1/3} - y^{1/3}  $	Гравитационное осаждение
$(x^{1/3} + y^{1/3})^2   x^{2/3} - y^{2/3}  $	Инерционное и гравитационное осаждение
$(x - y)^2(x + y)^{-1}$	Аналитическое приближение ядра Берри
$(x + c)(y + c)$	Конденсация и/или полимеризация с разветвленной цепью
$(x^{1/3} + y^{1/3})(xy)^{1/2}(x + y)^{-3/2}$	На основе кинетической теории

Формально уравнение (6) сохраняет полную массу в системе, т.е.  $\int_0^\infty gC(g, t) dg \equiv \text{const}$ . Таким образом, это уравнение описывает бинарную кластеризацию частиц размера  $g$  и  $l$  со скоростью, задаваемой ядром коагуляции  $K(g, l)$ .

Аналитическое решение для простого случая агрегации частиц золя, где для двух типов частиц, например,  $i$  и  $j$  в агрегате ядро уравнения  $K_{ij}$  постоянно приведено в [36]. Для этого случая в уравнение коагуляции вводится семейство однородных ядер коагуляции  $K_{ij} = K_{ji}$ .

Однако, для реальных систем даже при взаимодействии двух типов частиц могут образоваться нестехиометрические кластеры и структуры, характеризующиеся фрактальной размерностью, значение которой может меняться в зависимости от начальных условий. Другими словами в зависимости от физико-химического характера взаимодействия частиц в изучаемой дисперсной системе, где идут процессы агрегации, функциональная зависимость ядра уравнения  $K_{ij}$  от индексов  $i, j$  может меняться.

Например, известно, что при полимеризации если ядро  $K_{ij}$  является однородным, а степень однородности больше единицы, то возникает явление гелеобразования полимеров, т.е. происходит потеря массы за конечное время. В [37] приведена кинетика трех полимерных моделей (I, II, III), описываемых формулой вида (3) с ядром  $K_{ij}$ :

$$K_{ij} \begin{cases} 2 & \text{(I)} \\ i + j + 2 & \text{(II)} \\ (i + 2)(j + 2) & \text{(III)}. \end{cases}$$

Возникновение гелеобразования для большого диапазона ядер  $K_{ij}$  с однородностью больше

единицы можно найти также и в других работах. Например, в табл. 1 приведены специфические примеры ядер агрегации  $K_{ij} \equiv K(x, y)$ , используемых в литературе [38, 39]. В [39] “размер” кластеров параметризован массой  $x$ , а не длиной  $l$ ; эти ядра часто записываются в терминах  $l \propto x^{1/3}$  вместо  $x$ .

В соответствии с теорией кристаллизации из раствора примем, что процесс включает область созревания Оствальда, где в пространственно однородном объеме раствора присутствуют частицы, принадлежащие двум типам мономеров. Т.е. в области созревания неоднородная структура раствора изменяется с течением времени, образованные мелкие кристаллы или частицы растворяются и осаждаются на более крупные кристаллы или частицы.

Предположим, что в области созревания Оствальда состав каждого типа мономера ( $M$ ) с размерами  $m$  и  $n$  характеризуется как своей жидкой массой ( $M_m^L, M_n^L$ ), так и массой своего твердого ядра-зародыша ( $M_m^S, M_n^S$ ). Примем, что  $\bar{M}_\mu = (M_m, M_n)$ , т.е. формирующаяся ростовая частица с заданным составом и массой  $\bar{M}_\mu$  является членом  $\mu$ -го типа мономера. С течением времени  $t = 0$  типы  $i$  и  $j$  мономеров случайным образом могут объединяться, например, в соответствии с реакцией:  $x(\text{AB})_{m,n} + 1 - x(\text{AC})_{m',n'}$ , где  $(\text{AB})_{m,n}$  и  $(\text{AC})_{m',n'}$  – частицы компонентов состава АВ и АС массами  $\bar{M}_\mu = (M_m, M_n)$  и  $\bar{M}_\nu = (M_{m'}, M_{n'})$  соответственно.

Вероятности перехода из области созревания Оствальда частиц-зародышей для их объединения будут равны:

$$a(i, j) = V^{-1} K(i, j) m_i n_j dt \equiv P(i, j; t) d, \quad (7)$$

**Рис. 5.** Результаты МС-моделирования временной эволюции типов частиц мономеров с постоянными критическими размерами  $m$  и  $n$  при коллоидной кристаллизации  $\text{GaS}_x\text{Se}_{1-x}$ : (а)  $N(1, 0)$  для GaS, (б)  $N(0, 1)$  для GaSe, (в)  $N(1, 1)$  для  $\text{GaS}_{0.5}\text{Se}_{0.5}$ . При моделировании использовали дискретную двухкомпонентную константу скорости коагуляции частиц, которая составляла  $K(m, n; m', n') = 1.1 \times 10^{-4} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ .

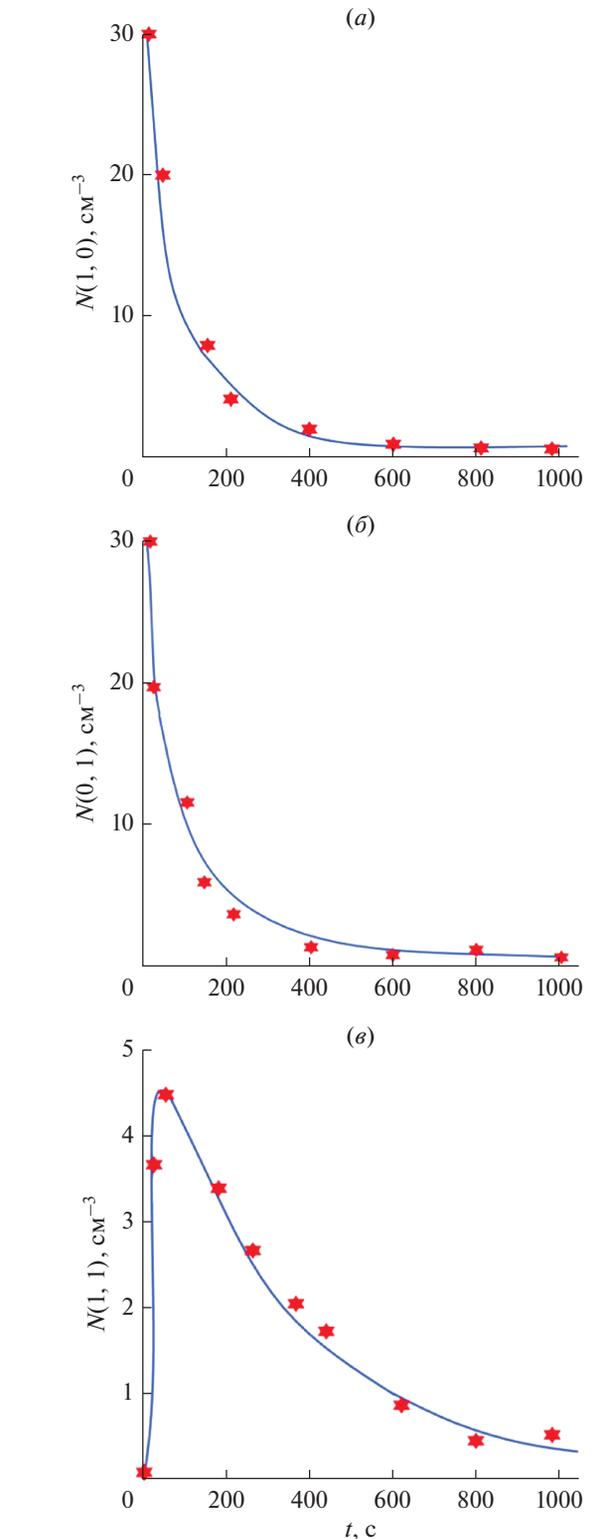
где  $K(i, j)$  – константа совокупности ядер-зародышей,  $V$  – объем раствора.  $P(i, j; t)d$  – вероятность того, что две частицы видов  $i$  и  $j$  ( $i \neq j$ ) с числом частиц  $m_i$  и  $n_j$  столкнутся в ближайшем временном интервале. Тогда вероятность столкновения двух частиц одного типа  $i$  с числом частиц  $m_i$  в течение неизбежного интервала времени можно представить в виде

$$a(i, i) = V^{-1} K(i, i) \frac{m_i(m_i - 1)}{2} dt \equiv P(i, j; t)d. \quad (8)$$

При столкновении двух частиц разного типа возможен индекс  $\mu$ , т.е. индекс для  $\mu$ -го типа мономера для каждой пары ядер  $i, j$ , которые могут столкнуться. Для системы с  $N$  видами  $(S_1, S_2, \dots, S_N) \nu \in N \frac{(N+1)}{2}$ . Набор  $\{\nu\}$  определяет полное пространство столкновений частиц и равен общему количеству возможных взаимодействий между ними. Тогда вероятности переходов  $\alpha(i, j)$  и  $\alpha(i, i)$  можно представить одним индексом ( $\alpha_\nu$ )

**Результаты кинетики Монте-Карло моделирования.** С учетом указанного стохастическую модель коллоидной кристаллизации монохалькогенидов галлия решали с использованием алгоритма для химической кинетики [14, 23–26]. Временную эволюцию типов частиц мономеров, имеющих соответственно  $m$  и  $n$  размеры, аппроксимировали исходя из распределения выходной величины  $N(m, n; t)$ . При случайных  $f(m, t)$  и  $f(n, t)$  уравнения для  $N$  являются стохастическими дифференциальными уравнениями типа (5). Поэтому статистическое описание процесса кристаллизации проводили с использованием совокупности кинетических уравнений для двух соответствующих вероятностных распределений.

При КМС-моделировании эволюции двумерного распределения ядер-зародышей в области созревания Оствальда начальное количество частиц с критическим размером брали  $\leq 60$ , а среднее значение размера частиц было рассчитано для 1000 реализаций. Частицы мономеров с размерами  $m$  и  $n$  имели средний радиус 10 мкм (жидкая масса частиц  $m_0^L = 3.77 \times 10^{-9}$  г), а твердая масса мономера представляла собой зародыши с радиу-



сом 0.1 мкм (твердая масса частиц  $n_0^L = 7.11 \times 10^{-15}$  г). Для двухкомпонентной константы дискретной совокупности ядер-зародышей использовали значение:  $K(m, n; m', n') = (1 - 1.5) \times 10^{-4} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ . В соот-

ветствии с массой частиц размеров  $m$  и  $n$  сетку масс жидкой фазы выбирали  $(M_i) = i \times m_0$ , ( $i = 1, \dots, N_p$ ), а твердой фазы массой  $(M_j) = j \times n_0$ , ( $j = 1, \dots, N_{s-1}$ ).

Объем изучаемой системы во всех расчетах принимали равным  $1 \text{ см}^3$ . Выбирали 30 интервалов для сетки массы частицы с размером  $m$ , и 30 интервалов для сетки массы частиц с размером  $n$ . Также учитывали возможность существования чистых мономерных частиц, содержащих частицы GaS и/или GaSe. Таким образом, общее количество видов частиц в численном эксперименте рассчитывали как:  $N_{\text{total}} = N_p N_{s-1} + N_p + N_{s-1}$ . Максимальное количество видов структурных единиц, которое может быть создано во время моделирования, в выбранном случае составляет 960.

С использованием двухкомпонентного кинетического уравнения проведены MC-расчеты для видов частиц мономеров GaS и/или GaSe с размерами  $m$  и  $n$ . Полученные решения с временной эволюцией  $N(1, 1; t)$  для  $\text{GaS}_{0.5}\text{Se}_{0.5}$ ,  $N(1, 0; t)$  для GaS и  $N(0, 1; t)$  для GaSe показаны на рис. 5. Аппроксимационная кривая является результатом усреднения по 1000 реализациям.

Сопоставительный анализ показывает, что имеется согласие между динамикой средних значений параметров КМС-моделирования, нашими численными решениями эволюционного уравнения нуклеации  $\text{GaS}_x\text{Se}_{1-x}$  [3] и опытными данными, в т. ч. по типичным эволюционным зависимостям по синтезу халькогенидных нанокристаллов [40, 41].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установлено, что в выращенных нами монокристаллах моносulfида (моноселенида) галлия GaS (GaSe) и их твердых растворах  $\text{GaS}_x\text{Se}_{1-x}$ , которые кристаллизуются в гексагональной сингонии с пространственной группой  $P6_3/mmc$ , увеличение концентрации селена приводит к возрастанию проводимости на переменном токе  $\sigma_{\text{ac}}$  в диапазоне частот  $5 \times 10^4 - 3.5 \times 10^7$  Гц. Проводимость монокристалла  $\text{GaS}_{1-x}\text{Se}_x$  с наибольшей концентрацией селена, например, при частоте  $5 \times 10^4$  Гц почти на два порядка превышает  $\sigma_{\text{ac}}$  проводимость монокристалла GaS. С увеличением частоты уменьшается разница в значениях  $\sigma_{\text{ac}}$  образцов  $\text{GaS}_{1-x}\text{Se}_x$ . Во всей указанной области частот  $\sigma_{\text{ac}}$ -проводимость  $\text{GaS}_{1-x}\text{Se}_x$  изменялась по степенному закону  $\sigma_{\text{ac}} \sim f^n$ , где  $n \leq 1$ . В GaS зависимость  $\sigma_{\text{ac}} \sim f^n$  подчинялась закономерности  $\sigma_{\text{ac}} \sim f^{0.8}$ , а в  $\text{GaS}_{0.5}\text{Se}_{0.5}$  после участка  $\sigma_{\text{ac}} \sim f^{0.8}$  при частотах  $f \geq 6 \times 10^6$  Гц наблюдалась линейная зависимость  $\sigma_{\text{ac}} \sim f$ . Таким образом, наблюдае-

мая зависимость  $\sigma_{\text{ac}} \sim f^{0.8}$  в монокристаллах GaS и  $\text{GaS}_{0.5}\text{Se}_{0.5}$  свидетельствует о прыжковом механизме носителей заряда. В рамках этого механизма с учетом радиуса локализации  $a = 14 \text{ \AA}$  и фоновой частоты  $\nu_{\text{ph}} = 10^{12}$  Гц известных для GaS вычислили плотность состояний на уровне Ферми образцов GaS и  $\text{GaS}_{0.5}\text{Se}_{0.5}$ :  $N_F = 8.8 \times 10^{18}$  и  $2 \times 10^{19} \text{ эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$ , соответственно.

Синтезированные в коллоидных растворах амина наночастицы на основе сульфидов (селенида) галлия, росли в направлении к кристаллографической  $c$ -оси кристалла. Учет вероятности изменения размера в области созревания Оствальда по результатам КМС-моделирования аппроксимирована временная эволюция частиц на основе халькогенидов галлия по размерам. Сходимость результатов осуществляли путем подбора скорости двухкомпонентного кинетического уравнения коагуляции.

Установлено, что если отдельная частица приобретает массу намного большую, чем остальная часть зародышей в области созревания, то в кинетическом уравнении необходимо учитывать статистические флуктуации в области большой массы частиц. Наблюдалось согласие между результатами моделирования Монте-Карло, численными решениями и экспериментальными данными по коллоидной агрегации частиц на основе халькогенидов галлия. Анализ стационарных распределений временной эволюции структурных единиц позволяет управлять двухкомпонентной агрегацией ядер-зародышей. В частности, это можно осуществлять за счет вариации свойств ядер частиц двух исходных компонентов с разными размерами.

Настоящая работа выполнена при частичной поддержке Фонда развития науки при Президенте Азербайджанской Республики (проект EIF-BGM-4-RFTF1/2017-21/05/1-M-07) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект 18-57-06001 № Az\_a 2018). Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nucleation in Condensed Matter: Applications in Materials and Biology. Kelton K.F. and Greer A.L. (Eds.). Pergamon Materials Series 15. Amsterdam. Elsevier. Pergamon. 2010. 726 p. ISBN:9780080421476
2. Sangwal K. Nucleation and Crystal Growth. Metastability of Solutions and Melts. JohnWiley&Sons, Inc.2018. 479 p. ISBN: 9781119461586
3. Asadov S.M. Моделирование нуклеационного компонента 2D  $\text{GaS}_x\text{Se}_{1-x}$  с применением эволюционного уравнения // Микроэлектроника. 2021. Т. 50. № 4. С. 299–313. <https://doi.org/10.31857/S0544126921030029>
4. Asadov S.M., Mustafaeva S.N., Lukichev V.F. Modeling of the Crystallization and Correlation of the Properties

- with the Composition and Particle Size in Two-Dimensional  $\text{GaS}_x\text{Se}_{1-x}$  ( $0 \leq x \leq 1$ ) // Russian Microelectronics. 2020. V. 49. № 6. P. 452–465.  
<https://doi.org/10.1134/S1063739721010042>
5. *Vasil'ev V.P.* Correlations between the thermodynamic properties of II–VI and III–VI phases // Inorg. Mater. 2007. V. 43. № 2. P. 115–124.  
<https://doi.org/10.1134/S0020168507020045>
  6. Semiconductors Data Handbook. Madelung O., Ed. Berlin: Springer, 2004.  
<https://doi.org/10.1007/978-3-642-18865-7>
  7. *Mustafaeva S.N., Asadov M.M.* Currents of isothermal relaxation in  $\text{GaS}(\text{Yb})$  single crystals // Solid State Commun. 1983. V. 45. № 6. P. 491–494.  
[https://doi.org/10.1016/0038-1098\(83\)90159-X](https://doi.org/10.1016/0038-1098(83)90159-X)
  8. *Mustafaeva S.N., Asadov M.M.* High field kinetics of photocurrent in  $\text{GaSe}$  amorphous films // Mater. Chem. Phys. 1986. V. 15. P. 185–189.  
[https://doi.org/10.1016/0254-0584\(86\)90123-9](https://doi.org/10.1016/0254-0584(86)90123-9)
  9. *Asadov S.M., Mustafaeva S.N., Mammadov A.N.* Thermodynamic assessment of phase diagram and concentration–temperature dependences of properties of solid solutions of the  $\text{GaS}$ – $\text{GaSe}$  system // J. Therm. Anal. Calorim. 2018. V. 133. № 2. P. 1135–1141.  
<https://doi.org/10.1007/s10973-018-6967-7>
  10. *Ho C.H., Wang S.T., Huang Y.S., Tiong K.K.* Structural and luminescent property of gallium chalcogenides  $\text{GaSe}_{1-x}\text{S}_x$  layer compounds // J. Mater. Sci. Mater. Electron. 2009. V. 20. P. S207–S210.  
<https://doi.org/10.1007/s10854-007-9539-3>
  11. *Jung C.S., Park K., Shojaei F., Oh J.Y., Im H.S., Lee J.A., Jang D.M., Park J., Myoung N., Lee C.-L., Lee J.W., Song J.K., Kang H.S.* Photoluminescence and Photocurrents of  $\text{GaS}_{1-x}\text{Se}_x$  Nanobelts // Chem. Mater. 2016. V. 28. № 16. P. 5811–5820.  
<https://doi.org/10.1021/acs.chemmater.6b02101>
  12. *Kolesnikov N.N., Borisenko E.B., Borisenko D.N., Tereshchenko A.N., Timonina A.V.* Synthesis and Growth of  $\text{GaSe}_{1-x}\text{S}_x$  ( $x = 0-1$ ) Crystals from Melt. Phase Composition and Properties // Inorg. Mater.: Applied Research. 2018. V. 9. № 1. P. 66–69.  
<https://doi.org/10.1134/S2075113318010173>
  13. *Wang T., Li J., Zhao Q., Yin Z., Zhang Y., Chen B., Xie Y., Jie W.* High-Quality  $\text{GaSe}$  Single Crystal Grown by the Bridgman Method // Materials. 2018. V. 11. № 2. P. 186.  
<https://doi.org/10.3390/ma11020186>
  14. *Landau D.P., Binder K.* A Guide to Monte Carlo Simulations in Statistical Physics. Cambridge University Press. 2003. 384 p. ISBN: 0521 653142
  15. *Li X., Lin M.W., Puzetzy A.A., Idrobo J.C., Ma C., Chi M., Yoon M., Rouleau C.M., Kravchenko I.I., Geoghegan D.B., Xiao K.* Controlled vapor phase growth of single crystalline, two-dimensional  $\text{GaSe}$  crystals with high photoresponse // Sci. Rep. 2014. V. 4. № 5497.  
<https://doi.org/10.1038/srep05497>
  16. *Mustafaeva S.N., Asadov M.M., Kyazimov S.B., Gasanov N.Z.*  $T$ - $x$  phase diagram of the  $\text{TlGaS}_2$ – $\text{TlFeS}_2$  system and band gap of  $\text{TlGa}_{1-x}\text{Fe}_x\text{S}_2$  ( $0 \leq x \leq 0.01$ ) single crystals // Inorg. Mater. 2012. V. 48. № 10. P. 984–986.  
<https://doi.org/10.1134/s0020168512090117>
  17. *Мустафаева С.Н.* Методика измерения проводимости высокоомных материалов на переменном токе // Все материалы. Энциклопедический справочник. 2016. № 10. С. 74–79.
  18. *Kokh K.A., Molloy J.F., Naftaly M., Andreev Yu.M., Svetlichnyi V.A., Lanskii G.V., Lapin I.N., Izaak T.I., Kokh A.E.* Growth and optical properties of solid solution crystals  $\text{GaSe}_{1-x}\text{S}_x$  // Mater. Chem. Phys. 2015. V. 154. P. 152–157.  
<https://doi.org/10.1016/j.matchemphys.2015.01.058>
  19. *Borisenko E., Borisenko D., Bdkin I., Timonina A., Singh B., Kolesnikov N.* Mechanical characteristics of gallium sulfide crystals measured using micro- and nanoindentation // J. Mater. Sci. Eng. A. 2019. V. 757. P. 101–106.  
<https://doi.org/10.1016/j.msea.2019.04.095>
  20. *Panda S.K., Datta A., Sinha G., Chaudhuri S., Chavan P.G., Patil S.S., More M.A., Joag D.S.* Synthesis of Well-Crystalline  $\text{GaS}$  Nanobelts and Their Unique Field Emission Behavior // J. Phys. Chem. C. 2008. V. 112. № 16. P. 6240–6244.  
<https://doi.org/10.1021/jp712083d>
  21. *Afzaal M., O'Brien P.* Recent developments in II–VI and III–VI semiconductors and their applications in solar cells // J. Mater. Chem. 2006. V. 16. № 17. P. 1597–1602.  
<https://doi.org/10.1039/b512182e>
  22. *Balitskii O.A., Borowiak-Palen E., Konicki W.* Synthesis and characterization of colloidal gallium selenide nanowires // Cryst. Res. Technol. 2011. V. 46. № 4. P. 417–420.  
<https://doi.org/10.1002/crat.201100017>
  23. *Gillespie D.T.* A general method for numerically simulating the stochastic time evolution of coupled chemical reactions // J. Comput. Phys. 1976. V. 22. № 4. P. 403–434.  
[https://doi.org/10.1016/0021-9991\(76\)90041-3](https://doi.org/10.1016/0021-9991(76)90041-3)
  24. *Tzivion S., Reisin T.G., Levin Z.* A Numerical Solution of the Kinetic Collection Equation Using High Spectral Grid Resolution: A Proposed Reference // J. Comput. Phys. 1999. V. 148. P. 527–544. Article ID jcp.1998.6128
  25. *Laurenzi I.J., Bartels J.D., Diamond S.L.* A General Algorithm for Exact Simulation of Multicomponent Aggregation Processes // J. Comput. Phys. 2002. V. 177. № 2. P. 418–449.  
<https://doi.org/10.1006/jcph.2002.7017>
  26. *Alfonso L., Raga G.B., Baumgardner D.* Monte Carlo simulations of two-component drop growth by stochastic coalescence // Atmos. Chem. Phys. Discuss. 2008. V. 8. P. 7289–7313.  
<https://doi.org/10.5194/acpd-8-7289-2008>
  27. *Mott N., Davis E.* Electronic Processes in Non-Crystalline Materials. Oxford: Oxford University Press., 2012. 605 p. ISBN: 9780199645336
  28. *Hu P.-A., Wang L., Yoon M., Zhang J., Feng W., Wang X., Wen Z., Idrobo J.C., Miyamoto Y., Geoghegan D.B., Xiao K.* Highly Responsive Ultrathin  $\text{GaS}$  Nanosheet Photodetectors on Rigid and Flexible Substrates // Nano Lett. 2013. V. 13. P. 1649–1654.  
<https://doi.org/10.1021/nl400107k>

29. *Late D.J., Liu B., Luo J., Yan A., Ramakrishna Matte H.S.S., Grayson M., Rao C.N.R., Dravid V.P.* GaS and GaSe Ultrathin Layer Transistors // *Adv. Mater.* 2012. V. 24. № 26. P. 1–6.  
<https://doi.org/10.1002/adma.201201361>
30. *Harvey A., Backes C., Gholamvand Z., Hanlon D., McAteer D., Nerl H.C., Hannah C., McGuire E., Seral-Ascaso A., Ramasse Q.M., McEvoy N., Winters S., Berner N.C., McCloskey D., Donegan J.F., Duesberg G.S., Nicolosi V., Coleman J.N.* Preparation of Gallium Sulfide Nanosheets by Liquid Exfoliation and Their Application as Hydrogen Evolution Catalysts // *Chem. Mater.* 2015. V. 27. № 9. P. 3483–3493.  
<https://doi.org/10.1021/acs.chemmater.5b00910>
31. *Zhang C.J., Liu X., Nicolosi V.* Synthesis and Physicochemical Properties of Two-Dimensional Gallium Sulfide Crystals // *Bioenergetics* 2016. V. 5. № 1. 221.  
<https://doi.org/10.4172/2167-7662.1000221>
32. *Hu P.-A., Wen Z., Wang L., Tan P., Xiao K.* Synthesis of Few-Layer GaSe Nanosheets for High Performance Photodetectors // *ACS Nano.* 2012. V. 6. № 7. P. 5988–5994.  
<https://doi.org/10.1021/nn300889c>
33. *Yuan B., Egnér T.K., Venditti V., Cademartiri L.* Sustainable scalable synthesis of sulfide nanocrystals at low cost with an ionic liquid sulfur precursor // *Nature Communications.* 2018. V. 9:407.  
<https://doi.org/10.1038/s41467-018-06549-8>
34. *Barrett M., McNamara M., Hao H.-X., Barrett P., Glennon B.* Supersaturation tracking for the development, optimization and control of crystallization processes. // 2010. V. 88. № 8. P. 1108–1119.  
<https://doi.org/10.1016/j.cherd.2010.02.010>
35. *Smoluchowski N.V.* Versuche in der mathematischen Theorie der Koagulationskinetik Kolloider Lösungen // *Z. Phys. Chem.* 1916. V. 92. P. 129–168.
36. *Lushnikov A.A.* Evolution of coagulating systems: III. Coagulating mixtures // *J. Colloid Interface Sci.* 1976. V. 54. Is. 1. P. 94–101.  
[https://doi.org/10.1016/0021-9797\(76\)90288-5](https://doi.org/10.1016/0021-9797(76)90288-5)
37. *Ziff R.M.* Kinetics of polymerization // *J. Statist. Phys.* 1980. V. 23. № 2. P. 241–263.  
<https://doi.org/10.1007/bf01012594>
38. *Smit D.J., Hounslow M.J., Paterson W.R.* Aggregation and gelation – I. Analytical solutions for CST and batch operation // *Chem. Engng Sci.* 1994. V. 49. № 7. P. 1025–1035.  
[https://doi.org/10.1016/0009-2509\(94\)80009-x](https://doi.org/10.1016/0009-2509(94)80009-x)
39. *Aldous D.J.* Deterministic and Stochastic Models for Coalescence (Aggregation and Coagulation): A Review of the Mean-Field Theory for Probabilists // *Bernoulli.* 1999. V. 5. № 1. P. 3–48.
40. *van Embden J., Chesman, A.S.R., Jasieniak J.J.* The Heat-Up Synthesis of Colloidal Nanocrystals // *Chem. Mater.* 2015. V. 27. № 7. P. 2246–2285.  
<https://doi.org/10.1021/cm5028964>
41. *Reiss P., Carrière M., Lincheneau C., Vaure L., Tamang S.* Synthesis of Semiconductor Nanocrystals, Focusing on Nontoxic and Earth-Abundant Materials // *Chem. Rev.* 2016. *acs.chemrev.6b00116.*  
<https://doi.org/10.1021/acs.chemrev.6b00116>

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ

УДК 621.3.08:621.3.089.2:621.311.6

### ПОНИЖАЮЩЕ-ПОВЫШАЮЩИЙ DC/DC ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ С ЕДИНСТВЕННОЙ ИНДУКТИВНОСТЬЮ

© 2022 г. В. П. Бабенко<sup>а</sup>, В. К. Битюков<sup>а, \*</sup>, Д. С. Симачков<sup>а</sup>

<sup>а</sup>МИРЭА – Российский технологический университет (РТУ МИРЭА),  
проспект Вернадского, 78, Москва, 119454 Россия

\*E-mail: bitukov@mirea.ru

Поступила в редакцию 26.02.2021 г.

После доработки 28.04.2021 г.

Принята к публикации 29.06.2021 г.

Представлены результаты исследования энергетических и шумовых характеристик DC/DC преобразователя для устройств с батарейным питанием, позволяющего поддерживать выходное стабилизированное напряжение при входном напряжении ниже, выше или равно выходному и обеспечивающего максимальное использование заряда батарей при минимальном размере внешних компонентов. Рассмотрены особенности коммутационных процессов в переходных режимах работы. Схемотехническое моделирование позволило уточнить характеристики процессов, минимизировать потери преобразования, сформулировать рекомендации по выбору параметров элементов преобразователей и формированию сигналов управления.

Ключевые слова: энергосбережение, конверторный DC/DC преобразователь, понижающе-повышающий преобразователь, Buck-Boost, устройства с распределенным питанием, PoL, Pointof Load

DOI: 10.31857/S0544126921060041

#### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в арсенале разработчиков автономных микроэлектронных устройств и систем воздушного и наземного базирования имеется достаточно большое разнообразие DC/DC преобразователей. Это свидетельствует о важности преобразования широкодиапазонного входного напряжения в стабилизированное выходное напряжение [1]. Эта задача актуальна при использовании возобновляемых источников энергии и, особенно, при разработке портативных устройств, когда в качестве первичного источника постоянного напряжения используются батареи или аккумуляторы, входное напряжение которых  $U_{\text{вх}}$  изменяется непрерывно и может быть как выше, так и ниже выходного напряжения  $U_{\text{вых}}$ .

Аккумуляторы, в отличие от одноразовых батарей, можно перезаряжать, однако обычно они имеют вдвое меньшую плотность энергии. Наиболее распространенные аккумуляторы – литий-ионные (Li-Ion) и литий-полимерные (Li-Pol) имеют номинальное напряжение около 3.7 В, которое уменьшается по мере разряда аккумулятора до 2.7 В [2]. Для повышения энергоэффективности и максимального продления времени работы мобильных первичных источников энергии система управления питанием должна использовать всю активную емкость аккумулятора, то есть разря-

жать его до минимально возможного напряжения. При этом стабилизаторы напряжения в подобных системах питания должны быть способны регулировать выходное постоянное напряжение, даже если их входное напряжение меньше, больше или равно выходному [2].

Достичь этого можно последовательным соединением двух отдельных типовых преобразователей понижающего и повышающего типа, каждый из которых управляется своей микросхемой контроллера. Однако, имеются топологии, такие как SEPIC, Cuck, ZETA, обратногоходовой и др., которые обладают атрибутами, критически важными для портативных устройств, меньшими массогабаритными параметрами, высокой энергоэффективностью и высоким КПД. Каждая из этих топологий обладает своими достоинствами, особенностями, степенью популярности, но, как правило, содержит два и более индуктивных элемента [3]. Более того, дроссель преобразователя зачастую имеет массу и габариты значительно превышающие массу и габариты других компонентов устройства. Кроме того дроссель сложнее в производстве и, зачастую, дороже других электронных компонентов.

С широким распространением мобильных устройств с автономным питанием все более важным становятся факторы уменьшения габаритов

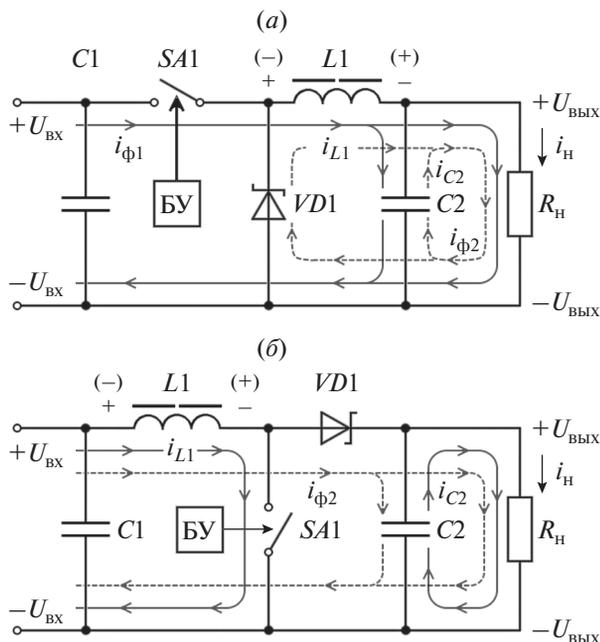


Рис. 1. Базовые схемы асинхронных DC/DC преобразователей: (а) понижающего; (б) повышающего.

ритов, улучшения энергоэффективности, снижения собственного тепловыделения и возможности функционирования в жёстких условиях окружающей среды. Это привело к необходимости вернуться к категории понижающе-повышающих DC/DC преобразователей (Buck-Boost) с единственной индуктивностью, на основе которых реализуется технология приборов с распределенным питанием PointofLoad (PoL), когда источник питания максимально приближен к нагрузке, что позволяет избежать проблем с организацией шин напряжений постоянного тока и успешно решать вопросы электромагнитной совместимости [4]. Потребители технологии PoL – это терминалы, электронные кассовые аппараты, мобильные телефоны и смартфоны, мультимедийные устройства, спутниковые навигаторы (автономные и встроенные системы навигации), планшетные компьютеры, цифровые весы и др. Для этих преобразователей пока нет общепринятого названия. Однако ряд компаний поставщиков электронных компонент [5, 6] освоил выпуск подобных приборов. Этим приборам посвящен прекрасный обзор [7]. В данной статье рассмотрена топология понижающе-повышающих преобразователей и результаты исследования их энергетических характеристик.

### BUCK-BOOST КОНВЕРТОР С ОДНОЙ ИНДУКТИВНОСТЬЮ

Топология BUCK-BOOST конверторов с одной индуктивностью базируется на очевидной идее по-

следовательного соединения базовых схем понижающего (Step-Down или Buck Converter) и повышающего (Step-Up или Boost Converter) DC/DC преобразователей, асинхронные упрощенные схемы которых приведены на рис. 1. Схематически названные топологии похожи и содержат практически одинаковый набор электронных компонент, как по функциям, так и по количеству [8, 9]:

- активный (управляемый) ключевой элемент SA1 (обычно MOSFET), который может быть замкнут в течение времени  $t_{вкл}$  и разомкнут в течение времени  $t_{выкл}$  (управление осуществляется блоком управления (БУ));
- пассивный ключевой элемент VD1 (обычно диод Шоттки) тоже может быть в двух состояниях – проводящем (при прямом смещении диода) и непроводящем (при обратном смещении диода);
- индуктивный накопитель энергии (дроссель L1);
- выходной накопитель энергии (конденсатор C2);
- входной сглаживающий фильтр (конденсатор C1).

Процесс преобразования электрической энергии в асинхронных DC/DC преобразователях, базовые схемы которых приведены на рис. 1, также имеет много общего и состоит из двух сменяющих друг друга фаз [9, 10]:

– фазы накопления энергии в дросселе L1, когда ключ SA1 замкнут. В этой фазе к обмотке дросселя приложено входное напряжение  $U_{вх}$ , которое на интервале времени  $t_{вкл}$  вызывает протекание через обмотку дросселя L1 линейно нарастающего тока первой фазы  $i_{\phi 1}$  понижающего асинхронного DC/DC преобразователя (на рис. 1 показан сплошной линией) и накопление электромагнитной энергии в магнитном поле дросселя L1 и электрической энергии в поле конденсатора C2. В схеме повышающего асинхронного DC/DC преобразователя (рис. 1б) аналогичная процедура выполняется током  $i_{L1}$ . ЭДС, наводимая на обмотке дросселя L1, имеет полярность, указанную без скобок. При этом диод VD1 обратно смещен напряжением  $U_{вых}$ ;

– фазы перекачки запасенной в дросселе L1 энергии в выходной конденсатор C2 и нагрузку  $R_n$ . В этой фазе ключ SA1 разомкнут на интервале времени  $t_{выкл}$ . ЭДС самоиндукции на обмотке дросселя L1 (полярность на рис. 1 указана в скобках) открывает диод VD1 и энергия дросселя L1 током второй фазы  $i_{\phi 2}$ , состоящем из тока  $i_{L1}$  и тока  $i_{C2}$  конденсатора C2, разряжается на нагрузку  $R_n$  (на рис. 1а показан пунктирной линией). В схеме повышающего асинхронного DC/DC преобразо-

вателя (рис. 1б) аналогичная процедура выполняется током второй фазы  $i_{\phi 2}$  и током  $i_{c2}$ .

В асинхронных топологиях конверторов используется один активный ключевой элемент – транзистор и один пассивный – диод. В синхронных топологиях используются два активных ключа. Это позволяет в синхронных топологиях улучшить характеристики устройства по сравнению с асинхронными топологиями. Однако управление несколькими транзисторными ключами верхнего и нижнего уровня с элементами защиты от сквозных токов усложняет схемотехнику, что конечно отражается и на стоимости.

Общим недостатком ключевого способа преобразования энергии является наличие импульсных помех (шумов) с частотой преобразования  $f$  и кратных гармоник, как на входе, так и выходе преобразователя, что ограничивает их применение в системах прецизионных измерений и бортовом оборудовании.

Управление выходным напряжением и его стабилизацией выполняется блоком управления, формирующим импульсы управления активным ключом  $SA1$  с постоянным периодом  $T = 1/f$  повторения импульсов (рис. 1)

$$T = t_{\text{вкл}} + t_{\text{выкл}} \quad (1)$$

Коэффициент преобразования или коэффициент передачи напряжения со входа на выход  $\lambda$  преобразователя равен  $\lambda = U_{\text{вых}}/U_{\text{вх}}$  и зависит от коэффициента заполнения импульсной последовательности  $D$  (Dutyratio) [7]

$$D = \frac{t_{\text{вкл}}}{t_{\text{вкл}} + t_{\text{выкл}}} = \frac{t_{\text{вкл}}}{T} \quad (2)$$

В понижающем DC/DC преобразователе (рис. 1а) коэффициент преобразования равен коэффициенту заполнения импульсов  $\lambda = U_{\text{вых}}/U_{\text{вх}} = D$  и выходное напряжение всегда меньше входного  $U_{\text{вых}} < U_{\text{вх}}$  [9].

В повышающем DC/DC преобразователе (рис. 1б) напряжение на выходе определяется суммой входного напряжения  $U_{\text{вх}}$  и ЭДС индукции на обмотке дросселя  $L1$ . Коэффициент преобразования, также как и у понижающего DC/DC преобразователя, зависит от коэффициента заполнения импульсов  $D$  и определяется по формуле [9]

$$\lambda = U_{\text{вых}}/U_{\text{вх}} = \frac{1}{1-D} \quad (3)$$

Поэтому выходное напряжение всегда больше входного  $U_{\text{вых}} > U_{\text{вх}}$ .

Конверторные или понижающе-повышающие преобразователи (buck-boost), позволяют получать на выходе напряжение больше входного,

меньше входного или равное входному напряжению. Такие преобразователи реализуются включением в любой последовательности пары DC/DC преобразователей – понижающего (buck) и повышающего (boost) типа.

Особенностью реализации базовых схем DC/DC преобразователей с ключами на транзисторах (обычно MOSFET), является различие в схемотехнике блока управления или драйвера ключа верхнего уровня (рис. 1а) и драйвера ключа нижнего уровня для (рис. 1б).

В ключе нижнего уровня (рис. 1б) один вывод ключа заземлен и управляющее напряжение на ключ подается с БУ относительно “земли”. Драйвер ключа нижнего уровня должен:

- обеспечить усиление управляющего входного сигнала (цифрового уровня) до напряжения надежного открывания ключа обычно равного примерно 10 В;

- обеспечить довольно значительный выходной ток для уменьшения времени зарядки входной емкости транзистора и быстрого открывания ключа.

У ключа верхнего уровня (рис. 1а) ни один из его выводов не связан с “землей”, поэтому управляющее напряжение не привязано к потенциалу “земли”. Вследствие чего драйвер ключа верхнего уровня помимо функций драйвера ключа нижнего уровня должен выполнять еще дополнительные функции:

- гальванически разделить входную и выходную цепи драйвера;

- обеспечить электрическим питанием выходные цепи драйвера, у которых поддерживается плавающий потенциал относительно “земли”.

Схемотехника драйвера верхнего ключа сложнее драйвера ключа нижнего уровня, что приводит к увеличению его стоимости. На современном рынке представлен богатый ассортимент интегральных контроллеров управления DC/DC преобразователями, производства поставщиков электронных компонент Texas Instruments ([www.ti.com](http://www.ti.com)), National Semiconductor ([www.national.com](http://www.national.com)), Maxim-Dallas ([www.maxim-ic.com](http://www.maxim-ic.com)), Linear Technology ([www.linear.com](http://www.linear.com)) и On Semiconductor ([www.onsemi.com](http://www.onsemi.com)).

## АСИНХРОННЫЙ BUCK-BOOST КОНВЕРТОР

Асинхронная схема понижающе-повышающего конвертора (рис. 2) состоит из входной понижающей секции  $SA1$ ,  $VD1$  и входного конденсатора  $C1$  и выходной повышающей секции  $SA2$ ,  $VD2$  и накопительного конденсатора  $C2$ . Индуктивность  $L1$  является общей для понижающей и повышающей секций. Верхний ключ  $SA1$  и нижний ключ  $SA2$  должны переключаться одновременно, что упрощает контроллер БУ.

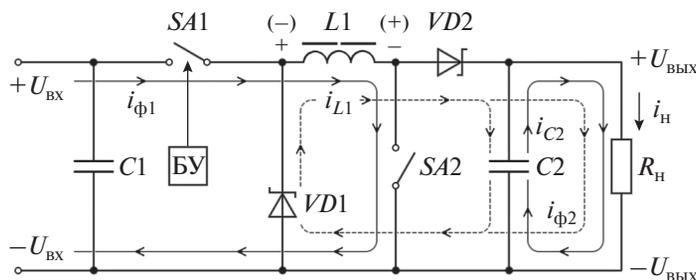


Рис. 2. Асинхронный понижающе-повышающий DC/DC преобразователь с единственным дросселем.

Процесс преобразования удобно представлять в виде двух фаз. В фазе накопления энергии дросселем (в первой фазе) ключи  $SA1$  и  $SA2$  замкнуты. Диоды  $VD1$  и  $VD2$  обратнo смещены положительными напряжениями  $+U_{BX}$  и  $+U_{ВЫХ}$  приложенными между анодами и катодами диодов соответственно. В течение этой фазы через обмотку единственного дросселя  $L1$  протекает линейно нарастающий ток  $i_{\phi 1}$  (обозначен сплошной линией) и в дросселе запасается электромагнитная энергия. На обмотке дросселя  $L1$  наводится ЭДС индукции (на рис. 2 ее полярность указана без скобок).

Во второй фазе ключи  $SA1$  и  $SA2$  разомкнуты и ЭДС самоиндукции на обмотке дросселя  $L1$  изменяет полярность (на рис. 2 указана в скобках). Диоды  $VD1$  и  $VD2$  открываются и запасенная в дросселе энергия током  $i_{L1}$  перекачивается в конденсатор  $C2$  и нагрузку  $R_H$ . Ток второй фазы  $i_{\phi 2}$ , состоящий из токов  $i_{L1}$  и  $i_{C2}$ , показан пунктирной линией. Выходное напряжение в процессе преобразования определяется накопительным конденсатором  $C2$ . БУ формирует временные интервалы  $t_{вкл}$  и  $t_{выкл}$ , определяющие уровень выходного напряжения  $U_{ВЫХ}$  в соответствии с выражением (3).

К достоинству такой топологии DC/DC преобразователя следует отнести использование единственного дросселя. А недостатки очевидны. Данная схема является довольно дорогостоящей из-за наличия дополнительного ключа  $SA2$  со своим драйвером и диода  $VD2$ , которые к тому же увеличивают потери преобразования и снижают КПД. В преобразовательной технике эта схема существенно потеснена многочисленными вариантами понижающе-повышающих преобразователей SEPIC, Cuck, ZETA, у которых при тех же параметрах лучше характеристики, меньше внешних элементов и, соответственно, они дешевле. На базе контроллера MAX641 (Maxim Inc.), предназначенного для управления мощным повышающим DC/DC преобразователем, в [11] показана реализация асинхронного BUCK-BOOST конвертора (рис. 3).

Комплементарный выход контроллера управляет ключами преобразователя: верхний ключ VT1 на  $p$ -канальном MOSFET, а нижний ключ VT2 на  $n$ -канальном. В типовом режиме работы повышающего преобразователя, характерного для этого контроллера, его питание осуществлялось через дроссель преобразователя. Чтобы обеспечить питание микросхемы при включении ее по топологии buck-boost, требуется вывод Vout микросхемы подключить непосредственно к линии питающего напряжения  $+U_{BX}$ .

Характеристики конвертора позволяют при входном напряжении  $U_{BX} = +8...16$  В обеспечить стабилизированное выходное напряжение  $U_{ВЫХ} = +12$  В при выходном токе до 100 мА. Пульсация выходного напряжения не превышала 20 мВ. При необходимости можно изменять уровень выходного напряжения резистором  $R5$  в цепи обратной связи стабилизатора.

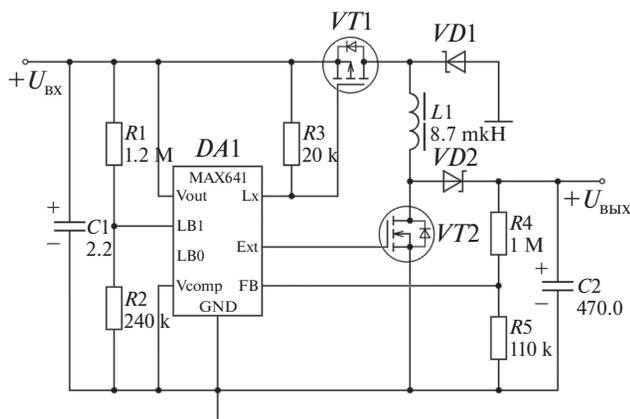


Рис. 3. Понижающе-повышающая схема DC/DC преобразователя на основе микросхемы MAX641.

### СИНХРОННЫЙ BUCK-BOOST КОНВЕРТОР

Второе дыхание топология конвертора с единственной индуктивностью получила в синхронном варианте (рис. 4), когда пассивные ключи на диодах (рис. 2) были заменены активными ключами.

чами  $SA1.2$  и  $SA2.2$ , что позволило уменьшить энергетические потери преобразования.

Процессы в синхронных понижающе-повышающих DC/DC преобразователях, как и в асинхронных, протекают в двух фазах. Токи  $i_{\phi 1}$  и  $i_{C2}$  в фазе накопления энергии в дросселе  $L1$  (когда ключи  $SA1.1$  и  $SA2.1$  замкнуты, а ключи  $SA1.2$  и  $SA2.2$  – разомкнуты) показаны сплошной линией, а токи  $i_{L1}$  и  $i_{C2}$ , определяющие ток  $i_{\phi 2}$  в фазе перекачки энергии, запасенной в дросселе  $L1$  (когда ключи  $SA1.1$  и  $SA2.1$  разомкнуты, а  $SA1.2$  и  $SA2.2$  – замкнуты) и конденсаторе  $C2$ , – пунктирной линией.

Можно добиться большей эффективности преобразования, если зафиксировать состояние двух ключей из четырех и переключать только два оставшихся. При этом в статическом режиме потери на ключах существенно снижаются. На разомкнутом ключе потери нулевые, а на замкнутом ключе – небольшие потери на малом сопротивлении канала (доли Ома) открытого транзистора. При этом коммутирующими ключами является всего лишь пара ключей, что еще более сокращает потери на коммутацию и повышает КПД.

При фиксированном положении пары ключей реализуется топология типового или повышающего, или понижающего преобразователя (рис. 4). Так если:

- ключ  $SA2.2$  замкнут, а  $SA2.1$  разомкнут, а коммутируются ключи  $SA1.1$  и  $SA1.2$ , то схема приобретает вид синхронного понижающего преобразователя;

- ключ  $SA1.1$  замкнут,  $SA1.2$  разомкнут, а коммутируются ключи  $SA2.1$  и  $SA2.2$ , то схема становится синхронным повышающим преобразователем.

Переключать режим преобразования можно с помощью компаратора, который сравнивает входное и выходное напряжения. Если входное напряжение преобразователя больше выходного, то конвертор переходит в режим понижающего преобразователя ( $SA2.2$  замкнут, а  $SA2.1$  разомкнут). Если же входное напряжение преобразователя меньше выходного, то конвертор переходит в режим повышающего преобразователя ( $SA1.1$  замкнут,  $SA1.2$  разомкнут). Переключения между повышающим и понижающим режимом происходят без пауз и с минимальными потерями на переходных процессах.

Компания Linear Technology анонсировала микросхему LTC3536, предназначенную для построения синхронного понижающе-повышающего преобразователя, обеспечивающего ток нагрузки до 1 А от литий-ионных или литий-полимерных и до 300 мА от никель-кадмиевых (NiCd) или никель-металлогидридных (NiMH) аккумуляторов [12]. Отличаясь широким диапазоном входного и выходного напряжений (от 1.8 до 5.5 В), преобразователь (рис. 5) поддерживает стабильность выход-

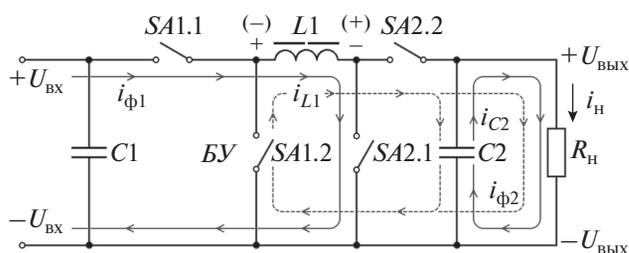


Рис. 4. Синхронный понижающе-повышающий DC/DC преобразователь.

ного напряжения на уровне 1% при входном напряжении ниже, выше или равном выходному. Благодаря реализованной топологии, широтно-импульсной модуляции и наличию одной индуктивности, преобразователь на микросхеме LTC3536 стабильно поддерживает преобразование в любых рабочих режимах. Область применения преобразователя в чувствительных к шумам приложениях, где необходимо стабилизировать напряжение питания даже в случаях падения напряжения батареи ниже выходного значения. Применение LTC3536 позволяет продлить время работы аккумулятора до 25% по сравнению с обычным понижающим преобразователем.

Частота переключения LTC3536 устанавливается пользователем в диапазоне от 300 кГц до 2 МГц и может быть синхронизирована с системным тактовым сигналом для обеспечения оптимального соотношения КПД/размеры внешних компонентов. Сочетание высокой стабильности выходного напряжения, равной 1%, низкого уровня шумов, минимальных размеров внешних компонентов и компактного корпуса DFN, размером  $3 \times 3$  мм, позволяет значительно уменьшить общую площадь схемы, что крайне востребовано в портативных радиочастотных и высокоточных измерительных приборах.

Встроенные силовые ключи – два  $n$ -канальных и два  $p$ -канальных MOSFET с сопротивлением открытого канала 0.06 Ом и 0.08 Ом, соответственно, обеспечивают КПД преобразователя до 95% при токах нагрузки до 1 А. LTC3536 содержит базовые сервисные функции и защиты: плавный запуск, защита от короткого замыкания, ограничение по току, отключение при перегреве.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ АСИНХРОННОГО BUCK-BOOST КОНВЕРТОРА

Анализ процессов и факторов, влияющих на эффективность работы преобразователя, проводился с использованием программы Electronics Workbench (EWB). В настоящее время накоплен значительный опыт и существует обширная литература по использованию EWB в разных областях

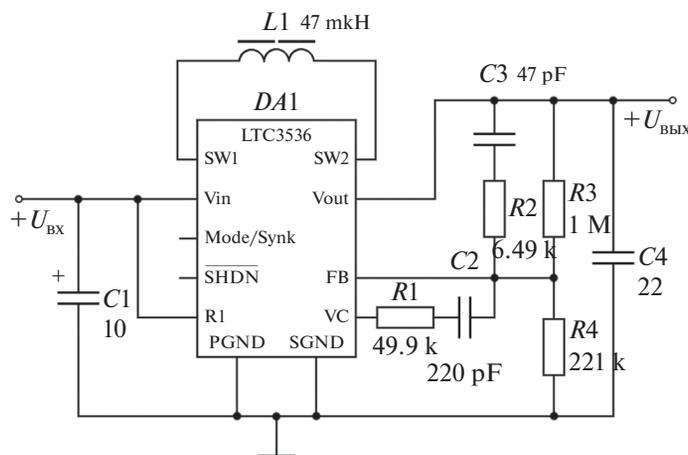


Рис. 5. Синхронный понижающе-повышающий преобразователь [12].

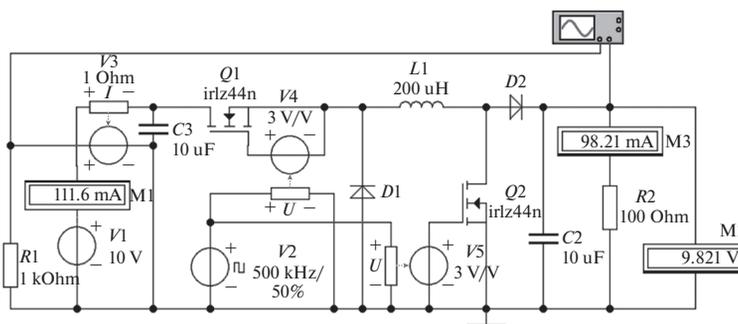


Рис. 6. Схема для моделирования асинхронного понижающе-повышающего преобразователя.

электроники [13–15]. В EWB имеется библиотека мощных *n*- и *p*-канальных MOSFET фирм International Rectifier и Zetex Semiconductors. Однако задача моделирования силовых устройств в среде EWB осложняется отсутствием в библиотеке элементной базы драйверов силовых ключей и стандартных контроллеров управления. Так же возникает определенная сложность вследствие закрытого в программе доступа к параметрам библиотечных моделей любых фирменных транзисторов. Проведено специальное исследование [16] достоверности моделей силовых транзисторов из библиотеки EWB в статическом и динамическом режимах и сопоставление их с соответствующими данными Datasheet.

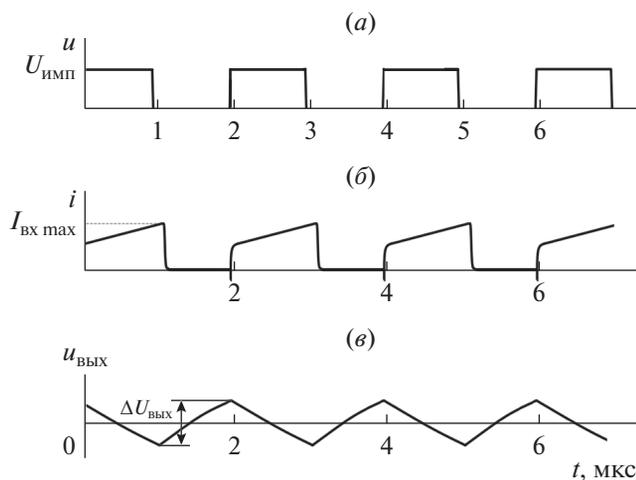
Для моделирования был выбран *n*-канальный MOSFET типа IRFZ44N из библиотеки Intrnl с сопротивлением канала в открытом состоянии  $r_{си} = 28$  мОм и напряжением сток-исток  $U_{си}$  до 60 В. Параметры библиотечной модели IRFZ44N при совместной работе с драйвером проверялись по методике, описанной в [16].

Схема для моделирования асинхронного понижающе-повышающего преобразователя с эле-

ментами контроля и управления приведена на рис. 6.

Активный ключ верхнего уровня, выполненный на транзисторе *Q1* (MOSFET), коммутирует ток входного источника питания *V1* с частотой тактовых импульсов, задаваемых генератором *V2*. Управляющее напряжение, подаваемое между затвором и истоком, гальванически развязано от цепи задающего генератора *V2* компонентом *V4* (Voltage-Controlled Voltage Source), выполняющим функцию драйвера ключа верхнего уровня.

Выходная секция преобразователя включает элементы *Q2*, *C2*, *D2* и нагружена на резистор *R2*. Управляющее напряжение на ключ *Q2* подается с помощью гальванически изолированного драйвера *V5*. Хотя в данном случае в гальванической изоляции необходимости нет, но использование драйвера *V5* оправдано для поддержания идентичности характеристик ключей. Оба драйвера обеспечивают усиление сигнала цифрового уровня (5 В) до напряжения 15 В, необходимого для полного открытия транзистора. Измерительными приборами *M2* и *M3* выполнялось измерение постоянных составляющих выходного напряже-



**Рис. 7.** Осциллограммы: (а) импульсы генератора  $V2$ ; (б) входной ток  $I_{\text{вх max}} = 120$  мА; (в) выходное напряжение (пульсация  $\Delta U_{\text{вых}} = 10$  мВ).

ния и тока нагрузки. Входной ток контролировался двумя способами. Постоянная составляющая входного тока измерялась амперметром  $M1$ . Для контроля формы входного тока (пульсаций) использовался преобразователь ток-напряжение  $V3$  (Current Controlled Voltage Source), обеспечивающий преобразование тока, протекающего через датчик тока в падение напряжения на резисторе  $R1$  относительно “земли”, пропорциональное измеряемому току, которое регистрировалось осциллографом. На рис. 7 приведены осциллограммы тока и напряжений иллюстрирующие работу конвертора с временной привязкой к тактовым импульсам генератора  $V2$ .

Амплитуда пульсаций входного тока  $I_{\text{вх max}}$  (рис. 7б) в значительной степени определяется током нагрузки вне зависимости от коэффициен-

та заполнения импульсов  $D$ . Уровень пульсаций выходного напряжения  $\Delta U_{\text{вых}}$  определяется параметрами выходного конденсатора  $C2$  и при емкости конденсатора фильтра  $C2 = 10$  мкФ составлял  $\Delta U_{\text{вых}} = 10$  мВ (рис. 7в).

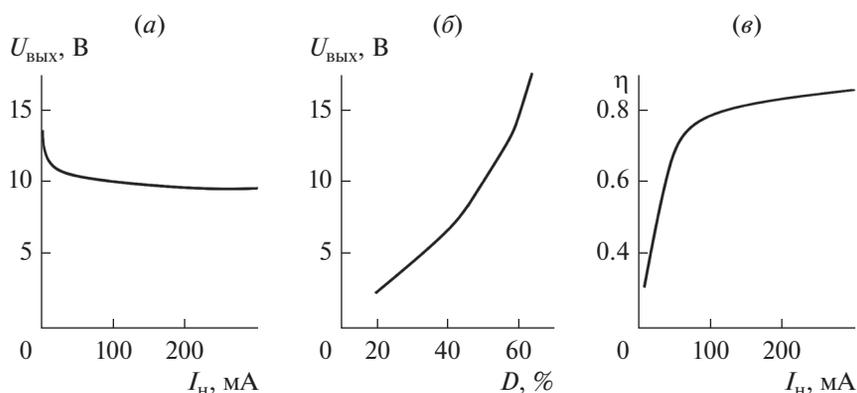
Нагрузочная характеристика, представляющая зависимость выходного напряжения  $U_{\text{вых}}$  от силы тока нагрузки  $I_{\text{н}}$ , показана на рис. 8а.

Видно, что при токах нагрузки  $I_{\text{н}}$  в диапазоне от 50 до 300 мА нагрузочная характеристика имеет падающий характер, соответствующий выходному (динамическому) сопротивлению преобразо-

$$R_i = \left| \frac{dU_{\text{вых}}}{dI_{\text{н}}} \right| \approx 5 \text{ Ом.}$$

Для моделирования регулировочной характеристики преобразователя (зависимости выходного напряжения от коэффициента заполнения импульсов  $D$ ), приведенной на рис. 8б, выполнялась вариация параметра Duty Cycle генератора импульсов  $V2$ . Результат моделирования соответствует с достаточной точностью выражению (3).

Зависимость КПД преобразователя от тока нагрузки, показанная на рис. 8в, демонстрирует достаточно высокий КПД (выше 0.8) при токах нагрузки больше 100 мА, но КПД быстро снижается при малых токах. Анализ показал, что потери преобразования в данной схеме, в первую очередь, связаны с потерями на диодах  $D1$  и  $D2$ , которые объясняются достаточно большим падением напряжения на открытом диоде ( $U_d = 0.2-0.7$  В), даже если используются диоды Шоттки. Причем напряжение  $U_d$  практически не зависит от тока через диод, вследствие чего доля потерь на диоде по сравнению с полезной мощностью в нагрузке растет с уменьшением тока, что и приводит к падению КПД при малых токах нагрузки.



**Рис. 8.** Характеристики асинхронного понижающе-повышающего преобразователя: (а) зависимость выходного напряжения от тока нагрузки; (б) зависимость выходного напряжения от коэффициента заполнения импульсов  $D$ ; (в) зависимость КПД от тока нагрузки.

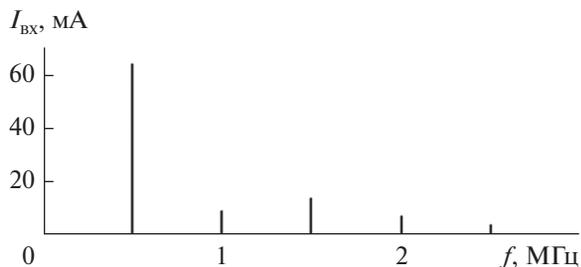


Рис. 9. Спектр шумов входного тока.

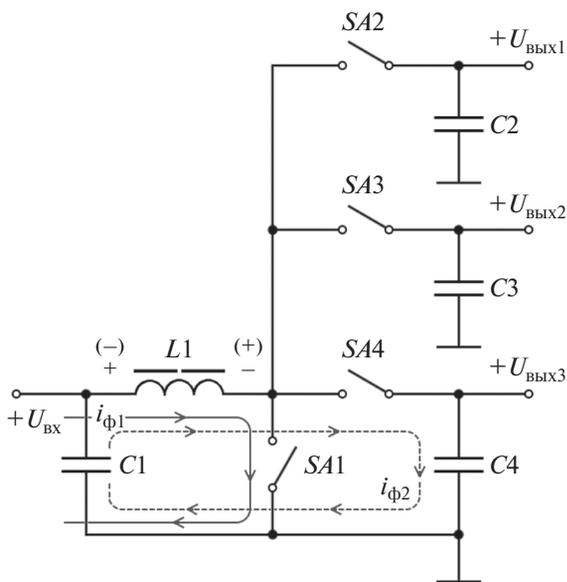


Рис. 10. Упрощенная схема трехканального понижающе-повышающего преобразователя с временным разделением процессов преобразования.

Спектр гармоник входного тока  $i_{вх}$ , полученный при моделировании в режиме AnalysisFourier, приведен на рис. 9. Результаты моделирования показали, основные шумы входного тока сосредоточены в первой гармонике на частоте коммутации  $f = 500$  кГц. Амплитуда первой гармоники пульсирующего входного тока  $I_{вх}$  составила 65 мА при постоянной составляющей входного тока 111 мА, контролируемой амперметром M1.

### МНОГОКАНАЛЬНЫЙ BUCK-BOOST КОНВЕРТОР

При проектировании многофункциональных портативных ультракомпактных микроэлектронных устройств, содержащих большое количество разнородных узлов в условиях ограниченного места размещения требуется гибкая многоканальная система батарейного питания с высоким КПД и ультрамалыми токами собственного потребления [17]. Решить данную задачу с помощью суще-

ствующих традиционных DC/DC преобразователей в большинстве случаев сложно. Интересное решение от Maxim Integrated состоит в использовании специализированных микросхем, реализующих технологию Single-Inductor Multiple-Output (SIMO), основанной на принципе временного разделения процессов преобразования в многоканальной системе электропитания, что приводит к тому, что единственный дроссель используется каждым каналом преобразователя по очереди [10].

Упрощенная схема SIMO преобразователя (рис. 10) построена по топологии трехканального понижающе-повышающего преобразователя. Единственный дроссель  $L1$  используется для накопления электромагнитной энергии, а затем ключами  $SA2$ ,  $SA3$  и  $SA4$  каждого канала энергия поочередно перекачивается на соответствующий выход  $+U_{вых1}$ ,  $+U_{вых2}$  и  $+U_{вых3}$ . При этом реализуется индивидуальная организация циклов накопления-перекачки энергии для каждого канала. В каждом цикле присутствует:

- фаза накопления электромагнитной энергии (в течение времени  $t_{вкл}$ ) в дросселе  $L1$ , когда ключ  $SA1$  замкнут, а ключи  $SA2$ ,  $SA3$  и  $SA4$  разомкнуты;
- фаза перекачки запасенной в дросселе  $L1$  энергии и энергии источника питания с напряжением  $U_{вх}$  на один из выходов (в течение времени  $t_{выкл}$ ), когда  $SA1$  – разомкнут, а замкнут один из ключей  $SA2$ ,  $SA3$  или  $SA4$  выходной секции.

Управление многоканальным конвертором осуществляется тем же методом, что и в традиционных одноканальных импульсных преобразователях, но с возможностью регулировки каждого из этапов преобразования в зависимости от текущих токов нагрузок, что позволило обеспечить стабилизацию выходных напряжений с минимальным уровнем пульсаций. Подобный алгоритм управления позволяет при необходимости отключить любую из питающих шин, а также гибко регулировать количество циклов преобразования для каждого канала в зависимости от выходного тока, вплоть до полной остановки всей силовой части в режиме легких нагрузок.

Принцип действия конвертора целесообразно проиллюстрировать временными диаграммами, приведенными на рис. 11.

В цикле преобразования на выход первого канала можно отметить:

- в фазе накопления энергии для первого канала (до момента времени  $t_1$ ) ключ  $SA1$  замкнут, а остальные ключи разомкнуты. Ток  $i_{L1}$ , протекающий по обмотке дросселя и который на рис. 10 обозначен  $i_{\phi1}$  и показан сплошной линией, протекающий через дроссель  $L1$ , нарастает по линей-

ному закону (рис. 11). В это время мгновенное выходное напряжение  $u_{\text{вых}1}$  первого канала формируется конденсатором  $C2$ , напряжение на котором экспоненциально уменьшается;

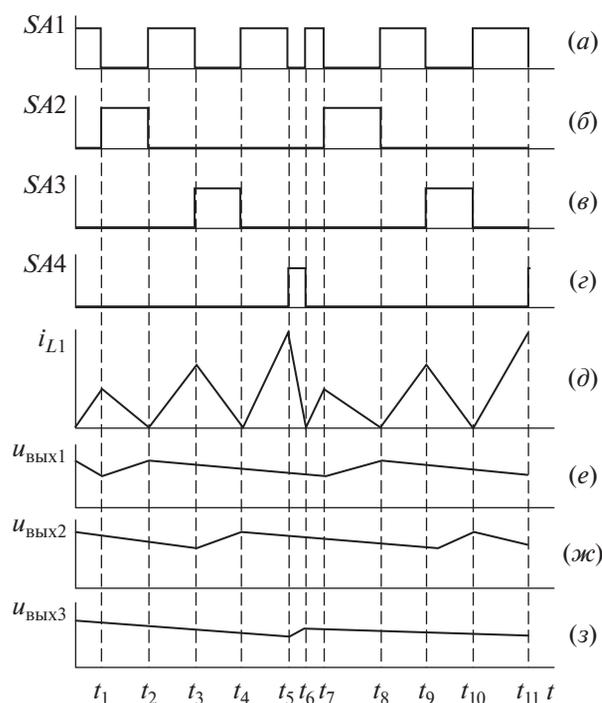
– в фазе перекачки энергии на выход первого канала (интервал времени от  $t_1$  до  $t_2$ ) ключ  $SA1$  разомкнут, а ключ  $SA2$  замкнут. Остальные ключи остаются разомкнутыми. Энергия, запасенная в дросселе  $L1$ , током  $i_{\phi 2}$  перекачивается в накопительный конденсатор  $C2$ , увеличивая мгновенное выходное напряжение  $u_{\text{вых}1}$  первого канала. Напряжения на остальных выходах поддерживаются зарядом соответствующих выходных накопительных конденсаторов.

В следующей фазе накопления энергии для второго канала (интервал времени от  $t_2$  до  $t_3$ ), опять ключ  $SA1$  замкнут, а остальные ключи разомкнуты. В дросселе  $L1$  линейно нарастающим током  $i_{\phi 1}$  запасается энергия. В фазе перекачки энергии на выход второго канала (интервал времени от  $t_3$  до  $t_4$ ), ключ  $SA1$  разомкнут и через замкнутый ключ  $SA3$  дроссель  $L1$  разряжается током  $i_{\phi 2}$ , заряжая накопительный конденсатор  $C3$  второго выхода. При этом мгновенное выходное напряжение  $u_{\text{вых}2}$  увеличивается.

В следующей фазе накопления энергии для третьего канала (интервал времени от  $t_4$  до  $t_5$ ), опять ключ  $SA1$  замкнут, а остальные ключи разомкнуты. В дросселе  $L1$  линейно нарастающим током  $i_{\phi 1}$  запасается энергия. В фазе перекачки энергии на выход третьего канала (интервал времени от  $t_5$  до  $t_6$ ), ключ  $SA1$  разомкнут и через замкнутый ключ  $SA4$  дроссель  $L1$  разряжается током  $i_{\phi 2}$  (на рис. 10 показан пунктирной линией), заряжая накопительный конденсатор  $C4$  третьего выхода. При этом мгновенное выходное напряжение  $u_{\text{вых}3}$  увеличивается.

Для обеспечения высоких КПД и удельной мощности используется метод управления по току с обеспечением граничного режима работы силовой части, когда токи через дроссель  $L1$  в первую  $i_{\phi 1}$  и во вторую  $i_{\phi 2}$  фазы уменьшаются до нуля (рис. 11), но не прерываются. При этом максимально эффективно используется энергетическая емкость дросселя и уменьшается объем магнитопровода дросселя. Кроме того, переключение силовых ключей при нулевом токе снижает динамические потери.

Многоканальные SIMO преобразователи сохраняют положительные свойства традиционных одноканальных импульсных схем. Например, высокий КПД независимо от количества каналов и соотношения входных и выходных напряжений, а также за счет использования единственного



**Рис. 11.** Временные диаграммы DC/DC преобразователей, построенных по технологии Single-Inductor-Multiple-Output: (а)–(е) – состояние ключей  $SA1$ ,  $SA2$ ,  $SA3$ ,  $SA4$ ; (д) – временная зависимость тока  $i_{L1}$ , протекающего по обмотке дросселя; (е)–(з) – временная зависимость мгновенного напряжения  $u_{\text{вых}1}$ ,  $u_{\text{вых}2}$ ,  $u_{\text{вых}3}$  на соответствующем выводе.

дросселя занимают значительно меньший объем внутри системы. К недостаткам SIMO преобразователей можно отнести необходимость использования выходных конденсаторов большой емкости, поскольку поступление энергии в них теперь происходит реже. Однако из-за того, что удельная энергетическая емкость конденсаторов намного больше, чем для индуктивных компонентов, то это не приводит к значительному увеличению объема, как в случае использования отдельных дросселей в каждом канале.

Необходимо обратить внимание и на еще одну специфическую особенность SIMO преобразователей: для исключения одновременной передачи накопленной в дросселе энергии сразу в несколько каналов, ключи, подключающие его к выходным конденсаторам, в выключенном состоянии не должны проводить ток в обоих направлениях. Это означает, что неуправляемые диоды, используемые в традиционных преобразователях, в этой части схемы SIMO преобразователей использовать нельзя, а при использовании MOSFET необходимо принимать меры для блокировки протекания тока через их паразитные антипараллельные диоды.

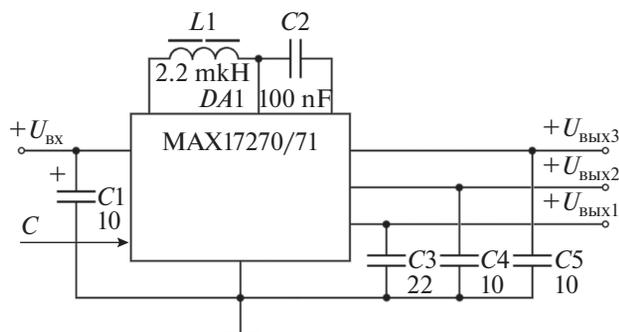


Рис. 12. Упрощенная схема включения конвертера MAX17270/71.

Выпускаемые компанией Maxim Integrated микросхемы MAX17270 и MAX17271, схема включения которых показана на рис. 12, являются трехканальными импульсными преобразователями, специально разработанными для компактных портативных приложений с батарейным питанием [18].

Понижающе-повышающая топология позволяет получать на выходе каждого из каналов напряжение как больше, так и меньше первичного напряжения аккумулятора батареи с КПД до 85%.

Интегральные микросхемы MAX17270/71 используют метод управления по току, когда единственный дроссель работает в граничном режиме. Максимальное значение силы тока через обмотку дросселя программируется для каждого канала индивидуально с входа управления *C* внешним резистором (MAX17270), либо через интерфейс I2C (MAX17271).

Характеристики микросхем MAX17270/71 похожи:

- трехканальная понижающе-повышающая схема с единственным дросселем;
- диапазон входного напряжения +2.7...+5.5 В;
- диапазон выходного напряжения каждого канала +0.8...+5.2 В;
- диапазон выходных токов каждого канала свыше 100 мА при условии, что рассеиваемая на микросхеме мощность не превышает 1.3 Вт (при температуре корпуса 150°С срабатывает защита от перегрева);
- крайне малый ток собственного потребления, составляющий 1.3 мкА при работе всех каналов и 330 нА в выключенном состоянии;
- высокое значение КПД, до 85%;
- возможность гибкой настройки выходного напряжения и максимального тока через обмотку дросселя с помощью внешних резисторов (MAX17270) или через интерфейс I2C (MAX17271);

– высокая надежность за счет встроенных защитных функций: плавного запуска, защиты от перегрузки по току и перегрева.

Микросхемы MAX17270/71 отличаются только методами управления. Силовая часть обеих микросхем состоит из основного силового узла (Main Power Stage) и трех синхронных выходных ключей (Synchronous Rectifier) на основе полевых транзисторов с узлами блокировки протекания тока через их антипараллельные диоды.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Неинвертирующий конвертор BUCK-BOOST с единственной индуктивностью эффективен в системах мобильных приборов с батарейным питанием. Он позволяет получать на выходе напряжение больше, меньше или равное входному напряжению. В синхронном и асинхронном вариантах может управляться контроллерами, выпускаемыми для типовых повышающих преобразователей [19].

Моделирование асинхронного понижающе-повышающего преобразователя подтвердило высокую эффективность преобразования энергии, низкий уровень пульсаций выходного напряжения (~10 мВ) на фоне значительной постоянной составляющей напряжения (~10 В). КПД составил ~90% и снижался при малых (менее 50 мА) токах нагрузки, что обусловлено, главным образом, потерями на диодах.

Основная шумовая компонента входного тока сосредоточена в первой гармонике спектра на частоте коммутации 500 кГц, что упрощает и удешевляет схему входного фильтра.

Топология понижающе-повышающего преобразователя BUCK-BOOST с одним дросселем эффективна для компактных устройств с батарейным питанием в архитектуре источника распределенного электропитания PoL и многоканальных SIMO преобразователей, обладающая высоким КПД (~80%) и позволяющая на (20–30)% увеличить время работы батареи.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Макаренко В.* Повышающие и понижающие DC/DC-преобразователи для портативной аппаратуры AnalogDevices // Электронные компоненты и системы. 2011. № 2.С. 36–41. [http://www.ekis.kiev.ua/UserFiles/Image/pdfArticles/BUCK-BOOST%20DC-DC-CONVERTERS%20Analog%20Devices\\_EKIS\\_2\\_2011-2.pdf](http://www.ekis.kiev.ua/UserFiles/Image/pdfArticles/BUCK-BOOST%20DC-DC-CONVERTERS%20Analog%20Devices_EKIS_2_2011-2.pdf)
2. *Keeping S.* The SEPIC Option for Battery-Power Management // Digi-Key Electronics. 2014-8-19. <https://www.digikey.gr/en/articles/the-sepic-option-for-battery-power-management>
3. *Slobodan Cuk.* A new zero-ripple switching DC-to-DC converter and integrated magnetics // IEEE Power

- Electronics Specialists Conference. 1980 Record. P. 12–32. <https://mp36c.ru/pdf/library/articles/PowerSupply/ru/cuk.pdf>
4. Рентюк В. Первый повышающе-понижающий DC/DC-преобразователь индустриального исполнения по технологии HotRod QFn от TI // Бюллетень TI. 4/2016. <https://www.scanti.com/ru/bulleten-texas-instruments/4-2016/146-pervyj-povyshayushche-ponizhayushchij-dc-dc-preobrazovatel-industrialnogo-ispolneniya-po-tehnologii-hotrod-qfn-ot-ti>
  5. *Norberto Sánchez-Dichi, Mohamed Ismail*. How a SIMO PMIC enhances power efficiency for wearable IoT designs // Maxim Integrated, APPLICATION NOTE 6628. 2014. P. 1–10. <https://www.compel.ru/wordpress/wp-content/uploads/2020/02/an6628.pdf>
  6. Синхронный комбинированный преобразователь // TexasInstruments, 16/12/2015. <https://www.compel.ru/lib/74349>
  7. Иоффе Д. Обзор микросхем для импульсных понижающе-повышающих преобразователей с одной индуктивностью // Компоненты и технологии. 2009. № 5. С. 77–80. [https://kit-e.ru/wp-content/uploads/2009\\_05\\_77.pdf](https://kit-e.ru/wp-content/uploads/2009_05_77.pdf)
  8. Руссу А. Один дроссель для всей системы: многоканальные преобразователи Maxim с технологиями SIMO и nanoPower // Компэл. 2020. <https://www.compel.ru/lib/134595>
  9. Битюков В.К., Симачков Д.С., Бабенко В.П. Источники вторичного электропитания. 3-е изд., перераб. и доп. М.: Инфра-Инженерия. 2019, 376 с.
  10. Руссу А. DC/DC-преобразователи: принципы работы и уникальные решения Maxim Integrated// Compel, 17/12/2019. <https://www.compel.ru/lib/134297>
  11. Комбинированные (понижающие/повышающие) схемы // Портал студенческих и научных материалов, 2017–2021 гг. [https://ozlib.com/812129/tehnika/kombinirovannye\\_ponizhayushchieповыshayushchie\\_shemy](https://ozlib.com/812129/tehnika/kombinirovannye_ponizhayushchieповыshayushchie_shemy)
  12. Datasheet LTC3536. <http://catalog.gaw.ru/index.php?page=document&id=39360>
  13. Бабенко В.П., Битюков В.К., Симачков Д.С. Схематехническое моделирование DC/DC-преобразователей // Информационно-измерительные и управляющие системы. 2016. Т. 14. № 11. С. 69–82.
  14. Бабенко В.П., Битюков В.К., Симачков Д.С. Схематехническое моделирование устройства контроля положения привода в пространстве // Электромагнитные волны и электронные системы. 2016. Т. 21. № 4. С. 11–19.
  15. Бабенко В.П., Битюков В.К., Кузнецов В.В., Симачков Д.С. Моделирование статических и динамических потерь в MOSFET-ключках // Российский технологический журн. 2018. Т. 6. № 1. С. 20–39.
  16. Бабенко В.П., Битюков В.К. Имитационное моделирование процессов переключения силовых полевых транзисторов в программе ElectronicsWorkbench // Радиотехника и электроника. 2019. Т. 64. № 2. С. 199–205.
  17. Золотников А. Выбор SIMO PMIC-преобразователя для проекта портативного устройства // Maxim Integrated. 27.04.2020. <https://www.terraelectronica.ru/news/6551>
  18. MAX17270 – преобразователь Nano Power SIMO PMIC для IoT с ультранизким потреблением // Maxim Integrated, 15/01/2020. [https://www.compel.ru/lib/134633?utm\\_source=compel.ru&utm\\_medium=referral&utm\\_campaign=max\\_nanopower&utm\\_content=20200206&utm\\_term=max17270](https://www.compel.ru/lib/134633?utm_source=compel.ru&utm_medium=referral&utm_campaign=max_nanopower&utm_content=20200206&utm_term=max17270)
  19. Бабенко В.П., Битюков В.К. Топология безындуктивных DC/DC преобразователей с гальваническим разделением цепей // Российский технологический журн. 2021. Т. 9. № 2. С. 66–77. <https://doi.org/10.32362/2500-316X-2021-9-2-66-77>

УДК 004.415.2:621.3.049.771.14:519.17

## ТЕОРЕТИКО-МНОЖЕСТВЕННЫЙ ПОДХОД К ПРЕДСТАВЛЕНИЮ ЭТАПА ТРАССИРОВКИ В МАРШРУТЕ ПРОЕКТИРОВАНИЯ В БАЗИСЕ ГЕТЕРОГЕННЫХ ПЛИС И РЕКОНФИГУРИРУЕМЫХ СнК

© 2022 г. В. И. Эннс<sup>а, \*</sup>, С. В. Гаврилов<sup>б, \*\*</sup>, М. А. Заплетина<sup>б, \*\*\*</sup>

<sup>а</sup>Научно-исследовательский институт молекулярной электроники (АО «НИИМЭ»),  
1-ый Западный проезд, д. 12, стр. 1, Зеленоград, Москва, 124460 Россия

<sup>б</sup>Институт проблем проектирования в микроэлектронике Российской АН (ИППМ РАН),  
ул. Советская, д. 3, Зеленоград, Москва, 124365 Россия

\*E-mail: [venns@niime.ru](mailto:venns@niime.ru)

\*\*E-mail: [s.g@ippm.ru](mailto:s.g@ippm.ru)

\*\*\*E-mail: [zapletina\\_m@ippm.ru](mailto:zapletina_m@ippm.ru)

Поступила в редакцию 27.05.2021 г.

После доработки 08.06.2021 г.

Принята к публикации 15.06.2021 г.

Представлен математический аппарат на основе теоретико-множественного подхода, позволяющий обеспечить оперативную настройку программных средств трассировки в рамках маршрута проектирования пользовательских схем в базисе гетерогенных программируемых логических интегральных схем и реконфигурируемых систем на кристалле. Разнообразие и сменяемость технологических и конструкторских решений, многообразие форм и способов программирования трассировочных ресурсов для реализации цепей коммутаций пользовательского проекта влекут за собой необходимость обеспечения быстрой настройки САПР на возможные изменения в архитектуре базового кристалла. С учетом этого требования, посредством приведенного математического аппарата в статье дано обобщенное описание трассировочных ресурсов гетерогенной ПЛИС и реконфигурируемой СнК, формализована задача трассировки цепей пользовательских проектных схем. Приведенные формальные описания также могут быть использованы при анализе пространства архитектурных решений в рамках маршрута проектирования проблемно-ориентированных гетерогенных ПЛИС и реконфигурируемых СнК.

*Ключевые слова:* трассировка, ПЛИС, СнК, проблемно-ориентированные ИС, теория графов, трассировочные ресурсы

DOI: 10.31857/S0544126922010069

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Стандартные методы проектирования в базисе ПЛИС и реконфигурируемых систем на кристалле предполагают использование унифицированных трассировочных элементов, таких, как проходные ключи или ключи с буферами на выходе. Наличие в гетерогенных схемах сложно-функциональных блоков, блоков памяти, блоков логических элементов и др. приводит к необходимости применения различных вариантов трассировочных ресурсов, включающих, наряду с проходными ключами и буферами, более сложные элементы, реализующие логические функции инвертора, мультиплексора, буфера с третьим состоянием и пр. Это приводит к размыванию границы между этапами логического синтеза и топологического синтеза в классическом понимании этих задач. В этом случае этап топологического синтеза вклю-

чает по необходимости решение задач логического ресинтеза [1] на этапе трассировки или после него, что требует разработки новых математических моделей и новой формализации задачи трассировки с элементами логического ресинтеза.

Разработка архитектуры проблемно-ориентированных гетерогенных программируемых логических интегральных схем и реконфигурируемых систем на кристалле представляет собой актуальную сложную задачу, решать которую нужно при условии жестких технологических ограничений и экономических требований [2–5]. Методам и моделям, используемым в процессе создания новых архитектур, посвящен ряд научных исследований [6–9]. В подходе, используемом в данной работе, при поиске архитектуры проблемно-ориентированных кристаллов ПЛИС и реконфигурируемых СнК предполагается учитывать конкретные зада-

чи и специфику целевого потребителя путем внедрения специального этапа программного прототипирования.

Программное прототипирование представляет собой новый этап в маршруте проектирования гетерогенных программируемых логических интегральных схем и реконфигурируемых систем на кристалле. Этот этап позволяет использовать набор типичных пользовательских проектных схем в качестве основы для определения базовых параметров архитектуры кристаллов от производителя. Реализация этого этапа на основе имеющихся программных средств проектирования на ПЛИС становится мотивацией для исследования и разработки новых математических моделей, методов и средств для автоматической настройки САПР на изменения архитектуры проектируемого базового кристалла с учетом потребностей конечного пользователя.

В данной статье представлен математический аппарат, основывающийся на теоретико-множественном подходе к обобщенному описанию пользовательского проекта и самого базового кристалла. В рамках введенных формальных обозначений поставлена задача трассировки в составе маршрута топологического проектирования в базисе гетерогенных ПЛИС и реконфигурируемых СнК. Приведенная математическая модель трассировочных ресурсов базового кристалла позволяет учесть широкий спектр способов программирования коммутационных элементов, а также разнообразие выполняемых ими логических функций. Кроме того, приведенное формальное описание коммутационных ресурсов базового кристалла и самой процедуры трассировки может быть использовано в рамках этапа программного прототипирования при анализе пространства архитектурных решений проблемно-ориентированных гетерогенных ПЛИС и реконфигурируемых СнК.

Далее, приведены основные обозначения и термины обобщенного описания базового проекта реконфигурируемой или программируемой гетерогенной системы и пользовательских проектируемых схем от конечного заказчика, функциональность которых требуется запрограммировать в кристалле от производителя. Предложено формальное описание коммутационных ресурсов базового кристалла, выполнена постановка задачи трассировки пользовательской схемы. Рассмотрены некоторые аспекты определения трассируемости пользовательских схем в базисе гетерогенной ПЛИС или реконфигурируемой СнК.

## 2. ОСНОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ И ТЕРМИНОЛОГИЯ ДЛЯ ОПИСАНИЯ БАЗОВОГО КРИСТАЛЛА И ПРОЕКТНОЙ СХЕМЫ

Обобщенное иерархическое описание проекта (как базового кристалла, так и пользовательской схемы) можно определить как триплет  $\Pi = (S, L, s_m)$ , где  $S = \{s_i, i = 1, \dots, |S|\}$  – множество схем в иерархическом описании проекта;  $L \subset S$  – базис или подмножество базисных библиотечных подсхем для текущего уровня (или этапа) проектирования;  $s_m \in S, s_m \notin L$  – главная схема или схема верхнего уровня.

Каждое из схемных описаний в иерархии проекта можно определить кортежем длины 5:

$$\forall s \in S: s = (\mu(s), E(s), N(s), P(s), C(s)),$$

где  $\mu(s)$  – уникальное имя схемы (строка символов);  $E(s) = \{e_i, i = 1, \dots, |E(s)|\}$  – множество элементов в схеме;  $N(s) = \{n_i, i = 1, \dots, |N(s)|\}$  – множество цепей (электрических узлов) в схеме;  $P(s) = \{p_i, i = 1, \dots, |P(s)|\}$  – множество внешних выводов схемы;  $C(s) = \{c_i, i = 1, \dots, |C(s)|\}$  – множество соединений (коммутаций) схемы.

Множество элементов схемы может быть представлено как:

$$\forall e \in E(s): e = (\mu(e), m(e), P(e)),$$

где  $\mu(e)$  – уникальное имя элемента (строка символов);  $m(e) \in S$  – модель элемента, представленная в иерархическом описании схемой более низкого уровня иерархии;  $P(e) = \{p_i, i = 1, \dots, |P(e)|\}$  – множество выводов элемента, совпадающее по составу с множеством внешних выводов модели, связанных с ним взаимно-однозначным соответствием

$$P(e) \leftrightarrow P(m(e)), \quad |P(e)| = |P(m(e))|.$$

Множество внешних выводов схемы описывается следующим образом:

$$\forall p \in P(s): p = (\mu(p), \tau(p)),$$

где  $\mu(p)$  – уникальное имя вывода;  $\tau(p) \in \{\tau_{inp}, \tau_{out}, \tau_{bi}\}$  – тип вывода: вход, выход или двунаправленный.

Множество цепей схемы характеризуется именем  $\forall n \in N(s): \mu(n)$  и соответствующим цепи набором соединений  $C(s)$ , определяемым как подмножество пар:

$$C(s) = \left\{ (p, n): p \in \left( \bigcup_{i=1, \dots, |E(s)|} P(e_i) \cup P(s) \right), n \in N(s) \right\}.$$

Для любого контакта цепь единственная или не существует вовсе, таким образом, множество соединений в схеме определяется как однозначное отображение:

$$C^*(s) = \left\{ \left( \bigcup_{i=1, \dots, |E(s)|} P(e_i) \cup P(s) \right) \rightarrow (N(s) \cup \emptyset) \right\}.$$

При этом обратное отображение определяет собственно список соединений конкретной цепи и не может быть однозначным — количество со-

единений у каждой цепи должно быть не менее двух, в противном случае цепь будет считаться ошибочной или ложной:

$$C^{*-1}(s) = \left\{ N(s) \rightarrow \left( \bigcup_{i=1, \dots, |E(s)|} P(e_i) \cup P(s) \right) \right\}.$$

$$\forall n \in N(s): \left| \{(p, n): (p, n) \in C(s)\} \right| \geq 2.$$

Как правило, внешний вывод может быть у цепи только один:

$$\forall n \in N(s): \left| \{(p, n): (p, n) \in C(s) \wedge p \in P(s)\} \right| \leq 1.$$

Для текущего этапа проектирования подсхемы базисного библиотечного уровня не содержат внутренних данных и представляют собой “черные ящики”:

$$\forall s \in L: E(s) = \emptyset, N(s) = \emptyset, C(s) = \emptyset.$$

В этом случае моделирование подсхем нижнего уровня выполняется на основе встроенных моделей, и само описание “черных ящиков” может быть скрыто от внешнего пользователя. Например, на схемотехническом уровне проектирования к базисному библиотечному уровню относятся транзисторы, емкости, сопротивления, индуктивности и др.

В библиотеке  $L$  базового проекта следует выделить логические элементы  $L_{LE}$ , периферийные элементы ввода-вывода  $L_{IO}$ , сложно-функциональные макроблоки  $L_M$ , трассировочные элементы  $L_{Ro}$  и иные вспомогательные элементы

$L_{BB}$ , не содержащие в своем составе элементов перечисленных типов  $L_{LE}$ ,  $L_{IO}$ ,  $L_M$ ,  $L_{Ro}$ , выполняющие вспомогательные функции (например, для программирования памяти), не связанные с непосредственным отображением элементов пользовательской проектируемой схемы:

$$L = L_{LE} \cup L_{IO} \cup L_M \cup L_{Ro} \cup L_{BB}.$$

Иерархическое описание проекта может быть преобразовано в соответствующее ему “плоское” представление путем рекурсивной процедуры раскрытия. Для заданного проекта  $\Pi = (S, L, s_m)$  в “плоском” представлении целесообразно сохранить только те подсхемы, которые фактически применялись в главной схеме  $s_m$ . Обозначим через  $\varphi(s, s_i)$  логическую функцию, определенную на Декартовом произведении  $S \times S$ , принимающую значение 1 тогда и только тогда, когда  $s$  фактически используется в  $s_i$ :

$$\varphi: S \times S \rightarrow \mathcal{B}; \quad \mathcal{B} = \{0, 1\};$$

$$\varphi(s, s_i) = \left( (s = s_i) \vee \left( \bigvee_{e \in E(s_i)} \varphi(s, m(e)) \right) \right),$$

т.е.

$$\varphi(s, s_i) = 1, \quad \text{если } (s = s_i) \text{ или } \exists e \in E(s_i): \varphi(s, m(e)) = 1.$$

Таким образом, для заданного  $\Pi = (S, L, s_m)$  проекта “плоское”  $\Pi_f(\Pi) = (S_f, L_f, s_f)$  представление можно построить по следующим правилам:

$$L_f = \{s: (s \in L) \wedge \varphi(s, s_m)\};$$

$$S_f = \{s_f \cup L_f\};$$

$$s_f = (\mu(s_f), E(s_f), N(s_f), P(s_f), C(s_f)), \quad \text{где } \mu(s_f) = \mu(s_m) \text{ и } P(s_f) \leftrightarrow P(s_m).$$

Имена элементов  $\mu(e)$ ,  $e \in E(s_f)$  и имена цепей  $\mu(n)$ ,  $n \in N(s_f)$  в “плоском” представлении должны быть уникальными и содержать информацию об именах элементов более высоких уровней иерархии, в состав которых входили подсхемы, содержащие рассматриваемый элемент, до раскрытия иерархии. Это достигается, например, за счет конкатенации имен элементов иерархии с использованием уникального разделителя.

### 3. ТЕОРЕТИКО-ГРАФОВАЯ МОДЕЛЬ ОПИСАНИЯ КОММУТАЦИОННЫХ РЕСУРСОВ ГЕТЕРОГЕННОЙ ПРОГРАММИРУЕМОЙ ИС

В соответствии с введенной терминологией для отображения цепей и коммутаций пользовательского проекта применяются элементы подсхем базового проекта  $e: m(e) \in L_{Ro}$ . Как и схемы библиотечного

уровня  $s \in L_{LE} \cup L_{IO} \cup L_M = L \setminus \{L_{BB} \cup L_{Ro}\}$ , элементы трассировки могут программироваться. Принципиальное отличие состоит в том, что библиотечные элементы могут быть запрограммированы и характеризованы однократно для различных вариантов пользовательских схем. В то же время трассировочные элементы программируются индивидуально под конкретный набор коммутаций пользовательского проекта:

$$C^{*-1}(s_{mu}) = \left\{ N(s_{mu}) \rightarrow \left( \bigcup_{i=1, \dots, |E(s_{mu})|} P(e_i) \right) \right\},$$

$$\forall n \in N(s_{mu}): |\{(p, n): (p, n) \in C(s_{mu})\}| \geq 2.$$

Предполагается, что к началу процедуры трассировки решена задача размещения, т.е. установлено отображение, в котором каждому элементу

пользовательской схемы поставлен в соответствие элемент базового проекта (кристалла от производителя):

$$E(s_{mu}) \rightarrow \{e: e \in E(s_f), m(e) \in \{L_{LE} \cup L_M \cup L_{IO}\}\}.$$

При этом элементы  $s_u \in L_u$ ,  $s_u = (\mu(s_u), \emptyset, \emptyset, P(s_u), \emptyset)$  пользовательской библиотеки  $L_u$  проекта  $\Pi_u = (S_u, L_u, s_{mu})$  реализованы путем установки следующих соответствий для выводов библиотечных схем базового кристалла  $P(s) = \{p_i, i = 1, \dots, |P(s)|\}$ ,  $s \in L_{LE} \cup L_{IO} \cup L_M$ ,

$$P_r(s) \rightarrow P(s_u) \cup \{P_0, P_1, P_z\},$$

где  $P_0, P_1, P_z$  – условные обозначения вводов, предполагающие внешние соединения с узлом земли, питания или висячим узлом, соответственно. При этом обратное отображение

$P(s_u) \rightarrow P_r(s)$  не обязательно однозначно и может отражать различные варианты внешних подключений.

Следовательно, не только каждому элементу пользовательской схемы поставлен в соответствие элемент базового проекта, но и каждому контакту (выводу) библиотечного элемента пользовательского проекта поставлены в соответствие контакты  $P(e_i)$  библиотечных элементов базового проекта  $e_i \in E(s_f)$ , и, следовательно, узлы базового проекта:

$$C^{*-1}(s_{mu}) = \left\{ N(s_{mu}) \rightarrow \left( \bigcup_{i=1, \dots, |E(s_f)|} P(e_i) \right) \right\}.$$

Таким образом, задача трассировки для реализации пользовательского проекта сводится к программированию проводящих путей, состоящих из трассировочных элементов, между выводами элементов и узлами базового проекта.

По аналогии со схемами библиотечного уровня, множество внешних выводов трассировочных элементов  $P(s) = \{p_i, i = 1, \dots, |P(s)|\}$ ,  $s \in L_{Ro}$  можно разделить на два независимых подмножества по функциональному назначению:  $P(s) = P_r(s) \cup P_m(s)$ , где  $P_r(s)$  – подмножество сигнальных или трассировочных выводов для со-

единения трассировочных элементов между собой и с выводами библиотечных элементов базового проекта;  $P_m(s)$  – подмножество программируемых выводов для управления проводимостью трассировочных элементов путем назначения логических элементов программируемой памяти:  $P_m(s) \rightarrow \mathcal{B}^{|P_m(s)|}$ ,  $\mathcal{B} = \{0, 1\}$ . Кроме того, среди сигнальных или трассировочных выводов  $p \in P_r(s)$  следует различать выводы по направлению распространения сигнала:  $\tau(p) \in \{\tau_{inp}, \tau_{out}, \tau_{bi}\}$  – вход, выход или двунаправленный.

Введем следующие обозначения:

пусть  $v(p)$ ,  $p \in P_r(s) \cup P_m(s)$  – логическое значение на выводе  $p$ , т.е.  $v: P(s) \rightarrow \mathcal{B}$ ,  $\mathcal{B} = \{0, 1\}$ ;

$c_i = v(p)$ ,  $p \in P_m(s)$  – логическое значение управляющего сигнала;

$y_i = v(p)$ ,  $p \in P_r(s)$ ,  $\tau(p) \in \{\tau_{out}, \tau_{bi}\}$  – логическое значение входа;

$x_i = v(p)$ ,  $p \in P_r(s)$ ,  $\tau(p) \in \{\tau_{inp}, \tau_{bi}\}$  – логическое значение входа;

$\phi(c_i)$  – логическая функция управления открыванием трассировочного элемента, принимающая значение 1 для открытого состояния, 0 – для закрытого;

$\chi(x_i)$  – не константная логическая функция выхода в терминах входа для открытого состояния трассировочного элемента (в унарном варианте это инверсия или эквивалентность);

$\rho_i(c_i, y_i, x_i): \mathcal{B} \times \mathcal{B} \times \mathcal{B} \rightarrow \mathcal{B}$ ,  $\mathcal{B} = \{0, 1\}$  – характеристическая функция проводимости от  $x_i$  к  $y_i$ , принимающая значение 1 при корректных значениях и 0 в противном случае.

Корректными трассировочными элементами будем считать те, для которых совокупность характеристических функций проводимости может быть определена в импликативной форме (в форме конъюнкции импликаций) в следующем виде:

$$\rho(c, y, x) \equiv \bigwedge_i \rho_i(c_i, y_i, x_i) \equiv \bigwedge_i (\phi_i(c_i) \Rightarrow (y_i = \chi_i(x_i))),$$

где  $\Rightarrow$  – символ операции импликации.

Среди различных вариантов корректных трассировочных элементов можно выделить следующие:

– проходной ключ:  $\rho(g, s, d) \equiv \rho(g, d, s) \equiv (g \Rightarrow s = d)$ ;

– буфер:  $\rho(\emptyset, y, x) \equiv (1 \Rightarrow y = x)$ ;

– инвертор:  $\rho(\emptyset, y, x) \equiv (1 \Rightarrow y = \sim x)$ ;

– мультиплексор без инверсии:

$$\rho(c, y, x) \equiv (\sim c \Rightarrow y = x_1) \wedge (c \Rightarrow y = x_2), \quad x = (x_1, x_2)^T;$$

– мультиплексор с инверсией:

$$\rho(c, y, x) \equiv (\sim c \Rightarrow y = \sim x_1) \wedge (c \Rightarrow y = \sim x_2), \quad x = (x_1, x_2)^T;$$

– буфер с третьим состоянием:  $\rho(c, y, x) \equiv (c \Rightarrow y = \sim x)$ ;

– резистор:  $\rho(\emptyset, m, p) \equiv \rho(\emptyset, p, m) \equiv (1 \Rightarrow p = m)$ .

Совокупность корректных трассировочных элементов базового проекта  $\Pi_f(\Pi) = (S_f, L_f, s_f)$ ,  $s_f = (\mu(s_f), E(s_f), N(s_f), P(s_f), C(s_f))$  может быть преобразована в трассировочный смешанный граф или ориентированный граф (с преобразованием каждого из двунаправленных ребер в пару дуг противоположного направления)

$G_{Ro}(\Pi) = (V_{Ro}, A_{Ro})$  по правилам, представленным далее.

Множество вершин  $V_{Ro}$  графа  $G_{Ro}(\Pi)$  взаимно однозначно соответствует подмножеству таких и только таких узлов  $n \in N(s_f)$ , для которых существует хотя бы одно соединение с элементом из подмножества трассировочных элементов:

$$\begin{aligned} \{n: n \in N(s_f) \wedge ((\exists e \in E(s_f): m(e) \in L_{Ro}) \wedge (\exists p \in P(e): (p, n) \in C(s_f))), \\ \Leftrightarrow \{v(n): v(n) \in V_{Ro}\}. \end{aligned}$$

В качестве замечания необходимо отметить: предполагается, что в конструкции кристалла отсутствуют такие варианты, когда выводы логических элементов, макроблоков или периферийных элементов соединены друг с другом напрямую без трассировочных элементов.

Множество дуг графа  $G_{Ro}(\Pi)$  формируется из импликативных форм характеристических функций проводимости трассировочных элементов  $(\phi_i(c_i) \Rightarrow (y_i = \chi_i(x_i)))$ . Для каждой пары  $(y_i = \chi_i(x_i))$  создается новая дуга  $a_{xy} = (v(x), v(y))$  между вершинами, соответствующими узлам  $x \in N(s_f)$ ,

$y \in N(s_f)$ , имеющим соединения с соответствующими выводами трассировочных элементов. При этом дуги  $a_{xy} = (v(x), v(y))$  наследуют следующие характеристики трассировочного элемента:

$\phi(a_{xy})$  – логическую функцию управления открыванием трассировочного элемента, принимающую значение 1 для открытого состояния дуги  $a_{xy} = (v(x), v(y))$ , 0 – для закрытого;

$\chi(a_{xy})$  – логическую функцию состояния вершины, для которой дуга  $a_{xy}$  трассировочного графа

является входящей, заданную в терминах состояния вершин, для которых дуга  $a_{xy}$  графа является исходящей, при открытом состоянии трассировочного элемента.

Таким образом, задача трассировки для реализации пользовательского проекта сводится к нахождению путей в трассировочном графе  $G_{Ro}(\Pi) = (V_{Ro}, A_{Ro})$ , соединяющих его вершины в соответствии с набором коммутаций узлов пользовательской схемы  $n \in N(s_{mu})$ :

$$C^{*-1}(s_{mu}) = \left\{ N(s_{mu}) \rightarrow \left( \bigcup_{i=1, \dots, |E(s_f)|} P(e_i) \right) \right\}.$$

При этом направление искомых путей пространства сигнала определяется типом выводов коммутируемых элементов: от выходов  $p_x \in P(e_i), \tau(p_x) \in \{\tau_{out}, \tau_{bi}\}$  к входам  $p_y \in P(e_i), \tau(p_y) \in \{\tau_{inp}, \tau_{bi}\}$ .

Предположим, что  $\tau = \{v_0, v_1, \dots, v_n\}$ ,  $v_i \in V_{Ro}$  – один из таких путей (маршрутов) с дугами  $a_i = (v_i, v_{i+1}), i = 0, 1, \dots, (n-1), a_i \in A_{Ro}$ , тогда:

$\phi(\tau) = \bigwedge_{i=0}^{n-1} \phi_i(a_i)$  – логическая функция управления открыванием трассировочного пути, определяющая назначение соответствующих элементов программируемой памяти, а

$\chi(\tau) = \chi_{n-1} \circ \chi_{n-2} \circ \dots \circ \chi_0 = \chi_{n-1}(\chi_{n-2}(\dots(\chi_0(v_0))))$  – логическая функция состояния концевой вершины пути – композиция (суперпозиция) соответствующих функций передачи сигнала для последовательности дуг.

В унарном варианте не константная логическая функция выхода в терминах входа – это отрицание (инверсия) или эквивалентность. В этом случае конечное значение  $\chi(\tau)$  определяется подсчетом четности инверсных элементов в пути. При этом результирующая функция – отрицание при нечетном количестве отрицаний в пути и эквивалентность – при четном. Само по себе изменение логической функции пути с эквивалентности на любую другую требует переопределения (ресинтеза) логического элемента, соединенного с узлом схемы, соответствующим конечной вершине пути  $v_n$  по результатам трассировки.

Представленная модель описания коммутационных ресурсов и формализация задачи трассировки в рамках маршрута проектирования в базе гетерогенных ПЛИС и реконфигурируемых СнК позволяет учесть широкий спектр способов программирования коммутационных элементов,

а также разнообразие выполняемых ими логических функций.

#### 4. ОЦЕНКА ТРАССИРУЕМОСТИ ПОЛЬЗОВАТЕЛЬСКОЙ СХЕМЫ В БАЗИСЕ ГЕТЕРОГЕННОЙ ПЛИС ИЛИ РЕКОНФИГУРИРУЕМОЙ СнК

В рамках программного прототипирования, наряду со стандартным контролем параметров пользовательской схемы по отношению к параметрам базового кристалла, решается обратная задача, заключающаяся в определении значений ключевых параметров архитектуры базового кристалла, необходимых для эффективной реализации заданного набора пользовательских схем. В этом случае этап трассировки предназначен для определения степени разводимости набора пользовательских схем в базе прототипа разрабатываемого базового кристалла и формирования ограничений на его трассировочные ресурсы.

Основополагающей идеей программного прототипирования является анализ наборов пользовательских схем для определения требований и спецификаций разрабатываемого базового кристалла. Для задачи анализа пользовательских схем посредством автоматически настроенного САПР поле ПЛИС может быть представлено двумя способами: упрощенно в виде плоской матрицы логических элементов заранее определенного вида (например, 4-входовой LUT-элемент, реализующий таблицу истинности, с триггером); в виде двухуровневого блочного представления. Как правило, потенциал двухуровневого представления наилучшим образом раскрывается для описания островного типа архитектуры. В этом случае верхний уровень архитектуры кристалла может быть представлен в виде матрицы блоков LAB [10] логических элементов.

Среди характеристик пользовательских схем и базового кристалла от производителя можно выделить такие, соотношение между которыми наиболее существенным образом влияет на течение и исход процедуры трассировки. Характеристики пользовательских схем, как правило, рассчитываются динамически на этапах размещения, глобальной трассировки (в случае островной архитектуры целевого кристалла) или в процессе окончательной трассировки.

Перечислим основные характеристики пользовательских схем:

- требуемое количество элементарных (одно-разрядных) связей между двумя логическими элементами или кластерами элементов (при превышении требуемого числа связей над фактически имеющимися в базовом кристалле в  $N$  раз, оценка трассируемости такой схемы будет различаться [16]), а также требуемая пропускная способность [11] канала (или переключательной коробки), требуемая связность переключательной коробки с каналами в маршруте для островной архитектуры;
- требуемая пропускная способность сечения по вертикали для заданного  $X$ , требуемая пропускная способность сечения по горизонтали для заданного  $Y$  (соответствующая характеристика базового кристалла – *фактическая* пропускная

способность вертикальных и горизонтальных сечений);

– ограничение на задержку критического пути (частоту работы устройства);

– степень ветвления цепей пользовательской схемы (может быть использована для быстрой сортировки списка проектных соединений [12]);

– степень перегруженности отдельных трассировочных элементов, а также каналов для островной архитектуры, возникающая в процессе трассировки пользовательской схемы на каждом из этапов трассировки [13, 14], или как предварительная оценка результатов трассировки в целом на этапах глобальной трассировки [15] и размещения;

– остаточный путь до приемника, рассчитываемый динамически в процессе трассировки для ускорения трассировки за счет направленности поиска пути [12].

Выведем соотношение между требуемой для пользовательских схем и фактической пропускной способностью базового кристалла. Пусть задано двухуровневое блочное представление базового кристалла  $\Pi_b(\Pi) = (S_b, L_b, s_b)$ , содержащее следующие компоненты:

$$L_b = \{s: (s \in L) \wedge \phi(s, s_m)\},$$

$$S_b = \{s_b \cup L_b \cup B\}, \quad L_b \cap B = \emptyset;$$

$$s_b = (\mu(s_b), E(s_b), N(s_b), P(s_b), C(s_b)), \quad \text{где:}$$

$$\mu(s_b) = \mu(s_m); \quad P(s_b) = P(s_m).$$

Рассматривается пользовательская схема  $\Pi_u = (S_u, L_u, s_{mu})$ , где  $s_{mu} = (\mu(s_{mu}), E(s_{mu}), N(s_{mu}), P(s_{mu}), C(s_{mu}))$ . Применительно к кластерному разбиению пользовательской схемы среди ее со-

единений (цепей  $N(s_{mu})$ ), помимо внутренних и внешних, можно выделить смежные цепи, которые связаны с элементами как внутри, так и вне кластера (также с внешними выводами схемы):

$$N_{adj}(K_i) \subset N(s_{mu})$$

$$\forall n \in N_{adj}(K_i): \exists(p_1, n) \in C(s_{mu}), \exists(p_2, n) \in C(s_{mu}),$$

$$p_1 \in P(e_1) \wedge e_1 \in K_i \wedge (p_2 \in P(s_{mu}) \vee p_2 \in P(e_2) \wedge e_2 \notin K_i).$$

Тогда количество внешних выводов кластера или его *степень* можно определить как количество смежных цепей (узлов)  $d(K_i) = |N_{adj}(K_i)|$ .

Количество выходов или *исходящую степень* кластера  $d^-(K_i)$  можно определить как количество смежных цепей (узлов), источником которых является элемент *внутри* кластера:

$$d^-(K_i) = |N^-(K_i)|, \quad N^-(K_i) \subset N_{adj}(K_i),$$

$$\forall n \in N^-(K_i): \exists(p, n) \in C(s_{mu}): p \in P(e) \wedge e \in K_i \wedge \tau(p) = \tau_{out}.$$

• Аналогично можно определить количество входов или *входящую степень* кластера  $d^+(K_i)$  как количество смежных цепей (узлов), источником которых является элемент *вне* кластера или внеш-

ний вход схемы. В этом случае, количество входов/выходов кластера пользовательской схемы должно соответствовать количеству входов/выходов блока базового кристалла:

$$d^+(K_i) \leq d^+(b) + d^*(b) = |P_r^+(b)| + |P_r^*(b)|,$$

$$d^-(K_i) \leq d^-(b) + d^*(b) = |P_r^-(b)| + |P_r^*(b)|.$$

Одним из критических условий, обеспечивающих полноту трассировки межсоединений и проверяемых как в процессе поиска решения задачи размещения на блочном уровне, так и по ее окончании, является соблюдение ограничений на фактическое количество цепей, пересекающих сечение (разрез) по вертикали для заданного  $X$ , и

фактическое количество цепей, пересекающих сечение (разрез) по горизонтали для заданного  $Y$ .

С учетом выбранного размещения блоков  $\mathcal{P}_b : K \rightarrow B$ ;  $b_{ij} = \mathcal{P}_b(K_k)$  можно вычислить реальные координаты портов блоков (или центров блоков) и, следовательно, граничные координаты цепей пользовательской схемы:

$$X_{min}(n), Y_{min}(n), X_{max}(n), Y_{max}(n), n \in N(s_{mu}).$$

Следовательно, для заданной пользовательской схемы  $s_{mu}$  требуемая пропускная способность сечений  $X_S^k, Y_S^k$  вычисляется по формулам:

$$\sigma_X(s_{mu}, X_S^k) = \left\| \left\{ n: n \in N(s_{mu}) \ \& \ X_{min}(n) < X_S^k \ \& \ X_{max}(n) \geq X_S^k \right\} \right\|,$$

$$\sigma_Y(s_{mu}, Y_S^k) = \left\| \left\{ n: n \in N(s_{mu}) \ \& \ Y_{min}(n) < Y_S^k \ \& \ Y_{max}(n) \geq Y_S^k \right\} \right\|.$$

Для обеспечения полной разводимости всего списка проектных цепей необходимо, чтобы требуемое для реализации пользовательской схемы число цепей, пересекающих сечение, превышало фактическую пропускную способность сечения в базовом кристалле не более, чем в  $p_X$  и  $p_Y$  раз:

$$\sigma_X(s_{mu}, X_S^k) \leq p_X \sigma_X(X_S^k),$$

$$\sigma_Y(s_{mu}, Y_S^k) \leq p_Y \sigma_Y(Y_S^k).$$

Предполагается, что коэффициенты  $p_X$  и  $p_Y$  могут быть подобраны эмпирически для заданного набора пользовательских схем. Выведенное соотношение может быть использовано как во время этапа размещения для оценки трассируемости текущего варианта, так и перед началом процедуры трассировки для определения целесообразности ее выполнения.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлен теоретико-множественный подход к построению математического аппарата для обобщенного описания пользовательских проектов и базовых кристаллов гетероген-

ных ПЛИС и реконфигурируемых систем на кристалле. С помощью введенных обозначений формализовано описание коммутационных ресурсов базового кристалла, сформулирована задача трассировки и рассмотрены некоторые аспекты оценки разводимости пользовательских схем. Приведенная математическая модель трассировочных ресурсов позволяет учесть широкий спектр способов программирования коммутационных элементов, а также разнообразие выполняемых ими логических функций. Приведенное формальное описание коммутационных ресурсов базового кристалла и самой процедуры трассировки может быть также использовано в рамках этапа программного прототипирования при анализе пространства архитектурных решений проблемно-ориентированных гетерогенных ПЛИС и реконфигурируемых СнК.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Тиунов И.В.* Методы ресинтеза схем для ПЛИС на основе ячеек с разделенными выходами и обратной связью // Проблемы разработки перспективных микро- и нанoeлектронных систем. 2020 (МЭС-2020). Вып. II. С. 50–56.

2. Красников Г.Я., Панасенко П.В., Волосов В.А., Щербачев Н.А. Тенденции развития технологии сложноразнофункциональной гетерогенной ЭКБ // Международный форум “Микроэлектроника-2018”, 4-я Международная научная конференция “Электронная компонентная база и микроэлектронные модули”. Сборник тезисов. 2018. С. 341–344.
3. Красников Г.Я. Возможности микроэлектронных технологий с топологическими размерами менее 5 нм // Наноиндустрия. 2020. Т. 13. № S5-1 (102). С. 13–19.
4. Красников Г.Я. и др. Разработка и изготовление на отечественном предприятии по технологии с минимальными топологическими нормами не более 0,18 мкм библиотеки аналоговых IP блоков для использования в составе сверхбольших интегральных схем “система на кристалле”. Минпромторг РФ, 2017. № 13411.1400099. 11.056.
5. Эннс В.И. СнК, БМК или ПЛИС: выбор варианта исполнения цифровой интегральной схемы // Компоненты и технологии. 2018. № 4 (201). С. 100–102.
6. Hammerquist M., Lysecky R. Design space exploration for application specific FPGAs in system-on-a-chip designs // 2008 IEEE International SOC Conference, Newport Beach, CA, USA, 2008. P. 279–282.
7. Parvez H., Marrakchi Z., Kilic A., Mehrez H. Application-Specific FPGA using heterogeneous logic blocks // ACM Trans. Reconfigurable Technol. Syst., 2011. V. 4. № 3. Article 24. 14 p.
8. Luu J. et al. VTR 7.0: Next Generation Architecture and CAD System for FPGAs // ACM Trans. Reconfigurable Technol. Syst., 2014. V. 7. № 2. Article 6. 30 pages.
9. Nasartschuk K., Herpers R., Kent K.B. Visualization support for FPGA architecture exploration // 2012 23rd IEEE International Symposium on Rapid System Prototyping (RSP), Tampere, Finland, 2012. P. 128–134.
10. Intel Stratix 10 Logic Array Blocks and Adaptive Logic Modules User Guide / [Электронный ресурс]: <https://www.intel.com/content/dam/www/programmable/us/en/pdfs/literature/hb/stratix-10/ug-s10-lab.pdf> // Intel, 2020. Дата обращения: 13.04.2021.
11. Харари Ф. Теория графов / Пер. с англ. Изд. 5, доп. // М.: Ленанд, 2018. 304 с.
12. Железников Д.А., Заплетина М.А., Хватов В.М. Решение задачи трассировки межсоединений для реконфигурируемых систем на кристалле с различными типами коммутационных элементов // Электронная техника. Серия 3: Микроэлектроника, 2018. №. 4. С. 31–36.
13. McMurchie L., Ebeling C. PathFinder: A Negotiation-Based Performance-Driven Router for FPGAs // Third International ACM Symposium on Field-Programmable Gate Arrays, Napa Valley, CA, USA, 1995. P. 111–117.
14. Заплетина М.А., Железников Д.А., Гаврилов С.В. Иерархический подход к трассировке реконфигурируемой системы на кристалле островного типа // Проблемы разработки перспективных микро- и наноэлектронных систем (МЭС), 2020. № 3. С. 16–21.
15. Жуков Д.В., Железников Д.А., Заплетина М.А. Применение SAT-подхода к трассировке блоков коммутации для реконфигурируемых систем на кристалле // Проблемы разработки перспективных микро- и наноэлектронных систем (МЭС), 2020. № 1. С. 26–32.
16. Kannan P., Balachandran S., Bhatia D. On metrics for comparing routability estimation methods for FPGAs // Proceedings 2002 Design Automation Conference (IEEE Cat. No.02CH37324), New Orleans, LA, USA, 2002. P. 70–75.
17. Fang W.M., Rose J. Modeling routing demand for early-stage FPGA architecture development // Proceedings of the 16th international ACM/SIGDA symposium on Field programmable gate arrays (FPGA’08). Association for Computing Machinery, New York, NY, USA. P. 139–148.

## ВНИМАНИЮ АВТОРОВ

### *Уважаемые авторы и читатели!*

**Журнал “МИКРОЭЛЕКТРОНИКА” публикуется на русском языке и распространяется в бумажной и электронной формах. Статьи, направленные для публикации в русской версии Журнала, подлежат переводу и опубликованию в английской версии Журнала.**

При подготовке рукописи статьи к отправке в редакцию, автору (соавторам) следует руководствоваться изложенными требованиями и условиями. При этом обращаем внимание на то, что редакция не принимает статью к рассмотрению если:

- статья оформлена (представлена) с нарушением требований, изложенных в данных Правилах;
- статья не соответствует тематике Журнала;
- автором (соавторами, правообладателями) не переданы Издательству необходимые авторские права на использование произведения (статьи);
- отсутствует разрешение организации-работодателя, если статья является произведением, созданным в порядке выполнения автором (соавторами) служебного задания (обязанностей).

Статья не принимается к публикации, если имеется решение редколлегии Журнала о том, что она отклонена. Редколлегия Журнала принадлежит исключительное право приема и отклонения статьи, направленной в Журнал с целью ее опубликования.

Решение редколлегии является окончательным.

Статья может быть рецензирована по решению редколлегии Журнала и/или отправлена автору (соавторам) на доработку, а также отклонена как по формальным, так и по научным соображениям. **В этих случаях редколлегия в полемику с авторами не вступает.** Решение редколлегии о принятии статьи к публикации, доработке или ее отклонении доводится редакцией до сведения автора. Статьи (рукописи) и дискеты редакцией не возвращаются. Редакция вступает в переписку с авторами (соавторами) только в том случае, если статья принята к публикации. Верстка статьи, принятой к публикации, направляется автору (соавторам) для согласования (проверки) и визирования и должна быть возвращена в редакцию в срок, указанный редакцией. **Автору высылают отписки в электронном виде на его электронную почту.** Возвращение редакцией рукописи статьи на доработку не означает, что статья принята к публикации. Доработанный вариант направляется в редакцию вместе с начальной версией.

**Автор (соавторы) несут всю ответственность за научное содержание, достоверность сведений, используемых в статье, а также за сохранение государственной и коммерческой тайны.**

**СТАТЬЯ ДОЛЖНА БЫТЬ ПРЕДСТАВЛЕНА С ЭЛЕКТРОННОЙ ВЕРСИЕЙ И ДОГОВОРОМ О ПЕРЕДАЧЕ АВТОРСКОГО ПРАВА. ПРИ РАБОТЕ С КОРРЕКТУРОЙ ЗАМЕНА РИСУНКОВ, ПЕРЕПИСЫВАНИЕ И РЕДАКТИРОВАНИЕ СТАТЬИ К РАССМОТРЕНИЮ НЕ ПРИНИМАЮТСЯ.**