

СОДЕРЖАНИЕ

Том 50, номер 6, 2021

В память об академике В.И. Пустовойте 403

КВАНТОВЫЕ КОМПЬЮТЕРЫ

Механический контроль спектра цепочки резонаторов и организация удаленного взаимодействия между квантовыми точками

А. В. Цуканов, И. Ю. Катеев 405

ПЛАЗМЕННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

О механизмах плазменного травления оксидов титана, индия, олова и цинка в смеси HBr + Ar

А. М. Ефремов, С. А. Смирнов, В. Б. Бетелин, К.-Н. Kwon 419

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ

Моделирование ВАХ ультра тонких КНИ КМОП нанотранзисторов с полностью охватывающим затвором

Н. В. Масальский 428

КМОП мажоритарный элемент на основе И-НЕ логики с пониженной чувствительностью к воздействию одиночных ионизирующих частиц

В. Я. Стенин, Ю. В. Катунин 435

МАТЕРИАЛЫ

Применение графена в системе охлаждения персональной электронно-вычислительной машины

С. М. Зуев, Д. А. Прохоров, Р. А. Малеев, В. В. Дебелов, А. А. Лавриков 445

Динамика напряжений в пленках металлов на кремнии при вакуумной термообработке

*В. Н. Джуплин, В. С. Климин, Ю. В. Морозова,
А. А. Резван, Э. Е. Вакулов, О. А. Агеев* 453

СПИНТРОНИКА

Исследование процесса перемагничивания спин-туннельного перехода с использованием модели когерентного вращения намагниченности свободного слоя

*В. В. Амеличев, Д. В. Васильев, Д. В. Костюк, Ю. В. Казаков,
С. И. Касаткин, О. П. Поляков, П. А. Поляков, В. С. Шевцов* 461

СХЕМОТЕХНИКА

Проектирование ПЛИС и реконфигурируемых СнК с использованием методов программного анализа и прототипирования

В. И. Эннс, С. В. Гаврилов, В. М. Хватов, В. Г. Курбатов 467

В ПАМЯТЬ ОБ АКАДЕМИКЕ В.И. ПУСТОВОЙТЕ

DOI: 10.31857/S0544126921060107



Редколлегия журнала “Микроэлектроника” (“Russian Microelectronics”) с глубоким прискорбием извещает, что на 85-м году ушел из жизни блестящий ученый, ведущий специалист России в области акустоэлектроники, акустооптики, оптоэлектроники, физики полупроводников, член бюро Отделения нанотехнологий и информационных технологий РАН, лауреат Государственных премий СССР и РФ, академик РАН **Пустовойт Владислав Иванович**.

В области акустоэлектроники им (совместно с академиком РАН Ю.В. Гуляевым) впервые в мире выдвинуты идеи усиления акустических волн в полупроводниках и использования поверхностных акустических волн в электронике. На их основе появилось мощное научное и инженерное направление, которое во всем мире известно как акустоэлектроника. Сегодня это важнейший раздел физики твердого тела и технологическая основа функциональных элементов радиотехники, устройств сверхбыстрой обработки информации.

В области акустооптики В.И. Пустовойт теоретически изучил и решил задачи дифракции света на неоднородных акустических волнах и волнах с резкой фазовой модуляцией в кристаллах. Эти исследования позволили создать новые, более точные методы и приборы для быстрых спектральных измерений. Фундаментальные работы и новые идеи в области коллинеарной дифракции света на звуковых волнах в кристаллах привели к

созданию производства быстро перестраиваемых оптических фильтров в ультрафиолетовом, видимом и инфракрасном диапазонах. Акустооптические фильтры и акустооптические спектрометры, созданные на их основе, нашли широкое применение в метрологии и диагностике *in situ* плазменных технологических процессов в микроэлектронном производстве и научных исследованиях.

В.И. Пустовойт является автором более 450 научных работ и изобретений, но на протяжении всей научной деятельности Владислава Ивановича особое место занимают работы в области гравитации, ставшие классическими. В рамках общей теории относительности им решена задача о прецессии гироскопа в центрально-симметричном вращающемся гравитационном поле Земли, вошедшая в учебную монографию Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшица “Теория поля”.

В основополагающей работе В.И. Пустовойта, опубликованной в Журнале экспериментальной и теоретической физики (ЖЭТФ) в 1962 г., впервые в мире была высказана идея о возможности применения интерферометра Майкельсона для обнаружения гравитационных волн, давшая старт экспериментальным исследованиям в этом направлении в США, Японии, Франции, Италии, Великобритании, России (СССР) и других странах. Его теория, описывающая изменение интерференционной оптической картины в поле гравитационной волны, положена в основу всех уникальных сверхбольших интерферометров, на одном из которых (LIGO, США) в 2015 году и были зарегистрированы гравитационные волны космического происхождения. Значимость этого открытия отмечена Нобелевской премией в области физики, и, по общему мнению российских ученых, присутствие В.И. Пустовойта в коллективе лауреатов было бы исторически справедливым.

Долгие годы Владислав Иванович успешно руководил Научно-техническим центром уникального приборостроения РАН (НТЦ УП РАН), тематикой которого была разработка и выпуск уникальных оптических приборов, предназначенных как для научных исследований, так и для реализации спектроскопических технологий в промышленности, экологии, медицине. Его научные достижения и практические успехи отмечены пятью Государственными Премиями СССР и России.

В.И. Пустовойт активно работал в академических организациях и научных журналах России, являясь заместителем главного редактора журнала “Радиотехника и электроника”, членом редколлегии журналов “Успехи современной радиоэлектроники” и “Электромагнитные волны и электронные системы”, членом Научного совета РАН по акустике, членом научного совета по проблеме “Развитие приборной базы научных организаций и учебных заведений” Федерального агент-

ства по науке и инновациям, членом Научного совета по программе “Исследование природы Мирового океана”, членом бюро Научного совета РАН по научному приборостроению, членом бюро Научного совета РАН “Квантовые технологии”.

Редакционная коллегия журнала “Микроэлектроника” (“Russian Microelectronics”) приносит искренние соболезнования семье, родным и близким покойного.

УДК 530.145

МЕХАНИЧЕСКИЙ КОНТРОЛЬ СПЕКТРА ЦЕПОЧКИ РЕЗОНАТОРОВ И ОРГАНИЗАЦИЯ УДАЛЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕЖДУ КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

© 2021 г. А. В. Цуканов^а, *, И. Ю. Катеев^а, **^аФизико-технологический институт им. К.А. Валиева Российской АН, Нахимовский проспект, 34, Москва, 117218 Россия

*E-mail: tsukanov@ftian.ru

**E-mail: ikateyev@mail.ru

Поступила в редакцию 26.03.2021 г.

После доработки 30.03.2021 г.

Принята к публикации 01.04.2021 г.

Рассматриваются вопросы управления спектральными и динамическими свойствами структуры, образованной одномерным массивом (цепочкой) взаимодействующих микрорезонаторов. Вместо использования традиционных подходов, основанных на изменении их показателя преломления, здесь применяется способ, который базируется на обратимом варьировании длины одного из резонаторов Брэгга. Как показали расчеты, этот алгоритм дает возможность эффективно контролировать спектр цепочки, а также регулировать ее взаимодействие с квантовыми точками, интегрированными в некоторые из резонаторов. Получены зависимости спектра цепочки от параметров резонаторов, а также зависимости заселенностей квантовых точек от времени. Подтверждена принципиальная возможность когерентного переноса возбуждения между точками через фотонное состояние цепочки. На основании полученных результатов можно сделать вывод, что предлагаемый подход может быть реализован экспериментально при условии дальнейшего совершенствования технологии изготовления высококачественных полупроводниковых оптических структур и повышения точности позиционирования в них квантовых точек.

Ключевые слова: квантовая точка, зарядовый кубит, резонатор Брэгга, фотонная молекула

DOI: 10.31857/S0544126921050082

1. ВВЕДЕНИЕ

Полупроводниковые эпитаксиальные слоистые гетероструктуры уже много лет привлекают к себе повышенное внимание. Скачкообразные изменения энергии дна зоны проводимости на границах раздела слоев, сформированных из разных полупроводников, приводят к образованию квантовых ям и барьеров. На основе такой структуры был предложен новый тип твердотельного квантового лазера, названного каскадным, где излучательные переходы происходят между электронными уровнями в квантовых ямах [1]. В 1973 г. Есаки и Цу [2] рассмотрели простую модель туннелирования электронов через резонансно-туннельный диод – структуру, образованную двумя барьерами и квантовой ямой, – и показали, что ее вольт-амперная характеристика имеет участок с отрицательной дифференциальной проводимостью, что позволяет детектировать или генерировать электромагнитное поле в терагерцевом диапазоне частот [3].

Слоистые гетероструктуры широко используются и для создания оптических микрорезонаторов (МР) [4]. Простейший оптический МР – это резонатор Фабри–Перо из двух плоскопараллельных полупроводниковых пластин (зеркал), между которыми и происходит концентрация фотонов, имеющих частоту, совпадающую с одной из собственных частот МР [5]. Одним из способов создания резонатора Фабри–Перо с высокой добротностью является использование массивных пластин и/или пластин с высоким показателем преломления. Другой подход связан с заменой обеих пластин на зеркала сложной формы, каждое из которых само по себе представляет собой периодическую структуру, состоящую из полупроводниковых слоев определенной толщины с разными показателями преломления. Деструктивная интерференция электромагнитных волн в таких зеркалах эффективно препятствует уходу света и повышает добротность МР. Оптические микрорезонаторы с зеркалами данного типа носят название резонаторов Брэгга (РБ) [6]. Извест-

но, что оптический спектр периодической структуры представляет собой набор разрешенных и запрещенных зон, ширина которых определяется разницей показателей преломления соседних полупроводниковых слоев — оптическим контрастом [7]. Если один или несколько слоев имеют толщину, отличную от остальных (дефектные слои), то в них может происходить концентрация электромагнитного поля, а в запрещенной зоне оптического спектра могут формироваться дефектные моды. Квантовая точка (КТ), расположенная в таком дефектном слое, будет эффективно взаимодействовать с дефектной модой, если частота ω_c последней близка к частоте ω_0 переходов электрона между основным и возбужденным состояниями КТ в зоне проводимости. Эта частота обычно находится в диапазоне 0.03–0.1 эВ для GaAs/InAs КТ. Из-за низкого контраста гетероэпитаксиальных РБ, состоящих из слоев GaAs/InAs, ширина оптической запрещенной зоны крайне незначительна. Это может затруднить оптическое управление электронными переходами в КТ, частота которых близка к частоте МР, соответствующей центру запрещенной зоны. В работах [8–10] развита технология изготовления РБ, где высокий контраст обеспечивался изготовлением периодической структуры прямоугольных отверстий в кремниевой пластине путем травления. В нашей работе мы предлагаем использовать аналогичную структуру РБ на основе GaAs.

Организовать связь между двумя удаленными КТ можно, если заменить одиночный МР так называемой фотонной молекулой (ФМ), состоящей из нескольких идентичных РБ (см. подробнее обзорные статьи [11, 12]). Перекрывание электромагнитных полей соседних МР приводит к гибридизации собственных мод и образованию разрешенных фотонных состояний в запрещенной зоне оптического спектра ФМ. Одиночная КТ, помещенная в пучность одной из мод ФМ, будет эффективно взаимодействовать со второй КТ, расположенной в другой пучности той же моды, за счет когерентного обмена квантом возбуждения. Для этого необходимо, чтобы частоты электронных переходов в обеих КТ были близки к частоте данной моды. Однако из-за технологических погрешностей при изготовлении КТ условие частотного резонанса может нарушаться. Поэтому важно обеспечить возможность плавной обратимой настройки оптического спектра как для одиночного РБ, так и для всей ФМ. В первом случае мы предлагаем использовать подвижную пластину, расположенную справа от РБ. Изменение величины зазора между пластиной и крайними слоями РБ оказывает влияние на его собственную частоту. Модификация спектра ФМ будет осуществляться изменением размера крайнего МР, то есть толщины внешнего дефектного GaAs слоя в структуре.

В данной работе с помощью численного решения уравнений Максвелла было проведено моделирование спектра и распределения электрического поля в одиночном высокодобротном РБ путем расчета коэффициента пропускания, а также исследована возможность механического контроля собственных частот в МР. Установлено, что для РБ, где дефектный слой (МР) находится ближе к краю структуры, подстройка оказывается эффективной. Также приводятся результаты исследования влияния механической подстройки на оптический спектр ФМ, состоящий из большого числа одинаковых БР, свидетельствующие о том, что наиболее сильное влияние подстройка оказывает на частоты центральных мод ФМ. Рассчитан спектроскопический отклик ФМ, содержащей КТ, на внешнее лазерное излучение и продемонстрирован механический контроль взаимодействия КТ и ФМ. Найдены параметры, при которых вероятность переноса возбуждения между двумя удаленными КТ, расположенными в пучностях мод ФМ, будет максимальной.

2. МЕХАНИЧЕСКАЯ НАСТРОЙКА ОПТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ОДИНОЧНОГО РЕЗОНАТОРА МОБИЛЬНОЙ ПЛАСТИНОЙ

Рассмотрим одномерный РБ, сформированный последовательностью вытравленных прямоугольных отверстий в пластине GaAs толщиной d_1 . Оставшиеся после травления слои GaAs (показатель преломления $n = 3.4$, число слоев M) имеют толщину d_2 , а толщина дефектных слоев GaAs равна d_c . На рис. 1 изображена структура РБ с одним дефектным слоем, слева и справа от которого расположены брэгговские зеркала. Справа на расстоянии s от РБ находится мобильная GaAs-пластина. Моделирование спектра РБ производилось с помощью расчета коэффициента пропускания T плоской электромагнитной волны через структуру путем численного решения уравнений Максвелла. Мы подобрали геометрические параметры РБ так, чтобы центр запрещенной оптической зоны располагался вблизи частоты $\omega_0 = 0.1$ эВ, которая соответствует длине волны $\lambda_0 = 12$ мкм. Этому условию удовлетворяет структура со следующими параметрами: $d_1 = \lambda_0/4 = 3$ мкм и $d_2 = \lambda_0/(4n) = 0.88$ мкм.

Начнем с исследования влияния пластины на оптический спектр РБ, состоящий из трех слоев GaAs ($M = 3$). Центральный слой толщиной $d_c = \lambda_0/(2n) = 1.76$ мкм является дефектным, толщина боковых слоев равна $d_2 = 0.88$ мкм, а расстояние между соседними слоями составляет $d_1 = 3$ мкм. На графике зависимости коэффициента пропускания T от частоты ω налетающих на РБ фотонов виден пик, соответствующей дефектной моде, которая находится в центре запре-

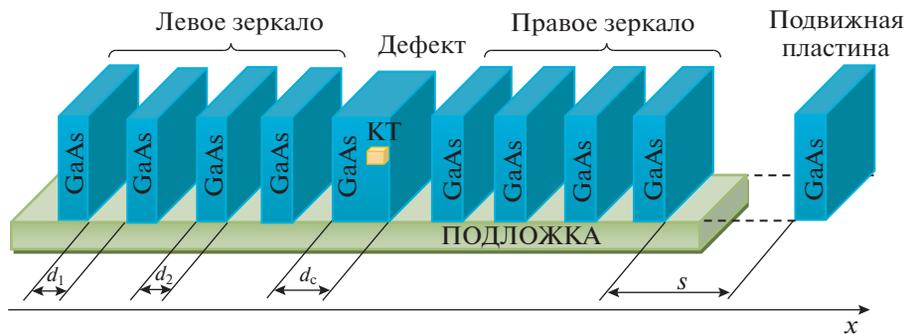


Рис. 1. Схематическое изображение периодической РБ-структуры из $M = 9$ слоев GaAs. Толщина слоев $d_2 = 0.88$ мкм, расстояние между слоями $d_1 = 3$ мкм. В центре РБ находится дефектный слой GaAs толщиной $d_c = 1.76$ мкм, содержащий КТ. Справа на расстоянии s расположена подвижная GaAs-пластина, перемещение которой влияет на оптический спектр РБ.

щенной зоны (рис. 2а). Ее излучательная добротность $Q = 2\omega_c/\Delta\omega$ ($\Delta\omega$ – ширина спектрального пика на полувысоте) приблизительно равна 10^2 . Увеличение числа слоев GaAs до $M = 7$ приводит к существенному росту добротности дефектной моды до $Q \sim 10^4$, а зависимость ее частоты ω_c от величины зазора s носит периодический характер (рис. 2б). Сначала при увеличении s частота ω_c смещается в сторону меньших частот, а начиная с $s \approx 5$ мкм и до $s \approx 7$ мкм собственная частота растет. Затем величина ω_c опять падает и т.д. При этом сама частота ω_c меняется на 1.3×10^{-5} эВ. Гораздо заметнее зазор влияет на излучательную добротность моды, которая меняется в несколько раз.

При дальнейшем росте числа слоев периодическое поведение зависимости $\omega_c(s)$ сохраняется, однако диапазон подстройки частоты дефектной моды пластиной резко сужается: например, при $M = 11$ величина ω_c меняется всего лишь на $8 \times 10^{-5}\%$. Зависимость добротности от числа слоев является экспоненциально возрастающей функцией (см. вставку на рис. 3), поскольку чем больше величина M , тем эффективнее зеркала препятствуют диссипации электромагнитной энергии. Однако в реальных брэгговских структурах рост добротности при большом числе слоев прекращается из-за ухода фотонов через боковые поверхности РБ [13]. При этом максимальное значение электрического поля E_0 в пучности моды практически не зависит от M . Это обусловлено тем, что поле концентрируется в основном в дефектной пластине, а в зеркалах оно мало. Для РБ с поперечными размерами 20×20 мкм² и при условии, что в системе находится один фотон, величина E_0 составляет примерно 10 В/см. В этом случае скорость обмена фотоном между МР и КТ с характерным размером $a = 10$ нм, помещенной в пучность моды, равна $\Omega = eE_0a = 10^{-5}$ эВ (e – заряд электрона). Как

будет показано ниже, такая величина Ω позволяет осуществить взаимодействие двух удаленных КТ. Отметим одну интересную особенность. Независимо от числа слоев при $s_0 \approx \lambda_0/2 = 6$ мкм наблюдается минимум добротности (аномальное уширение спектральной линии – рис. 3), который обусловлен гибридизацией дефектной моды и моды, связанной с концентрацией электромагнитного поля в зазоре между РБ и пластиной. Следовательно, можно ожидать, что эффект циклического падения добротности будет проявляться вблизи значений $s_m \approx \lambda_0(m+1)/2$, где m – целое число.

Таким образом, в РБ, где одиночный дефектный слой находится в центре структуры, подстройка частоты дефектной моды подвижной пластиной оказывается малоэффективной. Расчет показал, что чем больше слоев имеет РБ, тем уже диапазон изменения величины ω_c . Это обусловлено тем, что структуры с большим количеством слоев обладают высокой добротностью, поэтому поле дефектной моды в зазоре между РБ и пластиной невелико, а, значит, мало и его взаимодействие с пластиной. Один из путей увеличения этого взаимодействия – использовать структуру, у которой дефектный слой находится не в центре РБ, а располагается ближе к правому краю. Мы исследовали РБ с $M = 11$, где дефектным слоем является четвертый слой GaAs справа. Действительно, в этом случае область антипересечения на зависимости коэффициента пропускания от частоты и величины зазора увеличивается, что свидетельствует о росте взаимодействия дефектной моды с модой зазора. Это приводит к увеличению диапазона настройки частоты ω_c до 0.011%. Отрицательным эффектом является падение добротности дефектной моды почти на два порядка по сравнению со структурой с центральным дефектным слоем. Эффективность настройки частоты дефектной моды можно повысить еще больше, если в структуре присутствуют сразу два

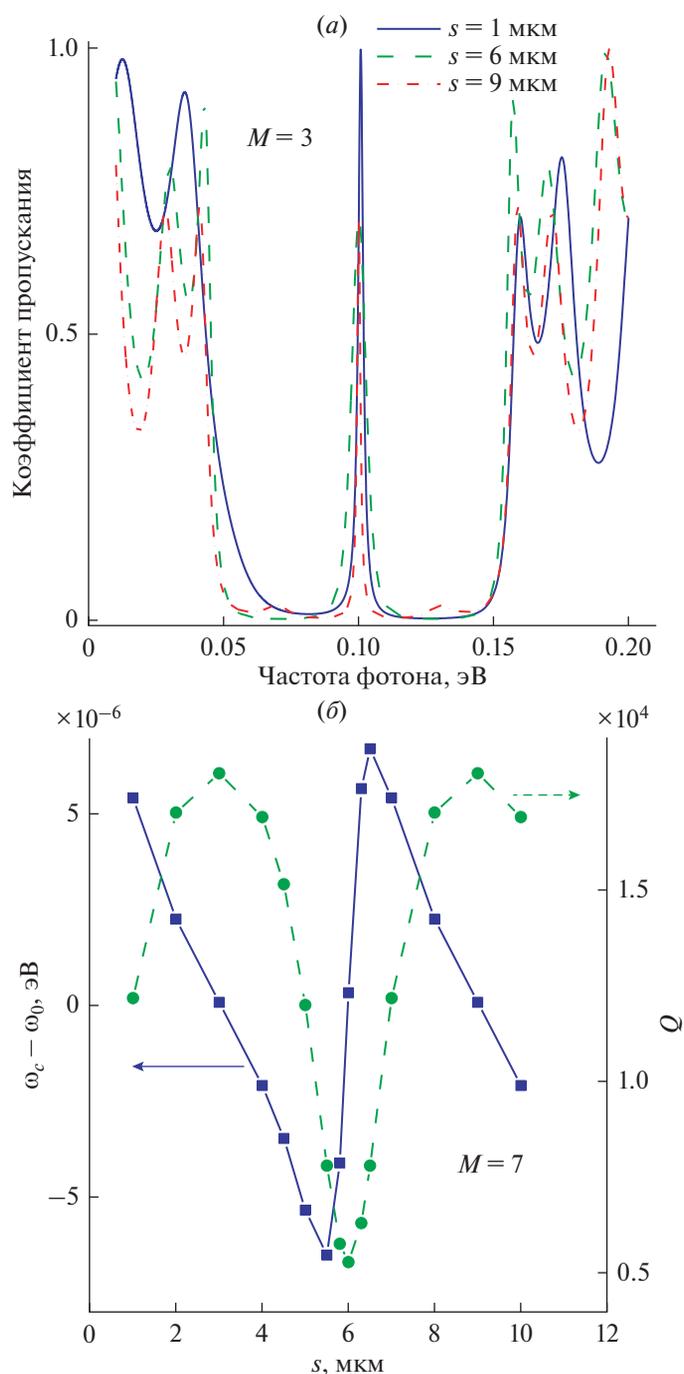


Рис. 2. Оптический спектр РБ с центральным дефектом для некоторых величин зазора s при $M = 3$ (а) и зависимость частоты дефектной моды и ее добротности от величины зазора s для РБ с центральным дефектом при $M = 7$ (б).

дефектных слоя GaAs. Первый из них, как и в предыдущем случае, располагается в центре РБ, а второй является краевым слоем той же толщины $d_c = \lambda_0 / (2n) = 1.76$ мкм. Тогда в оптическом спектре структуры возникают нижняя и верхняя гибридные дефектные моды (рис. 4а) с частотами $\omega_{c,-}$ и $\omega_{c,+}$, разность которых определяется расстоянием между дефектными слоями.

Наличие пластины позволяет контролировать эти частоты, поскольку изменение величины зазора опосредованно влияет на центральный дефект за счет взаимодействия моды последнего с модой краевого дефекта. Действительно, для РБ с $M = 15$, у которого краевой слой является третьим справа, значения $\omega_{c,-}$ и $\omega_{c,+}$ меняются на 3.2×10^{-5} эВ (0.032%) и 3.8×10^{-5} эВ (0.038%) соответственно, что в не-

сколько раз превосходит интервал изменения частоты моды РБ с одним краевым дефектным слоем. Вблизи $s = s_0$ происходит гибридизация трех мод – моды центрального дефекта, моды краевого дефекта и моды зазора, но в отличие от РБ с одним дефектом здесь при $\omega = 0.1$ эВ наблюдается светлая полоса (ср. рис. 3 и рис. 4б). Распределение электрического поля в структуре (рис. 5) позволяет связать эту полосу с модой центрального дефекта. При других величинах зазора экстремумы поля видны вблизи обоих дефектных слоев, причем поля верхней и нижней мод имеют противоположную пространственную симметрию относительно правого дефекта.

3. ФОТОННАЯ МОЛЕКУЛА С МЕХАНИЧЕСКОЙ НАСТРОЙКОЙ СПЕКТРА

В данном разделе мы исследуем возможность механической настройки собственных частот ФМ, образованной несколькими РБ с $M = 9$ слоями GaAs с одним центральным дефектом, оптические свойства которых были изучены выше. Излучательная добротность одиночного РБ составляет $Q = 1.3 \times 10^5$. Структура ФМ имеет $N = 21$ дефектных слоя толщиной d_c , между которыми находится четыре слоя (зеркало) толщиной d_2 , а расстояние между всеми слоями GaAs равно d_1 . Толщина последнего (крайнего правого) дефектного слоя d_{cN} может варьироваться, что приводит к изменению собственных частот ФМ. Зависимость ее спектра от отношения $\xi = (d_{cN} - d_c)/d_c$ изображена на рис. 6а, где светлые линии, отвечающие большим значениям коэффициента пропускания, соответствуют модам ФМ с частотами ω_p (p – номер моды). При $\xi = 0$ количество мод равно числу РБ, зависимость $\omega_p(\xi)$ является убывающей для любых p , однако диапазон изменения частоты центральных мод значительно больше, чем крайних (рис. 6б). Еще одна особенность состоит в том, что резкое изменение спектра ФМ происходит только при малых отклонениях величины d_{cN} от d_c . Действительно, для моды с номером $p = 7$ в интервале $\xi = 0.00057 - 0.0017$ разность частот $\omega_{p0} - \omega_p$ (ω_{p0} – частоты мод ФМ при $d_{cN} \equiv d_c$) возрастает почти вдвое, а затем, начиная с $\xi \approx 0.0057$, она меняется лишь на несколько процентов. Это обусловлено тем, что при $\xi > 0.001$ происходит распад ФМ из $N = 21$ РБ на систему, состоящую из одиночного резонатора и ФМ, содержащую $N = 20$ РБ. Следовательно, дальнейший рост разности $d_{cN} - d_c$ приведет лишь к уменьшению частоты ω_1 моды с номером $p = 1$, связанной с одиночным МР, но будет слабо влиять на спектр ФМ.

Распределения электрического поля (рис. 7) также свидетельствуют о данной трансформации. Например, распределение поля для моды с $p = 2$,

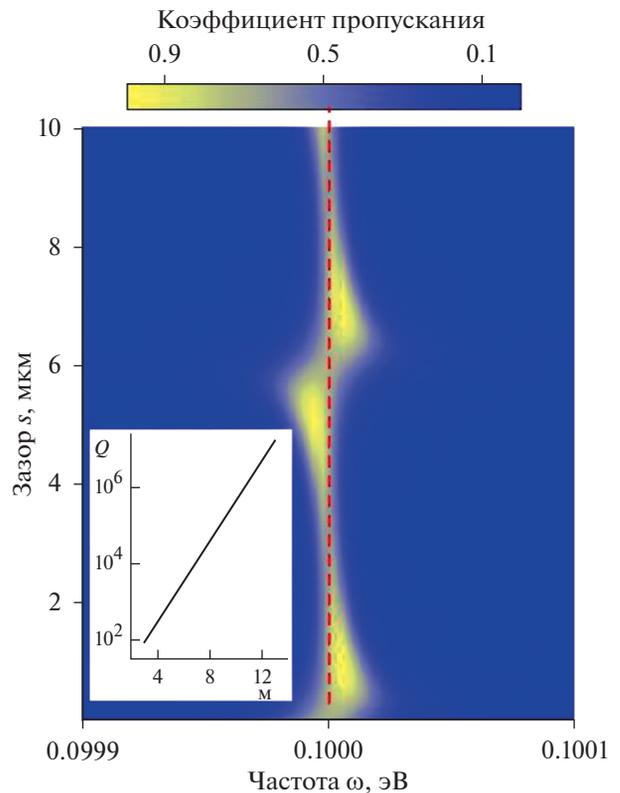


Рис. 3. Зависимость коэффициента пропускания от частоты ω налетающих фотонов и величины зазора s для РБ с центральным дефектом при $M = 7$. Пунктирной линией отмечена частота $\omega_0 = 0.1$ эВ. На вставке изображена зависимость добротности Q от числа M GaAs-слоев в РБ.

вычисленное при $\xi = 0.057$, аналогично координатной зависимости поля первой моды ФМ из $N = 20$ РБ при $\xi = 0$. Однако, использование подстройки приводит к тому, что электрическое поле перестает быть симметричным относительно центра ФМ из-за нарушения симметрии пространственной структуры ФМ. Особенно хорошо это видно для центральной моды с $p = 11$. С ростом ξ поле в крайнем правом РБ становится близким к нулю для всех мод, кроме первой, которая теперь будет принадлежать не ФМ, а одиночному правому МР. Важно отметить, что при $\xi = 0$ максимальное значение электрического поля E_0 внутри ФМ практически одинаково для всех мод. Для $N = 21$ оно составляет около 3 В/см, что в несколько раз меньше, чем в случае одиночного БР (см. п. 2). Расчеты показывают, что с ростом N максимальное значение электрического поля E_0 убывает как $1/\sqrt{N}$, и следовательно, по такому же закону падает энергия взаимодействия Ω ФМ и КТ, что может привести к замедлению переноса возбуждения между двумя КТ, помещенными в ФМ (см. ниже). Сравнение полученных в этом разделе результатов с интервалом изменения ча-

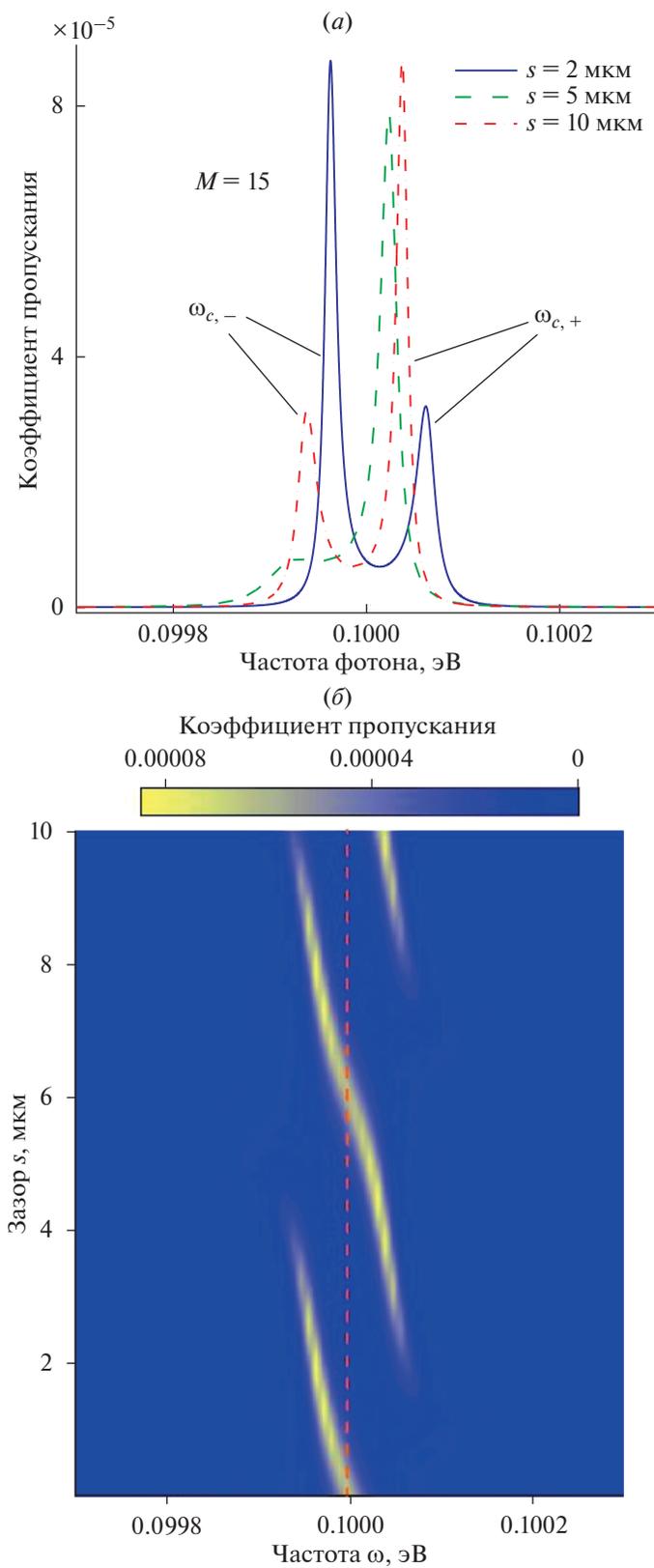


Рис. 4. Оптический спектр РБ с двумя дефектами для некоторых величин зазора s (а) и зависимость коэффициента пропускания от частоты ω налетающих фотонов и величины зазора s (б) при $M = 15$.

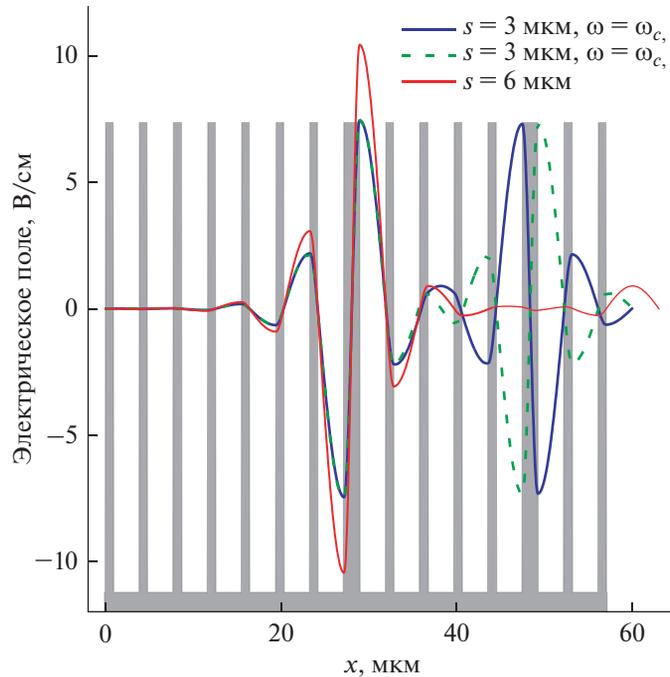


Рис. 5. Распределение электрического поля в РБ с двумя дефектами при $M = 15$. Серым цветом схематично показана структура РБ в отсутствие пластины.

стоты одиночного РБ за счет перемещения пластины (см. п. 2) позволяет сделать вывод, что эффективность механической подстройки в обоих случаях примерно одинакова.

4. МОДЕЛЬ ЦЕПОЧКИ МИКРОРЕЗОНАТОРОВ С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩЕЙ С ЛАЗЕРНЫМ ПОЛЕМ

Альтернативным способом изучения оптических свойств наноструктуры, изготовленной на основе взаимодействующих микрорезонаторов, является спектроскопический анализ излучения, прошедшего через нее. В отличие от классических полей мощность лазера выбирается так, чтобы поддерживать субфотонный (квантовый) режим накачки. Такой выбор внешнего источника дает возможность не только получить спектр самой структуры, но и выявить особенности, связан-

ные с присутствием внутри нее оптически активных квантовых систем. Рассмотрим следующую модель линейной цепочки из N микрорезонаторов, содержащей две квантовых точки. Каждая из КТ имеет по два электронных состояния, $|g_n\rangle$ (основное) и $|e_n\rangle$ (возбужденное), с энергиями $\epsilon_{g,n}$ и $\epsilon_{e,n}$. Частота перехода в КТ с номером $n = 1, 2$ равна $\omega_{a,n} = \epsilon_{e,n} - \epsilon_{g,n}$. Гамильтониан изолированных КТ выглядит следующим образом:

$$H_a = (\omega_{a,1} - i\gamma_1)|e_1\rangle\langle e_1| + (\omega_{a,2} - i\gamma_2)|e_2\rangle\langle e_2|. \quad (1)$$

Здесь γ_n – скорость безызлучательного распада возбужденного состояния КТ, обусловленного ее взаимодействием с фоновым резервуаром.

Гамильтониан электромагнитного поля цепочки с учетом фотонного туннелирования между соседними МР и диссипации в моды континуума имеет вид

$$H_c = \sum_{k=1}^N (\omega_k - i\kappa_k) a_k^\dagger a_k + \sum_{k=1}^{N-1} J_{k,k+1} (a_k^\dagger a_{k+1} + a_{k+1}^\dagger a_k), \quad (2)$$

где ω_k – частота моды k -ого МР, κ_k – скорость распада моды k -ого МР, $J_{k,k+1}$ – скорость фотонного туннелирования между соседними МР, a_k – оператор уничтожения фотона в k -ом МР. Пусть КТ 1

и КТ 2 расположены в МР с индексами m_1 и m_2 , соответственно. Тогда их взаимодействие с данными МР описывается гамильтонианом Джайнса–Каммингса

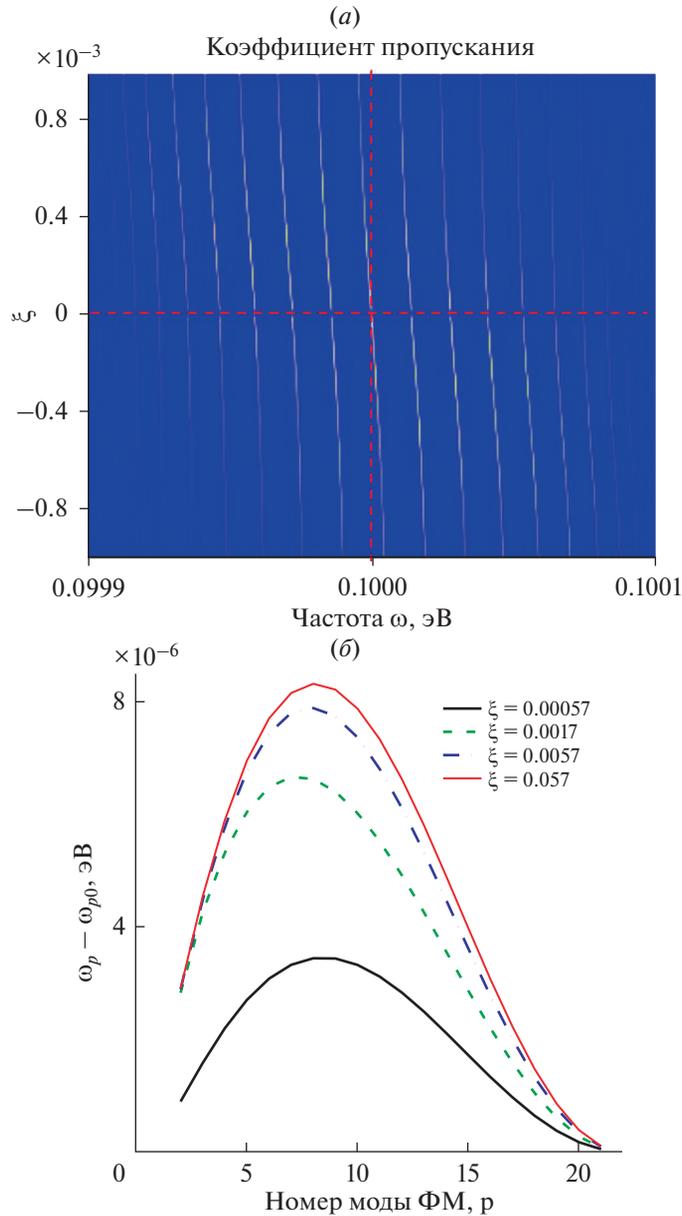


Рис. 6. Зависимость коэффициента пропускания от частоты ω налетающих фотонов и отношения $\xi = (d_{cN} - d_c)/d_c$ (а) и зависимость частоты p -ой моды от ее номера при различных значениях ξ (б) для ФМ из $N = 21$ РБ .

$$H_{\text{int}} = \Omega_1 (a_{m1}^\dagger |g_1\rangle \langle e_1| + a_{m1} |e_1\rangle \langle g_1|) + \Omega_2 (a_{m2}^\dagger |g_2\rangle \langle e_2| + a_{m2} |e_2\rangle \langle g_2|), \quad (3)$$

где Ω_n – скорость обмена фотоном между n -ой КТ и МР, в котором она расположена. Напомним, что формула (3) получена в приближении вращающейся волны, которое предполагает выполнение условия $\Omega_n \ll \omega_k, \omega_{a,n}$. Наконец, приход фотонов в структуру со скоростью Ω_L из источника (лазера) с частотой ω_L , сфокусированного на по-

верхности первого МР, учитывается путем добавления гамильтониана

$$H_L = 2\Omega_L (a_1^\dagger + a_1) \cos(\omega_L t). \quad (4)$$

Выберем базисные векторы системы следующим образом:

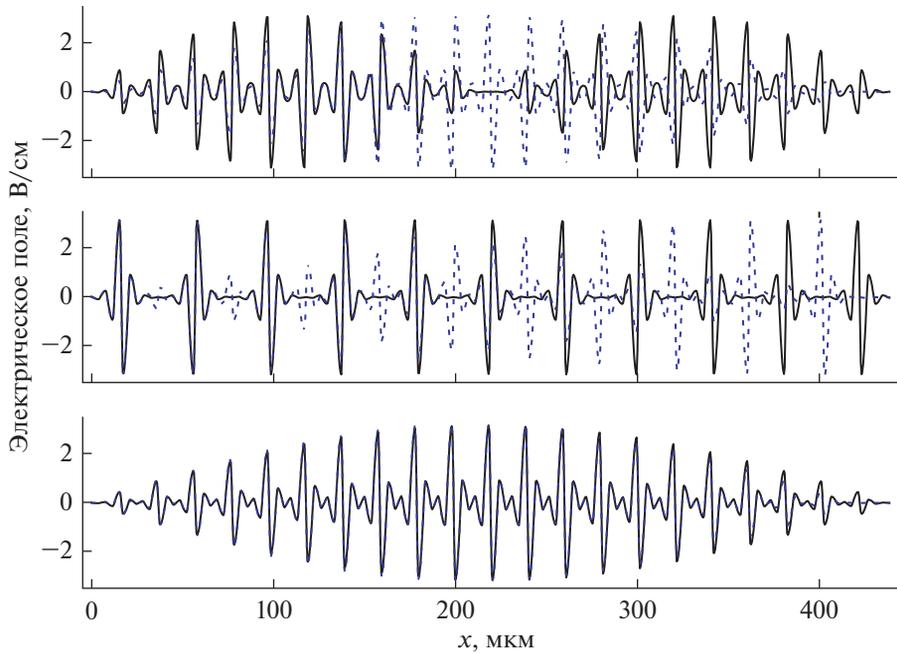


Рис. 7. Распределение электрического поля в ФМ из $N = 21$ РБ. Вверху – для моды с номером $p = 2$, в середине – для моды с номером $p = 11$ и внизу – для моды с номером $p = 21$. Сплошная линия: $\xi = 0$, штриховая линия: $\xi = 0.057$.

$$\begin{aligned} |0\rangle &= |g_1, g_2; 0, \dots, 0\rangle, \quad |1\rangle = |e_1, g_2; 0, \dots, 0\rangle, \quad |2\rangle = |g_1, e_2; 0, \dots, 0\rangle, \\ |3\rangle &= |g_1, g_2; 1, \dots, 0\rangle, \dots, \quad |N + 2\rangle = |g_1, g_2; 0, \dots, 1\rangle, \end{aligned} \quad (5)$$

в соответствии с условием, предполагающем наличие в системе не более одного кванта энергии. Тогда ее вектор состояния $|\Psi\rangle = \sum_{k=0}^{N+2} c_k |k\rangle$ записывается как суперпозиция базисных векторов с коэффициентами c_k (амплитудами вероятностей), зависящими от времени и подлежащими определению. Полный гамильтониан представляется в виде суммы выражений (1), (2), (3) и (4):

$$H = H_c + H_a + H_{\text{int}} + H_L. \quad (6)$$

Эволюция системы с гамильтонианом (6) удовлетворяет уравнению Шредингера

$$i\partial_t |\Psi\rangle = H |\Psi\rangle. \quad (7)$$

Выбор начального условия обусловлен задачей, подлежащей решению. Удобно перейти в систему отсчета, связанную с лазером, при помощи унитарного преобразования

$$U(t) = \exp \left[-i\omega_L t \left(|e_1\rangle\langle e_1| + |e_2\rangle\langle e_2| + \sum_{k=1}^N a_k^\dagger a_k \right) \right].$$

При этом частоты МР и КТ заменяются их отстройками $\delta_k = \omega_k - \omega_L$ и $\delta_{a,n} = \omega_{a,n} - \omega_L$ от частоты лазера: $\omega_k \rightarrow \delta_k$, $\omega_{a,n} \rightarrow \delta_{a,n}$. Выпишем матрицу гамильтониана (6) в узельном базисе, в котором вектору $|k\rangle$ из набора (5) соответствует столбец из $N + 3$ позиций с 1 на $k + 1$ -ой позиции и 0 на всех остальных позициях. Тогда уравнение (7) будет эквивалентно системе уравнений на коэффициенты c_k , формирующие вектор $\mathbf{c} = (c_0, c_1, \dots, c_{N+2})^T$:

$$i\partial_t \mathbf{c} = \tilde{H} \mathbf{c}. \quad (8)$$

Матрица гамильтониана \tilde{H} в уравнении (8) имеет блочную структуру,

$$\tilde{H} = \begin{pmatrix} \tilde{H}_a & \tilde{H}_{\text{int}+L} \\ \tilde{H}_{\text{int}+L}^T & \tilde{H}_c \end{pmatrix}, \quad (9)$$

с матрицами-компонентами

$$\tilde{H}_a = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \delta_{a,1} - i\gamma_1 & 0 \\ 0 & 0 & \delta_{a,2} - i\gamma_2 \end{pmatrix}, \quad \tilde{H}_{\text{int}+L} = \begin{pmatrix} \Omega_L & \dots & 0 & \dots & 0 & \dots \\ 0 & \dots & \Omega_1 & \dots & 0 & \dots \\ 0 & \dots & 0 & \dots & \Omega_2 & \dots \end{pmatrix},$$

$$\tilde{H}_c = \begin{pmatrix} \delta_1 - i\kappa_1 & J_{1,2} & 0 & \dots & 0 & 0 \\ J_{1,2} & \delta_2 - i\kappa_2 & J_{2,3} & \dots & 0 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & J_{N-1,N} & \delta_N - i\kappa_N \end{pmatrix}.$$

Матрица $\tilde{H}_{\text{int}+L}$ содержит всего три ненулевых элемента: $\tilde{H}_{\text{int}+L}(1,1) = \Omega_L$, $\tilde{H}_{\text{int}+L}(2, m_1) = \Omega_1$ и $\tilde{H}_{\text{int}+L}(3, m_2) = \Omega_2$. Матрица \tilde{H}_c имеет трехдиагональную структуру с главной диагональю, составленной из отстроек частот МР, и диагоналей, смещенных вверх и вниз на одну позицию от главной диагонали и содержащих скорости фотонного туннелирования. Как видно, гамильтониан в новой системе отсчета не зависит от времени, что позволяет использовать для решения системы уравнений (8) метод диагонализации.

5. СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЙ ОТКЛИК ЦЕПОЧКИ МР С ПЕРЕМЕННОЙ ДЛИНОЙ КРАЙНЕГО МР

С помощью системы уравнений (8) можно исследовать спектроскопический отклик структуры в субфотонном режиме, при котором среднее число фотонов в структуре меньше единицы,

$$\sum_{k=1}^N \langle a_k^\dagger a_k \rangle = \sum_{k=1}^N |c_{k+2}|^2 \leq 1.$$

Для этого необходимо вычислить фотонную заселенность $P_N = |c_{N+2}|^2$ крайнего правого МР, ассоциируемую с коэффициентом прохождения фотонов (пропускной способностью цепочки). В качестве начального состояния выбирается вакуумное состояние $|\Psi(0)\rangle = |0\rangle$ системы. Зависимость величины P_N от параметров системы позволит выявить особенности ее спектра. В данной работе нас, прежде всего, интересует вопрос о возможности регулировки частот цепочки относительно частот КТ путем механического изменения длины L_N (и, соответственно, частоты $\omega_N = \pi c/L_N$) крайнего МР. Все расчеты будут выполнены для следующего набора параметров (их величины выражены в единицах частоты ω_1 первого МР): $J_{k, k+1} = J = 10^{-3}$, $\Omega_{1(2)} = \Omega = 2 \times 10^{-5}$, $\Omega_L = 2 \times 10^{-6}$, $\omega_{a,1(2)} = 1$, $\omega_{k=1-N} = 1$, $\kappa_{k=1-N} = \kappa = 2 \times 10^{-5}$, $\gamma_{1(2)} = \gamma = 10^{-7}$, $m_1 = 1$, $m_2 = N$. Этот набор соответствует экспериментально исследованным оптическим структурам [11, 12]. Варьируя частоту лазера ω_L и частоту моды ω_N крайнего МР на

интервале $[1 - 2J, 1 + 2J]$, получаем графики заселенности P_N в установившемся режиме (при $t = 10^7 \gg 1/\kappa$) для $N = 21$ и $N = 41$ (рис. 8). Плотность мод увеличивается в краевых областях спектра, в соответствии с результатами расчетов, проведенных в п. 3. Несмотря на умеренную добротность, практически все моды просматриваются при строгом резонансе частот ($\omega_k = \omega_L = \omega_a$). Вместе с тем, интенсивность отклика снижается для крайних мод, поскольку, в соответствии с данными, полученными выше, амплитуды этих мод достигают максимальных значений в центральной части структуры, а в МР 1 и МР N они невысокие. Это препятствует эффективной лазерной накачке на входе и уменьшает вероятность детектирования прошедших фотонов на выходе. Напротив, высокое разрешение мод в центральной части спектра говорит о хорошей восприимчивости структуры к внешнему полю в данном частотном диапазоне, что, как было установлено ранее, связано с концентрацией поля в крайних МР. Вывод из резонанса с частотами цепочки частоты МР N сопровождается падением уровня сигнала от всех мод.

Чтобы оценить влияние КТ, находящихся в крайних МР, на спектр цепочки, построим профиль функции $P_N(\omega_L)$ для случая строгого резонанса всех частот (горизонтальная точечная линия на рис. 8). Два таких графика для цепочек из $N = 21$ и $N = 41$ МР показаны на рис. 9. Можно отметить, что при одинаковой мощности входного сигнала интенсивность на выходе будет меньше для структуры из большего количества МР. Это обусловлено делокализацией оптической энергии по всем модам и МР. Парциальные ширины мод не меняются при двукратном увеличении плотности спектра. Влияние КТ обнаруживается лишь на графике отклика для $N = 21$, где просматривается расщепление центрального пика, свидетельствующее о формировании пларитонного дублета Джейнса–Каммингса. Расщепление присутствует в условиях резонансного режима и исчезает в дальнейшем при увеличении отстройки частоты моды крайнего МР. Наблюдение данной особенности, отражающей взаимодействие электронной и фотонной подсистем и подтверждающей возможность оптическо-

го контроля динамики КТ, для цепочек из большого числа МР требует улучшения их качества и повышения добротности $Q = 1/\kappa$.

Данные, представленные на рис. 8, иллюстрируют принцип частотного (механического) контроля спектра цепочки МР. Каким образом он может быть применен для управления когерентной динамикой электронов и для организации нелокальной связи между удаленными КТ, мы покажем в следующем разделе.

6. ОРГАНИЗАЦИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕЖДУ УДАЛЕННЫМИ КТ ПОСРЕДСТВОМ ФОТОННОГО ОБМЕНА

Одной из важных практических задач, с которыми сталкиваются разработчики квантовых чипов на основе полупроводниковых МР с КТ-кубитами, является необходимость управления физическими процессами, реализующими квантовые операции. Это предполагает существование механизма, обеспечивающего адресное воздействие на выбранный кубит. Примером устройства, регулирующего связь между КТ-кубитом и чипом, служит электрический затвор. Он представляет собой металлический электрод, который расположен на поверхности чипа вблизи данной КТ. Плавное (адиабатическое) изменение потенциала затвора приводит к сдвигу энергий уровней (а, следовательно, и частоты) КТ. Так осуществляется независимая селективная настройка кубита(ов) в резонанс с внешним полем, в то время как прочие (незадействованные на данном этапе алгоритма) кубиты остаются выведенными из резонанса с транспортной сетью из МР. К недостаткам этого подхода относится необходимость изготовления индивидуальной контролирующей и измерительной инфраструктуры для каждого кубита. Кроме того, неконтролируемое влияние (cross-talks) отдельных узлов управления друг на друга и на кубиты приводит к ошибкам вычислений. Поэтому очень желательно разработать более аккуратный и простой способ внешнего непрямого воздействия на кубиты.

Для решения этой задачи предлагается регулировать не частоты КТ-кубитов, а частоты самой сети (цепочки) МР. Результаты спектроскопического моделирования указывают на возможность внешнего контроля внутренней динамики цепочки за счет изменения ее резонансных частот при варьировании частоты (длины) одного из МР. В зависимости от величины отстройки δ_N данного (в нашей работе – крайнего) МР можно выделить три режима, отвечающих разным типам квантовой эволюции. Предположим, что при нулевой отстройке δ_N частоты обеих КТ находятся в резонансе с центральной модой цепочки. С формальной точки зрения эта система эквивалентна

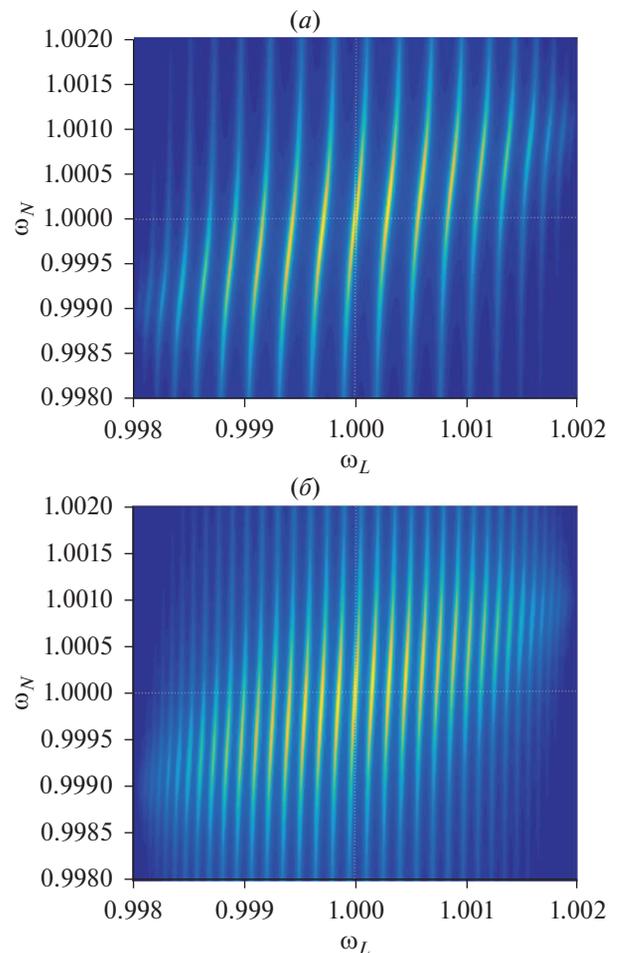


Рис. 8. Спектроскопический отклик цепочки (среднее число фотонов P_N в МР с индексом N) при варьировании частоты ω_N из (а) $N = 21$ МР и (б) $N = 41$ МР.

двум взаимодействующим осцилляторам. Если выполняется условие $|\delta_N| \leq \Omega$, то резонансный характер взаимодействия в целом сохраняется. Начальное состояние системы, в котором КТ 1 находится в возбужденном состоянии, лазер выключен ($\Omega_L = 0$), а фотоны отсутствуют, есть $\Psi(0) = |1\rangle$. В данном разделе мы положили $\kappa = 10^{-6}$ для получения высокой вероятности переноса. Зависимость заселенности $P_{trans} = |c_2|^2$ возбужденного состояния КТ 2 от времени имеет вид затухающей периодической функции (осцилляции Раби). Промежуточный режим при $|\delta_N| \approx \Omega$ демонстрирует более сложную динамику, когда осцилляции Раби подвергаются модуляции вследствие появления дополнительного эффективного осциллятора с частотой порядка отстройки δ_N . На рис. 10 приведены зависимости вероятностей переноса электронного возбуждения из КТ 1, находящейся в МР 1, в КТ 2, расположенную в МР N , от времени, для каждого из этих режимов.

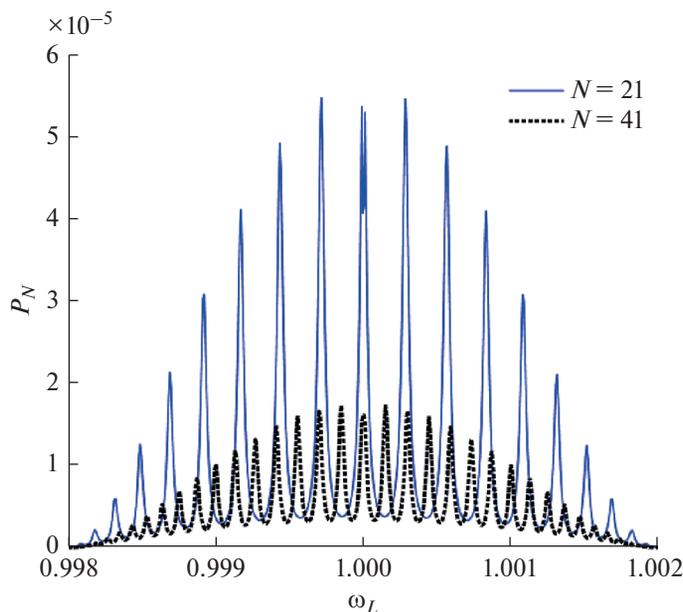


Рис. 9. Зависимости заселенности P_N от частоты лазера для двух симметричных цепочек МР с КТ при соблюдении условий строгого резонанса подсистем.

Если частоты моды и КТ различаются настолько, что выполняется неравенство $|\delta_N| \gg \Omega$, то система переходит в дисперсионный режим. Его особенность состоит в практически полной локализации заселенности в подпространстве КТ, в то время как заселенность моды не превышает 1%. Это дает возможность ослабить влияние диссипации фотонов на электронную динамику. Как и в резонансном режиме, вероятность переноса описывается периодической функцией, однако его скорость оказывается существенно ниже и пропорциональна $\Omega^2/|\delta_N|$. Такое замедление может

привести к уменьшению вероятности переноса из-за диссипативных эффектов, связанных с фотонами (рис. 11 иллюстрирует эту тенденцию).

Наконец, когда отстройка крайнего МР приближается к величине энергии фотонного туннелирования ($|\delta_N| \geq J$), связь между ним и цепочкой нарушается, и заселенность его моды резко падает до нуля. При этом эффективная длина (количество туннельно-связанных МР) цепочки уменьшается на 1, что приводит к перестройке ее спектра. Если N нечетное, то при $|\delta_N| = 0$ частота центральной моды с номером $(N+1)/2$ цепочки соответствует ча-

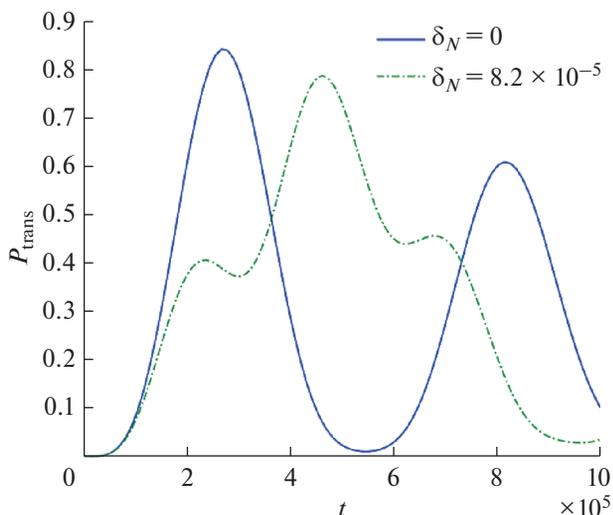


Рис. 10. Вероятности переноса электронного возбуждения из КТ 1 в КТ 2 в резонансном и промежуточном режимах через центральную моду цепочки ($N = 11$).

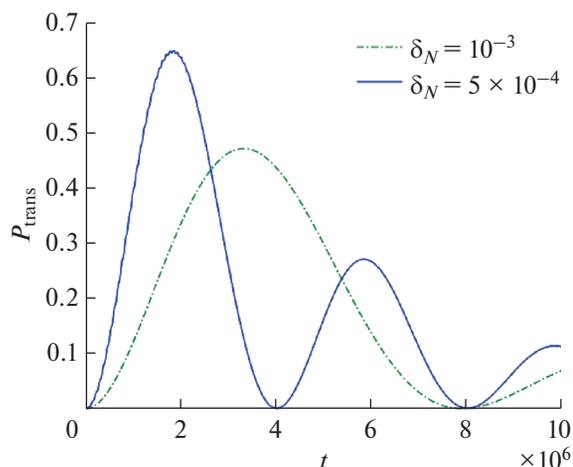


Рис. 11. Вероятности переноса возбуждения из КТ 1 в КТ 2 в дисперсионном режиме.

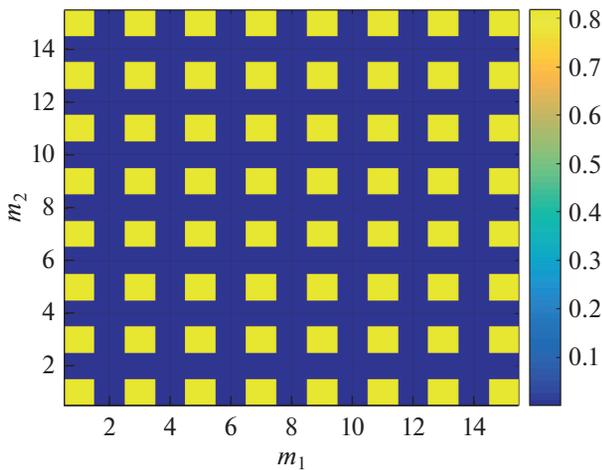


Рис. 12. Зависимости вероятностей переноса возбуждения между двумя КТ через центральную моду цепочки из $N = 15$ МР в зависимости от номеров МР, в которых находятся КТ. Случай $m_1 = m_2$ соответствует расположению обеих КТ в одном и том же МР (без учета кулоновского взаимодействия электронов).

стоте изолированных МР, а поле имеет одинаковую амплитуду в нечетных МР и равно нулю в четных МР. В этом случае результаты указывают на возможность полного переноса фотона между нечетными МР в симметричной цепочке (рис. 12). Вывод частоты моды крайнего МР из резонанса с частотой соседнего МР меняет четность (симметрию) спектра цепочки. Для цепочки из четного числа МР центральная мода отсутствует, и частоты КТ оказываются выведенными из резонанса с ча-

стотами других мод цепочки. В последнем случае перенос оказывается заблокированным.

Мы завершаем наше рассмотрение анализом графика максимальной вероятности переноса от частоты крайнего резонатора для четырех цепочек с количеством МР $N = 11, 21, 31$ и 41 (рис. 13). Резонансный режим соотносится с центральным пиком и характеризуется квадратичным по отстройке δ_N спадом вероятности переноса. Участки кривых с набором локальных максимумов представляют промежуточный режим переноса. Сравнивая их с зависимостями P_{trans} от времени, можно заметить, что переход от центрального максимума к первому слева или справа на рис. 13 сопровождается ростом второго максимума по сравнению с первым на рис. 10. Интервалы, на которых зависимость $P_{\text{max}}(\omega_N)$ монотонно убывает, отражают переход в дисперсионный режим. Спад связан с усилением электрон-фононной релаксации. С другой стороны, уменьшение вероятности переноса с ростом количества МР обусловлено перераспределением излучения между модами цепочки, число которых также растет (сравни с рис. 9). Резюмируя, мы можем сформулировать критерии надежного переноса кванта возбуждения между КТ по цепочке, содержащей МР с переменной частотой (длиной). Вероятность переноса будет расти с увеличением энергии электрон-фотонного взаимодействия $\Omega_{1(2)}$, с уменьшением скоростей фотонного (κ) и электронного (γ) распада, при настройке частот КТ в резонанс с частотами мод цепочки, имеющих пучности в тех МР, где размещены КТ. Кроме того, необходимо обеспе-

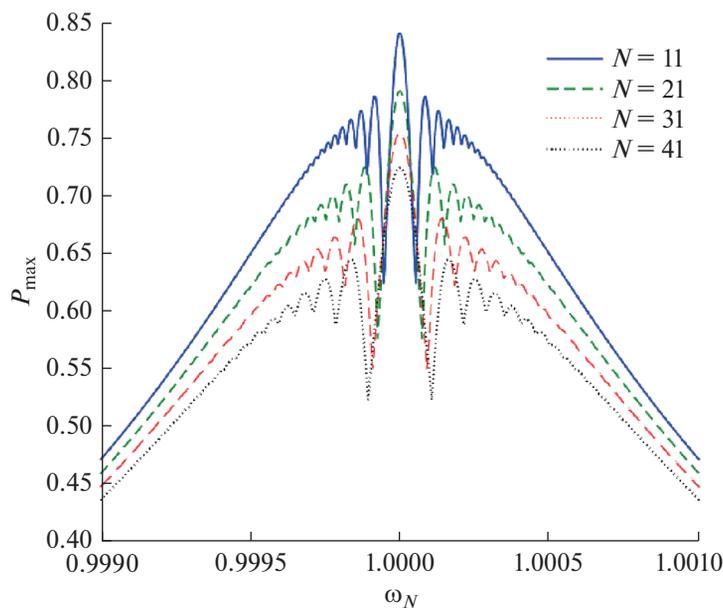


Рис. 13. Зависимость максимальной вероятности переноса возбуждения между КТ, расположенных в крайних МР, от частоты крайнего правого МР и от количества МР в цепочке.

чить высокую пропускную способность фотонной сети, поддерживая однородность ее компонент и структурную симметрию.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный в работе способ контроля собственных частот МР и оптических систем, образованных ими, имеет важное практическое значение. Мы исследовали возможность механической настройки оптического спектра многослойного полупроводникового РБ с дефектными слоями и ФМ, состоящей из большого числа таких РБ. Моделирование спектра производилось с помощью численного расчета коэффициента пропускания электромагнитной волны через структуру. Мы исследовали РБ, у которого одна из дефектных мод имеет частоту 0.1 эВ, что соответствует разности энергий между основным и возбужденным состояниями электрона в зоне проводимости GaAs/InAs КТ. Оказалось, что эффективность настройки существенно зависит от внутренней структуры РБ. Если дефектный слой является центральным, то изменение частоты моды, связанной с дефектом, незначительно. Это обусловлено двумя факторами. Во-первых, частота моды является периодической функцией величины зазора между пластиной и РБ. Во-вторых, из-за того, что дефектный слой находится в глубине структуры, добротность моды весьма высока, благодаря чему взаимодействие ее электромагнитного поля с пластиной слабое. Несимметричные структуры с одним или двумя дефектами, у которых один из дефектных слоев смещен ближе к краю, позволяют увеличить диапазон частотной настройки РБ. Были рассчитаны собственные частоты и распределение электрического поля мод ФМ, образованной $N = 21$ РБ, с переменной длиной крайнего МР в цепочке. Показано, что увеличение длины МР приводит к распаду системы на ФМ из $N = 21$ РБ и одиночный РБ, что влечет за собой перераспределение электромагнитного поля в структуре. Поскольку плотность мод ФМ увеличивается в краевых областях оптического спектра, наиболее сильное влияние подстройка оказывает на частоты центральных мод.

Квантовый подход, использующий узелное представление гамильтониана ФМ и двух КТ для анализа спектра в однофотонном приближении, позволяет изучить их взаимодействие. Как следует из полученных результатов, вероятность переноса электронного возбуждения между удаленными КТ зависит от положения КТ в структуре, количества МР, отстроек частот подсистем и скоростей распада. Рост числа МР приводит к уменьшению парциальных амплитуд однофотонного поля в каждом из МР, а значит, и к замедлению когерентного обмена квантом между КТ и МР. Варьируя частоту крайнего МР, содержа-

щего одну из КТ, путем механического увеличения его длины, можно включить или заблокировать перенос кванта энергии между КТ, а также выбрать режим переноса (резонансный, промежуточный, дисперсионный). Анализ когерентной динамики электрон-фотонной системы указывает на необходимость подавления фотонного распада состояния МР с добротностью более 10^6 и минимизации влияния фононов и электрических шумов на электронное состояние КТ. Эти задачи могут быть частично решены в ходе совершенствования техники изготовления МР и повышения точности позиционирования КТ.

Работа выполнена в рамках Государственного задания ФТИАН им. К.А. Валиева РАН Минобрнауки РФ по теме № 0066-2019-0005 “Фундаментальные исследования в области квантовых вычислений и прикладные разработки твердотельной элементной базы квантовых компьютеров 2019”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Казаринов А.Ф., Сурис Р.А.* К теории электрических и электромагнитных свойств полупроводников со сверхрешеткой // ФТП. 1972. Т. 6. С. 148.
2. *Esaki L., Tsu R.* Tunneling in a finite superlattice // Appl. Phys. Lett. 1973. V. 22. P. 562.
3. *Sollner T.C.L.G., Tannenwald P.E., Peck D.D., Goodhue W.D.* Quantum well oscillations // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 45. P. 1319.
4. *Matsko A.B.* (ed.). Practical Applications of Microresonators in Optics and Photonics. CRC Press, 2009. 553 p.
5. *Городецкий М.Л.* Оптические микрорезонаторы с гигантской добротностью. Физматлит, 2011. 416 с.
6. *Stanley R.P., Houdre R., Oesterle U., Gailhanou M., Ilegems M.* Ultrahigh finesse microcavity with distributed Bragg reflectors // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 65. P. 1883.
7. *Yariv A., Yeh P.* Photonics. Optical Electronics in Modern Communications. Oxford University Press, 2007. 836 p.
8. *Толмачев В.А., Границына Л.С., Власова Е.Н., Волчек Б.З., Нащекин А.В., Ременюк А.Д., Астрова Е.В.* Одномерный фотонный кристалл, полученный с помощью вертикального анизотропного травления // ФТП. 2002. Т. 36. С. 996.
9. *Tolmachev V.A., Perova T.S., Astrova E.V., Volchek B.Z., Vij J.K.* Vertically etched silicon as 1D photonic crystal // Phys. Stat. Solidi (a). 2003. V. 197. P. 544.
10. *Tolmachev V.A., Astrova E.V., Pilyugina Yu.A., Perova T.S., Moore R.A., Vij J.K.* 1D photonic crystal fabricated by wet etching of silicon // Optical Materials. 2005. V. 28. P. 831.
11. *Цуканов А.В.* Квантовые точки в фотонных молекулах и квантовая информатика. Часть I // Микроэлектроника. 2013. Т. 42. С. 403.
12. *Цуканов А.В.* Квантовые точки в фотонных молекулах и квантовая информатика. Часть II // Микроэлектроника. 2014. Т. 43. С. 163.
13. *Deng C.-S., Peng H.-G., Gao Y.-S., Zhong J.-X.* Ultrahigh-Q photonic crystal nanobeam cavities with H-shaped holes // Physica E. 2014. V. 63. P. 8.

О МЕХАНИЗМАХ ПЛАЗМЕННОГО ТРАВЛЕНИЯ ОКСИДОВ ТИТАНА, ИНДИЯ, ОЛОВА И ЦИНКА В СМЕСИ HBr + Ar© 2021 г. А. М. Ефремов^{a, b, *}, С. А. Смирнов^{a, b}, В. Б. Бетелин^b, К.-Н. Kwon^c^aФГБОУ ВО «Ивановский государственный химико-технологический университет»,
Шереметевский просп., 7, Иваново, 153000 Россия^bФГУ ФНЦ НИИСИ РАН, Нахимовский просп., 36, корп. 1, Москва, Россия^cKorea University, Sejong, 339-700 South Korea

*E-mail: amefremov@mail.ru

Поступила в редакцию 05.04.2021 г.

После доработки 15.05.2021 г.

Принята к публикации 01.06.2021 г.

Проведено исследование кинетики и механизмов реактивно-ионного травления оксидов титана (TiO_2), индия (In_2O_3), олова (SnO_2) и цинка (ZnO) в плазме HBr + Ar. Установлено, что увеличение доли Ar сопровождается снижением скоростей травления всех исследованных материалов, при этом абсолютные значения скоростей при любом составе смеси коррелируют с величиной энергии разрыва оксидной связи и/или летучестью продуктов взаимодействия. При совместном использовании методов диагностики и моделирования плазмы определены стационарные концентрации активных частиц и плотности их потоков на обрабатываемую поверхность. Использование этих данных для анализа кинетики гетерогенных процессов показало, что а) доминирующим механизмом травления в диапазоне 0–75% Ar является ионно-стимулированная химическая реакция; и б) эффективная вероятность взаимодействия атомов брома увеличивается (для TiO_2) или снижается (для In_2O_3 , SnO_2 и ZnO) с ростом степени разбавления HBr аргоном. Сделаны предположения о причинах такой зависимости.

DOI: 10.31857/S0544126921060065

1. ВВЕДЕНИЕ

Современные исследования в области технологии микро- и нано-электроники все чаще имеют дело с альтернативными материалами, которые используются в приборах нового типа и/или замещают традиционные материалы в кремниевых интегральных структурах. Одним из показательных направлений здесь является оптоэлектроника, где технология изготовления элементов солнечных батарей и светоизлучающих устройств (например – светодиодов) требует оптически прозрачных проводящих и полупроводниковых слоев [1]. Большие перспективы в этом плане имеют оксиды некоторых металлов, в частности – титана, индия, олова и цинка [1, 2]. Известно, что неотъемлемым этапом любой планарной технологии является структурирование (размерное травление) предварительно сформированных сплошных слоев [3, 4]. Поэтому разработка и оптимизация методов плазменного (т.е. сухого, без использования жидких реагентов) травления тонких пленок TiO_2 , In_2O_3 , SnO_2 и ZnO является актуальным направлением совершенствования технологии для повышения качества и функционально-

сти конечных изделий. Очевидно, что решение таких задач невозможно без систематических научных исследований, направленных на выявление взаимосвязей между условиями проведения процесса, внутренними параметрами плазмы и механизмами гетерогенных процессов в системе плазма/обрабатываемая поверхность.

В настоящее время существует достаточное количество работ (например, [5–16]) посвященных исследованиям закономерностей плазменного травления TiO_2 , In_2O_3 , SnO_2 и ZnO в среде фтор-, хлор-, и бром-содержащих газов в условиях реактивно-ионного процесса (давление газа <20 мторр, энергия ионной бомбардировки >100 эВ). Основной особенностью таких процессов является реализация двух механизмов газификации атомов поверхности – физического распыления и химической реакции. Это обеспечивает получение технологически приемлемых скоростей травления для материалов, образующих нелетучие галогениды металлов. В целом, по результатам существующих работ для каждого из перечисленных оксидов выявлены зависимости выходных характеристик процесса (скорость, анизотропия, селективность по отношению к материалу маски) от условий его

проведения (давление, вкладываемая мощность, мощность смещения); б) предложены плазмообразующие газы и/или смеси, обеспечивающие достижение наилучших значений одного или нескольких выходных параметров; и в) изучены механизмы деградации электрических свойств поверхности после плазменного воздействия. В то же время, существует ряд проблем, которые требуют особого внимания. Во-первых, большинство имеющихся работ значительно различаются по диапазонам исследованных условий и типам плазмохимических реакторов. Как результат, невозможность корректного сравнения кинетики травления различных материалов существенно затрудняет выбор оптимального плазмообразующего газа для целей конкретного процесса. Во-вторых, многие исследования носят феноменологический характер, основанный на описании экспериментальных данных без объяснений наблюдаемых эффектов. Очевидно, что игнорирование взаимосвязей гетерогенного взаимодействия с параметрами газовой фазы, являющейся источником активных частиц, не способствует пониманию механизма процесса и путей его оптимизации. И, в-третьих, основное внимание было уделено фтор- и хлор-содержащим плазмообразующим газам. На этом фоне, информация по бром-содержащим газам более бедна и явно не достаточна для оценки их перспектив в советующих процессах.

Цель данной работы – сравнительное исследование кинетики и механизмов реактивно-ионного травления тонких пленок TiO_2 , In_2O_3 , SnO_2 и ZnO в смесях $HBr + Ag$ переменного начального состава. Выбор варьируемого параметра обусловлен тем, что увеличение доли Ag в смеси неизбежно сопровождается изменением режима травления и переходом к доминированию физических каналов гетерогенного взаимодействия. Такая ситуация способствует эффективному выявлению вкладов химической реакции и физического распыления в общую скорость процесса и, как следствие, формированию адекватных представлений о его механизме.

2. МЕТОДИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

2.1. Получение пленок TiO_2 , In_2O_3 , SnO_2 и ZnO

Пленки TiO_2 толщиной ~ 200 нм получали на подложках $Si(100)$ методом центрифугирования. В качестве жидкого прекурсора использовался $Ti(i-C_3H_7O)_4$, растворенный в смеси бутил ацетата и изопропилового спирта. Формирование твердого покрытия обеспечивалось на этапах термической обработки (~ 10 мин при $120^\circ C$) и выжигания растворителя (~ 30 мин при $420^\circ C$). Стехиометрический состав оксида подтверждается анализом поверхности методом Оже-спектроскопии [8].

Пленки In_2O_3 , SnO_2 и ZnO толщиной ~ 150 нм формировали на подложках $Si(100)$ при магнетронном распылении соответствующих мишеней. Чистота материала мишени во всех случаях составляла 99.99%. Процесс осаждения In_2O_3 и SnO_2 проводили в среде аргона при давлении 0.01 мторр и мощности 100 Вт. В случае ZnO , в качестве рабочего газа выступала смесь 75% $Ar + 25\% O_2$ при давлении 5 мторр.

2.2. Исследование кинетики травления и диагностика плазмы

Эксперименты проводились в реакторе плазменного типа в условиях индукционного ВЧ (13.56 МГц) разряда [8, 9, 16]. В качестве постоянных внешних параметров плазмы выступали общий расход ($q = 40$ станд. cm^3/min) и давление ($p = 6$ мторр) плазмообразующего газа, вкладываемая мощность ($W = 800$ Вт) и мощность смещения на нижнем электроде ($W_{dc} = 200$ Вт). Величину потенциала смещения $-U_{dc}$ контролировали высоковольтным зондом AMN-CTR (YoungsinEng, Korea). В качестве варьируемого параметра выступал начальный состав смеси $HBr + Ag$, задаваемый соотношением парциальных расходов компонентов смеси. Соответственно, изменение q_{Ag} в диапазоне 0–30 станд. cm^3/min обеспечивало увеличение доли Ag в плазмообразующей смеси $y_{Ag} = q_{Ag}/q$ до 75%.

Диагностика плазмы осуществлялась с помощью двойного зонда Лангмюра DLP2000 (PlasmartInc., Korea). Обработка измеренных вольт-амперных характеристик (ВАХ) проводилась с использованием известных положений зондовой теории для разрядов низкого давления [17, 18]. Результатом обработки являлись данные по температуре электронов (T_e) и плотности ионного тока (J_+).

Подвергаемые травлению образцы размером $\sim 2 \times 2$ см располагались в центральной части нижнего электрода, изготовленного из анодированного алюминия. Встроенная система водяного охлаждения обеспечивала поддержание постоянной температуры электрода T_s (а, следовательно, и температуры образца) после зажигания плазмы. Скорость травления определяли как $R = \Delta h/\tau$, где τ – время травления и Δh – высота ступеньки травления на границе маскированной и немаскированной областей обрабатываемой поверхности. Величина Δh измерялась профилометром Alpha-stepD-500 (KLA-Tencor, USA). В качестве маскирующего покрытия использовался фоторезист AZ1512 толщиной ~ 1.5 мкм. В предварительных экспериментах было найдено, что а) кинетические зависимости $\Delta h = f(\tau)$ для всех исследованных мате-

Таблица 1. Кинетическая схема с участием нейтральных частиц в плазме HBr

Реакция		$k, \text{см}^3/\text{с}$	Реакция		$k, \text{см}^3/\text{с}$
1.	$\text{HBr} + e \rightarrow \text{H} + \text{Br} + e$	$f(T_e)$	8.	$\text{Br} \rightarrow \text{Br}_{\text{ads}}$	$f(\gamma),$ $\gamma = 0.1$
2.	$\text{H}_2 + e \rightarrow 2\text{H} + e$	$f(T_e)$		$\text{Br}_{\text{ads}} + \text{H} \rightarrow \text{HBr}$	
3.	$\text{Br}_2 + e \rightarrow 2\text{Br} + e$	$f(T_e)$		$\text{Br}_{\text{ads}} + \text{Br} \rightarrow \text{Br}_2$	
4.	$\text{HBr} + \text{H} \rightarrow \text{H}_2 + \text{Br}$	1.2×10^{-11}	9.	$\text{H} \rightarrow \text{H}_{\text{ads}}$	$f(\gamma),$ $\gamma = 0.01$
5.	$\text{HBr} + \text{Br} \rightarrow \text{Br}_2 + \text{H}$	1.4×10^{-29}		$\text{H}_{\text{ads}} + \text{Br} \rightarrow \text{HBr}$	
6.	$\text{Br}_2 + \text{H} \rightarrow \text{HBr} + \text{Br}$	1.2×10^{-10}		$\text{H}_{\text{ads}} + \text{H} \rightarrow \text{H}_2$	
7.	$\text{H}_2 + \text{Br} \rightarrow \text{HBr} + \text{H}$	1.6×10^{-18}			

риалов имеют квази-линейный характер; и б) увеличение площади обрабатываемой поверхности (числа одновременно загружаемых образцов) для каждого материала не приводит к снижению скорости травления и не сопровождается заметными изменениями зондовых ВАХ. Это позволяет заключить, что процесс травления протекает стационарно, в кинетическом режиме и характеризуется пренебрежимо малым влиянием продуктов травления на параметры газовой фазы.

2.3. Моделирование плазмы

Для получения данных по составу плазмы использовалась 0-мерная кинетическая модель, подробно описанная в наших работах [19–22]. Алгоритм моделирования базировался на совместном решении уравнений химической кинетики нейтральных и заряженных частиц с использованием типовых допущений для области давлений $p < 20$ мторр [4]. В частности, полагаюсь, что:

1) функция распределения электронов по энергиям (**ФРЭЭ**) в условиях $n_+/N \sim 10^{-4}$ (где n_+ – концентрация положительных ионов, а $N = p/k_B T_{\text{gas}}$ – общая концентрация частиц при температуре газа T_{gas}), формируется при существенном вкладе равновесных электрон-электронных соударений. Поэтому аппроксимация ФРЭЭ функцией Максвелла обеспечивает адекватное описание кинетики процессов при электронном ударе;

2) гетерогенная рекомбинация атомов Br и H описывается механизмом Или-Ридила. Соответствующие константы скоростей (частоты) рекомбинации могут быть определены как $k \approx \gamma v_T / 2r$, где γ – вероятность рекомбинации [23, 24], r – радиус рабочей камеры реактора, а $v_T = (8k_B T_{\text{gas}} / \pi m)^{1/2}$. Величина T_{gas} в первом приближении может полагаться независимой от состава плазмообразующей смеси [20, 21];

3) высокая электроотрицательность плазмы HBr обуславливает запись уравнения квазинейтральности в виде $n_+ = n_e + n_-$, где слагаемые в правой части представляют концентрации электронов и отрицательных ионов. Концентрация электронов при этом может быть определена как

$$n_e \approx \frac{k_{ii} n_+^2}{v_{da} + k_{ii} n_+}, \tag{1}$$

где $k_{ii} \approx 10^{-7} \text{см}^3/\text{с}$ – среднее значение константы скорости ион-ионной рекомбинации в объеме плазмы, а $v_{da} = k_{da, \text{HBr}} [\text{HBr}] + k_{da, \text{Br}_2} [\text{Br}_2]$ – частота гибели электронов в реакциях диссоциативного прилипания $\text{HBr} + e \rightarrow \text{H} + \text{Br}^-$ и $\text{Br}_2 + e \rightarrow \text{Br} + \text{Br}^-$. Константы скоростей этих процессов k_{da} хорошо известны по литературным данным [19–21]. Концентрация положительных ионов может быть оценена из результатов зондовой диагностики плазмы:

$$n_+ \approx \frac{J_+}{0.61e\sqrt{eT_e/m_i}}, \tag{2}$$

где m_i – эффективная масса ионов, определяемая составом нейтральной компоненты плазмы [20, 21].

Базовая кинетическая схема процессов с участием нейтральных частиц (табл. 1) была заимствована из наших работ [19–21]. Выходными параметрами модели служили усредненные по объему реактора скорости процессов образования и гибели частиц, их концентрации и плотности потоков на поверхность, контактирующую с плазмой.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Из анализа имеющихся работ [4, 25–27] можно заключить, что кинетика травления оксидных материалов в галогенсодержащей плазме определяется не только условиями процесса (типом газа и внешними параметрами плазмы), но и в значительной степени зависит от физико-химических свойств самого материала. Наиболее критичными из таких свойств являются а) летучесть про-

Таблица 2. Энергии разрыва химических связей (ϵ_{dis}) и температуры плавления насыщенных бромидов металлов (T_{mp}), характеризующие их летучесть

ϵ_{dis} , кДж/моль							
Ti–O	Ti–Br	In–O	In–Br	Sn–O	Sn–Br	Zn–O	Zn–Br
672	439	346	409	528	337	159	138
T_{mp} , °C							
	38		420		29		402

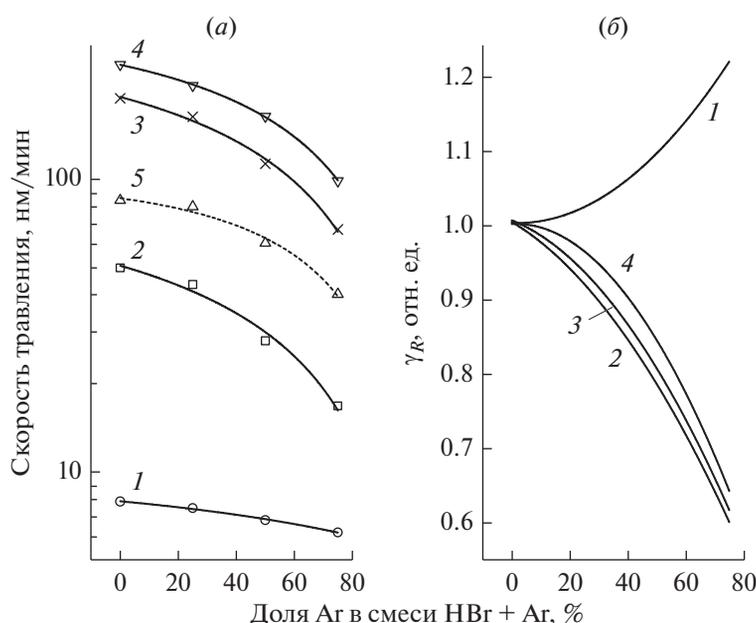
дуктов взаимодействия, определяющая механизм их десорбции с обрабатываемой поверхности; и б) соотношение сил химических связей в оксиде и галогениде металла, влияющее на вероятность спонтанной химической реакции. Из табл. 2 можно видеть, что энергия разрыва оксидной связи убывает в ряду $TiO_2-SnO_2-In_2O_3-ZnO$, при этом только для In_2O_3 выполняется условие $\epsilon_{dis}(In-Br) > \epsilon_{dis}(In-O)$. Фактически это означает, что химическое взаимодействие атомов брома с остальными материалами может протекать лишь по ионно-стимулированному механизму, когда ионная бомбардировка обеспечивает деструкцию оксидных связей. В то же время, насыщенные бромиды индия характеризуются максимальной температурой плавления, и, следовательно, минимальной летучестью по сравнению с продуктами травления остальных оксидов. Поэтому потенциал спонтанной химической реакции в

системе $In_2O_3 + Br$ ограничивается ионно-стимулированной десорбцией продуктов взаимодействия.

На рис. 1а представлены экспериментальные данные по влиянию начального состава смеси $HBr + Ag$ на скорости травления TiO_2 , In_2O_3 , SnO_2 и ZnO . Эти результаты могут быть обобщены в виде следующих положений:

1) качественно идентичные формы кривых $R = f(y_{Ar})$ указывают на то, что процессы травления всех исследуемых материалов обеспечиваются одним типом активных частиц и/или имеют общую лимитирующую стадию. Отсутствие принципиальных различий в режимах травления обуславливает одинаковые методы регулирования выходных характеристик при варьировании внешних параметров плазмы;

2) максимальная скорость травления для ZnO (246.4–99.1 нм/мин при 0–75% Ag) и минимальная для TiO_2 (7.9–6.2 нм/мин при 0–75% Ag) со-

**Рис. 1.** Скорость травления (а) и относительное изменение эффективной вероятности гетерогенного взаимодействия атомов брома (б) в зависимости от начального состава смеси $HBr + Ag$: 1 – TiO_2 ; 2 – In_2O_3 ; 3 – SnO_2 ; 4 – ZnO ; и 5 – фоторезист.

гласуются с различиями энергий разрыва оксидных связей (табл. 2). Более высокие скорости травления SnO_2 по сравнению с In_2O_3 внутри этого интервала формально противоречат условию $\epsilon_{dis}(\text{In}-\text{O}) < \epsilon_{dis}(\text{Sn}-\text{O})$, но однозначно отражают значительно более высокую летучесть бромидов олова;

3) селективность травления по отношению к фоторезисту превышает единицу только для ZnO (2.9–2.1 при 0–75% Ar) и SnO_2 (2.2–1.0 при 0–75% Ar), при этом для всех четырех оксидов имеет место снижение селективности с ростом y_{Ar} . Такая ситуация в целом соответствует полученным ранее данным для широкого круга материалов и плазменных систем [26, 27]. Очевидно, что в реальных технологических процессах для оксидов титана и индия необходимо использование альтернативных масок, обладающих большей стойкостью к действию плазмы HBr. В частности, эксперименты с диоксидом кремния показали, что в исследованном диапазоне условий величина Δh определяется на уровне ошибки измерений, что обуславливает пренебрежимо малую скорость травления данного материала. Таким образом, SiO_2 является одним из достойных кандидатов на роль маскирующего покрытия при структурировании пленок TiO_2 и In_2O_3 .

Известно, что скорость реактивно-ионного процесса может быть представлена как сумма двух составляющих – физического распыления ($R_{\text{физ}}$) и химической реакции ($R_{\text{хим}}$) [4, 28, 29]. Таким образом, снижение скорости травления $R = R_{\text{физ}} + R_{\text{хим}}$ с ростом y_{Ar} может иметь место при доминировании как химического, так и физического механизмов травления. В первом случае причиной может служить снижение концентрации и плотности потока атомов брома (как основных химически активных частиц) в условиях $R_{\text{хим}} > R_{\text{физ}}$, а во втором – уменьшение интенсивности ионной бомбардировки поверхности при $R_{\text{физ}} > R_{\text{хим}}$. Последний фактор также может влиять и на $R_{\text{хим}}$ при протекании химической реакции по ионно-стимулированному механизму, в режиме лимитирования потоком ионов. Поэтому для получения дополнительной информации по режимам и механизмам травления необходимы данные по электрофизическим параметрам и составу плазмы.

Электрофизические параметры и состав плазмы HBr + Ar являлись предметом подробного изучения в наших ранних работах [20, 21]. Поэтому ниже мы ограничимся кратким обсуждением лишь тех данных, которые имеют принципиальное значение для целей данного исследования. При диагностике плазмы было найдено, что увеличение y_{Ar} в условиях $p, W = \text{const}$ сопровождается ростом как температуры электро-

нов (рис. 2а), так и концентраций заряженных частиц (рис. 2б). Отмеченное изменение T_e является следствием снижения потерь энергии электронов в процессах колебательного и электронного возбуждения при снижении доли молекулярных компонентов в газовой фазе. Увеличение концентраций электронов (3.8×10^{10} – $1.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ при 0–75% Ar) и положительных ионов (8.9×10^{10} – $1.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ при 0–75% Ar) обусловлено действием двух механизмов, а именно а) ростом эффективной частоты ионизации $\nu_{iz} \approx k_{iz, \text{HBr}} [\text{HBr}] + k_{iz, \text{Ar}} [\text{Ar}]$ (6.5×10^4 – $1.0 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$ при 0–75% Ar) по причине $k_{iz, \text{Ar}} > k_{iz, \text{HBr}}$; и б) снижением скоростей гибели электронов и положительных ионов в процессах диссоциативного прилипания и ион-ионной рекомбинации, соответственно. Причиной последнего эффекта является уменьшение доли электроотрицательных частиц и концентрации отрицательных ионов ($n_-/n_e = 1.33$ – 0.16 при 0–75% Ar). Величина плотности ионного тока следует изменению n_+ (рис. 2в), при этом увеличение потока ионов $\Gamma_+ \approx J_+/e$ более значимо (в ~ 2.5 раза при 0–75% Ar) по сравнению с противоположными тенденциями напряжения смещения на нижнем электроде $-U_{dc}$ (в ~ 1.3 раза при 0–75% Ar) (рис. 2а) и энергии ионов $\epsilon_i = -e(U_{dc} + U_f)$, где $U_f = 0.5T_e \ln(m_i/2\pi m_e)$. Такая ситуация обеспечивает монотонное увеличение параметра $\sqrt{M_i \epsilon_i} \Gamma_+$ (где $M_i = N_A m_i$ – эффективная молярная масса ионов), характеризующего интенсивность ионной бомбардировки обрабатываемой поверхности (рис. 2в) [20, 21]. Из сравнения данных рис. 1а и 2в следует, что увеличение доли Ar сопровождается противоположными изменениями скорости травления и параметра $\sqrt{M_i \epsilon_i} \Gamma_+$. Это позволяет предположить, что для всех исследованных материалов а) физическое распыление не вносит принципиального вклада в наблюдаемую скорость взаимодействия; и б) скорость ионно-стимулированной химической реакции не лимитируется процессами с участием ионов. Более точное разделение вкладов $R_{\text{физ}}$ и $R_{\text{хим}}$ в наблюдаемую скорость травления каждого материала возможно при корректировке скоростей травления в плазме чистого аргона $R_{\text{физ},0}$ (5.5 нм/мин для TiO_2 , 6.5 нм/мин для In_2O_3 , 33.4 нм/мин для SnO_2 и 70.2 нм/мин для ZnO) в предположении о прямопропорциональной взаимосвязи величин $R_{\text{физ}}$ и $\sqrt{M_i \epsilon_i} \Gamma_+$. Это позволяет в первом приближении полагать, что для смеси любого состава

$$R_{\text{физ}} = R_{\text{физ},0} \frac{\sqrt{M_i \epsilon_i} \Gamma_+}{\sqrt{40 \epsilon_{i,0} \Gamma_{+,0}}}, \quad (3)$$

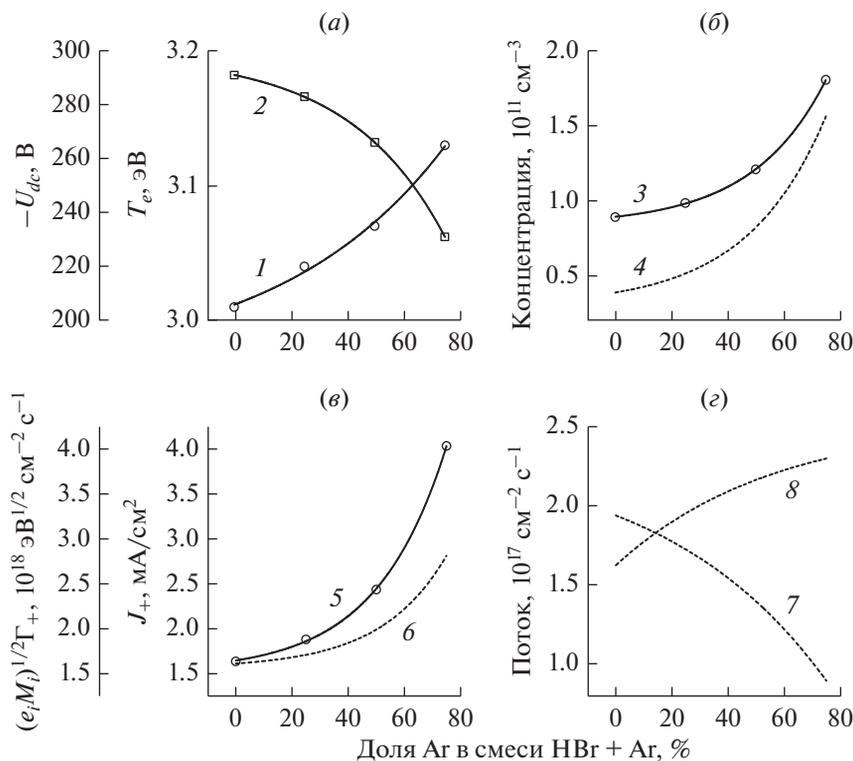


Рис. 2. Измеренные (сплошные линии) и расчетные (пунктир) параметры газовой фазы в зависимости от начального состава смеси HBr + Ag: 1 – температура электронов (T_e); 2 – отрицательное смещение на обрабатываемой поверхности ($-U_{dc}$); 3 – суммарная концентрация положительных ионов (n_+); 4 – концентрация электронов (n_e); 5 – плотность ионного тока (J_+); 6 – параметр $\sqrt{M_i \epsilon_i \Gamma_+}$, характеризующий интенсивность ионной бомбардировки; 7 – плотность потока атомов брома (Γ_{Br}); 8 – плотность потока атомов водорода (Γ_H).

где индекс “0” соответствует значению параметра при $y_{Ag} = 100\%$. Из рис. 3 можно видеть, что доля $R_{физ}$ ожидаемо возрастает при увеличении y_{Ag} , но при этом в диапазоне 0–75% Ag всегда выполняется условие $R_{физ} < R_{хим}$. Таким образом, наблюдаемая кинетика травления во всех случаях отражает кинетику гетерогенной химической реакции в режиме лимитирования потоком нейтральных частиц.

Анализ закономерностей процессов образования и гибели нейтральных частиц в плазме HBr + Ag показал, что смеси любого состава характеризуются идентичными базовыми свойствами [19–21]. В частности, генерация атомов брома обеспечивается преимущественно за счет R1 (~20%), R3 (~50%) и R6 (~20%), при этом доминирующая роль R3 обусловлена а) высокими концентрациями молекул Brg_2 из-за быстрой конверсии $2Br \rightarrow Brg_2$ по механизму R8; и б) условием $k_3 \sim 1.3 \times 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с} > k_1 \sim 1.6 \times 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$ (при $T_e = 3 \text{ эВ}$) из-за различий в пороговых энергиях и сечениях соответствующих процессов. Более высокие концентрации атомов брома по сравнению с атомами водорода ($[Br]/[H] = 11.1\text{--}3.5$

при 0–75% Ag, рис. 4) также являются результатом действия двух факторов. Во-первых, это значительно более низкие скорости генерации атомов H, обусловленные различием скоростей процессов R2 и R3 из-за $k_2 \sim 8.1 \times 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с} < k_3$. Соответственно, при равных скоростях образования атомов обоих сортов по R1, имеет место ситуация $R_1 + R_2 < R_1 + R_3$. И, во-вторых, суммарная частота гибели атомов водорода в атомно-молекулярных процессах R4 и R6 практически на порядок величины превышает аналогичное значение для гетерогенной рекомбинации R8 и R9. Увеличение доли Ag в смеси HBr + Ag приводит к росту эффективности генерации атомов брома в реакциях R1 ($k_1 n_e = 60\text{--}270 \text{ с}^{-1}$ при 0–75% Ag) и R3 ($k_3 n_e = 450\text{--}1900 \text{ с}^{-1}$ при 0–75% Ag) за счет изменения температуры и концентрации электронов. Это приводит к тому, что концентрация (рис. 4) и плотность потока $\Gamma_{Br} \approx 0.25[Brg_2]_{T,Br}$ (рис. 2г) атомов брома снижаются значительно медленнее (в ~2 раза при 0–75% Ag), чем это следовало бы ожидать из простого эффекта разбавления. Что касается атомов водорода, аналогичное изменение эффективности их образования в R1 и R2 допол-

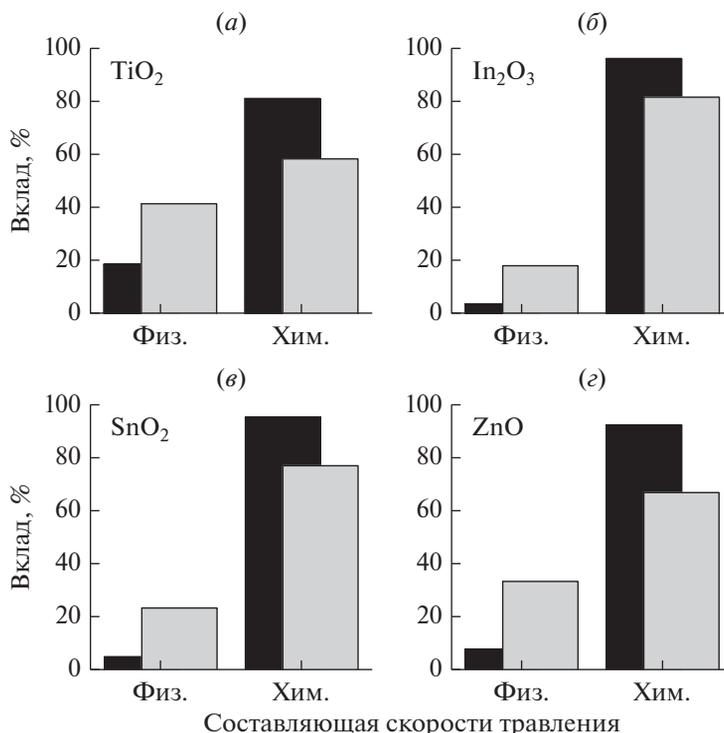


Рис. 3. Вклады физического распыления (физ.) и ионно-стимулированной химической реакции (хим.) в наблюдаемую скорость травления в плазме чистого HBr (черные столбцы) и в смеси 25% HBr + 75% Ar (серые столбцы).

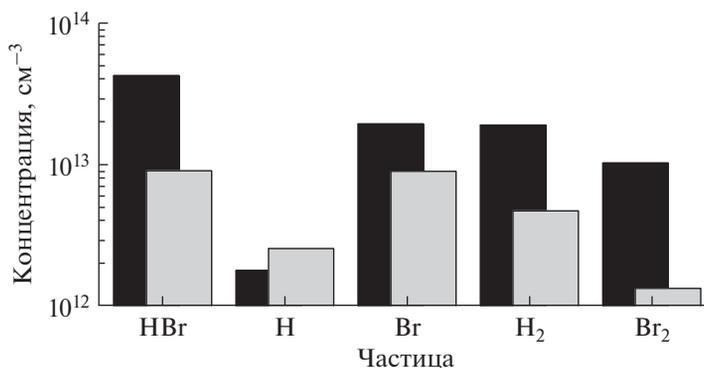


Рис. 4. Концентрации нейтральных частиц в плазме чистого HBr (черные столбцы) и в смеси 25% HBr + 75% Ar (серые столбцы).

няется снижением частоты гибели в объемных в реакциях R4 и R6. Поэтому увеличение y_{Ar} в диапазоне 0–75% сопровождается монотонным ростом величин [H] (рис. 4) и Γ_H (рис. 2г).

Сравнение данных рис. 1а и 2г позволяет заключить, что изменение скоростей травления всех исследованных материалов отражает поведение величины Γ_{Br} , при этом отношение $R_{хим}/\Gamma_{Br}$ отслеживает изменение эффективной вероятности взаимодействия γ_R . Из рис. 1б можно видеть, что увеличение доли аргона в плазмообразую-

щей смеси сопровождается ростом γ_R в системе TiO₂ + Br, но приводит к близкому по характеру снижению этой величины для SnO₂, In₂O₃ и ZnO. Очевидно, что в первом случае имеет место явная корреляция в изменениях γ_R и параметра $\sqrt{M_i \epsilon_i} \Gamma_+$, характеризующего интенсивность ионной бомбардировки обрабатываемой поверхности. Поэтому естественно предположить, что причиной роста γ_R для TiO₂, как для наиболее прочной молекулы (т.е. обладающей максимальной величиной ϵ_{dis} , см. табл. 2), является активация химиче-

ской реакции за счет разрыва оксидных связей. Очевидно, что увеличение скорости ионного процесса $TiO_x \rightarrow Ti + xO$ способствует росту числа центров хемосорбции для атомов брома и создает благоприятные условия для химической реакции $Ti + xBr \rightarrow TiBr_x$, протекающей в условиях избытка активных частиц. Снижение вероятности взаимодействия для трех остальных оксидов противоречит как характеру изменения $\sqrt{M_i \epsilon_i} \Gamma_+$, так и условию $T_S \approx const$. По нашему мнению, причиной такого поведения γ_R может служить пассивация поверхности, обусловленная ростом плотности потока атомов водорода в условиях $\Gamma_H > \Gamma_{Br}$ (рис. 2z). Механизм данного эффекта можно представить в виде конкурентной адсорбции атомов водорода, снижающей долю центров адсорбции, доступных для атомов брома. Вопрос о том, почему аналогичные процессы не приводят к снижению γ_R для TiO_2 на данном этапе остается открытым. Можно лишь предположить, что в силу максимальной разности величин ϵ_{dis} для связей $Ti-Br$ (~439 кДж/моль) и $Ti-H$ (~204 кДж/моль), последние эффективно разрушаются при взаимодействии с атомами брома. Тем не менее, однозначная интерпретация роли атомов водорода в процессе травления требует дальнейших исследований.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено сравнительное исследование кинетики реактивно-ионного травления оксидов титана, индия, олова и цинка в плазме смесей $HBr + Ar$ переменного начального состава. Установлено, что абсолютные значения скоростей травления возрастают в ряду $TiO_2-In_2O_3-SnO_2-ZnO$ при любом фиксированном составе смеси (что согласуется с величиной энергии разрыва оксидной связи и/или летучестью продуктов взаимодействия), но снижаются с увеличением содержания Ar . Анализ этих данных с привлечением результатов диагностики и моделирования плазмы позволил заключить, что основным механизмом травления во всех случаях является ионно-стимулированная химическая реакция в режиме лимитирования потоком нейтральных частиц. Найдено, что эффективная вероятность гетерогенного взаимодействия атомов брома с ростом доли Ar в смеси увеличивается в системе $TiO_2 + Br$, но снижается для SnO_2 , In_2O_3 и ZnO . Предположено, что причинами наблюдаемых эффектов являются активация химической реакции ионной бомбардировкой (для TiO_2 , как для наиболее прочной молекулы) или пассивация поверхности атомами водорода.

Публикация выполнена в рамках государственного задания ФГУ ФНЦ НИИСИ РАН (проведение фундаментальных научных исследо-

ваний) по теме № 0580-2021-0006 “Фундаментальные и прикладные исследования в области литографических пределов полупроводниковых технологий и физико-химических процессов травления 3D нанометровых диэлектрических структур для развития критических технологий производства ЭКБ. Исследование и построение моделей и конструкций элементов микроэлектроники в расширенном диапазоне температур (от -60 до $+300^\circ C$)”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Advances in optoelectronic technology and industry. London, Taylor & Francis Group. 2020. 242 p.
2. Saji K.J., Jayarai M.K. Oxide thin film transistors. N.Y., Nova Science Publishers. 2017. 150 p.
3. Advanced plasma processing technology. John Wiley & Sons Inc. N.Y. 2008, 479 p.
4. Lieberman M.A., Lichtenberg A.J. Principles of plasma discharges and materials processing. N.Y., John Wiley & Sons Inc. 2005, 757 p.
5. Garay A.A., Hwang S.M., Chung C.W. Inductively coupled plasma reactive ion etching characteristics of TiO_2 thin films // Thin Solid Films. 2015. V. 587. P. 20–27
6. Joo Y.-H., Woo J.-C., Kim C.-I. Dry etching properties of TiO_2 thin film using inductively coupled plasma for resistive random access memory application // Trans. Electr. Electron. Mater. 2012. V. 13. № 3. P. 144–148.
7. Norasethekul S., Park P.Y., Baik K.H., Lee K.P., Shin J.H., Jeong B.S., Shishodia V., Lambers E.S., Norton D.P., Pearson S.J. Dry etch chemistries for TiO_2 thin films // Appl. Surf. Sci. 2001. V. 185. P. 27–33.
8. Lee J., Efremov A., Lee B.J. et al. Etching Characteristics and Mechanisms of TiO_2 Thin Films in $CF_4 + Ar$, $Cl_2 + Ar$ and $HBr + Ar$ Inductively Coupled Plasmas // Plasma Chem. Plasma Process. 2016. V. 36. P. 1571–1588.
9. Kwon K.-H., Efremov A., Kim M., Min N.K., Jeong J., Kim K. Etching characteristics of In_2O_3 and SnO_2 thin films in an inductively coupled HBr/Ar plasma: Effects of gas mixing ratio and bias power // Jpn. J. Appl. Phys. 2010. V. 49. P. 031103.
10. Park J.C., Kim J.K., Kim T.G., Lee D.W., Cho H., Kim H.S., Yoon S.J., Jung Y.-G. Dry etching of SnO_2 and ZnO films in halogen-based inductively coupled plasmas // Int. J. Modern Phys. B. 2011. V. 25. № 31. P. 4237–4240.
11. Woo J.C., Kim G.H., Kim J.G., Kim C.I. Etching characteristic of ZnO thin films in inductively coupled plasma // Surface Coatings Technol. 2008. V. 202. P. 5705–5708.
12. Lee J.-M., Chang K.-M., Kim K.-K., Choi W.-K., Park S.-J. Dry etching of ZnO using an inductively coupled plasma // J. Electrochem. Soc. 2001. V. 148. № 1. P. G1–G3.
13. Nordheden K.J., Dineen M., Welch C. Inductively coupled plasma etching of ZnO // Proc. SPIE 6474, Zinc Oxide Materials and Devices II, 64740P (20 February 2007).
14. Nordheden K.J. Plasma etching of ZnO : a review // Proc. SPIE 5359, Quantum Sensing and Nanophotonic Devices, (6 July 2004).
15. Na S.W., Shin M.H., Chung Y.M., Han J.G., Jeung S.H., Boo J.H., Lee N.-E. Etching characteristics of ZnO thin

- films in chlorine-containing inductively coupled plasmas // *Microelectronic Engineering*. 2006. V. 83. P. 328–335.
16. Ham Y.-H., Efremov A., Yun S.J., Kim J.K., Min N.-K., Kwon K.-H. Etching characteristics and mechanism of ZnO thin films in inductively coupled HBr/Ar plasma // *Thin Solid Films*. 2009. V. 517. P. 4242–4245.
 17. Johnson E.O., Malter L. A floating double probe method for measurements in gas discharges // *Phys. Rev.* 1950. V. 80. P. 58–70.
 18. Shun'ko E.V. *Langmuir probe in theory and practice*. Universal Publishers. Boca Raton. 2008. 245 p.
 19. Efremov A., Choi B.G., Nahm S., Lee H.W., Min N.K., Kwon K.H. Plasma parameters and active species kinetics in an inductively coupled HBr plasma // *J. Korean Phys. Soc.* 2008. V. 52. № 1. P. 48–55.
 20. Efremov A., Lee J., Kwon K.-H. A comparative study of CF₄, Cl₂ and HBr + Ar inductively coupled plasmas for dry etching applications // *Thin Solid Films*. 2017. V. 629. P. 39–48.
 21. Kwon K.-H., Efremov A., Kim M., Min N.K., Jeong J., Kim K. A model-based analysis of plasma parameters and composition in HBr/X (X = Ar, He, N₂) inductively coupled plasmas // *J. Electrochem. Soc.* 2010. V. 157(5). P. H574–H579.
 22. Efremov A., Kim J.H., Kwon K.H. A model-based comparative study of HCl and HBr plasma chemistries for dry etching purposes // *Plasma Chem. Plasma. Process.* 2015. V. 35. P. 1129–1142.
 23. Curley G.A., Gatilova L., Guilet S., Bouchoule S., Gogna G.S., Sirse N., Karkari S., Booth J.P. Surface loss rates of H and Cl radicals in an inductively coupled plasma etcher derived from time-resolved electron density and optical emission measurements // *J. Vac. Sci. Technol. A*. 2010. V. 28. № 2. P. 360–372.
 24. Kota G.P., Coburn J.W., Graves D.B. Heterogeneous recombination of atomic bromine and fluorine // *J. Vac. Sci. Technol. A*. 1999. V. 17. № 1. P. 282–290.
 25. Rooth J.R. *Industrial Plasma Engineering*. IOP Publishing LTD, Philadelphia, 1995. 620 p.
 26. Roosmalen A.J., Baggerman J.A.G., Brader S.J.H. *Dry etching for VLSI*. Plenum Press, N.Y., 1991, 490 p.
 27. Sugavara M. *Plasma etching: Fundamentals and applications*. Oxford University Press, N.Y., 1998. 469 p.
 28. Gray D.C., Tepermeister I., Sawin H.H. Phenomenological modeling of ion enhanced surface kinetics in fluorine-based plasma etching // *J. Vac. Sci. Technol. B*. 1993. V. 11. P. 1243–1257.
 29. Efremov A.M., Rybkin V.V., Betelin V.B., Kwon K.-H. On mechanisms of oxygen influence on gas-phase parameters and silicon reactive-ion etching kinetics in HBr + Cl₂ + O₂ plasma // *Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved. Khim. Khim. Tekhnol.* 2019. V. 62. № 10. P. 76–83.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ

УДК 621.382.323

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВАХ УЛЬТРА ТОНКИХ КНИ КМОП НАНОТРАНЗИСТОРОВ С ПОЛНОСТЬЮ ОХВАТЫВАЮЩИМ ЗАТВОРОМ

© 2021 г. Н. В. Масальский*

Федеральное государственное учреждение Федеральный научный центр Научно-исследовательский институт системных исследований Российской АН, Нахимовский проспект, 36, корп. 1, Москва, 117218 Россия

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

Поступила в редакцию 18.01.2021 г.

После доработки 19.04.2021 г.

Принята к публикации 21.04.2021 г.

Рассматривается методика моделирования электро-физических характеристик кремниевых ультра тонких полевых нанотранзисторов с полностью охватывающим затвором, длины каналов которых находятся в суб 20 нм диапазоне. Методика представляет собой комбинирование уравнений 3D Пуассона, 2D Шредингера и 1D Больцмана при условии самосогласованности их решений. Для достижения этой цели упрощена модель рассеяния, используя приближение времени релаксации. Линеаризация по времени релаксации позволяет нам получить прямое решение 1D транспортного уравнения Больцмана очень эффективным способом. Численно проанализированы прототипы нанотранзисторов с топологическими параметрами близкими к границе масштабирования в диапазоне управляющих напряжений до 0.4 В. Результаты моделирования в полном объеме иллюстрируют уникальные электро-физические свойства рассматриваемой транзисторной архитектуры. Это полноценное функционирование при низком напряжении питания и идеальные подпороговые характеристики в очень широком диапазоне топологических параметров.

Ключевые слова: кремневая нанотранзисторная архитектура с полностью охватывающим затвором, уравнение Больцмана, квантово-механическое представление, моделирование

DOI: 10.31857/S0544126921050033

ВВЕДЕНИЕ

Внедрение ультра тонких транзисторных архитектур напрямую связано с успешной реализацией целого ряда научных и прикладных проблем, в частности, создания технологической платформы для решения задачи современной микроэлектроники – повышения степени интеграции и быстродействия электронных микросхем [1, 2]. Однако, к настоящему моменту полностью исчерпан потенциал кремниевых планарных транзисторных структур [2]. И более того влияние деградирующих механизмов стало несоизмеримо больше, чем в начале “эры нанотранзисторов”. Это связано с тем, что длина свободного пробега носителей существенно зависит от толщины пленки кремния и резко снижается по мере ее уменьшения. В результате топология транзисторной структуры начинает определенным образом влиять на его электрические характеристики [3]. Поэтому конструктивно-технологические особенности прибора фундаментальным образом трансформируют требования к его модели вплоть до перехода к трехмерному квантово-механическому представлению.

Среди различных направлений развития нанотранзисторных архитектур конструкция транзистора с полностью охватывающим затвором отличается наиболее высокой способностью противостоять деградиационным эффектам [2, 4]. Задача моделирования ультра тонких полевых нанотранзисторов с полностью охватывающим затвором на основе трехмерного квантово-механического представления очень актуальна, поскольку они являются первоочередными кандидатами для элементной базы современных микросхем [2, 3]. Работа посвящена обоснованию эффективной стратегии моделирования электро-физических характеристик кремниевых ультра тонких полевых нанотранзисторов с полностью охватывающим затвором. Стратегия представляет собой комбинирование уравнений 3D Пуассона, 2D Шредингера и 1D Больцмана при условии самосогласованности их решений. Рассмотрен один из возможных алгоритмов решения кинетического уравнения Больцмана, сформулированный на основе линеаризации интеграла рассеяния при помощи приближения времени релаксации [5]. Линеаризация по времени релаксации позволяет

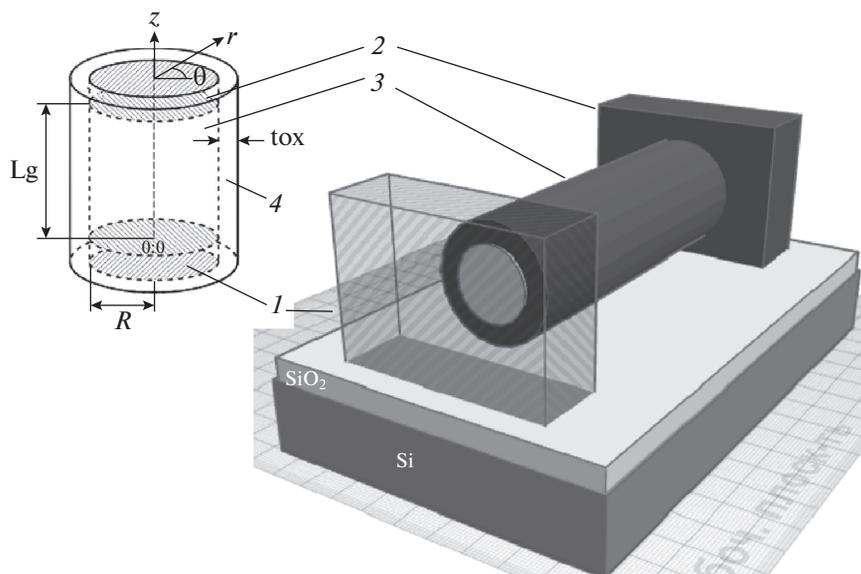


Рис. 1. Структурная схема МОП транзистора с полностью охватывающим затвором, где 1 – исток, 2 – сток, 3 – рабочая область, 4 – подзатворный диэлектрик, L_g – длина рабочей области, R – радиус рабочей области, t_{ox} – толщина подзатворного диэлектрика.

получить прямое решение транспортного уравнения Больцмана очень эффективным способом [6]. Этот подход включает все существенные особенности квазибаллистического переноса в суб 20 нм масштабе [5].

Цель работы – при помощи разработанной методики моделирования вольт-амперных характеристик (ВАХ) кремниевых полевых наноразмерных транзисторов с полностью охватывающим затвором, длины каналов которых находятся в суб 20 нм диапазоне, исследовать их электро-физические свойства при очень низких управляющих напряжениях.

1. Методика моделирования

Рис. 1 иллюстрирует трехмерное представление анализируемой приборной структуры, где на кремниевой пластине (Si) расположен слой оксида кремния (SiO_2), на верхней грани которого помещена транзисторная структура. Она включает исток (поз. 1), сток (поз. 2) и рабочую область (поз. 3). Координатная ось z направлена вдоль рабочей области от истока к стоку. Внутренние края истока (поз. 1) и стока (поз. 2) расположены в $z = 0$ и $z = L_g$ соответственно, где L_g – длина рабочей области и длина затвора транзистора.

Выше показано, что для расчета электрических характеристик рассматриваемого устройства следует использовать трехмерное моделирование. Однако, такой подход приводит к невычислимым вычислительным затратам, а при некорректном разбиении транзисторной структуры к возрастанию погрешности или к неверному результату. Одним из направлений эффективного моделирования является построение математической мо-

дели сформулированной на физических обоснованных приближениях процессов протекающих в транзисторе. В таком случае допускаем, что транспорт носителей в наноразмерном транзисторе совершается через одномерные поддиапазоны общей энергетической зоны проводимости. Это следует из того, что волновые функции каждого поддиапазона ограничены поперечным сечением прибора [4, 5]. Для ультра тонких структур можно моделировать электронный транспорт при нормальных условиях, используя либо квазиклассическое мульти зонное уравнение переноса Больцмана [6], либо квантово-механический неравновесный формализм функции Грина (ФФР) [7, 8]. Есть несколько причин рассматривать мульти зонный подход транспортного уравнения Больцмана (ТУБ) вместо ФФР, когда длина рабочей области транзистора L_g не меньше 10 нм [4, 5, 9]. Во-первых, ФФР требует достаточно больших вычислительных ресурсов, так как требует детальной информации о распространении электронного волнового пакета, инжектируемого в устройство. Кроме того, микроскопические механизмы рассеяния, отличные от электрон-фононных взаимодействий [10], трудно включить в ФФР, поскольку соответствующие энергетические члены обычно являются нелокальными функциями пространственной координаты [9]. Наконец, основные явления квантового переноса в устройствах с параметрами близкими к границе масштабирования – туннелирование от истока к стоку и флуктуация проводимости, вызванная квантовой интерференцией, становятся значимыми только тогда, когда длина L_g становится меньше 10 нм [11]. Поэтому для более длинных

устройств квазиклассические формулировки, основанные на 1D мульти зонном ТУБ, позволяют получить достоверные транзисторные характеристики, когда уравнение Больцмана решается самосогласованно с 3D уравнением Пуассона и 2D уравнением Шредингера для получения самосогласованных потенциалов и энергий поддиапазонов и волновых функций. Квази аналитическое решение 3D уравнения Пуассона на основе метода разделения переменных подробно рассмотрено [12]. Там же показано, что такой подход практически не снижает точность решения относительно прямых численных методов вычисления потенциала. Метод разделения переменных положен в основу решения 2D уравнения Шредингера, которое детально представлено в [13], и там же сделаны оценки погрешности вычисления волновых функций. Однако, решение ТУБ требует самых значительных вычислительных ресурсов в основном из-за наличия микроскопических процессов рассеяния, которые связывают функцию распределения в разных поддиапазонах и энергиях [14]. Для достижения этой цели мы упрощаем модель рассеяния, используя приближение времени релаксации, которое аналогично подходу Бюттике-на [15] в формализме ФФР, где последний вводится для феноменологического учета эффектов рассеяния [8]. Линеаризация по времени релаксации позволяет нам получить прямое решение 1D ТУБ очень эффективным способом. Этот подход включает все существенные особенности квазибаллистического переноса в декананометровом масштабе, где рассеяние не является ни незначительным, ни столь же важным, как в длинно-канальных устройствах [16]. Кроме того, ТУБ в данном приближении по-прежнему превосходит макроскопические транспортные модели, поскольку они также требуют введения дополнительных аппроксимаций [5, 9]. Из-за этих упрощений макроскопические транспортные модели не всегда дают правильных результатов для наноразмерных транзисторов с полностью охватывающим затвором [17].

Мы использовали приближение эффективной массы, предполагающее обычную эллипсоидальную зонную структура, поскольку установлено, что зонные эффекты, вызванные непараболическостью полосы [18], не изменяют ток транзистора значительно даже для самых малых радиусов рабочей области, вплоть до 1 нм [5]. Поскольку зонные эффекты структуры становятся менее важными по мере увеличения радиуса, аппроксимация эффективной массы дает возможность обосновать транзисторные характеристики в широком диапазоне тонких структур.

Очень удобно, что время релаксации связано с эффективной подвижностью μ простым соотношением вида $\frac{1}{\tau^{(v)}} = \frac{q}{m_{eff}^{(v)}} \frac{1}{\mu}$, где q и m – заряд и эффективная масса носителя в поддиапазоне v [6,

8]. Здесь μ рассматривается как корректирующий параметр, который может отличаться от низко-полевой подвижности. Это примерно усредненная подвижность во всей рабочей области, которая обычно меньше, чем низко-полевая подвижность. Такая связь необходима, поскольку в математических выражениях удобнее использовать τ , а при анализе электро-физических характеристик параметр μ .

Отметим, что в отличие от ультра коротких транзисторных структур где рассеяние фононов и туннелирование от источника к стоку довольно значительны, однако их влияние по мере увеличения длины рабочей области становится менее значимым и при продольных размерах не ниже 10 нм не существенными [3]. Поэтому, и квантовые явления переноса представляются незначительными, а использование ТУБ является вполне обоснованным.

2. Численное моделирование и обсуждение результатов

Компьютерное моделирование выполнено для транзисторных структур с различными геометрическими размерами рабочей области. В расчетах длина рабочей области L_g изменяется в диапазоне 11–25 нм, радиус от 1.5 до 5 нм. Фиксированы размеры стока/истока, длина которых составляла 25 нм, ширина и высота составляют 50 нм. Они равномерно легированы с концентрацией $0.5 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Кремниевая рабочая область полагается нелегированной с собственной концентрацией носителей $1 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Границы примыкания рабочей области и к истоку/стоку являются резкими. Нет перекрытия между затвором и областями истока и стока. Толщина подзатворного диэлектрика (t_{ox}) составляет 1.0 нм. Дальнейшее масштабирование будет ограничено чрезмерным туннельным током утечки затвора [19]. Для зоны проводимости рассмотрим три пары вырожденных долин с анизотропной эффективной массой (m_l, m_t, m_l) , (m_l, m_l, m_l) и (m_l, m_t, m_l) . Здесь $m_l = 0.916m_0$ и $m_t = 0.19m_0$ являются продольной и поперечной эффективной массой соответственно и m_0 – масса свободного электрона. В расчетах учитывается проникновение волновой функции в подзатворный диэлектрик, который обеспечивает высоту потенциального барьера 3.15 эВ. При этом эффективная масса носителей изотропна и соответствует $0.5m_0$. При моделировании полагаем, что температура решетки постоянна и равна 300 К.

Первоначально мы изучили электростатическую устойчивость исследуемой транзисторной архитектуры к проявлению коротко-канальных эффектов (ККЭ). В нашем случае, при фиксированном t_{ox} , радиус R будет самым важным параметром, контролирующим влияния ККЭ. Для получения требуемой устойчивости, мы используем известное понятие электростатической длины мас-

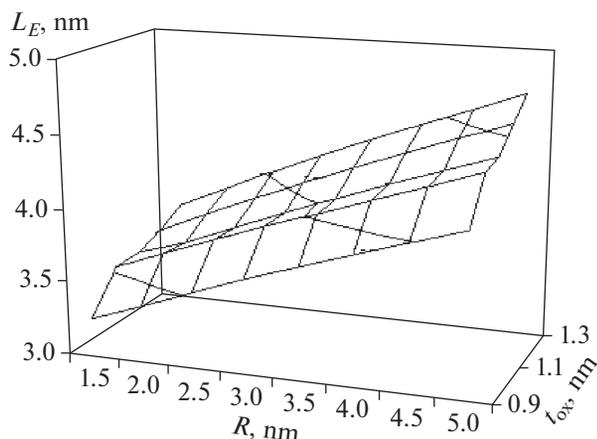


Рис. 2. Распределение характеристической длины в плоскости (R, t_{ox}) .

штабирования L_E (характеристическая длина) которая несет информацию об электростатической связи между смещением стока и потенциалом внутри канала [1, 20]. Для частного случая транзистора с полностью охватывающим затвором, параметр L_E можно получить из неявного уравнения [16]:

$$\frac{Y_1(\pi r_1/L_E)}{J_1(\pi r_1/L_E)} = \epsilon_r \frac{Y_0(\pi R/L_E)}{J_0(\pi R/L_E)} + (1 + \epsilon_r) \frac{Y_0(\pi R'/L_E)}{J_0(\pi R'/L_E)}, \quad (1)$$

где $\epsilon_r = \epsilon_s/\epsilon_{ox}$, ϵ_s and ϵ_{ox} – диэлектрическая проницаемость кремния и оксида кремния соответственно, $R' = R + t_{ox}$, $J_0(x)$ и $J_1(x)$ – функции Бесселя и $Y_0(x)$ и $Y_1(x)$ – функции Неймана.

На рис. 2 представлены результаты расчетов, выполненные при помощи (1). Из них можно

определить диапазон параметров R и t_{ox} для заданного значения L_g при которых выполняется условие полного подавления ККЭ: $L_g < 2L_E$ [4].

На рис. 3 приведено, полученное при помощи метода представленного [12], распределение поверхностного потенциала прототипа с минимально рассматриваемые размерами рабочей области $L_g = 11$ нм и $R = 1.5$ нм.

Для дальнейших расчетов нужно выбрать разумное время релаксации. В настоящей работе мы корректируем время релаксации с помощью метода ФФР. В данном случае параметр μ рассматривается как корректирующийся табличный параметр, величина которого может отличаться от значения низко-полевой подвижности в кремнии. На рис. 4 приведены численно-рассчитанные ВАХ трех различных прототипов при $\mu = 320$ см²/(В · с).

Сопоставление результатов моделирования дает достаточно точный ток стока (I_{ds}) по сравнению с данными по методу ФФР. Поскольку подгонка выполняется в области насыщения, наша модель немного занижает ток стока в линейной области. Это ожидаемо, потому что низко-полевая подвижность электронов для всех прототипов, полученная из метода ФФР, составляет около 600 см²/(В · с).

На следующем рис. 5 представлены результаты моделирования ВАХ прототипа 1.

Следует отметить, что соотношение между током стока и подвижностью в нашей модели отличается от того, что обычно предполагается в дрейфово-диффузионных моделях (ДДМ), где ток стока, как известно, прямо пропорционален подвижности [1]. Вместо этого ток стока, полученный при помощи разработанной модели, характеризуется относительно слабой зависимостью от подвижности, поскольку она (модель) также содержит баллистическую составляющую,

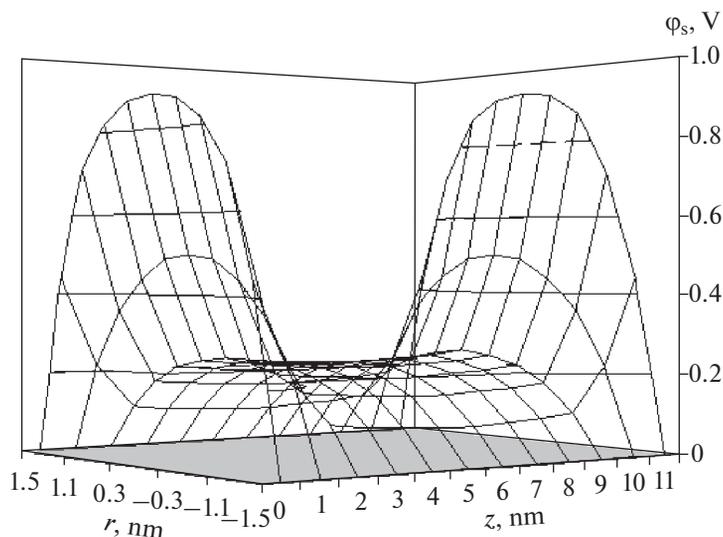


Рис. 3. Распределение поверхностного потенциала в области канала.

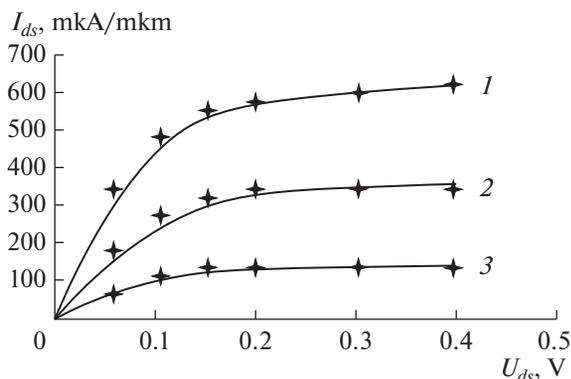


Рис. 4. ВАХ $I_{ds}(U_{ds})$ при $U_g = 0.4$ В, 1 – Прототип I $L_g = 11$ нм, $R = 3$ нм, 3 – Прототип III $L_g = 11$ нм, $R = 1.5$ нм, 2 – Прототип II $L_g = 25$, $R = 3$ нм и во всех структурах $t_{ox} = 1$ нм.

которая доминирует в деконаноразмерных структурах. Поэтому традиционные модели, предполагающие полностью диффузионный перенос, не могут дать точного значения данного тока в этом режиме. С другой стороны, феноменологические модели подвижности для сильного электрического поля, широко используемые в ДДМ, не могут быть использованы в нашем случае, поскольку они в сильных полях в значительной степени переоценивают деградацию подвижности в коротко-канальных устройствах [3, 16].

На рис 6 приведены экстрагированные из численно рассчитанных ВАХ $I_{ds}(U_g)$ во всем рассматриваемом диапазоне длин и радиусов рабочей области транзистора при постоянном значении подвижности $\mu = 320$ см²/(В · с) крутизны подпороговой характеристики SS .

Экстракция показывает, что SS улучшается по мере уменьшения радиуса рабочей области. Однако, и пороговое напряжение синхронно увеличивается с уменьшением радиуса. При этом оно становится более чувствительным к изменению радиуса при его малых значениях. Такой быстрый рост порогового напряжения обусловлен квантово-механическими эффектами [10]. Это следует если рассмотреть цилиндрическую квантовую яму (потенциал равен нулю внутри кремния и бесконечности снаружи). Для нее собственное значение

энергии представляется в виде $E_{nm} = \frac{\hbar^2 J_{nm}^2}{2m^* R^2}$, где J_{nm} – нуль функции Бесселя порядка m [9]. Поэтому небольшие изменения величины радиуса могут привести к существенному скачку порогового напряжения. Это характерно для диапазона малых значений радиусов, при условии $\frac{\partial E_{nm}}{\partial R} \propto R^{-3}$ [16].

Существенно, что радиус лучше характеризует свойства масштабирования, чем характеристическая длина, что может быть связано с квантовыми

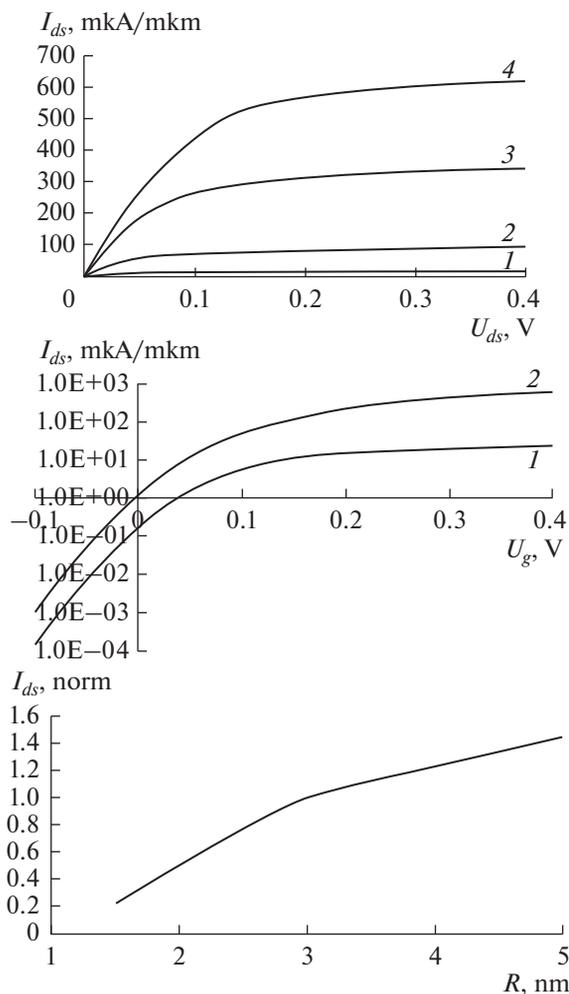


Рис. 5. Результаты моделирования. Прототип I (верхний) ВАХ $I_{ds}(U_d)$, где 1 – $U_g = 0.1$ В, 2 – $U_g = 0.2$ В, 3 – $U_g = 0.3$ В, 4 – $U_g = 0.4$ В; (средний) ВАХ $I_{ds}(U_g)$, где 1 – $U_{ds} = 0.01$ В, 2 – $U_{ds} = 0.4$ В; (нижний) $I_{ds_max}(R)$ для прототипа с $L_g = 11$ нм, $t_{ox} = 1$ нм, при $U_{ds} = U_{ds} = 0.4$ В.

эффектами [11]. При анализе свойств масштабирования следует в большей степени опираться на радиус, который в данном случае выступает лучшим характеристикатором проявления ККЭ. Действительно, что для того, чтобы транзистор был электростатически устойчивым (т.е. с $SS < 80$ мВ/дек), радиус кремниевой рабочей области должен быть меньше 1/3 длины затвора.

На рис. 7 показаны зависимости $I_{ds}(L_g, R)$ в диапазоне длины затвора 11–25 нм.

Одним из интересных результатов является зависимость максимального тока от длины рабочей области $I_{ds_max}(L_g)$. Если рассматривать степенную зависимость между L_g и I_{ds} в виде $I_{ds} \propto L_g^{-\beta}$, где параметр β – эмпирический, то для рассматриваемого диапазона L_g 11–25 нм, эти зависимости практически линейны при любых разумных

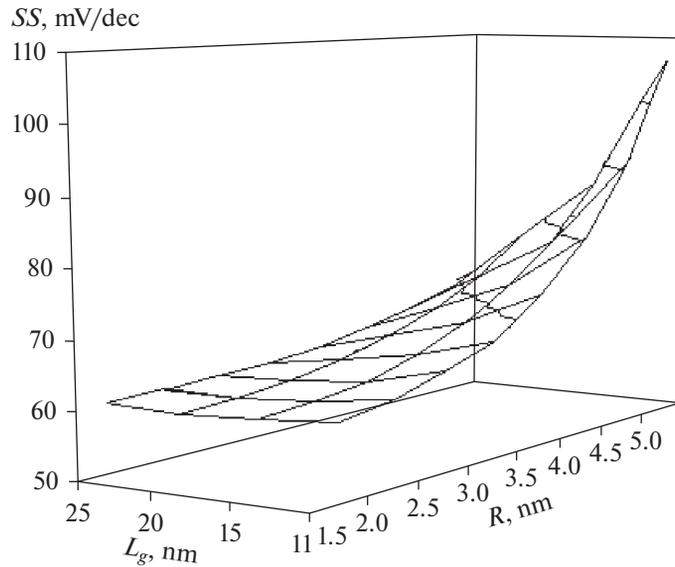


Рис. 6. Зависимость $SS(L_g, R)$.

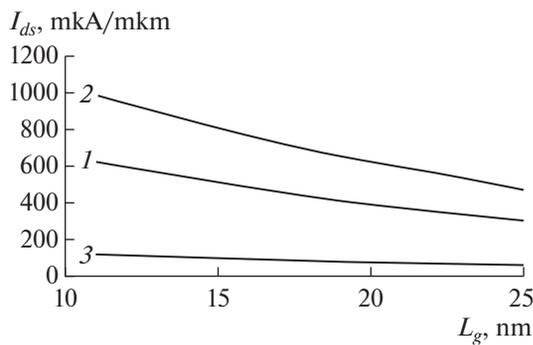


Рис. 7. I_{ds_max} при $U_{ds} = U_g = 0.4$ В: 1 – $R = 3$; 2 – 5 и 3 – 1.5 нм.

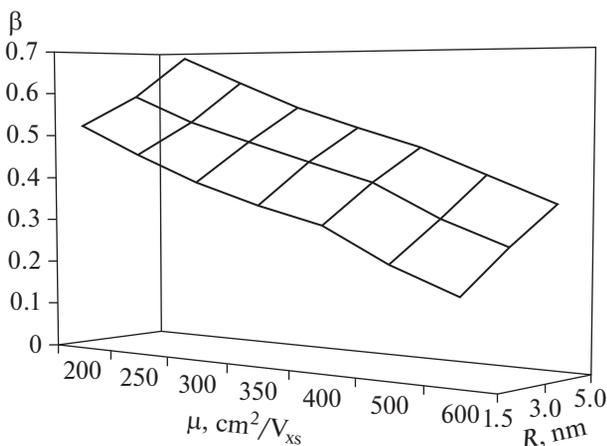


Рис. 8. Зависимость $\beta(\mu)$ при разных R : 1 – 3; 2 – 5; 3 – 1.5 нм.

значениях подвижности. При этом β естественно изменяется от 0 до 1. Поскольку ток стока почти не зависит от длины затвора в чисто баллистическом пределе, тогда как β равен 1 в диффузионном пределе. На рис. 8 представлены модельные зависимости для разных подвижностей. Так для $\mu = 300 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ β принимает значение приблизительно равное 0.5, тогда как для $\mu = 200 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ значение β составляет 0.6. Следует отметить, что аналогичный результат $\beta = 0.5$ был получен при помощи метода ФФР для $\mu = 300 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$.

Мы рассмотрели наиболее значимые электрофизические характеристики ультра тонких кремниевых полевых транзисторов с полностью охватывающим затвором, топологические параметры которых близки к границе масштабирования. Полученные расчетные характеристики определяют высокую практическую значимость исследуемой нанотранзисторной архитектуры для разработки электронных устройств, предназначенных для эффективного решения разнонаправленных прикладных задач.

Следует отметить, что anomalous поведение порогового напряжения в диапазоне малых радиусов и рассеяние на шероховатости могут стать важными факторами в ограничении масштабирования рассматриваемой транзисторной архитектуры. Данная проблема характерна для всех транзисторных устройств с ультратонкими рабочими областями [2, 16].

Внедрение ультра тонких транзисторных архитектур с полностью охватывающим затвором также связано с успешным решением задачи разработки масштабируемой измерительной платформы для определения физико-химических и электрических параметров наноразмерных объектов физической, химической и биологической

природы, поскольку анализируемая транзисторная структура обладает исключительной чувствительностью к изменению электрического потенциала вблизи поверхности канала [21]. Такая платформа для определения физических параметров наноразмерных биологических объектов в конечном итоге будет способствовать прорывному развитию биоинформатики.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе 3D квантово-механического представления разработана эффективная стратегия моделирования электро-физических свойств кремниевых ультра тонких полевых нанотранзисторов с полностью охватывающим затвором состоящая из комбинирования уравнений 3D Пуассона, 2D Шредингера и 1D Больцмана при условии самосогласованности их решений. И требующая значительно меньших вычислительных ресурсов, чем известный подход моделирования с использованием формализма функций Грина.

Численно проанализированы прототипы нанотранзисторов с топологическими параметрами близкими к границе масштабирования. Результаты моделирования в полном объеме иллюстрируют уникальные электро-физические свойства рассматриваемой транзисторной архитектуры. Это полноценное функционирование при низком напряжении питания и идеальные подпороговые характеристики в очень широком диапазоне топологических параметров.

Полученные результаты исследований дополняют ранее известные и определяют необходимость формирования технологической платформы для успешного решения задачи разноплановых прикладных задач.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФГУ ФНЦ НИИСИ РАН (Фундаментальные исследования 47 ГП) по теме № 0580-2021-0001 “Математическое обеспечение и инструментальные средства для моделирования, проектирования и разработки элементов сложных технических систем, программных комплексов и телекоммуникационных сетей в различных проблемно-ориентированных областях” (121031300047-6).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Schwierz F., Wong H., Liou J.J.* Nanometer CMOS // Pan Stanford Publishing. Singapore. 2010.
2. *Ferain I., Colinge C.A., Colinge J.* Multigate transistors as the future of classical metal-oxide-semiconductor field-effect transistors // *Nature*. 2011. V. 479. P. 310–316.
3. *Nanoelectronics: Devices, Circuits and Systems* // Editor by Brajesh Kumar Kaushik. Elsevier. 2018.
4. *Moon D., Choi S., Duarte J., Chio Y.* Investigation of silicon nanowire gate – all-around junction less transistors built on a bulk substrate // *IEEE Trans Electron Devices*. 2013. V. 60. P. 1355–1360.
5. *Avilla-Herrera F., Paz B., Cerdeira A., Estrada M., Pavanello M.* Charge-based compact analytical model for junction less triple-gate nanowire transistors // *Solid-State Electronics*. 2016. V. 121. P. 23–27.
6. *Briggs S., Leburton J.P.* Size effects in multisubband quantum wire structures // *Phys. Rev. B*. 1988. V. 38. P. 8163–8170.
7. *Gilbert M.J., Ferry D.K.* Efficient quantum three-dimensional modeling of fully depleted ballistic silicon-on-insulator metal-oxide-semiconductor field-effect transistors // *J. Appl. Phys.* 2004. V. 95. P. 7954–7960.
8. *Shao X., Yu Z.* Nanoscale FinFET simulation: A quasi-3D quantum mechanical model using NEGF // *Solid-State Electron*. 2005. V. 49. P. 1435–1445.
9. *Holtij T., Kloes A., Iniguez B.* 3-D compact model for nanoscale junctionless triple-gate nanowire MOSFETs, including simple quantization effect // *Solid-State Electronics*. 2015. V. 112. P. 85–89.
10. *Jin S., Park Y.J., Min H.S.* A three-dimensional simulation of quantum transport in silicon nanowire transistor in the presence of electron-phonon interactions // *J. Appl. Phys.* 2006. V. 99. P. 123719-1–123719-10.
11. *Sahay S., Kumar M.* Junctionless Field-Effect Transistors: Design, Modeling, and Simulation // Wiley-IEEE Press, 2019.
12. *Mani Manoj P., Pandey K.* Surface potential and threshold voltage model of fully depleted narrow channel SOI MOSFET using analytical solution of 3D Poisson's equation // *J. Nano- and Electronic Physics*. 2015. V. 7. P. 2002–2007.
13. *Orlikovsky A., Vyurkov V., Lukichev V., Semenikhin I., Khomyakov A.* All quantum simulation of ultrathin SOI MOSFET in nanoscale semiconductor-on-insulator structures and devices. Springer. 2007.
14. *Sahay S., Kumar M.* Spacer design guidelines for nanowire FETs from gate-induced drain leakage perspectives // *IEEE Transactions on Electron Devices*. 2017. V. 64. P. 3000–3015.
15. *Büttiker M.* Four-terminal phase-coherent conductance // *Phys. Rev.Lett.* 1986. V. 57. P. 1761–1764.
16. *Tomar G., Barwari A.* Fundamental of electronic devices and circuits. Springer. 2019.
17. *Oproglidis T., Tassis D., Tsormpatzoglou A., Karatsori T.A.* Analytical drain current compact model in the depletion operation region of short-channel triple-gate junctionless transistors // *IEEE Trans on Electron Devices*. 2017. V. 64. № 1. P. 66–72.
18. *Wang J., Rahman A., Ghosh A., Klimeck G., Lundstrom M.* On the validity of the parabolic effective-mass approximation for the I–V calculation of silicon nanowire transistors // *IEEE Trans. Electron Devices*. 2005. V. 52. P. 1589–1595.
19. *Oproglidis T., Barraud S., Karatsori T.A., Ghibaudo G.* Leakage current conduction in metal gate junctionless nanowire transistors // *Solid-State Electronics*. 2017. V. 131. P. 20–23.
20. *Amara A., Rozeau O.* Planar double-gate transistor // Springer, 2009.
21. *Robinson J., Jorgolli M., Shalek A., Yoon M., Gertner R., Park H.* Vertical nanowire electrode arrays as a scalable platform for intracellular interfacing to neuronal circuits // *Nat. Nanotechnol.* 2012. V. 7. P. 180–184.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ

УДК 621.382.323+621.315

КМОП МАЖОРИТАРНЫЙ ЭЛЕМЕНТ НА ОСНОВЕ И-НЕ ЛОГИКИ С ПОНИЖЕННОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬЮ К ВОЗДЕЙСТВИЮ ОДИНОЧНЫХ ИОНИЗИРУЮЩИХ ЧАСТИЦ

© 2021 г. В. Я. Стенин^{a, b, *}, Ю. В. Катунин^{a, **}

^aНИИ системных исследований Российской академии наук, Нахимовский проспект, 36, 1, Москва, Россия

^bНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Каширское шоссе, 31, Москва, Россия

*E-mail: vystenin@mephi.ru

**E-mail: katunin@cs.niisi.ras.ru

Поступила в редакцию 11.12.2020 г.

После доработки 31.03.2021 г.

Принята к публикации 14.04.2021 г.

Приводятся результаты моделирования элементов тройного мажоритарного элемента, выполненного на основе КМОП логических элементов 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 при сборе заряда транзисторами с треков одиночных ионизирующих частиц с линейным переносом энергии в диапазоне от 10 до 90 МэВ · см²/мг. Сбор заряда с трека приводит к образованию импульсов помех. Мажоритарный элемент выполнен на 18 транзисторах и имеет оригинальную топологическую структуру, в которой транзисторы выходного логического элемента 3И-НЕ по одному введены в соответствующие группы транзисторов трех входных элементов 2И-НЕ. Это снизило длительность импульсных помех на выходе мажоритарного элемента при входных сигналах $A = B = C = 0$ за счет совместного сбора заряда с трека частицы транзисторами каскадно включенных логических элементов 2И-НЕ, 3И-НЕ. Особенностью мажоритарного элемента является маскирование помех (блокирование передачи на выход импульсов помех, возникающих на его внутренних узлах И-НЕ) при сигналах на входах элемента $A = B = C = 1$. При сигналах на входах элемента $A = B = C = 0$ длительности импульсов помех находятся в диапазоне 50–200 пс при линейной передаче энергии на трек 60–90 МэВ · см²/мг с точками входа треков в КМОП транзисторы и 250–400 пс с точками входа треков в КМОП транзисторы.

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

DOI: 10.31857/S0544126921050070

1. ВВЕДЕНИЕ

КМОП мажоритарные логические элементы являются важной частью обеспечения надежности интегральных систем с резервированием вычислительных процессов. Надежность мажоритарных элементов в системах, предназначенных для космического применения, связана с их помехоустойчивостью к воздействиям одиночных ионизирующих частиц. В настоящее время моделирование с использованием приборных физических моделей (physics-based device models) наноразмерных элементов является виртуальной экспериментальной базой для получения данных о поведении электронных элементов в условиях космического применения.

Моделированию эффектов воздействия одиночных ионизирующих частиц с использованием трехмерных (3D) приборных физических моде-

лей посвящены работы, в которых предсказаны важные особенности поведения КМОП транзисторов при сборе заряда с треков одиночных ионизирующих частиц. В первую очередь следует отметить такие принципиальные эффекты как переход КМОП транзисторов в инверсный режим смещения [1] и совместный сбор заряда с трека транзисторами смежных элементов с проектными нормами менее 100 нм, который снижает длительности импульсных помех [2]. Эти два эффекта отдельно или в комбинации служат образованию импульсов помех на выходах мажоритарных элементов либо их блокировке.

Снижение проектных норм и специфика космического применения высокопроизводительных систем требуют новых исследований КМОП мажоритарных элементов для решения технических задач. 3D TCAD моделирование воздействия

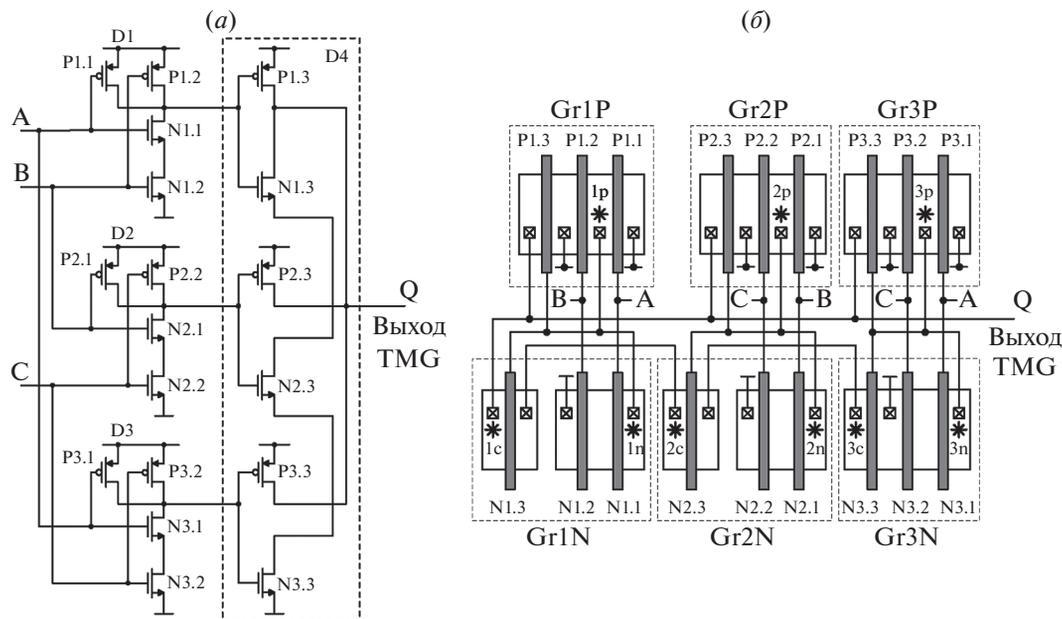


Рис. 1. КМОП тройной мажоритарный элемент на И-НЕ логических элементах: (а) схема; (б) эскиз топологии; входы мажоритарного элемента обозначены как А, В, С, а выход как Q “Выход TMG”.

одиночных ионизирующих частиц на тройной мажоритарный элемент на логических элементах И и ИЛИ с проектной нормой объемный 65-нм КМОП с мелкой траншейной оксидной изоляцией (shallow trench isolation – STI) групп транзисторов [3] позволило установить основные механизмы образования импульсов помех при сборе заряда группами транзисторов в логических элементах с последовательным и параллельным соединением их, а также основные механизмы коррекции длительности импульсов помех при каскадном включении логических элементов И-НЕ (а также ИЛИ-НЕ) и инверторов. Моделирование одновременного переключения и сбора заряда с трека одиночной частицы [4] в мажоритарном элементе на основе И и ИЛИ логики показало практически неизменные длительности нестационарного состояния мажоритарного элемента независимо от момента возникновения трека как до, так и после переключения по входам. Другой особенностью является опережающее переключение мажоритарного элемента либо увеличение задержки переключения, инициируемые сбором заряда, в зависимости от сигналов на входах [4].

Целью данной работы является моделирование средствами TCAD тройного мажоритарного элемента (triple majority gate – TMG), выполненного только на основе КМОП логических элементов И-НЕ по проектной норме объемный 65-нм КМОП с мелкой траншейной изоляцией транзисторов, и получение оценок параметров импульсов помех при сборе заряда с треков частиц. Исследуемый тройной мажоритарный

элемент имеет оригинальную топологическую структуру, позволяющую осуществить коррекцию длительности импульсных помех.

2. ТРОЙНОЙ МАЖОРИТАРНЫЙ ЭЛЕМЕНТ НА И-НЕ КМОП ЛОГИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТАХ

2.1. Схема и топология

Правильным результатом передачи тройным мажоритарным элементом сигналов с входов на выход является выходной сигнал, который соответствует совпадению как минимум двух входных сигналов из трех. На рис. 1 приведены схема (рис. 1а) и эскиз топологии (рис. 1б) тройного мажоритарного элемента на основе трех двухвходовых КМОП элементов 2И-НЕ D1, D2, D3 и одного трехвходового элемента 3И-НЕ D4. Первая цифра в обозначениях транзисторов на рис. 1 соответствует номеру элемента D1, D2, D3, а вторая – номеру транзистора в этих элементах. Топологически транзисторы одного типа проводимости элементов D1, D2, D3 расположены в отдельных областях кремния, ограниченных на эскизе топологии (рис. 1б) прямоугольниками. Эти области окружены мелкой траншейной изоляцией диэлектриком (диоксидом кремния) глубиной 400 нм; полосы с штриховкой на эскизе топологии обозначают затворы транзисторов, звездочками отмечены точки входа треков одиночных частиц.

Группа NМОП транзисторов Gr3N и группы PМОП транзисторов Gr1P, Gr2P, Gr3P, содержащие по три транзистора, выполнены в областях

кремния размером 885×400 нм. NМОП транзисторы N1.1, N1.2, а также N2.1, N2.2 элементов D1 и D2 выполнены в областях кремния размером 590×400 нм. Прямоугольное обрамление транзисторов на рис. 1б сплошными линиями показывает границы мелкой траншейной изоляции, а прямоугольное штриховое обрамление на рис. 1б дает границы транзисторов, объединенных в группы.

Транзисторы элемента 3И-НЕ D4 введены в соответствующие группы 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, включенный в группу Gr3N, выполнен в одной общей кремниевой области группы совместно с NМОП транзисторами N3.1 и N3.2 элемента D3 (рис. 1б). NМОП транзисторы N1.3 и N2.3 элемента D4 по конструктивным причинам выполнены каждый в отдельной области кремния 360×400 нм и изолированы слоем траншейной изоляцией толщиной 120 нм от областей NМОП транзисторов элементов D1 и D2 (рис. 1б).

2.2. Особенности моделирования сбора заряда транзисторами с трека частицы

Воздействие одиночной ядерной ионизирующей частицы на кремниевые элементы приводит к образованию вдоль ее трека неравновесных носителей заряда. Заряды выводятся в виде импульсов тока через обратно смещенные стоковые pn переходы МОП транзисторов, вызывая импульсы помех, которые могут приводить к образованию ложных выходных сигналов элементов, искажающих логические уровни на выходе мажоритарного элемента.

На рис. 2 изображен эскиз 3D физической модели приборной структуры на основе И-НЕ элементов. Приборная физическая модель включает группы NМОП транзисторов Gr1N, Gr2N, Gr3N и группы PМОП транзисторов Gr1P, Gr2P, Gr3P в соответствии с эскизом топологии на рис. 1б. В работе проведено 3D TCAD моделирование КМОП мажоритарного элемента (рис. 1а): средствами TCAD программировалась передача энергии с трека носителям заряда в кремнии и моделировались процессы сбора заряда транзисторами в элементах И-НЕ. Использованы физические модели транзисторов [5] по проектной норме 65-нм КМОП объемной технологии.

Как тестовое воздействие приняты треки частиц по нормали к поверхности модели элемента. На рис. 2 приведены треки частиц $T_{1N}-T_{3N}$ и $T_{1P}-T_{3P}$ с точками входов $1n-3n$ в стоки NМОП транзисторов N1.1, N2.1, N3.1 и точками входа $1p-3p$ в общие области стоков пар PМОП транзисторов узлов 2И-НЕ, которые отмечены звездочками на

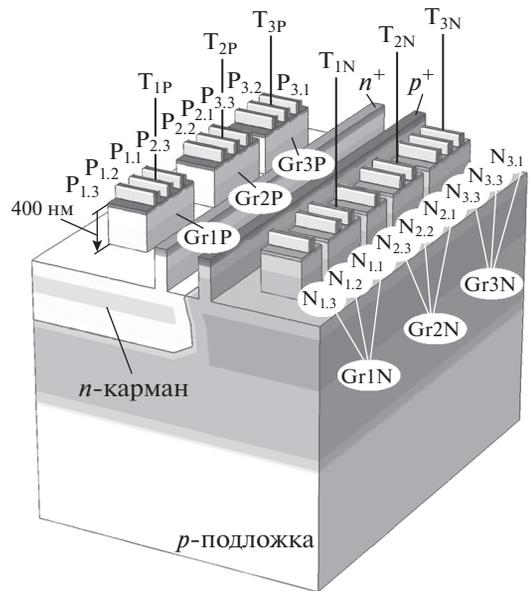


Рис. 2. Приборная 3D TCAD физическая модель, использованная при моделировании КМОП тройного мажоритарного элемента на И-НЕ логических элементах.

рис. 1б. Также использованы треки с точками входа 1с–3с в стоки NМОП транзисторов N1.3, N2.3, N3.3 элемента D4.

Ширина каналов всех транзисторов равна 400 нм. Области NМОП и PМОП транзисторов разделены охранными полосами для вывода неравновесных зарядов на шину питания и общую шину. На рис. 2 траншейная изоляция между областями кремния удалена, чтобы были видны области кремния, в которых выполнены транзисторы. Полные размеры 3D приборной структуры составляют 6.4×0.9 мкм при толщине подложки 3.0 мкм. Энергетическая составляющая генерации заряда на треке характеризуется [6] линейной передачей энергии частицей на трек (linear energy transfer – LET). При моделировании использовались треки с LET в диапазоне $10-90$ МэВ · см²/мг; образование трека при 100 пс. Результаты 3D TCAD моделирования получены с использованием симулятора Sentaurus Device при температуре 25°C и напряжении питания 1.0 В.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ ПОМЕХ

3.1. Сбор заряда с трека NМОП транзисторами при сигналах на входах $A = B = C = 0$

Процессы сбора заряда с трека приводят к образованию импульсов помех на узлах мажоритарного элемента. На рис. 3 приведены импульсы помех на узле 2И-НЕ элемента D1 (рис. 3а), а также синхронно формирующиеся импульсы помех (рис. 3б) на выходе TMG (triple majority gate) – трой-

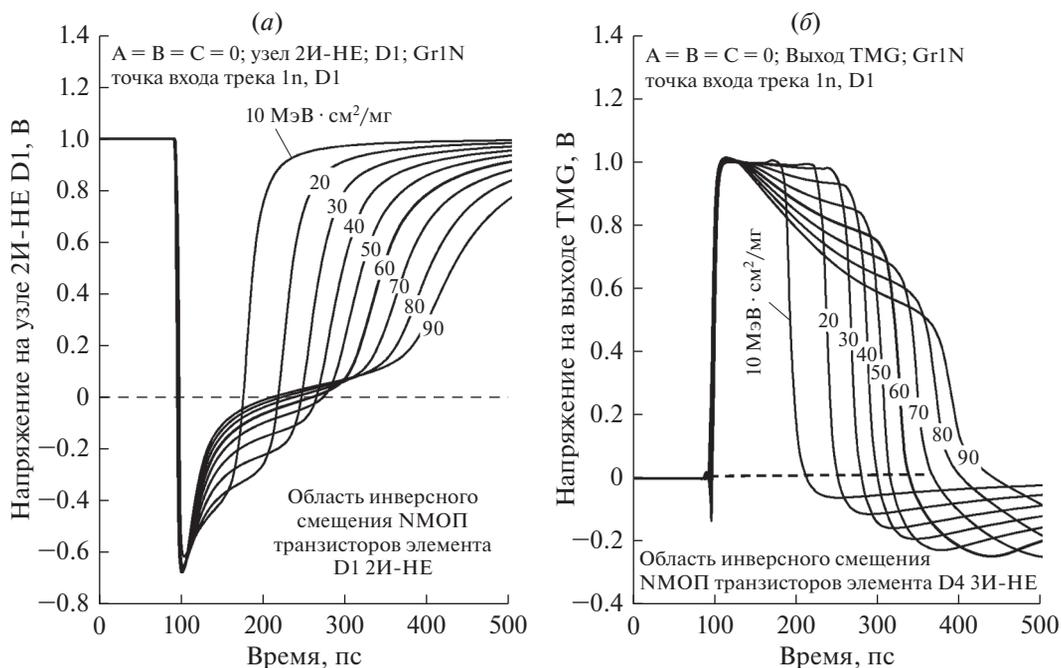


Рис. 3. Импульсы помех на узлах мажоритарного элемента при сборе заряда с трека с точкой входа 1n в группу транзисторов Gr1N элемента D1 при линейной передаче энергии частицей на трек в диапазоне 10–90 МэВ·см²/мг и сигналах на входах A = B = C = 0: (a) импульсы на узле 2И-НЕ элемента D1; (б) импульсы на выходе мажоритарного элемента.

ного мажоритарного элемента. Параметром изменения импульса помехи на рис. 3 является значение линейной передачи энергии частицы на трек (linear energy transfer – LET) в диапазоне от 10 до 90 МэВ·см²/мг для трека T_{1N} (рис. 2) с точкой входа 1n в группу NМОП транзисторов Gr1N элемента D1 (рис. 1б). Сигналы на входах TMG: A = B = C = 0.

В начале сбора заряда с трека NМОП транзисторы N1.1 и N1.2 элемента 2И-НЕ переходят в инверсное смещение с напряжением на узле 2И-НЕ $V_{\text{УЗЕЛ.2И-НЕ}} = -0.7$ В (область отрицательных напряжений на рис. 3а). При этом запирается NМОП транзистор N1.3 элемента 3И-НЕ D4 в топологической группе Gr1N (рис. 2), через которую проходит трек одиночной частицы T_{1N}, и транзистор N1.3 может собирать заряд с того же трека. При этом PМОП транзисторы P1.1 и P1.2 остаются открытыми и их токи поднимают (повышают) напряжение на узле 2И-НЕ элемента D1 до момента времени, когда сбор заряда с трека заканчивается и NМОП транзисторы N1.1 и N1.2 начинают выходить из области инверсного смещения (графики на рис. 3а при напряжении $V_{\text{УЗЕЛ.2И-НЕ}} \approx 0-0.1$ В). В этот интервал времени рост напряжения на узле 2И-НЕ замедляется при сборе остатков заряда с трека. Далее токи PМОП транзисторов P1.1 и P1.2 “быстро” повышают напряжение на узле 2И-НЕ до значения

$V_{\text{УЗЕЛ.2И-НЕ}} = 0.7$ В, а затем идет “плавное” повышение (рис. 3а) до $V_{\text{УЗЕЛ.2И-НЕ}} \approx 1$ В меньшими токами PМОП транзисторов P1.1 и P1.2, что обусловлено снижением напряжения между стоками и истоками этих транзисторов.

На рис. 3б приведены зависимости импульсов помех во времени на выходе TMG, синхронно изменяемые совместно с зависимостями импульсов помех на рис. 3а при сборе заряда с трека с точкой входа 1n. Одновременный сбор заряда NМОП транзистором N1.3 элемента D4, относящимся к группе Gr1N и расположенным рядом с собирающими заряд с трека транзисторами N1.1 и N1.2 (рис. 1б и 2), несколько уменьшает длительность импульса помехи на выходе TMG за счет спада вершины импульса помехи на выходе элемента $V_{\text{ВЫХОД.TMG}}$ (графики на рис. 3б) при оценке по уровню 0.7В. При линейной передаче энергии частицей на трек более 60 МэВ·см²/мг сбор заряда транзистором N1.3 становится более “энергичным”, что формирует более крутой спад вершины импульса помехи на выходе TMG, что останавливает рост, а затем снижает длительность импульса помехи по сравнению с практически отсутствием корректирующего сбора заряда транзистором N1.3 при LET < 60 МэВ·см²/мг (графики на рис. 3б).

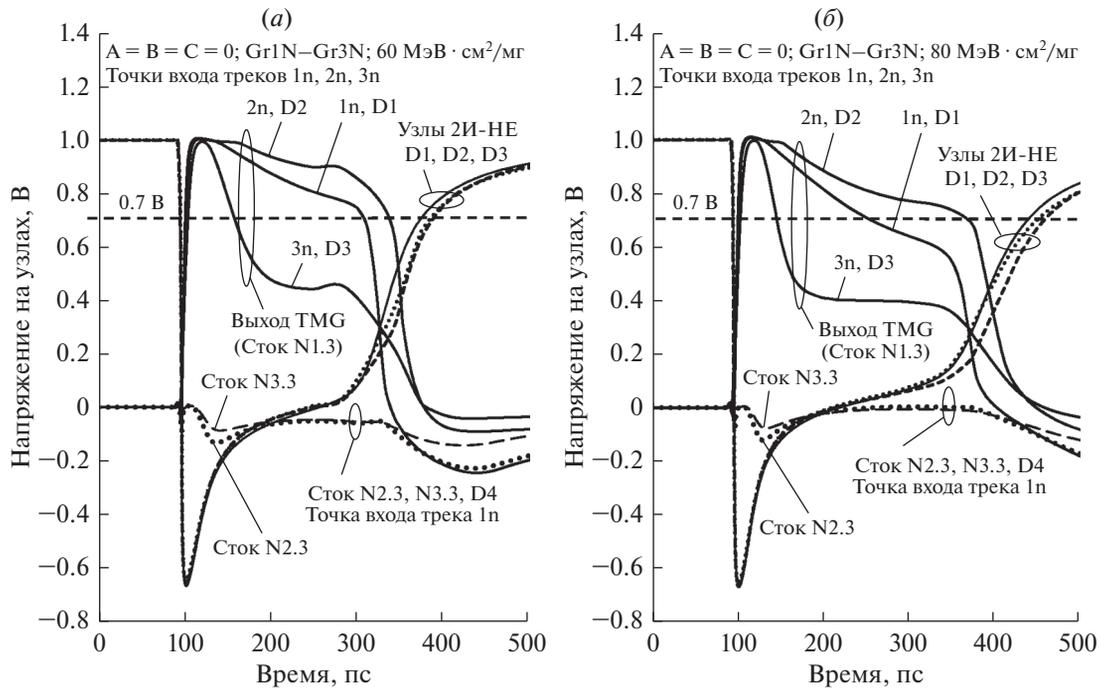


Рис. 4. Импульсы помех на выходе мажоритарного элемента и его узлах 2И-НЕ при сборе заряда с треков с точками входа 1n, 2n, 3n в группы транзисторов Gr1N, Gr2N, Gr3N элементов D1, D2, D3 при сигналах на входах $A = B = C = 0$ и зависимости напряжений на стоках транзисторов N2.3, N3.3 для точки входа трека 1n при линейной передаче энергии частицей на трек: (а) $60 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2/\text{мг}$; (б) $80 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2/\text{мг}$.

3.2. Снижение длительности помехи на выходе мажоритарного элемента при сборе заряда NМОП транзисторами элементов D1, D2, D3 совместно с транзисторами элемента D4

На рис. 4 приведены зависимости импульсов помех на выходе мажоритарного элемента и узлах 2И-НЕ при сборе заряда с трех треков одиночных частиц ($T_{1N}-T_{3N}$ на рис. 2) с точками входа 1n, 2n, 3n (рис. 1б) в группы NМОП транзисторов элементов D1, D2, D3 при сигналах на входах $A = B = C = 0$. На рис. 4а приведены импульсы помех для $LET = 60 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2/\text{мг}$, а на рис. 4б для $LET = 80 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2/\text{мг}$. Кроме того, на рис. 4 приведены зависимости изменения напряжений на стоках NМОП транзисторов N2.3 и N3.3 элемента D4 при точке входа трека 1n.

Сбор заряда с трека, проходящего через одну из трех групп NМОП транзисторов: Gr1N, Gr2N или Gr3N, вызывает переход NМОП транзисторов узла 2И-НЕ этой группы в инверсное смещение (рис. 4), что образует импульс помехи отрицательной полярности на узле 2И-НЕ. Напряжение при формировании фронта этого импульса снижается от +1 до -0.7 В, при этом происходит переход узла 2И-НЕ этой группы в состояние логического нуля "0". На узлах 2И-НЕ двух других групп, через которые не проходит данный трек, сохраняются уровни логических единиц "1", что не препятствует образованию импульса помехи поло-

жительной полярности на выходе TMG (рис. 4) под действием импульса на узле 2И-НЕ этой группы. Импульсы помех на каждом из трех узлов И-НЕ групп Gr1N, Gr2N и Gr3N оказываются практически одинаковыми (см. зависимости "Узлы 2И-НЕ D1, D2, D3" на рис. 4), что подтверждает одинаковость процессов образования зарядов и их величин в данных группах при одинаковой передаче энергии частицей.

Из сравнения зависимостей на рис. 4 следует существенно меньшее значение длительности импульса помехи на выходе TMG при треке с точкой входа 3n в группу Gr3N. Кроме того, увеличение LET с 60 до $80 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2/\text{мг}$ сопровождается снижением длительности импульса помехи по уровню 0.7 В на выходе TMG с 56 до 43 пс, при точке входа 1n в группу Gr1N длительность помехи снижается с 210 до 157 пс (рис. 4), а при точке входа 2n продолжается повышение с 232 до 269 пс (рис. 4).

На рис. 5 приведены графики длительности импульсов помех на выходе мажоритарного элемента и узлах 2И-НЕ групп транзисторов Gr1N–Gr3N в зависимости от линейной передачи энергии частицей на треки $T_{1N}-T_{3N}$ с точками входа 1n, 2n, 3n в диапазоне от 10 до $90 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2/\text{мг}$ при сигналах на входах $A = B = C = 0$. Максимальный эффект коррекции длительности импульса помехи при сборе заряда электронов NМОП транзистором N3.3 элемента D4 при треке с точкой вхо-

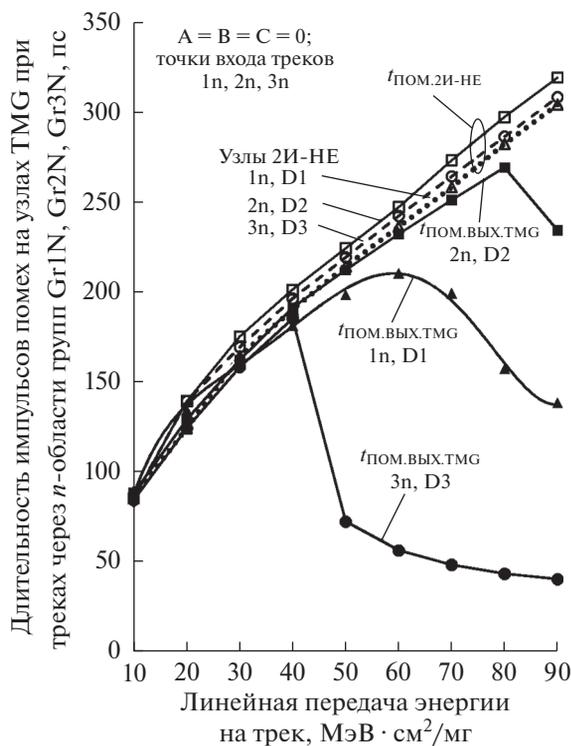


Рис. 5. Длительности импульсов помех на выходе мажоритарного элемента и узлах 2И-НЕ групп NМОП транзисторов Gr1N, Gr2N, Gr3N элементов D1, D2, D3 при сборе заряда с треков с точками входа 1n, 2n, 3n и сигналах на входах $A = B = C = 0$ в зависимости от линейной передачи энергии частицей на трек в диапазоне от 10 до 90 МэВ·см²/мг.

да 3n (рис. 5). Это объясняется тем, что транзистор N3.3 элемента D4 выполнен в общей кремниевой области группы Gr3N совместно с транзисторами N3.1 и N3.2 элемента D3 (рис. 1б и рис. 2). Это дает возможность запертому транзистору N3.3 при напряжении на узле 2И-НЕ элемента D3 $V_{\text{УЗЕЛ.2И-НЕ}} < 0.1$ В (рис. 4) эффективно собирать заряд электронов с трека через группу Gr3N, что снижает длительность импульса помехи на выходе ТМГ за счет понижения напряжения на стоке N3.3 при открытых транзисторах N1.3 и N2.3 элемента D3, сигналы на входах $A = B = C = 0$. Снижение длительности помехи при треке с точкой входа 3n начинается при линейной передаче энергии на трек более 40 МэВ·см²/мг (рис. 5).

Меньший эффект снижения длительности помехи проявляется при треке с точкой входа 1n в группу Gr1N элемента D1, а минимальный эффект — при треке в группу Gr2N с точкой входа 2n в группу Gr2N D2 (рис. 5). Эффект коррекции проявляется при треке с точкой входа 1n при $\text{LET} > 60$ МэВ·см²/мг, а при точке входа трека 2n при $\text{LET} > 80$ МэВ·см²/мг. Это связано с тем, что транзисторы N1.3 и N2.3 элемента D4 по конструктивным причинам отделены слоем тран-

шейной изоляции 120 нм от областей NМОП транзисторов групп Gr1N и Gr2N, поэтому сбор заряда электронов этими транзисторами происходит слабее с треков в группу Gr1N или Gr2N.

3.3. Сбор заряда с трека РМОП транзисторами при сигналах на входах $A = B = C = 0$

На рис. 6а приведены импульсы помех на выходе ТМГ и узлах 2И-НЕ для трех групп РМОП транзисторов Gr1P, Gr2P, Gr3P при сборе заряда с трека в каждой из групп со своей точкой входа 1p, 2p или 3p (рис. 1б) и сигналах на входах $A = B = C = 0$ при $\text{LET} = 60$ МэВ·см²/мг. На рис. 6б даны зависимости длительности импульсов помех в диапазоне LET от 10 до 90 МэВ·см²/мг.

РМОП транзисторы трех групп Gr1P, Gr2P и Gr3P элементов D1–D3 открыты при сигналах на входах $A = B = C = 0$, а РМОП транзисторы P1.3, P2.3, P3.3 элемента D4 заперты. Напряжения на трех узлах 2И-НЕ при этом $V_{\text{УЗЕЛ.2И-НЕ}} = 1$ В. Трек одиночной частицы в одну из трех групп Gr1P, Gr2P или Gr3P инициирует сбор заряда дырок РМОП транзисторами этой группы (рис. 1а), что увеличивает напряжение на емкости узла 2И-НЕ этой группы, вызывая кратковременный (на 20 пс) переход РМОП транзисторов этой группы в инверсное смещение с напряжением на узле $V_{\text{УЗЕЛ.2И-НЕ}} = 1.3–1.0$ В (рис. 6а). В это время на всех трех узлах 2И-НЕ сохраняются уровни логических единиц “1”, и все три РМОП транзистора P1.3, P2.3, P3.3 элемента D4 находятся в запертом состоянии при напряжении на их стоках и выходе ТМГ $V_{\text{ВЫХ.ТМГ}} = 0$ В. Это обеспечивает образование импульса помехи положительной полярности на выходе ТМГ (рис. 6а) при сборе заряда дырок с трека, проходящего через любую из трех групп транзисторов Gr1P, Gr2P или Gr3P, и временный переход выхода в состояние логической единицы “1” (рис. 6а).

На рис. 6б приведены графики длительности импульсов помех на выходе мажоритарного элемента и узлах 2И-НЕ групп РМОП транзисторов Gr1P–Gr3P при треках с точками входа 1p, 2p, 3p (рис. 1б) в зависимости от линейной передачи энергии частицей на трек в диапазоне от 10 до 90 МэВ·см²/мг при сигналах на входах $A = B = C = 0$. На трех узлах 2И-НЕ в группах Gr1P–Gr3P элементов D1, D2, D3 сохраняются уровни напряжений $V_{\text{УЗЕЛ.2И-НЕ}} = 1$ В (рис. 6а), соответственно в диапазоне LET от 10 до 90 МэВ·см²/мг на любом из узлов 2И-НЕ импульса помехи не возникает (отсутствие импульса помехи на рис. 6б отмечено как $t_{\text{ПОМ.2И-НЕ}} = 0$).

В этом случае при значениях $V_{\text{УЗЕЛ.2И-НЕ}} = 1$ В все РМОП транзисторы элемента D4 (рис. 1) оказываются запертыми и при прохождении трека частицы через любую из групп Gr1P, Gr1P или Gr3P сбор заряда дырок ими с этого трека дает

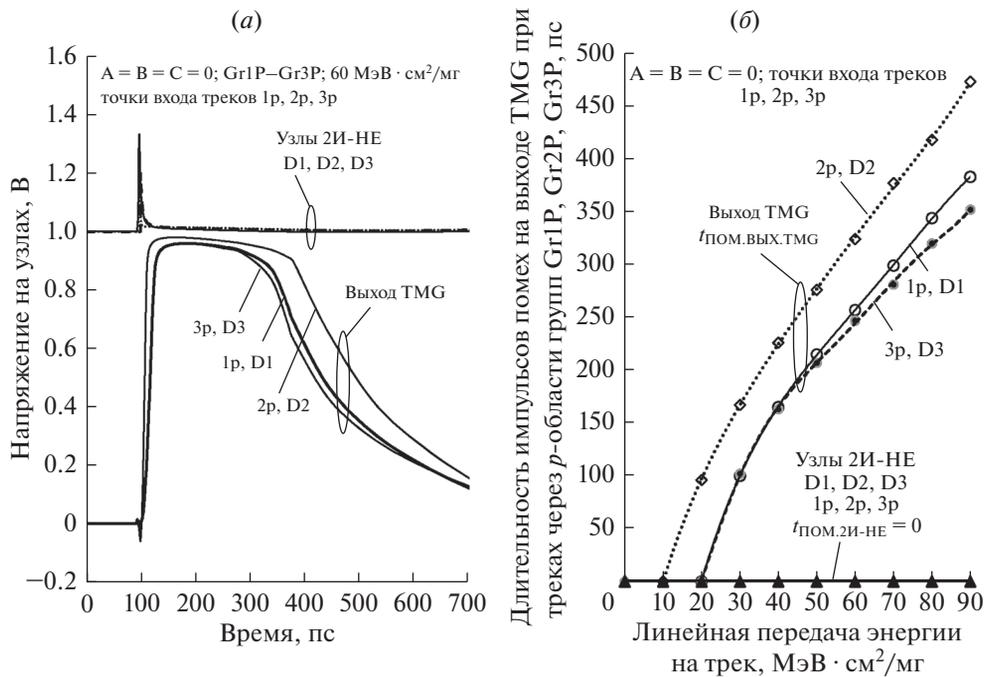


Рис. 6. Импульсы помех на выходе мажоритарного элемента и узлах 2И-НЕ групп РМОП транзисторов Gr1P, Gr2P, Gr3P элементов D1, D2, D3 при сборе заряда с треков с точками входа 1р, 2р, 3р и сигналах на входах $A = B = C = 0$: (а) импульсы помех при линейной передаче энергии частиц на трек 60 МэВ · см²/мг; (б) длительности импульсов в диапазоне линейной передачи энергии частиц на трек от 10 до 90 МэВ · см²/мг.

импульс помехи положительной полярности на выходе элемента D4 и соответственно на выходе ТМГ, длительность которого $t_{\text{ПОМ.ВЫХ.ТМГ}}$ растет пропорционально увеличению линейной передачи энергии на этот трек (рис. 6б).

4. МАСКИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСОВ ПОМЕХ ПРИ СБОРЕ ЗАРЯДА

4.1. Сбор заряда с трека НМОП транзисторами при сигналах на входах $A = B = C = 1$

Эффект маскирования помех в комбинационных логических элементах заключается в блокировке передачи на выход элемента импульса помехи, возникшего на одном из его внутренних узлов, и сохранение неизменным значение выходного уровня сигнала. На рис. 7 приведены зависимости напряжений на трех узлах 2И-НЕ групп НМОП транзисторов Gr1N–Gr3N элементов D1, D2, D3 и три зависимости напряжений на выходе ТМГ при сборе заряда с трека одиночной частицы в каждую из групп со точкой входа 1n, 2n или 3n (рис. 1б) при LET = 60 МэВ · см²/мг и входных сигналах $A = B = C = 1$. Эти зависимости иллюстрируют одинаковый характер изменения напряжений ($V_{\text{УЗЕЛ.2И-НЕ}} \leq 0$ на рис. 7) на трех узлах 2И-НЕ элементов D1, D2, D3 при сохранении уровня “1” на выходе мажоритарного элемента без импульса помехи.

На рис. 7 приведены также зависимости напряжений на стоках НМОП транзисторов N2.3 и N3.3 элемента D4 во время сбора заряда с трека при точке входа 1n при LET = 60 МэВ · см²/мг. Пример этих зависимостей показывает, что транзисторы элемента D4, на затворах которых сохраняются исходные напряжения, соответствующие входным сигналам $A = B = C = 1$, находятся в инверсном смещении с напряжениями на стоках менее 0 В. В итоге напряжения на трех узлах 2И-НЕ поддерживают РМОП транзисторы элемента D4 в открытом состоянии, что сохраняют уровень логической единицы “1” на выходе ТМГ без образования импульса помехи и служит маскированию помех входными сигналами мажоритарного элемента.

НМОП транзисторы узлов 2И-НЕ трех элементов D1, D2 и D3 открыты при сигналах на входах $A = B = C = 1$ также и при линейной передаче энергии в диапазоне от 10 до 90 МэВ · см²/мг на любой из трех треков с точками входа 1n, 2n, 3n. Сбор заряда с трека, проходящего через одну из трех групп НМОП транзисторов: Gr1N, Gr2N или Gr3N вызывает сохранение логического состояния нуля “0” на узле 2И-НЕ этой группы. При этом на двух других узлах 2И-НЕ уровня логических нулей “0” сохраняются сигналами на входах $A = B = C = 1$. В итоге логические уровни “0” на трех узлах 2И-НЕ обеспечивают уровень логической единицы “1” на выходе ТМГ.

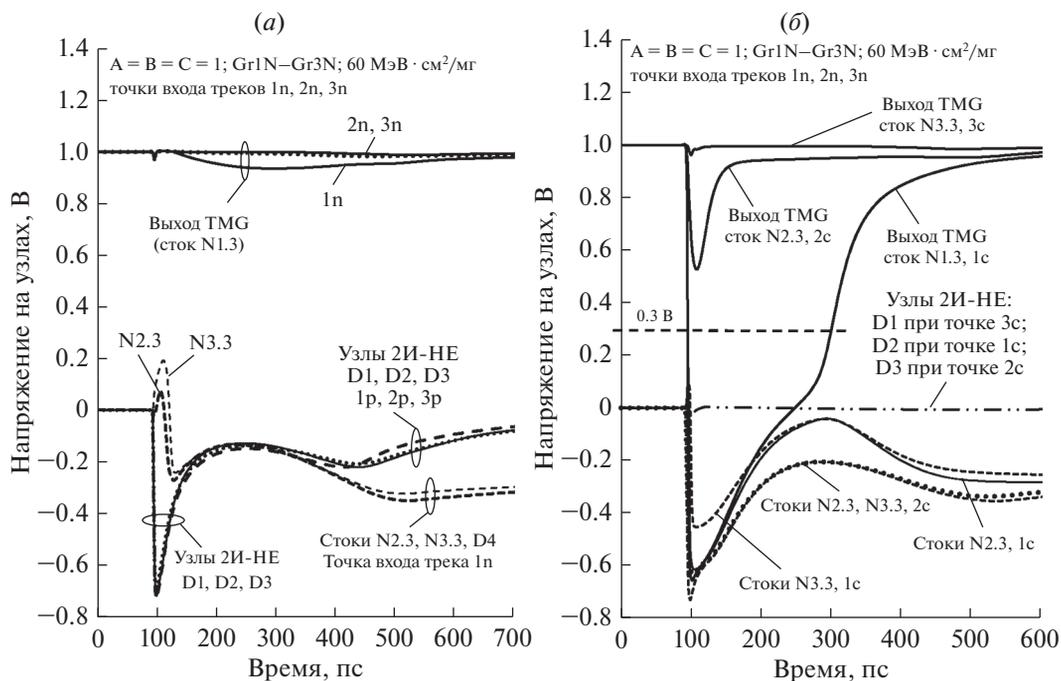


Рис. 7. Зависимости напряжений в режиме маскирования помех на выходе мажоритарного элемента, на узлах 2И-НЕ групп НМОП транзисторов Gr1N, Gr2N, Gr3N элементов D1, D2, D3 и на стоках НМОП транзисторов N2.3 и N3.3 элемента D4 при сигналах на входах $A = B = C = 1$ при линейной передаче энергии частицей на трек $60 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2/\text{мг}$ и сборе заряда с трек: (а) с точками входа 1n, 2n, 3n; (б) с точками входа 1c, 2c, 3c в стоки транзисторов N1.3, N2.3 и N3.3 элемента D4.

4.2. Маскирование при сборе заряда с трекв НМОП транзисторами элемента D4

На рис. 7б приведены результаты моделирования сбора заряда с трекв с точками входа 1c, 2c, 3c в стоки НМОП транзисторов N1.3, N2.3 и N3.3 элемента 3И-НЕ D4 (рис. 1б) при $\text{LET} = 60 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2/\text{мг}$. При входных сигналах $A = B = C = 1$ на всех узлах 2И-НЕ установлено напряжение $V_{\text{УЗЕЛ.2И-НЕ}} = 0 \text{ В}$, при этом транзисторы N1.3, N2.3 и N3.3 элемента 3И-НЕ D4 заперты. Все узлы 2И-НЕ при сборе заряда с трекв с точками входа 1c, 2c, 3c остаются с логическими уровнями нуль “0”, сохраняя напряжение 0 В на узле либо переходя в инверсное смещение при $V_{\text{УЗЕЛ.2И-НЕ}} < 0 \text{ В}$. Напряжение 0 В сохраняется у элемента D1 при точке входа трека 3c, у элемента D2 при точке 1c и элемента D3 при точке 2c (рис. 7б). Транзисторы N2.3 и N3.3 также переходят в инверсное смещение при любой из точек трека 1c, 2c, 3c, на рис. 7б дан пример для точек 1c, 2c и 3c.

Сбор заряда с трека с точкой входа 3c в сток запертого транзистора N3.3 не вызывает импульса помехи (рис. 7б) и на выходе ТМГ сохраняется уровень логической единицы “1”. Это полностью совпадает с результатом сбора заряда с трека с точкой входа 3n в общую область кремния группы Gr3N (рис. 7а), к которой относится и транзистор N3.3 (рис. 1б). Сбор заряда с трека с точкой входа

2c в сток транзистора N2.3 вызывает незначительный импульс на выходе ТМГ с амплитудой менее 0.3 В, который нельзя считать помехой. Только сбор заряда с трека с точкой входа 1c в сток запертого транзистора N1.3, который соединен с выходом ТМГ, вызывает на этом выходе импульс помехи отрицательной полярности с длительностью 205 пс (рис. 7б).

В итоге только прямое прохождение трека частицы через сток запертого транзистора N1.3 может вызвать импульс помехи, в остальных случаях обеспечивается маскирование помех входными сигналами $A = B = C = 1$.

4.3. Сбор заряда с трека РМОП транзисторами при сигналах на входах $A = B = C = 1$

На рис. 8 приведены импульсы помех и их длительности на узлах 2И-НЕ групп РМОП транзисторов Gr1P–Gr3P при сборе заряда с трекв с точками входа 1p, 2p, 3p при входных сигналах $A = B = C = 1$. Зависимости на рис. 8а иллюстрируют изменения напряжений на узлах 2И-НЕ элементов D2, D3 при увеличении линейной передачи энергии частицы на трек с точкой входа 3p в диапазоне от 60 до 90 $\text{МэВ} \cdot \text{см}^2/\text{мг}$ при сохранении уровня “1” на выходе мажоритарного элемента и сохранении уровня “0” на узле 2И-НЕ элементов D1 в том же диапазоне изменения

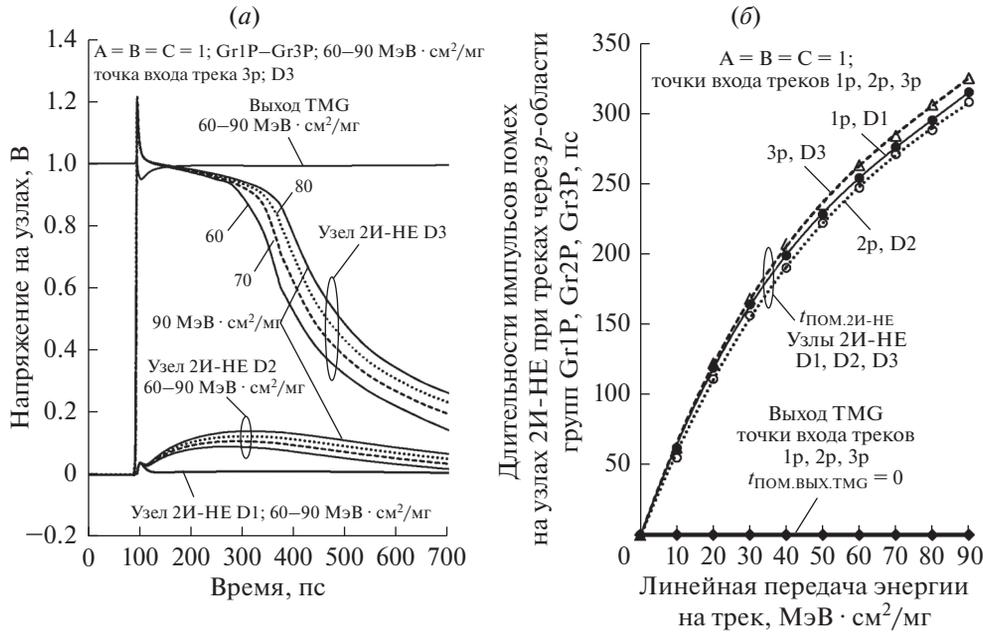


Рис. 8. Импульсы помех на узлах 2И-НЕ групп РМОП транзисторов Gr1P, Gr2P, Gr3P элементов D1, D2, D3 в режиме маскирования помех на выходе мажоритарного элемента при сигналах на входах $A = B = C = 1$: (а) импульсы помех при сборе заряда с трека с точкой входа 3р в группу Gr3P элемента D3 и LET = 60–90 МэВ · см²/мг; (б) длительности импульсов помех в диапазоне линейной передачи энергии частицей на трек от 10 до 90 МэВ · см²/мг при треках с точками входа 1р, 2р, 3р.

LET. На рис. 8б даны зависимости длительности импульсов помех на трех узлах 2И-НЕ групп Gr1P–Gr3P элементов D1, D2, D3 и на выходе ТМГ при сборе заряда с треков одиночных частиц с разными точками входа 1р, 2р, 3р в группы элементов D1, D2, D3 в диапазоне LET от 10 до 90 МэВ · см²/мг при входных сигналах $A = B = C = 1$.

РМОП транзисторы групп Gr1P–Gr3P находятся в запертом состоянии (рис. 1) при сигналах на входах $A = B = C = 1$. В начале сбора заряда с трека с точкой входа в одну из этих групп РМОП транзисторы этой группы переключают узел 2И-НЕ этой группы из состояния с напряжением $U_{узел.2И-НЕ} = 0$ в состояние $U_{узел.2И-НЕ} = 1.2-1$ В (рис. 8а), что образует импульс помехи положительной полярности на этом узле, который запирает РМОП транзистор элемента D4 и открывает ПМОП транзистор элемента D4. При этом два элемента 2И-НЕ, не собирающих заряд, сохраняют на своих узлах 2И-НЕ уровни логического нуля “0”, задаваемых входными сигналами $A = B = C = 1$, что дает эффект маскирования помехи входными сигналами мажоритарного элемента и блокирует образование импульса помехи на его выходе.

Практически одинаковые зависимости длительности помех $t_{пом.2И-НЕ}$ (LET) на узлах И-НЕ, приведенные на рис. 8б как функции линейной передачи энергии частицы на трек в диапазоне от 10 до 90 МэВ · см²/мг, подтверждают то, что РМОП транзисторы трех узлов 2И-НЕ элементов D1, D2, D3 собирают заряд одинаково, когда трек

проходит через них. При этом два узла 2И-НЕ, не собирающих заряд элементов, сохраняют уровни логического нуля “0” и обеспечивают на выходе мажоритарного элемента сохранение логического уровня “1” без возникновения импульса помехи. На рис. 8б отсутствие импульса помехи на выходе ТМГ в диапазоне LET от 10 до 90 МэВ · см²/мг для точек входа треков 1р, 2р, 3р отмечено как $t_{пом.в.ых.ТМГ} = 0$.

5. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Специфические особенности КМОП тройного мажоритарного элемента на основе И-НЕ логики, установленные при моделировании:

1. Сбор заряда с треков, проходящих через группы ПМОП, так и РМОП транзисторов при сигналах на входах мажоритарного элемента $A = B = C = 0$, приводит к образованию на его выходе импульсов помех. При сигналах на входах $A = B = C = 1$ происходит маскирование импульсов помех, образующихся на узлах 2И-НЕ мажоритарного элемента, и на его выходе сохраняются уровни логических единиц “1” без возникновения импульсов помех. Только прямое прохождение трека частицы через сток запертого транзистора N1.3 может вызвать импульс помехи при входных сигналах $A = B = C = 1$.

2. При сигналах на входах мажоритарного элемента $A = B = C = 0$ длительности импульсов помех на выходе элемента находятся в пределах 50–200 пс

при линейной передаче энергии $60\text{--}90 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2/\text{мг}$ частицей на треки с точками входа в NМОП транзисторы и в пределах $250\text{--}400 \text{ пс}$ с точками входа в PМОП транзисторы. При сигналах на входах элемента мажоритарного элемента $A = B = C = 1$ маскирование практически исключает образование импульсов помех на выходе элемента.

3. При сборе заряда с трека одной из трех групп транзисторов Gr1N, Gr2N, Gr3N (или Gr1P, Gr2P, Gr3P) в двух других группах на транзисторах того же типа проводимости при сигналах на входах $A = B = C = 0$ на узлах 2И-НЕ сохраняются уровни логических единиц “1”, которые не препятствуют возникновению импульса помехи на выходе ТМГ.

4. При сборе заряда с трека в одной из трех групп транзисторов из групп Gr1N, Gr2N, Gr3N (или Gr1P, Gr2P, Gr3P) при сигналах на входах $A = B = C = 1$ в двух других на узлах 2И-НЕ сохраняются уровни логических нулей “0”, которые блокируют передачу импульса помехи с узла 2И-НЕ на выход ТМГ, что сохраняет на выходе уровень логической единицы “1”.

5. NМОП и PМОП транзисторы элементов 2И-НЕ D1–D3 при сборе заряда с трека одиночной частицы с точкой входа в одну из групп транзисторов Gr1N, Gr2N, Gr3N (или Gr1P, Gr2P, Gr3P) переходят в инверсное смещение (открытое состояние при $V_{\text{УЗЕЛ.2И-НЕ}} < 0$ для NМОП транзисторов и $V_{\text{УЗЕЛ.2И-НЕ}} > 1 \text{ В}$ для PМОП транзисторов) как при сигналах на входах $A = B = C = 0$, так и при $A = B = C = 1$.

6. Формы и длительности импульсов помех на внутренних узлах 2И-НЕ мажоритарного элемента отличаются незначительно в группах на транзисторах одинакового типа проводимости как Gr1N, Gr2N, Gr3N или Gr1P, Gr2P, Gr3P при одинаковых входных сигналах и значениях линейной передачи энергии на трек.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Повышение надежности микро- и нанoeлектронных микропроцессорных вычислительных систем с резервированием, предназначенных для космического применения, зависит от повышения устойчивости мажоритарных логических

элементов при воздействии одиночных ионизирующих частиц. Результаты моделирования мажоритарного элемента, выполненного только на логических элементах И-НЕ, показали, что он имеет ряд преимуществ перед другими вариантами: он содержит всего 18 транзисторов; выполнен по оригинальной топологической структуре, в которой транзисторы выходного логического элемента 3И-НЕ по одному введены в соответствующие группы транзисторов трех входных элементов 2И-НЕ, что позволяет снизить длительности импульсных помех на выходе мажоритарного элемента при входных сигналах “0” за счет совместного сбора заряда с трека частицы транзисторами каскадно соединенных логических элементов 2И-НЕ и 3И-НЕ. Особенностью мажоритарного элемента является маскирование помех при сигналах на входах элемента $A = B = C = 1$.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Dodd P.E., Massengill L.W.* Basic Mechanisms and Modeling of Single-Event Upset in Digital Microelectronics // IEEE Transactions on Nuclear Science. 2003. V. 50. № 3. P. 583–602.
2. *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.
3. *Катунин Ю.В., Стенин В.Я.* Моделирование воздействия одиночных ионизирующих частиц на логические элементы КМОП тройного мажоритарного элемента // Микроэлектроника. 2020. Т. 49. № 3. С. 230–240.
4. *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.
5. *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.
6. *Soft errors in Modern Electronic Systems / Nicolaidis M., Ed.* New York: Springer, 2011. P. 27–54.

УДК 621.311

ПРИМЕНЕНИЕ ГРАФЕНА В СИСТЕМЕ ОХЛАЖДЕНИЯ ПЕРСОНАЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОННО-ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ МАШИНЫ

© 2021 г. С. М. Зуев^{а, *}, Д. А. Прохоров^{б, **}, Р. А. Малеев^б, В. В. Дебелов^б, А. А. Лавриков^б

^аМИРЭА – Российский технологический университет, Проспект Вернадского, д. 78, Москва, 119454 Россия

^бМосковский политехнический университет, ул. Б. Семеновская, 38, Москва, 432700 Россия

*E-mail: sergei_zuev@mail.ru

**E-mail: prohorovdmirii97@yandex.ru

Поступила в редакцию 19.02.2021 г.

После доработки 23.02.2021 г.

Принята к публикации 27.02.2021 г.

Приводится исследование применения системы охлаждения персональной электронно-вычислительной машины с использованием графена. Разобраны особенности использования монокристаллического и поликристаллического графена на практике. Произведено сравнение с используемыми в настоящее время материалами в системах охлаждения персональной электронно-вычислительной машины. Рассчитаны плотности теплового потока в зависимости от температуры между медной пластиной и водным адсорбатом и между двумя слоями – поликристаллического графена и водного адсорбата. Обозначены перспективы использования графена в системах охлаждения персональных электронно-вычислительных машинах.

Ключевые слова: графен, система охлаждения персональной электронно-вычислительной машины, система охлаждения центрального процессора персональной электронно-вычислительной машины

DOI: 10.31857/S0544126921050094

Хорошо известно, что графен – двумерная аллотропная модификация углерода, образованная слоем атомов углерода толщиной в один атом. Он имеет рекордный для всех известных на данный момент твердых тел коэффициент теплопроводности – $5.3 \pm 0.48 \times 10^3$ Вт/м · К при комнатной температуре [1]. Практическое применение графена находится на начальной стадии научно-исследовательских разработок и исследований, но уже сейчас можно сделать вывод о том, что электроника в перспективе рассматривается как основное применение графена. В настоящее время наибольшее распространение для охлаждения интегральных микросхем нашли медь и алюминий, имеющие коэффициенты теплопроводности равные 0.4×10^3 и $0.24 \cdot 10^3$ Вт/м · К соответственно (при комнатной температуре) [2]. Применение графена в качестве теплосъемного и теплопередающего элемента позволяет улучшить охлаждение интегральных микросхем в несколько раз, по сравнению с использованием меди. Это приведет к значительному термопрочностному эффекту [3]. Применение графена в системе охлаждения персональной электронно-вычислительной машины (ПЭВМ) позволит снизить нагрев основных вычислительных элементов без изме-

нения массогабаритных параметров, потребляемой электроэнергии и надежности устройства.

В данной статье представлены особенности массового использования графена для охлаждения центрального процессора (ЦП) ПЭВМ, используемого в настольных и переносных компьютерах, серверах и т.д. Произведено нахождение ожидаемого коэффициента теплопроводности графена при температурах ЦП ПЭВМ, обозначены перспективы применения в данной области по мере совершенствования способов создания графена.

Целью данного исследования является определение целесообразности применения графена для охлаждения ЦП ПЭВМ.

В отличие от известных работ по применению графена (многослойная система) в качестве охлаждающего вещества [4], полученного на сапфире, рассмотрена идея создания графена на меди – металле, более доступном для массового использования. В настоящее время, именно медь является самым эффективным металлом при массовом использовании с целью теплопередачи, уступая по стоимости только алюминию.

Известные способы охлаждения транзистора с высокой подвижностью электронов с использованием нитрида галлия предполагают задействование графена, полученного методом отшелуши-

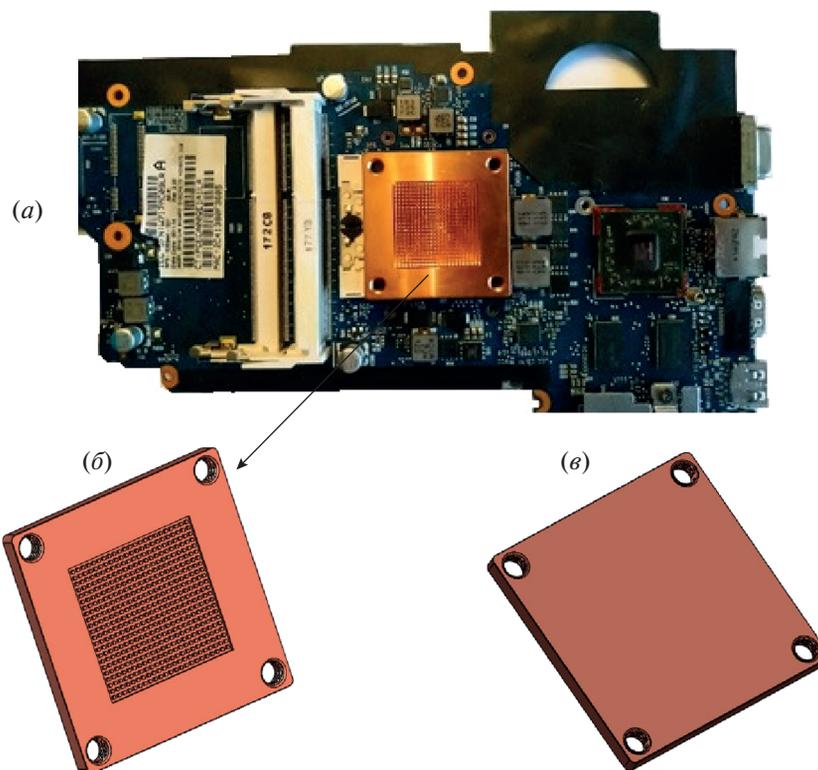


Рис. 1. Радиатор охлаждения в виде медной пластины, наиболее часто применяемый для охлаждения ЦП ПЭВМ: *а* – расположение медной пластины на ЦП переносной ПЭВМ; *б* – 3D-модель пластины (сторона теплоотводящей жидкостью); *в* – 3D-модель пластины (сторона теплосъемного контакта). Поверхность пластины представляет собой квадрат со стороной 40 мм, толщина составляет 3 мм, в пластине присутствуют 4 отверстия под винт для крепления к водоблоку.

вания (монокристаллический графен) – ручным методом, являющимся в настоящее время неэффективным при массовом применении [5]. В данной работе описано использование метода получения графена при массовом производстве, представляя высокую экономическую перспективу.

Применение исключительно боковой поверхности слоя графена в целях отвода тепла при технологии “кремний на изоляторе” малоэффективно, по причине использования главным образом площади теплообмена – произведения толщины и ширины (длины) графенового слоя (в том числе в виде оксида графена) [6]. Толщина одного слоя графена соответствует диаметру атома углерода – значению ничтожно малому для создания большой площади теплообмена. В данной работе рассмотрено использование максимально возможной площади теплообмена – произведения длины и ширины графенового слоя.

Рассмотрим радиатор охлаждения в виде медной пластины, наиболее часто применяемый для охлаждения ЦП ПЭВМ (рис. 1).

На рис. 1*а* изображен пример расположения данной медной пластины на материнской плате переносной ПЭВМ из которого видно, что дан-

ный радиатор охлаждения имеет значительные размеры, и для большего охлаждения занимает значительную рабочую область платы.

На рис. 1*б* изображена 3D-модель пластины стороной контакта с теплоотводящей жидкостью. На данной стороне также присутствует развитая поверхность для повышения теплопередачи от пластины к охлаждающей жидкости.

На рис. 1*в* изображена 3D-модель стороной теплосъемного контакта. В данной статье теплоотдающим объектом будет являться кристалл ЦППЭВМ. Использование крышки ЦП ПЭВМ в качестве теплоотдающего объекта нецелесообразно по причине того, что в таком случае неизбежно будет присутствовать дополнительный теплообмен, между кристаллом и термопастой (или жидким металлом) и термопастой и крышкой.

В данной работе рассмотрена идея создания на данной медной пластине однослойного графена, а также перспектива использования в будущем полностью графеновой пластины. Для переноса однослойного графена на медную пластину необходимо, чтобы процентное содержание меди в данной пластине составляло не менее 99%, так как в противном случае не исключено дополнительное

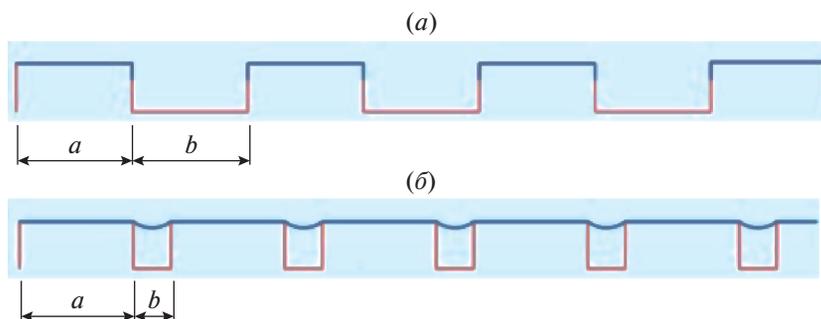


Рис. 2. К исследованию пленки графена: *a* – разрывание слоя графена и его последующая коагуляция на стенке; *b* – провисание слоя графена над впадинами.

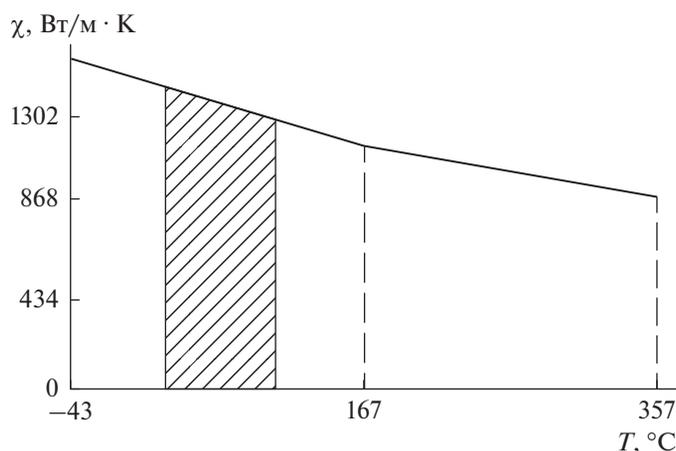


Рис. 3. Зависимость коэффициента теплопроводности χ однослойного монокристаллического графена бесконечной длины от температуры.

образование нескольких слоев графена. При переносе однослойного графена на сторону медной пластины, имеющую развитую поверхность, происходит либо разрывание слоя графена, либо его провисание. Первый случай характерен при больших длинах впадин *b*, по сравнению с длинами выступов *a*, изображено на рис. 2а.

Второй случай происходит при длинах впадин *b*, несоизмеримо меньших по сравнению с длинами выступов *a*, изображено на рис. 2б.

Таким образом можно в различных экспериментах установить конкретные длины впадин и выступов, глубины впадин, материалов на которых наносится слой графена, при которых будет происходить данные явления. Тем самым можно создать развитую поверхность, для повышения площади теплообмена.

Для качественного сравнения теплопередачи графеновой пластины с медной необходимо найти коэффициент теплопроводности графена при температурах работы ЦП ПЭВМ.

Коэффициент теплопроводности графена уменьшается с увеличением числа его слоев, и при много-

слойной конструкции сопоставим с серебром и медью, поэтому для улучшения теплоотводящих свойств применять многослойный графен нецелесообразно. Известно, что на коэффициент теплопроводности и термочувствительные характеристики [7] однослойного графена влияет и его длина. В различных опытах рассмотрены небольшие длины графеновых слоев (нм, мкм), при сравнении с ними, длина несколько десятков мм будет несоизмеримо большой, поэтому примем для нахождения коэффициента теплопроводности однослойного графена значение его длины равное бесконечности.

На рис. 3 изображена зависимость коэффициента теплопроводности однослойного монокристаллического графена бесконечной длины от температуры. В качестве сравнения, на рис. 4 изображена зависимость коэффициента теплопроводности меди от температуры.

Заштрихованная область на рис. 3, 4 соответствует диапазону температур ЦПП ЭВМ – от 25 до 100°C.

В идеальном случае, когда между кристаллом ЦП и охлаждающей жидкостью находится только

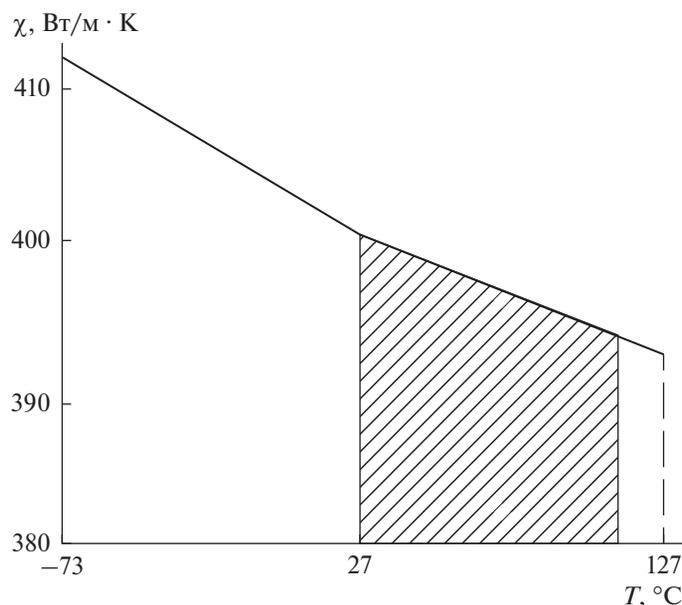


Рис. 4. Зависимость коэффициента теплопроводности χ меди от температуры.

однослойный теплопередающий графен, коэффициент его теплопроводности будет находиться между (1170...1054) Вт/м·K, вместо (400...394) Вт/м·K у меди, при температуре работы ЦПП ЭВМ. Стоит обратить внимание на то, что данные получены расчетным путем [8] и по трем точкам. При массовом применении на данный момент времени использовать лишь однослойный теплопередающий графен не представляется возможным, так как массового производства однослойного графена, без использования подложки на данный момент нет.

С целью производства однослойного графена, нашли применение различные технологии.

1) Механические способы получения графена:

а) отшелушивание слоя высокоориентированного пиролитического графита с помощью адгезионной ленты (монокристаллический графен).

2) Химические способы получения графена:

а) восстановление оксида графена;

б) осаждение из газообразной фазы (поликристаллический графен);

в) выращивание при высоких давлениях и температурах.

При массовом производстве (получение больших площадей графена) на данный момент времени наиболее эффективен способ получения графена методом осаждения из газообразной фазы.

В этом способе получения медная пластина помещается в камеру и подвергается термообработке (нагреву) до температуры (970...1010)°C. Затем камера продувается водородом (в атмосфере водорода стравливается оксидный слой с поверхности меди). В качестве прекурсора используют

как правило метан. Вследствие воздействия высокой температуры метан начинает разлагаться, образуя слой поликристаллического графена на поверхности медной пластины, выступающей в роли катализатора. После этого полученную медную пластину с нанесенным слоем поликристаллического графена охлаждают. Изменяя концентрацию метана и время выдержки, можно получать различное число слоев поликристаллического графена.

Таким образом, можно добиться образования графена на всей поверхности меди с двух ее сторон. Себестоимость данной технологии при массовом производстве на данный момент времени не более 210 российских рублей за 1 см² создаваемой поверхности. Площадь полученного однослойного поликристаллического графена составляет более 99% от всей площади поверхности. Следует отметить, что коэффициент теплопроводности [9] поликристаллического графена, будет ниже коэффициента теплопроводности монокристаллического графена, изображенного на рис. 3.

На практике, между медной пластиной и поликристаллическим графеном будет присутствовать небольшой слой водного адсорбата, толщиной примерно 1 нм (рис. 5в). Молекулярный слой водного адсорбата на границе графен и кремниевой (оксид кремния) подложки [10, 11] существует в квазитвердом состоянии — в виде льда.

С целью избавиться от водного адсорбата предпринимались попытки использовать лазерное воздействие (локальный нагрев водного адсорбата) на границе графена с подложкой импульсным лазерным излучением и вытеснение образовавшихся водяных паров на периферию области об-

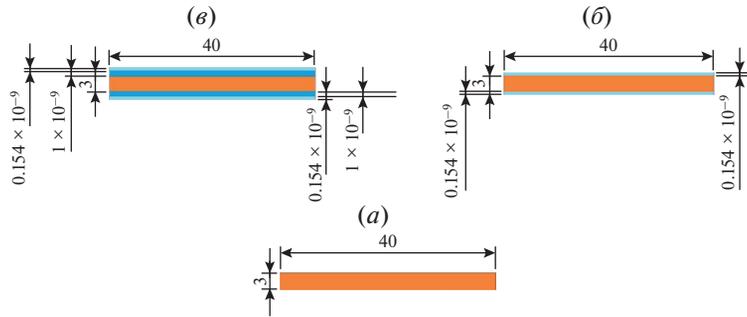


Рис. 5. Исходные данные для сравнения теплопроводных свойств (все размеры в мм): (а) квадратной медной пластины со стороной 40 мм; (б) квадратной медной пластины со стороной 40 мм с двухсторонним слоем монокристаллического графена; (в) квадратной медной пластины со стороной 40 мм с двухсторонним слоем монокристаллического графена, имеющего слой адсорбата на границе медная пластина – монокристаллический графен.

лучения, в результате чего толщина водного адсорбата под ямкой становится меньше [12]. Однако после окончания серии лазерных импульсов должна происходить обратная миграция воды под дно сформированной ямки – косвенным подтверждением данного явления служит “зарастание” некоторых мелких кратеров в течение суток после облучения. При взаимодействии с более интенсивным лазерным излучением вскипание этого оставшегося слоя водного адсорбата вызывает разрушение графена [13].

Таким образом полностью избавиться от слоя водного адсорбата невозможно.

Проведем сравнение коэффициентов теплопроводностей различных многослойных и однослойных теплоотводящих конструкций, имитирующие теплопередачу от ЦП ПЭВМ охлаждающей жидкости.

Для упрощения расчетов, приняты следующие допущения:

- контактирующие поверхности считаются идеально ровными;
- теплопередача между слоями происходит только по их площади;
- значения теплопроводности, характерные для монокристаллического графена приняты в качестве максимально возможных для поликристаллического графена.

На рис. 5 изображены три случая теплопередачи от ЦП ПЭВМ охлаждающей жидкости. Первый случай, рис. 5а, характерен для медных пластин, использующихся в большинстве водоблоков (без развитой поверхности теплообмена для

удобства сравнения). Второй случай, рис. 5б, характерен для медных пластин с двухсторонним слоем монокристаллического графена без слоев водного адсорбата. Третий случай, рис. 5в, обуславливает наличие водного адсорбата на границе медная пластина – монокристаллический графен.

Для ЦП ПЭВМ характерны три температурных режима работы – при минимальной нагрузке (40°C), при нормальной нагрузке (70°C), при максимальной нагрузке (100°C). Коэффициенты теплопроводности меди (рис. 4) при данных температурах – 401, 396 и 393 Вт/м · К соответственно [14, 15]. Коэффициенты теплопроводности однослойного монокристаллического графена (рис. 3) при данных температурах – 1150, 1100 и 1054 Вт/м · К соответственно (при аппроксимации графика, изображенного на рис. 3, исходя из данных, полученных по трем точкам). Коэффициенты теплопроводности воды при данных температурах – 0.6305, 0.6631 и 0.6791 Вт/м · К соответственно [16].

Коэффициент теплопроводности многослойной конструкции [1]:

$$\lambda_{\text{мк}} = \frac{\delta_1 + \delta_2 + \dots + \delta_n}{\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \dots + \frac{\delta_n}{\lambda_n}}, \tag{1}$$

где $\lambda_{\text{мк}}$ – коэффициент теплопроводности многослойной конструкции, Вт/м · К; λ_n – коэффициент теплопроводности n слоя, Вт/м · К; δ – толщина слоя, м.

Для системы 5в найдем коэффициент теплопроводности многослойной конструкции, при температуре всех слоев равной 40°C по формуле (1):

$$\begin{aligned} \lambda_{\text{мк}} &= \frac{0.154 \times 10^{-12} + 1 \times 10^{-12} + 3 \times 10^{-12} + 1 \times 10^{-12} + 0.154 \times 10^{-12}}{\frac{0.154 \times 10^{-12}}{1150} + \frac{1 \times 10^{-12}}{0.6305} + \frac{3 \times 10^{-12}}{401} + \frac{1 \times 10^{-12}}{0.6305} + \frac{0.154 \times 10^{-12}}{1150}} \approx \\ &\approx \frac{0 + 0 + 0.003 + 0 + 0}{0 + 0 + 7.4813 \cdot 10^{-6} + 0 + 0} \approx 400.9998 \text{ Вт/м} \cdot \text{К} \end{aligned}$$

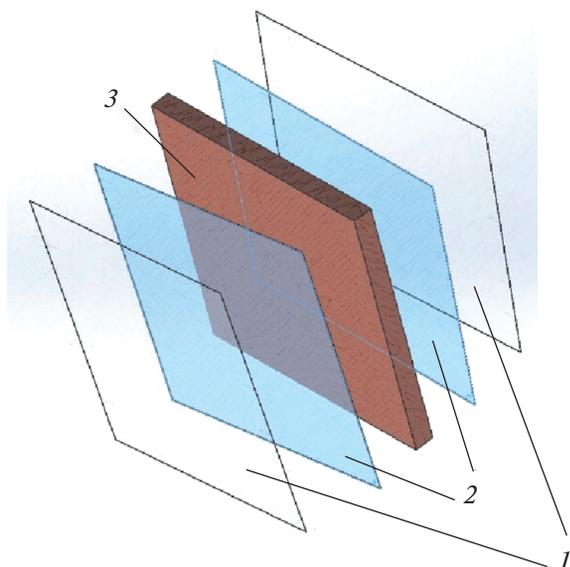


Рис. 6. 3D-модель многослойной конструкции графен (1) – водный адсорбат (2) – медная пластина (3) – водный адсорбат (2) – поликристаллический графен (1).

3D рисунок рассматриваемой многослойной конструкции представлен на рис. 6.

Полученный коэффициент теплопроводности приблизительно равен коэффициенту теплопроводности меди при температуре 40°C (401 Вт/м · К).

Для изучения процесса конвективного теплообмена между изображенными на рис. 6 слоями были созданы 3D-модели систем, имитирующие передачу температуры и теплового потока.

Величина плотности теплового потока при переносе тепла посредством теплопроводности определяется законом Фурье:

$$\bar{q} = -\lambda \cdot \text{grad}t, \quad (2)$$

где \bar{q} – плотность теплового потока, Вт/мм²; λ – коэффициент теплопроводности, Вт/мм · К; $\text{grad}t$ – градиент температуры, К/мм.

Знак минус указывает, что тепловой поток направлен в сторону, обратную градиенту температуры.

Тепловой поток при переносе тепла посредством теплопроводности определяется по формуле Ньютона–Рихмана:

$$Q = \alpha(t_{\text{сл.1}} - t_{\text{сл.2}})F, \quad (3)$$

где Q – тепловой поток, Вт/мм²; F – поверхность теплообмена, мм²; $(t_{\text{сл.1}} - t_{\text{сл.2}})$ – разность температур слоев, °С; α – коэффициент теплоотдачи Вт/мм² · К.

В свою очередь коэффициент теплоотдачи равен:

$$\alpha = \frac{N_u \lambda}{l}, \quad (4)$$

где N_u – критерий Нуссельта, определяющийся из критериальных уравнений; l – линейный параметр, однозначно определяющий толщину пограничного слоя, мм.

3D-модели слоев, изображенных на рисунке 6, были проанализированы в САЕ системе ANSYS. Расчет производился на современной ПЭВМ с использованием лицензированных программных средств. В универсальной программной системе конечно-элементного анализа ANSYS были определены поля плотностей теплового потока и поля температур при приложении равномерного суммарного теплового потока величиной 100 Вт (имитирующего тепловыделение от ЦП ПЭВМ).

На рис. 7а изображено температурное поле, рассчитанное по формулам (2)–(4) в программном комплексе ANSYS между двумя слоями: поликристаллического графена (1, см. рис. 6) и водного адсорбата (2, см. рис. 6), при приложении равномерного суммарного теплового потока величиной 100 Вт к свободной поверхности слоя поликристаллического графена при температуре поверхности водного адсорбата равной 50°C (поверхность соприкасается с медной пластиной 3, см. рис. 6).

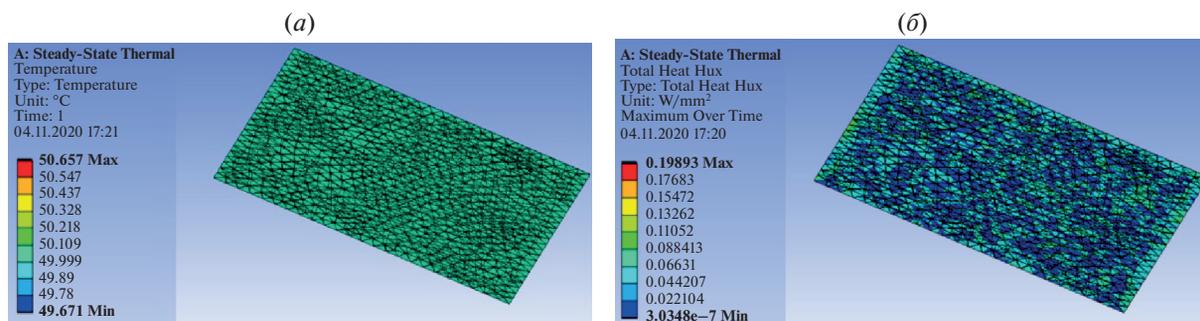


Рис. 7. Температурное поле и поле плотностей потока между двумя слоями – поликристаллического графена и водного адсорбата: а – температурное поле; б – поле плотностей теплового потока.

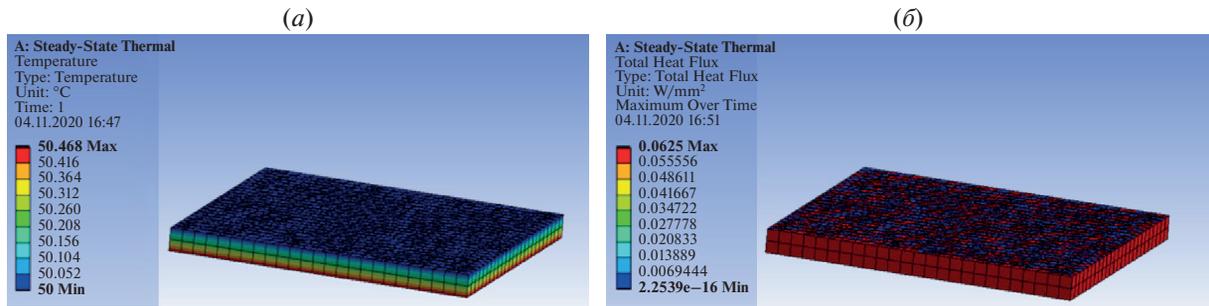


Рис. 8. Температурное поле и поле плотностей потока между медной пластиной и водным адсорбатом: *a* – температурное поле; *б* – поле плотностей теплового потока.

На рис. 7*б* изображено поле плотностей теплового потока при тех же условиях, рассчитанное по формулам (2)–(4).

На рис. 8*а* изображено температурное поле между: медной пластиной (3) и слоем водного адсорбата (2) (см. рис. 6), при приложении равномерного суммарного теплового потока величиной 100 Вт к свободной поверхности медной пластины (3) при температуре поверхности водного адсорбата равной 50°C (поверхность соприкасается со слоем поликристаллического графена 1). На рис. 8*б* изображено поле плотностей теплового потока при тех же условиях.

Результаты сравнения плотностей теплового потока между медной пластиной и водным адсорбатом (линия 1) и между слоями – поликристаллического графена и водного адсорбата (линия 2) в зависимости от температуры представлена на рис. 9.

Анализ данных сравнения плотностей теплового потока в зависимости от температуры показал, что теплопроводность системы поликристаллический графен – водный адсорбат выше, чем теплопроводность системы медная пластина – водный адсор-

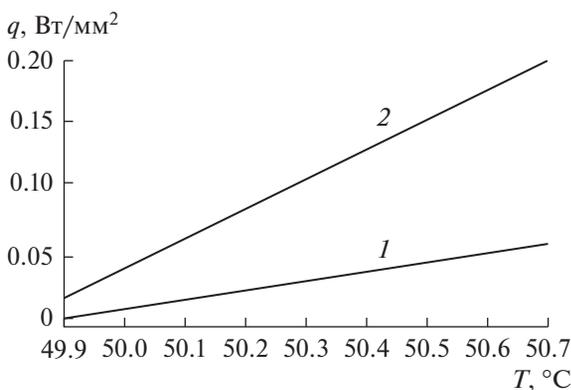


Рис. 9. Результаты сравнения плотностей теплового потока в зависимости от температуры: 1 – между медной пластиной и водным адсорбатом; 2 – между двумя слоями – поликристаллического графена и водного адсорбата.

бат, и при изменении температуры T почти на 1°C разница в теплопроводности увеличивается приблизительно в четыре раза, что говорит о более эффективной теплопередаче между слоями поликристаллический графен – водный адсорбат. Целесообразность применения поликристаллического или монокристаллического графена для охлаждения ЦП ПЭВМ определена результатами сравнения плотностей теплового потока, имитирующего тепловыделение от ЦП ПЭВМ в процессе его работы.

Результаты анализов, проведенных в статье, показали, что коэффициент теплопроводности наноматериалов при соединении их с макроматериалами посредством многослойной конструкции не оказывает существенного воздействия в виду их малой толщины. Однако при однослойной конструкции, коэффициент теплопроводности наноматериалов (монокристаллического или поликристаллического графена) будет значительно превосходить коэффициент теплопроводности макроматериалов (медь, алюминий).

Следовательно, в системах охлаждения персональной электронно-вычислительной машины использование графена без подложки (медной пластины) будет эффективно, что требует дальнейшего исследования в области поиска способов массового производства графена без использования подложки.

Таким образом, в данной работе приведены и разобраны свойства монокристаллического графена применительно к использованию его в современных системах охлаждения ПЭВМ.

Разобраны особенности, возникающие при переносе графена на шероховатую поверхность, имеющую впадины и выступы.

Получены графические зависимости коэффициента теплопроводности монокристаллического графена от различных температур работы ЦП ПЭВМ.

Для эффективного использования графена в системах охлаждения ПЭВМ необходимо найти доступный для массового производства способ получения однослойного графена без использо-

вания подложки или усовершенствование уже существующих способов.

Выражаем благодарность компании ООО «РУС-ГРАФЕН» за консультации по свойствам и особенностям графена на практике.

Конфликт интересов: авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Коротких А.Г.* Теплопроводность материалов: Учебное пособие, Томский политехнический университет. Томск: Изд-во Томского политехнического университета. 2011. С. 97.
2. *Елецкий А.В., Искандарова И.М., Книжник А.А., Красиков Д.Н.* Графен: методы получения и теплофизические свойства // Успехи физических наук. 2011. Т. 181. № 3.
3. *Скворцов А.А., Зувев С.М., Корячко М.В., Волошинов Е.Б.* Напряженно-деформированное состояние при контактной области полупроводника при электродеградации дорожки металлизации на его поверхности // Технология металлов. 2019. № 11. С. 41–46.
4. *Nam H., Tran Viet C., Min H., Beo Deul R., Chandramohan S., Jong Bae P., Ji Hye K., Young-Jae P., Kang Bok K., Hee Yun K., Hyun Kyu K., Jae Hyoung R., Katharria Y.S., Chel-Jong C., Chang-Hee H.* Improved heat dissipation in gallium nitride light-emitting diodes with embedded graphene oxide pattern // Nature Communications. 2013.
5. *Zhong Y., Guanxiong L., Javed M.K., Balandin A.A.* Graphene quilts for thermal management of high-power GaN transistors // Nature Communications. 2012.
6. *Subrina S., Kotchetkov D., Balandin A.A.* Heat Removal in Silicon-on-Insulator Integrated Circuits with Graphene Lateral Heat Spreaders // IEEE Electron device letters. V. 30. № 12. 2009.
7. *Skvortsov A.A., Zuev S.M., Koryachko M.V., Voloshinov E.B.* Specific Features of Motion of Molten Zones in the Field of Silicon Structural Inhomogeneity // Technical Physics Letters. 2017. V. 43. № 8. P. 705–707.
8. *Скворцов А.А., Зувев С.М., Корячко М.В.* Нестационарные фазовые переходы в системах металлизации кремниевых структур // Микроэлектроника, 2016. Т. 45. № 3. С. 227–234.
9. *Skvortsov A.A., Zuev S.M., Koryachko M.V.* Contact melting of aluminum-silicon structures under conditions of thermal shock // Key Engineering Materials. 2018. V. 771. P. 118–123.
10. *Скворцов А.А., Рыбин В.В., Зувев С.М.* Особенности электростимулированного разрушения алюминиевой металлизации при наличии диэлектрических ступенек на поверхности кремния // Письма в Журнал технической физики. 2010. Т. 36. № 6. С. 73–79.
11. *Zuev S.M., Fironov A.M., Varlamov D.O., Kukxa V.V.* The search of new diagnosing and predicting methods to the thermomechanical and strength characteristics of the component base of control systems for unmanned vehicles of the “smart city” based on 5G technologies // J. Physics: Conference Series. 2019. № 1347.
12. *Фролов В.Д., Заведеев Е.В., Пивоваров П.А., Хомич А.А., Григоренко А.Н., Конов В.И.* Вода на границе графен–подложка: взаимодействие с короткими лазерными импульсами // Квантовая электроника. 2015. Т. 45. № 12. С. 1166–1170.
13. *Пивоваров П.А., Фролов В.Д., Заведеев Е.В., Конов В.И.* Лазерно-индуцированная модификация графена в присутствии этанола на границе графен–подложка // Квантовая электроника. 2017. Т. 47. № 11. С. 1017–1022.
14. *Селезнев А.А., Алейников А.Ю., Ганчук Н.С., Ганчук С.Н., Jones R.E., Zimmerman J.A.* Расчет коэффициента теплопроводности однослойных и многослойных пластин графена методом молекулярной динамики // Физика твердого тела. 2013. Т. 55. № 4.
15. <https://www.rusgraphene.ru/product-page/grafenna-medi>
16. *Волков А.И., Жарский И.М.* Большой химический справочник. Мн.: Современная школа. 2005. С. 608.

УДК 621.3.049.77

ДИНАМИКА НАПРЯЖЕНИЙ В ПЛЕНКАХ МЕТАЛЛОВ НА КРЕМНИИ ПРИ ВАКУУМНОЙ ТЕРМООБРАБОТКЕ

© 2021 г. В. Н. Джуплин^а, В. С. Климин^а, Ю. В. Морозова^а*,
А. А. Резван^а, Э. Е. Вакулов^б, О. А. Агеев^а

^аИнститут нанотехнологий, электроники и приборостроения,
Южный федеральный университет, ул. Шевченко, 2, Таганрог, 347928 Россия

^бФедеральный исследовательский центр Южный научный центр
Российской академии наук, пр. Чехова, 41, Ростов-на-Дону, 344006 Россия

*E-mail: ulamrzv@gmail.com

Поступила в редакцию 19.01.2021 г.

После доработки 19.06.2021 г.

Принята к публикации 25.06.2021 г.

Изучено влияния вакуумной термообработки пленок металлов на поверхности кремниевых подложек на их морфологию, взаимодействие с подложкой, динамику макронапряжений в системе пленка – подложка и возможность дефектообразования. Экспериментальные исследования выполнены для пленок ванадия, хрома, тантала, никеля и титана. Определены закономерности влияния режимов термообработки на характеристики получаемых пленок. Показано, что наиболее перспективным для формирования термостойкой металлизации ИМС являются пленки тантала в связи с отсутствием в них больших напряжений до 850°C и нейтральностью по отношению к кремниевой подложке.

DOI: 10.31857/S0544126921060053

1. ВВЕДЕНИЕ

Тонкие пленки металлов с различными свойствами и структурой применяются практически во всех областях современной науки и техники. Однако одно из основных применений связано с производством интегральных микросхем, полупроводниковых приборов, элементов СВЧ техники, пленочных резисторов и конденсаторов и др. [1].

Главным требованием к данным структурам является сохранение работоспособности пленочных структур при эксплуатации, в том числе в экстремальных условиях. Возникающее на этапе формирования пленки внутренние механические напряжения, а также напряжение, возникающее на протяжении срока службы, могут привести к деформации тонких пленок или их разрушению. Поэтому проблема изучения динамики напряжений в тонких пленках металлов остается актуальной и в настоящее время [2].

Одним из актуальных применений пленочных структур является выращивание углеродных нанотрубок методом плазменного газофазового химического осаждения, при котором требуется предварительное формирование каталитических центров из тонких пленок металлов никеля, палладия, титана, хрома, ванадия, тантала на поверхности кремниевых подложек при отжиге в температурном диапазоне 800–1300 К [2–6]. Металл пленки при этом взаимодействует с материалом подложки, в процессе нагрева и охлаждения в них

возникают напряжения растяжения и сжатия, что может вызвать дефектообразование в пленках и подложках монокристаллического кремния [7, 8]. Цель данной работы – изучение влияния вакуумной термообработки структур из пленок перечисленных металлов на морфологию поверхности пленок, взаимодействие с подложкой, динамику макронапряжений в системе пленка – подложка и возможность дефектообразования в кремнии.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Пленки никеля, палладия, ванадия, хрома, титана толщиной 0.4–0.8 мкм были получены методом вакуумного термического распыления (давление – 2×10^{-5} мм рт. ст.), пленки тантала получены методом электронно-лучевого испарения. В оборудовании в качестве подложки использовались пластины кремния с ориентацией (111) и толщиной 70–80 мкм.

Контроль напряжений проводился непосредственно в процессе нагрева и охлаждения структуры оптическим способом – радиус кривизны определялся по изменению фокусного расстояния отраженного от образца пучка света.

Напряжения в пленке оценивались по формуле [5]:

$$\sigma = \frac{Ed^2}{6rt}, \quad (1)$$

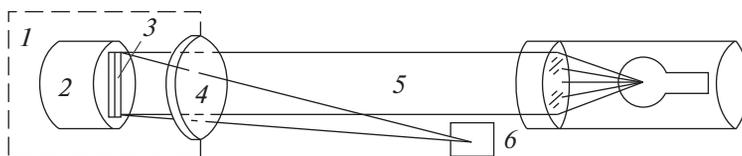


Рис. 1. Схема установки для контроля напряжений при термообработке: 1 – вакуумная камера; 2 – подогревной стол; 3 – образец; 4 – окно; 5 – параллельный световой пучок с плоским фронтом волны; 6 – экран.

где E – модуль Юнга подложки; d – толщина подложки; t – толщина пленки; r – радиус кривизны образца, определяемый как $f = r/2$; f – фокусное расстояние.

Схематическое изображение установки для контроля напряжений представлено на рис. 1 [4].

Для определения величины модуля Юнга E структур использован метод нагруженной консоли с рабочим соотношением для ее прогиба [6]:

$$E = \frac{pl^3}{3Jy}, \quad (2)$$

где y – высота прогиба консоли; p – вес изгибающего груза; $J = bh/12$ – осевой момент инерции; b и h – ширина и толщина консоли.

В экспериментах использовались образцы структуры кремний – металл шириной 3 мм и длиной 30 мм, при этом пленка металла ориентировалась навстречу световому пучку, чтобы нагрев происходил со стороны кремниевой подложки.

Контроль температуры проводился термопарами и пирометрически.

Толщину пленок и рельеф их поверхности контролировался с помощью микроинтерферометра МИИ-4 и микроскопа МИМ-7.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Зависимости напряжений от температуры $\sigma = f(T)$, полученные при нагреве и охлаждении образцов со скоростью 20 град/мин, представлены на рис. 2. Первые точки зависимости при нагреве соответствуют значениям напряжений в пленках после напыления. Для всех металлов, кроме ванадия, построены зависимости при нагреве (1) и охлаждении (2). Пленки ванадия при нагреве до 700°C отслаивались, и напряжений при охлаждении не возникало.

Для всех исследованных структур температурная зависимость напряжений является комплексной. Это вызвано тем, что в конденсированных пленках действуют различные источники напряжений: разность термического расширения пленки и подложки, упорядочение структуры пленки вследствие объединения микропор и выхода вакансий на поверхность, рекристаллизация, фазовые превращения и т.д. [7–9].

Для пленок ванадия (рис. 2а) можно предположить преимущественное влияние на напряже-

ния изменений структуры металла. Пленки ванадия для исследований напылялись со скоростью выше 0.5 мкм/мин, при температуре испарителя ~2300°C, в то время как при 1888°C давление его паров составляет уже 1×10^{-2} мм рт. ст. [10–12]. Такой режим напыления приводит к формированию в пленке мелких зерен [5] и появлению градиента напряжений по ее толщине, обусловленного интенсивным радиационным нагревом подложки со стороны испарителя [6]. Указанные факторы вызвали сжимающие напряжения в пленке после напыления и охлаждения ее до комнатной температуры.

Первоначальное сжатие – 36.5 кг/мм² при нагреве до 50°C незначительно возрастает, а затем в диапазоне температур 50–75°C уменьшается. Температуры 75–110°C сопровождаются резким уменьшением сжатия до нуля и появлением растягивающих напряжений до 90 кг/мм², т.е. происходит резкое необратимое уменьшение его объема. Охлаждение структуры до комнатной температуры не изменяет напряжений, что связано с изменением фазового состава в слое металла.

После нагрева до температур 650–660°C отслаивания пленки нет, но в ней после охлаждения до комнатной температуры появляются растягивающие напряжения (до 150 кг/мм²), превосходящие предел прочности объемного ванадия (40 кг/мм²) ирывающие пленку (рис. 3).

Зависимость напряжений от температуры для пленок хрома (рис. 2б), кроме проявления влияния рекристаллизации, интересна сходством в диапазоне температур 20–500°C с зависимостью временного сопротивления разрыву от температуры массивного хрома [11]. В интервале 20–300°C рост напряжений в пленках соответствует упрочению объемного хрома, значит, для пленок толщиной ~1 мкм заметно влияние прочностных свойств объемного металла, в отличие от пленок толщиной в сотни ангстрем, для которых разработаны известные в литературе модели источников напряжений [2, 6, 7]. После нагрева до 920°C и охлаждения ниже 500°C происходит растрескивание и отслаивание пленки хрома от кремниевой подложки, из-за чего напряжения при охлаждении перестают нарастать (рис. 2б).

В пленках тантала (рис. 2в) соответствие их свойств объемному металлу проявляется в одинаковом пороге температуры упрочения (300–320°C) и повышении напряжений [12]. Вместе с тем тантал, в отличие от ванадия и хрома, пластичный

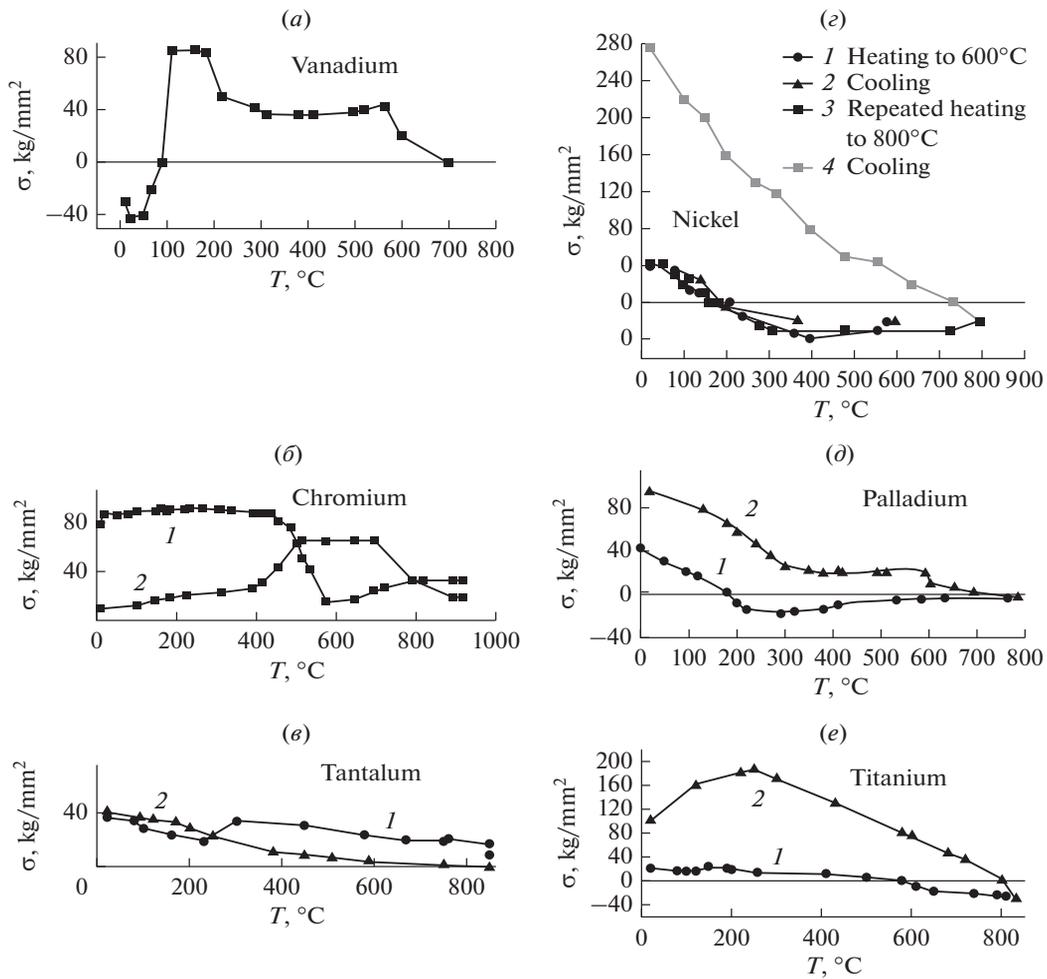


Рис. 2. Зависимости напряжений в пленках от температуры при нагреве (1) и охлаждении (2).

металл с экспоненциальной зависимостью прочностных свойств от температуры [13], поэтому в его пленках наблюдается плавное снижение напряжений при повышении температуры.

Образец кремний – тантал подвергался также двухэтапной термообработке: первый этап – нагрев до 500°C с последующим охлаждением; второй этап – нагрев до 980°C с последующим охлаждением. В этом случае характер зависимости $\sigma = f(T)$ (рис. 4) отличался отсутствием участка роста напряжений растяжения в диапазоне температур 300–370°C. При превышении 800°C напряжения растяжения в пленке резко снижались, доходили до нуля при 870–880°C, после чего появлялись напряжения сжатия. После 10-минутной выдержки при 925°C напряжение сжатия в пленке составляло 60 кг/мм². При последующем охлаждении радиус кривизны структуры снижался, что соответствовало снижению напряжений.

При нагреве системы кремний – тантал до 980°C зависимость $\sigma = f(T)$ в диапазоне температур от комнатной до 880°C подобна зависимости на рис. 4,

а в интервале 880–980°C сжатие в пленке достигало 120 кг/мм² без релаксации после охлаждения.

Фотографии поверхности пленок тантала на кремнии после отжига представлена на рис. 5.

Для выяснения влияния технологии нанесения, пленка тантала была сформирована в виде двух слоев через маску. Первый – на химически очищенную поверхность подложки, затем после пребывания на воздухе в течение суток напылялся второй слой через сдвинутую маску. Интерференционная картина отражает этот рельеф (рис. 5а), разная ширина уступов обусловлена неровностями маски. Анализ показал, что отжиг при температурах до 800°C существенно не изменяет морфологии поверхности пленок. При повышении температуры до 800°C и выше двухслойная часть покрытия начинает отслаиваться, из-за взаимодействия тантала с атомами газа, внедренными между слоями. В частности, из-за кислорода, который делает металл более хрупким [14]. При этом металл, лежащий одним слоем на Si, не претерпевает изменений и выдерживает отжиг до 1000°C (рис. 5б). Нарушение морфологии поверхности и увеличение тол-



Рис. 3. Морфология поверхности пленки ванадия после вакуумного нагрева до 660°C.

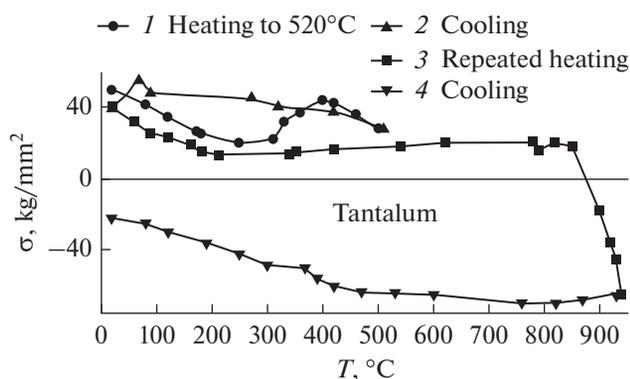


Рис. 4. Зависимость $\sigma = f(T)$ в системе Ta-Si.

щины пленки происходит после отжига при температуре выше 1000°C (рис. 5д).

Эффект монотонного снижения растягивающих напряжений при нагреве наблюдается в пленках более пластичных металлов: никеля, палладия и титана (рис. 2).

В сформированных пленках Ni формируются напряжения растяжения до 40 кг/мм², которые исчезают после нагрева до 200°C и снова появляются при охлаждении до комнатной температуры (рис. 2з). При нагреве выше 200°C развиваются напряжения сжатия, возрастающие при 400–420°C, и уменьшающиеся до величин, близких к нулю, при температурах в диапазоне 500–800°C. После выдержки в течение 10 мин при 800°C охлаждение шло по верхней кривой (рис. 2з), т.е. сопровождалось формированием растягивающих напряжений 270 кг/мм² при комнатной температуре.

Анализ влияния пленок никеля на структуру приповерхностной области кремния был проведен в нашей работе [9].

Анализ показал, что в диапазоне температур до 600°C при охлаждении и нагреве преобладают термические напряжения, поскольку у никеля и кремния значительно отличаются термический коэф-

фициент расширения (ТКР) (Ni – 14×10^{-6} град⁻¹, Si – 2.33×10^{-6} град⁻¹) [15].

Подобная зависимость $\sigma = f(T)$ наблюдается у пленок другого пластичного металла – палладия (рис. 2д). Вначале формируются напряжения растяжения, которые при 170°C исчезают, затем при 300°C формируются напряжения сжатия до 20 кг/мм² с последующей релаксацией до 4 кг/мм² при 750°C, охлаждение сопровождается ростом напряжений растяжения, составляющих более 100 кг/мм² при комнатной температуре.

Скорости снижения напряжений у пленок Ni и Pd при нагреве до 200–300°C приблизительно одинаковы, несмотря на различие их ТКР. Следовательно, не только термические механизмы ответственны за наблюдаемые эффекты, существенное влияние оказывают прочностные свойства металлов.

В пленках титана низкие начальные напряжения (рис. 2е) нельзя объяснить только термическими механизмами, так как термический коэффициент расширения Ti меньше, чем у Ni и Pd, но достаточен для возникновения напряжений до 40–50 кг/мм². Однако титан, как и ванадий – легко окисляющийся металл, и возникающие при получении его пленок внутренние напряжения сжатия частично компенсируют термические напряжения растяжения. Нагрев до 500°C приводит к снижению напряжений до нуля, а дальнейшее повышение температуры вызывает образование сжимающих напряжений, превышающих при 800°C величину первоначальных растягивающих напряжений (рис. 2е). При охлаждении образца в пленке формируются большие растягивающие напряжения. Обращает на себя внимание линейность зависимости $\sigma = f(T)$ на участке охлаждения от 850 до 240°C, а ниже 240°C происходит расщепление пленки.

Изменения морфологии поверхности пленок Ti начинается после нагрева до 650–700°C в виде отслаиваний (рис. 6).

Анализ морфологии поверхности пленки тантала на кремнии после нагрева до 700°C (рис. 6а) показывает, что при этой температуре начинается взаимодействие пленки с подложкой (указано стрелкой), при этом появляются области отслоившейся пленки, изогнувшейся на 2.5 мкм под действием напряжений сжатия при высоких температурах, а затем разорванной при охлаждении. Пленка титана после нагрева до температур 800°C показывает взаимодействие с Si практически по всей площади подложки (рис. 6б).

Полученные зависимости $\sigma = f(T)$ позволяют определить ТКР материалов пленки при известном значении ТКР кремния, согласно соотношению [16, 17].

$$\sigma_{\text{терм}} = \frac{E}{1-\nu}(\alpha_1 - \alpha_2)\Delta T, \quad (3)$$

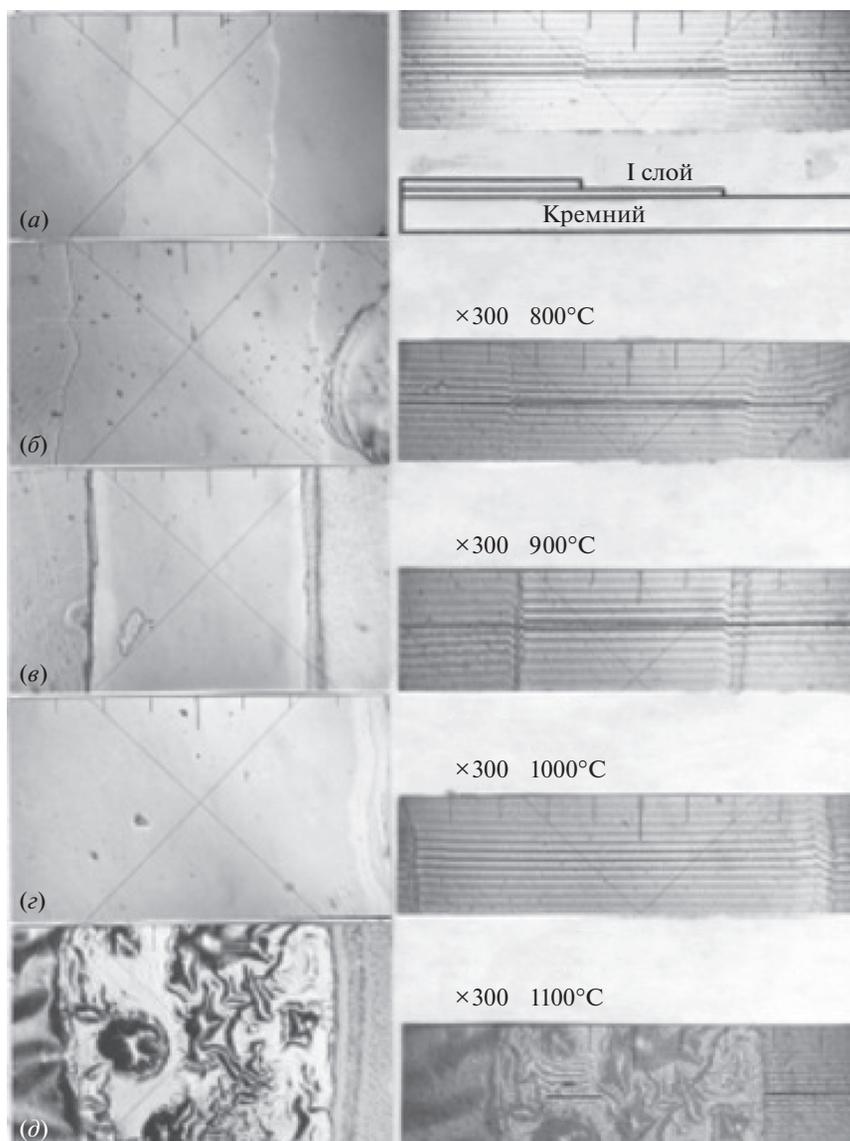


Рис. 5. Топология изменения поверхности пленок тантала на кремнии после нагрева.

где α_1 и α_2 — термические коэффициенты расширения пленки и подложки; ΔT — диапазон температур; E и ν — модуль Юнга и коэффициент Пуассона материала пленки.

При расчетах использовались упругие константы объемных металлов, полученные результаты расчетов представлены в табл. 1.

Анализ полученных результатов (табл. 1) показал, что пленки Pd, Ti и Ni имеют ТКР больше, чем у соответствующих объемных материалов. Для этих пленок характерно возрастание величины ТКР при охлаждении, вследствие формирования силицидов, за счет химического взаимодействия при диффузии материала пленки в кремний. Значения ТКР, полученные при охлаждении, близки к литературным данным по ТКР силицидов соответствующих металлов. Кроме того, ли-

тературным данным соответствует и характер зависимости коэффициентов расширения силицидов от температуры. Так, согласно [18], в диапазоне 20–1070°C ТКР силицидов титана не зависят от температуры, что объясняет полученную линейную зависимость $\sigma = f(T)$ пленок титана при охлаждении (рис. 2б).

Рассмотренные эффекты возрастания ТКР при нагреве и достижения ими высоких значений при охлаждении отсутствуют в пленках тантала, известного слабым взаимодействием с кремнием [15]. При нагреве до температур 800–850°C и выше на границе раздела тантал–кремний могут образоваться силициды, но их ТКР мало отличается от ТКР объемного тантала [19]. Начало диффузии кремния в тантал можно отнести к 870–900°C, когда на зависимости $\sigma(T)$ наблюдается смена знака и появление напряжений сжатия в пленке (рис. 4).

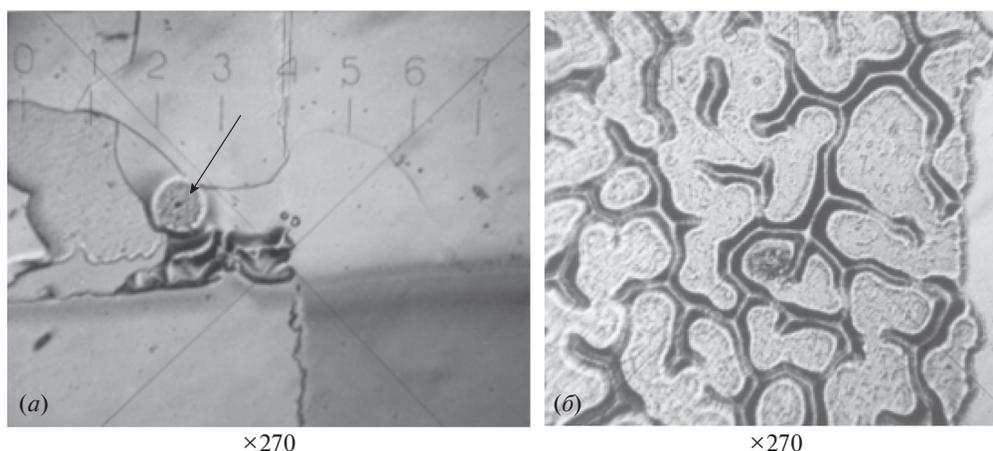


Рис. 6. Морфология поверхности пленок титана на кремнии после отжига при 700°C (а) и 800°C (б).

Полученные экспериментальные зависимости $\sigma = f(T)$ объясняются также зависимостями прочности металлов от температуры. Согласно данным [11] хрупкие металлы в диапазоне температур $(0.7-0.9)T_{pl}$ увеличивают свою прочность, а затем возвращаются на экспоненциальную зависимость, тогда как пластичные металлы в этом диапазоне температур плавно уменьшают прочность от максимального значения до минимального. Эффект увеличения прочности хрупких металлов связан с *залечиванием* микротрещин при высокой диффузионной подвижности атомов [20, 21]. После достижения максимума прочности, с дальнейшим ростом пластичности и увеличением скорости разупрочняющих процессов по мере нагрева их прочность уменьшается, как у пластичных металлов.

Характер влияния температуры на прочность объемных металлов подобен зависимостям $\sigma = f(T)$, полученным в наших экспериментах. Например, в пленках ванадия напряжение при $T \approx 450^\circ\text{C}$ соответствует увеличению временного сопротивления растяжению кальциотермического объемного ванадия (рис. 7). Зависимость $\sigma = f(T)$ пленки ванадия при повторном нагреве не имеет указанного пика,

но соответствует зависимости $\sigma_B = f(T)$ объемного ванадия высокой чистоты (выше 99.9%) [22].

Рост напряжений в пленках Cr (рис. 2б) соответствует упрочнению объемного хрома при нагреве в диапазоне температур до 400°C (рис. 7в).

Представленные на рис. 2 и 4 зависимости $\sigma = f(T)$ пленок тантала на кремнии во многом сходны с видом зависимости для объемного тантала (рис. 7), полученного дуговой плавкой [22].

Порог температур упрочнения тантала в наших зависимостях при $T \approx 300^\circ\text{C}$ (рис. 2в, рис. 4), близок к литературным данным для объемного металла (320°C) [15]. Последующий нагрев до 700°C ведет к снижению напряжений в пленках и в объемном металле (рис. 4). Повторный отжиг пленок тантала не сопровождается упрочнением (рис. 4), что соответствует зависимости $\sigma_B = f(T)$ дважды спеченного объемного тантала (рис. 7б).

Зависимость $\sigma = f(T)$ пленок титана (рис. 2в) и объемного титана (рис. 7) имеют общее плавное снижение прочности в диапазоне температур до 500°C. Сравнительно низкие напряжения в пленках палладия (рис. 2д) и их быстрое уменьшение с нагревом подобны зависимости $\sigma = f(T)$ объемного палла-

Таблица 1. Термические коэффициенты расширения пленок ($\times 10^{-6}$ град $^{-1}$)

Металл	Вид обработки	Диапазон температур, °C				Объемный металл [9]	Силициды металлов [13]
		20–90	100–190	200–290	300–400		
Ta	Нагрев	6.3	6.1	3.5		6.5	5.5–8.9
	Охлажд.	6.9	7.1	6.9	6.7		
Pd	Нагрев	14.5	21.8	0.7		9.5	
	Охлажд.	13.5	18.3	17.8	11.4		
Ti	Нагрев	5.1	5.3	5.8	6.0	8.5	8.8–11.0
	Охлажд.				25.0		
Ni	Нагрев	9.7	10.4	10.0	6.7	13.0–15.0	9.0–19.0
	Охлажд.	19.3	23.6	16.4			

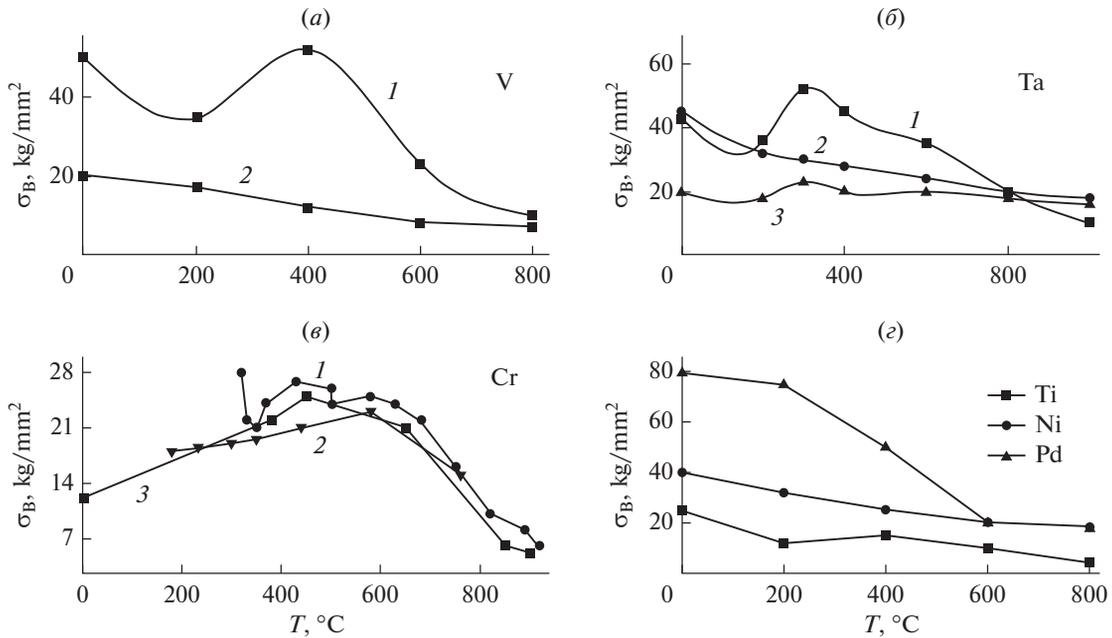


Рис. 7. Зависимости прочности объемного металла (а)–(з) от температуры: (а) – ванадий (1 – кальциотермический, 2 – высокой чистоты); б – хром в рекристаллизованном (1) и кованном (2, 3) состояниях; (б) – тантал (1 – дуговой плавки и спеченный, 2 – дважды спеченный, 3 – после электронно-лучевой или зонной плавки) [22].

дия (рис. 7з) с его возрастающей при нагреве пластичностью. Плавное снижение до нуля напряжений в пленках Ni (рис. 2з) соответствует характеру зависимости $\sigma = f(T)$ объемного никеля (рис. 7з).

Таким образом, если при низких температурах в процессе нагрева основное влияние на напряжения в пленках оказывают изменение структуры и прочности пленки, то при высоких температурах и при охлаждении – особенности взаимных диффузии и взаимодействия металла и кремния. Начало процессов диффузии соответствует напряжениями сжатия на зависимостях $\sigma(T)$. Наибольшие напряжения сжатия обнаружены в системе кремний–никель, для нее характерны и наибольшие растягивающие напряжения после охлаждения до комнатной температуры. Дефектообразование в кремнии под пленками никеля рассмотрено нами в [4].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. В пленках никеля, палладия и титана на кремнии на этапе нагрева снижение растягивающих и появление сжимающих напряжений обусловлено процессами термического расширения из-за различий ТКР.

У пленок ванадия, хрома и тантала зависимости напряжений от температуры при нагреве до 700–800°C соответствуют не термической модели, а зависимостям прочности объемных металлов от температуры, т.е. термическое расширение влияет меньше, чем скорость уплотнения пленок из-за упорядочения структуры в процессе нагрева.

2. На этапе нагрева при температурах выше 400°C снижение прочности металлов, а также их диффузия в кремниевую подложку и пластическое течение ее приповерхностной области нейтрализуют появление напряжений сжатия в пленках никеля, палладия и титана. Охлаждение сопровождается формированием термических напряжений, связанных с появлением слоя силицидов металла и приповерхностным слоем кремния, насыщенным силицидами. Высокие численные значения напряжений после охлаждения образцов (Pd – 105, Ti – 170, Ni – 265 кг/мм²) свидетельствуют об изменении состава, ТКР и толщины приповерхностного слоя.

3. Анализ зависимостей $\sigma = f(T)$ и морфологии поверхности образцов позволяют оценить температуры начала взаимодействия металлов с кремнием: Ni – 400°C, Pd – 500°C, Ti – 750°C, V – 600°C, Cr – 700°C, Ta – 800°C. Причем Ni, Pd, Ti вжигаются в кремний, а Cr, V и Ta отслаиваются после диффузии и образования силицидов. Особенно наглядно это проявляется у ванадия после 700°C и у тантала после 1100°C. Пленка тантала, насыщенная кремнием, не теряет пластичности и коробится от сжимающих ее напряжений.

Установлены предельные температуры нагрева пленок металлов на кремнии (V – 550°C; Ti – 600°C; Pd – 450°C; Ni – 350°C; Cr – 500°C; Ta – 700°C), после которых охлаждение не сопровождается сильным ростом напряжений.

Анализ показал, что наиболее перспективны для формирования термостойкой металлизации пленки тантала в связи с отсутствием в них значи-

тельных напряжений при нагреве до 850°C и отсутствием взаимодействия с кремниевой подложкой.

Кроме того, это позволяет поверх тантала нанести никель и использовать такую структуру для формирования каталитических центров, на которых выращивают углеродные нанотрубки методом плазменного газофазного химического осаждения [2, 14].

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 20-69-46076 – разработка методики определения напряжений в структурах, Гранта Президента № МК-477.2019.8 – исследование термической модели зависимости напряжений в тонких пленках, грантов РФФИ 18-29-11019 мк – исследование поведения материалов подслоя для последующего роста углеродных нанотрубок, 19-38-60052 – исследование формирования слоистых структур на кремнии с последующим отжигом. Результаты получены с использованием инфраструктуры научно-образовательного центра “Нанотехнологии” Южного федерального университета.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Mbam S.O., Nwonu S.E., Orelaja O.A., Nwigwe U.S., Gou X.F.* Thin-film coating; historical evolution, conventional deposition technologies, stress-state micro/nano-level measurement/models and prospects projection: a critical review // *Materials Research Express*. 2019. V. 6. № 12.
2. *Нанотехнологии в микроэлектронике* / Под ред. Агеева О.А., Коноплёва Б.Г. М.: Наука, 2019. 511 с. ISBN 978-5-02-040201-0.
3. *Klimin V.S., Rezyan A.A., Morozova, J.V.* Critical pressure during the formation of carbon nanotubes by the method of plasma chemical vapor deposition // *J. Physics: Conference Series*. 2019. V. 1410(1). № 012035. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1410/1/012035>
4. *Klimin V.S., Rezyan A.A., Morozova J.V.* Formation of catalytic centers for the growth of carbon nanostructures for nanophotonics devices // *J. Physics: Conference Series*. 2019. V. 1410(1). № 012164. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1410/1/012164>
5. *Morozova J.V., Klimin V.S., Rezyan A.A.* Application of carbon nanoscale materials in instrument structures sensitive to the gas atmosphere // *J. Physics: Conference Series*, 2020. V. 1695(1). P. 012027.
6. *Klimin V.S., Lisitsyn S.A., Balakirev S.V., Avilov V.I., Konoplev B.G., Ageev O.A.* Study of Nanoscale Profiling Modes of GaAs Epitaxial Structures by Focused Ion Beams // *Nanotechnologies in Russia*. 2018. V. 13(1–2). P. 26–33. <https://doi.org/10.1134/S199507801801007X>
7. *Klimin V.S., Kots I.N., Tominov R.V., Rezyan A.A., Ageev O.A., Vakulov Z., Zybova T.A., Abramovich T.S.* Application of the Atomic Layer Etching technique to remove broken layers after plasma-etched GaAs surface treatment // *J. Physics: Conference Series*. 2020. V. 1695(1). № 012199. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1695/1/012028>
8. *Шугуров А.Р., Панин А.В.* Механизмы возникновения напряжений в тонких пленках и покрытиях // *Журн. технической физики*. 2020. Т. 90. № 12. С. 1971.
9. *Джуплин В.Н.* Дефектообразование в кремнии под пленками никеля при термообработке // *Известия ТРТУ. Тематич. Выпуск. Материалы ВМНТК “Актуальные проблемы твердотельной электроники и микроэлектроники – ПЭМ – 99”*. 2000.
10. *Плюснев Н.И.* Металлические нанопленки на монокристаллическом кремнии: рост, свойства и применение // *Известия высших учебных заведений. Материалы электронной техники*. 2015. Т. 18. № 2. С. 81–94.
11. *Xue M.L., Bin Z., Guang P.Z.* Fatigue of metals at nanoscale: Metal thin films and conductive interconnects for flexible device application // *Nano Materials Science*. 2019. V. 1. Is. 3. P. 198–207.
12. *Бабушкин А.С., Уваров И.В., Амиров И.И.* Влияние низкоэнергетической ионно-плазменной обработки на остаточные напряжения в тонких пленках хрома // *Журн. технической физики*. 2018. Т. 88. № 12. С. 1845–1852.
13. *Дюжев Н.А., Дедкова А.А., Гусев Е.Э., Новак А.В.* Методика измерения механических напряжений в тонких пленках на пластине с помощью оптического профилометра // *Известия высших учебных заведений. Электроника*. 2016. Т. 21. № 4. С. 367–372.
14. *Агеев О.А., Ильин О.И., Климин В.С., Коноплев Б.Г., Федотов А.А.* Исследование режимов формирования каталитических центров для выращивания ориентированных массивов углеродных нанотрубок методом PECVD // *Химическая физика и мезоскопия*. 2011. Т. 13. № 2. С. 226–231.
15. *Захарова М.А., Кудрявцева В.Л., Чудинова Е.А., Ерофеева Г.В.* Тепловое расширение тонких пленок различной структуры при нагревании // *Современные наукоемкие технологии*. 2015. № 2. С. 58–63.
16. *Абызов А.М.* Тонкие пленки оксидов титана, хрома, циркония, олова, полученные из раствора // *Журн. прикладной химии*. 2017. Т. 90. № 7. С. 869–876.
17. *Forschelen P.J.J., Suiker A.S.J., van der Sluis O.* Effect of residual stress on the delamination response of film-substrate systems under bending // *International J. Solids and Structures*. 2016. V. 97–98. P. 284–299.
18. *Попов Д.Ю.* Исследование влияния температуры на контактные явления в тонких пленках // *Наука настоящего и будущего*. 2019. Т. 3. С. 31–33.
19. *Алмаев А.В., Кушнарев Б.О., Черников Е.В., Новикова В.А.* Синтез и газовая чувствительность тонких пленок оксида хрома // *Журн. технической физики*. 2020. Т. 46. № 20. С. 35–37.
20. *Jonathan J.C., Grygory A., Anny M., Christiane J.* On the origin of the metastable β -Ta phase stabilization in tantalum sputtered thin films // *Acta Materialia*. 2017. V. 126. P. 481–493.
21. *Григорьева А., Иванов А., Ильин В., Лучинин В.* Вакуумная электроника: резонанс или стагнация // *Наоиндустрия*. 2018. Т. 11. № 5. С. 356–368.
22. *Тихонов А.С., Осипов В.Г., Булат С.И.* Деформируемость металлов и бинарных сплавов. М.: Наука, 1971.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ СПИН-ТУННЕЛЬНОГО ПЕРЕХОДА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МОДЕЛИ КОГЕРЕНТНОГО ВРАЩЕНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ СВОБОДНОГО СЛОЯ

© 2021 г. В. В. Амеличев^{а, **}, Д. В. Васильев^{а, *}, Д. В. Костюк^а, Ю. В. Казаков^а,
С. И. Касаткин^б, О. П. Поляков^{б, с}, П. А. Поляков^с, В. С. Шевцов^{б, с}

^аФедеральное государственное бюджетное научное учреждение “Научно-производственный комплекс
“Технологический центр”, пл. Шокина, 1, стр. 7, Зеленоград, Москва, 124498 Россия

^бФедеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем управления
им. В.А. Трапезникова Российской академии наук, ул. Профсоюзная, 65, Москва, 117997 Россия

^сМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991 Россия

*E-mail: D.Vasilyev@tcen.ru

**E-mail: V.Amelichev@tcen.ru

Поступила в редакцию 05.03.2021 г.

После доработки 01.06.2021 г.

Принята к публикации 29.06.2021 г.

Рассмотрено влияние магнитного поля, направленного ортогонально оси легкого намагничивания спин-туннельного перехода (СТП) эллиптической формы на основе структуры Ta/CoFe/CoFeB/MgO/CoFeB/Ru/CoFe/FeMn/Ta, на зависимость сопротивления СТП от внешнего магнитного поля. Проведен расчет данной зависимости с использованием модели когерентного вращения намагниченности свободного слоя. Результаты расчетов сопоставимы с экспериментальными исследованиями и могут применяться при моделировании конструкции преобразователей магнитного поля на основе спин-туннельных магниторезистивных наноструктур.

Ключевые слова: спин-туннельный переход, линеаризация, модель когерентного вращения, спин-туннельный магниторезистивный эффект

DOI: 10.31857/S0544126921060028

ВВЕДЕНИЕ

Развитие технологии формирования многослойных магниторезистивных (МР) наноструктур способствовало созданию высокочувствительных преобразователей магнитного поля (ПМП) с низким уровнем шумов в выходном напряжении и порогом обнаружения магнитных полей на уровне единиц пТл [1–3]. Спин-туннельные магниторезистивные (СТМР) наноструктуры отличаются от других гигантских магниторезистивных (ГМР) наноструктур высоким МР эффектом и повышенной термостабильностью. ПМП на основе СТМР наноструктур применяются в навигационных системах в составе магнитометров, для контроля величины тока в электрических сетях, устройствах дефектоскопии и биосенсорных устройствах [4–6]. Исследования очень низкую интенсивность на низких частотах (единицы пТл в диапазоне от 0 до 100 Гц), нуждаются в измерительных устройствах с чрезвычайно

низким порогом обнаружения магнитного поля при комнатной температуре. Данные требования могут удовлетворить ПМП на основе СТМР наноструктур, например, в [3] представлены результаты разработки и исследований высокочувствительных ПМП на основе СТМР наноструктур для электромагнитных измерений нейронов на уровне отдельных клеток.

Создание ПМП на основе СТМР наноструктур трудоемко, так как содержит ряд сложных технологических процессов и включает в себя решение следующих основных задач: подбор состава СТМР наноструктуры с максимальной величиной СТМР эффекта и минимальной коэрцитивностью свободного слоя, оптимизация геометрического фактора спин-туннельного перехода, линеаризация зависимости магнитосопротивления в области нуля.

Зависимость сопротивления СТП от магнитного поля в области нуля имеет гистерезисную петлю, обусловленную перемагничиванием свободного слоя СТМР наноструктуры при параллельной

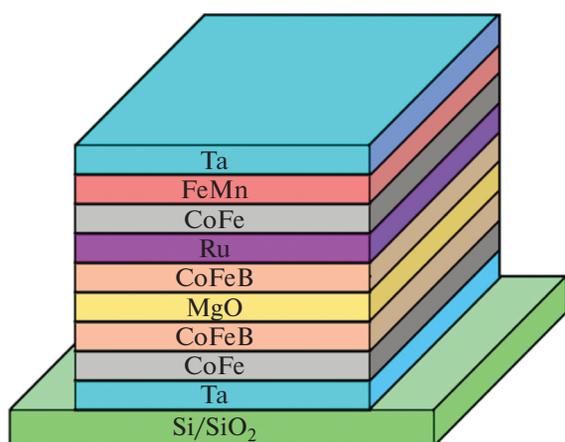


Рис. 1. Эскиз СТП со структурой вида Si/SiO₂/Ta (100 Å)/CoFe (20 Å)/CoFeB (30 Å)/MgO (35 Å)/CoFeB (30 Å)/Ru (8.5 Å)/CoFe (20 Å)/FeMn (100 Å)/Ta (100 Å).

конфигурации свободного и фиксированного слоев. При ортогональной конфигурации намагниченности данных слоев зависимость магнитосопротивления СТП принимает линейный вид.

Существует ряд подходов для обеспечения ортогональной конфигурации намагниченности свободного и фиксированного слоев. Первый способ предполагает увеличение внутреннего размагничивающего поля свободного слоя за счет роста аспектного соотношения СТП, при котором размагничивающее поле превышает поле анизотропии, и передаточная характеристика принимает линейный вид. Наряду со снижением коэрцитивности свободного слоя увеличивается линейный диапазон и снижается коэффициент преобразования СТП [7].

При втором подходе свободный слой фиксируется антиферромагнитным слоем, и ортогональная конфигурация намагниченности слоев создается в результате двухэтапной термомагнитной обработки (ТМО). В процессе первой стадии ТМО задается направление намагниченности фиксированного слоя, во время второго этапа устанавливается ортогональное направление намагниченности свободного слоя, причем температура обработки второго этапа не должна превышать температуру блокировки антиферромагнетика фиксированного слоя [8].

Третий подход подразумевает снижение толщины свободного слоя до появления сверхпарамагнитных свойств в нем. В сверхтонкой структуре CoFeB/MgO/CoFeB (толщина CoFeB менее 1.5 нм) перпендикулярная анизотропия конкурирует с анизотропией в плоскости, что приводит к линейному виду характеристики в области нуля независимо от геометрической формы СТМР элемента [9].

Четвертый способ линейризации заключается в интеграции постоянного магнита, создающего равномерное магнитное поле в области СТМР элемента для стабилизации намагниченности свободного слоя и создания ортогональной конфигурации намагниченности слоев. Изменяя геометрические размеры и положение постоянного магнита, можно прецизионно контролировать величину создаваемого им магнитного поля [10].

Модель когерентного вращения намагниченности свободного слоя позволяет оценить величину коэрцитивности свободного слоя и внешний вид характеристики при воздействии ортогонального магнитного поля и оптимально подобрать величину данного магнитного поля.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Объектом исследования является СТП в форме эллипса, структура и состав которого представлены на рис. 1, и зависимость его сопротивления от внешнего магнитного поля.

В состав СТП входит синтетическая антиферромагнитная структура, состоящая из двух противоположно намагниченных слоев (CoFe и CoFeB), связанных косвенным антиферромагнитным взаимодействием через слой рутения (Ru). Это позволяет исключить (или существенно уменьшить) влияние магнитостатического поля фиксирующего магнитного слоя на свободный слой СТП.

СТП сформирован в виде эллипса с полуосями $a = 12$ мкм и $b = 6$ мкм. Ось обменной (однаправленной) анизотропии (ООА) между антиферромагнитным слоем (FeMn) и ферромагнитным слоем (CoFe) и ось легкого намагничивания (ОЛН) свободного слоя CoFeB направлены вдоль большей полуоси a эллипсов. Вдоль оси трудного намагничивания (вдоль полуоси b эллипсов) прикладывается постоянное магнитное поле \vec{H}_\perp .

Вдоль ОЛН (вдоль полуоси a эллипсов) прикладывается переменное перемагничивающее поле \vec{H}_0 , которое изменяет ориентацию вектора намагниченности \vec{M} свободного слоя, т.е. угол φ между \vec{M} и направлением оси координат X (рис. 2). Координатная ось X проведена в направлении ОЛН, как показано на рис. 2.

На рис. 2 вектором \vec{M}_2 показано направление намагниченности в фиксирующем слое, которое ориентировано вдоль координатной оси X . При изменении ориентации вектора намагниченности свободного слоя \vec{M} будет меняться сопротивление туннельного тока СТМР наноструктуры (ГМР сопротивление) по закону

$$R_m = R_0(1 - \cos(\varphi)). \quad (1)$$

На рис. 3 представлена экспериментальная зависимость сопротивления СТП R_m от величины

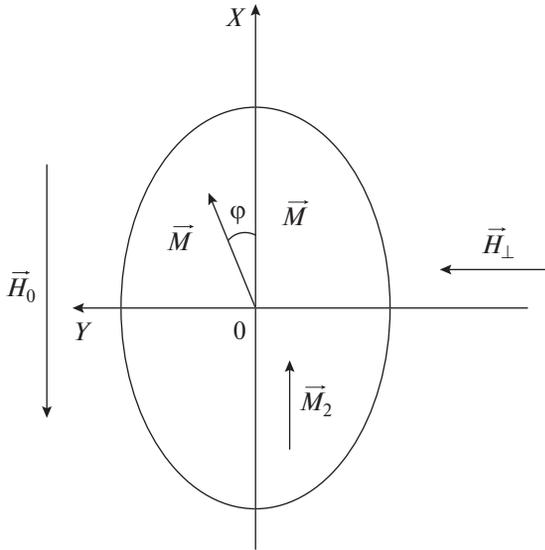


Рис. 2. Ориентация свободного слоя, вектора намагниченности \vec{M} , напряженностей внешних магнитных полей \vec{H}_0 и \vec{H}_\perp относительно координатных осей.

внешнего поля H_0 при изменении данного поля от -300 до 300 Э, обратный ход зависимости при изменении магнитного поля H_0 от 300 до -300 Э изображен сплошной кривой без меток. На рис. 3 представлены две зависимости $R(H)$: при $H_\perp = 0$ и $H_\perp = 10$ Э.

При воздействии постоянного магнитного поля $H_\perp = 10$ Э происходит существенное уменьшение ширины петли перемангничивания свободного слоя.

Теория равновесного состояния намагниченности в рамках модели когерентного вращения намагниченности свободного слоя

В рамках модели когерентного вращения намагниченности \vec{M} свободного слоя СТП, изображенного на рис. 2, плотность магнитной энергии w будет равна

$$w = \frac{1}{2} H_{an} M \sin^2 \varphi - (\vec{M} \cdot \vec{H}_0) - (\vec{M} \cdot \vec{H}_\perp) + w_m + w_c. \quad (2)$$

Здесь $H_{an} = 2K/M$ – эффективное поле анизотропии, K – константа одноосной анизотропии. Плотность магнитостатической энергии рассчитывается как

$$w_m = -\frac{1}{2} (\vec{M} \cdot \vec{H}_m), \quad (3)$$

где \vec{H}_m – поле размагничивания.

Полагая, что свободный слой имеет форму сильно сплюснутого вдоль оси Z эллипсоида с по-

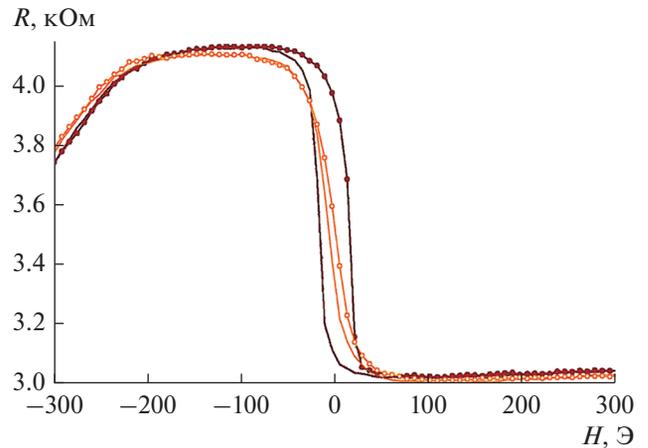


Рис. 3. Экспериментальная зависимость сопротивления от R_m перемангничивающего поля H_0 при $H_\perp = 0$ (темно-красная кривая) и $H_\perp = 10$ Э (оранжевая кривая).

люсью равной c , для проекций размагничивающего поля на оси координат будем иметь

$$H_{m,x} = -4\pi n^{(x)} M_x, \quad H_{m,x=y} = -4\pi n^{(y)} M_y, \quad (4)$$

$$H_{m,z} = -4\pi n^{(z)} M_z,$$

где $n^{(x)}$, $n^{(y)}$, $n^{(z)}$ – размагничивающие коэффициенты эллипсоида, определяемые выражениями:

$$n^{(x)} = \frac{abc}{2} \int_0^\infty \frac{dt}{(a^2 + t)R(t)}, \quad n^{(y)} = \frac{abc}{2} \int_0^\infty \frac{dt}{(b^2 + t)R(t)}, \quad (5)$$

$$n^{(z)} = \frac{abc}{2} \int_0^\infty \frac{dt}{(c^2 + t)R(t)},$$

$$R(t) = \sqrt{(a^2 + t)(b^2 + t)(c^2 + t)}. \quad (6)$$

Плотность магнитостатической энергии связи с фиксирующим слоем w_c определяется выражением:

$$w_c = -\frac{1}{2} (\vec{M} \cdot \vec{H}_c), \quad (7)$$

где \vec{H}_c – напряженность магнитного поля, обусловленная намагниченностью \vec{M}_2 фиксируемого слоя. В соответствии с рис. 2 для величины этого поля приближенно будем иметь

$$H_{c,x} = -4\pi n^{(x)} M_{2x}. \quad (8)$$

Учитывая, что фиксирующий слой представляет собой синтетический антиферромагнетик, состоящий из двух почти одинаковых слоев с противоположной ориентацией намагниченности, в первом приближении будем пренебрегать энергией связи w_c .

Принимая во внимание выражения (2)–(6) и проектируя все векторные величины на координатные оси, ориентированные согласно рис. 2,

несложно выразить плотность магнитной энергии (2) через полярный угол φ

$$w = \frac{1}{2} \tilde{H}_{\text{ан}} M \sin^2 \varphi + H_0 M \cos \varphi - H_{\perp} M \sin \varphi + 2\pi n^{(x)} M^2, \quad (9)$$

где

$$\tilde{H}_{\text{ан}} = H_{\text{ан}} + 4\pi M(n^{(y)} - n^{(x)}), \quad (10)$$

представляет собой сумму эффективных полей одноосной анизотропии и анизотропии формы.

Угол φ локальной равновесной ориентации вектора намагниченности свободного слоя \vec{M} , будет определяться минимумом функции (9), т.е. корнями уравнения

$$\frac{\partial(w/M)}{\partial \varphi} = \tilde{H}_{\text{ан}} \sin \varphi \cos \varphi - H_0 \sin \varphi - H_{\perp} \cos \varphi = 0. \quad (11)$$

Магнитная энергия (2) может иметь два локальных минимума, соответствующих двум устойчивым ориентациям вектора намагниченности \vec{M} . При определенных значениях напряженностей внешнего магнитного поля H_{\perp} и H_0 функция (9) будет иметь только один минимум. Кривая инверсии (кривая инверсии Стонера-Вольфарта), определяющая переход от состояния с двумя минимумами энергии к состоянию с одним минимумом, определяется из условия равенства нулю первых двух производных по углу φ плотности энергии (9), т.е. уравнения (11) и уравнения

$$\frac{\partial^2(w/M)}{\partial \varphi^2} = \tilde{H}_{\text{ан}} \cos 2\varphi - H_0 \cos \varphi + H_{\perp} \sin \varphi = 0. \quad (12)$$

Из уравнений (11) и (12) несложно получить значение критического угла инверсии φ_u , при превышении которого ориентация вектора намагниченности \vec{M} скачком переходит в другое устойчивое состояние

$$\sin \varphi_u = \left(\frac{H_{\perp}}{\tilde{H}_{\text{ан}}} \right)^{1/3}. \quad (13)$$

Соответственно, значение внешнего поля $H_{0,u}$, при котором происходит скачок ориентации вектора намагниченности \vec{M} , будет равно

$$H_{0,u} = \cos^3 \varphi_u \tilde{H}_{\text{ан}} = \left(1 - \left(\frac{H_{\perp}}{\tilde{H}_{\text{ан}}} \right)^{2/3} \right)^{3/2} \tilde{H}_{\text{ан}}. \quad (14)$$

Таким образом, при прямом и обратном перемагничивании свободного слоя происходит скачок ориентации вектора намагниченности \vec{M} от одной равновесной кривой к другой.

Это приводит к гистерезису ГМР сопротивления (1) при перемагничивании свободного слоя

(рис. 3). Ширина этого гистерезиса равна $2H_{0,u}$. Если $H_{\perp} = 0$, то ширина гистерезиса наибольшая и равна $2\tilde{H}_{\text{ан}}$.

Проведем расчет зависимости магнитосопротивления СТП на основе рассмотренной теории Стонера-Вольфарта. Свободный слой СТП (рис. 1) состоит из пленки $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ толщиной 3 нм и обменно-связанного с ним слоя $\text{Co}_{95}\text{Fe}_5$ толщиной 2 нм. Намагниченность первого слоя согласно литературным данным [11] равна $4\pi M = 1.1 \times 10^4$ Гс, намагниченность второго слоя толщиной 2 нм оценим по процентному составу намагниченности насыщения входящих в него элементов, в результате получим $4\pi M = 1.27 \times 10^4$ Гс. Для среднего значения $4\pi M$ составного свободного слоя толщиной 5 нм возьмем среднее значение, пропорциональное их толщинам

$$4\pi M = \left(\frac{3}{5} 1.1 + \frac{2}{5} 1.27 \right) \times 10^4 \text{ Гс} = 1.17 \times 10^4 \text{ Гс}. \quad (15)$$

Размагничивающие коэффициенты для $a = 12$ мкм, $b = 6$ мкм, $c = 2.5$ нм согласно выражению (5) равны

$$n^{(x)} = 0.000131, \quad n^{(y)} = 0.000373. \quad (16)$$

Соответственно, для поля анизотропии формы, получим

$$4\pi M(n^{(y)} - n^{(x)}) = 2.83 \text{ Гс}. \quad (17)$$

Согласно экспериментальным измерениям (рис. 3) ширина гистерезиса при $H_{\perp} = 0$ равна

$$2\tilde{H}_{\text{ан}} = 32 \text{ Э}. \quad (18)$$

Тогда, согласно (10) для эффективного поля одноосной анизотропии $H_{\text{ан}}$, получим

$$H_{\text{ан}} = \tilde{H}_{\text{ан}} - 4\pi M(n^{(y)} - n^{(x)}) = 16 \text{ Э} - 2.83 \text{ Гс} = 13.17 \text{ Э}. \quad (19)$$

При наличии поля $H_{\perp} = 10$ Э экспериментальная ширина гистерезиса уменьшится (рис. 3) и будет равна

$$2\tilde{H}_{\text{ан}} = 6 \text{ Э}. \quad (20)$$

Теоретическая ширина гистерезиса $2H_{0,u}$, рассчитанная по формуле (14) при $H_{\text{ан}}$, равному полученному значению (19), будет равна

$$2\tilde{H}_{\text{ан}} = 4.5 \text{ Э}, \quad (21)$$

что в 1.3 раза меньше экспериментального значения.

Для выявления специфических особенностей перемагничивания свободного слоя на образце была проведена дополнительная серия измерений зависимости $R_m(H)$ при значениях H_{\perp} от 0 до 12 Э с шагом 2 Э. На рис. 4 представлены кривые зависимости R_m при изменении внешнего поля H_0 от

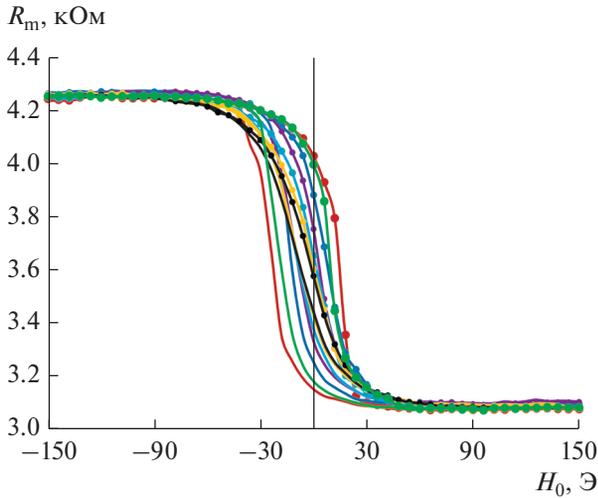


Рис. 4. Зависимости R_m от H_0 при воздействии H_{\perp} от 0 до 12 Э с шагом 2 Э: темно-красная кривая $H_{\perp} = 0$ Э, зеленая кривая $H_{\perp} = 2$ Э, синяя кривая $H_{\perp} = 4$ Э, фиолетовая кривая $H_{\perp} = 6$ Э, голубая кривая $H_{\perp} = 8$ Э, оранжевая кривая $H_{\perp} = 10$ Э, черная кривая $H_{\perp} = 12$ Э.

–150 до 150 Э, обратный ход зависимости при изменении магнитного поля H_0 от 150 до –150 Э изображен сплошной кривой без меток.

В табл. 1 представлены экспериментальные и расчетные значения ширины гистерезиса $\Delta H_{\text{эксп}}$ на половине высоты изменения сопротивления R_m .

Для данной серии измерений $H_{\text{ан}}$ согласно (19) будет составлять

$$H_{\text{ан}} = \tilde{H}_{\text{ан}} - 4\pi M(n^{(y)} - n^{(x)}) = 18.5 - 2.83 \text{ Гс} = 15.67 \text{ Э.} \quad (22)$$

Для более точной аппроксимации $H_{\text{ан}}$ было подобрано таким образом, чтобы теоретическая кривая (14) имела наименьшее квадратичное отклонение от всех экспериментальных точек табл. 1. В этом случае наилучшее приближение получалось при

$$H_{\text{ан}} = 15.89 \text{ Э.} \quad (23)$$

В табл. 1 в третьей строке приведены значения теоретической ширины гистерезиса $2H_{\text{ан}}$, рассчитанные по формуле (14) при значении $H_{\text{ан}} = 15.89$ Э и $4\pi M(n^{(y)} - n^{(x)}) = 2.83$ Гс. На рис. 5 приведен теоретический график зависимости ширины гистерезиса $2H_{\text{ан}}$ от H_{\perp} (сплошная линия) и экспериментальные значения в соответствии с табл. 1.

В рамках рассмотренной теории построим кривые зависимости сопротивления R_m СТП от внешнего магнитного поля. Согласно формуле (1) это сопротивление определяется равновесным значением $\cos\varphi$. Значение $\cos\varphi$ определяется уравнением (11), которое можно представить в следующем виде

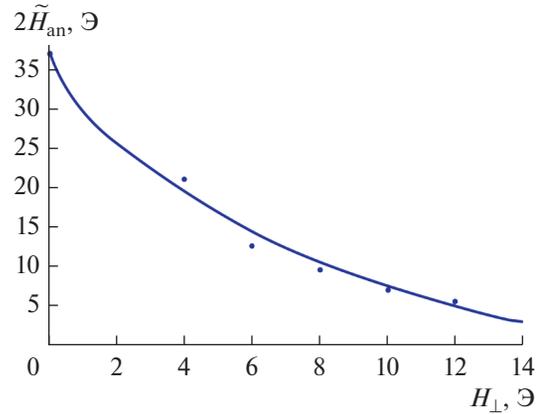


Рис. 5. Теоретическая зависимость ширины гистерезиса $2\tilde{H}_{\text{ан}}$ от H_{\perp} (сплошная линия) и экспериментальные значения (точки).

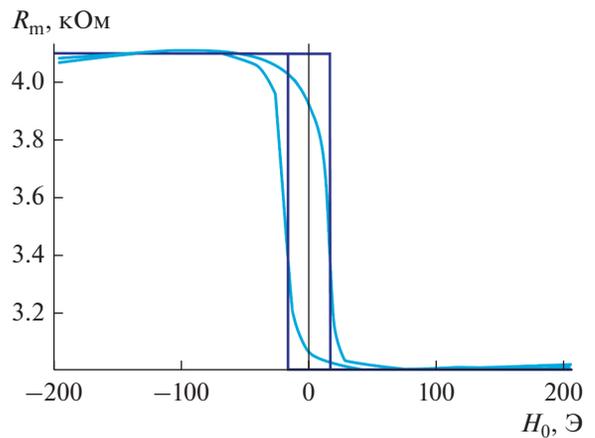


Рис. 6. Зависимость сопротивления R_m от внешнего поля \tilde{H}_0 при $H_{\perp} = 0$ (синяя кривая) и экспериментальные значения (голубая кривая).

$$\tilde{H}_{\text{ан}} \sqrt{1 - \cos^2 \varphi} \cos \varphi - H_0 \sqrt{1 - \cos^2 \varphi} - H_{\perp} \cos \varphi = 0. \quad (24)$$

Это уравнение относительно $\cos\varphi$ можно преобразовать в полином 4-го порядка, которое имеет громоздкие аналитические решения. Используя их или непосредственное численное решение уравнения (24), можно получить следующие тео-

Таблица 1. Зависимость ширины гистерезиса R_m от поля H_{\perp}

$H_{\perp}, \text{ Э}$	0	2	4	6	8	10	12
$\Delta H_{\text{эксп}}, \text{ Э}$	37	27	21	12.5	9.5	7	5.5
$2H_{\text{ан}}, \text{ Э}$	37.45	25.55	19.29	14.52	10.66	7.48	4.87

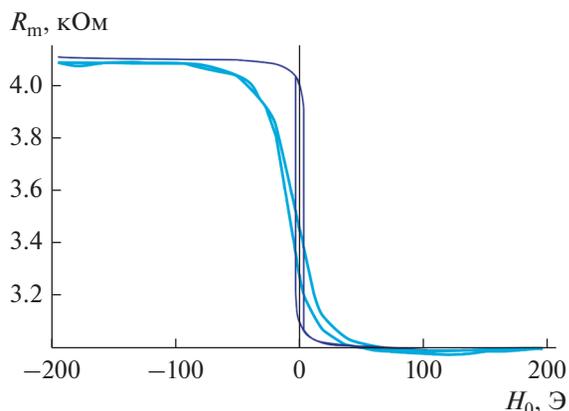


Рис. 7. Зависимость сопротивления R_m от внешнего поля H_0 при $H_{\perp} = 10$ Э (синяя кривая) и экспериментальные значения (голубая кривая).

ретиические кривые для зависимости сопротивления R_m от внешнего поля H_0 . На рис. 6 представлена такая теоретическая зависимость при $H_{\perp} = 0$. Теоретическая кривая построена при $H_{an} = 14.5$ Э в соответствии с экспериментальными результатами на рис. 3. На рис. 7 представлена теоретическая зависимость R_m от внешнего поля H_0 при $H_{\perp} = 10$ Э.

Из результатов рис. 6 и 7 следует, что рассмотренная теория приближенно соответствует экспериментальным результатам. Величины теоретического и экспериментального гистерезиса близки. Однако, перемагничивание свободного слоя происходит не так резко как предсказывает теория, особенно при достаточно больших значениях H_{\perp} (рис. 7). Этот факт, возможно, свидетельствует о наличии неоднородного механизма перемагничивания свободного слоя [12].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены теоретические зависимости перемагничивания СТП элемента эллиптической формы при различных значениях магнитного поля, перпендикулярного внешнему магнитному полю. Результаты экспериментальных исследований и теоретические значения, полученные в рамках модели когерентного вращения намагниченности свободного слоя, имеют близкое совпадение, что позволяет достаточно точно описывать процесс перемагничивания СТМР элемента.

На основе полученных моделей перемагничивания свободного слоя при воздействии постоянного магнитного поля, направленного ортогонально измерительному полю, представляется возможным спрогнозировать ширину гистерезиса, наклон характеристики в области малых маг-

нитных полей и подобрать оптимальное значение ортогонального магнитного поля, которое определяет геометрические размеры постоянного магнита и его остаточную намагниченность.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pannetier M., Fermon C., Le Goff G., Simola J., Kerr E. Femtotesla magnetic field measurement with magnetoresistive sensors // Science. 2004. V. 304. № 5677. P. 1648–1650.
2. Amaral J., Cardoso S., Freitas P.P., Sebastiao A.M. Toward a system to measure action potential on mice brain slices with local magnetoresistive probes // J. Applied Physics. 2011. V. 109. № 7. P. 07B308.
3. Amaral J., Pinto V., Costa T., Gaspar J., Ferreira R., Paz E., Cardoso S., Freitas P. Integration of TMR sensors in silicon microneedles for magnetic measurements of neurons // Magnetics, IEEE Transactions on. 2013. V. 49. P. 3512–3515.
4. Lopes A., Cardoso S., Ferreira R., Paz E., Deepak F., Sanchez J., Ramirez D., Ravelo S., Freitas P. Mg Omagnetic tunnel junction electrical current sensor with integrated Ru thermal sensor // Magnetics, IEEE Transactions on. 2013. V. 49. P. 3866–3869.
5. Cardoso F.A., Rosado L., Ferreira R., Paz E., Cardoso S., Ramos P.M., Piedade M., Freitas P.P. Magnetic tunnel junction based eddy current testing probe for detection of surface defects // J. Applied Physics. 2014. V. 115. № 17. P. 17E516.
6. Freitas P.P., Cardoso F.A., Martins V.C., Martins S.A.M., Loureiro J., Amaral J., Chaves R.C., Cardoso S., Fonseca L.P., Sebastiao A.M., Pannetier-Lecoeur M., Fermon C. Spintronic platforms for biomedical applications // Lab on a Chip. 2012. V. 12. P. 546–557.
7. Freitas P.P., Ferreira R., Cardoso S., Cardoso F. Magnetoresistive sensors // J. Physics: Condensed Matter. 2007. V. 19. № 16. P. 165221.
8. Negulescu B., Lacour D., Montaigne F., Gerken A., Paul J., Spetter V., Marien J., Duret C., Hehn M. Wide range and tunable linear magnetic tunnel junction sensor using two exchange pinned electrodes // Applied Physics Letters. 2009. V. 95. № 11. P. 112502.
9. Skowronski W., Wisniowski P., Stobiecki T., Cardoso S., Freitas P.P., Dijken S. Magnetic field sensor with voltage-tunable sensing properties // Applied Physics Letters. 2012. V. 101. № 19. P. 192401.
10. Chaves R.C., Cardoso S., Ferreira R., Freitas P.P. Low aspect ratio micron size tunnel magnetoresistance sensors with permanent magnet biasing integrated in the top lead // J. Applied Physics. 2011. V. 109. № 7. P. 07E506.
11. Choi G.-M. Exchange stiffness and damping constants of spin waves in CoFeB films // J. Magnetism and Magnetic Materials. 2020. V. 516. P. 167335.
12. Шевцов В.С., Поляков О.П., Амеличев В.В., Касаткин С.И., Поляков П.А. Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия. 2019. № 5. С. 40–44.

ПРОЕКТИРОВАНИЕ ПЛИС И РЕКОНФИГУРИРУЕМЫХ СнК С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДОВ ПРОГРАММНОГО АНАЛИЗА И ПРОТОТИПИРОВАНИЯ

© 2021 г. В. И. Эннс^а, *, С. В. Гаврилов^б, **, В. М. Хватов^б, ***, В. Г. Курбатов^а

^аНаучно-исследовательский институт молекулярной электроники (АО “НИИМЭ”),
ул. Академика Валеева, 6, стр. 1, Зеленоград, Москва, 124460 Россия

^бИнститут проблем проектирования в микроэлектронике Российской АН (ИППМ РАН),
ул. Советская ул., 3, Зеленоград, Москва, 124365 Россия

*E-mail: venns@niime.ru

**E-mail: s.g@ippm.ru

***E-mail: khvatov_v@ippm.ru

Поступила в редакцию 14.05.2021 г.

После доработки 08.06.2021 г.

Принята к публикации 15.06.2021 г.

Описываются подходы и методы программного прототипирования программируемых логических интегральных схем (ПЛИС) и реконфигурируемых систем на кристалле (РСнК). Программное прототипирование, в отличие от классического прототипирования с применением готовых кристаллов ПЛИС, является частью нового этапа маршрута проектирования ПЛИС и реконфигурируемых СнК. Оно позволяет оценить эффективность реализаций пользовательских проектируемых схем и выбрать архитектуру базового кристалла до его фактического изготовления за счет оперативной настройки системы автоматизированного проектирования (САПР) на соответствующие изменения в конструкции, схемотехнике и топологии базового кристалла. Гибкость и динамичность настройки на требуемую архитектуру обеспечивается разработанной и описанной в данной статье формализацией представления схем в САПР, которая может быть применима как при анализе базового кристалла, так и при анализе пользовательских проектных схем.

DOI: 10.31857/S0544126921060077

I. ВВЕДЕНИЕ

Проектирование программируемых логических интегральных схем или реконфигурируемых систем на кристалле – сложный процесс, требующий большое количество времени на выбор параметров схемы, ее архитектуры, анализ трассировочных возможностей и моделирования ее компонентов [1–4]. Несмотря на то, что большинство этапов маршрута проектирования автоматизировано, оценивание трассируемости пользовательских схем и поиск слабых мест разработанной архитектуры выполняется человеком. Такой подход без должной верификации может привести к ошибке, обнаруженной только после этапа разработки топологии базовой схемы, что недопустимо в условиях ограниченных сроков.

Значительно упростить и ускорить процесс проектирования базового кристалла ПЛИС или РСнК позволяют методы программного анализа и оценки архитектуры. Существующие методы оценки, основанные на прохождении полного маршрута проектирования [5–9], используют

упрощенное описание базовых схем, что не позволяет точно оценить их архитектуру, ее тонкости и слабые места. Также имеющиеся методы требуют описания схемы в специализированном формате, что ставит перед разработчиком архитектуры дополнительную задачу – изучение новых методов представления разработанного схемотехнического описания схемы.

Предложенный подход к оценке архитектуры ПЛИС и РСнК использует формат схемотехнического описания схем – CDL (Circuit Design Language) [10], который широко распространен среди разработчиков интегральных схем (ИС) и используется в системах автоматического проектирования компаний Cadence, Synopsys, Mentor Graphics. Описание схемы в данном формате автоматически генерируется из ее графического представления в схемотехническом редакторе указанных компаний. Поддержка языка CDL, наряду с разработанной формализацией представления схем в САПР, позволяет гибко провести оперативную настройку программного обеспечения на соот-

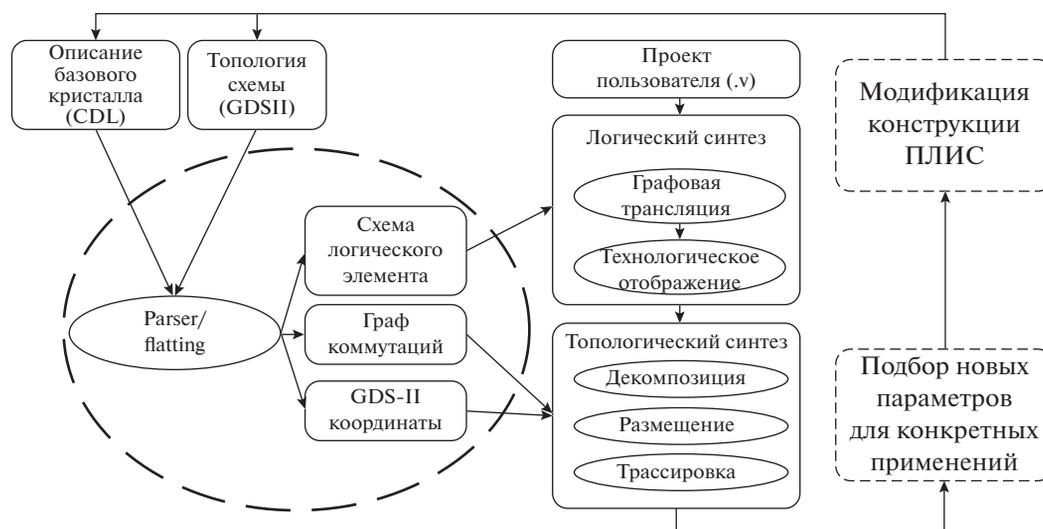


Рис. 1. Этапы программного прототипирования.

ветствующие изменения в конструкции, схемотехнике и топологии разрабатываемой гетерогенной СнК или ПЛИС и оценить как эффективность реализации различных пользовательских проектируемых схем, так и эффективность самой архитектуры базового кристалла.

Разработанный метод, включающий в себя оперативную настройку на изменения архитектуры схемы и оценку ее эффективности, является новым этапом маршрута проектирования реконфигурируемой или программируемой логики, называемый “*программным прототипированием*”. В отличие от классического прототипирования, подразумевающего тестирование системы на кристалле или ее отдельных СФ-блоков в базе готового кристалла ПЛИС [11, 12], программное прототипирование включает в себя тестирование и оценку самого базового кристалла, содержащего элементы ПЛИС, еще до его фактического изготовления.

II. МЕТОД ПРОГРАММНОГО ПРОТОТИПИРОВАНИЯ

Метод программного прототипирования, предложенный в данной работе, состоит из нескольких этапов (рис. 1).

1) Первым этапом является выбор и проектирование базовой архитектуры, на основе которой будут разрабатываться прототипы и выполняться дальнейшие модификации. Архитектура может быть как уникальной, так и выбранной из множества существующих решений, отличающихся структурой трассировочных ресурсов [13, 14] (островные и иерархические ПЛИС), структурой логического элемента (ЛЭ) и группы логических блоков (ГЛБ) (ЛЭ в ПЛИС фирмы Altera [15],

конфигурационный логический блок в ПЛИС фирмы Xilinx [16], универсальные логические блоки (VersaTile) у фирмы Microsemi [17]). Выбрать архитектуру конечной схемы среди всего многообразия позволяют физические ограничения, заключающиеся в размере корпуса или в площади кристалла, необходимой для размещения конфигурационной памяти. Также ограничения накладываются исходя из требований, заданных конкретными пользовательскими проектами, которые выражаются в количестве программируемой логики, коммутационных возможностях схемы и определенном наборе СФ-блоков.

2) На втором этапе происходит передача информации о разработанной схеме в базы данных САПР. Первоначально, с помощью специализированного программного обеспечения, так называемого парсера, в САПР обрабатывается и анализируется схемотехническое описание схемы РСнК или ПЛИС в формате CDL и ее топология в формате GDSII [18]. С помощью обработки этих файлов структура программы автоматически подстраивается под архитектуру ПЛИС, формируя граф коммутаций, координаты ЛБ и карту памяти, на основании которой будет формироваться вектор прошивки. Возможность автоматической подстройки под любую архитектуру позволяет разработчикам РСнК и ПЛИС заранее оценивать их трассируемость и находить слабые места архитектуры, а разработчикам САПР заранее отлаживать ПО на будущей архитектуре под нужды заказчика. Это делает процесс разработки и конечный результат гораздо эффективнее.

3) Следующим этапом выполняется полный маршрут проектирования пользовательской схемы, включающий в себя логический и топологический синтез [19]. Логический синтез состоит из

графовой трансляции и технологического отображения в базисе целевого кристалла ПЛИС или РСнК [20, 21]. Топологический синтез, в свою очередь, состоит из декомпозиции списка соединений на отдельные группы или кластеры [22], размещения логических элементов на легальные позиции матрицы ПЛИС [23], трассировки соединений между ЛЭ с использованием коммутационных ресурсов, заложенных в архитектуре [24].

4) Заключаящим этапом программного прототипирования является анализ полученных результатов, на основании которого подбираются новые параметры архитектуры и вносятся соответствующие модификации в схемотехническое описание базового кристалла. Программное прототипирование – процесс итерационный, поэтому этап внесения изменений в конструкцию схемы лишь завершает одну итерацию подбора подходящей архитектуры. Процесс прототипирования можно считать законченным при соблюдении двух условий. Первое условие – соответствие результатов прототипирования всем заданным требованиям и ограничениям. Второе – успешное выполнение полного маршрута проектирования для ряда пользовательских проектных схем. В случае несоблюдения этих условий в архитектуру базового кристалла вносятся соответствующие изменения и процесс повторяется до получения положительного результата.

Далее в разделе III показаны особенности представления в САПР описаний базового кристалла и проектируемой схемы для выполнения программного прототипирования. В разделе III.a подробнее рассмотрен этап загрузки базового кристалла в САПР и показано разработанное формализованное представление схемотехнического описания конструкции ПЛИС и РСнК. В разделе III.b представлены особенности анализа и обработки в САПР топологии ПЛИС и РСнК. В разделе V содержатся практические результаты применения разработанного метода программного прототипирования базовой архитектуры ПЛИС, а также описываются изменяющиеся параметры архитектуры и характеристики, на основе которых выполнялось сравнение полученных прототипов.

III. ОСОБЕННОСТИ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ БАЗОВОГО КРИСТАЛЛА И ПРОЕКТИРУЕМОЙ СХЕМЫ В САПР ДЛЯ ВЫПОЛНЕНИЯ ПРОГРАММНОГО ПРОТОТИПИРОВАНИЯ

а) Особенности представления списка соединений базового кристалла и проектируемой схемы

Оперативную настройку конструкции и схемотехники базового кристалла на новые потребности от конечного пользователя, а также оперативную настройку САПР на соответствующие из-

менения в конструкции, схемотехнике и топологии базового кристалла обеспечивает формализация соответствий между элементами базового проекта реконструируемой или программируемой гетерогенной системы на кристалле от производителя (базы) и пользовательскими проектируемыми схемами от конечного заказчика.

Для загрузки требуемой информации в САПР, схема базового проекта (реконструируемая или программируемая гетерогенная СнК или ПЛИС) представляется в виде описания в формате CDL, пользовательская проектируемая схема – на языке Verilog в формате плоского списка соединений.

В процессе обработки базовой схемы ее иерархическое описание определяется, как упорядоченная тройка:

$$\Pi = (S, L, s_m) \text{ – иерархическое описание проекта,} \quad (1)$$

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.

При этом каждое из схемных описаний в иерархии проекта определяется следующим образом:

$$\forall s \in S: s = (\mu(s), E(s), N(s), P(s), C(s)), \quad (2)$$

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 (узлов) в схеме;

$P(s) = \{p_i, i = 1, \dots, |P(s)|\}$ – множество внешних выводов (контактов) схемы;

$C(s) = \{c_i, i = 1, \dots, |C(s)|\}$ – множество соединений (коммутаций) схемы.

Множество элементов характеризуется следующими данными:

$$\forall e \in E(s): e = (\mu(e), m(e), P(e)), \quad (3)$$

где $\mu(e)$ – уникальное имя элемента (строка символов);

$m(e) \in S$ – модель элемента, представленная в иерархическом описании схемой следующего 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):

$$P(e) \leftrightarrow P(m(e)); |P(e)| = |P(m(e))|. \quad (4)$$

Множество внешних выводов схемы характеризуется следующими данными:

$$\forall p \in P(s): p = (\mu(p), \tau(p)), \quad (5)$$

где $\mu(p)$ – уникальное имя вывода;

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

Множество цепей (узлов) схемы характеризуется именем и соответствующим цепи набором соединений:

$$\forall n \in N(s): n = \mu(n), \quad (6)$$

где $\mu(n)$ – имя цепи (узла), (строка символов);

$C(s)$ – множество соединений в схеме, определяемое как подмножество пар:

$$C(s) = \left\{ (p, n): p \in \left(\bigcup_{i=1, \dots, |E(s)|} P(e_i) \cup P(s) \right), n \in N(s) \right\} \quad (7)$$

таких, что, для любого контакта цепь единственная или не существует вовсе:

$$\begin{aligned} \forall p \in \left\{ \bigcup_{i=1, \dots, |E(s)|} P(e_i) \cup P(s) \right\}: \\ (\exists! n \in N(s): (p, n) \in C(s)) \vee \\ \vee (\forall n \in N(s): (p, n) \notin C(s)). \end{aligned} \quad (8)$$

Другими словами, множество соединений в схеме определяется как однозначное отображение:

$$C^*(s) = \left\{ \left(\bigcup_{i=1, \dots, |E(s)|} P(e_i) \cup P(s) \right) \rightarrow (N(s) \cup \emptyset) \right\}. \quad (9)$$

При этом обратное отображение определяет список соединений конкретной цепи и не может быть однозначным – количество соединений у каждой цепи должно быть не менее двух, в противном случае цепь будет считаться ошибочной или ложной:

$$\begin{aligned} C^{*-1}(s) = \left\{ N(s) \rightarrow \left(\bigcup_{i=1, \dots, |E(s)|} P(e_i) \cup P(s) \right) \right\} \\ \forall n \in N(s): |\{(p, n): (p, n) \in C(s)\}| \geq 2. \end{aligned} \quad (10)$$

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

$$\begin{aligned} \forall n \in \\ \in N(s): |\{(p, n): (p, n) \in C(s) \wedge p \in P(s)\}| \leq 1. \end{aligned} \quad (11)$$

Отличие формализации базового проекта от формализации пользовательской схемы заключается в том, что имя внешнего контакта в описании схемы на языке CDL совпадает с именем соединенной с ним цепи:

$$\begin{aligned} \forall n \in N(s), \\ \forall p \in P(s): (p, n) \in C(s) \Rightarrow \mu(n) = \mu(p). \end{aligned} \quad (12)$$

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

$$\forall s \in L: E(s) = \emptyset, N(s) = \emptyset, C(s) = \emptyset. \quad (13)$$

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.

Иерархическое описание базового кристалла преобразовывается в САПР в соответствующее ему “плоское” представление путем рекурсивной flat-процедуры. Для заданного проекта $\Pi = (S, L, s_m)$ в “плоском” представлении сохраняются только те подсхемы, которые фактически применялись в 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 :

$$\varphi: S \times S \rightarrow \mathcal{B}; \quad \mathcal{B} = \{0, 1\}; \quad \varphi(s, s_i) = \left((s = s_i) \vee \left(\bigvee_{e \in E(s_i)} \varphi(s, m(e)) \right) \right), \quad (14)$$

т.е., $\varphi(s, s_i) = 1$, если $(s = s_i)$ или $\exists e \in E(s_i)$: $\varphi(s, m(e)) = 1$.

Для заданного проекта $\Pi = (S, L, s_m)$ “плоское” представление $\Pi_f(\Pi) = (S_f, L_f, s_f)$ строится по следующим правилам:

$$\begin{aligned} L_f &= \{s : (s \in L) \wedge \varphi(s, s_m)\}; \\ S_f &= \{s_f \cup L_f\}; \\ s_f &= (\mu(s_f), E(s_f), N(s_f), P(s_f), C(s_f)); \text{ где:} \\ \mu(s_f) &= \mu(s_m); \\ P(s_f) &\leftrightarrow P(s_m). \end{aligned}$$

Имена элементов $\mu(e), e \in E(s_f)$ и имена цепей $\mu(n), n \in N(s_f)$ в “плоском” представлении являются уникальными и содержат информацию об именах элементов более высоких уровней иерархии, в состав которых входят подсхемы, содержащие рассматриваемый элемент, до раскрытия иерархии.

“Плоское” представление, по своей сути, в итоге состоит из элементов, содержащихся в библиотеке базового проекта. В библиотеке выделяются следующие типы элементов: логические элементы L_{LE} , периферийные элементы (ПЭ) ввода-вывода L_{IO} , сложно-функциональные макроблоки L_M , трассировочные элементы L_{Ro} и иные вспомогательные элементы L_{BB} (“черные ящики”), не содержащие в своем составе ни один из перечисленных типов элементов $L_{LE}, L_{IO}, L_M, L_{Ro}$, выполняющие вспомогательные функции, (например, для программирования памяти), не связанные с непосредственным отображением элементов пользовательской проектируемой схемы:

$$L = L_{LE} \cup L_{IO} \cup L_M \cup L_{Ro} \cup L_{BB}. \quad (15)$$

При раскрытии иерархии и преобразовании базового проекта в “плоское” представление учитывается факт наличия и фактическое количество элементов каждого из перечисленных типов в каждой из подсхем на более высоких уровнях иерархии. При обозначении фактического количества элементов перечисленных типов в некоторой заданной подсхеме s через $\sigma_{LE}(s), \sigma_{IO}(s), \sigma_M(s), \sigma_{Ro}(s)$ принадлежность подсхемы к множеству “черных ящиков” можно определить по факту отсутствия в ней элементов из перечисленных типов, не зависимо от того, имеет ли такая схема детализацию в терминах подсхем и элементов более низкого уровня:

$$\begin{aligned} s \in L_{BB} &\equiv \\ &\equiv (\sigma_{LE}(s) + \sigma_{IO}(s) + \sigma_M(s) + \sigma_{Ro}(s) = 0). \end{aligned} \quad (16)$$

При этом значение каждой из перечисленных функций подсчета элементов соответствующего

типа $T \in \{LE, IO, M, Ro\}$ можно определить рекурсивно:

$$\begin{aligned} \sigma_T: S &\rightarrow \mathcal{N}_0, \quad \mathcal{N}_0 = \mathcal{N} \cup 0; \\ \sigma_T(s) &= \begin{cases} 1 & \text{при } s \in L_T \\ 0 & \text{при } s \in L \setminus L_T \\ \sum_{e \in E(s)} \sigma_T(m(e)) & \text{при } s \notin L. \end{cases} \end{aligned} \quad (17)$$

По результатам таких подсчетов раскрытие иерархии при преобразовании базового проекта в “плоское” ограничивается (остановить) на уровне $L = L_{LE} \cup L_{IO} \cup L_M \cup L_{Ro} \cup L_{BB}$.

Элементы $e: m(e) \in L_{LE} \cup L_{IO} \cup L_M$ используются для отображения библиотечных элементов пользовательского проекта. Элементы $e: m(e) \in L_{Ro}$ применяются для отображения цепей и коммутаций пользовательского проекта, и на их основе в автоматическом режиме строится граф для решения задач трассировки.

Схемы библиотечного уровня $s \in L_{LE} \cup L_{IO} \cup L_M = L\{L_{BB} \cup L_{Ro}\}$ программируются на основе библиотеки под различные варианты функциональных решений с использованием программируемой памяти. Множество внешних выводов таких схем:

$$\begin{aligned} P(s) &= \{p_i, i = 1, \dots, |P(s)|\}, \\ s &\in L_{LE} \cup L_{IO} \cup L_M \end{aligned} \quad (18)$$

разделяется на 3 независимых подмножества по функциональному назначению:

$$P(s) = P_r(s) \cup P_m(s) \cup P_s(s), \quad (19)$$

где $P_r(s)$ – подмножество сигнальных или трассировочных выводов для подключения внешних сигнальных цепей с применением трассировочных ресурсов из L_{Ro} ,

$P_m(s)$ – подмножество программируемых выводов для управления различными вариантами функциональных решений;

$P_s(s)$ – подмножество специальных выводов для подключения специальных сигналов (например, для выбора цепей питания, земли, синхронизации, сброса и др.), подключение которых требует специальной обработки, отличной от подключения обычных цепей или сигналов.

Мощность множества $|P_r(s)|$ определяет максимально допустимое количество выводов элемента в пользовательской библиотеке L_u пользовательского проекта $\Pi_u = (S_u, L_u, s_{mu})$. Некоторые из выводов $P_r(s)$ могут не использоваться в конкретном библиотечном элементе из L_u или быть замкнутыми на землю/питание.

Мощность множества $|P_m(s)|$ определяет длину вектора программирования для реализации конкретных функций и режимов работы библиотечных элементов. За счет разных вариантов программирования одному экземпляру $s \in L_{LE} \cup L_{IO} \cup L_M$ может соответствовать множество различных реализаций в пользовательской библиотеке L_u с общим количеством элементов равным $2^{|P_m(s)|}$. В частности, количество вариантов классического LUT (LookUp Table) [25] с n входами равно:

$$2^{|P_m(s)|} = 2^{2^n}. \quad (20)$$

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

$$\begin{aligned} P_m(s) &\rightarrow \mathcal{B}^{|P_m(s)|}, \quad \mathcal{B} = \{0, 1\}; \\ P_r(s) &\rightarrow P(s_u) \cup \{P_0, P_1, P_z\}, \end{aligned} \quad (21)$$

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

Без ограничения общности можно предполагать, что пользовательская проектируемая схема от конечного заказчика $\Pi_u = (S_u, L_u, s_{mu})$ задана в “плоском” варианте, получена как результат автоматического синтеза с RTL-описания или результат раскрытия иерархического пользовательского описания в “плоское” представление, тогда $S_u = L_u \cup \{s_{mu}\}$.

Пусть $s_{mu} = (\mu(s_{mu}), E(s_{mu}), N(s_{mu}), P(s_{mu}), C(s_{mu}))$. Что касается внешних выводов пользовательской схемы $p_u \in P(s_{mu})$, то для них возможны два режима обработки:

– Один вариант – назначение периферийных элементов из L_{IO} . При этом в зависимости от типа вывода $\tau(p_u) \in \{\tau_{inp}, \tau_{out}, \tau_{bi}\}$ программируются различные варианты периферийных элементов – входных, выходных или двунаправленных.

– Второй вариант предполагает, что периферийные элементы уже назначены на этапе формирования пользовательской схемы, и выводы схемы $p_u \in P(s_{mu})$ представляются собой внешние интерфейсы для моделирования.

Сам этап назначения периферийных элементов предполагает не только выбор конкретного типа периферийного элемента $s_{IO} \in L_{IO}$ с программированием:

$$P_m(s_{IO}) \rightarrow \mathcal{B}^{|P_m(s_{IO})|}, \quad \mathcal{B} = \{0, 1\}, \quad (22)$$

но и назначение конкретного периферийного элемента $e \in E(s_f)$, и следовательно, конкретного места размещения этого элемента в “плоском” представлении базового кристалла, т.е. установления соответствия (отображения):

$$\begin{aligned} P(s_{mu}) &\rightarrow \{e: e \in E(s_f)\}, \\ m(e) &= s_{IO}, \quad s_{IO} \in L_{IO}. \end{aligned} \quad (23)$$

При этом сама процедура назначения конкретной периферийной площадки с размещением может выполняться как в ручном или интерактивном режиме, так и в автоматическом режиме.

Аналогичная задача решается и для всех внутренних элементов пользовательской схемы, как для простых логических элементов, так и для сложно-функциональных макроблоков:

$$\begin{aligned} E(s_{mu}) &\rightarrow \{e: e \in E(s_f)\}, \\ m(e) &\in \{L_{LE} \cup L_M \cup L_{IO}\}. \end{aligned} \quad (24)$$

Установление отображения, в котором каждому элементу пользовательской схемы устанавливается в соответствие элемент базового проекта, по сути своей есть размещение элементов пользовательской схемы.

b) Особенности представления топологии базового кристалла

Назначение периферийных элементов на конкретные площадки и размещение элементов пользовательской схемы на базовом кристалле выполняется, опираясь на результаты анализа его топологии. В случае, когда топология прототипа уже разработана, САПР анализирует файл в формате GDSII, содержащий всю необходимую информацию – точные координаты элементов $e: m(e) \in L_{LE} \cup L_{IO} \cup L_M$, передающие программе их расположение на плоском представлении базового кристалла $\Pi_f(\Pi) = (S_f, L_f, s_f)$, ориентация элемента и его геометрические размеры – ширина и высота.

Таким образом, положение каждого экземпляра $m(e)$ характеризуется координатами точки привязки его левого нижнего края, ориентацией и габаритными размерами:

$$X_{min}(m(e)), \quad Y_{min}(m(e)), \quad O_r(m(e)), \quad (25)$$

где $O_r(m(e)) \in \{O_0, O_R, O_{XY}, O_{XYR}, O_Y, O_{XR}, O_X, O_{XR}\}$ – ориентация, при этом, индексация ориентаций указывает на отсутствие (0) или наличие поворотов (R – поворот против часовой стрелки на 90°) и зеркальных отображений (X, Y) относительно соответствующей оси.

Для ускорения прототипирования используется упрощенное топологическое описание базово-

го кристалла, использующее относительные координаты его элементов, что позволяет пропустить этап топологического проектирования, но при этом передать программе расположение ЛЭ, ячеек ввода-вывода и макроблоков. Относительные координаты генерируются для всех необходимых элементов с помощью набора операций, разработанного на основе схематического описания схемы, ее графического представления и

специализированных лингвистических средств на языке Tcl. Генерация таких координат возможна с приведением ориентации всех типов элементов базового кристалла до нормальной $O_r(m_{ij}) = O_0$.

Если на верхнем уровне прототипа кристалла используются только однотипные логические элементы, то прототип можно рассмотреть в плоском представлении в виде полной матрицы ЛЭ:

$$M_f = \{m_{ij}: m_{ij} \in E_{LE}(s_f), m(m_{ij}) \in L_{LE}, i = 1, \dots, I_f, j = 1, \dots, J_f\},$$

$$E_{LE}(s_f) \subset E(s_f), E_{LE}(s_f) = \{e: e \in E(s_f) \& m(e) \in L_{LE}\}. \quad (26)$$

Если же верхний уровень прототипа кристалла представлен в виде матрицы групп логических блоков (ГЛБ), где ГЛБ представлена матрицей из логических элементов, то при генерации координат такого прототипа для более детального отображения вводится упрощенное двухблочное представление $\Pi_b(\Pi) = (S_b, L_b, s_b)$. В таком представлении наряду с множеством элементов библиотечного уровня L , выделяется промежуточный уровень “блоков”, не входящих в L : $B = \{b_i\}$, $B \cap L = \emptyset$. Вследствие того, что ГЛБ сгруппированы из одинаковых блоков, $|B| = \{b\} = 1$. Конечное упрощенное представление $\Pi_b(\Pi) = (S_b, L_b, s_b)$ состоит из следующих компонент:

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

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

$$s_b = (\mu(s_b), E(s_b), \emptyset, \emptyset, \emptyset);$$

$$\mu(s_b) = \mu(s_m).$$

В отличие от представления прототипа в САПР, при генерации его координат все множество ЛЭ разделяется на группы формально. В соответствии с этим, нет необходимости использовать множество цепей прототипа, множество его внешних выводов и соединений, а используется только множество элементов. Также, в отличие от отображения в САПР “плоского” представления, в данном случае выделяются только логические элементы L_{LE} , периферийные элементы ввода-вывода L_{IO} , сложно-функциональные макроблоки L_M , а также ГЛБ – B :

$$S_b = \{s_b \cup L_{LE} \cup L_{IO} \cup L_M \cup B\}. \quad (27)$$

Исходя из этого, подмножество блочных элементов есть $E_B(s_b) \subset E(s_b)$, $E_B(s_b) = \{e: e \in E(s_b) \& m(e) \in B\}$, а прототип можно рассмотреть в виде матрицы ГЛБ:

$$M_b = \{m_{ij}: m_{ij} \in E_B(s_b), m(m_{ij}) \in B, i = 1, \dots, I_b, j = 1, \dots, J_b\}. \quad (28)$$

Общее количество блоков в базовом кристалле определяется размером матрицы блоков:

$$|E_B(s_b)| = |M_b| = I_b J_b. \quad (29)$$

Аналогично сам блок в двухуровневом представлении состоит из элементов более низкого уровня иерархии:

$$b = (\mu(b), E(b), \emptyset, \emptyset, \emptyset), \quad (30)$$

где $E(b) = \{e: m(e), m(e) \in L_{LE} \cup L_{Ro} \cup L_{BB}\}$. Тогда подмножество логических элементов блока есть $E_{LE}(b) \subset E(b)$, $E_{LE}(b) = \{e: e \in E(b) \& m(e) \in L_{LE}\}$ и может быть представлено в виде матрицы ЛЭ в составе ГЛБ:

$$M_{LE} = \{m_{ij}: m_{ij} \in E_{LE}(b), m(m_{ij}) \in L_{LE}, i = 1, \dots, I_{LE}, j = 1, \dots, J_{LE}\}. \quad (31)$$

Общее количество элементов в блоке определяется размером матрицы M_{LE} :

$$|E_{LE}(b)| = |M_{LE}| = I_{LE} J_{LE}. \quad (32)$$

Предполагается, что все логические элементы в двухуровневом блочном представлении локализованы в блоках:

$$\forall e \in E(s_b) \cup E(b): m(e) \in L_{LE} \rightarrow e \in E(b). \quad (33)$$

Другими словами, отсутствуют логические элементы на верхнем уровне иерархического двухуровневого блочного представления:

$$\nexists e: e \in E(s_b) \& m(e) \in L_{LE}.$$

Тогда общее количество логических элементов в составе базового кристалла определяется размерами матриц M_b, M_{LE} :

$$\begin{aligned} I_f &= I_b I_{LE}, \\ J_f &= J_b J_{LE}, \\ |E_{LE}(s_f)| &= |M_f| = I_f J_f = |E_B(s_b)| |E_{LE}(b)| = I_b J_b I_{LE} J_{LE}. \end{aligned} \quad (34)$$

Для удобства использования введем следующие обозначения элементов множеств ГЛБ и ЛЭ:

$$\begin{aligned} m_{ijB} &= m_{ij} \in E_B(s_b); \\ m_{ijLE} &= m_{ij} \in E_{LE}(b). \end{aligned} \quad (35)$$

При генерации координат базового кристалла в двух блочном представлении принимается, что точка привязки – это левый нижний угол кристалла, а отчет ЛЭ идет с нижнего левого угла в верхний правый, т.е. снизу слева находится $m_{\min LE}$, а сверху справа $m_{\max LE}$. Также перед генерацией, помимо уже известных параметров, таких как количество ЛЭ в ГЛБ по горизонтали J_{LE} и вертикали I_{LE} , задаются следующие параметры:

- начальные координаты левой нижней угла кристалла, соответствующие координатам левого нижнего угла самого нижнего ЛЭ:

$$X_{\min}(s_b), Y_{\min}(s_b) = X_0(m_{00LE}), Y_0(m_{00LE}); \quad (36)$$

- расстояние между ЛЭ внутри ГЛБ:

$$\Delta X(m_{ijLE}), \Delta Y(m_{ijLE}); \quad (37)$$

- габариты ЛЭ – ширина и высота:

$$W(m_{ijLE}), H(m_{ijLE}); \quad (38)$$

- расстояние между ГЛБ:

$$\Delta X(m_{ijB}), \Delta Y(m_{ijB}). \quad (39)$$

На основе известных параметров рассчитываются габариты ГЛБ:

$$\begin{aligned} W(m_{ijB}) &= J_{LE} W(m_{ijLE}) + (J_{LE} - 1) \Delta X(m_{ijLE}), \\ H(m_{ijB}) &= I_{LE} H(m_{ijLE}) + (I_{LE} - 1) \Delta Y(m_{ijLE}). \end{aligned} \quad (40)$$

Далее, используя описанные заданные и рассчитанные параметры выполняется расчет координат для каждого экземпляра m_{ijB} , состоящего из m_{ijLE} . После каждого ЛЭ учитывается расстояние, как по оси X , так и по оси Y , до следующего элемента. Через каждые $W(m_{ijB})$ по оси X и $H(m_{ijB})$ по оси Y координатам ЛЭ добавляется $\Delta X(m_{ijB})$ и $\Delta Y(m_{ijB})$ соответственно.

Следует отметить, что приведенные формулы для размеров и координат справедливы не только для матрицы блоков логических элементов $M_b = \{m_{ij}: m_{ij} \in E_B(s_b), m(m_{ij}) \in B, i = 1, \dots, I_b, j = 1, \dots, J_b\}$, но также для периферийных элементов:

$$E_{IO}(s_b) \subset E(s_b), \quad E_{IO}(s_b) = \{e: e \in E(s_b) \& m(e) \in L_{IO}\} \quad (41)$$

и для макроблоков:

$$E_M(s_b) \subset E(s_b), \quad E_M(s_b) = \{e: e \in E(s_b) \& m(e) \in L_M\}. \quad (42)$$

Количество макроблоков и их расположение на кристалле может быть совершенно разным, поэтому структурированного описания генерации их координат приведено не будет. Но периферийные элементы, как правило, располагаются по периметру

матрицы ЛЭ или ГЛБ, следовательно, их начальные координаты можно описать относительно ЛЭ. В зависимости от стороны, по которой располагаются периферийные элементы – слева, справа, сверху, снизу, выделим соответствующие координаты:

$$\begin{aligned}
 & X(m_{0left}), Y(m_{0left}), \text{ где} \\
 X(m_{0right}) &= X(m_{00LE}) - \Delta X(m_{ijLE}, m_{ijIO}) - W(m_{ijIO}), \\
 & Y(m_{0left}) = Y_0(m_{00LE}) \\
 & X(m_{0right}), Y(m_{0right}), \text{ где} \\
 X(m_{0right}) &= X(m_{00LE}) + J_b W(m_{ijB}) + (J_b - 1)\Delta X(m_{ijB}) + \Delta X(m_{ijLE}, m_{ijIO}) \\
 & Y(m_{0right}) = Y_0(m_{00LE}) \\
 & X(m_{0bottom}), Y(m_{0bottom}), \text{ где} \\
 X(m_{0bottom}) &= X_0(m_{00LE}); \\
 Y(m_{0bottom}) &= Y(m_{00LE}) - \Delta Y(m_{ijLE}, m_{ijIO}) - H(m_{ijIO}), \\
 & X(m_{0top}), Y(m_{0top}), \text{ где} \\
 X(m_{0top}) &= X(m_{00LE}) \\
 Y(m_{0top}) &= Y(m_{00LE}) + I_b H(m_{ijB}) + (I_b - 1)\Delta Y(m_{ijB}) + \Delta Y(m_{ijLE}, m_{ijIO}).
 \end{aligned} \tag{43}$$

Остальные параметры для генерации координат элементов ввода-вывода идентичны параметрам ЛЭ и ГЛБ. Отличие заключается в том, что в роли ЛЭ выступает ПЭ, а в роли ГЛБ – группа периферийных элементов (ГПЭ). Индексация каждого экземпляра ПЭ происходит по одной из осей координат – по оси Y для ПЭ слева и справа, по оси X для ПЭ снизу и сверху.

Одновременно с генерацией координат на этом этапе формируется информация о соответствии элемента $e: m(e) \in L_{IO}$ внешнему выводу базового кристалла $P(s_m)$.

IV. ПРАКТИЧЕСКИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПРОТОТИПИРОВАНИЯ

На основе формализованного представления базового кристалла и проектируемой схемы, описанного в разделах III.a и III.b, были разработаны программные средства САПР, позволяющие реализовать предложенный метод программного прототипирования. В качестве примера, показывающего эффективность разработанного метода, приведены результаты проектирования базового кристалла с итерационным изменением его архитектуры. Ближайший аналог исходного базового кристалла – ПЛИС MAX II компании Altera, имеющая с ним схожую структуру ЛЭ, ГЛБ и трассировочных ресурсов. Целью изменений архитектуры является уменьшение объема требуемой конфигурационной памяти и наращивание логической емкости базовой схемы без потери достигнутого уровня трассируемости пользовательских схем на ее основе.

В процессе прототипирования проводились изменения структуры ГЛБ и трассировочной архитектуры кристалла, в которую входят следующие типы межсоединений: локальная шина (Local), прямые связи (Direct Link – DL), шины R4C4 и R8C8

(R – row, C – column), длинные связи (LongBus), диагональные связи.

Также наряду с разрядностью перечисленных шин проводились изменения в структуре коммутаторов, аккумулирующих эти соединения. В данной архитектуре присутствует три типа коммутаторов:

- switch block (SB) – блок, объединяющий между собой шины R4C4/R8C8 и позволяющий соединить прямые связи с этими шинами;
- connection block (CB) – блок, собирающий шины R4C4/R8C8, прямые и длинные связи в локальную шину внутри ГЛБ;
- local connection block (LCB) – блок, распределяющий приходящие на локальную шины сигналы по всем необходимым ЛЭ в ГЛБ.

Далее подробнее остановимся на функционале всех присутствующих типов межсоединений. Локальная шина обеспечивает связь между ЛЭ внутри ГЛБ. Она подключена не только к каждому ЛЭ по отдельности, но и к глобальным межсоединениям строк и столбцов. Это обеспечивает прямую связь между ГЛБ и сводит использование глобальных шин к минимуму.

При этом ГЛБ могут быть соединены друг с другом в пределах одной строки двумя способами:

- прямая связь по локальной шине;
- шина R4, охватывающая четыре ГЛБ слева, четыре справа;
- шина R8, охватывающая восемь ГЛБ слева, восемь справа.

Прямая связь дает доступ к локальным шинам соседних ГЛБ, расположенным слева и справа, а также обеспечивает быструю передачу данных между ГЛБ и/или блоками ввода/вывода, не взаимодействуя с шинами R4 и R8. Каждая ГЛБ имеет соединения с шинами R4/R8 как в левую, так и в правую сторону.

Структура столбцовых межсоединений аналогична структуре строчных. Отличие лишь в том, что вместо шин R4/R8 для них используются шины C4/C8, которая позволяет соединить соседние ГЛБ в пределах одного столбца, охватывая четыре/восемь соседних ГЛБ вверх и столько же ГЛБ вниз.

Регулярная структура соединений в виде строк и столбцов фиксированной длины, позволяет предсказать точное время коротких задержек в распространении сигнала.

Имеющиеся в архитектуре длинные связи проходят через весь столбец или строку кристалла, позволяя соединить между собой дальние ЛЭ.

В качестве исходной схемы был взят прототип со следующими характеристиками трассировочной архитектуры: разрядность шин R4/C4 – 32 бита, разрядность шин R8/C8 – 64 бита, разрядность длинных связей – 10 бит, прямых связей – 10 бит, локальной шины – 22 бита. При этом пропускная коммутационная способность блока локальных связей не равна 100%. Его структура разрежена, что снижает пропускную способность до 75%. Данная схема имеет 16 столбцов и 20 строк ГЛБ, при этом каждая ГЛБ состоит из 10 ЛЭ. Общая площадь схемы равна 3200 ЛЭ.

Прототипирование выполнялось с использованием тестовой пользовательской проектной схемы s38417 из набора ISCAS'89 [26]. Результат ее логического синтеза составляет 3184 ЛЭ и 3215 межсоединений.

Результаты прототипирования показаны в табл. 1. Она состоит из столбцов с именами текущего прототипа и прототипа, на основе которого он разработан, описания текущего прототипа и результатов анализа имплементации схемы на его основе. Результаты представлены в виде количества неразведенных цепей и объема конфигурационной памяти, приходящегося на одну ГЛБ и в среднем на один элемент этой группы.

В табл. 1 жирным шрифтом выделены модификации текущего прототипа относительно предыдущего, указанного в соответствующем столбце. Из таблицы видно, что в прототипах 1.1–1.5 уменьшение памяти достигалось за счет редукции коммутатора connection block и уменьшения дальности и разрядности шин R/C. На прототипах 1.2–1.3 выявлено, что используемая в них длина и разрядность связей R/C недопустима, так как в этом случае трассируемость падает практически до 0 на любой из пользовательских проектных схем независимо от ее размера.

В прототипах 1.6–1.15 предпринята попытка уменьшить объем занимаемой памяти, не потеряв трассируемость, за счет сокращения прямых связей. Во-первых, их разрядность уменьшается до 5 бит, а во-вторых, теперь только одна половина ЛЭ имеет прямые связи вверх и вверх по диагоналям, а другая половина – только вниз и вниз по

диагоналям. Подробнее доступные связи прототипа 1.6 показаны на рис. 2.

Вследствие того, что при дальнейшей редукции связей DL, трассируемость будет только падать, в прототипе 1.16 снова добавлен полный коммутатор прямых связей, позволяющий каждому ЛЭ в ГЛБ соединиться с соседний. При этом, в целях экономии конфигурационной памяти, разрядность длинных связей сокращена до 8.

Уровень трассируемости, который, в отличие от исходного кристалла, на прототипах 1.1–1.16 упал до ~113 не трассируемых цепей, повысилось за счет увеличения длин и разрядностей шин R/C, а также за счет увеличения размера ГЛБ до 16 ЛЭ.

При достижении полной трассируемости, помимо сокращения объема памяти, к целям прототипирования добавляется уменьшение максимальной и средней длины цепей. Продолжение процесса программного прототипирования с учетом новых поставленных целей показано в табл. 2. Здесь за исходный базовый кристалл взят прототип 1.16, с увеличением размера ГЛБ до 16 ЛЭ, количества ГЛБ и пропорциональным добавлением разрядностей коммутационным шинам. Общая площадь такой схемы равна 4096 ЛЭ. В таблице отсутствует столбец с названием предыдущего прототипа, так как модификации вносятся последовательно в предыдущий прототип. Также вследствие того, что во всех прототипах полностью разведены все тестовые схемы, в таблице отсутствует столбец с количеством не трассируемых цепей.

Увеличение прототипа позволяет использовать для тестирования пользовательскую схему большего объема. В данном случае в качестве такой схемы была выбрана ac97 [27], результат логического синтеза которой составил 3732 ЛЭ и 3821 цепи.

На этом этапе прототипирования уменьшение памяти достигается за счет редукции коммутаторов SB и LCB, а также небольшим изменением разрядности локальных связей и разрядности шин R3C3 и R6C6 на пересечении соединений строки и столбца (см. табл. 2).

Результатом прототипирования стал базовый кристалл, разработанный на основе прототипа 2.6. Средний объем памяти на один ЛЭ в этом прототипе меньше исходного на 47.3 бита. При этом не утрачен исходный уровень трассируемости межсоединений, а общий размер кристалла увеличен на 896 ЛЭ.

Таким образом, программное прототипирование позволило оценить архитектуру базового кристалла до разработки его топологии и получить ПЛИС, удовлетворяющую всем заданным требованиям.

Таблица 1. Результаты программного прототипирования базового кристалла размером 16 × 20 ГЛБ

Имя прототипа	Имя пред. прототипа	Описание прототипа	Количество неразведенных цепей, шт.	Объем памяти на ЛЭ/ГЛБ, бит
1.0	—	Исходный базовый кристалл R4C4 = 32, R8C8 = 64, LongBus = 10, DL = 10, Local = 22	0	291.3/2913
1.1	1.0	Редукция коммутатора СВ R4C4 = 32, R8C8 = 32 , LongBus = 10, DL = 10, Local = 22	114	278.7/2787
1.2	1.1	Редукция коммутатора СВ R4C4 = 16 , R8C8 = 32, LongBus = 10, DL = 10, Local = 22	—	252.5/2525
1.3	1.1	Редукция коммутатора СВ R4C4 = 16, R6C6 = 24 , LongBus = 10, DL = 10, Local = 22		249.3/2493
1.4	1.3	Редукция коммутатора СВ R3C3 = 24, R6C6 = 24 , LongBus = 10, DL = 10, Local = 22	111	268.5/2685
1.5	1.4	Редукция коммутатора СВ R3C3 = 24, R6C6 = 24, LongBus = 10, DL = 10, Local = 22	113	249.3/2493
1.6	1.5	R3C3 = 24, R6C6 = 24, LongBus = 10, DL = 5 , Local = 22 добавлены связи DL ↗ и ↘ (до SB) = 5 DL (↖, ↑, ↗, ↘ до SB, ↗ до SB) доступны у 5 верхних ЛЭ из ГЛБ. DL (↙, ↓, ↘, ↙ до SB, ↘ до SB) доступны у 5 нижних ЛЭ из ГЛБ	114	244.9/2449
1.7	1.6	R3C3 = 24, R6C6 = 24, LongBus = 10, DL = 5, Local = 22 Удалены связи ↗ и ↘ до SB	112	233.7/2337
1.8	1.6	R3C3 = 24, R6C6 = 24, LongBus = 10, DL (←, →) = 10, DL = 5, DL ↗ и ↘ (до SB) = 5, Local = 22	113	246.1/2461
1.9	1.8	R3C3 = 24, R6C6 = 24, LongBus = 10, DL (←, →) = 10, DL = 5, Local = 22 удалены связи DL ↗ и ↘ (до SB) = 5	116	234.9/2349
1.10	1.6	R3C3 = 24, R6C6 = 24, LongBus = 10, DL (↖, ↗, ↘, ↙) = 5, DL = 10, Local = 22	108	247.1/2471
1.11	1.10	R3C3 = 24, R6C6 = 24, LongBus = 10, DL (↖, ↗, ↘, ↙) = 5, DL = 10, Local = 22 удалены связи DL ↗ и ↘ (до SB) = 5	114	235.9/2359
1.12	1.0	R4C4 = 32, R8C8 = 64, LongBus = 10, DL = 5 , Local = 22 добавлены связи DL ↗ и ↘ (до SB) = 5	112	286.9/2869
1.13	1.12	R4C4 = 32, R8C8 = 64, LongBus = 10, DL = 5 , Local = 22 удалены связи DL ↗ и ↘ (до SB)	114	274.1/2741

Таблица 1. Окончание

Имя прототипа	Имя пред. прототипа	Описание прототипа	Количество неразведенных цепей, шт.	Объем памяти на ЛЭ/ГЛБ, бит
1.14	1.5	Редукция коммутатора connection block R3C3 = 24, R6C6 = 24, LongBus = 10, DL = 4, Local = 22 добавлены связи DL ↗ и ↘ (до SB) = 4 DL (для направлений ↖, ↗, ↘, ↙ до SB, ↗ до SB) доступны у 4 верхних ЛЭ из ГЛБ. DL (↖, ↘, ↙, ↗ до SB, ↘ до SB) доступны у 4 нижних ЛЭ из ГЛБ DL (←, →) доступны 4 центральным ЛЭ (3, 4, 5, 6 ЛЭ)	115	235.3/2353
1.15	1.14	R3C3 = 24, R6C6 = 24, LongBus = 10, DL = 4, DL до SB = 8, Local = 22 DL до SB внутри ГЛБ сокращена до 8	118	227.3/2273
1.16	1.15	Добавлен полный коммутатор на DL во все стороны R3C3 = 24, R6C6 = 24, LongBus = 8, DL = 4, DL до SB = 8, Local = 22	112	275.3/2753
1.17	1.16	Количество ЛЭ в ГЛБ увеличено до 16. R4C4 = 32, R8C8 = 64, LongBus = 8, DL = 4, DL до SB = 8, Local = 22	0	269/4314
1.18	1.17	R3C3 = 24, R6C6 = 48, LongBus = 8, DL = 4, DL до SB = 8, Local = 22	0	275/4114

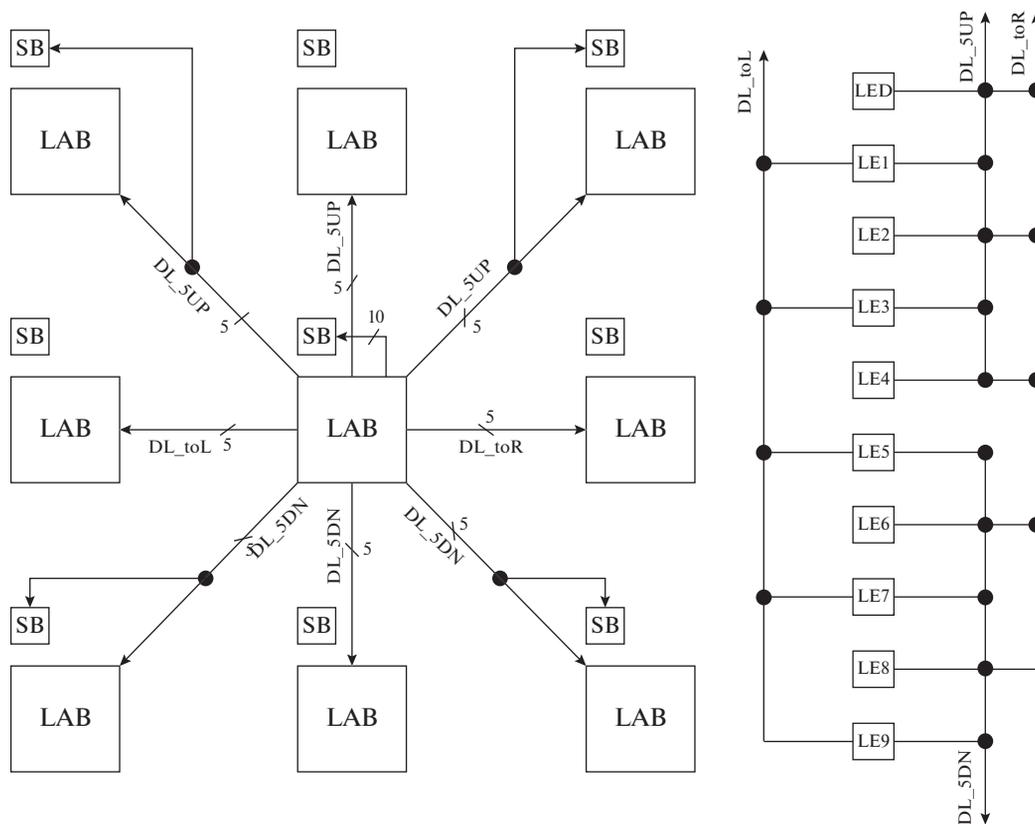


Рис. 2. Схематическое изображение структуры прямых связей прототипа 1.6.

Таблица 2. Результаты программного прототипирования базового кристалла размером 16 × 16 ГЛБ

Имя прототипа	Описание прототипа	Объем памяти на ЛЭ/ГЛБ, бит	5 максимальных длин цепи. Средняя длина цепи	
			S38417	Ac97
2.1	В LAB 16 LE с геометрией кристалла 16 × 16. R3C3 = 24, R6C6 = 48, LongBus = 8, DL = 4, Local = 34	278/4454	26/24/24/24/23 8.56	27/27/27/27/27 9.97
2.2	Добавлены прямые связи с LongBus на Ю блоки	278/4454	27/27/27/23/22 8.52	37/37/37/37/37 10.25
2.3	Редукция коммутатора SB	264/4230	19/19/19/19/19 7.54	25/25/25/25/25 8.42
2.4	В коммутаторе SB сокращены повороты шин R3C3 и R6C6 с 8 разрядов до 4	259/4150	22/19/19/19/19 7.55	28/28/27/27/27 8.66
2.5	Сокращение локальных связей внутри ГЛБ с 10 до 8	252/4042	22/19/19/19/19 8.31	31/28/28/27/27 9.60
2.6	Редукция LCB < 75%	244/3914	22/22/19/19/19 8.31	28/28/28/28/27 9.68

V. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной статье представлен новый этап проектирования реконфигурируемых и гетерогенных СнК и ПЛИС – программное прототипирование, позволяющий оценить архитектуру базового кристалла до этапа разработки топологического вида схемы. Наряду с этим, описан разработанный метод выполнения программного прототипирования и формализованное представление схемотехнического описания конструкции РСнК, и ПЛИС в САПР, которое обеспечивает гибкую и оперативную настройку ПО на загружаемую схему.

Подробно рассмотрен этап загрузки базового кристалла и представлены особенности анализа и обработки топологии РСнК и ПЛИС в САПР. Продемонстрированы практические результаты применения разработанного метода программного прототипирования архитектуры ПЛИС. Описаны возможные параметры архитектуры и характеристики, на основе которых выполнялось сравнение полученных прототипов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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”: отчет о НИР / ОАО “НИИМЭ” / исполн.: Красников Г.Я., Эннс В.И. и др. М.: Зеленоград, 2017. 387 с. N ГР 13411.1400099.11.056.
2. Эннс В.И. СнК, БМК или ПЛИС: выбор варианта исполнения цифровой интегральной схемы // Компоненты и технологии. 2018. № 4. С. 100–102.
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., Панасенко П.В., Волосов В.А., Щербачев Н.А. Тенденции развития технологии сложно функциональной гетероинтегрированной ЭКБ // Международный форум “Микроэлектроника-2018”, 4-я Международная научная конференция “Электронная компонентная база и микро электронные модули”: Сборник тезисов, Алушта. Алушта: Рекламно-издательский центр “ТЕХНОСФЕРА”, 2018. С. 341–344.
5. Li X., Yang H., Zhong H. Use of VPR in Design of FPGA Architecture // 2006 8th International Conference on Solid-State and Integrated Circuit Technology Proceedings. Shanghai, China: IEEE. 2006. P. 1880–1882.
6. Luu J. et al. VPR 5.0: FPGA CAD and Architecture Exploration Tools with Single-Driver Routing, Heterogeneity and Process Scaling // ACM Transactions on Reconfigurable Technology and Systems (TRETS), Monterey, California, USA: ACM, 2008. P. 133–142.
7. Parvez H. et al. A new coarse-grained FPGA architecture exploration environment // 2008 International Conference on Field-Programmable Technology. Taipei, Taiwan: IEEE. 2008. P. 285–288.
8. 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: IEEE, 2002. P. 70–75.
9. Gao Hai-xia et al. A novel Monte-Carlo method for FPGA architecture research // Proceedings. 7th International Conference on Solid-State and Integrated Circuits Technology, 2004. Beijing, China: IEEE. 2004. V. 3. P. 1944–1947.

10. *Doman D.* Engineering the CMOS Library: Enhancing Digital Design Kits for Competitive Silicon // John Wiley & Sons Ltd. 2012. 256 p.
11. *Amos D., Lesea A., Richter R.* FPGA-based Prototyping Methodology Manual: Best Practices in Design-for-prototyping // Synopsys Press. 2011. 470 p
12. *Ohba N., Takano K.* An SoC design methodology using FPGAs and embedded microprocessors // In Proceedings of the 41st annual Design Automation Conference (DAC '04). Association for Computing Machinery, N.Y., NY, USA. P. 747–752.
13. *Чочаев Р.Ж., Железников Д.А., Иванова Г.А., Гаврилов С.В., Эннс В.И.* Модели и методы анализа структуры коммутационных ресурсов ПЛИС // Известия высших учебных заведений. Электроника. 2020. Т. 25. № 5. С. 410–422.
14. *Gandhare S., Karthikeyan B.* Survey on FPGA Architecture and Recent Applications // 2019 International Conference on Vision Towards Emerging Trends in Communication and Networking (ViTECoN), Vellore, India, 2019. P. 1–4.
15. MAX II Device Handbook // Altera Corp. [Электронный ресурс]. Системные требования: Adobe Acrobat Reader. Режим доступа: https://www.intel.com/content/dam/www/programmable/us/en/pdfs/literature/hb/max2/max2_mii5v1.pdf (дата обращения: 01.04.2021).
16. UltraScale Architecture Configurable Logic Block User Guide // Xilinx, Inc. [Электронный ресурс]. Системные требования: Adobe Acrobat Reader. Режим доступа: https://www.xilinx.com/support/documentation/user_guides/ug574-ultrascale-clb.pdf (дата обращения: 01.04.2021).
17. ProASIC3 nano FPGA Fabric User's Guide // Microsemi Corp. [Электронный ресурс]. Системные требования: Adobe Acrobat Reader. Режим доступа: http://www.ibselectronics.com/ibsstore/datasheet/Microsemi/PA3_nano_UG.pdf. (дата обращения: 01.04.2021).
18. GDSII™ Stream Format Manual, Release 6.0 // Calma Company. [Электронный ресурс]. Системные требования: Adobe Acrobat Reader. Режим доступа: http://bitsavers.informatik.uni-stuttgart.de/pdf/calma/GDS_II_Stream_Format_Manual_6.0_Feb87.pdf. (дата обращения: 01.04.2021).
19. *Гаврилов С.В., Железников Д.А., Заплетина М.А., Хватов В.М., Чочаев Р.Ж., Эннс В.И.* Маршрут топологического синтеза для реконфигурируемых систем на кристалле специального назначения // Микроэлектроника. 2019. Т. 48. № 3. С. 211–223.
20. *Васильев Н.О., Тиунов И.В., Рыжова Д.И.* Метод логического ресинтеза схем в маршруте проектирования на ПЛИС // МЭС 2020 Проблемы разработки перспективных микро- и нанoeлектронных систем. 2020 (МЭС-2020). Выпуск 4. С. 39–44.
21. *Иванова Г.А., Рыжова Д.И., Гаврилов С.В., Васильев Н.О., Стемпковский А.Л.* Методы и алгоритмы для логико-топологического проектирования микроэлектронных схем на вентиляльном и межвентиальном уровне для перспективных технологий с вертикальным затвором транзистора // Микроэлектроника. 2019. Т. 48. № 3. С. 201–210.
22. *Гаврилов С.В., Железников Д.А., Чочаев Р.Ж., Хватов В.М.* Алгоритм декомпозиции на основе метода имитации отжига для реконфигурируемых систем на кристалле // Проблемы разработки перспективных микро- и нанoeлектронных систем. 2018. Выпуск 1. С. 199–204.
23. *Гаврилов С.В., Железников Д.А., Чочаев Р.Ж., Эннс В.И.* Адаптация метода моделирования отжига для размещения элементов в базе реконфигурируемых систем на кристалле // Электронная техника. Серия 3. Микроэлектроника. 2018. Вып. 4(172). С. 55–61.
24. *Заплетина М.А., Железников Д.А., Гаврилов С.В.* Иерархический подход к трассировке реконфигурируемой системы на кристалле островного типа // Проблемы разработки перспективных микро- и нанoeлектронных систем (МЭС). 2020. № 3. С. 16–21.
25. *Robert J. Francis.* 1992. A tutorial on logic synthesis for lookup-table based FPGAs // In Proceedings of the 1992 IEEE/ACM international conference on Computer-aided design (ICCAD'92). IEEE Computer Society Press, Washington, DC, USA. P. 40–47.
26. *Brglez F., Bryan D., Kozminski K.* Combinational profiles of sequential benchmark circuits // IEEE International Symposium on Circuits and Systems, Portland, OR, USA. 1989. V. 3. P. 1929–1934.
27. *Usselman R.* AC 97 Controller IP Core // Rudolf Usselman. [Электронный ресурс]. Режим доступа: <https://opencores.org/projects/ac97> (дата обращения: 03.04.2021).