

На правах рукописи

Тягинов Станислав Эдуардович

**Моделирование процессов деградации, вызываемых  
горячими носителями, в современных кремниевых  
транзисторах**

Специальность 1.3.11 —  
«физика полупроводников»

Автореферат  
диссертации на соискание учёной степени  
доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург — 2022

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки “Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе”.

Научный консультант: доктор ф.-м.н., профессор РАН  
**Векслер Михаил Исаакович**

Официальные оппоненты:

**Барабан Александр Петрович,**  
доктор ф.-м.н., профессор,  
Санкт-Петербургский государственный университет,  
заведующий кафедрой электроники твердого тела

**Гриценко Владимир Алексеевич,**  
доктор ф.-м.н., профессор,  
Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,  
главный научный сотрудник

**Копьев Петр Сергеевич,**  
доктор ф.-м.н., профессор, член-корреспондент РАН,  
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
заведующий лабораторией

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технологический институт им. К.А. Валиева РАН

Защита состоится на заседании диссертационного совета Д 34.01.02 при Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе РАН по адресу: 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН.

Отзывы на автореферат в двух экземплярах, заверенные печатью учреждения, просьба направлять по адресу: 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26, ученому секретарю диссертационного совета Д 34.01.02.

Автореферат разослан .  
Телефон для справок: +7 (812) 297-2245.

Ученый секретарь  
диссертационного совета  
Д 34.01.02,  
доктор ф.-м.н.

Сорокин Лев Михайлович

## Общая характеристика работы

### Актуальность темы

Стремительная миниатюризация базового элемента микроэлектроники – полевого транзистора (ПТ) – в условиях исчерпания возможностей скейлинга традиционного планарного ПТ включает два основных аспекта: появление приборов новой архитектуры и использование новых материалов (как диэлектрических, так и полупроводниковых) [1]. Первый аспект связан с созданием новых транзисторных структур – в первую очередь, приборов трехмерных топологий, таких как ПТ с каналом в форме плавника (FinFET) [2] и нанопроволочные транзисторы (nanowire FET, NWFET) [3]. Данные геометрии позволяют улучшить электростатический контроль канала прибора и оптимизировать соотношение токов включенного и выключенного состояний, что приводит к снижению потребляемой мощности. Использование новых диэлектрических материалов, так называемых *high-k* диэлектриков [4], помогает улучшить управляемость транзистора и подавить паразитные токи туннельной утечки, текущие через его затвор. Дальнейший скейлинг полевых транзисторов может быть достигнут при использовании полупроводниковых материалов, обладающих большей, чем у кремния, подвижностью носителей, таких как композитные материалы кремний-германий ( $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ ), германий (Ge), а также соединения элементов III и V групп (InGaAs для n-канальных ПТ и GaSb, InSb и InGaSb в случае канала p-типа) [1]. Перспективы внедрения новых полупроводниковых материалов, однако, представляются спорными вследствие пока недостаточной стабильности и воспроизводимости характеристик приборов. На данный момент кремний остается основным полупроводниковым материалом для полевых транзисторов.

Наряду с такими показателями, как управляемость и быстродействие полевого транзистора, а также уровень потребляемой мощности, важнейшим фактором, определяющим жизнеспособность того или иного технологического поколения, является надежность прибора. Спектр деградиционных явлений, типичных для кремниевых ПТ, достаточно широк (они обсуждаются в Главе 1). Однако, как было недавно показано исследовательской группой компании Intel [5; 6], в приборах наиболее продвинутого технологического поколения с каналом в форме плавника, основной проблемой, затрудняющей их использование в логических приложениях на основе сверхбольших интегральных схем, является дегградация, вызываемая горячими носителями (ДВГН). К аналогичным выводам пришли также исследователи из других компаний, включая GlobalFoundries [7] и межуниверситетский центр микроэлектроники *imec* [8]. Другим важным аспектом, определяющим энергопотребление и функциональность ПТ, является туннельный ток через затвор. Использование изоляторов с высоким значением диэлектрической проницаемости приводит к уменьшению напряженности

поля в слое подзатворного диэлектрика (по сравнению с приборами с “классическим”  $\text{SiO}_2$  при тех же напряжениях). Однако в этом случае может усиливаться разогрев частиц в канале, так что преимущество от уменьшения туннельной прозрачности барьера в слое  $\text{high-}k$  материала может снижаться из-за появления сильно неравновесных распределений носителей по энергии. Более того, технология выращивания пленок альтернативных диэлектриков далеко не столь совершенна, как технология окисления кремния. В числе прочего, применение пленок  $\text{high-}k$  диэлектриков создает такие проблемы, как наличие переходного нестехиометрического слоя и неоднородность распределения толщины. Последнее может сопровождаться сильной локализацией туннельного тока в самом тонком участке слоя с последующим мягким пробоем пленки в этом месте [9].

Роль ДВГН как наиболее разрушительного деградационного явления в современном ПТ обусловлена рядом причин. В кремниевых ПТ рабочие напряжения не могут быть уменьшены существенно ниже, чем до 1-1.1 В (напряжения стресса, соответственно, еще выше), при этом длины канала составляют всего несколько нанометров. Как следствие, напряженность электрического поля в Si может оказаться достаточно высокой, а ансамбль носителей будет содержать значительное число частиц с высокими энергиями. Такие носители могут разрушать связи кремний-водород (Si-H) на границе Si/SiO<sub>2</sub>, тем самым создавая заряженные дефекты, которые искажают локальную зонную диаграмму прибора (что приводит к сдвигу порогового напряжения ПТ) и действуют как рассеивающие центры, снижающие подвижность носителей в приборе (что выражается в деградации тока стока, проводимости и т.д.) [10]. Кроме того, было показано, что электрон-электронное рассеяние может пополнять высокоэнергетичную часть ансамбля носителей, что также приводит к усилению ДВГН [11]. Еще одним ключевым атрибутом ДВГН является многочастичный процесс разрыва связей Si-H, основанный на возбуждении их колебательных мод с последующей диссоциацией [12;13]. Для “запуска” этого механизма вместо высокой энергии частиц требуется их высокая концентрация у интерфейса, что реализуется в современных ПТ.

Приведенные выше соображения свидетельствуют о необходимости разработки надежной предиктивной модели ДВГН, которая позволяет моделировать изменения характеристик приборов как в ходе длительной эксплуатации при рабочих напряжениях, так и при более жестких условиях стресса. Эта задача усложняется изменением доминантного механизма разрыва связей с одночастичного процесса (“классическая” ДВГН) на многочастичный процесс по мере уменьшения линейных размеров приборов и снижения типичных напряжений стресса [10;14;15]. Многие модели ДВГН являются эмпирическими или, в лучшем случае, феноменологическими. Модели такого класса используют данные по исследованию деградации, полученные при жестких условиях стресса, для экстраполяции времени

жизни прибора на более мягкие рабочие условия. Соответственно, они оказываются непригодными в случае, когда превалирующий механизм разрыва связей меняется при переходе от напряжений стресса к рабочим режимам, что свидетельствует о сильном ограничении применимости подобных моделей.

Основные варианты физической модели ДВГН разрабатывались всего четырьмя группами: группой Хесса (Hess) [12;13], группой Алама (Alam) [16;17], Раухом и Ла Розой (Rauch, La Rosa) [11; 18], а также группой Бравэ (Bravaix) [19;20]. Если суммировать идеи, высказанные в рамках этих подходов, то можно констатировать, что комплексная физическая картина ДВГН распадается на три основные подзадачи: моделирование транспорта носителей, описание кинетики встраивания дефектов и моделирование характеристик поврежденных транзисторов. Однако ни в одном из этих вариантов все три аспекта не были консолидированы в рамках единого подхода. Основным препятствием в создании такой модели является ресурсозатратность, связанная с моделированием транспорта носителей. Вместо решения уравнения Больцмана и получения информации о распределениях носителей заряда по энергии, требуемых для расчета темпов процессов разрыва связей, в этих моделях использовались эмпирические факторы. Как следствие, эти подходы не могут описать одно из важнейших свойств ДВГН – ее сильную локализацию. А именно, вместо координатно-распределенной плотности интерфейсных состояний ( $N_{it}$ ) вычислялось некоторое эффективное (усредненное по всей длине интерфейса ПТ) значение, на основании которого осуществлялась экстракция времени жизни прибора. Анализ изменения со временем стресса таких величин, как пороговое напряжение ( $\Delta V_{th}$ ) или ток стока ( $\Delta I_d$ ), тоже не проводился.

К настоящему моменту, благодаря наличию соответствующих вычислительных ресурсов, решение транспортного уравнения Больцмана стало возможным даже для трехмерных приборов сложной архитектуры, в том числе транзисторов с каналом в форме плавника [21], а также для мощных полупроводниковых приборов с размерами в несколько мкм и высокими рабочими напряжениями и напряжениями стресса [22; 23]. Такое положение вещей открыло перспективы точного моделирования ДВГН, подразумевающего точное решение каждой из указанных подзадач.

Все сказанное выше справедливо также применительно к вычислению туннельных токов в случае сильно неравновесных носителей, когда в качестве функции распределения электронов по энергии используется решение уравнения Больцмана, а не упрощенное аналитическое выражение, как было, например, в модели Фиеньи (Fiegna) [24]. Более того, для случая применения новых диэлектрических материалов может быть выполнен статистический анализ туннельных токов и получена оценка величины пространственного масштаба неоднородности толщины изолятора.

Таким образом, нам представляется, что проблема надежности транзистора может быть достаточно полно исследована при наличии предиктивной модели ДВГН в совокупности с моделью для расчета туннельных токов сильно неравновесных носителей в структурах с флуктуирующей толщиной диэлектрической пленки. Моделирование этих двух явлений позволяет решить также задачу оптимизации архитектуры новых поколений ПТ с целью увеличения времени жизни транзистора, оптимизации потребляемой мощности и подавления статистического разброса характеристик от образца к образцу.

Целью данной работы является физическое моделирование паразитных эффектов, вызываемых горячими носителями в кремниевых транзисторах. К этим явлениям относятся туннелирование сильно неравновесных носителей и ДВГН.

Для достижения поставленной цели было необходимо решить следующие задачи:

1. Моделирование транспорта сильно неравновесных носителей заряда в полупроводниковых структурах заданной архитектуры.
2. Моделирование туннельных токов, протекающих в кремниевых структурах металл-диэлектрик-полупроводник (МДП). Эта задача включает три подзадачи:
  - 2.1. При заданных напряжении на диэлектрике и разнице в позициях квазиуровней Ферми для электронов и дырок рассчитать распределение потенциала в Si.
  - 2.2. При наличии готовой зонной диаграммы МДП структуры – включая профили зон в Si, диэлектрике и poly-Si (металле), а также положение квазиуровней Ферми – вычислить все компоненты туннельных токов.
  - 2.3. При заданных напряжении между затвором и подложкой и тока инжекции из истока в канал найти поле в диэлектрике и положение квазиуровня Ферми неосновных носителей.
3. Параметризация и моделирование диэлектрического слоя, обладающего существенной пространственной неоднородностью распределения толщины. Эта задача включает определение величины корреляционной длины флуктуаций толщины диэлектрика на основе экспериментальных данных.
4. Моделирование процессов встраивания заряженных дефектов на границе раздела диэлектрик/полупроводник под воздействием горячих носителей в условиях стресса (то есть поставленного в такие условия смещения, при которых носители в приборе становятся горячими и оказывают разрушительное воздействие).
5. Моделирование изменения со временем характеристик полевого транзистора, подвергнутого стрессу горячими носителями.

6. Анализ влияния особенностей архитектуры транзистора на ход деградации, вызываемой горячими носителями.

**Научная новизна** состоит в разработке физических моделей для двух паразитных явлений, связанных с горячими носителями: ДВГН и туннелирования сильно неравновесных частиц. Разработанная модель ДВГН уникальна тем, что она охватывает и консолидирует моделирование транспорта носителей, описание процессов генерации дефектов и моделирование характеристик поврежденных приборов. Дано полное описание всех механизмов, определяющих физическую картину ДВГН. Что касается моделирования туннельного переноса, то мы впервые описываем этот процесс с использованием сильно неравновесных функций распределения носителей по энергии, полученных посредством точного решения уравнения Больцмана. Еще одним важным новшеством является предложенная методика определения и учета корреляционной длины пространственной неоднородности распределения толщины изолирующей пленки; эта методика использовалась для слоев диоксида кремния  $\text{SiO}_2$  и (в порядке дополнительной апробации) фторида кальция  $\text{CaF}_2$ .

**Практическая значимость** работы состоит в том, что разработанные модели не только позволяют лучше понять физическую природу основных паразитных явлений, типичных для современных транзисторов, но и имеют значение для исследователей и инженеров, занимающихся разработкой архитектуры транзисторов новых поколений. Так, предиктивная модель ДВГН позволяет дать рекомендации по оптимизации архитектуры прибора с целью подавления этого паразитного эффекта. В частности, нами анализируется влияние особенностей топологии приборов широкого класса, охватывающего многообразие как геометрий транзистора (от планарных ПТ до трехмерных приборов с каналом в форме плавника), так и их функционала (от мощных транзисторов с рабочими напряжениями более 50 В до маломощных ПТ, используемых в сверхбольших интегральных схемах с рабочим напряжением 0.9 В), а особенности хода ДВГН связываются с деталями архитектуры приборов. Что касается туннелирования сильно неравновесных носителей через диэлектрические слои с флуктуирующей толщиной, то разработанный подход позволяет прогнозировать статистический разброс туннельных токов от образца к образцу и экстрагировать величину корреляционной длины флуктуаций толщины (притом для разнообразных материалов, включая новые диэлектрики). Оба этих показателя являются индикаторами качества диэлектрической пленки, а значит – важными критериями надежности транзистора. Таким образом, становится возможным полное описание деградационных эффектов в любом – как уже реализованном, так и пока гипотетическом – транзисторе на Si.

## Основные положения, выносимые на защиту:

1. Изменение характеристик транзисторов вследствие деградации, вызываемой горячими носителями, успешно воспроизводится с помощью предложенной модели, включающей транспорт носителей, микроскопическое описание механизмов генерации дефектов и вычисление характеристик поврежденных приборов. Модель количественно верно предсказывает характеристики (в том числе ток стока и туннельный ток утечки затвора) как исходных, так и поврежденных приборов различной архитектуры (планарная и трехмерная геометрия) в широком диапазоне условий стресса и применима как к мощным, так и к миниатюризированным транзисторам.
2. Туннельный ток утечки через структуру металл-диэлектрик-полупроводник определяется не только средним значением и среднеквадратичным отклонением толщины диэлектрической пленки, но и корреляционной длиной флуктуаций толщины, определяющей резкость изменения толщины в плоскости пленки. Корреляционная длина может быть оценена тремя независимыми методами, основанными на: (*i*) измеряемых профилях толщины пленки, (*ii*) зависимостях среднеквадратичного отклонения туннельных токов от отношения размера прибора к искомой корреляционной длине и (*iii*) изменении туннельного тока через структуру в ходе стресса при постоянном напряжении.
3. В короткоканальных транзисторах реальной структуры с подзатворными слоями  $\text{SiO}_2$  и  $\text{CaF}_2$  туннельные токи горячих носителей значительно (на несколько порядков) превосходят токи термализовавшихся электронов/дырок. Величины туннельных токов в приборах со слоями  $\text{CaF}_2$  (по сравнению с  $\text{SiO}_2$ ) определяются двумя конкурирующими факторами: (*i*) подавлением туннелирования за счет большего значения диэлектрической проницаемости и (*ii*) более сильным разогревом носителей вследствие увеличения напряженности электрического поля в кремнии у границы раздела полупроводник/диэлектрик.
4. Вне зависимости от длины канала полевого транзистора, как одночастичный, так и многочастичный механизмы разрыва связей кремний-водород являются существенными. При большом напряжении стресса одночастичный процесс разрыва связей кремний-водород превалирует даже в короткоканальных транзисторах с длиной канала 45 нм. Вклад многочастичного механизма разрыва связи является значительным и для мощных транзисторов с длиной интерфейса  $\text{Si}/\text{SiO}_2$  в несколько мкм.
5. Электрон-электронное рассеяние оказывает существенное влияние на деградацию прибора, вызываемую горячими носителями, даже в длинноканальных транзисторах с длиной затвора 300 нм, а не

только в короткоканальных структурах с длиной затвора менее 120 нм.

6. Ослабление деградации, вызываемой горячими носителями, с ростом температуры связано с разнонаправленными изменениями скоростей формирования дефектов с помощью одночастичного и многочастичного механизмов, а также с температурной зависимостью времени затухания колебательных мод связи Si-H. Ослабление деградации наблюдается даже в случае транзисторов с длиной канала менее 100 нм.
7. Относительные вклады одночастичного и многочастичного механизмов формирования дефектов, а также электрон-электронного рассеяния в повреждение транзистора определяются всей совокупностью параметров архитектуры прибора и условий протекания деградации, вызываемой горячими носителями, и не могут быть определены только из длины канала/затвора транзистора.
8. Деградационные характеристики транзистора (профили концентраций ловушек на интерфейсе, изменения тока стока и порогового напряжения), а также функция распределения носителей по энергии могут быть с хорошей точностью описаны с использованием расширенной модели диффузии-дрейфа.

**Достоверность** полученных результатов обеспечивается тщательной апробацией модели, которая проводилась с привлечением приборов разных классов с различными диэлектрическими материалами, а также широкого диапазона прикладываемых напряжений и температур. Для измерений использовались образцы и экспериментальные данные ведущих мировых центров микроэлектроники, таких как *imec*, Infineon AG, *ams* AG и GlobalFoundries. Отдельное внимание уделялось сопоставлению результатов, полученных в рамках данной работы, с результатами других групп, что осуществлялось как на основе анализа литературы, так и в рамках личного контакта с несколькими группами из центра микроэлектроники *imec*, группами проф. Н.С. Соколова (ФТИ РАН), проф. Юнгеманна (RWTH Aachen), проф. Бравэ (ISEN-IM2NP), проф. Реджани (университет г. Болоньи), а также партнерами из вышеупомянутых промышленных центров. Результаты работы были опубликованы в авторитетных российских и международных журналах, а также представлялись на международных конференциях.

**Апробация работы** – Основные результаты работы докладывались на 9-й Российской конференции по физике полупроводников (2013, Санкт-Петербург), 13-й Международной конференции по диэлектрикам (2014, Санкт-Петербург), 6-й Всероссийской конференции “Электроника и микроэлектроника СВЧ” (2017, Санкт-Петербург), а также на международных конференциях: Workshop on Dielectrics in Microelectronics (WoDiM; 2008, Bad Saarow, Germany; 2010, Bratislava, Slovakia; 2016, Baia

Verde, Catania, Italy), European Symposium on the Reliability of Electron Devices, Failure Physics and Analysis (ESREF; 2009, Arcachon, France; 2010, Gaeta, Italy; 2011, Bordeaux, France; 2015, Toulouse, France), International Symposium on the Physical & Failure Analysis of Integrated Circuits (IPFA; 2010, 2012, Singapore), приглашенный доклад на Electrochemical Society spring meeting (ECS; 2011, Montreal, Canada), European Solid-State Device Research Conference (ESSDERC; 2011, Helsinki, Finland; 2016, Lausanne, Switzerland), International Conference on Simulation of Semiconductor Processes and Devices (SISPAD; 2011, Osaka, Japan; 2014, Yokohama, Japan; 2016, Washington, DC, USA), International Reliability Physics Symposium (IRPS; 2009, Montreal, Canada; 2012 Anaheim, CA, USA; 2014, Waikoloa, Hawaii, USA; 2015, Monterey, CA, USA; 2017, Monterey, CA, USA), International Electron Devices Meeting (IEDM; 2014 & 2017 San Francisco, CA, USA), International Integrated Reliability (IIRW; 2013, 2014, 2015, 2016, Fallen Leaf Lake, CA, USA), Solid State Devices and Materials Conference (SSDM; 2013, Fukuoka, Japan; 2014, Tsukuba, Japan; 2016, Sapporo, Japan), International Symposium on Power Semiconductor Devices & IC's (ISPSD; 2015, Hong Kong).

Автором также была проведена обучающая лекция по моделированию ДВГН на International Integrated Reliability (IIRW; 2012, San Francisco, CA, USA). Кроме этого, с использованием материалов диссертации автором было сделано три приглашенных доклада: в Infineon AG (München, Germany, 2015), *imec* (Leuven, Belgium, 2016) и RWTH Aachen (Aachen, Germany, 2016).

**Личный вклад автора** – Представленные результаты получены либо лично автором, либо при его активном участии. Автором лично были предложены и разработаны модели, а также проведена их апробация. Также автор внес определяющий вклад в написание статей и подготовку тезисов докладов для конференций.

**Публикации** – По результатам исследований, составляющих содержание диссертации, опубликовано 49 научных работ, среди которых 30 вышли в журналах, рекомендованных ВАК (остальные – в трудах конференций).

## Содержание работы

### **Структура диссертационной работы**

Диссертация состоит из введения, шести глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 368 страниц, включая 169 рисунков и 2 таблицы. Список литературы содержит 453 наименования.

Во **Введении** кратко описан предмет диссертационного исследования – деградация, вызываемая горячими носителями, очерчены круг изучаемых вопросов и задачи представляемого исследования, объяснены на-

учная новизна и практическая значимость работы. Кроме того, приведены положения, выносимые на защиту, и формальные сведения о диссертации (апробация работы, объем текста, число публикаций и т.п.).

**Первая глава** представляет собой литературный обзор, в котором дается сводка основных паразитных явлений, искажающих характеристики и ограничивающих время жизни транзистора, и отмечается, что в современных миниатюризованных ПТ, использующихся в сверхбольших интегральных схемах, центральная роль принадлежит ДВГН [5]. Более того, ДВГН ответственна также за разрушение мощных транзисторов, находящихся применение в таких сферах, как автомобильная электроника, СВЧ- и радиочастотные усилители и т.д. Констатируется, что, наряду с такими задачами, как оптимизация быстродействия транзистора и потребляемой им мощности, проблема надежности каждого нового поколения приборов является одним из критических факторов, определяющих жизнеспособность разрабатываемых элементов. В главе представлены основные свойства вышеуказанных явлений, а также подходы к их моделированию. Что касается конкретно ДВГН, формулируется определение данного феномена, а также кратко перечисляются основные свойства ДВГН, которые затем подробно обсуждаются в Главе 4.

Дается также обзор моделей ДВГН, который охватывает как эмпирические модели [25–27], так и более сложные подходы, основанные на анализе микрокартины физических механизмов, ответственных за этот паразитный эффект. Эмпирические модели весьма эффективны с вычислительной точки зрения, но их недостатком является отсутствие описания ДВГН на микроскопическом уровне; соответственно, эти подходы не могут быть использованы для надежного предсказания времени жизни транзистора в рабочем режиме. Одна из самых исторически значимых моделей ДВГН – это модель группы Хесса [12; 13; 28]. С ней связано сразу несколько новаторских идей: описание взаимодействия ОЧ- и МЧ-механизмов (см. Рис. 1), констатация того, что дисперсия активационной энергии разрыва связей может значительно влиять на ход ДВГН, и, наконец, идея, согласно которой для корректного моделирования ДВГН нужно обладать информацией о распределении носителей по энергии. На практике, однако, последняя идея не была реализована в рамках модели Хесса. Другой важной моделью является энергетическая парадигма Рауха и Ла Розы [18; 29], которая утверждает, что движущей силой ДВГН является энергия носителей (а не электрическое поле, как принималось в ранних моделях ДВГН), и что в приборах с длиной канала менее  $\sim 100 - 120$  нм ЭЭР является ключевым механизмом ДВГН. Данная парадигма вводит ключевые энергии, носители с которыми, как считается, и дают определяющий вклад в ДВГН, что позволяет отказаться от трудоемкого моделирования транспорта носителей и использовать эмпирические параметры, связанные с этими ключевыми энергиями. Результатом слишком упрощенного описания транспорта но-

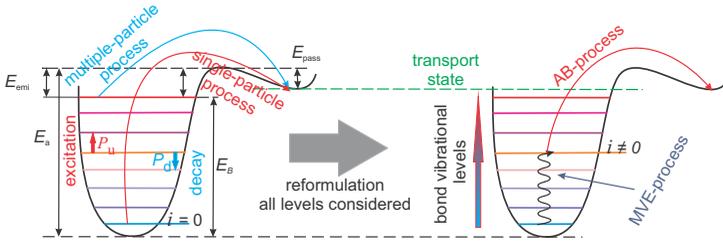


Рис. 1 — Эволюция концепции описания процесса разрыва связи кремний-водород от рассмотрения только ОЧ- и МЧ-процессов разрыва связи кремний-водород (левая панель) до включения всех суперпозиций этих механизмов (правая панель). МЧ-процесс протекает за счет множественного возбуждения колебательных мод связи (multiple vibrational excitation; также MVE-mechanism). ОЧ-связан с возбуждением одного из электронов, находящихся в связывающем состоянии (bonding state), в несвязывающее состояние (antibonding state; также АВ-mechanism).

сителей является неспособностью модели воспроизвести пространственное распределение концентрации ловушек  $N_{it}$ . Наконец, модель группы Бравэ [19; 30] сочетает в себе идеи подхода Хесса и парадигмы Рауха и Ла Розы: она рассматривает взаимодействие ОЧ- и МЧ-механизмов разрыва связей, но вместо моделирования транспорта носителей для вычисления темпов этих процессов данная модель использует представление об энергиях, дающих доминантный вклад. Модель группы Бравэ рассматривает три режима: движимый ОЧ-процессом, движимый МЧ-механизмом и промежуточный, в котором ДВГН определяется электрон-электронным рассеянием; эти режимы рассматриваются как независимые. Такое описание некорректно, поскольку ЭЭР является процессом, определяющим форму функции распределения носителей (ФР), а эта ФР, в свою очередь, определяет темпы ОЧ- и МЧ-процессов.

Мы отмечаем важность детального понимания физической картины, лежащей в основе ДВГН, и объясняем, почему предиктивная модель ДВГН должна принимать во внимание все эти особенности. Прикладной аспект подобной модели сводится к тому, что она должна предсказывать время жизни транзистора, подвергнутого стрессу при определенных условиях. В большинстве подходов, однако, ранее проводилась экстраполяция времени жизни, определенного для более жестких условий стресса, на более мягкие рабочие условия. Однако, при таком переходе от стресса к рабочим режимам, как правило, радикально меняются доминантные физические механизмы, ответственные за ДВГН, что приводит к ошибке в прогнозировании времени жизни прибора и неприменимости упрощенных эмпирических моделей ДВГН.

**Вторая глава** посвящена модели деградации, вызываемой горячими носителями, созданной под руководством автора диссертации и являющейся одним из важнейших результатов работы. В основу данной главы легли результаты статей [A12-A13; A17-A27; A29-A35; A37-A38; A42-A49]. Задачу

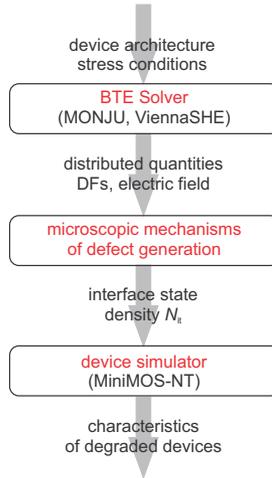


Рис. 2 — Структура модели ДВГН, разработанной в рамках работы.

описания и моделирования всей совокупности физических механизмов, лежащих в основе ДВГН, можно условно разделить на три подзадачи: *(i)* моделирование транспорта носителей в полупроводниковых структурах, *(ii)* описание микроскопических механизмов генерации дефектов и *(iii)* моделирование приборов, подвергнутых стрессу. Соответственно, наша модель ДВГН включает три основных модуля, интегрированных в рамках одной симуляционной среды, что схематически изображено на Рис. 2.

*Транспортный модуль* реализован на основе программы-симулятора ViennaSHE, осуществляющей детерминистическое решение транспортного уравнения Больцмана методом разложения функции распределения носителей по энергии в ряд сферических гармоник [31]. В принципе, вместо программы ViennaSHE может быть использован и любой другой симулятор (например, основанный на методе Монте-Карло), который позволяет вычислять ФР носителей [A12-A15; A17-A22]. Транспортный симулятор решает уравнение Больцмана для конкретной архитектуры транзистора и определенных условий стресса (или рабочих условий). Функции распределения, рассчитанные с помощью ViennaSHE, впоследствии используются для вычисления темпов разрыва связей на границе раздела кремний/диэлектрик и, далее, профилей концентрации интерфейсных ловушек  $N_{it}(x)$ , для каждого шага по времени деградации  $t$ .

При описании *микроскопических механизмов генерации дефектов* мы рассматриваем ДВГН как процесс, в основе которого лежит разрыв связей Si-H на границе раздела Si/SiO<sub>2</sub> (ПТ на основе high- $k$  диэлектриков также используют промежуточный слой SiO<sub>2</sub>). Этот процесс может инициироваться как горячими носителями, запускающими ОЧ-механизм, так и холодными, которые дают вклад в МЧ-процесс, см. Рис. 1. Многие

подходы к описанию ДВГН (например, модель группы Бравэ) рассматривают эти процессы как независимые (Рис. 1, левая панель). Такое упрощение представляется нам физически некорректным, потому что ОЧ- и МЧ-механизмы суть разные пути протекания одной и той же реакции, трансформирующей одни и те же прекурсоры (нейтральные связи Si-H) в одни и те же дефекты (Р<sub>б</sub>-центры), характеризующиеся единой плотностью состояний. Соответственно, оба механизма должны рассматриваться как конкурирующие процессы в рамках единого формализма, что нами и было предложено в работах [A32-A35; A42].

Для описания темпов реакции разрыва связи мы используем модель усеченного гармонического осциллятора (Рис. 1). Эти темпы определяются макроскопической величиной, часто называемой в литературе “интегралом ускорения носителей” (carrier acceleration integral) [A19; A26]. Для обоих типов носителей заряда (электроны и дырки) и для обоих типов процесса разрыва связей (ОЧ- и МЧ-механизмы) данный интеграл записывается как:

$$I_{SP|MP}^{(e|h)} = \int_{E_{th}}^{\infty} f^{(e|h)}(\varepsilon) g^{(e|h)}(\varepsilon) \sigma_{SP|MP}^{(e|h)}(\varepsilon) v(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (1)$$

где  $f^{(e|h)}(\varepsilon)$  обозначает число заполнения,  $g^{(e|h)}(\varepsilon)$  соответствует плотности состояний в зоне проводимости/валентной зоне (тогда произведение  $f(\varepsilon)g(\varepsilon)$  соответствует обобщенной ФР с размерностью эВ<sup>-1</sup>см<sup>-3</sup>),  $v(\varepsilon)$  – групповая скорость носителей, а  $\sigma_{SP|MP}^{(e|h)}$  – сечение захвата реакции разрыва связей в форме, предложенной Келдышем [12], имеющее одну и ту же структуру для ОЧ- и МЧ-процессов:  $\sigma_{SP|MP}^{(e|h)}(\varepsilon) = \sigma_{0,SP|MP}^{(e|h)} [(\varepsilon - E_{th,SP|MP})/E_{ref}]^{p_{it,SP|MP}}$ , где  $\sigma_{0,SP|MP}$  является параметром модели, определяющим величину сечения рассеяния, а эмпирический параметр  $p_{it,SP|MP}$  выбирается равным  $p_{it,SP} = 11$  для ОЧ-механизма и  $p_{it,MP} = 1$  для МЧ-процесса. Энергия  $E_{ref} = 1$  эВ нужна для обезразмеривания выражения, возводимого в степень  $p_{it,SP}$ . Интегрирование в (1) проводится по всему энергетическому диапазону, начиная от пороговой энергии  $E_{th,SP|MP}$ , которая в случае одночастичного механизма соответствует энергии разрыва связи  $E_a$  (см. Рис. 1), а в случае многочастичного механизма – расстоянию между уровнями осциллятора  $\hbar\omega$ .

Связь Si-H имеет две колебательные моды: скручивания и растяжения [32; 33]; они характеризуются совершенно разными значениями параметров. Однако, многочисленные эксперименты свидетельствуют, что энергия связи  $E_a$  лежит в диапазоне от 2.56 до 3.0 эВ [34; 35], что соответствует моде растяжения, а не моде скручивания. Величина времени жизни колебательных мод  $\tau_e$  является быстро убывающей функцией температуры, что – наряду с трансформациями функции распределения из-за изменения тем-

пов рассеяния – влияет на зависимость темпа многочастичного процесса разрыва связи от  $T$ .

Наша модель ДВГН рассматривает все суперпозиции МЧ- и ОЧ-механизмов, т.е. связь Si-H может быть сначала возбуждена на промежуточный уровень  $i$  с энергией  $E_i$  *группой холодных носителей* (Рис. 1, правая панель), а потом диссоциирована *единственной высокоэнергетичной частицей*. При этом происходит эффективное снижение высоты барьера, разделяющего связанное состояние  $i$  и транспортное состояние, на величину  $E_i$ , а интеграл для ОЧ-процесса, запускаемого с уровня  $i$  (выражение (1)), перепишется тогда в виде

$$I_{SP,i}(E_a) = \int f(\varepsilon)g(\varepsilon)\sigma_{0,SP} [(\varepsilon - E_a + E_i + d \times F_{ox})/E_{ref}]^{p_{it,SP}} v(\varepsilon)d\varepsilon. \quad (2)$$

Для каждого уровня  $i$  вклад в кумулятивный процесс диссоциации связей вычисляется как  $R_{SP,i} = w_{th}\exp[-(E_a - E_i - d \times F_{ox})/k_B T] + I_{SP,i}$ , где первый член (с соответствующей частотой попыток  $w_{th}$ ) представляет собой темп термического заброса атома водорода через потенциальный барьер, разделяющий уровень  $i$  и транспортное состояние, и моделируется согласно закону Аррениуса, а интеграл ускорения  $I_{SP,i}$  воспроизводит вклад горячих носителей. Кинетика диссоциации связей описывается системой уравнений для темпов, выписанных для каждого уровня:

$$\begin{aligned} \frac{dn_0}{dt} &= P_d n_1 - P_u n_0 - R_{a,0} n_0 + \tilde{R}_{p,0} N_{it}^2 \\ \frac{dn_i}{dt} &= P_d (n_{i+1} - n_i) - P_u (n_i - n_{i-1}) - R_{a,i} n_i + \tilde{R}_{p,i} N_{it}^2 \\ \frac{dN_{N_i}}{dt} &= P_u n_{N_i-1} - P_d n_{N_i} - R_{a,N_i} n_{N_i} + \tilde{R}_{p,N_i} N_{it}^2. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь нормированные темпы реакции пассивации обозначаются как  $\tilde{R}_{p,i}$  (размерность:  $\text{с}^{-1}\text{см}^2$ ), через  $n_i$  обозначается населенность уровня  $i$ , а  $N_i$  соответствует последнему связанному состоянию.

Темпы возбуждения/релаксации связи моделируются как:  $P_u = \omega_e \exp(-\hbar\omega/k_B T_L) + I_{MP}$  и  $P_d = \omega_e + I_{MP}$ , где через  $\omega_e$  обозначена величина, обратная времени жизни фононов ( $w_e$  и  $w_{th}$  соответствуют разным физическим процессам и, соответственно, имеют разные значения), а член  $I_{MP}$  воспроизводит вклад холодных носителей.

Мы решаем систему (3) в рамках иерархии масштабов времени, при этом система (3) сводится к простому дифференциальному уравнению:

$$\frac{dN_{it}}{dt} = (N_0 - N_{it}) R_a - N_{it}^2 \tilde{R}_p, \quad (4)$$

где  $N_0$  обозначает концентрацию пассивных связей Si-H в неповрежденном приборе, а через  $R_a$  обозначен полный темп разрыва связей  $R_a =$

$1/k \sum_i R_{a,i} (P_u/P_d)^i$ , который вычисляется через суммирование вкладов

каждого из уровней с учетом его населенности:  $n_i = k (P_u/P_d)^i$ , где множитель  $k$  обеспечивает выполнение условия нормировки.

Что касается темпа реакции пассивации  $\tilde{R}_p = \sum_i \tilde{R}_{p,i}$ , то его можно записать как темп термического заброса через барьер высоты  $E_{\text{pass}}$ , описываемый законом Аррениуса:  $R_p = \nu_p \exp(-E_{\text{pass}}/k_B T)$ , где параметр  $\nu_p$  соответствует частоте попыток (не путать с частотой попыток возбуждения колебательных мод связи  $w_{\text{th}}$ ), при этом размерность величины  $R_p - \text{с}^{-1}$ . Нормированный же темп реакции пассивации, фигурирующий в системе уравнений (3), определяется как  $\tilde{R}_p = R_p/N_0$ .

Ввиду аморфной природы диэлектрических материалов, использующихся в современной микроэлектронике, величина энергии связи является флуктуирующей величиной (см. [35]). В рамках нашей модели принимается, что энергия активации  $E_a$  подчиняется распределению Гаусса со средним значением  $\langle E_a \rangle = 2.56 \text{ эВ}$  [34] и среднеквадратичным отклонением  $\sigma_E$  (зависит от технологии изготовления приборов и поэтому является подгоночным параметром).

Зависимости концентрации интерфейсных ловушек  $N_{\text{it}}$  от координат на интерфейсе ПТ и от времени стресса используются в программе-симуляторе MiniMOS-NT для *моделирования характеристик поврежденных приборов*. Встраивание заряженных дефектов оказывает двойное воздействие на функционирование транзистора: они вызывают локальные искажения электростатики прибора и играют роль заряженных рассеивающих центров. Деградация подвижности описывается эмпирической формулой [36]:

$$\mu_{\text{it}} = \frac{\mu_0}{1 + \alpha_{\text{it}} \tilde{N}_{\text{it}} \exp(-r/r_{\text{ref}})}, \quad (5)$$

где через  $\mu_{\text{it}}$  обозначена подвижность в присутствии интерфейсных состояний,  $\mu_0$  соответствует подвижности в “свежем” приборе,  $\alpha_{\text{it}}$  – параметр, определяющий величину эффекта,  $r$  – расстояние от носителя до границы раздела полупроводник/диэлектрик, а  $r_{\text{ref}}$  – характерная длина, задающая, на каком расстоянии носители “чувствуют” заряд на интерфейсе. Величина  $\tilde{N}_{\text{it}}$  соответствует плотности  $N_{\text{it}}$  с учетом заселенности ловушек, которая зависит от локальной электростатики прибора; величины  $\alpha_{\text{it}}$  и  $r_{\text{ref}}$  являются подгоночными параметрами, однако, при моделировании ДВГН мы не варьируем их значения, которые всегда полагаются равными:  $\alpha_{\text{it}} = 10^{-13} \text{ см}^2$  и  $r_{\text{ref}} = 1 \text{ нм}$ .

В **третьей главе** представлена методика расчета туннельных токов, протекающих через слой подзатворного диэлектрика в ПТ (результаты включены в публикации [A1-A11; A28; A31; A36; A41]). Она включает решение трех задач: расчет зонной диаграммы туннельной МДП структуры,

вычисление туннельных токов в допущении наличия полной информации о зонной диаграмме структуры и нахождение положений квазиуровней Ферми для неосновных носителей. Первая, электростатическая, задача решается с помощью компактных моделей, основанных на предположении, что весь заряд в квантовой яме на границе раздела сосредоточен на уровне основного состояния. Такой подход обеспечивает достаточную точность, но при этом намного эффективнее с вычислительной точки зрения, чем более строгий метод, требующий самосогласованного решения уравнений Шрёдингера и Пуассона. Расчет вероятности туннелирования и токов выполняется в рамках приближения ВКБ, притом вычисляются как непрерывная по энергии, так и дискретная составляющие. При вычислении туннельной прозрачности барьера следует учитывать сохранение поперечной компоненты волнового вектора. Для решения третьей подзадачи – определения положения квазиуровня Ферми – используется уравнение баланса токов неосновных носителей.

Основная новизна данной части диссертации заключается в том, что в ней была предложена концепция параметризации пространственной неоднородности толщины диэлектрической пленки. Полагается, что толщина пленки подчиняется нормальному распределению с математическим ожиданием, соответствующим номинальной толщине слоя, и с некоторым значением среднеквадратичного отклонения, определяемым конкретной технологией. Помимо этого, вводится еще понятие корреляционной длины флуктуаций толщины диэлектрика  $\lambda_d$ ; этот параметр характеризует быстроту изменения локальной толщины слоя с координатой [A5; A9; A11; A16]. Предположим, что имеется зависимость локальной толщины диэлектрика  $d$  от координаты, измеренная вдоль некоторой оси  $x$  в плоскости пленки (Рис. 3). Можно рассчитать функцию корреляции между толщинами в точках, отстоящих друг от друга на расстояния  $l_x$ , как

$$\text{cov}(l_x) = \frac{\langle (d(x) - d_n)(d(x + l_x) - d_n) \rangle}{\sigma_d^2}, \quad (6)$$

Очевидно, что в пределе  $l_x \rightarrow 0$  величина  $\text{cov}$  будет стремиться к 1, что отражает полную корреляцию между толщинами в двух бесконечно близких точках. В противоположном пределе, когда  $l_x$  очень велико, значения  $d(x)$  и  $d(x + l_x)$  независимы, и средняя величина произведения в  $(d(x) - d_n)(d(x + l_x) - d_n)$  превращается в произведение средних величин, каждая из которых равна нулю. Параметр  $\lambda_d$  можно определить как расстояние  $l_x$  между точками, для которого величина, получаемая по (6), снижается до некоторого значения  $\text{cov}_{\text{crit}}$ , считаемого малым (Рис. 3).

В пределе приборов большой площади ( $L \gg \lambda_d$ , где  $L$  – это размер электрода) электрод затвора содержит бесконечное число неоднородностей толщины, т.е. ток через такие структуры равен его среднему значению, а дисперсия тока стремится к нулю. В противоположном пределе приборов

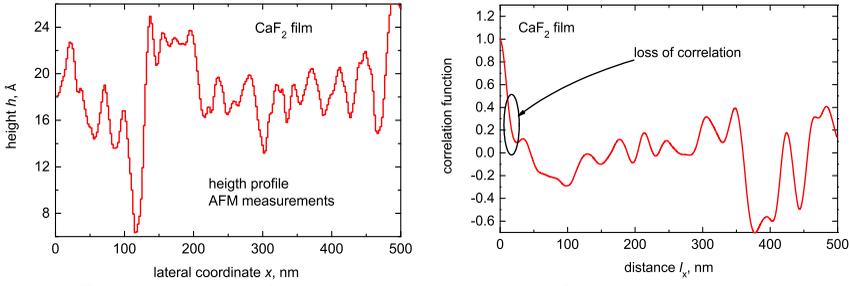


Рис. 3 — Левая панель: профиль распределения высоты  $h(x)$  слоя диэлектрика вдоль координаты в плоскости интерфейса кремний/диэлектрик, измеренный с помощью микроскопа атомных сил для пленки  $\text{CaF}_2$ . Правая панель: соответствующая корреляционная функция.

малой площади ток варьируется от образца образцу и следует говорить не о какой-то определенной вольт-амперной характеристике (ВАХ), а семействе ВАХ, каждая из которых реализуется с определенной вероятностью. На Рис. 4 представлены зависимости параметра  $\mu = \sigma_{I/S_{\text{dev}}} / \langle I/S_{\text{dev}} \rangle$  – среднеквадратичного отклонения  $\sigma_{I/S_{\text{dev}}}$  средней плотности туннельного тока (отношение тока к площади электрода  $I/S_{\text{dev}}$ ), нормированного (по отношению к математическому ожиданию  $\langle I/S_{\text{dev}} \rangle$ ) – от отношения  $L/\lambda_d$ . В диапазоне  $L/\lambda_d \sim 1$  происходит переход величины  $\mu$  от 0 к другому предельному значению, отвечающему  $L \ll \lambda_d$  (случай приборов малой площади). Это значение преимущественно зависит от значения параметра  $\sigma_d$ , использованного при вычислениях. Так, в пределе  $L \ll \lambda_d$  величины  $\sigma_{I/S_{\text{dev}}}$ , рассчитанные для  $\sigma_d = 0.2$  и  $0.3$  нм, различаются почти на два порядка (Рис. 4).

Мы разработали три метода для определения величины  $\lambda_d$  [A9-A11; A16]. Первый основан на анализе (на основе формулы (6)) профилей толщины диэлектрической пленки, измеряемых с помощью микроскопа атомных сил или просвечивающего туннельного микроскопа, см. Рис. 3. Второй метод использует зависимость среднеквадратичного отклонения туннельных токов от отношения размера прибора к корреляционной длине  $L/\lambda_d$  (Рис. 4). Наконец, третья методика позволяет оценить величину  $\lambda_d$  на основе анализа спада туннельного тока через структуру в ходе стресса при постоянном напряжении [A1-A2; A4; A7] (схематическое изображение этого метода представлено на Рис. 5). В качестве апробации этих методов мы оценили значение длины  $\lambda_d$  для слоев  $\text{SiO}_2$  и  $\text{CaF}_2$ , притом соответствие значений  $\lambda_d$ , полученных разными способами, оказалось весьма хорошим.

В четвертой главе обсуждаются основные особенности деградации, вызываемой горячими носителями, с учетом которых формируется ряд требований к модели, описывающей этот паразитный эффект. В главе представлены результаты публикаций [A12; A17; A20; A31; A36; A41].

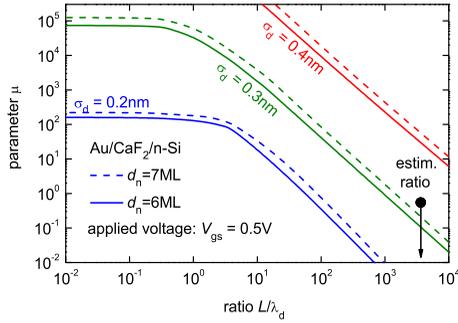


Рис. 4 — Зависимости величины параметра  $\mu$  от отношения  $L/\lambda_d$ , рассчитанные для структур Au/CaF<sub>2</sub>/n-Si с диэлектрическими пленками в 6 и 7 монослоев (1ML = 3.15 Å) для трех значений среднеквадратичного отклонения толщины ( $\sigma_d = 0.2, 0.3, 0.4$  нм) при  $V_{gb} = 0.5$  В. Символом обозначено экспериментальное значение параметра  $\mu$ . Здесь и далее используются стандартные английские обозначения электродов ('G' = "gate", 'D' = drain, 'B' = "back contact" ("подложка")); например,  $V_{gb}$  – это напряжение затвор-подложка).

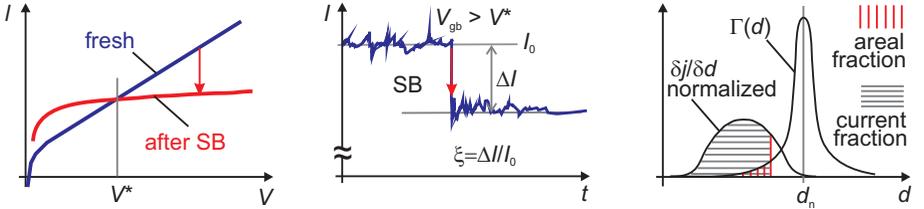


Рис. 5 — Схематическая иллюстрация метода оценки величины  $\lambda_d$  на основе анализа скачкообразного уменьшения тока в ходе мягкого пробоя: при низких напряжениях  $|V_{gb}| < V^*$  ток поврежденного прибора увеличивается, а при  $|V_{gb}| > V^*$ , наоборот, уменьшается (левая панель), что приводит к уменьшению тока, видимому на эпюре  $I(t)$  (центральная панель). Путем сопоставления величины относительного спада тока и соответствующей совокупной доли площади наиболее тонких участков, исключенных из процесса токопереноса (правая панель) оказывается возможным оценить размер поврежденной области.

В данной работе мы считаем, что природа ДВГН – это разрыв связей Si-H (такие связи формируются при пассивации границы раздела водородом), инициированный носителями заряда, взаимодействующими с интерфейсом кремний/диоксид кремния. При этом под “горячими носителями” подразумеваются электроны и дырки, которые обладают энергией, достаточной для разрыва связи Si-H при единичном столкновении такого носителя со связью. Соответственно, частицы с энергией, равной или большей энергии разрыва связи, считаются горячими.

Существует несколько режимов ДВГН: режим инжекции горячих носителей из подложки [37], лавинная инжекция горячих носителей в районе стока [38], генерация вторичных горячих носителей [39] и, наконец, режим

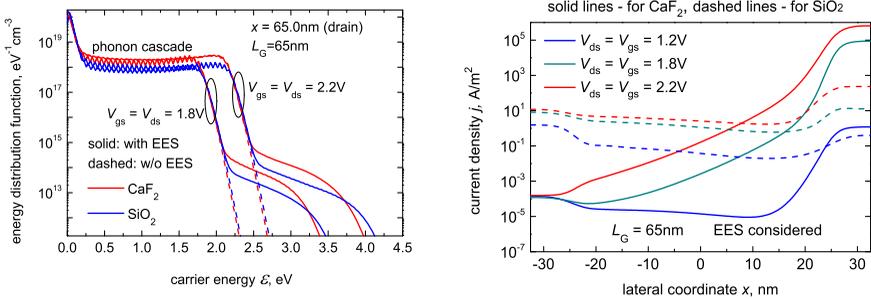


Рис. 6 — Левая панель: ФР электронов, вычисленные для n-канальных транзисторов с  $\text{CaF}_2$  и  $\text{SiO}_2$  в качестве подзатворного диэлектрика с учетом и без учета электрон-электронного рассеяния. Правая панель: зависимости плотности туннельного тока от латеральной координаты, рассчитанные для транзисторов с  $L_G = 65\text{nm}$  (сток соответствует  $x = 32.5\text{nm}$ ) на основе  $\text{CaF}_2$  и  $\text{SiO}_2$  с учетом ЭЭР.

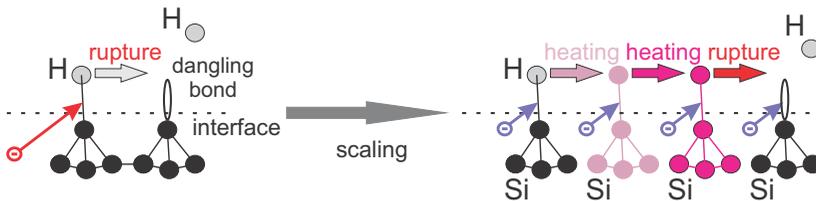


Рис. 7 — Смена доминантного механизма разрыва связей кремний-водород с одночастичного на многочастичный процесс при скейлинге транзисторов.

ДВГН, который соответствует современному пониманию этого эффекта в кремниевых КМОП транзисторах, – деградация, вызываемая горячими носителями в канале [10; 14].

Испытания стойкости длинноканальных приборов к воздействию горячих носителей проводились в том числе в режимах, когда движущей силой ДВГН выступала туннельная инжекция электронов/дырок. Поэтому важной подзадачей при описании ДВГН является разработка методики расчета туннельных токов сильно неравновесных носителей. Для расчета ФР носителей по энергии мы использовали симулятор ViennaSNE. ЭЭР дает очень важный вклад в ДВГН в миниатюризованных транзисторах, как это следует из сравнения результатов расчетов с учетом и без учета ЭЭР. Так, Рис. 6 представляет обобщенные ФР, вычисленные для n-канального транзистора с длиной затвора  $L_G = 65\text{nm}$ ; рассматривались реализации приборов с  $\text{SiO}_2$  и с  $\text{CaF}_2$  в качестве подзатворного диэлектрика. На Рис. 6 показано семейство зависимостей плотности тока от координаты вдоль интерфейса диэлектрик/полупроводник, вычисленных на основе ФР, полученных для прибора с  $L_G = 65\text{nm}$  (стоку соответствует  $x = 32.5\text{nm}$ ). В районе истока значения плотности туннельного тока в обоих ПТ не отличаются от значений, рассчитанных на основе функций Ферми-Дирака

[A31], что представляется вполне закономерным, потому что исток является резервуаром холодных электронов. По мере продвижения от истока к стоку средняя энергия электронов в ансамбле увеличивается, а плотности тока, вычисленные в области стока, на несколько порядков превышают плотности, типичные для истока. Величины туннельных токов в ПТ с  $\text{CaF}_2$  определяются двумя конкурирующими тенденциями: (i) подавлением вероятности туннелирования за счет больших (по сравнению с  $\text{SiO}_2$ ) значений диэлектрической проницаемости и эффективной массы электрона и (ii) увеличением напряженности электрического поля в кремнии у границы раздела полупроводник/диэлектрик, а значит – более сильным разогревом носителей. Также мы проанализировали влияние электрон-электронного рассеяния на величину туннельного тока.

Одной из важнейших особенностей ДВГН является тот факт, что это явление имеет место в современных короткоканальных транзисторах, прикладываемые напряжения  $V_{ds}$  в которых не обеспечивают ускорение носителей полем до энергий, достаточных для активации реакции разрыва связей кремний-водород (т.е. при  $|eV_{ds}| < E_a$ ). За это ответственны две причины: многочастичный механизм разрыва связей Si-H при возбуждении колебательных мод этой связи, а также механизмы рассеяния, которые могут населять высокоэнергетичную часть ансамбля. Среди механизмов рассеяния ЭЭР играет доминантную роль в транзисторах с длинами канала менее 100-120 нм [29] (это связано с увеличением высокоэнергетичной части ансамбля за счет ЭЭР, см. Рис. 6) – например, ЭЭР обуславливает усиление ДВГН в миниатюризованных ПТ при нагревании. В длинноканальных транзисторах ДВГН становится слабее с ростом температуры.

Еще одна особенность поведения ДВГН, связанная с миниатюризацией ПТ, заключается в смене доминантного механизма разрыва связей с ОЧ на МЧ-процесс (Рис. 7) [12; 13]. С точки зрения физики приборов это сопровождается изменением наихудших условий стресса (НУС). В длинноканальных приборах n- и p-типов наиболее сильная ДВГН соответствует максимуму тока подложки  $I_{sub}$  и пику тока затвора  $I_g$  (измеренным при фиксированном значении  $V_{gs}$  и варьiruемом  $V_{ds}$ ), соответственно. Для n-канальных ПТ это реализуется при  $V_{gs} = (0.4-0.5)V_{ds}$ ; в случае же p-канальных приборов такого эмпирического соотношения между  $V_{gs}$  и  $V_{ds}$  не установлено. Что касается короткоканальных ПТ, то для инициации МЧ-процесса важно не высокое значение величины средней энергии частиц, а большая величина потока электронов/дырок, что соответствует НУС при  $V_{gs} = V_{ds}$  для n- и p-канальных приборов.

ДВГН является сильно локализованным явлением т.е. концентрация  $N_{it}$  имеет ярко выраженный максимум в районе стока прибора, Рис. 8. Это связано с тем, что носители должны преодолеть определенную дистанцию в приборе, прежде чем они будут разогнаны полем до энергий, необходимых для обеспечения высокого темпа разрыва связей. При этом возникает

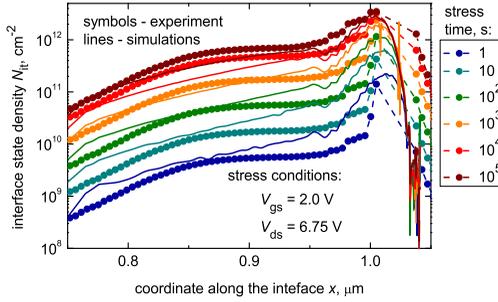


Рис. 8 — Полученные в работе экспериментальные (экстрагированные из зависимостей тока зарядовой накачки от амплитуды подаваемого на затвор сигнала) и теоретические зависимости  $N_{it}(x)$ . Хорошо виден пик  $N_{it}$  в районе пристыковой границы затвора.

дилемма: что является движущей силой ДВГН – поле или энергия, доставляемая носителями к интерфейсу? Соответственно, были предложены парадигма поля и парадигма энергии. Однако нами было показано (Рис. 9), что пик  $N_{it}$  может быть сдвинут относительно положения пиков электрического поля и температуры носителей [A12; A17; A19].

Перечисленные свойства позволяют нам утверждать, что универсальный выбор предпочтительной парадигмы неосуществим, ввиду многообразия реальных архитектур приборов и условий стресса. Ключевым аспектом, без которого невозможны понимание и моделирование ДВГН, является вид ФР носителей по энергии, вычисляемой при решении транспортного уравнения Больцмана. Иными словами, предиктивная модель ДВГН должна быть основана на тщательном описании транспорта носителей в приборе заданной архитектуры при соответствующих условиях стресса. Действительно, взаимодействие ОЧ- и МЧ-механизмов проистекает из наличия как горячих, так и холодных носителей в ансамбле, т.е. для вычисления темпа разрыва связей не обойтись без знания ФР. Далее, температурная зависимость ДВГН определяется комбинированным действием различных механизмов рассеяния, которые тоже являются частью проблемы транспорта носителей. Наконец, локализация ДВГН также объясняется координатно-зависимыми ФР и должна моделироваться на основе решения уравнения Больцмана. Именно на основе этих принципов и была реализована наша модель ДВГН.

**Пятая глава** посвящена анализу особенностей ДВГН в ПТ планарной архитектуры, в приборах с каналом в форме плавника и в мощных горизонтальных МОП-транзисторах, изготовленных методом двойной диффузии (ГТДД). В главе представлены результаты работ [A29; A32-A35; A37-A40; A42-A49].

Было показано, что традиционные представления об относительных ролях МЧ- и ОЧ-процессов разрыва связей, а также ЭЭР должны быть пересмотрены. В общепринятых парадигмах понимания и моделирования

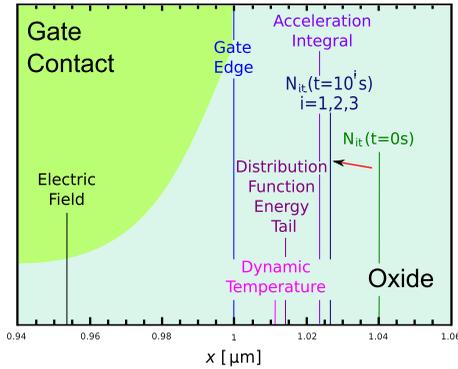


Рис. 9 — Позиции максимумов различных величин: напряженности электрического поля, температуры носителей, темпа разрыва связей Si-H (acceleration integral) и концентрации  $N_{it}$ . Также нанесена позиция, соответствующая самым протяженным высокоэнергетичным хвостам ФР. Показана пристоговая область транзистора, нижняя кромка рисунка соответствует границе окисел-канал.

ДВГН считается, что ОЧ-процесс является доминантным в длинноканальных приборах, а МЧ-механизм ответственен за ДВГН в миниатюризованных транзисторах. Нами же было показано, что ОЧ-процесс может быть преобладающим даже в транзисторах с длиной канала 45 нм, если напряжения стресса достаточно высоки (Рис. 10), а МЧ-механизм вносит очень важный вклад даже в случае мощных приборов с длиной интерфейса Si/SiO<sub>2</sub> в несколько мкм. Что касается ЭЭР, то в литературе полагается, что этот механизм начинает играть принципиальную роль в ПТ с длиной затвора менее 100-120 нм [14; 29], однако мы продемонстрировали [A32; A33; A35; A38], что даже в транзисторах с длиной затвора 300 нм ЭЭР может играть важную роль (Рис. 11). Мы заключаем, что важность того или иного процесса зависит не только от одного какого-то фактора (длина канала/затвора транзистора) – она определяется совокупностью параметров архитектуры прибора и условий стресса.

Другим важным результатом является экспериментальное наблюдение ослабления ДВГН с ростом температуры даже в случае ПТ с длиной канала 45 нм, в то время как в литературе утверждается, что при длинах канала менее 100 нм ДВГН должна усиливаться. В наших же приборах температурная зависимость изменения тока в ходе стресса может быть разной и зависит от напряжений стресса. Так, при более низких напряжениях  $V_{ds} = V_{gs} = 1.8$  и  $2.0$  В изменения  $\Delta I_{d,lin}$  сильнее при  $T = 25$  °С, но при  $V_{ds} = V_{gs} = 2.2$  В величины  $\Delta I_{d,lin}$ , соответствующие 25 и 75 °С, одинаковы во всем диапазоне времени стресса. Наша модель для ДВГН воспроизводит данное поведение, обусловленное взаимодействием ОЧ- и МЧ-механизмов, темпы которых изменяются с температурой в противоположные стороны, а также температурной зависимостью времени затухания колебательных

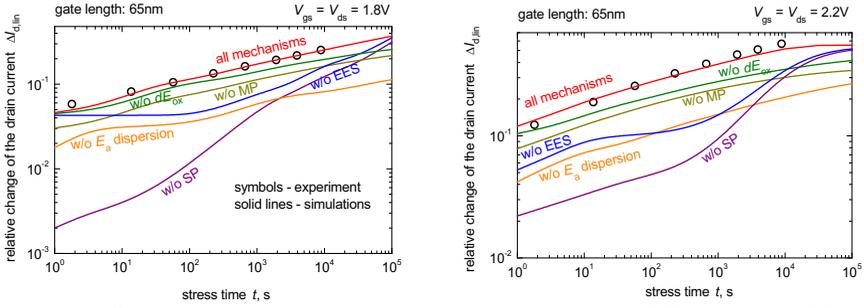


Рис. 10 — Экспериментальные и теоретические зависимости  $\Delta I_{d,lin}(t)$  (где  $\Delta I_{d,lin}$  – относительное изменение тока стока в линейном режиме) транзистора с длиной затвора 65 нм (длина канала – 45 нм) для двух комбинаций напряжений стресса:  $V_{gs} = V_{ds} = 1.8$  В (левая панель) и  $V_{gs} = V_{ds} = 2.2$  В (правая панель). Наряду с кривыми  $\Delta I_{d,lin}(t)$ , рассчитанными с учетом всех механизмов/факторов, дающих вклад в ДВГН (ОЧ- и МЧ-процессы, ЭЭР, диполь-полевое взаимодействие, дисперсия энергии связи Si-H), построены также кривые без учета одного из указанных компонентов.

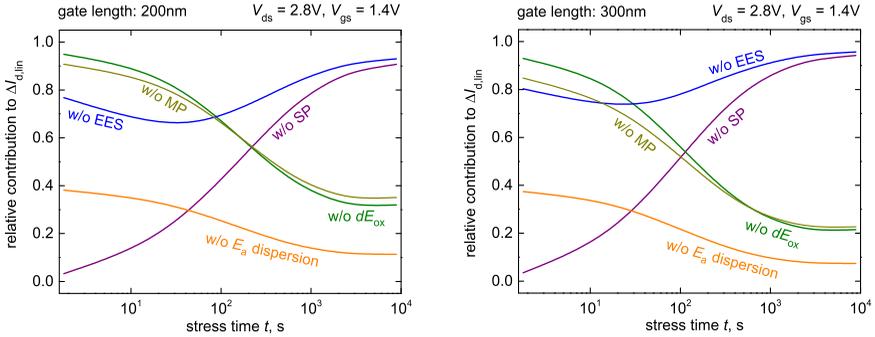


Рис. 11 — Относительный вклад каждого из компонентов модели (отношение значения  $\Delta I_{d,lin}$ , вычисленного в пренебрежении данным компонентом, к значению, полученному в рамках “полной” модели) как функция времени стресса, рассчитанный для планарных транзисторов с длиной затвора 200 и 300 нм для  $V_{gs} = 1.4$  В и  $V_{ds} = 2.8$  В. Чем ближе значение данного отношения к 1, тем меньшую роль играет данный компонент.

мод связи Si-H. Приведенные соображения позволяют сделать вывод, что также и температурная зависимость ДВГН определяется комбинированным эффектом топологии прибора и подаваемых напряжений.

Все многообразие особенностей ДВГН в транзисторах различных архитектур позволяет утверждать, что простые эмпирические и феноменологические модели недостаточны для точного предиктивного описания ДВГН. В частности, они не могут предсказать время жизни приборов, подвергнутых стрессу при напряжениях, близких к стандартным рабочим.

В последней, **шестой главе** представлена и протестирована предложенная нами компактная версия модели ДВГН, основанная на подходе диффузии-дрейфа (ДД) к решению уравнения Больцмана, который значи-

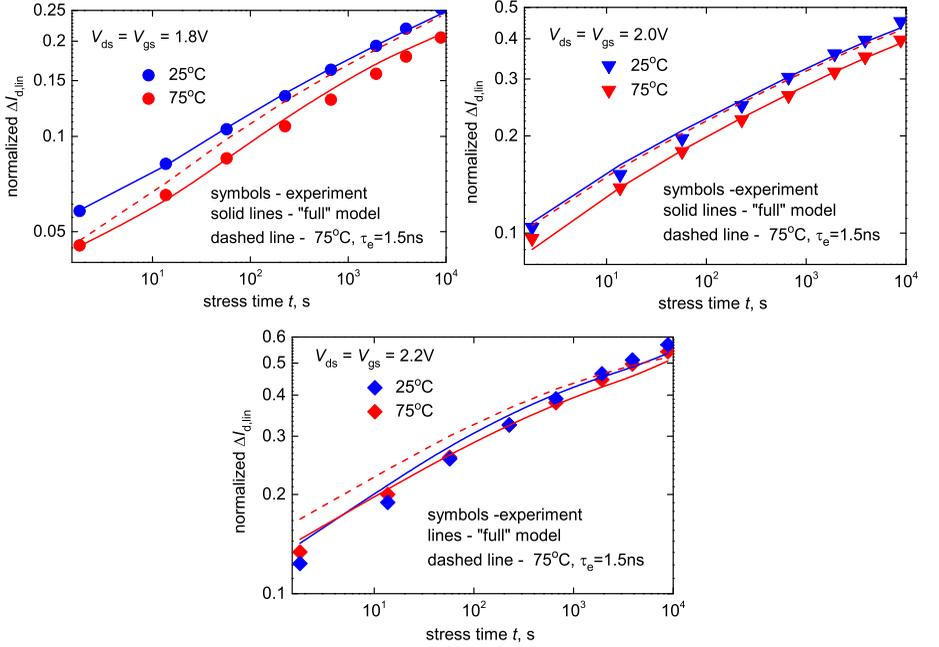


Рис. 12 — Зависимости относительного изменения линейного тока стока  $\Delta I_{d,\text{lin}}(t)$  для трех различных стрессовых комбинаций напряжений ( $V_{ds} = V_{gs} = 1.8\text{В}$ ,  $V_{ds} = V_{gs} = 2.0\text{В}$  и  $V_{ds} = V_{gs} = 2.2\text{В}$ ) и двух температур ( $T = 25$  и  $75^\circ\text{C}$ ): сравнение экспериментальных данных и результатов расчетов. Также построены кривые  $\Delta I_{d,\text{lin}}(t)$ , вычисленные для  $T = 75^\circ\text{C}$  и в пренебрежении зависимостями времени жизни колебательных мод  $\tau_e$  от температуры, т.е. с  $\tau_e = 1.5\text{нс}$ , как для  $T = 25^\circ\text{C}$  (штрихованные линии). Можно видеть, что наша модель ДВГН воспроизводит экспериментальные зависимости с хорошей точностью.

тельно проще и эффективнее полного решения этого уравнения. В главе обобщены результаты работ [A37; A39; A40; A43-45].

Для того, чтобы воспроизвести высокоэнергетичные хвосты ФР с надлежащей точностью, мы использовали подход, разработанный ранее группой Грассера [40], в рамках которого ФР описываются аналитическим выражением, включающим два члена, один из которых соответствует равновесным носителям, а второй описывает популяцию горячих частиц:

$$f(\varepsilon) = A \exp \left[ - \left( \frac{\varepsilon}{\varepsilon_{\text{ref}}} \right)^b \right] + C \exp \left[ - \frac{\varepsilon}{k_B T_n} \right]. \quad (7)$$

Параметры  $A$ ,  $C$  и  $\varepsilon_{\text{ref}}$  в выражении (7) находятся на основании моментов транспортного уравнения Больцмана, т.е. концентрации, температуры и коэффициента эксцесса (kurtosis) (7). Температура носителей  $T_n$  также вычисляется в рамках схемы ДД, с помощью которой мы сначала находим профили концентрации  $n(x)$ , электрического поля  $F_{Si}(x)$  и подвижности

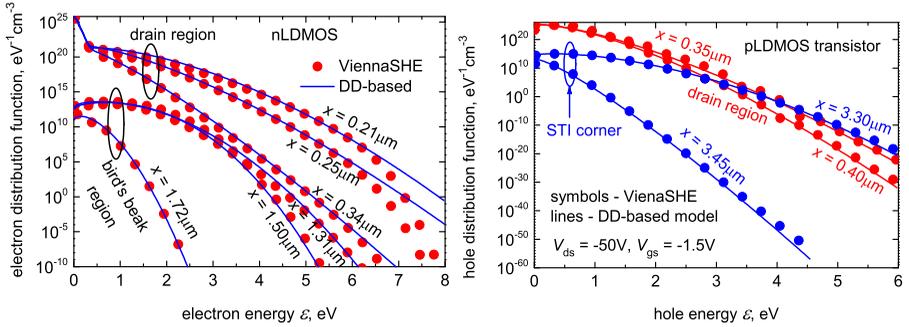


Рис. 13 — Сравнение функций распределения электронов по энергии, вычисленных посредством ViennaSHE и модели, основанной на схеме диффузии-дрейфа, для  $n$ - ( $V_{ds} = 20$  В и  $V_{gs} = 2$  В) и  $p$ -канального ( $V_{ds} = -50$  В,  $V_{gs} = -1.5$  В) ГТДД.

носителей  $\mu(x)$ , используя программу-симулятор MiniMOS-NT [41]. Что касается величины параметра  $b$ , его значение выбирается равным 1 в районе стока и истока и 2 в оставшихся областях прибора.

Нами было показано, что, несмотря на простоту данной реализации модели ДВГН, она по-прежнему точно воспроизводит как ФР, так и деградационные характеристики, включая профили концентрации  $N_{it}(x)$  и относительные изменения тока стока  $\Delta I_{d,lin}(t)$ . Апробация модели была проведена применительно к мощным полупроводниковым приборам (ГТДД), а также планарным миниатюризированным транзисторам с длинами затвора 65, 150 и 300 нм. Было показано, что данная модель, основанная на ДД-схеме, удовлетворительно воспроизводит зависимости  $\Delta I_{d,lin}(t)$ ,  $\Delta I_{d,sat}(t)$  (см. Рис. 14) и  $\Delta V_{th}(t)$ , полученные в широком диапазоне изменения напряжений стресса как в  $n$ -, так и в  $p$ -канальных ГТДД.

В случае короткоканальных приборов схема расчета ФР более сложна, потому что она требует учета вклада ЭЭР, который моделируется на

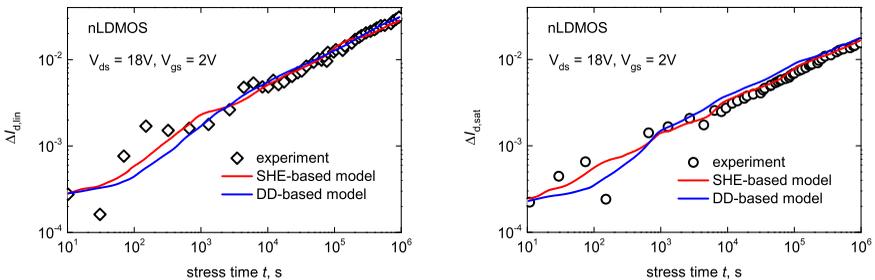


Рис. 14 — Относительные изменения тока стока в линейном режиме  $\Delta I_{d,lin}(t)$  и в режиме насыщения  $\Delta I_{d,sat}(t)$  для  $n$ -канального ГТДД при  $V_{gs} = 2.0$  В и  $V_{ds} = 18$  В. Показаны как экспериментальные данные, так и зависимости, рассчитанные с помощью двух вариантов нашей модели ДВГН, т.е. основанной на полном решении уравнения Больцмана и на упрощенной схеме диффузии-дрейфа.

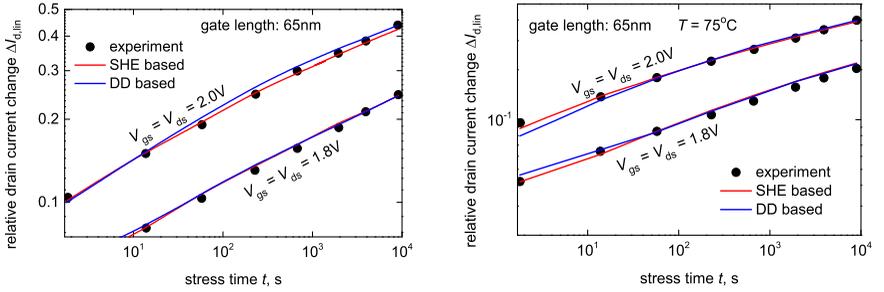


Рис. 15 — Деградационные характеристики, рассчитанные с помощью двух версий нашей модели ДВГН для прибора с длиной затвора 65 нм. Условия стресса:  $V_{ds} = V_{gs} = 1.8$  и  $2.0$  В и  $T = 25$  и  $75^\circ$  С. Видно хорошее соответствие между результатами двух реализаций модели.

основе уравнения баланса темпов механизмов рассеяния, что позволяет определить энергию отстройки “горба” высокоэнергетичных хвостов ФР, связанного с ЭЭР (Рис. 6). Более того, ФР, типичные для истока или центра канала и вычисленные вблизи стока, имеют разную форму, а переход между ними происходит при определенной координате  $X_{ch}$ , которая зависит от особенностей архитектуры ПТ. Нами было показано, однако, что даже сильная погрешность в определении величины  $X_{ch}$  приводит лишь к незначительным погрешностям в вычисляемых характеристиках  $\Delta I_{d,lin}$ .

Совокупность представленных результатов позволяет констатировать надежность и эффективность данной упрощенной версии модели, основанной на схеме ДД.

## Заключение

В работе было предпринято комплексное исследование двух основных паразитных эффектов, ограничивающих функционирование современного полевого транзистора на основе кремния и обусловленных появлением в приборе при определённых условиях горячих носителей, которые оказывают разрушающее воздействие. Такими паразитными эффектами являются туннелирование сильно неравновесных электронов и дырок через диэлектрическую пленку с флуктуирующей толщиной и формирование дефектов на границе полупроводник/диэлектрик под влиянием высокоэнергетичных носителей. Второе – а часто и первое – из названных явлений приводит к постепенной деградации характеристик транзистора, с чем и связан термин “деградация, вызываемая горячими носителями”.

При изучении туннельного переноса через диэлектрическую пленку особое внимание было уделено туннелированию разогретых носителей, а также анализу роли статистического разброса толщины диэлектрика. Была предложена модель, которая – помимо математического ожидания  $d_n$  и среднеквадратичного отклонения локальной толщины  $\sigma_d$  – вводит так-

же пространственный масштаб неоднородности распределения толщины (или корреляционную длину флуктуаций толщины) диэлектрика  $\lambda_d$ . Данный параметр задает, насколько резко толщина пленки может меняться с координатой. Величина  $\lambda_d$  определяет также масштаб статистического разброса туннельного тока при переходе от образца к образцу. При этом выделяется два предельных случая: размер электрода прибора  $L \gg \lambda_d$  ( $L = S_{\text{dev}}^{1/2}$ , где  $S_{\text{dev}}$  – площадь электрода), что соответствует приборам большой площади, и случай приборов малой площади  $L \ll \lambda_d$ . В первой ситуации прибор содержит бесконечно большое число неоднородностей толщины, статистические вариации среднего значения плотности тока через прибор  $I/S_{\text{dev}}$  отсутствуют, т.е. величина  $I/S_{\text{dev}}$  равна своему среднему значению ( $I/S_{\text{dev}} = \langle I/S_{\text{dev}} \rangle$ ), среднеквадратичное отклонение этой случайной величины пренебрежимо мало ( $\sigma_{I/S_{\text{dev}}} \rightarrow 0$ ), а соответствующая функция распределения близка к  $\delta$ -функции, т.е.  $w^* \left( \frac{I}{S_{\text{dev}}} \right) \rightarrow \delta \left( \frac{I}{S} - \langle \frac{I}{S_{\text{dev}}} \rangle \right)$ . В случае приборов малой площади величина  $I/S_{\text{dev}}$  варьируется от образца к образцу, а дисперсия плотности тока  $\sigma_{I/S_{\text{dev}}}$  определяется параметрами ( $d_n, \sigma_d$ ) и не зависит от  $\lambda_d$ ; при этом функция распределения  $w^* \left( \frac{I}{S_{\text{dev}}} \right)$  также определяется средним значением и среднеквадратичным отклонением толщины  $d$ .

В промежуточной области значений  $L/\lambda_d$  происходит переход величины  $\sigma_{I/S_{\text{dev}}}$  от 0 к стационарному значению; крутизна этого перехода задается величиной  $\sigma_d$ . Из сравнения рассчитанных зависимостей  $\sigma_{I/S_{\text{dev}}}(L/\lambda_d)$  с экспериментальным значением  $\sigma_{I/S_{\text{dev}}}$  представляется возможным экстрагировать длину  $\lambda_d$  – на этом основан статистический метод определения корреляционной длины вариаций толщины диэлектрика, разработанный в диссертации. Второй предложенный нами метод основан на анализе величины скачкообразного уменьшения туннельного тока, текущего через МДП структуру, в ходе мягкого пробоя диэлектрика. При этом предполагается, что пробивается наиболее тонкая секция диэлектрика с характерным размером  $\lambda_d \times \lambda_d$ ; иными словами, эта секция полностью исключается из процесса токопереноса. С другой стороны, разность токов деградировавшего и свежего приборов определяется, в числе прочих факторов, величиной среднеквадратичного отклонения толщины  $\sigma_d$ , которая задает долю площади прибора, через которую текла соответствующая доля тока. Третий метод оценки значения  $\lambda_d$  непосредственно основан на интерпретации длины  $\lambda_d$  как минимального расстояния между двумя точками в плоскости пленки, локальные толщины в которых могут считаться независимыми (некоррелированными). В рамках этого метода на основе профиля  $d(x)$  ( $x$  – координата в некотором направлении плоскости подложки), полученного, например, с помощью микроскопа атомных сил или просвечивающего тун-

нельного микроскопа, строится корреляционная функция  $\text{cov}(l_x)$  (где  $l_x$  – расстояние между точками). Далее,  $\lambda_d$  определяется как расстояние  $l_x$ , на котором  $\text{cov}(l_x)$  снижается до некоторого заданного значения (отсутствие корреляции толщин между точками). Разработанные методы апробированы с использованием МДП-диодов с диэлектриками  $\text{SiO}_2$  и  $\text{CaF}_2$ ; было показано, что все три метода дают близкие значения длины  $\lambda_d$ .

Если при анализе туннельного переноса через МДП-структуры основное внимание уделялось процессу протекания сквозного тока через диэлектрик, то исследование деградации, вызываемой горячими носителями (ДВГН), в нашей работе осуществлялось применительно к ситуации протекания основного тока вдоль канала. Тем не менее, аспекты работы, связанные с туннелированием, ни в коем случае не являются оторванными от частей, посвященных ДВГН. Наличие адекватного математического аппарата для анализа туннелирования важно для исследования стойкости диэлектриков, которые используются в изучаемых транзисторах. Кроме того, очевидно, что туннельная утечка может “накладываться” на процесс переноса заряда в направлении сток-исток МОП-транзистора.

Модель деградации, вызываемой горячими носителями, консолидирует три основных блока: (*i*) моделирование транспорта носителей в полупроводниковых структурах, (*ii*) микроскопическое описание механизмов генерации заряженных дефектов на интерфейсе диэлектрик/полупроводник и (*iii*) моделирование характеристик поврежденного транзистора. Первый блок реализован на базе программы-симулятора ViennaSHE, осуществляющего детерминистическое решение уравнения Больцмана. ViennaSHE учитывает реальную зонную структуру Si и рассчитывает темпы таких процессов, как ударная ионизация, рассеяние на ионизированных атомах примеси на границе раздела, а также электрон-фононные и электрон-электронные взаимодействия. При вычислении темпов встраивания дефектов на границе раздела рассматриваются всевозможные суперпозиции одночастичного и многочастичного процессов разрыва связей кремний-водород. Наиболее вероятным сценарием диссоциации этой связи является возбуждение ее колебательных мод несколькими холодными частицами (при этом энергия диссоциации эффективно понижается) с последующим разрывом при бомбардировке относительно горячей частицей. При вычислении темпов указанных механизмов учитываются понижение энергии активации связи вследствие взаимодействия ее дипольного момента с электрическим полем в диэлектрике, а также статистический разброс этой энергии. Моделирование характеристик поврежденных приборов осуществляется в программесимуляторе MiniMOS-NT, притом учитываются как локальные искажения зонной диаграммы прибора, так и уменьшение подвижности носителей вследствие встраивания заряженных ловушек. Первый аспект проявляется в сдвиге порогового напряжения  $\Delta V_{th}$ , тогда как второй сопровождается уменьшением тока стока  $\Delta I_d$ , проводимости канала и т.д.

Для апробации модели был использован весьма широкий класс приборов: миниатюризированные ПТ трехмерной архитектуры с каналом в форме плавника и низким рабочим напряжением  $V_{dd} = 0.9\text{ В}$ , короткоканальные ПТ (длина затвора в диапазоне  $L_G = 65 - 150\text{ нм}$ ) с планарным интерфейсом и несколько большим рабочим напряжением ( $V_{dd} = 0.9\text{ В}$ ), а также мощные горизонтальные МОП-транзисторы, изготовленные методом двойной диффузии, с рабочими напряжениями до  $50\text{ В}$ . Соответственно, напряжения стресса также варьировались в достаточно широком диапазоне. Нами было показано, что модель воспроизводит деградацию таких характеристик транзистора, как пороговое напряжение  $V_{th}$  и ток стока в линейном режиме ( $I_{d,lin}$ ) или в режиме насыщения ( $I_{d,sat}$ ), с очень хорошей точностью. При этом модель имеет всего два подгоночных параметра, которые варьируются при переходе от приборов, выращенных в рамках одного технологического цикла, к приборам другой реализации: концентрация пассивных Si-H связей на интерфейсе и среднее квадратичное отклонение энергии активации разрыва этих связей. Очевидно, что значения этих параметров зависят от технологии изготовления транзисторов и поэтому не являются универсальными.

Было показано, что имеющиеся представления о роли ОЧ- и МЧ-механизмов, а также электрон-электронного рассеяния должны быть пересмотрены. В предыдущих концепциях понимания и моделирования ДВГН принималось, что ОЧ-механизм является доминантным в длинноканальных/мощных ПТ, в то время как МЧ-механизм определяет ДВГН в короткоканальных ПТ, притом смена преобладающего механизма происходит при длинах канала  $\sim 200\text{ нм}$ . Однако наши результаты свидетельствуют, что в ПТ с длинами затвора  $L_G = 65, 100$  и  $150\text{ нм}$  одночастичный процесс играет очень важную роль, при этом относительный вклад многочастичного механизма снижается по мере увеличения  $L_G$ . С другой стороны, как показано нами, многочастичный механизм не может быть проигнорирован и в случае ДВГН в ГТДД приборах с напряжениями стресса  $V_{ds} \geq 16\text{ В}$ . Что касается электрон-электронного рассеяния, то в литературе полагается, что ЭЭР начинает играть важную роль в полевых транзисторах с длиной затвора менее  $100\text{-}120\text{ нм}$ . А нами было показано, что даже в приборах с длиной затвора  $300\text{ нм}$  ЭЭР при достаточно высоком напряжении может давать значительный вклад в ДВГН. Таким образом, мы заключаем, что важность того или иного процесса зависит не только от какого-то одного фактора (длина канала/затвора транзистора) – она определяется совокупностью параметров архитектуры прибора и условий стресса.

К этому же заключению приводит и анализ температурной зависимости деградации, вызываемой горячими носителями. До публикации наших результатов была распространена концепция, в рамках которой полагалось, что в миниатюризированных ПТ (за счет вклада ЭЭР) ДВГН становится сильнее с ростом температуры, а в длинноканальных прибо-

рах ДВГН, наоборот, ослабеваает при нагреве образца; при этом переход от одной тенденции к другой, как утверждалось, происходит при длине канала порядка 100-120 нм. Наши экспериментальные данные, однако, показали, что даже в ПТ с длиной канала  $\sim 45$  нм, подвергнутых стрессу при  $V_{gs} = V_{ds} = 1.8$  и  $2.0$  В, изменения  $\Delta I_{d,lin}$  сильнее при  $T = 25^\circ \text{C}$ , чем при  $T = 75^\circ \text{C}$ . При этом разница в значениях  $\Delta I_{d,lin}$ , измеренных при разных температурах, снижается по мере роста  $V_{gs}, V_{ds}$ , и при  $V_{gs} = V_{ds} = 2.2$  В значения  $\Delta I_{d,lin}$  становятся одинаковыми во всем диапазоне длительностей стресса. Как следует из наших модельных результатов, такое сложное поведение является следствием двух конкурирующих тенденций: увеличения темпа одночастичного процесса с  $T$  и снижения темпа многочастичного механизма при повышении температуры (в том числе за счет более быстрого затухания колебательных мод связи). Проведенный анализ позволяет сделать вывод, что температурная зависимость ДВГН также определяется совместным влиянием топологии прибора и условий стресса (подаваемых напряжений), а не только длиной затвора/канала.

На базе “полной” версии модели ДВГН, основанной на детерминистическом решении уравнения Больцмана, была разработана и протестирована компактная версия нашей модели, основанная на упрощенном (и, соответственно, более эффективном с вычислительной точки зрения) подходе диффузии-дрейфа к решению уравнения Больцмана. Апробация модели была проведена применительно к мощным полупроводниковым приборам (ГТДД), а также к планарным миниатюризированным транзисторам с длинами затвора 65, 150 и 300 нм. В первом случае ФР моделируются с использованием аналитического выражения, содержащего два члена, один из которых описывает термализовавшиеся носители, а второй – горячие. В случае короткоканальных приборов схема расчета ФР более сложна, потому что она требует учета вклада электрон-электронного рассеяния. Этот процесс моделируется на основе уравнения баланса темпов процесса рассеяния, что позволяет определить энергию отстройки “горба” высокоэнергетичных хвостов ФР, связанного с ЭЭР. Нами было показано, что компактная модель воспроизводит ФР носителей, профили концентрации ловушек на интерфейсе  $N_{it}(x)$ , а также изменения транзисторных характеристик  $\Delta V_{th}(t)$ ,  $\Delta I_{d,lin}(t)$ ,  $\Delta I_{d,sat}(t)$  с хорошей точностью. Совокупность представленных результатов позволяет констатировать надежность и эффективность данной версии модели, основанной на схеме диффузии-дрейфа.

## Список публикаций по теме диссертации

- A1. R. Khilil, A. El Hdiy, A.F. Shulekin, S.E. Tyaginov, M.I. Vexler, “Soft Breakdown of MOS Tunnel Diodes with a Spatially Non-Uniform Oxide Thickness”, *Microel. Rel.*, v. 44, No. 3, pp. 543-546 (2004).

- A2. А.А. Шулекин, С.Э. Тягинов и др., “Мягкий пробой как причина спада тока в туннельной МОП структуре”, *ФТП*, т. 38, вып. 6, стр. 753-756 (2004).
- A3. С.Э.Тягинов и др., “Влияние пространственной неоднородности толщины диэлектрика на вольтамперные характеристики туннельных МОП структур”, *ПЖТФ*, т. 30, вып. 24, стр. 7-11 (2004).
- A4. С.Э. Тягинов и др., “Мониторинг интенсивности люминесценции туннельной МОП структуры с пространственно неоднородной толщиной диэлектрика”, *ПЖТФ*, т. 31, вып. 8, стр. 47-51 (2005).
- A5. S.E. Tyaginov *et al.*, “Statistical Analysis of Tunnel Currents in Scaled MOS Structures with a Non-Uniform Oxide Thickness Distribution”, *Solid-State Electron.*, v. 49, No. 7, pp. 1192-1197 (2005).
- A6. S.E. Tyaginov *et al.*, “Effect of the Spatial Distribution of SiO<sub>2</sub> Thickness on the Switching Behavior of Bistable MOS Tunnel Structures”, *Microel. Eng.*, v. 83, No. 2, pp. 376-380 (2006).
- A7. S.E. Tyaginov *et al.*, “The Post-Damage Behavior of a MOS Tunnel Emitter Transistor”, *Microel. Rel.*, v. 46, No. 7, pp. 1035-1041 (2006).
- A8. М.И. Векслер, С.Э. Тягинов и др., “Вольтамперные характеристики туннельных МОП диодов Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si с пространственно неоднородной толщиной диэлектрика”, *ФТП*, т. 40, вып. 9, стр. 1137-1143 (2006).
- A9. С.Э. Тягинов и др., “Определение характерного пространственного масштаба флуктуации толщины туннельно-тонкого диэлектрика в МДП-структурах на основе данных электрических измерений”, *ФТП*, т. 41, вып. 10, стр. 1198-1202 (2007).
- A10. S.E. Tyaginov *et al.*, “Electrical Methods for Estimating the Correlation Length of Insulator Thickness Fluctuations in MIS tunnel Structures”, *Workshop on Diel. in Microel.* (2008), pp. 227-228.
- A11. S. Tyaginov *et al.*, “Determination of Correlation Length for Thickness Fluctuations in Thin Oxide and Fluoride Films”, *J. Phys. D*, v. 42, pap. No. 15307 [6 pages] (2009).
- A12. I. Starkov, S. Tyaginov *et al.*, “HC Degradation Model: Interface State Profile-Simulations vs. Experiment”, *Workshop Diel. Microel.* (2010), p. 128 (2010).
- A13. S. Tyaginov *et al.*, “Hot-Carrier Degradation Modeling Using Full-Band Monte-Carlo Simulations”, *Int. Symp. Phys. Fail. Analys. Int. Cir.* (2010), pp. 341-345.
- A14. I. Starkov *et al.*, “Analysis of Worst-Case Hot-Carrier Conditions for High Voltage Transistors Based on Full-Band Monte-Carlo Simulations”, *Int. Symp. Phys. Fail. Analys. Int. Cir.* (2010), pp. 139-144.

- A15. S. Tyaginov *et al.*, “Interface Traps Density-of-States as a Vital Component for Hot-Carrier Degradation Modeling”, *Europ. Symp. Rel. El. Dev., Failure Phys. Analys.* (2010), pp. 1-4.
- A16. S. Tyaginov *et al.*, “Electrical Methods for Estimating the Correlation Length of Insulator Thickness Fluctuations in MIS Tunnel Structures”, *Mat. Sci. Semicond. Proces.*, v. 13, pp. 405-410 (2010).
- A17. I. Starkov *et al.*, “Hot-Carrier Degradation Caused Interface State Profile-Simulation versus Experiment”, *J. Vac. Sci. Tech. B*, v. 29, No. 1, pap. No.: 01AB09 [8 pages] (2011).
- A18. S.E. Tyaginov *et al.*, “Interface Traps Density-of-States as a Vital Component for Hot-Carrier Degradation Modeling”, *Microel. Reliab.*, v. 50, No. 9-11, pp. 1267-1272 (2010).
- A19. S. Tyaginov *et al.*, invited: “Physics-Based Hot-Carrier Degradation Models” *ECS Transactions* (2011), pp. 321-352.
- A20. I. Starkov *et al.*, “Analysis of Worst-Case Hot-Carrier Degradation Conditions in the Case of n- and p-channel High-Voltage MOSFETs”, *Sim. Semicond. Proc. Dev.* (2011), pp. 127-130.
- A21. S. Tyaginov *et al.* “Secondary Generated Holes as a Crucial Component for Modeling of HC Degradation in High-Voltage n-MOSFET”, *Sim. Semicond. Proc. Dev.* (2011), pp. 123-126.
- A22. S. Tyaginov *et al.*, “Impact of the Carrier Distribution Function on Hot-Carrier Degradation Modeling”, *Europ. Solid-State Dev. Research Conf.* (2011), pp. 151-154.
- A23. I. Starkov, H. Enichlmair, S. Tyaginov, T. Grasser, “Analysis of the Threshold Voltage Turn-Around Effect in High-Voltage n-MOSFETs Due to Hot-Carrier Stress”, *Int. Rel. Phys. Symp.* (2012), pp. XT.7.1-XT.7.6.
- A24. I. Starkov, H. Enichlmair, S. Tyaginov, T. Grasser, “Charge-Pumping Extraction Techniques for Hot-Carrier Induced Interface and Oxide Trap Spatial Distributions in MOSFETs”, *Int. Symp. Phys. Fail. Analys. Int. Cir.* (2012), p. 1-6.
- A25. M. Bina, K. Rupp, S. Tyaginov, O. Triebel, T. Grasser, “Modeling of Hot Carrier Degradation Using a Spherical Harmonics Expansion of the Bipolar Boltzmann Transport Equation”; *Int. El. Dev. Meet.* (2012), pp. 713-716.
- A26. S. Tyaginov, T. Grasser, tutorial, “Modeling of Hot-Carrier Degradation: Physics and Controversial Issues”, *Int. Integr. Rel. Workshop* (2012), pp. 206-215.
- A27. G. Pobegen, S. Tyaginov, M. Nelhiebel, T. Grasser, “Observation of Normally Distributed Energies for Interface Trap Recovery After Hot-Carrier Degradation”, *IEEE EDL*, v. 34, No. 8, pp. 939-941 (2013).

- A28. М.И. Векслер, С.Э. Тягинов и др., “Общая процедура расчета электрических характеристик туннельных МДП-структур”, *ФТП*, т. 47, вып. 5, стр. 675-683 (2013).
- A29. S. E. Tyaginov *et al.*, “Essential Ingredients for Modeling of Hot-Carrier Degradation in Ultra-Scaled MOSFETs”, *Int. Integr. Rel. Workshop* (2013), pp. 98-101.
- A30. G. A. Rott, H. Nielen, H. Reisinger, W. Gustin, S. Tyaginov, and T. Grasser, “Drift Compensating Effect during Hot-Carrier Degradation of 130nm Dual Gate Oxide p-channel Transistors”, *Int. Integr. Rel. Workshop* (2013), pp. 73-77.
- A31. S. E. Tyaginov *et al.*, “Modeling of deep-submicron silicon-based MISFETs with calcium fluoride dielectric”, *J. Comp. Electron.*, v. 13, No. 2, 733-738 (2014).
- A32. S. Tyaginov *et al.*, “Physical Modeling of Hot-Carrier Degradation for Short- and Long-channel MOSFETs”, *Int. Rel. Phys. Symp.* (2014), pp. XT 16.1-13.8.
- A33. S. E. Tyaginov *et al.*, “A Predictive Physical Model for Hot-Carrier Degradation in Ultra-Scaled MOSFETs”, *Sim. Semicond. Proc. Dev.* (2014), pp. 89-92.
- A34. Y. Wimmer, S. E. Tyaginov *et al.*, “Physical Modeling of Hot-Carrier Degradation in nLDMOS Transistors”, *Int. Integr. Rel. Workshop* (2014), pp. 58-62.
- A35. M. Bina, S. E. Tyaginov *et al.*, “Predictive Hot-Carrier Modeling of n-Channel MOSFETs”, *IEEE TED*, v. 61, No. 9, pp. 3103-3110 (2014).
- A36. М.И. Векслер, Ю. Илларионов, С.Э. Тягинов, Т. Grasser, “Адаптация модели тунелирования в системе металл/CaF<sub>2</sub>/Si(111) к использованию в симуляторах МДП-приборов”, *Semiconductors*, т. 49, вып. 2, стр. 266-270 (2015).
- A37. P. Sharma, M. Jech, S. E. Tyaginov *et al.*, “Modeling of Hot-Carrier Degradation in LDMOS Devices Using a Drift-Diffusion Based Approach”, *Sim. Semicond. Proc. Dev.* (2015), pp. 60-63.
- A38. S. E. Tyaginov *et al.*, “On the Importance of Electron-Electron Scattering for Hot-Carrier Degradation”, *JJAP*, v. 54, No. 4S (2015), pp. 04DC18-1-04DC18-6.
- A39. P. Sharma, S. E. Tyaginov *et al.*, “Comparison of Analytic Distribution Function Models for Hot-Carrier Degradation in nLDMOSFETs”, *Microel. Reliab.*, v. 55, No. 9-10, pp. 1427-1432 (2015).
- A40. P. Sharma, S. E. Tyaginov *et al.*, “Modeling of Hot-Carrier Degradation in nLDMOS Devices: Different Approaches to the Solution of the Boltzmann Transport Equation”, *IEEE TED*, v. 62, No. 6, 1811-1818 (2015).

- A41. Yu. Illarionov, M. I. Vexler, M. Karner, S. E. Tyaginov, J. Cervenka, T. Grassler, "TCAD Simulation of Tunneling Leakage Current in  $\text{CaF}_2/\text{Si}(111)$  MIS Structures", *Cur. Appl. Phys.*, v. 15, No. 2, pp. 78-83 (2015).
- A42. S. E. Tyaginov *et al.*, "Understanding and Modeling the Temperature Behavior of Hot-Carrier Degradation in  $\text{SiON}$  n-MOSFETs", *IEEE EDL*, v. 37, No. 1, pp. 84-87 (2016).
- A43. P. Sharma, S. E. Tyaginov *et al.*, "The Role of Cold Carriers and the Multiple-Carrier Process of Si-H Bond Dissociation for Hot-Carrier Degradation in n- and p-channel LDMOS Devices", *Solid-State Electron.*, v. 115, Part B, pp. 185-191 (2016).
- A44. M. Jech, P. Sharma, S. E. Tyaginov *et al.*, "On the Limits of Applicability of Drift-Diffusion Based Hot Carrier Degradation Modeling", *J. JAP*, v. 55, No. 4S, pp. 04ED14 (2016).
- A45. P. Sharma, S. Tyaginov *et al.*, "Hot-Carrier Degradation Modeling of Decananometer nMOSFETs Using the Drift-Diffusion Approach", *IEEE EDL*, v. 38, No. 2, pp. 160-163 (2017).
- A46. A. Makarov, S.E. Tyaginov *et al.*, "Hot-Carrier Degradation in FinFETs: Modeling, Peculiarities, and Impact of Device Topology", *Int. El. Dev. Meet.* (2017), pp. 310-313.
- A47. С.Э. Тягинов и др., "Физические основы самосогласованного моделирования процессов генерации интерфейсных состояний и транспорта горячих носителей в транзисторах на базе структур металл-диэлектрик-кремний", *ФТП*, т. 52, вып. 2, стр. 254-259 (2018).
- A48. А.А. Макаров, С. Э. Тягинов и др., "Анализ особенностей деградации, вызываемой горячими носителями, в транзисторах с каналом в форме плавника", *ФТП*, т. 52, вып. 10, стр. 1177-1182 (2018).
- A49. С.Э. Тягинов и др., "О влиянии параметров топологии транзистора с каналом в форме плавника на деградацию, вызываемую горячими носителями", *ФТП*, т. 52, вып. 10, стр. 1631-1635 (2018).

## Литература

1. J. del Alamo, "Nanometre-Scale Electronics with III-V Compound Semiconductors," *Nature*, vol. 479, no. 7373, pp. 317-323, 2011.
2. C. Auth *et al.* *2012 Symposium on VLSI Technology (VLSIT)*, June 2012, pp. 131-132.
3. H. Mertens *et al.*, *2016 IEEE Symposium on VLSI Technology*, June 2016, pp. 1-2.

4. M. Houssa, “High-k Gate Dielectrics,” pp. 1–614, 2003.
5. S. Novak *et al.*, *2015 IEEE International Reliability Physics Symposium*, 2015, pp. 2F.2.1–2F.2.5.
6. S. Ramey *et al.*, *2015 IEEE International Integrated Reliability Workshop (IIRW)*, 2015, pp. 56–62.
7. A. Kerber, *2015 IEEE International Reliability Physics Symposium*, 2015, pp. 3B.3.1–3B.3.6.
8. M. Cho *et al.* *2015 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*, pp. 14.5.1–14.5.4.
9. S.E. Tyaginov, *et al.*, *Semiconductors*, vol. 41, no. 10, pp. 1181–1184, 2007.
10. A. Bravaix and V. Huard, *Proc. European Symposium on Reliability of Electron Devices Failure Physics and Analysis (ESREF), tutorial*, 2010, pp. 1267–1272.
11. S. Rauch, G. La Rosa, and F. Guarin, *IEEE Trans. Dev. Material. Reliab.*, vol. 1, no. 2, pp. 113–119, 2001.
12. W. McMahon *et al.*, *Proc. International Conference on Modeling and Simulation of Microsystem*, vol. 1, 2002, pp. 576–579.
13. W. McMahon, A. Haggag, and K. Hess, *IEEE Transactions on Nanotechnology*, vol. 2, no. 1, pp. 33–38, 2003.
14. S. Rauch and G. L. Rosa, ‘*Proc. International Reliability Physics Symposium (IRPS), tutorial*, 2010.
15. S. Tyaginov and T. Grasser, *2012 IEEE International Integrated Reliability Workshop Final Report*, pp. 206–215.
16. H. Kufluoglu and M. Alam, *Journal of Computational Electronics*, vol. 3, pp. 165–169, 2004.
17. H. Kufluoglu and M. Alam, *Proc. International Electron Devices Meeting (IEDM)*, 2004, pp. 113–116.
18. S. E. Rauch and G. L. Rosa, *IEEE Transactions on Device and Materials Reliability*, vol. 5, no. 4, pp. 701–705, 2005.
19. A. Bravaix *et al.*, *Proc. International Reliability Physics Symposium (IRPS)*, 2009, pp. 531–546.

20. C. Guerin, V. Huard, and A. Bravaix, *Journal of Applied Physics*, vol. 105, pp. 114 513–1–114 513–12, 2009.
21. K. Rupp, T. Grasser, and A. Jüngel, *International Electron Devices Meeting*, 2011, pp. 34.1.1–34.1.4.
22. P. Sharma *et al.*, *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 62, no. 6, pp. 1811–1818, 2015.
23. H. Kamrani *et al.*, *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 64, no. 3, pp. 923–929, 2017.
24. C. Fiegna *et al.*, *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 38, no. 3, pp. 603–610, 1991.
25. C. Hu, *Proc. International Electron Devices Meeting (IEDM)*, 1979, pp. 22–25.
26. R. Dreesen *et al.*, *Microelectronics Reliability*, vol. 39, pp. 785–790, 1999.
27. P. Moens and G. van den Bosch, *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 6, no. 3, pp. 349–357, 2006.
28. I. P. Ipatova *et al.*, *Journal of Applied Physics*, vol. 83, no. 2, pp. 814–819, 1998.
29. S. Rauch, F. Guarin, and G. La Rosa, *IEEE Electron Dev. Lett.*, vol. 19, no. 12, pp. 463–465, 1998.
30. C. Guerin, V. Huard, and A. Bravaix, *IEEE Transactions on Device Materials Reliability*, vol. 7, no. 2, pp. 225–235, 2007.
31. K. Rupp *et al.*, *Journal of Computational Electronics*, vol. 15, no. 3, pp. 939–958, 2016.
32. B. Tuttle and J. B. Adams, *Physical Review B*, vol. 56, pp. 4565–4572, 1997
33. R. Biswas *et al.*, *Physical Review B*, vol. 57, pp. 2253–2256, 1998.
34. K. Brower, *Physical Review B*, vol. 42, no. 6, pp. 3444–3454, 1990.
35. A. Stesmans, *Physical Review B*, vol. 61, pp. 8393–8403, Mar 2000.
36. A. G. Prakash, S. Ke, and K. Siddappa, *Semiconductor Science and Technology*, vol. 18, no. 12, pp. 1037–1042, 2003.
37. D. DiMaria and J. Stasiak, *Journal of Applied Physics*, vol. 65, no. 6, pp. 2342–2356, 1989.

38. E. Takeda, N. Suzuki, and T. Hagiwara, *International Electron Devices Meeting*, 1983, pp. 396–399.
39. T. Ning, “Hot-electron emission from silicon into silicon dioxide,” *Solid-State Electronics*, vol. 21, no. 1, pp. 273–282, 1978.
40. T. Grasser *et al.* *Applied Physics Letters*, vol. 80, no. 4, pp. 613–615, 2002.
41. *MiniMOS-NT Device and Circuit Simulator*, Institute for Microelectronics, TU Wien.

*Тягинов Станислав Эдуардович*

Моделирование процессов деградации, вызываемых горячими носителями, в  
современных кремниевых транзисторах

Автореф. дис. на соискание ученой степени др. физ.-мат. наук

Подписано в печать \_\_\_\_\_. Заказ № \_\_\_\_\_

Формат 60×90/16. Усл. печ. л. 1. Тираж 100 экз.

Типография \_\_\_\_\_

