Федеральное государственное бюджетное учреждение науки ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. А.Ф. ИОФФЕ Российской академии наук

Тягинов Станислав Эдуардович

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

Специальность 1.3.11 — «физика полупроводников»

Диссертация на соискание учёной степени доктора физико-математических наук

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

Санкт-Петербург — 2022

Оглавление

		(Стр.	
Введе	ние.		6	
Глава	1. Дег	радация полевого транзистора: основные явления		
	ИК	лассификация	16	
1.1	Обзор	различных деградационных явлений	20	
	1.1.1	Нестабильность, вызываемая комбинацией подачи		
		напряжения на затвор и повышения температуры	20	
	1.1.2	Случайный телеграфный шум	27	
	1.1.3	Ток утечки, вызываемый стрессом	30	
	1.1.4	Временно-зависимый пробой диэлектрика	33	
1.2	Дегра,	дация, вызываемая горячими носителями	43	
1.3	Обзор	моделей деградации, вызываемой горячими носителями	48	
	1.3.1	Модель удачливого электрона	48	
	1.3.2	Эмпирические модели ДВГН	52	
	1.3.3	Модель группы Хесса	56	
	1.3.4	Модель Пензина	63	
	1.3.5	Концепция Реакции-Диффузии	66	
	1.3.6	Энергия как движущая сила ДВГН (парадигма Рауха и		
		Ла Розы)	70	
	1.3.7	Модель группы Бравэ	73	
1.4	Преди	ктивная модель, основанная на физических принципах	82	
1.5	Заклю	очение к Главе 1	84	
Глава	2. Mo	дель ДВГН, учитывающая особенности транспорта		
	нос	ителей	87	
2.1	Струк	тура модели	87	
2.2	Транс	порт носителей: моделирование и примеры функций		
	распре	еделения	91	
2.3	Описа	Описание механизмов разрыва связей Si-H		
2.4	Модел	Моделирование поврежденных приборов		
2.5	Заклю	Заключение к Главе 2		

Глава	3. Оп	исание и моделирование туннельных токов в			
	нан	юразмерных приборах			
3.1	Опред	целение туннельной структуры			
	металл-диэлектрик-полупроводник				
3.2	Подхо	од к вычислению туннельных токов			
	3.2.1	Непрерывная и дискретная компоненты токов			
	3.2.2	Вычисление вероятности туннелирования			
	3.2.3	Об упрощенном подходе к вычислению туннельного тока . 122			
	3.2.4	Случай кристаллических диэлектриков и учет влияния			
		сохранения поперечной компоненты волнового вектора 123			
3.3	Расче	т вольт-амперных характеристик туннельных МДП диодов			
	в режиме аккумуляции				
3.4	Расчет вольт-амперных характеристик туннельных МДП диодов				
	в режиме обеднения/инверсии				
3.5	Учет	Учет влияния флуктуаций толщины диэлектрика на ВАХ			
	МДП-	приборов			
	3.5.1	Понятие корреляционной длины флуктуаций толщины			
		диэлектрика			
	3.5.2	Модель пленки диэлектрика с неоднородно			
		распределенной толщиной			
	3.5.3	Статистический анализ туннельных токов: от приборов			
		большой к структурам малой площади			
	3.5.4	Результаты: приборы малой площади			
	3.5.5	Приборы большой площади			
	3.5.6	Определение величины корреляционной длины 146			
3.6	Заклю	очение к Главе 3			
Глава	4. Oci	ювные особенности деградации, вызываемой			
	гор	ячими носителями			
4.1	Основные режимы ДВГН				
4.2	Тунне	елирование сильно неравновесных носителей			
	4.2.1	Анализ особенностей функций распределения носителей			
		по энергии в транзисторах на основе ${\rm SiO}_2$ и ${\rm CaF}_2$ 169			
	4.2.2	Анализ туннельных токов неравновесных носителей 171			

4.3	От мощных/длинноканальных приборов к субмикронным			
	транзі	исторам		
4.4	ДВГН в субмикронных транзисторах			
	4.4.1	Механизмы рассеяния, ответственные за заселение		
		высокоэнергетичной части ансамбля		
	4.4.2	Электрон-электронное рассеяние		
	4.4.3	Многочастичный механизм разрыва связей		
	4.4.4	Гигантский изотопный эффект		
4.5	Наихудшие условия стресса			
4.6	Температурная зависимость ДВГН			
4.7	Сильная локализация ДВГН			
4.8	Движущая сила ДВГН			
4.9	Заклю	очение к Главе 4		
D	г М.			
лава	5. IVIO,	делирование дві н в приоорах различной		
E 1	арх	итектуры		
0.1	ДЫ Н	в планарных транзисторах с различными длинами канала 204		
	$\begin{array}{c} 0.1.1 \\ 5 1 0 \end{array}$	Приооры и эксперимент		
	5.1.2	Функции распределения, туннельная утечка		
	0.1.0	Анализ вклада вклада одночастичного механизма		
	511	Анализарина на рискитрон рискитронного рассодния 211		
	5.1.4	Анализ вклада электрон-электронного рассеяния 214		
	516	Analus вклада многочастичного процесса разрыва связеи 221 Δ нациз вклада ворений эноргии срязи Si-H 223		
5.9	0.1.0 Молог	ипорание температурной зарисимости ЛВГН в		
0.2	короті			
53	Короткоканальных транзисторах			
0.0	531	Ввеление 232		
	5.3.2	Приборы и эксперимент 234		
	533	Особенности ЛВГН в транзисторах с каналом в форме		
	0.0.0	плавника 235		
	5.34	Влияние особенностей архитектуры ПТ на хол ЛВГН 238		
5.4	Молел	ирование ДВГН в мошных транзисторах		
U				

	5.4.1	Общие сложности моделирования ДВГН в приборах		
		этого класса		
	5.4.2	Приборы и эксперимент		
	5.4.3	Особенности ДВГН в мощных горизонтальных		
		МОП-транзисторах, изготовленных методом двойной		
		диффузии		
5.5	Заклю	очение к Главе 5		
Глава	6. Ko	мпактная модель деградации, вызываемой		
	гор	ячими носителями		
6.1	О неп	рименимости моделей, основанных на схемах		
	диффузии-дрейфа и транспорта энергии в явном виде 263			
6.2	Компа	Компактная модель ДВГН для мощных транзисторов		
	6.2.1	Моделирование функций распределения на основе		
		аналитических выражений		
	6.2.2	Компактная модель ДВГН, основанная на подходе		
		диффузии-дрейфа, для мощных транзисторов		
6.3	Компа	Компактная модель ДВГН, основанная на подходе		
	дифф	узии-дрейфа, для короткоканальных транзисторов 287		
	6.3.1	Моделирование функций распределения с учетом		
		влияния электрон-электронного взаимодействия 288		
	6.3.2	Верификация модели и результаты		
	6.3.3	Заключение к Главе 6		
Заклю	чение			
Списо	к публ	икаций по теме диссертации		
Списо	к лите	ратуры		

Введение

Стремительная миниатюризация базового элемента микроэлектроники – полевого транзистора (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 туннельные токи, 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 (Si_xGe_{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 р-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 деградационных 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 деградация, 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. Использование изоляторов с высоким значением диэлектрической проницаемости приводит к уменьшению напряженности поля в слое подзатворного диэлектрика (по сравнению с приборами с "классическим" SiO₂ при тех же напряжениях). Однако в этом случае может усиливаться разогрев частиц в канале, так что преимущество от уменьшения туннельной прозрачности барьера в слое high-k материала может обесцениваться 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 high-kдиэлектриков 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 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/SiO₂, 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 усиливать 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 (см. часть 1.3). 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 Xecca (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 аккумулировать 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 одной из этих концепций все три аспекта не были консолидированы в рамках единого подхода. Основным препятствием в создании такой комплексной модели является ресурсозатратность, связанная с моделированием транспорта носителей. Поэтому вместо решения уравнения Больцмана и получения информации о распределениях носителей заряда по энергии, требуемой для расчета темпов процессов разрыва связей, обычно использовались эмпирические факторы. Как следствие, примененные подходы не могли 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 ($\Delta V_{\rm th}$) или ток стока ($\Delta I_{\rm d}$), тоже не проводился.

К настоящему моменту радикальный рост доступных вычислительных мощностей сделал возможным решение транспортного уравнения Больцмана даже для трехмерных приборов сложной архитектуры, в том числе для 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 для точного моделирования ДВГН, подразумевающего точное решение каждой из указанных выше 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. Экстракция корреляционной длины флуктуаций толщины диэлектрика возможна также на основе данных по мягкому пробою пленки или в рамках непосредственной обработки профиля толщины, полученной, например, с помощью микроскопа атомных сил.

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. Моделирование этих двух явлений позволяет решить также задачу оптимизации архитектуры новых поколений ПТ с целью увеличения времени эксплуатации 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.

9

- 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 величине внешнего воздействия 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 включает в себя моделирование транспорта носителей, описание процессов генерации дефектов и моделирование характеристик поврежденных приборов. Дано полное описание 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 SiO₂ и (в порядке дополнительной апробации) фторида кальция CaF₂.

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 – важным критерием надежности транзистора. Таким образом, становится возможным полное описание или предсказание деградационных эффектов в любом, в том числе только разрабатываемом, транзисторе на Si.

Основные положения, выносимые на защиту:

 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 SiO₂ и CaF₂ туннельные токи горячих носителей значительно (на несколько порядков) превосходят токи термализовавшихся электронов/дырок. Величины туннельных токов в приборах со слоями CaF₂ (по сравнению с SiO₂) 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 кремнийводород 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 Si/SiO₂ 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.
- 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 на основе 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 промышленных центров: Infineon AG, *ams* AG и GlobalFoundries. 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, СанктПетербург), 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, USA), International Reliability Physics Symposium (IRPS; 2009, Montreal, Canada; 2012 Anaheim, USA; 2014, Waikoloa, USA; 2015, Monterey, USA; 2017, Monterey, USA), International Electron Devices Meeting (IEDM; 2014 & 2017 San Francisco, USA), International Integrated Reliability (IIRW; 2013, 2014, 2015, 2016, Fallen Leaf Lake, 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, 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).

Объем и структура работы – Диссертация состоит из введения, шести глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 367 страниц, включая 169 рисунков и 2 таблицы. Список литературы содержит 453 наименования.

Глава 1. Деградация полевого транзистора: основные явления и классификация

Микроэлектроника проникла практически во все сферы современной жизни, включая физику, математику, биологию, медицину и социальные науки. Впечатляющее развитие микроэлектроники основано на стремительном скейлинге ее базового элемента – полевого транзистора (ПТ; field-effect-transistor, FET). Скейлинг заключается, прежде всего, в уменьшении линейных размеров ПТ, что позволяет увеличивать число приборов на единицу площади чипа интегральной микросхемы, а значит – улучшать операционные характеристики соответствующих устройств и повышать объем хранимой информации. Рост плотности приборов интегральной микросхемы описывается эмпирическим законом Мура (Moore's law), согласно которому плотность ПТ удваивается каждые 2 года [25].

Процесс миниатюризации, однако, не только затрагивает линейные размеры приборов, но и предъявляет ряд требований к архитектуре и материалам, используемым в современных транзисторах. В основе ПТ лежит структура металл-диэлектрик-полупроводник (МДП-структура; metal-insulatorsemiconductor, MIS). Наиболее значимым полупроводниковым материалом современной электроники является кремний (Si), который обладает рядом уникальных свойств и, прежде всего, возможностью выращивания на его поверхности естественного диоксида кремния (SiO_2) . Иными словами, практически значимой структурой является система металл-оксид-полупроводник (МОП-структура; metal-oxide-semiconductor, MOS), которая используется в интегральных схемах на комплементарной МОП (КМОП) логике. В современных ПТ в качестве подзатворного диэлектрика используются также оксинитрид или нитрид кремния (SiON и Si₃N₄, соответственно) и оксиды алюминия (Al_2O_3) , гафния (HfO₂) и циркония (ZnO₂). Последние являются материалами с высокой диэлектрической проницаемостью, так называемыми high-k диэлектриками. Появление этих материалов связано с другим важным атрибутом миниатюризации ПТ – обеспечением более надежного электростатического контроля канала со стороны затвора и подавлением короткоканальных эффектов [4; 26; 27]. Диэлектрики с высокой проницаемостью позволяют также

радикально снизить паразитный ток туннельной утечки, а значит – оптимизировать потребляемую мощность интегральных схем.

Появление и широкое распространение мобильных электронных устройств выдвинуло ряд новых требований к ПТ. Прежде всего, это значительное время поддержания батареи устройства в заряженном состоянии, т.е. оптимизированное энергопотребление интегральных схем. На уровне единичного транзистора этот критерий сводится к снижению тока выключенного состояния ПТ (OFF-state current). Эти требования оптимизации ПТ привели к созданию и внедрению приборов трехмерной архитектуры, т.е. транзисторов с каналом, выполненным в форме плавника (FinFET), а также нанопроволочных приборов (nanowire FET, NWFET) [26–30], см. Рис. 1.1. В настоящее время такие приборы уже не являются экзотическими. Так, в 2012 г. компания Intel анонсировала ПТ нового поколения (22 нм), который имеет канал в форме плавника (FinFET) архитектура). Этот прибор имеет улучшенные короткоканальные характеристики и практически идеальную подпороговую крутизну (sub-threshold slope) вольт-амперных характеристик (ВАХ), которая составляет 70 мВ/дек [2]. Указанные преимущества данной архитектуры обусловили коммерческий интерес к ней, и на данный момент ПТ с каналом в форме плавника используются в процессорах, выпускаемых компанией Intel.

Дальнейшая оптимизация полевого транзистора может быть связана с использованием полупроводниковых материалов с высокой подвижностью носителей [1;27;31]. Среди основных полупроводниковых материалов, германий (Ge) имеет наиболее высокую подвижность дырок, а также может быть выращен методом эпитаксии на кремниевой подложке, образуя таким образом напряженные слои Si_xGe_{1-x}. Это свойство делает материалы Ge и Si_xGe_{1-x} наиболее оптимальными для р-канальных транзисторов. Другой многообещающий подход для улучшения подвижности носителей в канале связан с использованием составных полупроводниковых материалов на основе элементов III и IV групп. В частности, полупроводники GaSb, InSb и InGaSb представляются оптимальными для р-канальных ПТ, а InGaAs характеризуется наиболее высокой подвижностью электронов [1; 26; 27]. Таким образом, сочетание новых полупроводниковых и диэлектрических материалов с новыми транзисторными топологиями представляется наиболее вероятным путем эволюции полевого транзистора.

Описанное выше развитие транзистора производится с целью оптимизировать токи включенного/выключенного состояния, улучшить быстродействие,



Рисунок 1.1 — Эволюция современного ПТ от приборов планарной геометрии с "традиционными" диэлектриками SiO₂/SiON к приборам трехмерной архитектуры с новыми high-k диэлектриками и/или новыми полупроводниковыми материалами с высокой подвижностью носителей. Красным текстом отмечены возникающие при эволюции осложняющие факторы.

подавить короткоканальные эффекты и туннельную утечку, а также снизить энергопотребление интегральных схем. Однако возможность и целесообразность внедрения и использования новых архитектур и/или материалов напрямую определяются надежностью данного варианта транзистора. Другими словами, надежность является неотъемлемым фактором, определяющим жизнеспособность данного технологического поколения и сравнимым по значимости с такими показателями, как, например, быстродействие. Несомненно, что выработка понимания и моделирование процессов деградации транзистора являются очень важными задачами, которые должны решаться параллельно с задачей оптимизации архитектуры прибора и свойств полупроводниковых и диэлектрических материалов. При этом оптимизация рабочих характеристик и анализ надежности прибора должны проводиться совместно, путем рассмотрения полной физической картины, в том числе механизмов, влияющих на данные аспекты. Именно поэтому ежегодно публикуемые прогнозы развития микроэлектронной промышленности ITRS (International Technology Roadmap for Semiconductors) называют проблему надежности полупроводниковых приборов одной из самых важных и трудных [25]. Более конкретно, речь идет об описании и моделировании таких паразитных явлений, как

- 1. Нестабильность, вызываемая комбинацией подачи напряжения на затвор и повышения температуры (ННТ; bias temperature instability, BTI) [32–34].
- 2. Случайный телеграфный шум (СТШ; random telegraph noise, RTN) [35–37].
- 3. Ток утечки, вызываемый стрессом (ТУВС; stress induced leakage current, SILC) [38–40].
- 4. Временно-зависимый пробой диэлектрика (ВЗПД; time-dependent dielectric breakdown, TDDB) [39;41–43].
- 5. Деградация, вызываемая горячими носителями (ДВГН; hot-carrier degradation, HCD) [10; 14; 44].

Несмотря на все многообразие деградационных явлений, недавно компанией Intel было показано, что в последнем поколении их транзисторов, выполненных в архитектуре канала-плавника, наиболее разрушительным эффектом является ДВГН, в то время как, например, ННТ сравнительно слаба и не рассматривается как проблема, угрожающая функционированию транзисторов [5; 6]. Аналогичные результаты были независимо опубликованы также и другими группами [7;8].

Современная микроэлектроника, однако, далеко не исчерпывается сверхбольшими интегральными схемами, основанными на КМОП-логике, с ультраминиатюрными транзисторами: другая важнейшая ниша – это сильноточные приборы, которые используются в аналоговых приложениях, потребительской и автомобильной электронике, микро- и радиочастотных усилителях и т.д. Среди широкого класса приборов, используемых в этой области, перспективными являются мощные горизонтальные МОП-транзисторы, изготавливаемые методом двойной диффузии (ГТДД; lateral double-diffused MOS, LDMOS), а также транзисторы с протяженным стоком (drain-extended MOS, DEMOS) [45; 46]. В этих приборах ДВГН также выступает важнейшим фактором, лимитирующим применение и надежность [46–49]. Суммируя, можно констатировать, что ДВГН является важнейшим деградационным эффектом, что и определило выбор темы настоящей работы. Далее в этой главе будут кратко приведены основные свойства перечисленных паразитных явлений, а также изложены подходы к их описанию и моделированию; в разделе 1.2 будет дано краткое определение ДВГН (детальное обсуждение ее проявлений см. в Главе 4), после чего, в части 1.3, будут приведены основные модели ДВГН и проанализированы их сильные и слабые стороны. На основе этого анализа будут сделаны выводы о необходимости создания точной физической модели ДВГН (этому посвящен раздел в 1.4).

1.1 Обзор различных деградационных явлений

1.1.1 Нестабильность, вызываемая комбинацией подачи напряжения на затвор и повышения температуры

Данный вид деградации реализуется, когда сток и исток транзистора совместно с подложкой заземляются, на затвор подается напряжение ($V_{\rm gs}$, напряжение затвор-исток), а прибор нагревается (Рис. 1.2). Этот тип стресса приводит к искажению транзисторных характеристик, прежде всего порогового напряжения $V_{\rm th}$. Сдвиг порогового напряжения $\Delta V_{\rm th}$ эволюционирует со временем t, поэтому основной количественной характеристикой (метрикой) ННТ является временная зависимость $\Delta V_{\rm th}(t)$. Ранее в транзисторах с традиционными диэлектриками SiO₂ и SiO₂/SiON наиболее сильная деградация соответствовала ННТ при отрицательном напряжении, подаваемом на затвор р-канального ПТ, см. Puc. 1.3 [32].

Позднее, в транзисторах на основе материалов с высокой диэлектрической проницаемостью (high-k диэлектрики), было обнаружено, что ННТ может быть значительной как в n-, так и в p-канальных ПТ при обеих полярностях напряжения на затворе [50–53]. Аналогичное поведение было констатировано также в случае мощных полупроводниковых приборов, изготовленных на основе карбида кремния (SiC): ННТ при обеих полярностях значительно искажает характеристики приборов на подложках как n-, так и p-типа [54–56].



Рисунок 1.2 — Схематическое изображение установки для испытаний надежности транзисторов в режиме ННТ. Во время стресса сток, исток и подложка прибора заземляются, а на затвор подается напряжение стресса. Эксперимент может проводиться также при повышенной температуре. Метрикой деградации является сдвиг порогового напряжения прибора, которое вычисляется на основе экспериментальной сток-затворной ($I_{\rm d} - V_{\rm gs}$) характеристики прибора.

Можно выделить два основных фактора, ответственных за такое поведение ННТ. Первый связан с изменением взаимного положения энергетических уровней дефектов, границ разрешенных зон полупроводниковых материалов (и/или соответствующих квазиуровней Ферми) при переходе от транзисторов на основе Si и классических диэлектриков SiO₂/SiON к приборам новой архитектуры с новыми материалами как канала, так и затвора [57–59]. Это изменение может быть вызвано свойствами ловушек в новых диэлектрических материалах, свойствами новых полупроводниковых материалов (ширина запрещенной зоны, разрывы зон проводимости и валентной зоны и т.д.), а также особенностями геометрии прибора, которые могут приводить к квантово-размерным эффектам, появлению механических напряжений в канале и т.д.

Другая причина, ответственная за ННТ в современных приборах, является следствием стремительной миниатюризации полевых транзисторов и внедрения новых топологий прибора. Если скейлинг размеров прибора происходит быстрее уменьшения его рабочего напряжения, то возникают сильные поля в диэлектрических слоях и возрастает роль таких паразитных эффектов, как ННТ и ток туннельной утечки. Использование новых архитектур ПТ (см. Рис. 1.1) с квантово-размерным каналом – например, в форме плавника или нанопроволоки – может приводить к заметному саморазогреву прибора [5;60]. В транзисторах данной архитектуры узкий канал (с размерами поперечного сечения в нанометровом диапазоне) "завернут" в слои подзатворного диэлектрика. Как следствие, отвод тепла из каналов приборов данной геометрии затруднен, и локальная температура может быть значительно выше температуры окружающей



Рисунок 1.3 — Типичный характер изменения порогового напряжения транзистора со временем $\Delta V_{\rm th}(t)$ в ходе ННТ (заимствовано из [32]). Данные приведены для n- и p-канальных ПТ с SiO₂, подвергнутых стрессу при обеих полярностях. Видно, что наиболее сильная деградация соответствует отрицательному напряжению $V_{\rm gs}$, приложенному к p-канальному ПТ.

среды. Саморазогрев ПТ приводит к изменению поведения деградационных механизмов, в частности, к усилению ННТ и ДВГН.

В ранних парадигмах понимания и описания ННТ полагалось, что данный феномен имеет две составляющие, т.е. постоянную (permanent component) и восстанавливаемую (recoverable component) компоненты [61–64]. В ранних работах, посвященных ННТ, постоянная компонента ассоциировалась с разрывом связей кремний-водород (Si-H) на границе раздела Si/SiO₂, высвобождением подвижных атомов водорода (и/или его радикалов-специй) и генерацией интерфейсных состояний, характеризующихся концентрацией $N_{\rm it}$ [64]. Данный процесс приводит к наличию оборванных связей Si-, которые электрически активны, т.е. могут захватывать носители заряда, что приводит к искажению характеристик прибора. Соответствующие дефекты называются $P_{\rm b}$ -центрами, и они детектируются в экспериментах по парамагнитному резонансу [62; 65–68]. Восстанавливаемая компонента обычно связывалась с захватом носителей заряда на ловушки, распределенные по диэлектрической пленке [62; 64; 68]. Соответствующие дефекты называются E'-центрами, а их концентрация обозначается как $N_{\rm ot}$.

В настоящее время можно выделить два основных класса моделей для описания ННТ. Первый класс основан на так называемой концепции реакции-диф-



Рисунок 1.4 — Сравнение результатов моделирования восстанавливаемой компоненты, использующего РД-модель, с экспериментальными данными. Результаты заимствованы из [69].

фузии (РД; reaction-diffusion, RD) [61;63;70;71]. В рамках данного подхода процесс генерации интерфейсных состояний описывается самосогласованным решением кинетического уравнения разрыва связей и уравнения диффузии, описывающего движение высвободившегося водорода. РД-концепция подразумевает, что именно диффузия водорода ответственна за динамику генерации ловушек на интерфейсе. Первым достижением модели, которое относится к 1970-м годам, было успешное воспроизведение экспериментально обнаруженных степенных зависимостей сдвига порогового напряжения со временем, $\Delta V_{\rm th}(t) \sim t^n$ (здесь параметр *n* определяет наклон характеристики в log-масштабе). Ввиду значительного разброса наклона деградационных характеристик РД-модель претерпела ряд видоизменений. В частности, более поздние версии модели учитывают диффузию различных специй водорода (H⁰, H⁺, H⁻ и H₂), а также дисперсионную природу процесса диффузии [72;73].

Модели этого класса рассматривают деградацию/восстановление характеристик ПТ как процесс контролируемый диффузией. И, хотя РД-модели удовлетворительно воспроизводят деградационное изменение характеристик транзистора, связанное с ННТ, при попытке описать и воспроизвести восстанавливаемую компоненту деградации были выявлены их недостатки [74; 75]. На качественном уровне данные модели предсказывают, что практически полное восстановление характеристик прибора после снятия стресса происходит за время, сравнимое с длительностью приложенного стресса (Рис. 1.4). Более того,



Рисунок 1.5 — Схематические изображения временных зависимостей изменения условной характеристики прибора в ходе стресса, а также во время фазы релаксации. В приборах большой площади эти изменения отражают суммарный эффект тысяч дефектов. В случае приборов малой площади ди видны скачкообразные изменения характеристик ПТ, соответствующие вкладу индивидуальных дефектов.

согласно данным моделям, релаксация характеристик прибора начинается с некоторой задержкой после снятия стресса. На практике, однако, данное восстановление начинается непосредственно после снятия стресса, притом данный процесс может охватывать много декад во времени [69; 74; 75].

В последние несколько лет исследования ННТ проводились с использованием структур малой площади, которые содержат всего несколько ловушек (или их прекурсоров). В приборах большой площади изменение характеристик ПТ во время деградации и/или релаксации представляет собой интегральный эффект, который суммирует вклад многих ловушек, см. Рис. 1.5. Напротив, в структурах малой площади, деградация происходит скачкообразно, т.е. отчетливо видны дискретные вклады единичных дефектов [76–79], которые связаны с изменением зарядового состояния этих дефектов. Такое поведение позволяет проводить статистический анализ свойств единичных дефектов, а также их вклада в деградацию/восстановление транзисторных характеристик. Одним из важнейших результатов анализа стало представление о том, что характерные времена активации/деактивации дефектов имеют очень широкое распределение, т.е. лежат в диапазоне 10^{-8} – 10^7 с (дефекты с более короткими и длинными временами сложно детектируемы) [80; 81]. Поскольку данные времена характеризуют процессы разрыва/пассивации связей Si-H (в моделях, связывающих) ННТ с генерацией интерфейсных состояний) и захвата/высвобождения заряда с участием существующих ловушек, расположенных в диэлектрическом слое (в соответствующих моделях), темпы этих процессов также характеризуются весьма широким статистическим разбросом. Иными словами, деградация/восстановление характеристик во время ННТ – это эффект, движимый и лимитируемый реакцией генерации/аннигиляции дефектов, а не диффузией.

24



Рисунок 1.6 — Схематическое изображение шести конфигураций Е'-центра. Электрически активные состояния 1, 1', 2, 2' (и переходы между ними) соответствуют генерации заряженного дефекта, а также его пассивации. Состояние 0ⁿ является электрически неактивным, т.е. дефект не детектируется экспериментально. Иными словами, дефект может быть деактивирован и реактивирован с теми же самыми свойствами, а состояния 0⁺, 0ⁿ являются волатильными. Рисунок заимствован из [86] с согласия авторов.

Среди моделей данного класса заслуживающим внимания представляется подход, разработанный группой Грассера (Grasser) [82–86]. Модель Грассера рассматривает дефекты в слое диэлектрика как причину целого ряда деградационных эффектов, включая ННТ. Эти дефекты могут быть как волатильными (т.е. могут быть деактивированы и реактивированы с точно такими же свойствами), так и трансформируемыми (изменяющими свои свойства и поведение); они имеют широкий разброс характеристических времен активации/пассивации. Механизмы захвата и высвобождения носителей заряда с участием этих ловушек обусловливаются **б**езызлучательными **м**ногофононными **п**роцессами (БМП; nonradiative multi-phonon processes, NMP) [83], что дало название "БМПмодель".

Значения параметров, которые использует БМП-модель, подобраны на основе вычислений из первых принципов с использованием теории функционала плотности [86; 87]. Эти вычисления позволили также проанализировать различные микроскопические конфигурации дефектов и выбрать те из них, чьи свойства наиболее коррелируют с параметрами, используемыми в БМПмодели. Согласно расчетам, релевантными дефектами являются гидроксильные E'-центры, а также водородные мостики (hydrogen bridge). Данные центры характеризуются шестью состояниями, которые схематически изображены на Рис. 1.6. Дефект является электрически активным, когда он находится в одном из четырех состояний: 1, 1', 2, 2' (левая часть Рис. 1.6, оранжевый фон). Нейтральная конфигурация 1 соответствует прекурсору дефекта и может захватить носитель заряда (дырку). Этот процесс соответствует переходу в метастабильное состояние 2' и сопровождается структурной релаксацией кристаллической решетки, окружающей дефект; далее следует переход $2' \longrightarrow 2$ (состояние 2 стабильное). Пара переходов 1 \longrightarrow 2' \longrightarrow 2 приводит к созданию заряженного дефекта, который ответственен за искажение характеристик прибора. Наоборот, фонон-зависимая эмиссия носителя заряда соответствует переходу в метастабильное состояние 1', а последующая структурная релаксация возвращает центр в исходное состояние 1. Данная пара переходов $(2 \longrightarrow 1' \longrightarrow 1)$ соответствует пассивации заряженного дефекта и восстановлению характеристик прибора. Будучи в метастабильном состоянии, дефект также может преодолеть соответствующий барьер и перейти в электрически неактивное состояние 0ⁿ (см. Рис. 1.6) Из метастабильной конфигурации 2' дефект также может перейти в электрически неактивное состояние 0⁺ или 0ⁿ. Хотя зарядовые состояния конфигураций 0⁺, 0ⁿ отличаются, переходы между ними имеют очень низкую вероятность, поэтому в одном из этих состояний Е'-центр не вносит вклада в процессы деградации/релаксации характеристик прибора. Обратный переход $0^+/0^{\rm n} \longrightarrow 2'$ также характеризуется низкой вероятностью. Именно этим обстоятельством объясняется тот факт, что некоторые дефекты "пропадают" из эксперимента и не дают вклада в течение очень длинного промежутка времени. Однако, если данный переход все же произошел (например, под воздействием высоких температур), дефект снова переходит в электрически активную конфигурацию (состояния 1, 1', 2, 2').

БМП-модель хорошо описывает ННТ как в транзисторах большой площади, так и в приборах, содержащих всего десятки и даже единицы дефектов. Основным преимуществом модели (по сравнению с подходами, использующими концепцию реакции-диффузии) является корректное описание динамики восстановления характеристик прибора после окончания стресса. В частности, БМП-модель может объяснить значительную асимметрию в темпах деградации и восстановления характеристик. Эта особенность связана со значительным неравенством энергетических барьеров для переходов $1 \rightarrow 2'$ (активация заряженного дефекта) и $2 \rightarrow 1'$ (деактивация дефекта). Данная модель для ННТ работает как для приборов на основе кремния с диэлектрическими слоями из SiO₂, SiON [85] и high-k материалов [59], так и для ПТ, изготовленных на основе новых полупроводниковых материалов, включая двумерные полупроводниковые материалы [88] и полупроводниковые материалы для мощной электроники, такие как, например, нитрид галлия (GaN) [89] и карбид кремния [90]. БМП-модель была также успешно применена для описания родственных деградационных явлений, например, случайного телеграфного шума (см. Раздел 1.1.2).

Недавние исследования ННТ, проводимые группой Грассера, были сфокусированы на изучении и выявлении природы постоянной компоненты ННТ. На настоящий момент в рамках данной модели постоянная компонента рассматривается как следствие высвобождения водорода вблизи затвора транзистора с его последующим транспортом (имеющим прыжковый характер) и захватом на ловушечные состояния вблизи приканальной области подзатворного диэлектрика [85;91].

1.1.2 Случайный телеграфный шум

Паразитный эффект, называемый "случайный телеграфный шум" (СТШ), в его простейшей форме, связан со скачкообразными изменениями тока стока I_d (или порогового напряжения $V_{\rm th}$) транзистора между двумя или более дискретными состояниями [37;92–94], см. Рис. 1.7. Как констатировалось выше, современные наноразмерные транзисторы содержат лишь несколько дефектов, каждый из которых потенциально способен спровоцировать скачки тока, которые, в самом неблагоприятном случае, могут составлять ~100% от номинального



Рисунок 1.7 — Схематическое изображение флуктуаций тока стока транзистора, называемых "случайным телеграфным шумом". Подобные флуктуации связаны с зарядкой/перезарядкой ловушек в толще диэлектрика. Данный рисунок показывает четыре дискретных уровня тока, которые соответствуют двум ловушкам в транзисторе, каждая из которых характеризуется двумя зарядовыми состояниями. Изменение состояния каждой ловушки приводит к пертурбации электростатики ПТ и, как следствие, скачку тока.

значения, делая подобный прибор абсолютно непригодным для использования в логических КМОП схемах [37].

Данное явление известно уже более 50 лет [95], однако в ранних публикациях оно часто отождествлялось с феноменом родственной природы, а именно с шумом, вызванным генерацией-рекомбинацией носителей в канале ПТ. Более того, одна из первых удачных концепций описания СТШ была разработана как раз для моделирования шума генерации-рекомбинации Яу (L.D. Yau) и соавторами [95]. В рамках данной модели флуктуации тока стока I_d полевого транзистора были связаны с захватом носителя заряда (дырки) на ловушку с последующей модуляцией концентрации инверсных носителей в канале. Как заключают авторы, данная модуляция приводила к изменению темпов генерации и рекомбинации носителей, а значит, к изменению тока I_d . Основным выводом, сделанным в рамках модели [95], была идея, что именно изменение зарядового состояния ловушки ответственно за переключение тока между дискретными состояниями.

Случайный телеграфный шум характеризуется амплитудой скачка тока при захвате/эмиссии носителя заряда на ловушку/с ловушки, а также временами захвата/эмиссии (τ_c , τ_e – capture and emission times) [96; 97], см. Рис. 1.7. Важно отметить, что времена τ_c , τ_e сильно (экспоненциально) зависят от геометрического и энергетического положения ловушек и, как следствие, могут



Рисунок 1.8 — Левая панель: две типичных эпюры изменения порогового напряжения $\Delta V_{\rm th}(t)$ в ходе измерений релаксации характеристик транзистора, содержащего всего 4 дефекта. Процессы перезарядки индивидуальных ловушек видны в скачкообразных изменениях $V_{\rm th}(t)$ с высотой $d_{\rm RTN}$. Правая панель: спектральная карта $d_{\rm RTN}$, $\tau_{\rm e}$, построенная на основе зависимостей $\Delta V_{\rm th}(t)$. Видно, что каждый дефект формирует специфический кластер значений $d_{\rm RTN}$, $\tau_{\rm e}$, который служит уникальным "отпечатком" этого дефекта. Рисунок заимствован из [80] с разрешения авторов.

иметь (и, как правило, имеют) очень широкое распределение, охватывающее несколько порядков. Поэтому в наноразмерных транзисторах СТШ, как и ННТ, описывается в рамках распределения времен τ_c , τ_e , а также величин скачков тока $d_{\rm RTN}$ при зарядке/перезарядке ловушек. Данный подход предоставляет нам очень мощный инструмент для изучения/анализа свойств дефектов – временно-зависимую спектроскопию дефектов (time-dependent defect spectroscopy – TDDS) [78;80;98]. Суть метода заключается в том, что из анализа эпюр изменения тока $\Delta I_d(t)$ (или порогового напряжения $\Delta V_{\rm th}(t)$), записанных во время релаксации характеристик ПТ, экстрагируются пары значений { $d_{\rm RTN}$, τ_e }, которые затем наносятся на специальную спектральную карту (capture and emission time map), см. Рис. 1.8. Пары значений $d_{\rm RTN}$, τ_e , типичные для определенного дефекта, формируют на спектральной карте специфический кластер, который является уникальной характеристикой данного дефекта. Каждый такой кластер характеризуется экспоненциальным распределением времени эмиссии τ_e и позволяет, таким образом, извлечь его среднее значение.

Отметим также, что временно-зависимая спектроскопия дефектов позволяет изучать свойства ловушек, дающих вклад как в случайный телеграфный шум, так и в нестабильность, вызываемую комбинацией подачи напряжения на затвор и повышения температуры. Именно с помощью этой методики бы-

29

ло установлено, что СТШ и ННТ являются разными проявлениями поведения одних и тех же ловушек, переходы между состояниями которых соответствуют безызлучательным многофононным процессам и адекватно описываются в рамках соответствующей БМП-модели [40;86;99]. Более точно, скачки тока, регистрируемые при СТШ, соответствуют переходам между состояниями 1 и 2' на диаграмме рисунка Рис. 1.6.

1.1.3 Ток утечки, вызываемый стрессом

В середине 90-х – начале 2000-х годов очень популярными экспериментами по диагностике качества и надежности транзистора (или МОП-диода) были исследования пробоя подзатворного диэлектрика [100–105]. Для этих измерений использовались либо диодные структуры, либо транзисторы в конфигурации с двумя выводами, когда сток и исток прибора закорочены на подложку. Иными словами, конфигурация экспериментальной схемы была идентична используемой для измерений ННТ (см. Рис. 1.2), за тем исключением, что подложка прибора не нагревалась, то есть испытания стойкости прибора проводились при комнатной температуре. Исследования пробоя подзатворного диэлектрика выполнялись в режиме стресса при постоянном напряжении (constant voltage stress – CVS), т.е. на затвор прибора подавалось постоянное напряжение и записывалась зависимость тока затвора от времени. Существенным отличием между деградацией в режиме ННТ и испытаниями пробоя диэлектрика является более низкое значение электрического поля в подзатворной пленке при ННТ: в первом случае типичные значения лежат в диапазоне 5-7 МВ/см, в то время как во втором режиме они варьируются в пределах 7-10 МВ/см.

Типичная эволюция вольт-амперных $j_{\rm g} - V_{\rm gs}$ (где $j_{\rm g}$ - плотность тока затвора) характеристик транзистора в диодной конфигурации представлена на Рис. 1.9 [102]. Видно, что при коротких временах стресса происходит увеличение туннельного тока затвора в диапазоне средних напряжений на затворе. Данный процесс связан со встраиванием ловушек в диэлектрическую пленку. Эти ловушки создают дополнительные энергетические состояния в запрещенной зоне диэлектрика для туннельного переноса носителей через пленку изо-



Рисунок 1.9 — Различные стадии изменений тока затвора в процессе деградации диэлектрика при приложении высокого затворного напряжения (данные заимствованы из [102]). Исследуемым образцом может быть как диодная структура, так и ПТ, сток/исток которого закорочены, а напряжение стресса подается на затвор. При коротких временах деградации происходит постепенное увеличение тока, что связано с туннелированием через встраиваемые в ходе стресса ловушки; этот эффект называется "током утечки, вызываемым стрессом" (SILC). При более продолжительном воздействии на прибор, ток может изменяться на несколько порядков. Если при этом прибор не теряет свою функциональность, то данный режим называется "мягким пробоем" (soft breakdown). При утрате образцом функциональности говорят о "жестком пробое" (hard breakdown).

лятора. Таким образом, данный процесс называется "туннелированием через ловушки" (trap-assisted tunneling) [106–109].

Как можно видеть из Рис. 1.9, данный режим деградации проявляется на ВАХ только в области средних напряжений. Это объясняется тем, что при высоких $V_{\rm gs}$ ток, связанный с прямым туннелированием или с туннелированием по механизму Фаулера-Нордгейма (ФН, Fowler-Nordheim) [110], значительно превышает туннельную компоненту, связанную с ловушками [111]. Если рассматривать данное изменение тока не на микроскопическом уровне, а на уровне полупроводникового прибора, то этот процесс называется также "током утечки, вызываемым стрессом". Некоторые исследователи называли эту фазу деградации диэлектрика также "шумящим пробоем" (noisy breakdown) [112;113] и/или "прогрессирующим пробоем" (progressive breakdown) [104;114;115].

При увеличении продолжительности стресса ВАХ прибора могут изменяться значительным образом, что проявляется, например, в увеличении тока не несколько порядков (см. Рис. 1.9). Если при этом прибор сохраняет свою функциональность, то такой режим называется "мягким" или "параметрическим" пробоем (soft breakdown) [100;102–105;114]. Наконец, при приложении к образцу длительного стрессового воздействия его ВАХ искажается, а сам прибор теряет свою функциональность, что называется "жестким пробоем" (hard breakdown) [100; 102–105; 114]. Важно подчеркнуть, что, согласно нынешнему пониманию физической картины повреждения диэлектрика, все эти фазы являются различными проявлениями одного и того же механизма, а именно – встраивания ловушек в ходе стресса [115–117]. Поэтому в нынешней терминологии не происходит разграничения пробоя диэлектрика на вышеозначенные стадии, а вся их совокупность называется "временно-зависимым пробоем диэлектрика", который будет обсуждаться в Разделе 1.1.4.

Что касается ТУВС, как уже упоминалось, данная утечка носителей происходит благодаря туннелированию через ловушечные состояния. Изначально предполагалось, что туннелирование данного типа является упругим, т.е. протекает с сохранением энергии и поперечного импульса частицы [106;118]. Однако более детальные экспериментальные [119; 120] и теоретические [40; 121–123] исследования ТУВС выявили неточность данной концепции. Так, в ходе экспериментов с использованием метода разделения носителей (carrier separation technique), авторы [119] показали, что электроны при туннелировании через ловушки частично теряют энергию. В других экспериментальных исследованиях ТУВС [120] было обнаружено, что зависимость вероятности туннелирования согласно этому механизму от поля в диэлектрике значительно отличается от той, которая типична для упругих процессов, таких как прямое туннелирование и туннелирование Фаулера-Нордгейма. Наконец, различными группами [124–126] было показано, что ТУВС очень чувствителен к температуре, в то время как зависимость туннельного тока от температуры в режимах прямого и ФН-туннелирования достаточно слаба.

Современное понимание природы ТУВС основано на идее, что туннелирование через ловушечные состояния является неупругим и связано с безызлучательными многофононными процессами [40; 123]. Как следствие, ТУВС был описан в рамках БМП-модели, изначально разработанной для описания ННТ и затем расширенной для моделирования СТШ. Состоятельность данной БМП-концепции в контексте моделирования различных деградационных эффектов представляется естественным следствием того факта, что ННТ, ТУВС и СТШ имеют ряд общих свойств. Например, ННТ и ТУВС обладают идентич-



semiconductor

Рисунок 1.10 — Схематическое изображение мягкого пробоя диэлектрика в рамках перколяционной модели [102;128]. Генерация ловушек в диэлектрической пленке под воздействием стресса приводит к формированию кластеров ловушек. Если подобный кластер соединяет кремниевую подложку с металлическим/поликремниевым электродом затвора, тем самым "прокалывая" пленку диэлектрика, данная ситуация соответствует формированию перколяционного канала с омическим сопротивлением, искажению ВАХ прибора и мягкому пробою.

ными температурными зависимостями, которые определяются многофононными процессами, ответственными за зарядку и перезарядку ловушек [86;97;127]. Далее, как недавно было показано в [123], в наноразмерных транзисторах СТШ тока стока и ТУВС являются коррелированными процессами и связаны с захватом/эмиссией носителей заряда с участием ловушек в диэлектрике, которые имеют случайные позиции в пространстве (в направлениях вдоль и перпендикулярно границе раздела диэлектрик/полупроводник) и по энергии.

1.1.4 Временно-зависимый пробой диэлектрика

Поскольку, как обсуждалось выше, ток утечки, вызываемый стрессом, мягкий пробой и жесткий пробой являются следствием встраивания ловушек в пленку изолятора, большинство моделей, описывающих диэлектрический пробой, основано на анализе поведения соответствующих ловушек. Эти модели, однако, могут значительно отличаться описанием как механизмов встраивания и зарядки/перезарядки ловушек, так и микроскопической природы ловушек.

Наиболее популярной среди моделей пробоя является **перколяционная модель**, рассматривающая пробой диэлектрика как формирование перколяционного пути, см. Рис. 1.10, через пленку диэлектрика от металлического/поликремниевого электрода к полупроводниковой подложке [102; 128]. Формирование такого канала происходит благодаря образованию кластеров ловушек, локализованных в определенных секциях диэлектрика. Подобные кластеры могут разрастаться, сливаться и поглощать более мелкие кластеры. Слияние двух кластеров сопровождается скачкообразным изменением тока (в режиме стресса при постоянном напряжении). Крупный кластер, "прокалывающий" слой диэлектрика насквозь, и есть перколяционный канал. В рамках обсуждаемой модели мягкий пробой рассматривается как режим, соответствующий концентрации ловушек, достаточной для формирования ловушечной зоны проводимости в запрещенной зоне диэлектрика. В грубом приближении проводимость этого перколяционного канала рассматривается как омическая, что позволяет объяснить линейную зависимость тока от напряжения, наблюдаемую в МДП-диодах (и ПТ в диодной конфигурации) со значительно поврежденной диэлектрической пленкой [111;129–131].

Кластер, представляющий собой шунтирующий канал, может и дальше разрастаться, постепенно все серьезнее искажая характеристики прибора. Для описания этого процесса в литературе использовался термин "прогрессирующий пробой". Если данный канал контролирует только локальное поведение, то деградация соответствующих вольт-амперных характеристик параметрическая, а сам прибор не теряет своей функциональности. Разрастание и слияние кластеров, однако, может приводить к формированию поврежденной области, сравнимой с размерами всего прибора, который может утратить функциональность, что соответствует жесткому пробою.

Формирование подобного перколяционного канала является стохастическим процессом, поэтому количественные модели, ориентированные на описание трансформации характеристик прибора в ходе пробоя, носят статистический характер (см. обзор [132]). Среди этих моделей наиболее простая концепция [101; 132; 133] основана на идее, что формирование проводящего канала происходит, когда концентрация сгенерированных ловушек достигает определенного порогового значения. В этом контексте измеряемой макроскопической характеристикой, которая используется в качестве индикатора "стойкости"диэлектрика, является кумулятивный заряд, прошедший через слой диэлектрика до момента появления мягкого пробоя $Q_{\rm BD}$ (charge-to-breakdown). Очевидно, что $Q_{\rm BD}$ является статистически распределенной величиной, и исследования параметров ее распределения позволяют изучить распределение рабочего ресурса транзисторов/диодов и оценить время эксплуатации соответствующих интегральных схем. Основной проблемой моделей этого класса являются, однако, сильно завышенные значения $Q_{\rm BD}$ и, как следствие, слишком оптимистичные прогнозы относительно времени жизни прибора в случае диэлектрических слоев с толщиной менее 8 нм [134; 135].

Более точные (и требующие значительных вычислительных ресурсов) подходы к описанию ВЗПД основаны на моделировании процесса формирования перколяционного канала [101;128;136]. Первая из подобных моделей была предложена Деграаве и соавторами [101; 128] и схематически воспроизведена на Рис. 1.10. Данная модель случайным образом генерирует позиции сфер (которые имитируют встраиваемые ловушки) в трехмерной матрице, соответствующей слою диоксида кремния (SiO₂). Если, в конечном итоге, сферы создают кластер, который соединяет два противоположных электрода, образуя проводящий канал, эта ситуация соответствует пробою. Среди прочего, в рамках данной модели было показано, что вероятность образования данного канала выше в более тонких диэлектрических пленках. Более того, распределения времени пробоя также становятся шире по мере утоньшения слоя SiO₂. Эти результаты находятся в полном соответствии с экспериментальными данными. Данная модель была далее расширена другими группами (см. [132]) с целью воспроизведения экспериментальной зависимости критической плотности дефектов от толщины SiO₂. Кроме того, известно, что дефекты генерируются в первую очередь около кремниевой подложки и/или в непосредственной близости от затвора, поэтому в более поздних версиях перколяционной модели были включены случаи однородной и неоднородной (градиентная перколяция) концентрации ловушек [128]. Другие изменения/дополнения в этой модели были связаны с варьированием характерных размеров вышеуказанных сфер и их перекрытия, а также использованием другой параметризации ловушек.

Основная проблема, связанная с перколяционной моделью, заключается в том, что она не рассматривает микроскопическую структуру встраиваемых ловушек и кинетику их образования. Важным следствием этого недостатка модели на уровне физики приборов является невозможность связать время пробоя (и параметры его распределения) с условиями стресса, такими, например, как напряжение на затворе $V_{\rm gs}$, температура T и т.д. Попытки преодолеть указанные ограничения были предприняты в рамках так называемых $1/F_{\rm ox}$ и $F_{\rm ox}$ -моделей [137] (здесь под $F_{\rm ox}$ подразумевается напряженность электрического поля в диэлектрике).



Рисунок 1.11 — Схематическое представление физической картины, лежащей в основе $1/F_{ox}$ -модели диэлектрического пробоя [134;138]. В рамках модели полагается, что инжекция дырок в/через слой SiO₂ ответственна за его пробой. В изначальном варианте этой модели (левая панель) дырки генерируются ударной ионизацией в разрешенной зоне SiO₂, в то время как в более поздних, уточненных вариантах (правая панель) ударная ионизация генерирует дырки в Si.

Физическим механизмом, лежащим в основе $1/F_{ox}$ -модели [137–140], является инжекция дырок из анода, индуцированная первичными электронами, туннелирующими через слой диэлектрика; поэтому часто в литературе модель $1/F_{ox}$ называется также "моделью инжекции дырок из анода" (anode hole injection model; AHI model), см. Рис. 1.11. В основе этой модели лежит идея, что генерация ловушек вызывается инжекцией дырок. Однако в различных вариациях этой модели предлагаются различные механизмы появления дырок, а также различные соотношения дырочного потока и темпов встраивания ловушек.

Изначальная версия $1/F_{ox}$ -модели [138], которая была разработана университетом Беркли (Berkeley; B-AHI), утверждает, что пробой диэлектрика обусловлен положительной обратной связью между генерацией дырок и их захватом (Рис. 1.11, левая панель). В то время изготавливались, в основном, достаточно толстые, по современным понятиям, пленки SiO₂ (с толщиной более 12 нм), поэтому и стресс проводился при относительно высоких напряжениях $V_{\rm gs} \ge$ 12 В. При таких напряжениях электроны, инжектируемые в зону проводимости SiO₂ по механизму Фаулера-Нордгейма, инициировали ударную ионизацию в SiO₂, которая генерировала электронно-дырочные пары. Дырки ускорялись полем в направлении катода, где часть их оказывалась захваченной ловушками, что, в свою очередь, приводило к появлению дополнительного электрического поля, встраиваемого в диэлектрик, и увеличению темпа туннельной инжекции электронов в SiO₂. В этом случае дырочная компонента ($J_{\rm h}$) плотности тока
$$J_{\rm h} = \alpha_{\rm II} J_{\rm e}, \tag{1.1}$$

где *J*_e – электронная компонента туннельного тока, а $\alpha_{\rm II}$ – коэффициент ударной ионизации, который приближенно может быть вычислен как:

$$\alpha_{\rm II} = \alpha_{\rm II,0} \exp(-H_{\rm II}/F_{\rm ox}) \tag{1.2}$$

с параметрами $H_{\rm II} = 78 \,\mathrm{MB/cm}$ и $\alpha_{\rm II,0} = 3.3 \times 10^6$, а $F_{\rm ox}$ – напряженность электрического поля в SiO₂. Соответственно, время жизни прибора в режиме пробоя диэлектрика ($\tau_{\rm BD}$) определяется как:

$$\tau_{\rm BD} \sim 1/J_{\rm h} \sim \exp(H_{\rm II}/F_{\rm ox}),\tag{1.3}$$

что и объясняет смысл названия "1/Fox-модель".

В более тонких пленках SiO₂, однако, напряжения стресса значительно ниже, и, хотя электроны по-прежнему дрейфуют в зоне проводимости SiO₂, они не могут разогнаться до энергий, достаточных для ударной ионизации в окисле. Вместо этого, в расширенной версии данной модели было предположено [134], что дырки могут генерироваться в области анода. Авторами [134] предлагалось два процесса, которые могут быть ответственными за генерацию дырок: (*i*) прямая ударная ионизация в кремнии, вызванная электронами с высокими энергиями, инжектированными в Si по механизму Фаулера-Нордгейма (см. Рис. 1.11, правая панель; предполагается, что формула (1.2) актуальна и в этом случае), и (*ii*) возбуждение поверхностных плазмонов, последующее затухание которых приводит к генерации электронно-дырочных пар. В дальнейшем было показано, что последний процесс характеризуется высокой пороговой энергией и, следовательно, им можно пренебречь при $V_{gs} < 7.5$ В. Туннельная вероятность прохождения барьера дырками Θ_h по механизму Фаулера-Нордгейма определяется как

$$\Theta_{\rm h} = \exp\left(-B_{\rm h} \frac{\Phi_{\rm h}^{3/2}}{F_{\rm ox}}\right),\tag{1.4}$$

при этом $\Phi_{\rm h}$ – это высота барьера, которую "видят" туннелирующие дырки (см. Рис. 1.11, правая панель), а коэффициент $B_{\rm h} = 8\pi \sqrt{2m_{\rm h}}/3h|e|$, где $m_{\rm h}$ – эффективная туннельная масса дырок в SiO₂, h – постоянная Планка, а |e| – модуль заряда электрона. Согласно [134], соотношение между электронной и дырочной компонентами туннельной утечки записывается как

$$J_{\rm h}/J_{\rm e} = \alpha_{\rm II}\Theta_{\rm h},\tag{1.5}$$

где произведение $\alpha_{II}\Theta_h$ определяет вероятность, что дырка была сгенерирована ударной ионизацией, а потом смогла протуннелировать через соответствующий барьер. Далее, комбинируя формулы (1.2) и (1.5), мы получаем выражение для времени пробоя, которое имеет ту же структуру, что и формула (1.3):

$$\tau_{\rm BD} \sim 1/J_{\rm h} \sim \exp\left[\left(H_{\rm II} + \Phi_{\rm h}^{3/2} B_{\rm h}\right)/F_{\rm ox}\right],\tag{1.6}$$

Наиболее совершенным развитием 1/Fox-модели является гибридный вариант (предложенный исследователями из Lucent Technology (L-AHI) [137;141; 142]), в котором применяется концепция дырочной инжекции вблизи анода в рамках парадигмы перколяционного канала. Данный подход объединяет три важных аспекта, существенных для моделирования диэлектрического пробоя: (*i*) транспорт (включая туннелирование) обоих типов носителей заряда, (*ii*) генерация и инжекция дырок, а также *(iii)* образование проводящего перколяционного кластера ловушек. Такая модель оказалась достаточно успешной и смогла воспроизвести ряд экспериментальных тенденций, типичных для ВЗПД. Например, серьезным прорывом в понимании ВЗПД стало объяснение значительной асимметрии деградации, наблюдаемой при стрессах противоположной полярности (режимы инжекции из затвора и из Si подложки). Другим важным моментом, связанным с этой моделью, является достижение с ее помощью понимания, почему при низких напряжениях $V_{\rm gs}$ зависимость $\tau_{\rm BD} \sim \exp(1/F_{\rm ox})$ трансформируется в $\tau_{\rm BD} \sim \exp(F_{\rm ox})$, типичную для так называемой $F_{\rm ox}$ -модели (которая обсуждается ниже).

Однако L-АНІ модель обладает рядом недостатков. Исследователи из IBM в серии публикаций показали несостоятельность данной модели [140; 143; 144]. Среди прочего они заключили, что для того, чтобы произвести хоть какое-то заметное разрушение диэлектрика, дырочная компонента тока должна быть как минимум сопоставима с электронной. Как следствие, $1/F_{\rm ox}$ -модели не способны объяснить деградацию диэлектрика в п-канальных транзисторах, в которых дырочная компонента тока на несколько порядков меньше электронной компоненты. Более того, значение $Q_{\rm BD}$, предсказываемое в рамках $1/F_{\rm ox}$ -модели, варьируется от ~ 0.1Kл/m^2 для толстых слоев SiO₂ до единиц Kл/м² в случае ультра-тонких диэлектриков, в то время как экспериментальные значения могут достигать ~ 10^6 Kл/m^2 , притом в режимах, когда дырочный туннельный ток является доминирующим, что соответствует режиму, в котором модель, казалось бы, работает лучше всего.

Другая популярная концепция описания электрического пробоя диэлектрика связана с *F*_{ох}-моделью, которая также называется "электрохимической моделью" (electrochemical model), и была предложена МакФёрсоном и Бэгли (McPherson, Baglee) [145–147]. Электрохимическая модель утверждает, что ловушки в слое SiO₂ генерируются путем разрыва связей кремний-кислород (Si-O), который приводит к образованию мостика кремний-кремний. Данный процесс схематически изображен на Рис. 1.12. Изначально ион кремния находится в центре SiO₄-тетраэдра, что отвечает равновесному состоянию связи Si-O (с длиной $r_{\rm Si-O} = r_0 = 1.7$ Å, соответствующей глобальному энергетическому минимуму). Реакция разрыва связи проходит в направлении оси симметрии тетраэдра SiO₄, т.е. в направлении, перпендикулярном плоскости O₃. Таким образом, профиль потенциальной энергии, соответствующий данной реакции, определяется симметрией одиночного тетраэдра SiO₄. Поскольку вклады трех ионов кислорода, лежащих в плоскости O₃, идентичны, позиция иона Si в этой плоскости соответствует максимуму потенциальной энергии (см. Рис. 1.12). Вторичный минимум с координационным числом 3, в силу симметрии данной системы, находится при $r_{\rm Si-O} = (5/3)r_0 = 2.83$ Å. Для моделирования межатомного взаимодействия используется потенциал парного взаимодействия Ми-Грюнайзена (Mie-Grüneisen), который был предложен для моделирования парных взаимодействий и применялся в расчетах с помощью молекулярной динамики. Согласно данной модели, высота барьера, разделяющего эти два состояния, составляет ~ 2.4 эВ, что является основным параметром, определяющим темп генерации дефектов.

Сильной стороной $F_{\rm ox}$ -модели является то, что она способна воспроизвести зависимость времени пробоя слоя SiO₂ от напряженности приложенного поля (правда, в ограниченном диапазоне условий стресса). Действительно, темп реакции разрыва связи моделируется как

$$R_{\rm a,Si-O} = \nu_0 \exp(-E_{\rm a,Si-O}/k_{\rm B}T), \qquad (1.7)$$

где $E_{a,Si-O}$ – энергия связи (в данной модели в случае отсутствия электрического поля в диэлектрике используется значение ~2.4 эВ), $k_{\rm B}$ – постоянная Больцмана, а T – температура. При наличии электрического поля в пленке оксида происходит углубление вторичного энергетического минимума и одновременно понижение барьера, который разделяет этот вторичный энергетический минимум и тот, что соответствует равновесному состоянию связи Si-O (см. Рис. 1.13).



Рисунок 1.12 — Схематическое изображение процесса разрыва связи кремний-кислород в рамках модели МакФёрсона. Данная модель рассматривает единичный тетраэдр SiO₄; стабильная конфигурация связи соответствует положению иона Si в центре тетраэдра (на расстоянии $r_{Si-O} = r_0 = 1.7$ Å). Симметрия данной системы определяет положение второго энергетического минимума, который расположен на расстоянии $r_{Si-O} = (2/3)r_0$ от равновесного положения. Высота соответствующего барьера (в отсутствие электрического поля) составляет ~2.4 эВ, что и определяет кинетику разрыва связей.

Данная трансформация профиля потенциальной энергии происходит за счет взаимодействия дипольного момента связи с приложенным электрическим полем и количественно описывается как:

$$E_{\rm a,Si-O} = E_{\rm a,Si-O}^{(0)} - p_{\rm d,eff} F_{\rm ox}, \qquad (1.8)$$

где \mathbf{v}_0 – частота попыток, $E_{\mathrm{a,Si-O}}^{(0)}$ – энергия связи в отсутствие электрического поля, а $p_{\mathrm{d,eff}}$ – эффективный дипольный момент связи кремний-кислород.

Таким образом, в модели МакФёрсона логарифм времени жизни прибора в условиях диэлектрического пробоя оказывается прямо пропорциональным напряженности электрического поля, что и обусловило название "*F*_{ox}-модель":

$$\tau_{\rm BD} \sim R_{\rm a,Si-O}^{-1} \sim \exp\left(E_{\rm a,Si-O}^{(0)}/k_{\rm B}T\right) \times \exp\left(-p_{\rm d,eff}F_{\rm ox}/k_{\rm B}T\right)$$
(1.9)

Модель МакФёрсона, однако, обладает рядом недостатков и ограничений. Во-первых, как было показано авторами [137], данная модель хорошо описывает диэлектрический пробой только при низких напряженностях электрического



Рисунок 1.13 — Модель МакФёрсона: изменение профиля потенциальной энергии взаимодействия иона кремния с четырьмя ионами кислорода в тетраэдре SiO₄ под воздействием электрического поля в слое SiO₂. Видно, что с увеличением напряженности поля $F_{\rm ox}$ потенциальный барьер, который разделяет энергетические минимумы, соответствующие равновесному состоянию и состоянию разорванной связи, понижается. Согласно данной модели указанное изменение высоты барьера линейно зависит от величины $F_{\rm ox}$. Данные заимствованы из [146].

поля, тогда как при высоких значениях F_{ox} данная модель неприменима. Далее, основные выводы модели сделаны на основании рассмотрения единичного тетраэдра, в то время как учет вклада всей кристаллической решетки может значительно изменить энергетику разрыва связи кремний-кислород. В частности, нами было показано, что при рассмотрении кристаллической решетки целиком величина энергии разрыва связи значительно увеличивается, а соответствующий энергетический минимум реализуется при другой позиции [148;149]. Более того, потенциал Ми-Грюнайзена используется для вычислений в рамках молекулярной динамики; данные вычисления подразумевают, что кристаллическая решетка может/должна перестроиться в ответ на возмущение, вызванное перестановкой иона кремния. Подобные перестройки решетки могут быть значительными. Например, конфигурация, соответствующая дефекту, может трансформироваться в совершенно другую структуру или релаксировать в первоначальную, равновесную, систему. Недавно проведенные вычисления на атомистическом уровне с использованием теории функционала плотности показали [150], что разрыв связи Si-O происходит совсем по другому сценарию, а энергия связи значительно превышает полученную в рамках модели МакФёрсона и составляет ~8 эВ.



Рисунок 1.14 — Схематическое изображение физической картины модели анодного высвобождения водорода. Высокоэнергетичные носители, разменивающие свою энергию с решеткой на границе раздела Si/SiO₂, высвобождают водород (и его специи), которые затем могут диффундировать/дрейфовать через слой SiO₂, при этом производя как интерфейсные ловушки, так и ловушки в толще SiO₂. В рамках данной модели энергия, доставляемая частицами к соответствующему интерфейсу, является движущей силой деградации.

Еще одна модель диэлектрического пробоя – модель анодного высвобождения водорода (anode hydrogen release model). Она основана на обобщении обширного экспериментального материала, накопленного в течение более чем 10 лет исследователями из IBM [135; 140; 143; 144; 151; 152], и представляет интерес не только в контексте пробоя диэлектрика, но и для понимания и моделирования другого паразитного эффекта, а именно деградации, вызываемой горячими носителями. Данная модель схематически изображена на Рис. 1.14 и имеет много общего с моделью инжекции дырок из анода. Носители заряда, туннелирующие из металлической/поликремниевой подложки через слой SiO₂, могут обладать значительной энергией. Размен энергии частиц может приводить к высвобождению водорода и его специй на границе раздела Si/SiO₂. Эти мобильные специи далее могут диффундировать/дрейфовать через слой SiO₂ к противоположному интерфейсу, генерируя в ходе своей миграции как интерфейсные состояния, так и ловушки внутри слоя диэлектрика. Было показано, что этот процесс становится более интенсивным при высоких температурах [151], а также имеет слабую зависимость от толщины диэлектрического слоя [135] и выраженную зависимость от полярности приложенного стресса [152]. Все перечисленные особенности воспроизводятся данной моделью.

Важнейшей идеей, высказанной в рамках этой модели, является представление о том, что движущей силой деградации является энергия, доставленная носителями заряда, а не, скажем, поле, как полагалось во многих других моделях, включая подход МакФёрсона (более подробно – см. в Главе 4). Более того, именно в рамках концепции анодного высвобождения водорода была впервые сформулирована идея, что для наиболее полного описания ВЗПД и ДВГН следует обладать информацией о распределении носителей по энергии (см. Рис. 1.14). Однако обсуждаемая модель обладает и рядом существенных недостатков. Во-первых, поскольку водород присутствует только вблизи интерфейса Si/SiO₂, данный подход не может объяснить и воспроизвести зависимость тока утечки, вызываемого стрессом, от напряжения на подложке, а также ряда особенностей диэлектрического пробоя [153]. Авторы [153] исследовали ВЗПД и ТУВС в образцах двух типов, интерфейс которых был пассивирован водородом и дейтерием. Несмотря на то, что модель анодного высвобождения водорода (в изначальном варианте) предсказывает, что деградация должна радикально отличаться в этих двух образцах, на практике различие было несущественно малым.

Эти противоречия, однако, удалось преодолеть в более поздней версии этой модели [154; 155], среди прочего, рассматривающей также колебательные моды связи Si-H, посредством возбуждения которых может происходить процесс ее диссоциации (см. Главу 2). С помощью модели было дано описание диэлектрического пробоя как в транзисторах с традиционными диэлектриками SiO₂/SiON, так и в более сложных системах с high-k материалами [156; 157].

1.2 Деградация, вызываемая горячими носителями

Само название "деградация, вызываемая горячими носителями" уже содержит в себе информацию о сущности этого паразитного явления, в рамках которого ключевую роль играют носители заряда, разогнанные электрическим полем (или получившие высокую энергию другим способом) до достаточно высоких энергий и поэтому называемые "горячими". Эти горячие носители взаимодействуют с интерфейсом диэлектрик/полупроводник и с диэлектрической пленкой, что приводит к созданию ловушек на границе раздела и, возможно,



Рисунок 1.15 — Схематическое изображение деградации, вызываемой горячими носителями. Носители заряда (в данном случае – электроны) разгоняются электрическим полем до энергий, достаточных для генерации ловушек на границе раздела кремний/диэлектрик (диоксид кремния). Создание ловушки происходит за счет разрыва электрически пассивной связи кремний-водород с последующим образованием висящей связи Si-, которая может захватывать носители заряда.

в толще изолятора. Сгенерированные ловушки могут захватывать носители заряда (как электроны, так и дырки), что приводит к встраиванию заряда, распределенного по полупроводниковой структуре. Данные заряженные дефекты вызывают локальные искажения электростатики (то есть профиля электрического потенциала в приборе), что проявляется, в числе прочего, в изменениях порогового напряжения транзистора ($\Delta V_{\rm th}$). Заряженные ловушки являются также рассеивающими центрами, что обусловливает снижение подвижности носителей и, как следствие, деградацию таких транзисторных характеристик, как проводимость $G_{\rm m}$ прибора и ток стока $I_{\rm d}$.

Нынешнее понимание природы деградации, вызываемой горячими носителями в кремниевых транзисторах, основано на идее, что встраивание ловушек происходит на интерфейсе полупроводник/кремний за счет разрыва связей кремний-водород (см. Рис. 1.15); более детальная информация о природе этих дефектов приведена в Главе 4. Эти ловушки характеризуются двумерной плотностью $N_{\rm it}$ (имеющей размерность см⁻²), которая зависит от латеральной координаты x в направлении сток-исток. В отличие от родственного явления ННТ, стрессовое воздействие в рамках которого осуществляется за счет подачи напряжения только на затвор при нулевом напряжении сток-исток ($V_{\rm ds} = 0$), концентрация $N_{\rm it}$ в ходе ДВГН является неоднородной величиной. Это связано с тем, что носители должны преодолеть определенную дистанцию в приборе, прежде чем они разгонятся до энергий, достаточных для разрыва связей Si-H, что схематически изображено на Рис. 1.16. Следствием является одна из важнейших особенностей ДВГН – ее сильная локализация в районе стоковой области прибора, в непосредственной близости от пика электрического поля.



Рисунок 1.16 — При подаче напряжения сток-исток электроны разгоняются электрическим полем, пик которого локализован между пристоковым концом электрода затвора и стоком. Примерно в этой же области ансамбль носителей характеризуется максимальным значением средней энергии и, как следствие, концентрация ловушечных состояний на интерфейсе $N_{\rm it}$ также имеет пик в стоковой секции ПТ. Показано также, что пики напряженности электрического поля, средней энергии носителей и концентрации $N_{\rm it}$ сдвинуты друг относительно друга.

Поскольку электрическое поле ответственно за разогрев носителей в канале ПТ, часто область локализации ДВГН связывают с пиком электрического поля. Действительно, позиции максимумов обеих величин находятся вблизи друг друга, что привело к ряду моделей, которые могут быть объединены в один класс, называемый "парадигмой поля". Известно также, что такие характеристики как групповая скорость и средняя энергия носителей следуют за изменениями электрического поля в кремнии ($F_{\rm Si}$) с некоторой задержкой [158;159], и это позволяет предполагать, что максимум концентрации $N_{\rm it}$ может быть смещен от максимума $F_{\rm Si}$. Кроме того, более корректным с физической точки зрения было бы описание ДВГН, в рамках которого движущей силой ДВГН является энергия, доставляемая носителями к интерфейсу, подобно тому, как это обсуждалось в контексте концепции ВЗПД, разработанной группой IBM (см. часть 1.1.4). Главным соображением в пользу такой концепции является идея, что носители должны обладать энергией, большей, чем энергия связи кремнийводород, для инициации реакции разрыва этой связи. Эта концепция называется "энергетической парадигмой" (energy driven paradigm) и будет нами обсуждаться в разделах 4.8 и 1.3.6 (см. также оригинальные работы [18;140;143;160]).

Ансамбль носителей заряда может обладать широким распределением энергий. При этом темп реакции генерации ловушек сильно зависит от энергий частиц, которые бомбардируют интерфейс. Иными словами, при моделировании скорости встраивания дефектов следует рассматривать функцию распределения (ФР) носителей по энергии, которая и является центральным компонентом физической картины ДВГН. Эта идея была впервые высказана в рамках модели ДВГН, разработанной группой Хесса (Hess) [12;161–163] (см. часть 1.3.3) и получила полноценное детальное развитие в нашей модели ДВГН [164–166] (Глава 2).

С уменьшением линейных размеров прибора, рабочих напряжений (V_{dd}) и, как следствие, напряжений стресса средние энергии носителей в приборе также заметно уменьшились и стали значительно ниже энергии разрыва связи кремний-водород ($E_{\rm a} \sim 2.5 - 2.8$ эВ [167; 168]). Это, однако, не привело к радикальному подавлению ДВГН в короткоканальных ПТ, как изначально ожидалось. Данное обстоятельство связано с двумя причинами: с многочастичным механизмом разрыва связей Si-H, реализующимся путем возбуждения ее колебательных мод, заканчивающегося диссоциацией связи (см. части 4.4 и 1.3.3), а также с механизмами рассеяния, которые могут заселять высокоэнергетичную часть спектра, и в первую очередь с электрон-электронным рассеянием (см. разделы 4.4 и 1.3.6). Обобщая, можно утверждать, что особенности протекания ДВГН в транзисторах с разными длинами канала (и, говоря более широко, разной архитектуры) определяются особенностями транспорта носителей, который формирует их функцию распределения по энергии. Наконец, влияние температуры на ДВГН, которое может быть противоположным, в зависимости от размеров прибора, также является следствием взаимодействия различных механизмов рассеяния и ускорения электронов/дырок электрическим полем, см. часть 4.6.

Важнейшим явлением, непосредственно связанным с ДВГН, является туннельная утечка канал-затвор [151;169–172]. Как правило, в литературе данный паразитный эффект не выделяется в отдельную деградационную моду, а стремление подавить этот тип переноса (за счет использования подзатворных изоляторов с высокой диэлектрической проницаемостью и оптимизации архитектуры ПТ) диктуется необходимостью снизить мощность, потребляемую единичным прибором и, как следствие, интегральной схемой в целом. Тем не менее, как обсуждалось ранее (см. секцию 1.1.3), именно туннелирование ответственно за ток утечки, вызываемый стрессом. Более того, согласно современному пониманию природы временно-зависимого пробоя диэлектрика, это паразитное явление также включает туннелирование как неотъемлемый атрибут (секция 1.1.4).

Что касается деградации, вызываемой горячими носителями, то в настоящее время под этим явлением понимается преимущественно транспорт носителей в канале, сопровождающийся их разогревом, приводящим к созданию такими носителями дефектов на границе полупроводник/диэлектрик. Однако, как будет обсуждаться в разделе 4.1), ДВГН также включает режимы, когда повреждение интерфейса (и/или диэлектрического слоя) вызывается туннельной инжекцией носителей заряда. В зависимости от условий смещения, это может быть – для носителей конкретного типа – перенос из подложки или в подложку, причем, как правило, такие носители оказываются горячими в какой-то из областей (затвор, диэлектрик, подложка). Хотя обсуждаемый сквозной перенос во многих случаях происходит по механизму упругого туннелирования, какая-то, зачастую значительная, часть носителей может генерировать дефекты. Подобные явления требуют рассмотрения в контексте анализа надежности ПТ и по значимости не уступают продольному транспорту в канале. При этом, даже в случае "идеального" упругого туннелирования без создания дефектов, сам по себе такой сквозной перенос выступает паразитным эффектом, ощутимо влияющим на распределение токов и напряжений во всей структуре, в том числе (косвенно) на основной транспорт в канале.

В настоящей работе изучение ДВГН все же сконцентрировано преимущественно на классическом переносе и разогреве электронов/дырок в канале ПТ. Тем не менее, определенное внимание уделяется и туннельному транспорту горячих носителей через диэлектрик. Более того, изложение будет начато именно с туннельного аспекта (Глава 3), т.к. как раз в режиме сквозной инжекции проводятся тесты диэлектриков в МДП-системах на надежность (см. разделы 1.1.3 и 1.1.4). В части 1.3 настоящей Главы будут обсуждаться основные модели ДВГН, а в Главе 2 представлена физическая модель для ДВГН, разработанная диссертантом, результаты которой в применении к конкретным приборам составят содержание Главы 5. На основе "полной" модели нами была разработана компактная модель деградации, вызываемой горячими носителями, описание и верификация которой будут даны в Главе 6. Важно подчеркнуть, что обе версии модели ДВГН основаны на детальном описании физических явлений, лежащих в основе этого паразитного эффекта.

1.3 Обзор моделей деградации, вызываемой горячими носителями

Эта часть посвящена обзору моделей, разработанных другими группами: начиная от простой модели удачливого электрона, предложенной еще в конце 1970-х гг., и заканчивая современными подходами. При этом акцент делается на анализе полноты каждого из подходов к описанию ДВГН, т.е. способности той или иной модели воспроизвести всю совокупность особенностей ДВГН, наблюдаемых экспериментально. Соответственно, обсуждаются сильные и слабые стороны каждой из приведенных концепций и делаются выводы об ограничениях ее применимости и уровне предиктивности.

1.3.1 Модель удачливого электрона

Одной из первых моделей деградации, вызываемой горячими носителями, является так называемая модель удачливого электрона (МУЭ; lucky electron model – LEM), предложенная группой Ху [173–175]. Благодаря своей простоте и наглядности, МУЭ была длительное время очень популярной моделью и стала прародительницей целого ряда эмпирических/феноменологических моделей, использующих аналитическое выражение для моделирования концентрации $N_{\rm it}$ и/или деградационных характеристик, таких как $\Delta I_{\rm d}(t)$ и $\Delta V_{\rm th}(t)$.

Поскольку во времена создания МУЭ наиболее актуальным сценарием ДВГН был режим инжекции горячих носителей из подложки (ему будет далее

посвящено начало части 4.1), в рамках данной модели ДВГН рассматривалась как процесс генерации дефектов в зоне проводимости SiO₂ за счет высокоэнергетичных электронов, забрасываемых в нее. Таким образом, модель удачливого электрона основана на предположении, что в процессе создания дефектов участвует (*i*) электрон, имеющий энергию, достаточную, чтобы преодолеть потенциальный барьер, образованный разрывом зоны проводимости на границе раздела Si/SiO₂, который (*ii*) налетает на этот интерфейс без потерь энергии (без взаимодействия с другими частицами) и (*iii*) не претерпевает рассеяния обратно в канал/подложку. Далее такой *удачливый* электрон, пройдя еще какой-то путь в зоне проводимости SiO₂ передает энергию решетке, тем самым создавая ловушку.

При этом модель учитывает только механизм заброса электрона в зону проводимости SiO₂, а механизм, по которому в этой зоне создается ловушка, не рассматривается. Более того, не конкретизируется, что именно создается: собственно ловушка или уже заряженный дефект. Отметим, что при создании "просто ловушки" требуются также носители заряда, которые будут на нее захвачены, потому что только таким образом данная ловушка сможет трансформироваться в заряженный дефект, искажающий характеристики прибора.

В рамках МУЭ полагается, что ток подложки $I_{\rm sub}$ состоит из вторичных дырок, которые были сгенерированы ударной ионизацией. Соответственно, $I_{\rm sub}$ вычисляется как:

$$I_{\rm sub} = C_1 I_{\rm d} \exp(-\varphi_{\rm ii}/|e|\lambda F_{\rm Si}).$$
(1.10)

В эту формулу входит множитель, который обусловлен экспоненциальной зависимостью коэффициента умножения ударной ионизации (УИ) от величины $1/F_{\rm Si}$, подробности приведены в книге Зи (Sze) [176]. Фактор $C_1 \approx 2$ является слабой функцией поля $F_{\rm Si}$ и параметров архитектуры прибора, λ – длина свободного пробега электронов, а $\varphi_{\rm ii}$ – минимальная энергия, которую должен приобрести электрон для инициации УИ. Соотношение $\varphi_{\rm ii}/|e|F_{\rm Si}$ соответствует дистанции, которую должен пройти электрон, чтобы быть ускоренным полем до энергии $\varphi_{\rm ii}$, весь множитель $\exp(-\varphi_{\rm ii}/|e|\lambda F_{\rm Si})$ воспроизводит вероятность того, что электрон пройдет эту дистанцию, не претерпев рассеяния.

Рассуждая по аналогии, мы записываем ток затвора, который состоит из носителей, сумевших преодолеть барьер φ_b , образованный разрывом зоны

проводимости на границе Si/SiO₂, как:

$$I_{\rm g} = C_2 I_{\rm d} \exp(-\varphi_{\rm b}/|e|\lambda F_{\rm Si}), \qquad (1.11)$$

величина параметра C_2 здесь обычно выбирается равной $2 \cdot 10^{-3}$ (подробности приведены в [177]).

Основываясь на формулах (1.10)-(1.11), авторы предлагают выражение для концентрации сгенерированных ловушечных состояний на интерфейсе:

$$N_{\rm it} = C_4 \left[t \frac{I_{\rm d}}{W} \exp(-E_{\rm a}/e\lambda F_{\rm Si}) \right]^{n_{\rm it}}, \qquad (1.12)$$

а время жизни транзистора τ, соответствующее критическому значению N_{it}, вычисляется как

$$\tau = C_5 \frac{W}{I_{\rm d}} \exp(-E_{\rm a}/e\lambda F_{\rm Si}).$$
(1.13)

Параметры C₄, C₅ являются эмпирическими. Отметим, что в этой формуле и далее, в формулах (1.14)-(1.19), имеющих во многом схожую структуру, коэффициенты типа С4, С5 не только задают величину эффекта, но также обеспечивают соответствие размерностей левой и правой частей выражений. W – ширина канала, а эмпирический параметр n_{it} регулирует, каким образом плотность $N_{\rm it}$ изменяется со временем стресса t. Значение этого параметра, равно как и энергии активации процесса разрыва связи $E_{\rm a}$, в рамках модели удачливого электрона определяются экспериментально [174; 175]. При этом утверждается, что изменения порогового напряжения $\Delta V_{\rm th}$, крутизны подпороговых характеристик ($\Delta S_{\rm sub}$), а также проводимости в линейном режиме и в режиме насыщения $(\Delta g_{\rm m})$ пропорциональны друг другу. Этот экспериментальный факт является типичным для эффекта ННТ (см. часть 1.1.1), в рамках которого дефекты равномерно распределены по латеральной координате, но представляется странным в случае координатно-зависимой ДВГН, при которой ловушки, сгенерированные в разных секциях ПТ могут по-разному влиять на электростатику прибора и подвижность носителей. Авторы [174;175] объясняют указанный факт использованием режима сильной деградации, когда концентрация дефектов насыщается и становится однородной.

Экспериментальная зависимость времени жизни транзистора τ от тока подложки $I_{\rm sub}$ построена на Рис. 1.17 для транзисторов с двумя значениями длины канала (1.5 и 2.0 мкм), подвергнутых стрессу при $V_{\rm gs} = 3, 7$ и 8В. Для



Рисунок 1.17 — Время жизни транзистора, оцененное согласно критерию $\Delta V_{\rm th} = 10$ мВ, как функция тока подложки $I_{\rm sub}$. Экспериментальные данные получены для n-канальных транзисторов с $L_{\rm ch} = 1.5$ и 2 мкм при напряжениях стресса $V_{\rm gs} = 3,7$ и 8 В. Эти данные позволили оценить в рамках модели удачливого электрона величину энергии активации дефекта: $E_{\rm a} = 3.7$ эВ. Результаты из [174;175].

оценки времени жизни использовался критерий достижения величиной $\Delta V_{\rm th}$ критического значения 10 мВ. Полученные данные в двойных логарифмических координатах ложатся на прямую с наклоном 2.9 (в единицах масштаба), что позволяет определить значение энергии для активации процесса генерации дефекта: $E_{\rm a} = 3.7$ эВ.

Как видно из структуры формул (1.10)-(1.13), в модели удачливого электрона напряженность электрического поля рассматривается как движущая сила ДВГН, которая и разгоняет электрон до энергии, требуемой для активации дефекта. Именно по этой причине МУЭ является родоначальницей целой плеяды моделей, условно называемых "парадигмой поля".

Основными причинами популярности этой модели являются ее простота и наглядность: МУЭ связывает макроскопические характеристики (I_{sub} и I_d) прибора с его временем жизни. Однако это же является и слабым местом данной модели, потому что микроскопическая картина генерации дефектов остается за рамками рассмотрения. Как следствие, концентрация N_{it} , вычисляемая по формуле (1.12), не является пространственно-распределенной величиной, т.е. МУЭ не в состоянии воспроизвести одно из основных свойств ДВГН – ее локализацию. Кроме того, идея, что величины ΔV_{th} , ΔS_{sub} и Δg_m пропорциональны друг другу, кажется сомнительной: есть многочисленные экспериментальные данные, показывающие, что деградация порогового напряжения может быть ничтожно малой, а при этом изменения тока стока в линейном режиме и в режиме насыщения (а значит, и соответствующие значения $\Delta g_{\rm m}$) могут быть значительными. Такое поведение как раз является следствием сильной локализации плотности интерфейсных состояний $N_{\rm it}$. Наконец, значение $E_{\rm a} = 3.7$ В, полученное в рамках МУЭ, противоречит результатам экспериментов, из которых следует, что $E_{\rm a} = 2.56$ -2.8 В [167;178;179]. Мы полагаем, что $E_{\rm a} = 3.7$ В – это значение энергии электронов, требуемой для их заброса в зону проводимости SiO₂ с последующей генерацией дефекта в толще диэлектрика или захватом носителя на существующие ловушки.

1.3.2 Эмпирические модели ДВГН

Сильная локализация ДВГН может приводить к тому, что при высоких напряжениях стресса и/или длительном стрессовом воздействии концентрация интерфейсных состояний $N_{\rm it}$ в районе стока (для n-канального ПТ) насыщается со временем, т.е. все "доступные" связи кремний-водород разорваны (такое поведение подробно обсуждается в Главе 5, см. разделы 5.1.3 и 5.3.3). Как следствие, наклон характеристик $\Delta V_{\rm th}(t)$, $\Delta I_{\rm d,lin}(t)$ и $\Delta I_{\rm d,sat}(t)$ изменяется: они становятся более пологими. При этом МУЭ не может воспроизвести такое поведение: формула (1.12) предсказывает бесконечное увеличение $N_{\rm it}$ со временем, а наклон зависимости $N_{\rm it}(t)$ в логарифмическом масштабе задается параметром n_{it} . Чтобы отразить насыщение ДВГН, Гу (Goo) и соавторы [180] предложили эмпирическую формулу для зависимости относительного изменения линейного тока стока от времени:

$$\Delta I_{\rm d,lin} = \frac{C_1 t^{n_{\rm it}}}{1 + C_2 t^{n_{\rm it}}},\tag{1.14}$$

где эмпирические параметры C_1 и C_2 определяются экспериментально.

Концепция удачливого электрона и модель Гу породили семейство подходов, сводящихся к попытке внести коррекции в наклон деградационных характеристик с целью учета определенных эффектов. Так, в рамках работы Лианга (Liang) и др. [181] высказывалось предположение, что насыщение ДВГН связано с эффективным увеличением высоты потенциального барьера на границе Si/SiO₂ вследствие заряженных ловушек, встраиваемых в ходе стресса. Соот-

53

ветствующие поправки были включены в выражение для зависимости $\Delta I_{\rm d,lin}(t)$, которое имеет структуру, аналогичную (1.14).

Попытки учесть особенности влияния топологии ПТ на ход ДВГН в транзисторных структурах со слабо легированным стоком в рамках модели Гу были предприняты также группой из центра микроэлектроники *imec* [182;183]. В работе [182] Дреесен (Dreesen) и соавторы показали, что значительный вклад в ДВГН вносят интерфейсные состояния, сгенерированные за пределами канала, где подзатворный диэлектрик переходит в более толстый слой (spacer), и что разрушение диэлектрика в этой области обусловливает ДВГН на коротких и средних временах. В следующей работе [183] та же группа показала, что при более длительном стрессовом воздействии превалирующим начинает становиться разрушение именно у интерфейса подзатворного слоя. Таким образом, ДВГН является процессом, включающим две указанные стадии, что и описывается соответствующим выражением для $\Delta I_{d,lin}(t)$:

$$\Delta I_{\rm d,lin} = \frac{C_1(\alpha_{\rm it}t)^{n_{\rm it}}}{1 + C_2(\alpha_{\rm it}t)^{n_{\rm it}}} + C_3(\alpha_{\rm it}t)^{n_{\rm it}}, \qquad (1.15)$$

где

$$\alpha_{\rm it} = \frac{I_{\rm d}}{W\left(\frac{I_{\rm sub}}{I_{\rm d}}\right)^{\varphi_{\rm it}/\varphi_{\rm ii}}}.$$
(1.16)

При этом первый член в (1.15) соответствует ДВГН за пределами электрода затвора, а второй член моделирует ДВГН на интерфейсе с подзатворным SiO_2 ; параметр ϕ_{ii} задает энергию, требуемую для активации реакции образования интерфейсных состояний.

Аналогичный подход, связывающий разные механизмы деградации с различными частями прибора, применялся Моенсом (Moens) и др. для описания ДВГН в мощных горизонтальных МОП-транзисторах, изготовленных методом двойной диффузии (ГТДД; lateral double-diffused MOS transistor, LDMOS), и в транзисторах с протяженным стоком (drain extended MOS transistor, DEMOS, см. Рис. 1.18) [45;184;185]. В этих работах авторы идентифицировали два конкурирующих механизма (описание в оригинале дано для п-канального прибора, однако все рассуждения остаются в силе и для случая р-канала): (*i*) интерфейсные ловушки захватывают электроны (дырки для р-DEMOS) в канале, тем самым становясь отрицательно (положительно) заряженными дефектами,



Рисунок 1.18 — Схематическое изображение мощного транзистора с протяженным стоком (DEMOS) и каналом р-типа, а также зарядов противоположных знаков, захваченных ловушками в разных областях прибора, т.е. основных носителей (электронов) в области дрейфа и неосновных (дырок) в канале [186].

которые, в свою очередь, уменьшают темп разрыва связей Si-H и обусловливают насыщение ДВГН, и (*ii*) происходит инжекция дырок (электронов) на ловушки в толще SiO₂, что усиливает темп генерации ловушек на границе раздела Si/SiO₂.



Рисунок 1.19 — Самокомпенсация изменения тока $\Delta I_{d,lin}$ в мощном транзисторе с протяженным стоком (DEMOS): сначала ток увеличивается за счет захвата ловушек в области дрейфа, а потом уменьшается, благодаря захвату электронов на амфотерные интерфейсные состояния в канале, сгенерированные в ходе ДВГН [186].

Суперпозиция подобных механизмов, как было показано тайваньской группой [186] и независимо нами [187], может приводить к самокомпенсации изменений порогового напряжения $\Delta V_{\rm th}$ и линейного тока стока $\Delta I_{\rm d,lin}$ (так называемый turn-around effect), изображенной на Рис. 1.19. Физические механизмы, ответственные за это поведение в р-канальном транзисторе с протяженным стоком, схематически изображены на Рис. 1.18. На коротких временах ток стока увеличивается, что связано с захватом электронов на ловушки в толще SiO₂ в части прибора, называемой "областью дрейфа" (drift region), где подложка

п-типа находится в режиме аккумуляции. При этом из-за высоких напряжений, подаваемых на прибор, электроны являются горячими, поэтому данный процесс становится заметным уже при коротких временах стресса. При более продолжительном воздействии встраивание амфотерных ловушек на интерфейсе в области канала с последующим захватом неосновных носителей (дырок) начинает доминировать, что увеличивает $I_{d,lin}$. Как следствие конкуренции этих механизмов, ток стока сначала увеличивается, а потом начинает уменьшаться.

Ранние реализации эмпирического подхода Моенса [184] моделируют изменение сопротивления мощного транзистора во включенном состоянии согласно выражению:

$$\Delta R_{\rm ON}(t) = \frac{C_1 t^{n_{\rm it}}}{1 + C_2 t^{n_{\rm it}}} + C_3 t^{n_{\rm ot}},\tag{1.17}$$

структура которого очень похожа на структуру выражения (1.15), за тем исключением, что первый член – как и в модели Дреесена – воспроизводит насыщающийся процесс встраивания интерфейсных состояний, но второй член соответствует захвату дырок на ловушки в толще SiO₂.

Дальнейшее развитие модели Моенса [185] было связано с параметризацией концентрации ловушек, в зависимости от их геометрической позиции. В рамках этого варианта модели полагается, что концентрация интерфейсных состояний в канале $N_{\rm it}^{\rm (ch)} = {\rm const}$, т.е. не варьируется с латеральной координатой. Компоненты концентрации $N_{\rm it}$, соответствующие области птичьего клюва и региону диффузии (ДВГН в ГТДД нами подробно рассматриваются в части 5.4, там же приводится и схема, иллюстрирующая топологию этого прибора – Рис. 5.30), вызывают изменения $\Delta R_{\rm ON}$, имеющие разную крутизну временных характеристик $n_{\rm it} - 0.3$ и 0.65, соответственно – и, как следствие, разные времена насыщения: 10^5 с и 10^3 с. Наконец, на эти процессы встраивания интерфейсных ловушек накладывается захват горячих дырок на состояния в толще SiO₂, расположенные в районе птичьего клюва, и горячих электронов на ловушки в районе стока. Суперпозиция этих механизмов приводит к следующим изменениям сопротивления включенного состояния и порогового напряжения транзистора [45]:

$$\Delta R_{\rm ON}(t) = \frac{C_1^{\rm (it,R)} t^{n_{\rm it}}}{1 + C_2^{\rm (it,R)} t^{n_{\rm it}}} - \frac{C_1^{\rm (ot,h)} t^{n_{\rm ot,h}}}{1 + C_2^{\rm (ot,h)} t^{n_{\rm ot,h}}},\tag{1.18}$$

$$\Delta V_{\rm th}(t) = \frac{C_1^{\rm (it,th)} t^{n_{\rm it}}}{1 + C_2^{\rm (it,th)} t^{n_{\rm it}}} - \frac{C_1^{\rm (ot,e)} t^{n_{\rm ot,e}}}{1 + C_2^{\rm (ot,e)} t^{n_{\rm ot,e}}},\tag{1.19}$$

где $C_1^{(it,R)}$ и $C_2^{(it,R)}$ – эмпирические параметры, задающие величину деградации R_{ON} вследствие встраивания ловушек на границе раздела, а $C_1^{(ot,h)}$ и $C_1^{(ot,h)}$ соответствуют деградации, вызываемой захваченными дырками. Временные зависимости этих двух компонент определяются величинами n_{it} и $n_{ot,h}$. Структура выражения для сдвига порогового напряжения абсолютно аналогична, с тем отличием, что второй член описывает вклад, связанный с захватом горячих электронов; этот эффект приводит к уменьшению сдвига порогового напряжения.

Отметим в заключение, что подход Моенса является вершиной развития эмпирических моделей ДВГН: он учитывает как генерацию состояний на интерфейсе, так и захват носителей на существующие ловушки (притом оба процесса могут насыщаться), а также связывает особенности ДВГН с геометрией прибора. Основным недостатком таких моделей является невозможность описания перехода от жестких условий стресса к сравнительно более мягким рабочим режимам, так как доминантный механизм, ответственный за ДВГН, может измениться. Например, при переходе от длинноканальных ПТ к миниатюризированным приборам основной механизм ДВГН меняется с одночастичного на многочастичный процесс разрыва связей кремний-водород [10;14], что не может быть воспроизведено в рамках эмпирических моделей (подробное обсуждение приведено в частях 4.3 и 4.4). Кроме того, в рамках подобных моделей концентрация $N_{\rm it}$ рассматривается как некое усредненное значение, характеризующее транзистор в целом, а не как распределенная величина, т.е. они не могут описать одну из основных особенностей ДВГН – ее сильную локализацию.

1.3.3 Модель группы Хесса

Модель, разработанная и апробированная группой К. Хесса (К. Hess), по праву считается прорывом в области понимания и моделирования такого комплексного явления, как деградация, вызываемая горячими носителями. Прорыв связан с идеей, что ДВГН является следствием суперпозиции двух конкурирующих механизмов разрыва связи Si-H, а именно одно- и многочастичного процессов (ОЧ- и МЧ-процессы), [12; 13; 162; 188; 189]. Одночастичный процесс связан со взаимодействием единичного высокоэнергетичного (горячего) носителя со связью. Эта ситуация соответствует "классической" ДВГН. С другой стороны, разрыв связи в рамках многочастичного механизма "запускается" последовательной бомбардировкой интерфейса холодными частицами, каждая из которых дает вклад в возбуждение колебательных мод связи кремний-водород.

В ходе одночастичного процесса связи Si-H передается энергия, достаточная для диссоциации этой связи. В данном контексте предварительно отметим, что совокупность несоразмерности массы электрона и массы ядра водорода (их соотношение составляет ~1000) и закона сохранения импульса приводит к тому, что во время прямого столкновения высокоэнергетичного электрона со связью только незначительная порция энергии будет передана протону и, соответственно, разрыв связи маловероятен. В модели Хесса полагается, что вместо такого столкновения диссоциация связи вызвана возбуждением одного из электронов, находящихся в связывающем состоянии (bonding state), в несвязывающее состояние (antibonding state; также antibonding mechanism) [189;190]. Данный переход индуцирует отталкивающую силу, действующую на H, которая в конечном итоге и приводит к разрыву связи. В рамках модели группы Хесса темп данного процесса вычисляется как [12]:

$$R_{\rm SP} \sim \int_{E_{\rm th}}^{\infty} I(\varepsilon) P(\varepsilon) \sigma(\varepsilon) d\varepsilon,$$
 (1.20)

где $I(\varepsilon)$ d ε поток частиц, бомбардирующих интерфейс Si/SiO₂, с энергиями, лежащими в элементарном диапазоне [ε ; ε + d ε], $\sigma(\varepsilon)$ – энергозависимое сечение рассеяния данной реакции, $P(\varepsilon)$ – вероятность десорбции протона. В формуле (1.20) интегрирование по энергии производится от порогового значения $E_{\rm th}$, соответствующего энергии разрыва.

Многочастичный разрыв связи кремний-водород является одним из определяющих механизмов, ответственных за ДВГН в миниатюризированных транзисторах. Действительно, одним из следствий интенсивного скейлинга является снижение рабочего напряжения транзистора $V_{\rm dd}$ до значений ниже 1 V. Соответствующие напряжения стресса при этом не превышают 1.5 B, а значит, концентрация носителей с энергиями $\varepsilon > E_{\rm a}$ (напомним, что $E_{\rm a} \sim 2.5 - 2.8$ эВ [167;168]) ничтожно мала, что, в свою очередь, обусловливает крайнюю малость тем-



Рисунок 1.20 — Эволюция концепции группы Хесса от рассмотрения только ОЧ- и МЧ-процессов разрыва связи кремний-водород (левая панель) до включения всех суперпозиций этих механизмов (правая панель). МЧ-процесс связан с множественным возбуждением колебательных мод (нагревом) связи (multiple vibrational excitation, MVE). ОЧ-механизм протекает через возбуждение одного из связанных электронов в несвязывающее состояние (antibonding state, AB).

па ОЧ-процесса. Бомбардировка связи низкоэнергетичными носителями может приводить к разогреву связи, который в конечном итоге приводит к ее диссоциации; этот сценарий очень близок к реализующимся в экспериментах (см. раздел 4.4.3, Рис. 4.18) по десорбции водорода/дейтерия с кремниевых поверхностей вследствие бомбардировки этих поверхностей холодными электронами (гигантский изотоп-эффект, см. раздел 4.4.4).

И многочастичный механизм диссоциации связи, и гигантский изотопэффект были объяснены в рамках концепции возбуждения колебательных мод (изображенной на Рис. 1.20). Эта концепция предполагает, что в ходе взаимодействия носителя заряда со связью Si-H поглощение связью фонона приводит к возбуждению колебательной моды, в то время как испускание фонона сопровождается затуханием колебаний связи [189]. Последний процесс соответствует релаксации связи с более высокого колебательного уровня на более низкий, см. Рис. 1.20. Для моделирования энергетики связи Si-H используется модель усеченного гармонического осциллятора, в рамках которой взаимодействие Si и H описывается параболическим потенциалом с соответствующей системой квазидистантных энергетических уровней (последнее связанное состояние имеет индекс N_l). Процесс разрыва связи по многочастичному механизму рассматривается как последовательное возбуждение связи, завершающееся ее возбуждением на самое высокое связанное состояние с последующей активаций H через барьер и переходом в транспортную моду. Таким образом, темп данной реакции определяется высотой барьера $(E_{\rm emi})$, который разделяет последний уровень N_l и транспортное состояние (Рис. 1.20). Аналогично может протекать и обратная реакция пассивации, которая соответствует деактивации ловушки и формированию электрически неактивной связи Si-H. Барьер, определяющий скорость данной реакции ($E_{\rm pass}$, см. Рис. 1.20), значительно выше барьера $E_{\rm emi}$, что обусловливает выраженную асимметрию между изменениями характеристик прибора, наблюдаемыми в ходе воздействия стресса и в фазе релаксации. Темпы прямой и обратной реакций ($P_{\rm emi}$, $P_{\rm pass}$) определяются законом Аррениуса.

Для расчета темпов возбуждения/релаксации колебательных мод Si-H связи $P_{\rm u}$, $P_{\rm d}$ (Puc. 1.20) используется формализм, описанный в работах [12; 189]. Как уже обсуждалось, поток носителей заряда может вызывать и поглощение фонона (нагрев связи), и эмиссию фонона (затухание колебательных мод). Таким образом, темпы возбуждения/затухания колебаний связи $P_{\rm u}$, $P_{\rm d}$ вычисляются следующим образом:

$$P_{\rm u} \sim \int_{E_{\rm th}}^{\infty} I(\varepsilon) \sigma_{\rm ab}(\varepsilon) [1 - f_{\rm ph}(\varepsilon - \hbar \omega)] d\varepsilon,$$

$$P_{\rm d} \sim \int_{E_{\rm th}}^{\infty} I(\varepsilon) \sigma_{\rm emi}(\varepsilon) [1 - f_{\rm ph}(\varepsilon + \hbar \omega)] d\varepsilon,$$
(1.21)

где $I(\varepsilon)d\varepsilon$ – поток носителей, то есть число частиц, бомбардирующих единицу площади интерфейса в единицу времени, с энергиями, лежащими в диапазоне $[\varepsilon; \varepsilon + d\varepsilon]; \sigma_{ab}(\varepsilon)$ и $\sigma_{emi}(\varepsilon)$ – сечения рассеяния реакций поглощения/эмиссии фонона, $\hbar \omega$ – энергия фонона (совпадающая с разницей энергий соседних уровней), а фононные числа заполнения обозначаются как $f_{ph}(\varepsilon)$.

С учетом выражения (1.21), темп генерации ловушек в рамках многочастичного процесса записывается как

$$R_{\rm MP} = \left(\frac{E_{\rm B}}{\hbar\omega} + 1\right) \left[P_{\rm d} + \omega_{\rm e} \exp\left(\frac{-\hbar\omega}{k_{\rm B}T_{\rm L}}\right)\right] \left[\frac{P_{\rm u} + \omega_{\rm e}}{P_{\rm d} + \omega_{\rm e} \exp(-\hbar\omega/k_{\rm B}T_{\rm L})}\right]^{-E_{\rm B}/\hbar\omega},$$
(1.22)

где $E_{\rm B}$ обозначает энергию последнего связанного состояния в квантовой яме параболического потенциала (Рис. 1.20), $\omega_{\rm e}$ – величина, обратная времени жизни фонона, $T_{\rm L}$ – температура решетки. Важно подчеркнуть, что, поскольку сечения рассеяния $\sigma_{ab}(\varepsilon)$ и $\sigma_{emi}(\varepsilon)$ зависят от энергии, в выражение (1.21) входит не полный поток частиц, а только его часть, соответствующая диалазону [ε ; $\varepsilon + d\varepsilon$]; интегрирование по энергии учитывает вклады носителей заряда всего энергетического спектра. Иными словами, в выражение для генерации ловушек неявно входит функция распределения (Φ P) носителей по энергии (carrier energy distribution function). Таким образом, одним из главных смысловых моментов концепции Хесса является идея, что для надлежащего описания и моделирования ДВГН следует располагать информацией о распределении носителей по энергии. Другое важное достижение данной модели состоит в объяснении гигантского изотоп-эффекта, который является следствием разной энергетики связей Si-H и Si-D, что приводит к разным параметрам, входящим в модель усеченного гармонического осциллятора (глубина потенциальной ямы $E_{\rm B}$, положения энергетических уровней, время жизни колебательных мод τ и т.д.), а значит, и в выражения для темпов возбуждения/затухания колебательных мод и разрыва связей (1.21)-(1.22).

Другим важным аспектом модели Хесса является представление о том, что энергия активации разрыва связи E_a (см. Рис. 1.20) является флуктуирующей величиной и должна описываться определенным распределением. Статистический разброс величины E_a является следствием аморфной природы диэлектрика SiO₂, которая приводит к тому, что интерфейс Si/SiO₂ представляет собой неупорядоченную систему, и подтверждается вычислениями с использованием функционала плотности (density functional theory) [189; 191]. В рамках модели Хесса было показано, что дисперсия величины E_a может приводить к различным наклонам зависимости изменения транзисторных характеристик (таких как пороговое напряжение $V_{\rm th}$ и ток стока I_d) от времени [13;41;162], см. Рис. 1.21.

Описание процесса разрыва связи с использованием кинетического уравнения первого порядка с дискретным значением активационной энергии соответствует степенной зависимости изменения характеристик прибора со временем – например, $\Delta V_{\rm th} \sim t^{\rm n}$, где n – постоянный показатель времени. Однако экспериментальные наблюдения показывают, что ДВГН может характеризоваться разными наклонами деградационных характеристик. Например, авторы [162] показали, что усредненное (по длине канала ПТ) значение плотности ловушечных состояний может иметь два различных показателя времени (см. Рис. 1.21)



Рисунок 1.21 — Усредненное по длине канала значение плотности интерфейсных состояний $N_{\rm it}$ как функция времени стресса (левая панель): сравнение экспериментальных данных и результатов вычислений; пример распределения энергии разрыва связи $E_{\rm a}$ (правая панель). Видно, что модель достаточно точно воспроизводит усредненное значение $N_{\rm it}$, в том числе изменение наклона зависимости концентрации со временем. Источник: [162].

и описываться как:

$$N_{\rm it} \sim \frac{p_1}{1 + (t/\tau_1)^{-\alpha_1}} + \frac{p_2}{1 + (t/\tau_2)^{-\alpha_2}},\tag{1.23}$$

где τ_1 и τ_2 – некие характерные времена, соответствующие различным значениям наклона временной зависимости $N_{it}(t)$, а α_1 и α_2 – два различных сублинейных значения показателя времени (соответствующих τ_1 и τ_2). Подобная эволюция концентрации дефектов со временем была объяснена в рамках модели Хесса, на основе предположения о наличии двух типов интерфейсных состояний, реализующихся с вероятностями p_1 and p_2 , которые вносят вклад в ДВГН [162;192;193]. Эти два типа ловушек характеризуются распределениями одинаковой формы, которые можно параметризовать, используя производную функции Ферми-Дирака с двумя различными значениями $E_{\rm am,1}$, $E_{\rm am,2}$ и среднеквадратичного отклонения $\sigma_{\rm a,1}$, $\sigma_{\rm a,2}$; не путать с сечением рассеяния, также обозначающимся буквой ' σ ') [192], см. Рис. 1.21:

$$E_{\rm a,1|2} \propto \frac{1}{\sigma_{\rm a,1|2}} \frac{\exp\left(\frac{E_{\rm am,1|2} - E_{\rm a,1|2}}{\sigma_{\rm a,1|2}}\right)}{\left[1 + \exp\left(\frac{E_{\rm am,1|2} - E_{\rm a,1|2}}{\sigma_{\rm a,1|2}}\right)\right]^2}$$
(1.24)

В наиболее поздней версии модели Хесса [12;13] была сформулирована еще одна важная идея: для полного описания процесса разрыва связи Si-H следует рассматривать вклад всех уровней (Рис. 1.20, правая панель), т.е. диссоциация может происходить не только с основного уровня (ОЧ-процесс) или с последнего связанного состояния (МЧ-процесс), как это было в изначальном варианте (Рис. 1.20, левая панель). Другими словами, сначала связь может быть возбуждена на промежуточный уровень *i* последовательной бомбардировкой несколькими холодными носителями, которые индуцируют колебательные моды связи, а потом диссоциирована одиночным горячим носителем, который должен доставить энергию не E_a , а $E_a - E_i$, где E_i – энергетическое положение уровня с индексом *i*. Важно отметить, что в этом случае энергия связи эффективно уменьшается, а вероятность того, что ансамбль содержит носитель с такой энергией и выше, соответственно, увеличивается.

При учете всех суперпозиций ОЧ- и МЧ-процессов темп диссоциации записывается как:

$$R = \sum_{i=0}^{N_{\rm l}} \left[\frac{I_{\rm d} f_{\rm v} + \omega_{\rm e} \exp\left(-\hbar\omega/k_{\rm B}T_{\rm L}\right)}{I_{\rm d} f_{\rm v} + \omega_{\rm e}} \right]^i A^i I_{\rm d} f_{\rm d}.$$
(1.25)

В данном варианте результирующий темп разрыва связей связан с током стока $I_{\rm d}$ посредством эмпирических факторов A^i , $f_{\rm d}$. Структура выражения (1.25) такова, что вклад каждого уровня описывается соответствующим членом $A^i I_{\rm d} f_{\rm d}$. Выражение в квадратных скобках является отношением темпов возбуждения (разогрева) $P_{\rm u}$ и релаксации (охлаждения) $P_{\rm d}$ связи Si-H, которые вычисляются в упрощенном виде:

$$P_{\rm u} = I_{\rm d} f_{\rm v} + \omega_{\rm e},$$

$$P_{\rm d} = I_{\rm d} f_{\rm v} + \omega_{\rm e} \exp\left(-\hbar\omega/k_{\rm B}T_{\rm L}\right).$$
(1.26)

В таком виде темпы $P_{\rm u}$ и $P_{\rm d}$ определяются током стока $I_{\rm d}$, а коэффициент $f_{\rm v}$ является подгоночным параметром модели. Такое упрощение (ср. (1.21)) позволяет избежать трудоемкого моделирования транспорта носителей и одновременно является попыткой адаптировать модель для использования на уровне вычисления характеристик реальных структур.

Несмотря на ряд важных идей, сформулированных в рамках концепции Хесса, данная модель имеет серьезные недостатки. Во-первых, описание микроскопических механизмов, ответственных за генерацию дефектов, никак не транслируется на уровень физики приборов. Во-вторых, различные реализации модели Хесса рассматривают не координатно-зависимую концентрацию $N_{\rm it}$, а некоторое усредненное значение, типичное для прибора в целом. В рамках такого подхода, время жизни ПТ определяется как время, в течение которого данное усредненное значение N_{it} достигло некоторой критической величины. Такое упрощенное моделирование ДВГН может привести к сильному завышению времени жизни прибора. Действительно, как неоднократно обсуждалось выше, концентрация интерфейсных состояний сильно зависит от латеральной координаты, поэтому можно представить себе ситуацию, когда усредненная концентрация N_{it} достаточно умеренна за счет усреднения высоких значений, типичных для сильно деградировавшего стока, с низкими уровнями деградации в районе истока. Наконец, несмотря на тот факт, что идея моделирования ДВГН на основе тщательного описания транспорта носителей и вычисления их энергетической функции распределения была впервые сформулирована именно в рамках концепции Хесса, на практике данная идея не была имплементирована. Как следствие, модель рассматривает микроскопический и макроскопический уровни физической картины ДВГН как независимые и несвязанные аспекты и не может воспроизвести одну из характерных особенностей ДВГН, а именно – ее сильную локализацию в районе стока ПТ.

1.3.4 Модель Пензина

Чтобы преодолеть логический разрыв между микроскопическим уровнем и уровнем физики полупроводниковых приборов, модель Хесса была видоизменена Пензиным и соавторами [194] путем внесения ряда феноменологических упрощений. Основное упрощение заключается в том, что процесс встраивания ловушек на интерфейсе описывается кинетическим уравнением первого порядка для концентрации не разорванных Si-H связей N_{Si-H} :

. . .

$$\frac{\mathrm{d}N_{\rm Si-H}}{\mathrm{d}t} = -kN_{\rm Si-H} + \gamma (N_0 - N_{\rm Si-H}), \qquad (1.27)$$

где *k* обозначает темп реакции разрыва связей, а γ – это темп обратной реакции пассивации оборванных Si- связей; через N_0 обозначается концентрация "доступных" Si-H связей на интерфейсе.

Темп реакции диссоциации рассчитывается как:

$$k = k_0 \exp(-E_{\rm a}/k_{\rm B}T_{\rm L})k_{\rm H},$$
 (1.28)

где k_0 – частота попыток, а $k_{\rm H}$ – фактор, описывающий воздействие горячих носителей (hot-carrier acceleration factor). Согласно [194], величина $k_{\rm H}$ определяется током горячих носителей $I_{\rm HC}$:

$$k_{\rm H} = 1 + \delta_{HC} |I_{\rm HC}|^{\rho_{HC}},$$
 (1.29)

где $\delta_{\rm HC}$ и $\rho_{\rm HC}$ являются подгоночными параметрами.

Важная особенность подхода Пензина состоит в том, что активационная энергия разрыва зависит от концентрации водорода (высвобожденного в процессе разрыва связей) вблизи интерфейса и от поперечной компоненты электрического поля. В рамках данной модели интерфейс Si/SiO₂ (и его непосредственное окружение) рассматривается как конденсатор. Предполагается, что десорбированный водород является заряженным, так же как и остающиеся оборванные связи Si-. В результате в систему встраивается дополнительное электрическое поле, индуцированное этими зарядами, наличие которого мешает последующим специям водорода покидать систему, что описывается как эффективное увеличение барьера, разделяющего связанное и транспортное состояния водорода:

$$E_{\rm a} = E_{\rm a}^{0} + \delta |F|^{\rho} + \beta k_{\rm B} T_{\rm L} \ln \frac{N_0 - n}{N_0 - N_{\rm H}^{(0)}}$$
(1.30)
$$\beta = 1 + \beta_{\perp} F_{\perp}.$$

Здесь величина E_a^0 обозначает активационную энергию разрыва связи в отсутствие ионов водорода, а $N_{\rm H}^{(0)}$ соответствует изначальной концентрации H⁺. Поскольку область вблизи границы раздела Si/SiO₂ рассматривается как конденсатор, удаление заряда из этой системы требует определенной энергии для компенсации изменения электрического поля. Данная энергия пропорциональна напряженности электрического поля в конденсаторе, т.е., применительно к нашему случаю, нормальной (по отношению к интерфейсу) компоненте F_{\perp} , которая и входит в выражение (1.30). Кроме того, внешнее электрическое поле Fможет растягивать или сжимать связь, таким образом также влияя на значение активационной энергии разрыва. Этот аспект учитывается наличием члена $\delta |F|^{\rho}$.

Модель Пензина, как и исходная модель Хесса, рассматривает энергию активации разрыва связи как статистически распределенную величину и, как



Рисунок 1.22 — Усредненная (по длине канала полевого транзистора) плотность состояний на границе раздела: сравнение результатов модели Пензина и экспериментальных данных для п-канального транзистора с длиной электрода затвора 0.35 мкм и толщиной SiO₂ 6.5 нм, который был подвергнут стрессу при различных комбинациях напряжений. Комбинация напряжений (3) соответствует инжекции горячих носителей из подложки, а в режиме (4) носители разгоняются полем в канале ПТ [194]. (1): $V_{\rm gs} = -9$ B, $V_{\rm ds} = V_{\rm b} = 0$ ($V_{\rm b}$ – напряжение на подложке); (2): $V_{\rm gs} = 12$ B, $V_{\rm b} = 0$ B; (3): $V_{\rm gs} = 1$ B, $V_{\rm ds} = 0$ B, $V_{\rm b} = -11$ B; (4): $V_{\rm gs} = 2.5$ B, $V_{\rm ds} = 5$ B, $V_{\rm b} = 0$ B.

следствие, может воспроизводить сублинейные наклоны деградационных характеристик [194]. Так, Рис. 1.22 показывает, что модель Пензина достаточно хорошо воспроизводит зависимости усредненной концентрации интерфейсных состояний от времени для условий стресса. Подробности экспериментальной методики, позволяющей оценить данное усредненное значение $N_{\rm it}$, приведены в [195]. При этом Рис. 1.22 демонстрирует экспериментальные данные как для случая горячих носителей в канале (высокие напряжения сток-исток $V_{\rm ds}$ соответствуют режиму (4): $V_{\rm gs} = 2.5$ B, $V_{\rm ds} = 5$ B, $V_b = 0$ B), так и для режима инжекции горячих носителей из подложки (высокие напряжения подложки V_b , режим (3): $V_{\rm gs} = 1$ B, $V_{\rm ds} = 0$ B, $V_b = -11$ B).

Несмотря на попытки моделирования ДВГН посредством тщательного описания транспорта носителей, этот аспект описан в публикациях Пензина весьма смутно. Например, фигурирующий в формуле (1.29) фактор усиления деградации, обусловлен "локальным током горячих носителей" (local hot carrier current), но определение этого тока, приведенное в оригинальной статье [194], достаточно туманно и не содержит конкретизации критерия, позволяющего различать "горячие" и "холодные" носители. Гипотетически, такой критерий мог бы быть связан с температурой носителей, их усредненной энергией или, что представляется нам наиболее приемлемым, вводиться на основе распределения носителей по энергии. Другая проблема работ Пензина состоит в том, что концентрация $N_{\rm it}$ не рассматривается как распределенная величина. Более того, несмотря на идею адаптации модели Хесса для расчета характеристик деградировавших приборов, нам неизвестно о прямом сравнении данных, полученных в рамках модели Пензина, с такими деградационными характеристиками, как, например, $\Delta V_{\rm th}(t)$ или $\Delta I_{\rm d}(t)$. Вместо этого, модель была апробирована с использованием усредненной концентрации ловушек на границе раздела Si/SiO₂, что не дало ни шага вперед, так как уже было предпринято в рамках модели Хесса (ср. Рис. 1.21 и Рис. 1.22).

1.3.5 Концепция Реакции-Диффузии

Другой подход к моделированию ДВГН, основанный на физических принципах, был разработан группой Алама и является адаптацией модели реакциидиффузии, предложенной для описания ННТ (см. 1.1.1), для случая ДВГН [16;17]. Фундаментом данной модели является идея, что и ННТ, и ДВГН имеют общую микроскопическую природу, т.е. являются следствием разрыва связей Si-H, а отличаются только движущей силой, активирующей процессы разрыва. Как следствие, оба явления могут и должны быть описаны в рамках единой парадигмы как различные ситуации встраивания одних и тех же дефектов, а платформой для данного описания должна выступить концепция реакции-диффузии.



Рисунок 1.23 — Схематическое изображение ННТ и ДВГН согласно концепции реакции-диффузии [16]. На данной схеме представлен планарный полевой транзистор, который является двумерным объектом. РД-модель рассматривает ННТ как одномерное явление (темп генерации не меняется с координатой в канале прибора), а ДВГН – как двумерный эффект (величина $N_{\rm it}$ координатно-зависима).



Рисунок 1.24 — Различный наклон временных зависимостей изменения концентрации $N_{\rm it}$ со временем в ходе ННТ и ДВГН [16].

Экспериментальные данные того времени демонстрировали, что деградационные характеристики (например, $\Delta V_{\rm th}(t)$) неплохо аппроксимируются зависимостями t^n с различными значениями параметра n. Считалось, что в случае ННТ экспериментальные кривые хорошо накладываются на зависимость $t^{1/4}$, в то время как изменения характеристик в ходе ДВГН соответствуют $t^{1/2}$, см. Рис. 1.24 и [16;17]. (Более поздние экспериментальные и симуляционные данные свидетельствуют о том, что и ННТ, и ДВГН могут характеризоваться совершенно различными наклонами деградационных характеристик в log-масштабе, см. [64;127;165;196].)

Согласно РД-модели, деградация включает в себя следующие стадии (см. Рис. 1.25) [17;73]:

- Генерация интерфейсных состояний путем разрыва связей Si-H. Темп данного процесса и эволюция деградационных характеристик лимитируется собственно реакцией и описывается временной зависимостью N_{it} ~ t¹ (здесь и ниже N_{it} не зависит от латеральной координаты).
- 2. Более длительный стресс приводит к тому, что диффузия водорода начинает ограничивать процесс генерации ловушек, что соответствует режиму насыщения $N_{\rm it} \sim t^0$.
- 3. Постепенно процесс диффузии становится доминантным механизмом, ограничивающим процесс деградации, что обусловливает зависимость $N_{\rm it} \sim t^{1/4}$.



Рисунок 1.25 — Основные фазы деградации в рамках модели реакции-диффузии для случая ННТ [73]. Рисунок заимствован из [73] с согласия авторов.

- 4. Водород диффундирует от интерфейса с ничем не ограниченным темпом диффузии, что приводит к $N_{\rm it} \sim t^{1/2}$.
- 5. В конечном итоге, деградация насыщается поскольку все доступные связи Si-H разорваны: $N_{\rm it} \sim t^0$.

Таким образом, авторы [16; 17] утверждают, что деградация в ходе ННТ лимитируется диффузией водорода (фаза 3 на Рис. 1.25) и, следовательно, имеет временную зависимость $t^{1/4}$, в то время как ДВГН определяется фазой 4. Подобное описание этих двух деградационных явлений предполагает, однако, что во время ДВГН должен наблюдаться переход от зависимости $t^{1/4}$ к $t^{1/2}$, хотя в этом контексте в [17] отмечается, что экспериментальных свидетельств такого перехода нет. Авторы цитируемой работы считают, что разница в наклонах временных зависимостей ННТ и ДВГН проистекает из того, что ННТ – это одномерное явление (в планарных транзисторах), в то время как ДВГН, ввиду сильной локализации концентрации $N_{\rm it}$ в области стока, является двумерным эффектом (опять же, в планарных приборах), см. Рис. 1.23.

Вследствие того, что процесс разрыва связи Si-H приводит к появлению подвижного водорода и ловушек на границе раздела Si/SiO₂, величина $N_{\rm it}$ и координатно-зависимая плотность подвижного водорода $N_{\rm H}(r,t)$ (r – радиус-

вектор), имеющая размерность см⁻³, связаны как:

$$N_{\rm it} = \int N_{\rm H}(r,t) \mathrm{d}r. \tag{1.31}$$

Фронт диффузии движется как $(D_{\rm H}t)^{1/2}$ $(D_{\rm H}$ – коэффициент диффузии водорода), поэтому выражения для $N_{\rm it}$ в случае ННТ и ДВГН записываются по-разному [16; 17]:

$$N_{\rm it}^{\rm (NBTI)} = (1/A_{\rm d}) \int_{0}^{(D_{\rm H}t)^{1/2}} N_{\rm H}^{(0)} \left[1 - r/(D_{\rm H}t)^{1/2} \right] A_{\rm d} dr = (1/2) N_{\rm H}^{(0)} (D_{\rm H}t)^{1/2}$$
$$N_{\rm it}^{\rm (HCD)} = \frac{\pi}{2A_{\rm d}} \int_{0}^{(D_{\rm H}t)^{1/2}} N_{\rm H}^{(0)} \left[1 - r/(D_{\rm H}t)^{1/2} \right] r dr = \frac{\pi}{12A_{\rm d}} N_{\rm H}^{(0)} (D_{\rm H}t),$$
(1.32)

где $A_{\rm d}$ – длина (в случае ННТ) или площадь (ДВГН) деградировавшей секции интерфейса, а $N_{\rm H}^{(0)}$ – плотность Н на границе раздела в начальный момент времени. Полагая, что $N_{\rm it}N_{\rm H}^{(0)} \sim {\rm const}$, получаем:

$$\frac{N_{\rm it}^{\rm (NBTI)}}{N_{\rm it}^{\rm (HCD)}} \sim (D_{\rm H}t)^{1/4} \\ (1.33)$$

Несмотря на способность концепции реакции-диффузии воспроизвести различные наклоны деградационных характеристик, наблюдаемые в ходе ННТ и ДВГН, данная модель имеет ряд серьезных недостатков. Во-первых, РД-концепция предполагает, что оба паразитных эффекта лимитированы процессом диффузии. Такое представление означает, что, как только напряжения стресса сняты с образца, восстановление характеристик ПТ в ходе релаксации должно происходить очень быстро. Однако многие экспериментальные данные демонстрируют противоположную тенденцию, т.е. что ННТ является процессом, лимитируемым реакцией разрыва связей, см. [78;96;197]. Что касается ДВГН, восстановление характеристик ПТ, подвергнутого данному виду стресса, очень слабое, если наблюдается вообще. Во-вторых, данная модель не рассматривает транспорт носителей, т.е. реакция разрыва связей (которая и контролирует протекание ДВГН) не имеет надлежащего описания. Как следствие, пространственное распределение N_{it}, а значит, и одна из характерных особенностей ДВГН, т.е. ее сильная локализация в районе стока, опять-таки, как и в модели Хесса, не могут быть воспроизведены.

1.3.6 Энергия как движущая сила ДВГН (парадигма Рауха и Ла Розы)

Одной из важнейших концепций описания и моделирования ДВГН оказалась предложенная Раухом и Ла Розой (Rauch, La Rosa), в которой движущей силой ДВГН является энергия, доставляемая носителями к интерфейсу (energydriven paradigm) [11;160;198]. Данная концепция базируется на двух основных идеях:

- По мере уменьшения линейных размеров прибора (длины канала) в ходе скейлинга электрон-электронное рассеяние играет все более важную роль, способствуя увеличению доли высокоэнергетичных носителей (по принципу: соударение двух частиц со средними энергиями приводит к появлению одной частицы с низкой и одной частицы с высокой энергией) и становясь доминантным механизмом ДВГН при длинах канала L_{ch} менее ~100-120 нм [11;198].
- В короткоканальных приборах, выполненных по технологическому процессу 180 нм и далее, движущей силой ДВГН является энергия носителей [14;18;160], а не электрическое поле (как полагалось в более ранних моделях [173–175]).



Рисунок 1.26 — Схематическое изображение влияния электрон-электронного рассеяния на форму функции распределения носителей по энергии. Видно, что ЭЭР увеличивает населенность высокоэнергетичной части ансамбля. Данные из [14].



Рисунок 1.27 — Схематическое изображение принципа, высказанного в рамках парадигмы Рауха и Ла Розы, утверждающего, что темп реакции разрыва связей определяется одной доминантной энергией.

Соответственно, ЭЭР в значительной степени ответственно за ДВГН в приборах с низкими рабочими/стрессовыми напряжениями. В таких транзисторах горячие носители, которые могут запустить ОЧ-механизм (т.е. "классическую" ДВГН), имеют очень низкие концентрации, а темп ОЧ-процесса ничтожно мал. Именно ЭЭР увеличивает населенность высокоэнергетичной части ансамбля носителей [11; 199–201]. На Рис. 1.26 представлен пример функций распределения электронов по энергии (в п-канальном ПТ), полученных с учетом и без учета ЭЭР. Видно, что учет эффекта ЭЭР приводит к характерному "горбу", заметному на высокоэнергетичных хвостах ФР. Таким образом, ЭЭР увеличивает темпы как ОЧ-, так и МЧ-механизмов, а значит – и ДВГН в целом. Важным проявлением ЭЭР является вклад в изменение температурной зависимости ДВГН, которое происходит при длинах канала ~100-120 нм [10;202–204].

Концепция Рауха и Ла Розы имеет следующее обоснование. Рассмотрим такие процессы, как ударная ионизация или реакция разрыва Si-H связей на границе раздела Si/SiO₂ (в данной концепции рассматривается только одночастичный процесс). Темпы этих процессов определяются выражениями, имеющими сходную структуру (ср. (1.20) и (1.21)), а именно $\int f(\varepsilon)S(\varepsilon)d\varepsilon$, где $f(\varepsilon)$ – это обобщенная функция распределения (т.е. произведение числа заполнения на плотность состояний), а $S(\varepsilon)$ – сечение рассеяния соответствующей реакции. При высоких энергиях $\Phi P f(\varepsilon)$ резко (грубо – экспоненциально) убывает, см. Рис. 1.27, а функция $S(\varepsilon)$, наоборот, стремительно (полиномиально) возрастает. Эти две конкурирующие тенденции приводят к тому, что подынтегральное выражение в формуле для темпа имеет ярко выраженный максимум, соответствующий определенной энергии E_{knee} , который и определяет темп реакции



Рисунок 1.28 — Иллюстрация принципа доминантной энергии с использованием реальных ФР, полученных с помощью метода Монте Карло. Видно, что учет электрон-электронного рассеяния приводит к появлению второй доминантной энергии, при этом вклад в темп разрыва связи, соответствующий этой энергии, при определенных условиях стресса может даже превалировать над "основным". Данные взяты из [14; 160; 205].

разрыва связей, а значит, и ДВГН [14;18;160;205]:

$$R_{\rm SP} \sim \int f(\varepsilon) S(\varepsilon) d\varepsilon \sim f(E_{\rm knee}) S(E_{\rm knee}).$$
 (1.34)

Значение данной энергии определяется согласно соотношению $d \ln f/d\epsilon = -d \ln S/d\epsilon$. Положение максимума $E_{\rm knee}$ называется доминантной энергией (knee energy) и, согласно [14;18;160;205], является слабой функцией приложенного напряжения сток-исток $V_{\rm ds}$. Название "доминантная" появилось потому, что если указанный максимум достаточно узкий, то он может быть аппроксимирован δ -функцией, т.е. весь интеграл $\int f(\epsilon)S(\epsilon)d\epsilon$ определяется значением подынтегрального выражения в районе $E_{\rm knee}$.

Рис. 1.28 показывает функции распределения электронов по энергии (с учетом и без учета электрон-электронного рассеяния), сечение рассеяния реакции разрыва связей Si-H, а также их произведение, полученные с помощью метода Монте Карло (подробности см. в [14;18;160;205]). Рис. 1.28 демонстрирует, что учет влияния ЭЭР приводит к появлению второго максимума, который соответствует более высокому значению $E_{\rm knee}$. Говоря точнее, при увеличении напряжения $V_{\rm gs}$ максимум, связанный с ЭЭР, становится более ярко выраженным, что и говорит о превалирующей роли ЭЭР в наноразмерных транзисторах.
Основным достижением энергетической парадигмы Рауха и Ла Розы является идея, согласно которой трудоемкое моделирование транспорта носителей и ФР может быть опущено. Вместо этого темпы процесса диссоциации связей Si-H могут быть вычислены через выражение типа (1.34).

Хотя данная парадигма значительно упрощает моделирование ДВГН и радикально экономит вычислительные ресурсы, она обладает определенными недостатками. Максимум произведения $f(\varepsilon)S(\varepsilon)$ может быть существенно уширенным, поэтому аппроксимация δ -функцией является весьма грубым приближением, а вклад энергий $\varepsilon \neq E_{\rm knee}$ может быть весьма значительным. Следствием отказа от моделирования транспорта носителей в энергетической парадигме, является то, что $N_{\rm it}$ рассматривается не как пространственно-распределенная величина, а как некое эффективное значение, описывающее общий уровень ДВГН в приборе. Отметим, что этот недостаток присущ всем ДВГН моделям, обсуждавшимся ранее. Как следствие, время жизни ПТ оценивается как время, когда данная плотность состояний на интерфейсе достигнет некоторого критического значения. Однако более ценным было бы моделирование характеристик поврежденных приборов и воспроизведение экспериментальных зависимостей типа $\Delta V_{\rm th}(t)$, $\Delta I_{\rm d}(t)$.

1.3.7 Модель группы Бравэ

Модель, разработанная группой Бравэ (Bravaix) [10; 19; 20; 196; 206–208], наследует все основные принципы, сформулированные в рамках методологии Хесса и энергетической парадигмы Рауха и Ла Розы, т.е. модель Бравэ учитывает взаимодействие одно- и многочастичного механизмов диссоциации связей, а также идею, что для точного описания этих двух процессов необходима информация о распределении носителей по энергии. Однако модель Бравэ не включает в себя подзадачу моделирования транспорта носителей, а, в том же ключе, что и энергетическая парадигма Рауха и Ла Розы, проводит расчеты темпов ОЧ- и МЧ-механизмов, используя определенные эмпирические факторы, которые связаны с напряжениями стресса и/или рабочими напряжениями.

Последнее упрощение связано с попыткой сделать методологию Бравэ пригодной для компактных моделей, которые могут использоваться для моделирования сверхбольших интегральных схем, а также чтобы установить преемственность с моделью "удачливого электрона" [173;174]. В рамках данного упрощения различается три основных режима деградации, а именно: режим, контролируемый одночастичным процессом ("классическая" ДВГН), режим холодных носителей, когда многочастичный процесс является определяющим, и режим с решающей ролью электрон-электронного взаимодействия [206; 209].

Напряжения стресса и рабочие напряжения, при которых достигаются высокие средние энергии носителей, соответствуют первому случаю. В этом режиме применима модель "удачливого электрона", а время жизни полевого транзистора рассчитывается как [206; 209]

$$1/\tau_{\rm SP} \sim (I_{\rm d}/W)(I_{\rm sub}/I_{\rm d})^m,$$
 (1.35)

где $I_{\rm d}/I_{\rm sub}$ – отношение тока стока к току подложки, W – ширина прибора, а эмпирический фактор m определяется отношением показателей степенной зависимости сечения рассеяния ОЧ-механизма и сечения рассеяния ударной ионизации, т.е. $m \cong 11.0/4.0 \approx 2.7$.

Другой режим соответствует высоким плотностям тока с низкими средними энергиями носителей (холодные носители). В этом случае ОЧ-процессом можно пренебречь, а ДВГН обусловлена МЧ-механизмом. Время жизни прибора определяется как $1/R_{\rm MP}$. Согласно энергетической парадигме Рауха и Ла Розы, $S_{\rm MP} \sim (|e|V_{\rm ds} - \hbar \omega)^{1/2}$, и мы получаем:

$$1/\tau_{\rm MP} \sim \left[(|e|V_{\rm ds} - \hbar\omega)^{1/2} (I_{\rm sub}/W) \right]^{E_{\rm B}/\hbar\omega} \exp(-E_{\rm emi}/k_{\rm B}T_{\rm L}) \approx \left[V_{\rm ds}^{1/2} (I_{\rm d}/W) \right]^{E_{\rm B}/\hbar\omega}.$$
(1.36)

Для описания темпа МЧ-механизма используется модель усеченного гармонического осциллятора [19;20], где, напомним, $\hbar \omega$ обозначает расстояние между уровнями осциллятора (см. Рис. 1.20). Структура выражения (1.36) будет обсуждена ниже по тексту.

Промежуточный режим с умеренными плотностями тока и умеренными же средними значениями энергии носителей определяется электрон-электронным рассеянием, которое при этом и является движущей силой ДВГН:

$$1/\tau_{\rm EES} \sim (I_{\rm d}/W)^2 (I_{\rm sub}/I_{\rm d})^m.$$
 (1.37)

Такая зависимость обратного времени жизни ПТ от тока стока обусловливается ударной ионизацией. В данном процессе генерируются электронно-дырочные



Рисунок 1.29 — Сравнение реально измеренного времени жизни приборов (поколение 65 нм) с предсказанием в рамках модели Бравэ [206].

пары со средними энергиями, недостаточными для запуска ОЧ-механизма. Тем не менее, эти вторично сгенерированные носители дают вклад в ЭЭР, которое заселяет высокоэнергетическую часть ансамбля, тем самым усиливая и ОЧ-, и МЧ-механизмы.

При приложении напряжений стресса, а также в рабочем режиме прибора, все три моды (которые в модели Бравэ рассматриваются как независимые) дают определенные вклады. Соответственно, время жизни ПТ рассчитывается как суперпозиция времен жизни для каждой из мод:

$$1/\tau_{\rm d} = K_{\rm SP}/\tau_{\rm SP} + K_{\rm EES}/\tau_{\rm EES} + K_{\rm MP}/\tau_{\rm MP}.$$
 (1.38)

Другими словами, вклады вышеописанных процессов учитываются с определенными "весовыми" факторами $K_{\rm SP}$, $K_{\rm EES}$, $K_{\rm MP}$, которые являются подгоночными параметрами. Общей структурой выражения для времени жизни отражается тот факт, что ОЧ- и МЧ-процессы, а также ЭЭР являются конкурирующими механизмами. Рис. 1.29 показывает неплохое соответствие между экспериментальными данными и результатами модели; комбинации напряжений $V_{\rm ds}$ и $V_{\rm gs}$ выбраны таким образом, чтобы охватывать все три упомянутых режима ДВГН.

Что касается многочастичного процесса, Бравэ и соавторы применяют тот же формализм, что и в концепции группы Хесса, для описания темпа данного механизма, т.е. связь Si-H рассматривается как усеченный гармонический

Параметры	Мода растягивания	Мода изгиба
$E_{\rm b},{\rm eV}$	2.5	1.5
$\hbar\omega, eV$	0.25	0.075
$w_{\rm e},\mathrm{ps}^{-1}$	1/295	1/10

Таблица 1 — Параметры вибрационной моды растягивания и моды изгиба, использованные в рамках модели Бравэ [206].

осциллятор. Далее, следуя подходу Хесса, модель Бравэ использует систему кинетических уравнений для населенности уровней осциллятора [12;19]:

$$\frac{dn_0}{dt} = P_d n_1 - P_u n_0$$

$$\frac{dn_i}{dt} = P_d (n_{i+1} - n_i) - P_u (n_i - n_{i-1})$$

$$\frac{dn_{N_l}}{dt} = P_u n_{N_l-1} - \lambda_{emi} N_{it} [H^*],$$
(1.39)

где $[H^*]$ обозначает концентрацию подвижного водорода, требующегося для обратной реакции пассивации, а n_i – населенности уровней осциллятора (оссирапсіеs, величины варьируются в диапазоне [0...1]). По каким-то причинам, в самом нижнем уравнении, описывающем последнее связанное состояние N_1 (см. Рис. 1.20), члены, соответствующие реакции пассивации (т.е. перехода из транспортного состояния в связанное), а также переходу из состояния N_l в $N_l - 1$, опущены. Процесс, в котором водород преодолевает потенциальный барьер, разделяющий состояние N_l и транспортную моду, характеризуется темпом $\lambda_{\rm emi} = \mathbf{v}_{\rm emi} \exp(-E_{\rm emi}/k_{\rm B}T_{\rm L})/N_0$, где $E_{\rm emi}$ является высотой соответствующего барьера (см. Рис. 1.20), $\mathbf{v}_{\rm emi}$ – частота попыток, а деление на концентрацию связей кремний-водород в неповрежденном приборе N_0 связано с обеспечением согласования размерностей.

Темпы процессов абсорбции и эмиссии фононов рассчитываются в той же манере, что и в концепции группы Хесса [12], но с некоторыми изменениями (ср. (1.21)):

$$P_{\rm u} = \int I_{\rm d}(\varepsilon) \sigma d\varepsilon + \omega_{\rm e} \exp(-\hbar \omega / k_{\rm B} T_{\rm L})$$

$$P_{\rm d} = \int I_{\rm d}(\varepsilon) \sigma d\varepsilon + \omega_{\rm e}.$$
(1.40)

Видна аналогия с выражениями, применявшимися в модели Хесса (ср. с (1.20) и (1.26)). В варианте (1.40) авторы [12] стремятся использовать формулировки,

которые связывают темпы $P_{\rm u}$, $P_{\rm d}$ с током стока (чтобы модель могла оперировать измеряемыми величинами), по сути, величина $I_{\rm d}(\varepsilon)$ обозначает поток носителей в диапазоне энергий [ε ; ε + d ε], воздействующих на интерфейс.

Далее Бравэ и авторы используют энергетическую парадигму Рауха и Ла Розы и упрощают выражения (1.40), заменяя интегралы $\int I_{\rm d}(\varepsilon) \sigma d\varepsilon$ на произведение электронной компоненты тока в канале и эмпирического параметра $S_{\rm MP}$:

$$P_{\rm u} = S_{\rm MP}(I_{\rm d}/|e|) + \omega_{\rm e} \exp(-\hbar\omega/k_{\rm B}T_{\rm L})$$

$$P_{\rm d} = S_{\rm MP}(I_{\rm d}/|e|) + \omega_{\rm e}.$$
(1.41)

Отметим, что структура выражения (1.41) очень близка к структуре формулы (1.26), использовавшейся в последней версии модели Хесса [12;13]. В этом случае темп многочастичного процесса разрыва связей записывается как:

$$R_{\rm MP} \sim N_0 \left[\frac{S_{\rm MP}(I_{\rm d}/|e|) + \omega_{\rm e} \exp(-\hbar\omega/k_{\rm B}T_{\rm L})}{S_{\rm MP}(I_{\rm d}/|e|) + \omega_{\rm e}} \right]^{E_{\rm B}/\hbar\omega} \exp(-E_{\rm emi}/k_{\rm B}T_{\rm L}). \quad (1.42)$$

Решение системы уравнений (1.39) для случая неинтенсивной реакции разрыва связей, т.е. для $N_0 \lambda_{\rm emi} t \ll 1$, имеет аналитический вид и приводит к корневой зависимости концентрации $N_{\rm it}$ от времени стресса [19]:

$$N_{\rm it} = (N_0 \lambda_{\rm emi} [P_{\rm u}/P_{\rm d}]^{N_{\rm l}})^{1/2} t^{1/2}.$$
(1.43)

Данное решение было получено с дополнительным допущением, что связь с подавляющей вероятностью находится в основном состоянии, т.к. выполняется условие $n_0 \approx \sum n_i \approx 1$. Отметим, что фактор $E_{\rm B}/\hbar\omega$ воспроизводит число собственных состояний осциллятора (см. Рис. 1.20).

Важный аспект, который обсуждается в рамках модели Браве, – это выбор значений физических величин (таких как $E_{\rm B}, E_{\rm emi}, \hbar \omega$), описывающих колебательные моды связи кремний-водород [19; 20]. Действительно, различные группы утверждали [191; 210–214], что процесс разрыва связи Si-H на границе раздела Si/SiO₂ может происходить посредством растягивания (stretching vibrational mode) или изгиба (bending mode), основные параметры которых приведены в Таблице 1 [19]. В рамках модели Бравэ, следуя аргументам, высказанным в [212], можно прийти к выводу, что высвобождение водорода или дейтерия вблизи интерфейса Si/SiO₂ происходит через искажение соответствующей связи путем изгиба. Полагается, что именно вибрации изгиба являются процессом, ответственным за разрыв связей, с соответствующей энергией активации $E_{\rm B} \sim$ 1.5 эВ и расстоянием между уровнями осциллятора $\hbar \omega = 0.075$ эВ.



Рисунок 1.30 — Сравнение измеренного темпа диссоциации связей Si-H по многочастичному механизму с результатами, полученными в рамках модели группы Бравэ [20].

Формализм, разработанный группой Хесса и далее адаптированный группой Бравэ для моделирования характеристик ПТ, подвергнутых ДВГН, показал неплохое соответствие между экспериментальными данными и расчетными результатами [20; 206], см. Рис. 1.30).

Относительно недавно группой Бравэ была предложена расширенная версия их модели, в основе которой по-прежнему лежит идея, что деградация является суперпозицией нескольких механизмов [196]. Основным нововведением является то, что данные механизмы теперь не являются квазинезависимыми (как это было в предыдущих версиях), а могут взаимодействовать, тем самым усиливая друг друга. Также новая версия модели Бравэ связывает темпы разрыва связей Si-H в каждом из этих режимов с энергией носителей, т.е. позволяет описывать вклад всех частиц ансамбля в деградацию:

$$S(\varepsilon) = 0,$$
 $\varepsilon < 1.5 \text{eV}$ (1.44)

$$S(\varepsilon) = \text{const},$$
 $1.5 \leqslant \varepsilon < 1.9 \text{eV}$ (1.45)

$$S(\varepsilon) = \alpha \exp\left(\frac{3\varepsilon}{1 \,\mathrm{eV}}\right), \qquad 1.9 \leqslant \varepsilon < 2.5 \mathrm{eV}$$
(1.46)

$$S(\varepsilon) = \beta \left(\frac{\varepsilon - 1.5}{1 \,\mathrm{eV}}\right)^{11}, \qquad \varepsilon \ge 2.5 \mathrm{eV}.$$
 (1.47)

Как видно из структуры данной формулы, новая интерпретация ДВГН в рамках модели Бравэ по-прежнему основана на парадигме Рауха и Ла Розы, т.е.



Рисунок 1.31 — Концентрация интерфейсных состояний как функция латеральной координаты $N_{\rm it}(x)$: сравнение зависимостей, полученных путем обработки данных экспериментов по накачке носителей (штрихованные линии), с результатами расчетов в рамках самой последней версии модели Бравэ (сплошные линии). Видно, что модель полноценно воспроизводит одну из важнейших особенностей ДВГН – ее сильную локализацию. Данные заимствованы из [208].

темпы диссоциации связей Si-H рассчитываются с использованием доминантных энергий, которые соответствуют смене одного превалирующего механизма на другой. Преимуществом такого подхода (как и всех версий модели Бравэ) по-прежнему является вычислительная эффективность, которая связана с отсутствием необходимости проводить ресурсоемкие вычисления функции распределения носителей; за это, однако, приходится расплачиваться введением новых подгоночных параметров (см. (1.47)).

Данная версия модели Бравэ позволяет точно воспроизвести не только деградационные изменения таких характеристик, как пороговое напряжение, проводимость или ток стока, но и профили плотности интерфейсных состояний [207;208]. Рис. 1.31 показывает сравнение экспериментальных зависимостей плотности ловушек на интерфейсе от латеральной координаты $N_{\rm it}(x)$ (x – координата в направлении исток-сток) в п-канальном транзисторе с длиной затвора 170 нм, которые были получены на основе данных экспериментов по зарядовой накачке (charge-pumping experiments [215–217]), и профилей $N_{\rm it}(x)$, рассчитанных в рамках модели Бравэ, для нескольких значений времени стресса при напряжениях стресса $V_{\rm gs} = 3.6$ В, $V_{\rm ds} = 2.8$ В. На основе Рис. 1.31 можно констатировать удовлетворительное соответствие результатов расчета и измерений в целом, а также способность новой версии модели Бравэ воспроизвести сильную локализацию ДВГН в области стока. Значительное расхождение между экспе-

риментальными и теоретическими кривыми $N_{it}(x)$ за пределами максимума, скорее всего, связано с игнорированием многочастичного механизма разрыва связей Si-H. Как было показано нами в недавних публикациях [165; 218; 219], МЧ-механизм существенен также в длинноканальных приборах и/или при высоких напряжениях стресса, и его игнорирование недопустимо (см. Главу 5).

Другая важная идея, высказанная в рамках данной модели [196], заключается в том, что роль электрон-электронного рассеяния в ходе ДВГН сильно переоценена. Для анализа роли этого процесса авторы использовали наноразмерные транзисторы с длиной канала 40 нм. Эти приборы были подвергнуты стрессу горячими носителями при разных значениях напряжений сток-исток и затвор-исток, причем выбирались такие комбинации V_{ds} и V_{gs}, чтобы в числе прочих реализовать и режимы, в которых ДВГН определяется одним доминантным механизмом (ОЧ- или МЧ-процессом). Помимо расчетов, проведенных непосредственно в рамках модели Бравэ, были также вычислены функции распределения носителей по энергии, для чего использовалось стохастическое решение уравнения Больцмана с помощью метода Монте-Карло. В той работе было показано, что, хотя ЭЭР может значительно изменить форму высокоэнергетичного хвоста функции распределения (см. Рис. 1.32), это изменение не отражается усилением деградации, вызываемой горячими носителями. Иначе говоря, темпы генерации ловушек на интерфейсе, рассчитанные с учетом и без учета ЭЭР (Рис. 1.33), согласно [196], идентичны для всех позиций вдоль границы раздела кремний/диэлектрик. Более того, в [196] утверждается, что эта тенденция реализуется во всем диапазоне выбранных значений V_{ds}, V_{gs}. Авторы цитируемой работы считают, что основной вклад в ДВГН соответствует так называемой "смешанной моде" (mixed mode regime), являющейся не чем иным, как взаимодействием ОЧ и МЧ-механизмов. Напомним, что данный механизм был предложен впервые в рамках модели группы Хесса [12;13], см. Рис. 1.20 и формулу (1.25).

В завершение отметим, что с помощью модели Бравэ предпринимались попытки описать особенности деградации, вызываемой горячими носителями, при различных температурах [20;220]. В частности, авторами обсуждалось изменение температурной зависимости при переходе от длинноканальных к корот-коканальным полевым транзисторам, который происходит при длинах канала ~ 100 – 120 нм. Согласно [220], доминантным механизмом, ответственным за ДВГН в короткоканальных ПТ, является многочастичный процесс диссоциации



Рисунок 1.32 — Функции распределения электронов по энергии, вычисленные для n-канальных транзисторов с длиной затвора 40 нм, приложенных напряжений $V_{\rm gs} = V_{\rm ds} = 1.8$ В и комнатной температуры с учетом и без учета вклада электрон-электронного рассеяния. ФР построены для двух позиций в ПТ, т.е. у ближайшей к стоку границы затвора и в центре канала. Данные из [196].



Рисунок 1.33 — Темпы генерации ловушек на интерфейсе, вычисленные на основе функций распределения, представленных на Рис. 1.32, для тех же условий стресса. Данные из [196].

связи, темп которого рассчитывается по формуле (1.42). В эту формулу входят ток стока I_d , значение которого уменьшается при более высоких температурах ввиду более высоких темпов рассеяния, а также член, воспроизводящий термическую активацию водорода через потенциальный барьер, который разделяет последний связанный уровень и транспортную моду. Если эффект, связанный с бомбардировкой связи носителями заряда (член $S_{\rm MP}(I_d/|e|)$), является доминантным, это приводит к упрощенной формуле (1.36), которая описывает время жизни прибора и определяет температурную зависимость ДВГН.

Несмотря на способность модели Бравэ воспроизвести основные особенности деградации, вызываемой горячими носителями, избегая при этом громоздких вычислений, связанных с транспортом носителей, она не лишена слабых мест. Главным несовершенством является упрощенное рассмотрение ОЧ-, МЧ-механизмов и электрон-электронного рассеяния как абсолютно независимых процессов. Данный подход представляется сомнительным с физической точки зрения, потому что разрыв связей Si-H приводит к появлению ловушечных состояний на границе раздела кремний/окисел, что вызывает искажение функций распределения носителей по энергии, а значит – и темпов всех механизмов рассеяния, включая ЭЭР. Эти темпы, в свою очередь, определяют форму ФР и, далее, темпы одночастичного и многочастичного процессов. Более того, авторы утверждают, что влияние ЭЭР на ДВГН не является существенным. Тем не менее, детальные исследования, проведенные другими группами [11;14;166;198;218;221], свидетельствуют о том, что данный механизм обусловливает (наряду с МЧ-процессом) ДВГН в транзисторах с длиной канала в нанометровом диапазоне, а также влияет на ее температурную зависимость.

1.4 Предиктивная модель, основанная на физических принципах

Несмотря на то, что обсуждавшиеся в этой Главе деградационные явления были экспериментально обнаружены и описаны более четырех десятилетий назад, в течение которых выполнялись обширные исследования, консенсуса относительно физических процессов, ответственных за каждое из названных явлений, достигнуто не было. Более того, в литературе можно найти достаточное количество моделей/парадигм описания данных феноменов, которые зачастую противоречат друг другу. Однако недавно было установлено, что многие из этих явлений имеют общую микроскопическую основу. Так, в серии публикаций группа Грассера (Т. Grasser) показала, что ТУВС, СТШ и ННТ являются следствиями взаимодействия пограничных ловушек, находящихся в толще диэлектрика [40; 97; 222]. При этом активация ловушек производится различными механизмами, которые, в свою очередь, обусловливаются различными условиями стресса, свойствами материалов (и их границ раздела), а также архитектурой приборов. Аналогичные результаты были получены также другими группами [36;39;43;223]. Что касается ДВГН, то в этом случае основной вклад в деградацию обусловлен ловушками на границе раздела полупроводник/диэлектрик, сгенерированными в ходе стресса [10;14;44]. Однако есть свидетельства и того, что дефекты в толще диэлектрика также могут давать видимый вклад и в ДВГН [51;187;224;225]. Более того, в ряде публикаций демонстрируется, что стресс горячими носителями может также провоцировать ТУВС, СТШ, и ВЗПД [226–230].

Это свидетельствует о том, что все вышеуказанные режимы деградации являются следствием коллективного отклика разного рода дефектов (и их прекурсоров), активированных различными внешними воздействиями. Различие в деградационных явлениях и определяется условиями стресса, которые, в свою очередь, определяют процессы активации дефектов. Как следствие, корректное описание процессов разрушения транзистора должно быть основано на микроскопическом описании физики дефектов и соответствующих механизмов активации.

С прикладной точки зрения, понимание и корректное описание этих деградационных процессов требуется для того, чтобы спрогнозировать время жизни прибора и сделать выводы относительно его надежности. Ситуация осложняется тем, что для испытаний надежности транзистора используются специальные (более тяжелые) условия стресса, т.е. более высокие напряжения, температуры и т.д. Это делается для того, чтобы повысить интенсивность деградационных процессов и зарегистрировать видимое изменение характеристик прибора в течение достаточно короткого (или просто конечного) промежутка времени. При этом требуется оценка времени жизни ПТ при более мягких условиях, соответствующих режиму его эксплуатации. Испытания надежности прибора при этих условиях стресса не представляются информативными, потому что видимая деградация характеристик прибора при рабочих напряжениях/температурах может проявиться только по прошествии неприемлемо длительного промежутка времени. Зачастую эта проблема решается путем экстраполяции зависимости времени жизни прибора от параметров стресса, полученной для режима стресса, на интервал значений этих параметров, соответствующий рабочему режиму. Данный подход представляется некорректным, потому что при переходе от условий стресса к рабочим режимам физика деградационных механизмов может радикально измениться, вследствие чего радикально изменяется и время жизни прибора.

1.5 Заключение к Главе 1

В данной Главе констатировалось, 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. Основными паразитными явлениями, искажающими характеристики и ограничивающими время жизни транзисторов, являются: нестабильность, вызываемая комбинацией подачи напряжения на затвор и повышения температуры, случайный телеграфный шум, ток утечки, вызываемый стрессом, временно-зависимый пробой диэлектрика и деградация, вызываемая горячими носителями. При этом, как было показано в недавних публикациях, в современных миниатюризированных транзисторах, использующихся в сверхбольших интегральных схемах для КМОП-логики, центральная роль принадлежит ДВГН. Более того, именно этот эффект ответственен также за разрушение мощных транзисторов, находящих применение в таких сферах, как автомобильная электроника, CBЧи радиочастотные усилители, и в ряде других аналоговых приложений.

Нами были представлены основные свойства вышеуказанных явлений, а также подходы к их моделированию. Что касается конкретно деградации, вызываемой горячими носителями, было дано определение данного феномена, а также кратко перечислены его основные свойства, которые будут подробнее обсуждаться в Главе 4.

В настоящей Главе был дан обзор моделей ДВГН, который охватил как эмпирические модели, так и более сложные подходы, основанные на анализе микрокартины физических механизмов, ответственных за этот паразитный эффект. Эмпирические модели эволюционировали от простейшей модели удачливого электрона к комплексным методикам описания изменений транзисторных характеристик в ходе деградации, позволяющим воспроизвести насыщение ДВГН на больших временах стресса, рассматривающим эффекты захвата разных типов носителей и пытающимся связать особенности протекания ДВГН с архитектурой транзистора. Эти модели весьма эффективны с вычислительной точки зрения, но их недостатком является отсутствие описания ДВГН на микроскопическом уровне. Как следствие, они не могут воспроизвести смену основного механизма разрыва связи с одночастичного на многочастичный процесс, сопровождающую скейлинг ПТ, и сильную локализацию ДВГН. Соответственно, эти подходы не могут быть использованы для надежного предсказания времени жизни транзистора в рабочем режиме.

Одна из самых исторически значимых моделей деградации, вызываемой горячими носителями, – модель группы Хесса. С ней связано сразу несколько новаторских идей: описание взаимодействия одночастичного и многочастичного механизмов, констатация того обстоятельства, 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. Помимо того, предложенное описание процессов встраивания дефектов оказалось оторванным от реальных характеристик полупроводниковых приборов. В результате, время жизни прибора в работах Хесса понимается как время, за которое концентрация $N_{\rm it}$ достигла некоторого критического уровня, хотя для практических целей естественнее было бы рассматривать критические изменения таких параметров, как пороговое напряжение, ток стока и т.д.

Попытки адаптировать концепцию реакции-диффузии (изначально разработанную для моделирования ННТ) для случая ДВГН также не были успешными. В рамках такого подхода предсказывается быстрое восстановление повреждения прибора (вне зависимости от того, что именно моделируется: ДВГН или ННТ), а это не соответствует результатам эксперимента, свидетельствующим о лимитации ДВГН реакцией создания дефектов, а не диффузией, как предсказывает РД-концепция. Соответственно, методика учета генерации интерфейсных состояний в ходе ДВГН не разработана в этой модели, и она не может воспроизвести сильную локализацию повреждения ПТ.

Энергетическая парадигма Рауха и Ла Розы содержит два важных момента. Во-первых, утверждается, что движущей силой ДВГН является энергия носителей, а не электрическое поле, разгоняющее их до этих энергий. Во-вторых, предполагается, что в приборах с длиной канала менее ~ 100 – 120 нм электрон-электронное рассеяние является ключевым механизмом ДВГН. Более того, данная парадигма вычленяет ключевые энергии, которые, как считается, и дают определяющий вклад в ДВГН, т.е. вместо трудоемкого моделирования транспорта носителей предлагается использовать эмпирические параметры, связанные с этими ключевыми энергиями. Подобное описание является довольно грубым упрощением, потому что все частицы ансамбля носителей могут давать определенный вклад в разрыв связей, а ДВГН есть кумулятивный эффект, суммирующий такие вклады. Результатом слишком упрощенного описания транспорта носителей является неспособность модели воспроизвести пространственное распределение концентрации $N_{\rm it}$.

Наконец, модель группы Бравэ 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 консолидирует 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. Действительно, ЭЭР является процессом, определяющим форму функции распределения носителей, а эта ФР, в свою очередь, определяет темпы ОЧ- и МЧпроцессов. И наоборот: встраивание ловушек искажает функцию распределения носителей по энергии, тем самым влияя и на темп ЭЭР. Таким образом, МЧ- и ОЧ-процессы а также ЭЭР должны самосогласованно моделироваться в рамках транспортной подзадачи ДВГН.

В конце Главы отмечена важность детального понимания физической картины, лежащей в основе деградации, вызываемой горячими носителями, и объяснено, 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 (высокие напряжения, повышенные или, наоборот, пониженные температуры и т.д.), на более мягкие условия реальной эксплуатации. 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.

Глава 2. Модель ДВГН, учитывающая особенности транспорта носителей

Настоящая Глава посвящена модели деградации, вызываемой горячими носителями, созданной под руководством автора диссертации и являющейся одним из важнейших результатов работы. Основным требованием, предъявляемым к такой модели, являлось обеспечение точного и полного воспроизведения всех основных свойств ДВГН (они будут представлены и проанализированы в Главе 4). В связи с этим, была осуществлена обширная апробация: изучались приборы различного класса (от миниатюризированных ПТ до мощных транзисторов) в весьма широком диапазоне условий стресса (апробации посвящена отдельная Глава 5). Представленные ниже результаты легли в основу ряда наших публикаций [164–166;231–234].

На основании анализа существующих моделей деградации, вызываемой горячими носителями (см. часть 1.3), в совокупности с данными экспериментальных исследований этого паразитного явления мы формируем представления о том, какую структуру должна иметь модель ДВГН, основанная на физических принципах. Далее в этой Главе будут представлены такая модель, разработанная нами, а также аспекты ее имплементации и интеграции в программы-симуляторы полупроводниковых приборов. Апробация нашей модели и анализ особенностей ДВГН в приборах различной архитектуры составят содержание Главы 5, однако уже в этой Главе будут приведены предварительные результаты.

2.1 Структура модели

Задачу 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 характеристик приборов, подвергнутых стрессу. Соответственно, наша



Рисунок 2.1 — Структура нашей модели деградации, вызываемой горячими носителями. Она содержит три основных модуля: моделирование транспорта носителей в полупроводниковых приборах, описание микроскопических механизмов встраивания дефектов и расчет характеристик поврежденных приборов.

модель ДВГН включает три основных модуля, интегрированных в рамках одной симуляционной среды, что схематически изображено на Рис. 2.1.

Транспортный модуль реализован на основе программы-симулятора ViennaSHE [21; 235; 236], осуществляющей детерминистическое решение транспортного уравнения Больцмана методом разложения функции распределения носителей по энергии в ряд сферических гармоник [237]; данная программа была разработана группой Грассера из Технического университета г. Вены (Grasser; Technische Universität Wien). Отметим, что вместо программы ViennaSHE может быть использован любой другой симулятор, который позволяет вычислять ФР носителей. Так, первые реализации нашей модели ДВГН [164; 238] задействовали программу MONJU [239], разработанную группой Юнгеманна из Рейнско-Вестфальского технического университета гор. Ахена (Jungemann, RWTH Aachen). В отличие от симулятора ViennaSHE, программа MONJU осуществляет стохастическое решение уравнения Больц-

мана с помощью метода Монте-Карло. Переход от MONJU к ViennaSHE был обусловлен рядом преимуществ детерминистического метода перед стохастическим подходом. Во-первых, значительный (если не подавляющий) вклад в ДВГН обеспечивается носителями с высокими энергиями, которые соответствуют высокоэнергетичным хвостам функций распределения. Как правило, эти хвосты имеют весьма малую населенность, но при этом должны быть хорошо разрешены для корректного моделирования ДВГН, что приводит к значительным вычислительным затратам (процессорное время). Во-вторых, моделирование посредством метода Монте-Карло сильноточных полупроводниковых приборов, в которых типичные рабочие напряжения (и особенно напряжения стресса) высоки, а размеры могут составлять несколько микрон, хотя и возможно гипотетически, на практике нереализуемо. Наконец, родственной проблемой является имплементация электрон-электронного рассеяния (этот механизм, как будет показано далее, является одним из основных процессов, ответственных за ДВГН в миниатюризированных транзисторах, см. раздел 4.4.2) в программу-симулятор транспорта носителей. Потенциально, учет ЭЭР при решении уравнения Больцмана на основе метода Монте-Карло возможен, но это потребовало бы хранения огромного числа переменных и, следовательно, огромного размера оперативной памяти, используемой вычислительной средой, что делает детерминистический метод решения уравнения Больцмана единственно приемлемым для моделирования вклада ЭЭР.

Транспортный симулятор решает уравнение Больцмана для конкретной архитектуры транзистора, задание которой включает не только собственно геометрию прибора, но и информацию о профилях легирования, параметрах полупроводниковых и диэлектрических материалов, а также спецификацию условий стресса (или рабочих условий): напряжений $V_{\rm gs}$, $V_{\rm ds}$ и температуры подложки/окружающей среды. Для моделирования архитектуры прибора мы используем программу-симулятор процессов изготовления полупроводниковых структур Sentaurus Process [240] (в качестве альтернативы может быть использован любой аналогичный симулятор). Поскольку высокоэнергетичные хвосты функций распределения чувствительны к вариациям параметров архитектуры прибора (в первую очередь, к вариациям в распределении концентрации легирующей примеси), требуется тщательная калибровка упомянутого симулятора. Как правило, "доступ" к информации о профилях концентрации легирующих атомов (например, на основе измерений с использованием метода масс-спектроскопии вторичных ионов) практически невозможен по причине деструктивности большинства методов для исследуемого прибора, а также того факта, что данные, полученные на основе этих методов, требуют последующей обработки, при этом вносимая погрешность может быть значительной.

Поэтому калибровка программы-симулятора Sentaurus Process проводится самосогласованно с симулятором полупроводниковых приборов и интегральных схем MiniMOS-NT с целью воспроизведения вольт-амперных (выходных $I_{\rm d} - V_{\rm ds}$ и переходных $I_{\rm d} - V_{\rm gs}$) и – если требуется – вольт-фарадных характеристик неповрежденного транзистора. MiniMOS-NT также осуществляет решение уравнения Больцмана, правда, использует для этого упрощенные схемы диффузии-дрейфа (ДД; drift-diffusion) и транспорта энергии (TE; energy transport) [159;176;241;242]. Симулятор MiniMOS-NT включает широкий спектр моделей, описывающих электрические и термические свойства полупроводниковых материалов (в частности, кремния), т.е. модели подвижности, изменения ширины запрещенной зоны с температурой, ионизации атомов примеси, ударной ионизации, теплопроводности и т.д. Кроме того, с помощью MiniMOS-NT может количественно предсказываться влияние заряженных ловушек на интерфейсе и в толще диэлектрика на электростатику транзистора: в этот симулятор имплементирован ряд моделей зарядки/перезарядки ловушек, таких как теория Шокли-Рида-Холла (Shockley-Read-Hall theory) [243] или модель захвата/высвобождения носителей заряда на/с ловушки/ловушек с участием безызлучательных многофононных процессов, обсуждавшаяся нами в контексте нестабильности, вызываемой комбинацией подачи напряжения на затвор и повышения температуры (см. раздел 1.1.1).

Функции распределения, рассчитанные с помощью ViennaSHE, впоследствии используются для вычисления темпов разрыва связей на границе раздела кремний/диэлектрик и, далее, профилей концентрации интерфейсных ловушек $N_{\rm it}(x)$, для каждого шага по времени деградации t. В случае ПТ непланарной архитектуры, таких как МОП-транзисторы, изготавливаемые методом двойной диффузии (моделирование ДВГН в этих приборах описано в части 5.4) и имеющие изогнутый интерфейс, мы оперируем уже зависимостями $N_{\rm it}(x,y)$ (где y – вторая, наряду с x, координата вдоль интерфейса Si/SiO₂). Если речь идет о ДВГН в ПТ трехмерной архитектуры (см. часть 5.3), таких как транзисторы с каналом-плавником (FinFET, Puc. 1.1) и нанопроволочные транзисторы (NWFET, Puc. 1.1), то рассматриваемые концентрации становятся зависящими от всех трех координат: $N_{\rm it}(x,y,z)$.

Далее, полученные профили $N_{\rm it}(\mathbf{r},t)$ загружаются в симулятор MiniMOS-NT, с помощью которого рассчитываются изменения со временем таких характеристик прибора, как ток стока в линейном режиме или в режиме насыщения $(\Delta I_{\rm d,lin}(t)$ и $\Delta I_{\rm d,sat}(t)$, соответственно) и пороговое напряжение $\Delta V_{\rm th}(t)$.

2.2 Транспорт носителей: моделирование и примеры функций распределения

При допущении, что квантовыми эффектами можно пренебречь, микроскопическое поведение ансамбля частиц может быть описано транспортным уравнением Больцмана (ТУБ); в противном случае, следует использовать уравнения типа Вигнера-Больцмана [244]. ТУБ позволяет описывать движение носителей заряда в неоднородном материале с произвольной зонной структурой под воздействием как внутренних, так и внешних сил. Уравнение Больцмана записывается как:

$$\left[\partial_{\mathbf{t}} + \mathbf{v}(\mathbf{k}) \cdot \nabla_{\mathbf{r}} - \frac{|e|}{\hbar} \mathbf{F}(\mathbf{r}, t) \cdot \nabla_{\mathbf{k}}\right] f(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t) = S(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t).$$
(2.1)

Решением ТУБ является временно-зависимая функция распределения $f(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t)$ (в данном случае под ФР понимается число заполнения, т.е. величина f является безразмерной), определенная в 6-мерном фазовом пространстве (три измерения соответствуют радиус-вектору \mathbf{r} в реальном пространстве, а еще три – пространству волновых векторов \mathbf{k}). В правой части уравнения (2.1) стоит оператор столкновений, а скорость частицы \mathbf{v} определяется с учетом реальной зонной структуры полупроводника.

Уравнение Больцмана сопрягается с уравнением Пуассона через выражение для электрического поля **F**:

$$\nabla_{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{F} = \frac{|e|}{\epsilon_0 \epsilon_{\mathrm{S}}} (p - n + N_{\mathrm{D}}^+ - N_{\mathrm{A}}^-), \qquad (2.2)$$

где n и p – концентрации электронов и дырок (они являются моментами ТУБ самого низкого порядка [241; 245]), а $N_{\rm D}^+$ и $N_{\rm A}^-$ – концентрации ионизирован-

ных доноров и акцепторов. Если при самосогласованном решении уравнений Больцмана и Пуассона функция $f(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t)$ найдена, то на ее основе легко вычисляются основные макроскопические величины, требующиеся для моделирования ДВГН, такие как концентрация n, скорость носителей \mathbf{v} и их средняя энергия $\langle \varepsilon \rangle$.

ТУБ является интегро-дифференциальным уравнением сложной структуры, и его аналитическое решение не может быть найдено. С другой стороны, численные решения ТУБ, основанные на дискретизации интегральных и дифференциальных операторов, являются затратными с точки зрения вычислительных ресурсов (требуется значительная оперативная память и/или большое количество процессор-часов). По сути, существует два основных подхода к решению ТУБ: метод Монте-Карло, осуществляющий стохастическое решение уравнения Больцмана, и метод сферических гармоник, который соответствует детерминистическому решению ТУБ.

<u>Метод Монте-Карло</u> является стохастическим алгоритмом, используемым для решения интегро-дифференциальных уравнений. Этот метод очень популярен, потому что он позволяет относительно легко имплементировать различные варианты зонной структуры материала, всевозможные механизмы рассеяния и прочие физические модели. Суть метода заключается в эмуляции траектории в фазовом пространстве каждой отдельной частицы из статистически репрезентативной выборки носителей заряда. Иными словами, мы полагаем, что между двумя актами рассеяния (что соответствует правой части уравнения (2.1)) частица движется в 6-мерном пространстве по траектории согласно квазиклассическим уравнениям:

$$\hbar \partial_{t} \mathbf{k} = |e| \mathbf{F},$$

$$\partial_{t} \mathbf{r} = \mathbf{v}.$$
(2.3)

При этом механизмы рассеяния моделируются как постоянно протекающие стохастические процессы. Отправной точкой такого подхода является интегральная форма уравнения Больцмана. Из этой формы можно путем алгебраических преобразований вычислить условную вероятность $p(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t_0 + \delta t | \mathbf{r}_0, \mathbf{k}_0, t_0)$ обнаружить частицу в состоянии (без рассеяния) (\mathbf{r}, \mathbf{k}) в момент времени $t_0 + \delta t$ при условии, что в момент времени t_0 она была в состоянии ($\mathbf{r}_0, \mathbf{k}_0, t_0$). Далее условная вероятность $p(\mathbf{r}_0, \mathbf{k}_0, t_0 | \mathbf{r}, \mathbf{k}, t_0 + \delta t)$, что частица была рассеяна, вычисляется с использованием генератора случайных чисел, что и дало название методу (более детальное описание решения ТУБ методом Монте-Карло дано в монографии [239]).

В рамках метода Монте-Карло можно напрямую получить функции распределения носителей по энергии и далее вычислить моменты любого порядка через соответствующие интегралы. Именно это свойство метода Монте-Карло делает его популярным, потому что все необходимые макроскопические величины, требующиеся для полного описания свойств полупроводникового прибора, могут быть получены на основании этого метода без использования каких-либо дополнительных допущений. Тем не менее, данный метод все же использует определенные упрощения. Основным из них является линеаризация уравнения Больцмана, требующаяся для использования метода Монте-Карло. Эта линеаризация сопровождается пренебрежением принципом запрета Паули в операторах рассеяния и не позволяет использовать нелинейные операторы рассеяния, например оператор электрон-электронного рассеяния. Отметим, однако, что оператор ЭЭР был все же имплементирован в ряд симуляторов, основанных на методе Монте-Карло [199;200;246], но при этом каждая из реализаций такой имплементации была основана на достаточно серьезных упрощениях.

Другим недостатком стохастического подхода к решению уравнения Больцмана является необходимость использования огромного числа частиц для получения репрезентативной выборки, поскольку точность метода при вычислении ФР обратно пропорциональна корню из числа частиц [247]. Притом точное воспроизведение малонаселенных высокоэнергетичных хвостов функций распределения, дающих значительный вклад в ДВГН и в туннелирование сильно неравновесных носителей (см. часть 4.2), может быть весьма трудоемкой задачей, решение которой всегда является компромиссом между временем вычислений и статистическим шумом, присутствующим на этих хвостах.

В качестве иллюстрации вышеописанной проблемы можно привести семейство обобщенных функций (произведение числа заполнения и плотности состояний) распределения электронов по энергии (Рис. 2.2), рассчитанных с помощью симулятора MONJU для п-канального транзистора с длиной затвора $L_{\rm G} = 0.5$ мкм и SiO₂ в качестве подзатворного диэлектрика (подробности архитектуры ПТ обсуждаются в наших работах [164; 238]), при фиксированном напряжении затвора $V_{\rm gs} = 2.0$ В и трех значениях напряжения сток-исток: $V_{\rm ds} =$ 6.25, 6.75 и 7.25 В. Распределения электронов по энергии были построены для четырех разных позиций у границы раздела Si/SiO₂, т.е. в областях стока и



Рисунок 2.2 — Электронные функции распределения, вычисленные с помощью симулятора MONJU, для n-канального ПТ с SiO₂ при фиксированном $V_{\rm gs} = 2.0$ В и $V_{\rm ds} = 6.25, 6.75$ и 7.25 В. ФР построены для стока, истока, области отсечки транзистора и у стоковой границы электрода затвора.

истока, в районе точки отсечки транзистора и у околостокового края электрода затвора. Среди прочего видно, что ΦP в стоке и истоке характеризуются максвелловским поведением, поскольку сток и исток ПТ являются резервуарами равновесных носителей. По мере продвижения от истока вглубь канала ΦP становятся все более и более неравновесными. Например, ΦP , вычисленные у околостоковой границы затвора, не имеют максвелловского поведения в диапазоне низких энергий, демонстрируя, однако, пологое убывание значений вплоть до высоких (~ 5 эВ) энергий. При дальнейшем смещении в сторону стока, ΦP трансформируются таким образом, что у них снова появляется максвелловский низкоэнергетичный участок (см. ΦP , построенные для точки отсечки транзистора), что соответствует перемешиванию горячих электронов канала, инжектируемых в pn-переход стока, с равновесными носителями. С ростом V_{ds} высокоэнергетичные хвосты ΦP становятся более населенными, что является вполне ожидаемым результатом.

ФР, построенные на Рис. 2.2, иллюстрируют обсуждавшийся недостаток стохастического метода решения уравнения Больцмана. Можно видеть значительный шум на малонаселенных хвостах функций распределения, притом этот шум виден не только на ФР, охватывающих широкий энергетический диапазон, но и на максвелловских распределениях, соответствующих стоку/истоку. Это серьезная проблема, которая значительно затрудняет калибровку модели ДВГН и усложняет достижение воспроизводимости результатов. Гипотетически возможным ее решением является либо увеличение ансамбля частиц, используемых в методе Монте-Карло (что может привести к радикальному увеличению также и времени вычислений), либо пост-обработка ФР (которая тоже не является безоговорочно приемлемым решением, потому что может быть сопряжена с искажением ФР).

<u>Метод сферических гармоник</u> позволяет обойти вышеизложенные трудности. Как следует из названия этого метода, он основан на представлении неизвестной функции распределения носителей $f(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t)$ в виде усеченного ряда сферических гармоник $Y_{l,m}(\theta, \varphi)$:

$$f(\mathbf{r},\varepsilon,\theta,\phi,t) = \sum_{l=0}^{L_{\text{SHE}}} \sum_{m=-l}^{l} f_{l,m}(\mathbf{r},\varepsilon,t) Y_{l,m}(\theta,\phi).$$
(2.4)

Здесь через L_{SHE} обозначен порядок усеченного разложения, который также лимитирует изменение величины l ($l < L_{\text{SHE}}$), а θ и φ – углы в сферической системе координат. При этом использование такого разложения Φ P в ряд сферических гармоник на изоэнергетической поверхности (т.е. возможность перехода от представления $f(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t)$ к виду $f(\mathbf{r}, \varepsilon, \theta, \varphi, t)$) автоматически подразумевает наличие однозначного соответствия между энергией ε и волновым вектором \mathbf{k} (детали приведены в монографии [248]).

Путем подстановки ФР в виде (2.4) в уравнение Больцмана (2.1) оно преобразуется в систему дифференциальных уравнений в частных производных, из решения которой и определяются неизвестные коэффициенты $f_{l,m}(\mathbf{r},\varepsilon,t)$. При этом удержание большего числа сферических гармоник в представлении (2.4) (т.е. больший порядок разложения L_{SHE}) соответствует лучшей точности. С другой стороны, увеличение величины параметра L_{SHE} приводит к значительному повышению сложности решаемой проблемы. Действительно, разложение (2.4) содержит ($L_{\text{SHE}} + 1$)² коэффициентов $f_{l,m}(\mathbf{r},\varepsilon,t)$, каждый из которых должен быть определен во всем пространстве векторов-энергий (\mathbf{k},ε). Иными словами, решение ТУБ подразумевает хранение огромного количества переменных, определенных на всей симуляционной сетке, включающей дискретизацию как по координате, так и по энергии. Решение даже двумерного уравнения Больцмана (которого достаточно для нахождения ФР в приборах двумерной архитектуры), как правило, требует нескольких ГБ оперативной памяти, при этом для расчета функций распределения в транзисторах трехмерной архитектуры (FinFET, NWFET) или в мощных транзисторах (ГТДД), размеры которых могут составлять несколько мкм, а рабочие напряжения – десятки Вольт, уже понадобятся десятки ГБ. И, хотя такому требованию удовлетворяют большинство современных рабочих станций, некоторое время назад такое количество оперативной памяти было доступно только на вычислительных кластерах, что ставило под сомнение реальность использования метода сферических гармоник для моделирования приборов сложных архитектур.

Метод сферических гармоник предполагает монотонность зависимости энергии ε от квазиимпульса носителей $\hbar \mathbf{k}$, что не всегда выполняется, если для точного вычисления ΦP требуется учет реальной зонной структуры полупроводникового материала. Таким образом, следует использовать определенные приближения, наиболее популярным среди которых является параболический закон дисперсии $\varepsilon = \frac{\hbar^2 |\mathbf{k}|^2}{2m^*}$ (где m^* – эффективная масса носителей). Более точным приближением может быть использование соотношения Кейна (Kane), которое вводит коэффициент непараболичности η :

$$\varepsilon(1+\eta\varepsilon) = \frac{\hbar^2 |\mathbf{k}|^2}{2m^*}.$$
(2.5)

Однако весь класс схем, основанных на использовании монотонной зависимости $\varepsilon(\mathbf{k})$, обладает одним большим недостатком – они не могут воспроизвести эффекты, связанные с межзонными переходами.

Для преодоления указанного недостатка служат подходы, основанные на использовании многозонных моделей (multi-band models). Одним из первых среди них является аналитическая четырхзонная модель, предложенная почти 30 лет назад [249] и применявшаяся в рамках одномерных симуляторов на основе метода сферических гармоник [250]. Главным преимуществом таких многозонных подходов является возможность описать зонную структуру далеко за пределами диапазонов применимости моделей типа (2.5), что является особенно важным при описании эффектов, связанных с горячими носителями. Однако платой за эту точность является необходимость вычисления функций распределения для каждой зоны, т.е. вычислительные затраты растут пропорционально числу зон. Один из таких подходов, модель Векки (Vecchi) [251], используется в нашем транспортном симуляторе ViennaSHE. Во множестве публикаций включение оператора рассеяния в метод сферических гармоник сопровождается его линеаризацией и использованием в упрощенной форме, что называется приближением низкой плотности (low density approximation), когда принцип запрета Паули не столь важен [252–254]:

$$S\{f\} = \frac{1}{(2\pi)^3} \sum_m \int \left[s_m(\mathbf{k}', \mathbf{k}) f(\mathbf{k}') - s_m(\mathbf{k}, \mathbf{k}') f(\mathbf{k}) \right] d\mathbf{k}', \qquad (2.6)$$

где индекс m отображает суммирование по всем механизмам рассеяния, темпы которых обозначены через $s_m(\mathbf{k}', \mathbf{k})$. В программе-симуляторе ViennaSHE приближение низкой плотности используется для описания операторов рассеяния за счет электрон-фононных взаимодействий, рассеяния на ионизированных атомах примеси, ударной ионизации и поверхностного рассеяния.

Многочастичные эффекты, такие как электрон-электронные взаимодействия, описываются нелинейным оператором рассеяния:

$$S\{f\} = \frac{1}{(2\pi)^3} \sum_{m} \int [s_m(\mathbf{k}', \mathbf{k}, \mathbf{k}'_2, \mathbf{k}_2) f(\mathbf{k}') f(\mathbf{k}'_2) - s_m(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{k}_2, \mathbf{k}'_2) f(\mathbf{k}) f(\mathbf{k}_2)] d\mathbf{k}' d\mathbf{k}_2 d\mathbf{k}'_2$$

$$(2.7)$$

При учете принципа Паули, получаем, что многочастичный оператор включает члены типа $f(\mathbf{k})(1 - f(\mathbf{k}'))$, где первый сомножитель воспроизводит вероятность того, что "отправное" состояние занято, а второй сомножитель соответствует вероятности незаполненного состояния "назначения". Таким образом, принцип Паули приводит к нелинейности второго порядка (в операторах электрон-фононного взаимодействия) и четвертого порядка в случае ЭЭР.

Метод, который позволяет обойти эти трудности и имплементировать ЭЭР в метод сферических гармоник, был представлен группой из Болоньи [255]. В основе этого подхода лежит итеративная схема, в рамках которой для вычисления выражений типа (2.7) используется "замороженная" ФР. Иными словами, на начальном шаге в (2.7) подставляется ФР, полученная без учета ЭЭР, и вычисляется темп этого процесса рассеяния. После чего уравнение Больцмана решается рекурсивно с учетом поправок, вызываемых пересчетом ФР уже с учетом ЭЭР. Отметим, что данная схема достаточно громоздка, поэтому на практике используются ее упрощенные варианты, подробно изложенные в [237;252;253].

Поскольку метод сферических гармоник требует значительных вычислительных ресурсов, наиболее эффективным является использование его в связке



Рисунок 2.3 — Профили легирования n⁺pn⁺-структуры, использовавшиеся для вычисления функций распределения электронов по энергии, представленных на Рис. 2.4. Цифрами отмечены точки, в которых построены эти ФР.

со схемой диффузии-дрейфа. На первом этапе проводится вычисление распределения потенциала и концентраций *n* и *p* электронов и дырок с помощью ДДсхемы. Эти величины затем используются в качестве затравочного решения собственно для метода сферических гармоник, что обеспечивает более стабильную и быструю сходимость. Отметим, что комбинирование простых ДД/ТЕсхем с последующим полным решением ТУБ является стандартной практикой и используется также применительно к стохастическим симуляторам на основе метода Монте-Карло [239].

Пример обобщенных функций распределения (представляющих собой произведения чисел заполнения и плотности состояний) электронов по энергии, вычисленных методом Монте-Карло и методом сферических гармоник, для n⁺pn⁺-структуры (профили концентраций доноров и акцепторов представлены на Рис. 2.3) длиной 80 нм, при напряжении 1.1 В ("+" прикладывался к правой части структуры) представлены на Рис. 2.4 (данные взяты из кандидатской диссертации И.А. Старкова, в подготовке которой участвовал автор настоящей работы [256]). ФР были построены для шести точек, положения которых обозначены цифрами на Рис. 2.3. Для получения этих ФР решалось одномерное уравнение Больцмана. Данный пример служит только для демонстрации возможностей методики, ее применение к полевым транзисторам обсуждается в



Рисунок 2.4 — Обобщенные функции распределения (произведение числа заполнения и плотности состояний), рассчитанные для n⁺pn⁺-структуры (приложенное напряжение 1.1 В, при этом "+" подается к правой части, согласно Рис. 2.3) с помощью метода Монте-Карло (симулятор MONJU) и метода сферических гармоник (симулятор SPRING). Точки соответствуют результатам MONJU, а линии – SPRING. Позиции в приборе, для которых построены ФР, указаны на Рис. 2.3.

последующих Главах. В качестве симулятора на основе метода Монте-Карло использовалась программа MONJU, а детерминистическое решение ТУБ осуществлялось в рамках программы-симулятора SPRING, использующей метод сферических гармоник. Как и симулятор MONJU, программа SPRING была разработана группой Юнгеманна (RWTH Aachen) [248;257;258]. Данное обстоятельство и явилось одной из причин, почему для вычислений был использован симулятор SPRING, а не ViennaSHE: с целью минимизации возможных расхождений, связанных с использованием разных программ и, возможно, разных моделей и численных схем, было решено использовать стохастический и детерминистический симуляторы, разработанные одной научной группой. Второй причиной являлось то, что на момент получения результатов, представленных на Рис. 2.4, симулятор ViennaSHE находился в стадии разработки (при активном сотрудничестве с группой Юнгеманна).

Рис. 2.4 показывает, что ФР, вычисленные в рамках разных подходов, соответствуют друг другу. При расчетах не учитывался вклад ЭЭР, поскольку – в силу причин, обсуждавшихся в начале этой части – имплементация ЭЭР в симулятор на основе метода Монте-Карло хоть и возможна, но нуждается в огромных вычислительных ресурсах. Однако ФР, полученные с учетом ЭЭР (но уже с помощью ViennaSHE), будут обсуждаться в разделе 5.1.4. Трансформация ФР по мере смещения по структуре слева направо качественно аналогична видоизменению ФР, показанных на Рис. 2.2, однако есть и ряд отличий, связанных прежде всего с тем, что Рис. 2.2 отвечает именно транзисторной архитектуре, при этом длина транзистора значительно превосходит длину n⁺pn⁺ структуры с Рис. 2.3. Видно, что большинство ФР, рассчитанных для n⁺pn⁺-прибора, радикально отличаются от распределения Максвелла; более того, ФР, вычисленные в точке 4, даже не обладают максвелловскими сегментами в диапазоне низких энергий. Это связано с тем фактом, что n⁺pn⁺-система не обладает pn-переходом канал/сток, т.е. нет перемешивания горячих электронов, инжектируемых из канала в n-область стока, с равновесными электронами стока. Далее, функции распределения на Рис. 2.4 обладают плато в области средних/высоких энергий. Появление этого плато является следствием баланса инжекции горячих носителей и процессов энергетической релаксации, в данном случае каскадного взаимодействия с фононами [259; 260]. Отметим, что такое плато является атрибутом короткоканальных приборов и присутствует на соответствующих ФР (см. Рис. 5.2 и Главу 5).

2.3 Описание механизмов разрыва связей Si-H

Мы рассматриваем деградацию, вызываемую горячими носителями, как процесс, в основе которого лежит разрыв связей кремний-водород на границе раздела Si/SiO₂ (отметим, что в ПТ на основе high-k диэлектриков также используется промежуточный слой SiO₂). Этот процесс может инициироваться как горячими носителями, запускающими одночастичный механизм, так и холодными, которые дают вклад в многочастичный процесс (см. Рис. 1.20, левая панель). Важно подчеркнуть, что многие подходы к описанию ДВГН (включая одну из самых популярный моделей, разработанную группой Бравэ, см. раздел 1.3.7, и ранние версии нашей собственной модели [164;261]) моделируют эти процессы как независимые. 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 кремний-водород) в одни и те же дефекты (Р_b-центры), характеризующиеся одной и той же плотностью состояний (см. Главу 4). Соответственно, оба механизма разрыва связей должны рассматриваться как конкурирующие процессы в рамках единого формализма, что нами и было предложено в работах [165; 166; 233; 234].

Для описания темпа реакции разрыва связи мы используем модель усеченного гармонического осциллятора (Рис. 1.20), подобно тому, как это было предложено в модели Хесса (см. раздел 1.3.3). Функции распределения, полученные при решении транспортного уравнения Больцмана, используются для вычисления темпов ОЧ- и МЧ-механизмов. Эти темпы определяются макроскопической величиной, часто называемой в литературе "интегралом ускорения носителей" (carrier acceleration integral) [262]. Для обоих типов носителей заряда (электроны и дырки) и для обоих типов процесса разрыва связей (ОЧ- и МЧ-механизмы) данный интеграл записывается как:

$$I_{\rm SP|MP}^{\rm (e|h)} = \int_{E_{\rm th}}^{\infty} f^{\rm (e|h)}(\varepsilon) g^{\rm (e|h)}(\varepsilon) \sigma_{\rm SP|MP}^{\rm (e|h)}(\varepsilon) v(\varepsilon) d\varepsilon, \qquad (2.8)$$

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⁻¹см⁻³), $v(\varepsilon)$ – групповая скорость носителей, вычисленная как момент ТУБ на основании рассчитанных ФР (отметим, что $f(\varepsilon)g(\varepsilon)v(\varepsilon)d\varepsilon$ воспроизводит поток частиц в элементарном диапазоне энергии [ε ; ε + d ε], бомбардирующих интерфейс), а $\sigma_{SP|MP}^{(e|h)}$ – сечение захвата реакции разрыва связей в форме, предложенной Келдышем (Keldysh-like reaction сгояs section) [12], имеющее одну и ту же структуру для ОЧ- и МЧ-процессов:

$$\sigma_{\rm SP|MP}^{\rm (e|h)}(\varepsilon) = \sigma_{0,\rm SP|MP}^{\rm (e|h)} \left(\frac{\varepsilon - E_{\rm th,\rm SP|MP}}{E_{\rm ref}}\right)^{p_{\rm it,\rm SP|MP}}, \qquad (2.9)$$

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 (2.8) 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. 1.20), а в случае многочастичного механизма – расстоянию между уровнями осциллятора $\hbar \omega$.

Связь кремний-водород имеет две колебательные моды: изгиба (bending mode) и растяжения (stretching mode), энергетика и свойства которых исследовались многими группами с использованием как экспериментальных, так и теоретических методов [191; 211; 212; 263–265]. Эти две колебательные моды характеризуются совершенно разными значениями параметров. Мода изгиба имеет энергию связи $E_{\rm a}=1.5\text{-}1.6\,{\rm sB},$ расстояние между уровнями $\hbar\omega\sim0.075\,{\rm sB}$ и время затухания возбуждения $au_{\rm e} < 1.0\,{
m nc}$ [266–268]. Что касается моды растяжения, то ее параметры: $E_{\rm a} = 2.5 \cdot 2.8 \, \text{эB}$ (как видно, есть разброс в значениях, опубликованных в литературе, см. [191; 211; 212; 263–265]), $\hbar \omega \sim 0.25$ эВ и $\tau_{\rm e} = 1.53$ нс (при комнатной температуре) [268]. Аппроксимация профиля потенциальной энергии параболическим соотношением (гармонический осциллятор) является упрощением: как показали вычисления из первых принципов, этот профиль, на самом деле, наиболее точно описывается комбинацией параболического потенциала и потенциала Морзе [268;269]. Как следствие, уровни в такой потенциальной яме расположены неэквидистантно, поэтому значения параметров, приведенные выше $(\hbar \omega, \tau_e)$, зависят от номера собственного состояния. Кроме того, величина времени жизни колебательных мод τ_e является быстро убывающей функцией температуры (значения τ_e , приведенные выше, соответствуют комнатной температуре), что – наряду с трансформациями функции распределения из-за изменения темпов рассеяния – влияет на зависимость темпа многочастичного процесса разрыва связи от Т.

В рамках моделей Хесса [189] и Бравэ [20] полагается, что разрыв связи Si-H происходит через моду изгиба с $E_a \sim 1.5$ эB, эта же энергия задает критерий отнесения частиц к разряду "горячих". Однако, многочисленные эксперименты свидетельствуют, что E_a лежит в диапазоне от 2.56 [167] до 3.0 эВ [168; 270], что соответствует моде растяжения, а не моде изгиба. По этой причине в нашей модели принимается, что многочастичный механизм протекает через возбуждение мод растяжения с соответствующими параметрами (см. также раздел 5.2, посвященный моделированию температурной зависимости ДВГН). В частности, мы используем $E_a = 2.56$ эВ.

Как уже отмечалось, наша модель ДВГН охватывает все суперпозиции многочастичного и одночастичного механизмов. Иными словами, связь кремний-водород может быть сначала возбуждена на промежуточный уровень *i* с энергией *E_i группой холодных носителей* (см. Рис. 1.20, правая панель), а потом диссоциирована *единичной высокоэнергетичной частицей*, которая обладает достаточной для разрыва связи через одночастичный процесс энергией (меньшей, чем требовалось бы без предварительного возбуждения). 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 (2.8)), перепишется тогда в виде (это выражение справедливо и для электронов, и для дырок; в дальнейшем для простоты мы опускаем индексы "электрон|дырка"):

$$I_{\text{SP},i} = \int f(\varepsilon)g(\varepsilon)\sigma_0(\varepsilon - E_a + E_i + d \times F_{\text{ox}})^{p_{\text{it,SP}}}v(\varepsilon)\mathrm{d}\varepsilon.$$
(2.10)

В аргумент выражения (2.10) входит член $d \times F_{ox}$, который воспроизводит уменьшение энергии вследствие взаимодействия дипольного момента связи d с электрическим полем в диэлектрике F_{ox} . Ввиду эффективного снижения барьера за счет многочастичного возбуждения связи и взаимодействия дипольный момент – поле, вероятность того, что ансамбль содержит частицу с требуемой энергией и выше, значительно возрастает, что также приводит к росту темпа одночастичного механизма. Как показывает наш обширный опыт, приобретенный в рамках моделирования ДВГН, суперпозиция ОЧ- и МЧ-механизмов является наиболее эффективным сценарием разрыва связей Si-H.

Для каждого уровня *i* вклад в кумулятивный процесс диссоциации связей вычисляется как

$$R_{\mathrm{SP},i} = w_{\mathrm{th}} \exp\left[-\left(E_{\mathrm{a}} - E_{i} - d \times F_{\mathrm{ox}}\right)/k_{\mathrm{B}}T_{\mathrm{L}}\right] + I_{\mathrm{SP},i}, \qquad (2.11)$$

где первый член (с соответствующей частотой попыток $w_{\rm th}$) представляет собой темп термического заброса атома водорода через потенциальный барьер, разделяющий уровень *i* и транспортное состояние, и моделируется согласно закону Аррениуса, а интеграл ускорения $I_{{\rm SP},i}$ воспроизводит вклад горячих носителей в процесс разрыва.

Кинетика диссоциации связей кремний-водород описывается системой уравнений для темпов, выписанных для каждого уровня:

$$\frac{\mathrm{d}n_{0}}{\mathrm{d}t} = P_{\mathrm{d}}n_{1} - P_{\mathrm{u}}n_{0} - R_{\mathrm{a},0}n_{0} + \widetilde{R}_{\mathrm{p},0}N_{\mathrm{it}}^{2}$$

$$\frac{\mathrm{d}n_{i}}{\mathrm{d}t} = P_{\mathrm{d}}(n_{i+1} - n_{i}) - P_{\mathrm{u}}(n_{i} - n_{i-1}) - R_{\mathrm{a},i}n_{i} + \widetilde{R}_{\mathrm{p},i}N_{\mathrm{it}}^{2}$$

$$\frac{\mathrm{d}n_{N_{l}}}{\mathrm{d}t} = P_{\mathrm{u}}n_{N_{l-1}} - P_{\mathrm{d}}n_{N_{l}} - R_{\mathrm{a},N_{l}}n_{N_{l}} + \widetilde{R}_{\mathrm{p},N_{l}}N_{\mathrm{it}}^{2}.$$
(2.12)

Отметим, что система уравнений (1.39), используемая в модели Бравэ, неполная, потому что она учитывает только темпы возбуждения/релаксации связей и реакцию разрыва, при этом темп реакции пассивации в модели Бравэ игнорируется. В системе уравнений, используемой в нашей модели, нормированные темпы реакции пассивации обозначаются как $\tilde{R}_{p,i}$ (размерность: c⁻¹cm²). В уравнениях (2.12) через n_i обозначается населенность уровня i, а N_l соответствует последнему связанному состоянию.

Темпы возбуждения/релаксации связи моделируются как:

$$P_{\rm u} = \omega_{\rm e} \exp\left(-\hbar\omega/k_{\rm B}T_{\rm L}\right) + I_{\rm MP},$$

$$P_{\rm d} = \omega_{\rm e} + I_{\rm MP},$$
(2.13)

где через $\omega_{\rm e}$ обозначена величина, обратная времени жизни соответствующей колебательной моды связи ($\omega_{\rm e} = 1/\tau_{\rm e}$), а член $I_{\rm MP}$ воспроизводит вклад холодных носителей.

Мы решаем систему (2.12) в рамках иерархии масштабов времени, т.е. принимая во внимание несоизмеримость характерных времен, описывающих процессы возбуждения/затухания колебательных мод связи (напомним, что в зависимости от типа колебательной моды характерное время τ_e составляет порядка единиц пс или нс) и процессы разрыва/пассивации связей. Иными словами, мы полагаем, что на устоявшееся равновесие в распределении населенностей уровней осциллятора накладываются более медленные процессы диссоциации и пассивации. В рамках такого подхода система (2.12) сводится к простому дифференциальному уравнению:

$$\frac{\mathrm{d}N_{\mathrm{it}}}{\mathrm{d}t} = \left(N_0 - N_{\mathrm{it}}\right)R_{\mathrm{a}} - N_{\mathrm{it}}^2\widetilde{R}_{\mathrm{p}},\tag{2.14}$$

где N_0 обозначает концентрацию пассивных связей Si-H в неповрежденном приборе, а через $R_{\rm a}$ обозначен полный темп разрыва связей

$$R_{\rm a} = \frac{1}{k} \sum_{i} R_{\rm a,i} \left(\frac{P_{\rm u}}{P_{\rm d}}\right)^{i},\tag{2.15}$$

который вычисляется через суммирование вкладов каждого из уровней с учетом его населенности:

$$n_i = k \left(\frac{P_{\rm u}}{P_{\rm d}}\right)^i,\tag{2.16}$$

где сомножитель k обеспечивает выполнение условия нормировки $\sum n_i = N_0$ и равен:

$$k = N_0 \sum_{i} \left(\frac{P_{\rm u}}{P_{\rm d}}\right)^i.$$
(2.17)

Что касается темпа реакции пассивации $\widetilde{R}_{\rm p} = \sum_{i} \widetilde{R}_{{\rm p},i}$, то, не умаляя общности, ненормированную величину $R_{\rm p}$ можно записать как темп термического заброса через барьер высоты $E_{\rm pass}$, описываемый законом Аррениуса:

$$R_{\rm p} = \nu_{\rm p} \exp(-E_{\rm pass}/k_{\rm B}T_{\rm L}), \qquad (2.18)$$

где параметр $\nu_{\rm p}$ соответствует частоте попыток, при этом размерность величины $R_{\rm p}$ – c⁻¹. Нормированный же темп реакции пассивации, фигурирующий в системе уравнений (2.12), определяется как $\widetilde{R}_{\rm p} = R_{\rm p}/N_0$.

Высота барьера реакции пассивации равна $E_{\text{pass}} = 1.5$ эВ, что соответствует величинам, опубликованным в экспериментальных работах Стесманса (Stesmans) [178; 179], а также в одной из наших статей [271]. В этой статье мы исследовали восстановление характеристик прибора после снятия стресса горячими носителями. Подчеркнем, что – наряду с моделированием процессов встраивания дефектов в ходе ДВГН – важно также понимать, являются ли повреждения прибора горячими носителями обратимыми, и если являются, определить значение энергии активации соответствующего процесса E_{pass} .

Для исследования восстанавливаемой компоненты ДВГН использовались п-канальные транзисторы компании Infineon AG с длиной затвора $L_{\rm G} = 6$ мкм и толщиной подзатворного слоя SiO₂ $d_{\rm n} = 30$ нм. ННТ при положительном напряжении в п-канальных ПТ пренебрежимо слаба (см. Рис. 1.2 и часть 1.1.1), что и обусловило выбор типа канала транзисторов и полярности напряжения $V_{\rm gs}$. Образцы были подвергнуты стрессу горячими носителями при $V_{\rm gs} = 3-4$ В и $V_{\rm ds} = 8$ В, что соответствует НУС для этих длинноканальных ПТ (см. часть 4.3). Напряжения стресса подавались в течение 10 кс при $T = 30^{\circ}$ С. Выбранные значения $V_{\rm gs}$ соответствуют напряженности поля в окисле $F_{\rm ox} \sim 1$ MB/см, что также позволяет утверждать о незначительности вклада ННТ.

Дополнительно, с целью удостовериться, что ДВГН сопровождается генерацией только интерфейсных состояний, мы использовали метод зарядовой накачки (charge pumping method) для диагностики поврежденных приборов (описание этого метода приведено нами в разделе 5.1.1, а также в статьях [215–217]). Суть этого метода заключается в том, что импульс варьируемой амплитуды,



Рисунок 2.5 — Зависимость тока зарядовой накачки от амплитуды сигнала затвора, измеренная в свежем ПТ, после стресса горячими носителями ($V_{\rm gs} = 3.0$ B, $V_{\rm ds} = 8.0$ B, время стресса – 10 кс) и после отжига прибора в течение 100 с при $T = 380^{\circ}$ C.



Рисунок 2.6 — Зависимость производной тока зарядовой накачки по амплитуде сигнала затвора от величины этой амплитуды: до стресса, после стресса и после отжига. Условия эксперимента такие же, как на Рис. 2.5.

подаваемый на затвор прибора, "сканирует" запрещенную зону Si, при этом регистрируется ток рекомбинации заряда (который называется током зарядовой накачки и далее обозначается как I_{CP}), высвободившегося с ловушек на интер-

106

фейсе при пересечении локальным уровнем Ферми их уровня, с носителями в области пространственного заряда. Интерфейсные состояния, описываемые статистикой Шокли-Рида-Холла, следуют за изменениями уровня Ферми практически мгновенно, а зарядка/перезарядка ловушек в пленке диэлектрика (эти ловушки также могут давать вклад в ток рекомбинации) является неупругим туннелированием с характерными временами, имеющими очень широкое распределение и задаваемыми энергетическими и геометрическими положениями ловушек (раздел 1.1.1). В отсутствие вклада ловушек в SiO_2 в ток рекомбинации он прямо пропорционален частоте подаваемого сигнала (она задает, сколько раз в единицу времени уровень Ферми пересекает уровень ловушек, а значит – и число актов высвобождения заряда). Если же ловушки в слое диэлектрика дают свой вклад, то увеличение частоты сигнала должно отсекать медленные ловушки, т.е. ток рекомбинации перестает быть прямо пропорциональным частоте. Подобные эксперименты позволили нам заключить, что концентрация активных ловушек в слое SiO₂ (проинтегрированная вдоль координаты в направлении, перпендикулярном границе раздела, то есть имеющая размерность cm^{-2}) составляет не более $10^9 cm^{-2}$, что меньше, чем концентрация интерфейсных состояний в неповрежденном ПТ ($\sim (5 - 10) \cdot 10^9 \, \mathrm{cm}^{-2}$).

Для анализа динамики восстановления характеристик прибора после снятия с него стрессового воздействия горячими носителями образцы подвергались отжигу при температурах в диапазоне $T = 150-380^{\circ}$ С в течение 20 кс. При этом измерялась зависимость тока рекомбинации от амплитуды сигнала, подаваемого на затвор (Рис. 2.5), а также его производной по амплитуде сигнала (Рис. 2.6) в свежем приборе, сразу после стресса и после отжига. Производная имеет два максимума, притом основной, более ярко выраженный, максимум виден во всех экспериментальных фазах. Этот пик производной соответствует порогу тока зарядовой накачки, когда большая часть площади прибора переходит в режим инверсии. Второй пик, менее выраженный, соответствует встраиванию дополнительных интерфейсных состояний и появляется уже после стресса. Видно также, что этот максимум полностью исчезает при отжиге ПТ при $T = 380^{\circ}$ С в течение 100 с, после чего транзистор ведет себя как свежий прибор.

На Рис. 2.7 показаны зависимости относительного изменения тока зарядовой накачки от времени отжига t_{bake} : построено отношение разности тока I_{CP} в момент t_{bake} и тока I_{CP} в свежем образце к разности максимального тока I_{CP} (сразу после стресса) и тока в свежем транзисторе. Эти данные приведены для широкого диапазона температур отжига: T = 150, 190, 230 и 270° С. Видно, что в течение 10 кс уровень деградации за счет отжига значительно снижается. Кривые, представленные на Рис. 2.7, могут быть неплохо воспроизведены формулой зависимости нормированной плотности интерфейсных состояний $N_{\rm it}/N_0$, полученной Стесмансом в приближении, что реакция пассивации описывается кинетикой первого порядка [179]:

$$N_{\rm it}/N_0 = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\rm E_{pass}}} \int_{\langle E_{\rm pass} \rangle - 3\sigma_{\rm E_{pass}}} \exp\left(-\frac{(\xi - \langle E_{\rm pass} \rangle)^2}{2\sigma_{\rm E_{pass}}^2}\right) \times \\ \times \exp\left(-\nu_{\rm p} t_{\rm bake} \exp\left[-\frac{\xi}{k_{\rm B}T_{\rm L}}\right]\right) d\xi,$$
(2.19)

где через $\langle E_{\text{pass}} \rangle$ обозначено среднее значение энергии пассивации, а через $\sigma_{\text{E}_{\text{pass}}}$ – ее среднеквадратичное отклонение (подразумевается, что энергия E_{pass} является нормально распределенной величиной). Данные, представленные на Рис. 2.7, позволяют экстрагировать значения $\langle E_{\text{pass}} \rangle \approx 1.6$ эВ и $\sigma_{\text{E}_{\text{pass}}} \approx 0.2$ эВ, которые близки к значениям, опубликованным Стесмансом [179].

Стоит, однако, подчеркнуть, что пассивация разорванных связей соответствует восстановлению характеристик поврежденного прибора при снятии стресса. Данные по такому восстановлению транзисторных характеристик, опубликованные нами в [271], были получены в экспериментах с ПТ компании Infineon AG в диапазоне температур $T = 150-270^{\circ}$ С. При этом в других образцах (центра микроэлектроники *imec* и компании *ams* AG) восстановления характеристик приборов после стресса горячими электронами обнаружено не было, хотя эксперименты проводились даже в более широком диапазоне $T = 20-320^{\circ}$ С, чем на Рис. 2.5 и 2.6. Поэтому вопрос о наличии восстанавливаемой компоненты ДВГН (а также о понимании ее природы и моделировании) остается открытым.




Рисунок 2.7 — Зависимости релаксации тока зарядовой накачки от длительности отжига, измеренные (символы) при разных температурах: T = 150, 190, 230 и 270° С. Сплошными линиями построены зависимости, рассчитанные согласно статье Стесманса [179].

Система уравнений (2.12), сведенная к уравнению (2.14), имеет аналитическое решение:

$$N_{\rm it}(t) = \frac{\sqrt{R_{\rm a}^2/4 + N_0 R_{\rm a} \widetilde{R}_{\rm p}}}{\widetilde{R}_{\rm p}} \frac{1 - \widetilde{f}(t)}{1 + \widetilde{f}(t)} - \frac{R_{\rm a}}{2\widetilde{R}_{\rm p}},$$
(2.20)

$$\tilde{f}(t) = \frac{\sqrt{R_{\rm a}^2/4 + N_0 R_{\rm a} \tilde{R}_{\rm p} - R_{\rm a}/2}}{\sqrt{R_{\rm a}^2/4 + N_0 R_{\rm a} \tilde{R}_{\rm p}} + R_{\rm a}/2} \exp\left(-2t\sqrt{R_{\rm a}^2/4 + N_0 R_{\rm a} \tilde{R}_{\rm p}}\right).$$

Здесь временная зависимость $N_{it}(t)$ определяется компонентой $\tilde{f}(t)$. Важно подчеркнуть, что при пренебрежении темпом одного из ОЧ/МЧ-механизмов решение (2.20) трансформируется в выражение, описывающее зависимость $N_{it}(t)$, типичную для МЧ/ОЧ-механизма [164; 261].

Ввиду аморфной природы диэлектрических материалов, использующихся в современной микроэлектронике, величина энергии связи (равно как и высота барьера реакции пассивации E_{pass} [178;179;271]) является флуктуирующей величиной (см. [168]). В рамках нашей модели принимается, что энергия активации E_{a} подчиняется распределению Гаусса со средним значением $\langle E_{\text{a}} \rangle$ и среднеквадратичным отклонением $\sigma_{\rm E}$. В качестве среднего берется $\langle E_{\rm a} \rangle = 2.56$ эВ, это соответствует энергии связи колебательной моды растяжения [167]. Что касается дисперсии $\sigma_{\rm E}$, то эта величина зависит от технологии выращивания приборов и поэтому является подгоночным параметром нашей модели. Для учета статистического разброса величины $E_{\rm a}$, мы дискретизируем диапазон изменения этой величины (обычно берется интервал [$\langle E_{\rm a} \rangle - 3\sigma_{\rm E}$; $\langle E_{\rm a} \rangle + 3\sigma_{\rm E}$]), используя достаточное число точек. После этого для каждого частного значения $E_{\rm a}$ находится плотность состояний на интерфейсе, которая потом усредняется с учетом нормального распределения.

2.4 Моделирование поврежденных приборов

Зависимости концентрации интерфейсных ловушек N_{it} от координат на интерфейсе полупроводник/диэлектрик прибора и от времени стресса используются в программе-симуляторе MiniMOS-NT для моделирования характеристик поврежденных приборов. Функционал транспортного симулятора ViennaSHE также позволяет учесть влияние встроенного заряда, распределенного по интерфейсу, на характеристики ПТ, но такие вычисления являются намного более затратными в плане задействования процессорного времени и требований к оперативной памяти. Как следствие, в порядке компромисса, функции распределения носителей по энергии вычисляются только один раз для неповрежденного прибора. Более корректным, конечно же, было бы осуществлять моделирование транспорта носителей (решение уравнений Больцмана и Пуассона) и расчет концентраций $N_{\rm it}$ (решение системы (2.12)) на каждой итерации. Действительно, дополнительный встроенный заряд влияет на форму функций распределения, а ФР, в свою очередь, определяют темпы процессов диссоциации связей Si-H. Такое самосогласованное решение требует существенных усилий и пока не было нами осуществлено, хотя предварительные результаты были опубликованы в [272; 273].

Для расчета характеристик в случае миниатюризированных приборов требуется учитывать эффекты квантования в инверсном слое канала. Эти эффекты моделируются посредством введения поправок к классическому решению в рамках так называемого улучшенного модифицированного приближения локальной плотности (improved modified local density approximation, IMDLA) [274]. Отметим, что при анализе деградации транзисторных характеристик обычно рассматривается изменение того или иного параметра (например, $\Delta I_{d,lin}(t) = |I_{d,lin}(t) - I_{d,lin0}|/I_{d,lin0})$, нормированное по отношению к величине этого параметра, типичной для неповрежденного прибора. При таком подходе потенциально возможные неточности воспроизведения характеристик прибора квазиклассическим симулятором сглаживаются.

МіпіMOS-NT позволяет задавать плотность интерфейсных состояний, распределенных по запрещенной зоне Si. Речь идет о Р_b-центрах, характеризующихся плотностью состояний, по форме соответствующей двум гауссовым функциям, центрированным в серединах нижней и верхней половины запрещенной зоны Si [275–277]. При этом числа заполнения таких ловушек определяются статистикой Шокли-Рида-Холла, т.е. следуют за изменениями локального положения уровня Ферми почти мгновенно (в отличие от ситуации в широкозонных материалах типа карбида кремния).

Встраивание заряженных дефектов оказывает двоякое воздействие на функционирование транзистора: они вызывают локальные искажения электростатики прибора и играют роль заряженных рассеивающих центров. Первый аспект приводит к сдвигу порогового напряжения $\Delta V_{\rm th}$. В силу амфотерной природы ловушек на интерфейсе они могут захватывать как электроны, так и дырки. Заряды разного знака, захваченные на ловушки в различных секциях ПТ, могут сдвигать $V_{\rm th}$ в противоположные стороны, тем самым частично компенсируя вклады друг друга, что может приводить к эффекту самокомпенсации, подробно проанализированному нами в одной из работ [187] (см. также раздел 1.3.2).

Второй аспект приводит к уменьшению подвижности носителей и, как следствие, проводимости канала и тока стока в линейном режиме и в режиме насыщения. Деградация подвижности описывается эмпирической формулой [278; 279]:

$$\mu_{\rm it} = \frac{\mu_0}{1 + \alpha_{\rm it} \widetilde{N}_{\rm it} \exp(-r/r_{\rm ref})},\tag{2.21}$$

где через μ_{it} обозначена подвижность в присутствии интерфейсных состояний, μ_0 соответствует подвижности в "свежем" приборе, α_{it} – параметр, определяющий величину эффекта, r – расстояние от носителя до границы раздела полупроводник/диэлектрик, а r_{ref} – характерная длина, задающая, на каком расстоянии носители "чувствуют" заряд на интерфейсе. Величина $\widetilde{N_{it}}$ соответствует плотности N_{it} с учетом заселенности ловушек, которая зависит от локальной электростатики прибора.

Строго говоря, величины $\alpha_{\rm it}$ и $r_{\rm ref}$ являются подгоночными параметрами, однако, при моделировании ДВГН мы не варьируем их значения (даже при переходе к образцам, полученным в рамках другого технологического процесса), которые всегда полагаются равными: $\alpha_{\rm it} = 10^{-13} \, {\rm cm}^2$ и $r_{\rm ref} = 1 \, {\rm mm}$.

2.5 Заключение к Главе 2

На основе анализа сильных и слабых сторон обсуждавшихся в Главе 1 моделей ДВГН сформулировался ряд требований к модели ДВГН, претендующей на полноту, надежность и предиктивность. Нами была разработана и в этой Главе представлена модель, удовлетворяющая этим требованиям. Она условно разбита на три модуля, интегрированных в рамках одной вычислительной структуры и требующих (в идеале) самосогласованного решения: моделирование транспорта носителей в полупроводниковых системах, описание механизмов встраивания дефектов в ходе ДВГН и расчет характеристик поврежденных приборов.

Первый модуль реализован на основе симулятора ViennaSHE, осуществляющего детерминистическое решение транспортного уравнения Больцмана. ViennaSHE учитывает особенности зонной структуры кремния и содержит модели для вычисления темпов различных механизмов рассеяния, таких как ударная ионизация, электрон-фононные и электрон-электронные взаимодействия и т.д. Возможна также реализация транспортного модуля на основе стохастического решения ТУБ методом Монте-Карло, однако симулятор ViennaSHE представляется более удачным выбором в плане экономии вычислительных ресурсов и компромисса между временем и точностью расчетов функций распределения. Последний аспект особенно важен при моделировании высокоэнергетичных хвостов функций распределения с низкой населенностью, дающих, однако, значительный (если не определяющий) вклад в ДВГН.

Наша модель процессов встраивания дефектов включает учет всех суперпозиций одночастичного и многочастичного механизмов разрыва связей кремний-водород и позволяет вычислить пространственное распределение концентрации интерфейсных состояний для определенной архитектуры прибора и заданных условий стресса. Отметим, что наш подход (в отличие от других моделей ДВГН) учитывает все суперпозиции ОЧ- и МЧ-механизмов. Это является особенно важным моментом, поскольку, как нами было показано, наиболее вероятным процессом разрыва связи кремний-водород является комбинация предварительного возбуждения этой связи бомбардировкой холодными носителями (МЧ-процесс) с последующим разрывом при соударении с одной горячей частицей (ОЧ-процесс).

Для моделирования характеристик поврежденного прибора применяется программа-симулятор MiniMOS-NT, которая позволяет учесть искажения локальной зонной диаграммы структуры и деградацию подвижности вследствие накопления заряженных дефектов, распределенных по прибору. Данная подзадача могла быть решена в рамках транспортного симулятора ViennaSHE, однако скорость вычислений у MiniMOS-NT значительно выше, что и обусловило наш выбор.

Глава 3. Описание и моделирование туннельных токов в наноразмерных приборах

Как уже обсуждалось выше (см. часть 1.2), туннельный транспорт носителей заряда через подзатворный диэлектрик полевого транзистора является одним из важнейших паразитных явлений, поскольку он приводит к искажению характеристик ПТ, увеличению потребляемой мощности интегральной микросхемы, а также может являться "спусковым механизмом" таких деградационных мод, как временно-зависимый пробой диэлектрика (часть 1.1.4) и деградация, вызываемая горячими носителями (раздел 4.1). Современные программы-симуляторы, используемые для моделирования характеристик полупроводниковых приборов и интегральных схем, достигли высокого уровня совершенства и позволяют проводить весьма точные вычисления туннельных токов. Как правило, эти вычисления основаны на комбинировании самосогласованного решения уравнений Шрёдингера и Пуассона для электростатической части проблемы и метода неравновесных функций Грина для моделирования собственно туннельного транспорта [280–283]. Данные методы обеспечивают наиболее корректное и полное решение задачи расчета туннельных токов, однако оборотная сторона медали заключается в том, что они требуют значительных вычислительных ресурсов. Поэтому зачастую точные программы-симуляторы оказываются неприменимыми, когда требуется быстрая и зачастую только качественная оценка характеристик прибора новой архитектуры, существующего пока "только на бумаге". Более того, эти симуляторы не подходят для моделирования и дизайна сверхбольших интегральных схем, когда речь идет о сотнях миллионов и даже миллиардах транзисторов и требуется анализ искажения характеристик такой микросхемы при деградации одного или множества из ее ПТ. Наконец, расчет туннельных токов может являться частью более комплексных задач, таких, например, как анализ влияния пространственной неоднородности толщины диэлектрика на туннельную утечку (см. 3.5) или вычисление туннельных токов неравновесных (горячих) носителей (см. 4.2).

Хорошим компромиссом между точностью и ресурсозатратностью вычислений являются компактные модели, представленные в этой Главе. Они включают в себя разработанную при участии автора модель для расчета характеристик МДП-структуры, а также способ учета величины и пространственного масшта-

ба неоднородности толщины диэлектрика. Величина неоднородности распределения толщины по координате параметризована через среднеквадратичное отклонение локальной толщины от номинальной, а пространственный масштаб неоднородности определяется корреляционной длиной флуктуаций толщины λ_d, см. раздел 3.5.1. Корреляционная длина является интегральным показателем качества диэлектрической пленки; несмотря на это, данный параметр зачастую не рассматривается при исследовании надежности ПТ. Как показывает практика, размер (L) современных миниатюризированных транзисторов соизмерим (и даже меньше) с величиной пространственной неоднородности толщины λ_d . По сути, это означает, что толщина диэлектрического слоя является однородной в рамках одного прибора, но может варьироваться от образца к образцу. Наряду с упомянутой выше ресурсозатратностью вычислений это объясняет, почему флуктуации толщины не учитываются в моделировании ДВГН в ПТ с длиной канала в декананометровом диапазоне, представленном нами далее в Главе 5. Для описания влияния флуктуаций толщины на ДВГН достаточно принять, что толщина постоянна в рамках каждого ПТ, но варьируется по распределению Гаусса при переходе от образца к образцу. Однако, данные рассуждения относятся к диэлектрическим слоям и ПТ, технология выращивания которых уже оптимизирована; при этом надо понимать, что пленки новых изоляционных материалов и/или размеры транзисторов могут быть таковы, что реализуется ситуация приборов большой площади ($L \gtrsim \lambda_d$ или $L \gg \lambda_d$). Таким образом, мы можем констатировать актуальность проблемы влияния флуктуаций толщины диэлектрика на характеристики современной МДП-структуры. Поскольку существенная доля новизны (в контексте вопроса о туннелировании) проведенной работы связана с неоднородностями, этот аспект при изложении будет выделяться особо.

Стандартные испытания стойкости диэлектрика практически всегда выполняются в квазидиодном режиме (см. части 1.1.1 и 1.1.4). Если сток и исток являются свободными, то ситуация туннельного МДП-диода имитируется в чистом виде, а если они замкнуты на подложку (это наиболее общепринятые условия теста) – то диодная ситуация реализуется с тем отличием, что потенциал инверсного слоя принудительно поддерживается равным потенциалу подложки.

Результаты расчетов, выполненных в этой главе, могут рассматриваться как результаты моделирования паразитных токов затвора транзисторов. Некоторые дополнительные эффекты, обусловленные сочетанием традиционного разогрева носителей в канале ПТ и туннелирования, будут представлены и обсуждены в 4.2.

3.1 Определение туннельной структуры металл-диэлектрик-полупроводник

Структура металл-диэлектрик-полупроводник (МДП) называется "туннельной", если толщина диэлектрической пленки настолько мала, что туннельный перенос заряда через эту пленку не просто становится заметным, но и определяет ряд ее свойств. В случае, когда диэлектрический материал – это диоксид кремния SiO₂, диэлектрический слой считается туннельно-прозрачным, когда его номинальная толщина d_n становится менее 3 нм. В данном контексте мы говорим о механизме прямого туннелирования (direct tunneling) через трапециевидный потенциальный барьер (см. Рис. 4.2). Туннельный перенос через толстые диэлектрические пленки по механизму Фаулера-Нордгейма может быть значительным и при небольших напряжениях на диэлектрическом слое (U), если носители разогреты до высоких энергий, например, полем в подложке. Наконец, перенос носителей заряда через слой диэлектрика может осуществляться путем надбарьерного заброса электронов в зону проводимости и дырок в валентную зону; для этого электроны должны обладать энергией $\varepsilon \ge \chi_e = 3.15 \, \text{sB}$, а дырки – $\varepsilon \ge \chi_{\rm h} = 4.63$ эВ [284–286], см. Рис. 3.1, где обозначены соответствующие барьеры и другие основные параметры зонной диаграммы МДП структуры.

МДП структура может рассматриваться как сечение подзатворной секции полевого транзистора, поэтому в дальнейшем даже в случае диодной конфигурации МДП прибора металлический/поликремниевый электрод мы будем называть "затвором", а соответствующее напряжение будет обозначаться как $V_{\rm gb}$ (gate-bulk), по аналогии с транзисторной структурой.

Важнейшее отличие туннельных МДП структур от структур с более толстыми диэлектрическими слоями заключается в том, что наличие туннельной утечки может приводить (в режиме инверсии/обеднения) к изменению распределения напряжения между кремниевой подложкой и слоем изолятора, что должно учитываться при решении вопроса о профиле потенциала в структу-



Рисунок 3.1 — Зонная диаграмма МДП структуры с обозначением основных параметров. Пример дан для структуры на кремниевой подложке n-типа в режиме аккумуляции ($V_{\rm gb} > 0$).

ре с заданными параметрами. В таком случае расчет туннельных токов и распределения пространственного заряда в непосредственной близости от границы раздела Si/SiO₂ должен проводиться самосогласованно [110;287].

В контексте проблемы расчета туннельных токов в МДП структуре мы выделяем три аспекта-подзадачи [110]:

- (*i*) При заданных напряжении на диэлектрике U и разнице в позициях квазиуровней Ферми $\Delta E_{\rm Fp,n}$ для электронов $E_{\rm Fn}$ и дырок $E_{\rm Fp}$ рассчитать распределение потенциала $\varphi(z)$ в Si (z координата в направлении, перпендикулярном границе раздела кремний/диэлектрик) и распределение заряда.
- (*ii*) При наличии полной информации относительно зонной диаграммы МДП структуры – профили зон в Si, диэлектрике и poly-Si, а также положения квазиуровней Ферми – вычислить все компоненты туннельных токов.
- (*iii*) При заданных напряжении V_{gb}, приложенном между затвором и подложкой, и величине внешнего воздействия (например, тока инжекции в область инверсии из истокового контакта, если таковой имеется) найти поле в диэлектрике и положения квазиуровней неосновных носителей.

Наиболее полным и корректным с физической точки зрения подходом к электростатической подзадаче (аспект (*i*)) является самосогласованное решение уравнений Шрёдингера и Пуассона [288]. Этот метод, однако, достаточно трудоемок и требует существенных вычислительных мощностей. С другой стороны, простой и эффективный с точки зрения вычислений "классический" подход, представленный в книге Зи (Sze) [176], не учитывает эффекты приповерхностного квантования, дает заметные ошибки, а потому неприменим при высоких полях. Приемлемым компромиссом является модель [289; 290], в рамках которой во всех режимах – от слабых ($F_{\rm ox} < 10^6 \, {\rm B/cm}$) до предельно сильных ($F_{\rm ox} > 10^7$) полей – учитывается только один эффективный квантовый уровень ε_0 . Предложены различные варианты этой модели, которые охватывают как режим аккумуляции [290], так и режим инверсии/обеднения [289].

При этом в режиме аккумуляции общая задача сводится к подзадачам (i) и (ii), т.е. сначала один раз рассчитывается зонная диаграмма МДП диода, а затем вычисляются туннельные токи, без самосогласования (см. часть 3.4 и [290]). Напротив, в случае инверсии/обеднения нахождение положений квазиуровней Ферми требует решения уравнения баланса токов, включающего, среди прочих компонент, токи туннельной утечки, которые вычисляются с учетом информации об изгибах зон и квазиуровнях Ферми (см. часть 3.4). Более того, как нами было показано в [291], при учете флуктуаций толщины диэлектрика требуется суммировать вклад всех секций прибора в величину туннельного тока.

3.2 Подход к вычислению туннельных токов

В рамках этой подзадачи считается, что мы располагаем полной информацией об электростатической стороне проблемы, т.е. что, в частности, нам известны профиль изгиба зон в кремнии $\varphi(z)$, напряжение на диэлектрике U, а также концентрация носителей заряда в квантовой яме ($N_{\rm lev}$) в режиме аккумуляции и $N_{\rm s}$ в режиме инверсии. Зонная диаграмма МДП структуры на подложке n-типа в режиме аккумуляции, на которой обозначены основные параметры, приведена на Рис. 3.2. Отметим, что в данном случае носители распределены по уровням квантовой ямы на границе раздела, с соответствующей концентрацией, обозначаемой как $N_{\rm lev}$ (модель для ее вычисления представлена ниже, в разделе 3.3).

Из рисунка Рис. 3.2 понятно, что компоненты туннельного тока всегда содержат непрерывную часть (она есть и в $j_{\rm cm}$, и в $j_{\rm vm}$; индексы 'c', 'v', 'm'



Рисунок 3.2 — Режим аккумуляции МДП системы на подложке n-типа. В данном примере показана структура с металлическим электродом затвора. Тонкие стрелки указывают направление движения носителей заряда (в данном случае – электронов), а массивными стрелками обозначены различные компоненты токов. Дискретная часть j_{lev} входит в состав компоненты тока j_{cm} .

соответсвует зоне проводимости, валентной зоне и металлическому электроду, а их комбинация указывает, между какими зонами происходит токопереноса), а также могут содержать дискретную (в условиях Рис. 3.2 она входит в состав $j_{\rm cm}$ и обозначена как $j_{\rm lev}$). Непрерывная часть соответствует транспорту между двумя разрешенными зонами в том диапазоне энергетического спектра, где нет квантования (например, применительно к компоненте $j_{\rm cm}$ на Рис. 3.2 – это диапазон энергий ε , лежащих в пределах $[E_{\rm c,\infty}, +\infty]$). В случае поликремниевого затвора осуществляется транспорт между валентными зонами (компонента $j_{\rm vv}$) и между зонами проводимости ($j_{\rm cc}$) затвора и подложки; при определенных условиях добавляется "смешанный" перенос $j_{\rm vc}$. Дискретную часть содержат $j_{\rm vv}$ и $j_{\rm cc}$, но никогда $j_{\rm vc}$, по очевидным причинам.

3.2.1 Непрерывная и дискретная компоненты токов

Выражения для непрерывной составляющей (вне зависимости от того, рассматриваем мы $j_{\rm vm}$, $j_{\rm vc}$, $j_{\rm cm}$, $j_{\rm vv}$ или $j_{\rm cc}$) имеют общую структуру вида

[110; 289; 292]

$$j^{\text{cont}} = \frac{4\pi |e| \mathbf{v}_{\perp} m_{\text{s},\perp}}{h^3} \int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{max}}} [f_{\text{S}}(\varepsilon) - f_{\text{G}}(\varepsilon)] \,\mathrm{d}\varepsilon \int_{0}^{E_{\perp,\text{max}}} T_{\text{ox}}(\varepsilon,\varepsilon_{\perp}) \,\mathrm{d}\varepsilon_{\perp}, \qquad (3.1)$$

где интегрирование ведется по полной энергии ε туннелирующих частиц, ε_{\perp} – энергия частиц в плоскости интерфейса диэлектрик/полупроводник, $m_{\rm s,\perp}$ – масса частиц в соответствующей зоне в плоскости интерфейса, а ν_{\perp} – число долин (ν_{\perp} = 6 электронов и 3 для дырок). Через $f_{\rm S}(\varepsilon)$, $f_{\rm G}(\varepsilon)$ обозначаются числа заполнения в подложке и затворе соответственно. В случае термализовавшихся носителей эти числа описываются распределением Ферми-Дирака, а в случае неравновесных частиц они находятся при решении уравнения Больцмана (методы решения этого уравнения, а также типичные функции распределения носителей по энергии для транзисторных структур обсуждались в части 2.2). Последний случай особенно важен, когда моделируется ток затвора транзисторной структуры при приложении высокого напряжения $V_{\rm ds}$ между стоком и истоком.

Постановка пределов в выражении для *j*^{cont} диктуется наличием состояний с соответствующей парой (ε , ε_{\perp}) по обе стороны барьера. Так, при U > 0(что соответствует случаю Рис. 3.2) при вычислении непрерывной части компоненты $j_{\rm cm}$ пределы задаются как $E_{\rm min} = E_{\rm c\infty}, E_{\rm max} = +\infty$, а для компоненты $j_{\rm vm}$ они равны: $E_{\rm min} = -\infty, E_{\rm max} = E_{\rm v0}$. Что касается $E_{\perp,\rm max}$, то $E_{\perp,\max} = \varepsilon - E_{c\infty}$ в случае j_{cm} и $E_{\perp,\max} = E_{v0} - \varepsilon$ для j_{vm} . При U < 0 (что соответствует режиму инверсии/обеднения структур на подложке n-типа, Puc. 3.3) для составляющей $j_{\rm cm}$ пределы будут $E_{\rm min} = E_{\rm c0}, E_{\rm max} = +\infty$, а для $j_{\rm vm}$: $E_{\min}=-\infty,\,E_{\max}=E_{\mathrm{v}\infty}.$ При этом для переноса между зоной проводимости и металлом $E_{\perp,\max} = \varepsilon - E_{c0}$, а в случае туннелирования между валентной зоной и металлом $E_{\perp,\max} = E_{v\infty} - \varepsilon$. Отметим также, что при учете возможности туннелирования в запрещенной зоне кремния интервалы энергии между $E_{c\infty}$ и E_{c0} (Рис. 3.3) или между E_{v0} и $E_{v\infty}$ (Рис. 3.2) также могут давать вклад в составляющую j^{cont} . Например, в случае U < 0 для компоненты j_{cm} при учете туннелирования зона-зона в кремнии имели бы $E_{\min} = E_{c\infty}$, а $E_{\perp,\max} = \varepsilon - E_{c\infty}$. Более подробно эти особенности расписаны в нашей публикации [287]. В случае затвора, выполненного из поликристаллического кремния, пределы в (3.1) определяются аналогично, см. [292].



Рисунок 3.3 — Режим инверсии/обеднения МДП системы на подложке n-типа с металлическим электродом затвора. Помимо параметров зонной структуры показаны токи, входящие в уравнение баланса неосновных носителей: ток ударной генерации, ток диффузии-дрейфа, ток термогенерации и ток туннельной утечки.

Дискретную компоненту туннельного тока мы вычисляем в упрощении, что весь заряд сосредоточен в основном состоянии квантовой ямы с энергией ε_0 (в деталях это обсуждается в разделах 3.3 и 3.4):

$$j^{\rm dis} = \frac{|e|\mathbf{v}_{\perp}m_{\rm s,\perp}}{\pi\hbar^2 \tau_{\rm ar}(\varepsilon_0)} \int_{\varepsilon_0}^{\pm\infty} [f_{\rm S}(\varepsilon) - f_{\rm G}(\varepsilon)] T_{\rm ox}(\varepsilon, |\varepsilon - \varepsilon_0|) \mathrm{d}\varepsilon = \pm \frac{|e|N_{\rm s}T_{\rm ox}(\varepsilon_0, 0)}{\tau_{\rm ar}(\varepsilon_0)}, \quad (3.2)$$

где знак "+" соответствует зоне проводимости, а "-" – валентной зоне. Через $\tau_{\rm ar}(\epsilon)$ обозначается зависящее от энергии частицы время между ее последовательными соударениями со стенками барьера (или величина, обратная частоте попыток протуннелировать через барьер), при этом расчет величины $\tau_{\rm ar}(\epsilon)$ производится с учетом формы соответствующей квантовой ямы и будет обсуждаться в части 3.3 для аккумуляции и в части 3.4 – для случая инверсии (см. также [289; 290]).

3.2.2 Вычисление вероятности туннелирования

Вероятность прохождения туннелирующей частицы $T_{\text{ox}}(\varepsilon, \varepsilon_{\perp})$ через слой диэлектрика, фигурирующая в формулах (3.1)-(3.2), вычисляется как супер-

позиция вероятностей туннелирования ее как электрона, то есть через верхний барьер (Θ_e), образованный разрывом зон проводимости, и как дырки через нижний барьер (Θ_h) вследствие разрыва валентной зоны:

$$T_{\rm ox}(\varepsilon,\varepsilon_{\perp}) = \Theta_{\rm e} + \Theta_{\rm h} - \Theta_{\rm e}\Theta_{\rm h}, \qquad (3.3)$$

Каждая из вероятностей $\Theta_{\rm e}, \Theta_{\rm h}$ вычисляется методом матриц переноса (transfer matrix) [293] или Вентцеля-Крамерса-Бриллюэна (Wentzel-Kramers-Brillouin, WKB) [294]. Область барьера разбивается на секции, в рамках которых высота барьера считается неизменной, а интегрирование выполняется (например) методом трапеций; как показывает практика, это выгодно даже при WKB-вычислениях. Тогда:

$$\Theta_{\rm e|h} = \exp\left(-2\int |k_{\rm ox,z,e|h}(z)|dz\right),\tag{3.4}$$

интегрирование ведется по классически запрещенной области, границы которой задаются напряжением на диэлектрике U и энергиями ε , ε_{\perp} (этими же параметрами определяется и форма барьера, которая может быть трапециевидной или треугольной); $k_{\text{ox,z,e}|h}$ – это компонента волнового вектора для верхнего/нижнего барьера в направлении z, которая рассчитывается как

$$k_{\rm ox,z,e}(z) = \sqrt{2m_{\rm cz}(z)\hbar^{-1}} \sqrt{\max\left[0, \left(E_{\rm c}(z) - \varepsilon + m_{\rm s,\perp}m_{\rm c,\perp}^{-1}\varepsilon_{\perp}\right)\right]} \\ k_{\rm ox,z,h}(z) = \sqrt{2m_{\rm vz}(z)\hbar^{-1}} \sqrt{\max\left[0, \left(-E_{\rm v}(z) + \varepsilon + m_{\rm s,\perp}m_{\rm v,\perp}^{-1}\varepsilon_{\perp}\right)\right]},$$
(3.5)

где $m_{\rm cz}(z)$ и $m_{\rm vz}(z)$ – вообще говоря, зависящие от координаты эффективные массы, а $E_{\rm c}(z)$ и $E_{\rm v}(z)$ – положения краев зон, которые также зависят от координаты z. При непараболическом законе дисперсии – в частности, Франца (Franz) [295] $k_{\rm ox,z,e}(z)$, $k_{\rm ox,z,h}(z)$ для подстановки в (3.5) будут выражены через энергии иначе. Если барьер имеет многослойную структуру с промежуточными ямами, необходим более сложный подход, хотя формулы для токов остаются в силе.

3.2.3 Об упрощенном подходе к вычислению туннельного тока

Помимо строгого подхода к расчету туннельных токов, представленного выше, популярным является также упрощенный метод, в котором туннельная

прозрачность описывается функцией так называемой энергии в направлении туннелирования (ε_z), см. [296–298]. В таком случае выражения для туннельных токов заметно упрощаются (снижается также время вычислений); например, ток $j_{\rm cm}$ для условий Рис. 3.3 записывается как

$$j^{\rm cm} = \frac{4\pi |e| \mathbf{v}_{\perp} m_{\rm s,\perp}}{h^3} \int_{E_{\rm c0}}^{+\infty} T_{\rm ox}(\varepsilon_{\rm z}) \ln \frac{1 + \exp \frac{E_{\rm Fn} - \varepsilon_{\rm z}}{k_{\rm B} T_{\rm L}}}{1 + \exp \frac{E_{\rm Fm} - \varepsilon_{\rm z}}{k_{\rm B} T_{\rm L}}},\tag{3.6}$$

где $E_{\rm Fm}$ обозначает уровень Ферми в металле.

Вообще говоря, вероятность туннелирования является функцией полной энергии частицы ε и составляющей ее волнового вектора в плоскости интерфейса \vec{k}_{\perp} . При этом эти две величины глобальны, т.е. координатно-независимы для данной частицы. С этим обстоятельством связаны концептуальные проблемы моделей, использующих только ε_z . Во-первых, величина ε_z меняется с координатой, то есть, в отличие от полной энергии ε , невозможно провести "единую горизонтальную линию" ε_z : изолиния $\varepsilon_z = \text{const}$ будет кусочно-определенной. Так, для туннельной компоненты j_{cv} оказывается (этот случай реализуется в приборах с электродом затвора, выполненным из поликремния), что для зоны проводимости ε_z лежит ниже ε , а для валентной зоны, наоборот, выше. Второй принципиальный момент заключается в том, что при таком подходе невозможно разумно задать пределы интегрирования по ε_z , потому что они зависят еще и от полной энергии ε , которая выведена из рассмотрения в данном формализме. Если оперировать ε и ε_{\perp} , таких проблем не возникает, так как ε_{\perp} выражается через k_{\perp} (см. ниже).

3.2.4 Случай кристаллических диэлектриков и учет влияния сохранения поперечной компоненты волнового вектора

В рамках модели считалось, что поперечный волновой вектор k_{\perp} и компонента энергии ε_{\perp} носителя в полупроводнике связаны соотношением $\varepsilon_{\perp} = \hbar^2 k_{\perp}^2 / 2m_{\rm s,\perp}$. Такой подход правомерен при условии $\vec{k}_{0\perp} = 0$ (где $\vec{k}_{0\perp}$ – вектор экстремума зоны), но массово применяется и к транспорту электронов в непрямозонном кремнии. Оправданием служит отсутствие явных различий токов, измеряемых в МДП структурах с окислами на Si(100) и (111), хотя в первом случае сдвиг $k_{0\perp}$ – для двух долин – равен нулю, а во втором он весьма велик $(\hbar^2 k_{0\perp}^2/2m_0 \sim 2.44 \text{ sB})$, что, казалось бы, должно было резко снизить вероятность туннелирования. Возможно, на границе Si и аморфной пленки происходит релаксация большого по величине волнового вектора [241;299].

Тем не менее, если диэлектрик кристаллический, можно ожидать, что туннельный процесс будет происходить с реальным сохранением k_{\perp} , каким бы большим он ни был. В таком случае при анализе переноса в зону проводимости подложки Si(111) или из нее следует внести изменения в выражение для вероятности T_{ox} . Наилучшим вариантом явился бы полный переход к переменным ε и k_{\perp} . Однако, поскольку структура выражения для тока вида 4.1 с интегрированием по ε и ε_{\perp} крайне популярна, ее желательно сохранить. С этой целью проводится усреднение по всем состояниям α для заданной пары ε , ε_{\perp} [300]:

$$\widetilde{T}_{\rm ox}(\varepsilon,\varepsilon_{\perp}) = \langle T_{\rm ox}(\varepsilon,k_{\perp}^2(\varepsilon,\varepsilon_{\perp},\alpha)) \rangle_{\alpha}, \qquad (3.7)$$

при котором в формулах (3.5) заменяется $m_{s,\perp}\varepsilon_{\perp}$ на $\hbar^2 k_{\perp}^2/2$. Вблизи минимума можно грубо ввести сдвиг $k_{\perp}^2 = 2m_{s,\perp}\hbar^{-2}\varepsilon_{\perp} + k_{0\perp}^2$. В случае кремниевой подложки ориентации (100) применяется обычный подход $T_{ox} = T_{ox}(\varepsilon,\varepsilon_{\perp})$, но в формуле для непрерывной компоненты туннельного тока ставится $\mathbf{v}_{\perp} = 2$. Выражения для токов и остальные алгоритмы вычисления зонной диаграммы (разделы 3.3 и 3.4) и решения уравнения баланса токов (раздел 3.4) остаются неизменными.

3.3 Расчет вольт-амперных характеристик туннельных МДП диодов в режиме аккумуляции

Для решения электростатической части задачи моделирования туннельных токов через МДП структуру с заданными параметрами материалов (в первую очередь, номинальной толщины диэлектрика d_n и его диэлектрической проницаемости \in_I) мы используем подход [290]. Этот подход основан на эмпирической формуле для описания изгиба зон в кремнии (напомним, что z – координата в направлении, перпендикулярном плоскости границы раздела диэлектрик-полупроводник:

$$\varphi(z) = \varphi_{\rm s}[1 - \exp(-\lambda z)], \qquad (3.8)$$

где $\phi_{\rm s}$ – полный изгиб зон, а вариационный параметр λ (его значение может меняться в пределах $[0,+\infty])$ связан с величиной $\phi_{\rm s}$ через условия электростатики на интерфейсе:

$$\begin{aligned}
\varphi_{\rm s} &= \frac{\in_{\rm I}}{F_{\rm ox}} \\
&\frac{\in_0 \in_{\rm S} \varphi_{\rm s} \lambda}{|e|} = N_{\rm lev} + N_{\rm cont} + N_{\rm ion},
\end{aligned} \tag{3.9}$$

где $F_{\rm ox}$ – напряженность электрического поля в окисле, $\in_{\rm S}$ – диэлектрическая проницаемость полупроводника, а $N_{\rm lev}$, $N_{\rm cont}$ и $N_{\rm ion}$ – плотности носителей заряда на дискретных уровнях квантовой ямы у интерфейса Si/SiO₂, непрерывно распределенного заряда в зоне проводимости/валентной зоне и концентрация ионизированной примеси, соответственно.

Данная модель использует упрощение, согласно которому весь заряд в квантовой яме сосредоточен на нулевом уровне (ε_0); тогда концентрация N_{lev} вычисляется как:

$$N_{\rm lev} = \frac{m_{\perp,\rm maj}k_{\rm B}T_{\rm L}}{\pi\hbar^2} \quad \ln \frac{1 + \exp \frac{E_{\rm F} - \varepsilon_0}{k_{\rm B}T_{\rm L}}}{1 + \exp \frac{E_{\rm F} - |e|\varphi_{\rm s}}{k_{\rm B}T_{\rm L}}}.$$
(3.10)

Здесь $E_{\rm F}$ обозначает уровень Ферми, который в режиме аккумуляции един для электронов и дырок, а энергия отсчитывается от дна квантовой ямы (для дырок в направлении вглубь валентной зоны), что соответствует дну зоны проводимости на интерфейсе ($E_{\rm c0}$) для электронов и потолку валентной зоны ($E_{\rm v0}$) для дырок, см. Рис. 3.2. При этом величина $E_{\rm F}$ связана с величиной отступа уровня Ферми от края зоны проводимости $\Phi_{\rm F}$ (см. Рис. 3.1), задаваемой уровнем легирования подложки, по правилу Кирхгофа, т.е. $E_{\rm F} = |e|\varphi_{\rm s} - |e|\Phi_{\rm F}$.

Энергетическое положение основного уровня квантовой ямы ε_0 находится из квазиклассической формулы, которая превращается в уравнение

$$\frac{4\sqrt{2m_{\rm z,maj}\varepsilon_0}}{\lambda} \left[1 - \sqrt{\frac{|e|\varphi_{\rm s}}{\varepsilon_0} - 1} \ \arctan\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{|e|\varphi_{\rm s} - \varepsilon_0}} \right] = \frac{3}{4} h, \tag{3.11}$$

где h – постоянная Планка. В правой части уравнения поставлен множитель 3/4 (а не 1/2) с учетом близости формы ямы вблизи дна к треугольной, для которой здесь было бы 3/4 с очень высокой точностью. Отметим также, что уровень ε_0 существует (а соответствующая концентрация $N_{\rm lev} \neq 0$) при выполнении условия:

$$\lambda \ll \lambda_{\max} = \frac{8}{\sqrt[3]{9}} \sqrt[3]{\frac{m_{z,\maxj}|e| \in_{\mathrm{I}} F_{\mathrm{ox}}}{\in_{\mathrm{S}} h^2}},$$
(3.12)

Что касается плотности заряда в непрерывной части спектра $N_{\rm cont}$, то она вычисляется как:

$$N_{\rm cont} = N_{\rm c|v} \int_{0}^{+\infty} \left[\int_{0}^{+\infty} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\left(\xi + \frac{|e|\varphi_{\rm s}}{k_{\rm B}T_{\rm L}} \exp(-\lambda z) \right)^{1/2}}{1 + \exp\left(\xi + \frac{|e|\Phi_{\rm F}}{k_{\rm B}T_{\rm L}}\right)} \, \mathrm{d}\xi - F_{1/2} \left(-\frac{|e|\Phi_{\rm F}}{k_{\rm B}T_{\rm L}} \right) \right] \, \mathrm{d}z \approx \frac{4N_{\rm c|v} \left(\frac{|e|\varphi_{\rm s}}{k_{\rm B}T_{\rm L}} \right)^{1/2}}{\sqrt{\pi}\lambda \left(1 + \exp\left(\frac{|e|\Phi_{\rm F}}{k_{\rm B}T_{\rm L}} \right)^{7/2}} \right)},$$

$$(3.13)$$

где через $N_{\rm c|v}$ обозначена эффективная трехмерная плотность состояний в зоне проводимости/валентной зоне.

Эффективная концентрация ионизированной примеси N_{ion} вычисляется через концентрации ионизированных доноров/акцепторов и записывается как:

$$N_{\rm ion} = \int_{0}^{+\infty} \left(N_{\rm dop}^{+(-)}(+\infty) - N_{\rm dop}^{+(-)}(z) dz \right) \approx \frac{2N_{\rm dop}}{\lambda} \left[\frac{1}{1 + f_{\rm ion,occ}} - \frac{k_{\rm B}T_{\rm L}}{|e|\varphi_{\rm s}} \ln \frac{1 + f_{\rm ion,occ}^{-1}}{1 + f_{\rm ion,occ}^{-1} \exp\left(-\frac{|e|\varphi_{\rm s}}{k_{\rm B}T_{\rm L}}\right)} \right],$$
(3.14)

для случая случаев структур на подложке n- и p-типа:

$$f_{\rm ion,occ} = 2 \, \exp \frac{E_{\rm don} - |e|\Phi_{\rm F}}{k_{\rm B}T_{\rm L}} \tag{3.15}$$

$$f_{\text{ion,occ}} = 4 \exp \frac{E_{\text{acc}} - |e|\Phi_{\text{F}}}{k_{\text{B}}T_{\text{L}}}.$$
(3.16)

При этом через $E_{\rm don}$ и $E_{\rm acc}$ обозначается глубина залегания донорных и акцепторных уровней.

Время τ_{ar} между соударениями частицы со стенками барьера, входящее в формулу (3.2), вычисляется с использованием профиля зон посредством интегрирования по классически разрешенной области движения 0 ... L_r :

$$\tau_{\rm e|h} = 2\sqrt{\frac{2m_{\rm z,maj}}{2}} \int_{0}^{L_{\rm r}} \frac{\mathrm{d}z}{\sqrt{\varepsilon_0 - |e|\varphi(z)}} = \frac{2}{\lambda} \sqrt{\frac{2m_{\rm z,maj}}{|e|\varphi_{\rm s} - \varepsilon_0}} \arctan\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{|e|\varphi_{\rm s} - \varepsilon_0}} \quad (3.17)$$

В формулах выше использовались эффективные массы для основных носителей в направлении туннелирования $m_{z,maj}$ и в плоскости интерфейса диэлектрик/полупроводник $m_{\perp,maj}$. Их значения равны $m_{z,maj} = \langle m_{i,z,maj} \rangle_i$ и $m_{\perp,maj} = \sum_i m_{i,\perp,maj}$, где усреднение/суммирование ведется по индексу *i*, нумерующему подзоны легких и тяжелых электронов или подзоны легких и тяжелых дырок, а также третью подзону, отщепленную вследствие спин-орбитального взаимодействия.

После того как зонная диаграмма рассчитана, туннельные токи находятся на основании формул (3.1)-(3.2) с использованием времени $\tau_{\rm ar}$, вычисляемого согласно (3.17).

3.4 Расчет вольт-амперных характеристик туннельных МДП диодов в режиме обеднения/инверсии

Как и в случае аккумуляции, применительно к режиму обеднения/инверсии используется одноуровневое упрощение, а именно учитывается только уровень ε_0 в квантовой яме на границе раздела диэлектрик/полупроводник. При этом частицам приписывается волновая функция Фэнга-Ховарда (Fang-Howard), которая задается выражением [301]:

$$\Psi_0 = \left(\frac{b^3}{2}\right)^{1/2} z \, \exp(-bz/2), \qquad (3.18)$$

где *b* является вариационным параметром (размерность см⁻¹), определяемым из условия минимума полной энергии частицы, что дает значение [110;301]:

$$b = \left[|e|^2 m_{\rm s,z} / (\epsilon_0 \epsilon_{\rm I} \hbar^2) \cdot (11N_{\rm s}/32 + N_{\rm dop}w) \right]^{1/3}, \qquad (3.19)$$

где, напомним, $N_{\rm s}$ и $N_{\rm dop}$ – концентрации носителей в яме и ионизированной примеси, соответственно, w – ширина обедненной области изгиба зон в Si, а через $m_{\rm s,z}$ обозначена эффективная масса носителей в направлении туннелирования. Энергия уровня при этом:

$$\varepsilon_0 = \left(\frac{3}{2}\right)^{5/3} \left[\frac{|e|^2\hbar}{\sqrt{m_{\rm s,z}} \in_0 \in_{\rm S}}\right]^{2/3} \frac{N_{\rm dop}w + (55/96)N_{\rm s}}{\left(N_{\rm dop}w + (11/32)N_{\rm s}\right)^{1/3}}.$$
 (3.20)

Величины $N_{\rm s}$ и w, наряду с легированием $N_{\rm dop}$, входят в соотношение $F_{\rm ox} = |e|(N_{\rm s} + N_{\rm dop}w)/ \in_0 \in_{\rm I}$. Для заданного поля $F_{\rm ox}$ значение $N_{\rm s}$ устанавливается итерацией, чтобы обеспечить нужную разность уровней Ферми для электронов и дырок $\Delta E_{\rm Fp,n}$. Квазиуровень Ферми в толще $(E_{\rm F,b})$ диктуется легированием, а в яме $(E_{\rm F,w})$ определяется из условия:

$$N_{\rm s} = \frac{\mathbf{\nu}_{\perp} m_{\rm s,\perp} k_{\rm B} T_{\rm L}}{\pi \hbar^2} \ln \left[1 + \exp \frac{E_{\rm F,w} - \varepsilon_0}{k_{\rm B} T_{\rm L}} \right].$$
(3.21)

В зависимости от типа легирования, один из уровней $E_{\rm F,w}$, $E_{\rm F,b}$ – это $E_{\rm Fn}$, а другой $E_{\rm Fp}$ (см. Рис. 3.3).

Профиль зон дается формулой (где $z_{\rm m} = \min(z, w)$):

$$|e|\varphi(z) = \frac{|e|^2 N_{\rm s}}{\epsilon_0 \epsilon_{\rm S}} \left[\exp(-bz) \left(-\frac{bz^2}{2} - 2z - \frac{3}{b} \right) + \frac{3}{b} \right] + \frac{|e|^2 N_{\rm dop} w}{\epsilon_0 \epsilon_{\rm S}} \left(z_{\rm m} - \frac{z_{\rm m}^2}{2w} \right).$$
(3.22)

При этом полный изгиб зон в Si составит

$$|e|\varphi_{\rm s} = \pm |e|^2 (\in_0 \in_{\rm S})^{-1} \left(3N_{\rm s}b^{-1} + \frac{1}{2}N_{\rm dop}w^2 \right).$$
(3.23)

После нахождения $N_{\rm s}$ и ε_0 вместо одного "усредненного" уровня ε_0 по квазиклассической формуле $\int (\varepsilon_{i,j} - |e|\varphi(z))^{1/2} dz = (i - \zeta)\pi\hbar(2m_{\rm j})^{-1/2}$ можно определить все уровни легких и тяжелых (которые отличаются эффективной массой $m_{\rm j}$) носителей. При этом параметр ζ (значение которого обычно в районе 1/4) подбирается таким образом, чтобы сумма концентраций на всех уровнях ямы, задаваемая тем же значением $E_{\rm F,w}$, была равна $N_{\rm s}$.



Рисунок 3.4 — Зонная диаграмма структуры n^+ -polySi/SiO₂/Si в режиме инверсии с обозначением основных параметров.

Далее, когда детали зонной диаграммы рассчитаны, мы переходим к описанию метода решения задачи (*iii*), который сводится к нахождению квазиуровня Ферми неосновных носителей вблизи интерфейса диэлектрик/полупроводник. Для решения этой подзадачи требуется вычислять туннельные токи через структуру; для этого используются метод и набор формул, описанные в части 3.2.

Очевидно, что необходимо обеспечить выполнение закона Кирхгофа для напряжений:

$$\varphi_{\rm s} + \varphi_{\rm g} + U = V_{\rm gb} - V_{\rm fb}, \qquad (3.24)$$

где $V_{\rm fb}$ – напряжение плоских зон, а знак $\varphi_{\rm s}$, $\varphi_{\rm g}$ и U положителен, если поле направлено в сторону затвора (т.е., к примеру, на Рис. 3.4 напряжение U > 0). В случае металлического электрода $V_{\rm fb} = (-\chi_{\rm m} + \chi_{\rm e})/|e| + \Phi_{\rm F}$ (обозначения см. на Рис. 3.1), а для поликремниевого электрода $V_{\rm fb} = -\Phi_{\rm F,g} + \Phi_{\rm F}$ (обозначения приведены на Рис. 3.4). Предполагается, что квазиуровни Ферми для электронов и дырок на каждой стороне барьера не зависят от координаты и совпадают в затворе всегда, а в подложке – в режиме ее обогащения.

В случае обеднения/инверсии в подложке (стационарный режим) создается баланс между потерями и поступлением неосновных носителей. Этому балансу отвечает регулируемое самой МДП системой значение разности уровней Ферми для электронов и дырок $\Delta E_{\rm Fp,n}$. При расчетах следует подбирать значения U ($|U| = F_{\rm ox}d_{\rm n}, d_{\rm n}$ – номинальная толщина диэлектрика) и $\Delta E_{\rm Fp,n}$ таким образом, чтобы эти значения отвечали балансу. Данный метод баланса токов неосновных носителей был вначале разработан для случая однородно распределенной толщины диэлектрика [287; 302] и далее откорректирован с учетом флуктуаций толщины [291].

Для определенности рассмотрим МДП диод на подложке n-типа в режиме инверсии (см. Рис. 3.3), что соответствует сечению затвор-подложка р-канального транзистора в рабочем режиме. Приток неосновных носителей – дырок – обеспечивается током тепловой генерации $j_{\rm th}$, пропорциональным ширине w области обеднения; возможно, фототоком $j_{\rm ph}$ (часто тоже пропорциональным w) и внешним током j_{ext}, подаваемым, скажем, через исток. Носители, туннелирующие из затвора прибора и попадающие в кремниевую подложку (компонента тока $j_{\rm cm}$ на Рис. 3.3), могут обладать большой энергией, а значит инициировать ударную ионизацию, генерирующую носители вблизи интерфейса Si/SiO₂. Кроме того, ударная ионизация возможна за счет разгона носителей при движении уже в кремниевой подложке. В случае МДП структуры на n-Si инжекция электронов (с плотностью электронного тока $j_e=j_{
m cm}$ в случае металлического затвора или j_{cc} при использовании поликремниевого затвора) вызывает появление M - 1 (здесь M – коэффициент умножения за счет УИ) электронно-дырочных пар, что создает дырочный ток $j_{\rm e} \cdot (M-1)$. Отток дырок из инверсного слоя происходит за счет туннельной компоненты $(j_h$ на Рис. 3.3), а также обеспечивается диффузионно-дрейфовым током j_{dd} интерфейс-толща, значение которого определяется величиной $\Delta E_{\rm Fp.n}$, т.е. ток $j_{\rm dd}$ аналогичен току pn-перехода, и он может менять знак, становясь источником поступления дырок. Уравнение баланса токов неосновных носителей записывается:

$$j_{\rm h} + j_{\rm dd} = j_{\rm th} + j_{\rm ext} + j_{\rm e}(M-1).$$
 (3.25)

Коэффициент умножения *M*, используемый в формуле (3.25), рассчитывается как [291]:

$$M = [1 + P(\varepsilon_{\rm inj}]) \left(1 + \frac{a_0 |e| N_{\rm dop} w^2}{b_0 \in_0 \in_{\rm S}} \exp\left[-\frac{b_0 \in_0 \in_{\rm S}}{|e| N_{\rm dop} w} \right] \right),$$
(3.26)

где $a_0 = 4 \cdot 10^5 \,\mathrm{cm}^{-1}$, $b_0 = 10^6 \,\mathrm{B/cm}$, а функция квантового выхода табулируется согласно [303] и энергия инжекции $\varepsilon_{\mathrm{inj}}$ равна:

$$\varepsilon_{\rm inj} = E_{\rm Fm} - E_{\rm c0} + \frac{3|e|^2 N_{\rm s}}{\epsilon_0 \epsilon_{\rm S} b},$$
(3.27)

где последний член описывает вклад инверсионного слоя в изгиб зон, см. (3.22)-(3.23).

Ток диффузии-дрейфа находится просто как [176]:

$$j_{\rm dd} = \frac{n_i^2}{N_{\rm D}} \left(\frac{|e|\mu_{\rm p}k_{\rm B}T_{\rm L}}{\tau_{\rm p}}\right)^{1/2} \exp\left[\frac{E_{\rm Fn} - E_{\rm Fp}}{k_{\rm B}T_{\rm L}}\right],\tag{3.28}$$

где n_i – собственная концентрация, $N_{\rm D}$ – концентрация донорной примеси, а $\mu_{\rm p}, \tau_{\rm p}$ – подвижность и время жизни дырок.

3.5 Учет влияния флуктуаций толщины диэлектрика на ВАХ МДП-приборов

Как уже отмечалось в Главе 1, характеристики современных миниатюризированных транзисторов могут заметно варьироваться от прибора к прибору. Такие вариации являются следствием того, что наноразмерный прибор может содержать небольшое (штучное) число атомов примеси, порядка десятков или даже одного десятка. Координаты примесных атомов являются случайными величинами. Они подчиняются соответствующим распределениям, которые суть профили концентрации легирующей примеси, однако конфигурации расположения этих атомов могут сильно отличаться в разных приборах, выращенных даже в одном технологическом цикле. Родственной проблемой является проблема стохастического расположения дефектов (а также их прекурсоров) в наноразмерных ПТ, притом как в случае неповрежденных транзисторов, так и в случае образцов, подвергнутых стрессу. Поэтому часто о проблеме деградации таких приборов говорят как о временно-зависимой вариативности их свойств (reliability as time dependent variability). Таким подходом к описанию проблемы надежности ПТ занимаются сразу несколько групп, включая группы Каццера (Kaczer) [77; 304; 305], Грассера (Grasser) [78; 97], Асенова (Asenov) [306–308] и др. Эти же группы исследовали свойства неповрежденных приборов, т.е. вариативность транзисторных характеристик, вызванную случайностью позиций примесных атомов.

Исследователи группы Асенова были одними из первых, кто понял важность исследования проблемы влияния флуктуаций параметров архитектуры транзистора на его характеристики: первые публикации группы Асенова на эту тему датированы 1998 г. [309]. Подчеркнем, что если в данный момент эта про-

1 10

блема является достаточно популярной темой исследования, то в 1998 г. лишь немногие группы понимали ее важность. Среди них была группа Шулекина в ФТИ, которая стала активно изучать влияние пространственной неоднородности толщины диэлектрика на характеристики МДП приборов, а соответствующая первая публикация [310] датирована 2001 г. (примерно в это же время вышла первая статья группы Асенова по этой же тематике [311]). В работах по анализу влияния разброса толщины диэлектрика на свойства неповрежденных МДП структур [9;286;291;312–315], а также на их поведение в ходе стресса [111;316–318] участвовал автор настоящей диссертации.

На данный момент технология выращивания подзатворных слоев SiO_2 достигла очень высокого уровня. Однако технология пленок новых альтернативных материалов пока не отработана до уровня, сопоставимого с SiO_2 , в результате чего значительные флуктуации толщины диэлектрического слоя становятся неизбежными. Как следствие, расчетные характеристики приборов, толщина подзатворных пленок в которых может сильно варьироваться в плоскости диэлектрик/полупроводник, количественно не соответствуют измерениям, при хорошем качественном согласии.

3.5.1 Понятие корреляционной длины флуктуаций толщины диэлектрика

В рамках нашего подхода под "толщиной диэлектрика" мы подразумеваем ее локальное значение d, которое может варьироваться в зависимости от координаты в плоскости границы раздела диэлектрик/полупроводник. Локальное значение d при этом отличается от задаваемой, номинальной толщины d_n , которая должна совпадать со средним значением случайной величины d, т.е. $\langle d \rangle = d_n$. При формировании диэлектрической пленки на профиль ее толщины влияет большое число факторов, в том числе параметры распределения макроскопических величин (температуры, давления и т.д.), частиц реагентов по скоростям/энергиям, углам и т.д. а также факторы, определяющие качество непосредственно подложки. С математической точки зрения конкретная реализация случайной величины d является следствием множества независимых факторов, поэтому согласно предельной теореме Ляпунова варианта d подчиняется нормальному распределению, плотность которого задается функцией Гаусса:

$$\Gamma(d, d_{\rm n}, \sigma_{\rm d}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{\rm d}}} \exp\left(-\frac{1}{2\sigma_{\rm d}^2}(d-d_{\rm n})^2\right),\tag{3.29}$$

где через σ_d обозначено среднеквадратичное отклонение d от ее среднего значения d_n . Область d < 0 не имеет физического смысла и поэтому игнорируется.

Очевидно, что толщина диэлектрической пленки не может меняться с координатой сколь угодно быстро. Поэтому, чтобы параметризовать резкость изменения случайной величины d в пространстве, вводится еще одна характеристика слоя, называемая "корреляционной длиной пространственной неоднородности" (correlation length of thickness variation) толщины d (или просто "корреляционной длиной"), см. Рис. 3.5. Отметим также, что в наших ранних статьях (напр. [291; 313; 314]) использовался также термин "характерный пространственный масштаб неоднородности" (characteristic length of oxide thickness non-uniformity). Оба названия применимы и обозначают одно и то же. Неформально, под корреляционной длиной (λ_d) подразумевается минимальное расстояние между двумя точками в плоскости пленки, локальные толщины в которых могут считаться независимыми (некоррелированными). Далее будет дано более точное определение. Подобно параметру σ_d , величина λ_d является показателем качества пленки. Действительно, если $\sigma_d \neq 0$ приводит к сдвигу всех характеристик приборов, то отношение величины λ_d к поперечным размерам электрода L (в случае планарных транзисторов $L \sim \sqrt{L_{\rm G}W}$, где $L_{\rm G}$ – длина канала, W– ширина прибора) определяет ширину разброса характеристик приборов от образца к образцу.



Рисунок 3.5 — Понятие "корреляционная длина пространственной неоднородности" (λ_d). Показаны случаи приборов большой ($L \gg \lambda_d$) и малой площади ($L \ll \lambda_d$).

Таким образом, в зависимости от величины соотношения λ_d/L можно различать приборы большой и малой площади (см. Рис. 3.5). Такая классификация применима в контексте туннельных токов. Под "приборами большой площади" мы понимаем приборы, в которых площадь электрода затвора $L_{\rm G}W$ значительно больше, чем $\lambda_{\rm d}^2$, т.е. выполняется соотношение $\lambda_{\rm d}/L \ll 1$, а электрод покрывает огромное число неоднородностей толщины. При расчете характеристик таких структур (например, туннельных токов) мы интегрируем вклады всех секций со всевозможными реализациями величины d, а характеристики не варьируются от образца к образцу.

Противоположная ситуация приборов малой площади соответствует соотношению $\lambda_d/L \gg 1$, когда в рамках одного электрода локальная толщина d может считаться постоянной, но характеристики варьируются от образца к образцу. В этом случае следует не говорить о единой интегральной характеристике прибора (как было в случае $\lambda_d/L \ll 1$), а описывать бесконечное семейство возможных характеристик и вероятность их реализации с помощью соответствующей функции распределения, которая, среди прочего, задает среднее значение и среднеквадратичное отклонение тока в заданных условиях.

Отметим также, что такое разделение на структуры большой и малой площади условно и справедливо только в контексте вычисления характеристик прибора, которые являются быстро меняющимися функциями варианты d, таких, как, например, туннельные токи. Так, например, транзисторы с $L_{\rm G} = 40$ нм и $W \sim 100$ нм являются миниатюризированными приборами с точки зрения скейлинга и сверхбольших интегральных схем, однако при этом в случае высококачественной диэлектрической пленки может оказаться, что $L_{\rm G} \gg \lambda_{\rm d}/L$, т.е. что они являются структурами большой площади. Более того, такие ПТ могут содержать несколько тысяч атомов примеси (при размере прибора в направлении, перпендикулярном плоскости кремний/диэлектрик в 100 нм), поэтому влияние флуктуаций позиций этих атомов на характеристики таких транзисторов оказывается слабым.

Ввиду важности величины λ_d необходимо дать более строгое определение этого понятия, которое мы ввели в наших статьях [9; 319; 320]. Предположим, что имеется зависимость локальной толщины диэлектрика d от координаты, достаточно подробно измеренная вдоль некоторой оси x в плоскости пленки в широком диапазоне изменения x. Можно рассчитать функцию корреляции между толщинами в точках, отстоящих друг от друга на расстояние l_x , как

$$\operatorname{cov}(l_{\mathrm{x}}) = \frac{\langle (d(x) - d_{\mathrm{n}})(d(x + l_{\mathrm{x}}) - d_{\mathrm{n}}) \rangle}{\sigma_{\mathrm{d}}^{2}}, \qquad (3.30)$$

Очевидно, что в пределе $l_x \to 0$ величина соv 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. Что же касается всего диапазона $l_x > 0$, то естественно предположить, что cov (l_x) представляет собой монотонно убывающую функцию, с точностью до шума.

Параметр λ_d можно определить как расстояние l_x между точками, для которого величина, получаемая по (3.30), снижается до некоторого значения соv_{crit}, считаемого малым. Другой вариант состоит в том, что в области небольших длин l_x экспериментальная кривая соv (l_x) аппроксимируется подходящей функцией l_x и λ_d ; это позволяет экстрагировать λ_d . Обычно здесь используется гауссова функция (~ exp $(-l_x^2/\lambda_d^2))$ или спадающая экспонента (~ exp $(-l_x/\lambda_d))$ [321]. Однозначного соглашения об определении "корреляционной длины для флуктуаций", или характерного пространственного масштаба неоднородности, пока не выработано, хотя физический смысл этого параметра из проведенных рассуждений совершенно очевиден.

3.5.2 Модель пленки диэлектрика с неоднородно распределенной толщиной

В работе [313] нами была предложена модель, которая позволяет параметризовать пространственные неоднородности распределения толщины диэлектрика (Рис. 3.6). Электрод прибора разбивается на квадратные ячейки, размер каждой из которых задается параметром λ_d (соответственно, площадь ячейки $S_{sq} = \lambda_d \times \lambda_d$). Принимается, что рамках каждой ячейки локальная величина d постоянна, при этом d варьируется от ячейки к ячейке согласно распределению Гаусса.

В рамках данного формализма число реализаций $(N_{\rm cell})$ локальной толщины d, охватываемых электродом прибора, соответствует числу ячеек сетки, которые – пусть и частично – покрывает электрод, см. Рис. 3.7. Притом величина $N_{\rm cell}$ зависит как от соотношения $L/\lambda_{\rm d}$, так и от смещения геометрических



Рисунок 3.6 — Схематическое изображение модели пленки диэлектрика с неоднородно распределенной толщиной *d*. В пределах каждой ячейки размером $\lambda_d \times \lambda_d$ толщина *d* считается постоянной.



Рисунок 3.7 — Разбиение электрода прибора размера *L* × *L* сеткой с шагом λ_d .

границ электрода по отношению к сетке. Размер электрода L может быть связан с длиной корреляции λ_d как $L = m \cdot \lambda_d + \Delta$, где m – это целая часть от деления L/λ_d , а Δ – остаток от деления. Далее, в зависимости от величин смещений нижнего левого угла электрода вправо (δ_x) и вверх (δ_y) от узла сетки, величина N_{cell} может принимать всего три значения (Рис. 3.7):

$$\Delta < \delta_{\mathbf{x}}, \delta_{\mathbf{y}} < L, \ N_{\text{cell}}^{(1)} = (m+2)^2, \ p_1 = \left(\frac{\Delta}{\lambda_d}\right)^2,$$

$$0 < \delta_{\mathbf{x}}(\delta_{\mathbf{y}}) < \Delta, \ N_{\text{cell}}^{(2)} = (m+1)(m+2), \ p_2 = 2\frac{\Delta}{\lambda_d}\left(1 - \frac{\Delta}{\lambda_d}\right), \qquad (3.31)$$

$$0 < \delta_{\mathbf{x}}, \delta_{\mathbf{y}} < \Delta, \ N_{\text{cell}}^{(3)} = (m+1)^2, \ p_3 = \left(1 - \frac{\Delta}{\lambda_d}\right)^2,$$

где через p_i обозначены вероятности реализации соответствующих значений N_{cell} ; значения p_i также вычисляются из геометрических соображений.

3.5.3 Статистический анализ туннельных токов: от приборов большой к структурам малой площади

Рассмотрим прибор средних размеров, то есть с $L \sim \lambda_d$, который содержит несколько ячеек (их число N_{cell}). Плотность тока $j(d_i)$, протекающего через каждую ячейку с толщиной d_i , вычисляется с использованием моделей, описанных в частях 3.2 и 3.3. Путем суммирования произведений плотности тока j_i на площадь соответствующей ячейки S_i (которая не обязательно равна λ_d^2 , потому что электрод может охватывать некоторые ячейки частично, как показано на Рис. 3.7) вычисляются полный ток через прибор, а также средняя плотность тока:

$$\frac{I}{S_{\text{dev}}} = \frac{\sum_{i=0}^{N_{\text{cell}}} j(d_i) S_i}{\sum_{i=0}^{N_{\text{cell}}} S_i},$$
(3.32)

В структурах малой площади, для которых справедливо соотношение $L/\lambda_{\rm d} \ll 1$, при любом напряжении, подаваемом на клеммы прибора, среднее значение плотности тока, протекающего через прибор, $I/S_{\rm dev}$ (где I – полный ток, а $S_{\rm dev}$ – площадь электрода затвора), варьируется от образца к образцу. Вариации характеризуются средним значением $\langle I/S_{\rm dev} \rangle$ и среднеквадратичным отклонением $\sigma_{\rm I/S_{dev}}$ данной случайной величины:

$$\left\langle \frac{I}{S_{\rm dev}} \right\rangle = \frac{\sum_{i=0}^{M} \left(\frac{I}{S_{\rm dev}}\right)_{i}}{M},\tag{3.33}$$

$$\sigma_{\mathrm{I/S_{dev}}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=0}^{M} \left(\left[\frac{I}{S_{\mathrm{dev}}} \right]_{i} - \left\langle \frac{I}{S_{\mathrm{dev}}} \right\rangle \right)^{2}}{M}}, \qquad (3.34)$$

где M – число образцов в выборке (в идеале, $M \to \infty$).

При этом очевидно, что с математической точки зрения нет никакой разницы, проводится ли суммирование по формуле (3.32) с $N_{\rm cell} \rightarrow \infty$ (в этом случае электрод прибора большой площади "интегрирует" бесконечное число неоднородностей толщины d) – или же в рамках очень большой выборки образцов, каждый из которых содержит конечное число неоднородностей, т.е. согласно

формуле (3.33). Иными словами, среднее значение плотности тока через прибор $\langle \frac{I}{S_{\rm dev}} \rangle$ не зависит от отношения $L/\lambda_{\rm d} \ll 1$ и определяется как

$$\langle \frac{I}{S_{\text{dev}}} \rangle = \int_{0}^{+\infty} j(d) \Gamma(d, d_{\text{n}}, \sigma_{\text{d}}) \delta d,$$
 (3.35)

где $\Gamma(d, d_n, \sigma_d)$ – плотность нормального распределения, см. (3.29), а δ обозначает знак дифференциала (чтобы не путать с вариантой d).

В отличие от математического ожидания $\langle \frac{I}{S_{\rm dev}} \rangle$, среднеквадратичное отклонение $\sigma_{\rm I/S_{dev}}$ как раз зависит от отношения $L/\lambda_{\rm d}$. Начнем с предельного случая $L \ll \lambda_{\rm d}$. Толщина диэлектрика варьируется от образца к образцу, подчиняясь распределению Гаусса; в этой ситуации среднеквадратичное отклонение плотности $I/S_{\rm dev}$ вычисляется тривиально:

$$\sigma_{\mathrm{I/S_{dev}}} = \sqrt{\int_{0}^{\infty} \left(j(d) - \langle \frac{I}{S_{\mathrm{dev}}} \rangle \right)^{2} \Gamma(d, d_{\mathrm{n}}, \sigma_{\mathrm{d}}), \qquad (3.36)$$

В случае $L \gg \lambda_{\rm d}$ электрод затвора покрывает бесконечно большое число неоднородностей толщины. Как следствие, вольт-амперные (и другие макроскопические) характеристики приборов не варьируются от образца к образцу, т.е. каждое значение $[I/S_{\rm dev}]_i$ в выборке оказывается равным среднему значению $\langle \frac{I}{S_{\rm dev}} \rangle$, а $\sigma_{\rm I/S_{\rm dev}} = 0$. Среднее значение плотности тока (рассчитываемое по формуле (3.32)) также равно математическому ожиданию $\langle \frac{I}{S_{\rm dev}} \rangle$ (формула (3.33)), которое больше, чем была бы плотность тока, рассчитанная для того же значения $d_{\rm n}$, но без учета вариаций толщины, т.е. с $\sigma_{\rm d} = 0$.

Таким образом, среднеквадратичное отклонение плотности тока $\sigma_{I/S_{dev}}$ увеличивается от 0 до определенного значения, задаваемого формулой (3.36) при уменьшении величины отношения L/λ_d от ∞ до 0 (при промежуточных L/λ_d оно находится согласно (3.34)). Для расчета величины $\sigma_{I/S_{dev}}$ для любого значения L/λ_d нами была разработана следующая методика [313].

Рассмотрим прибор, электрод которого делится сеткой с шагом λ_d на Mячеек. Каждая ячейка с индексом *i* имеет толщину диэлектрика d_i . Соответственно через нее протекает ток плотности $j_i = j(d_i)$. При этом функция распределения $f(j,d_n,\sigma_d)$ величины j(d) связана с плотностью распределения толщины d соотношением:

$$f(j,d_{\rm n},\sigma_{\rm d}) = \Gamma(d(j),d_{\rm n},\sigma_{\rm d}) \left| \frac{\delta d}{\delta j} \right|, \qquad (3.37)$$

Теперь рассмотрим две независимые секции площади S_{sq} с толщинами диэлектрика d_1 и d_2 ; через эти секции протекают токи плотностей j_1 и j_2 , соответственно. Общий ток через эти две ячейки равен $j_1S_{sq} + j_2S_{sq} = i^{(2)}S_{sq}$, где $i^{(2)}$ обозначает сумму плотностей токов. Функция распределения величины $i^{(2)}$ вычисляется как свертка двух функций распределения $f(j,d_n,\sigma_d)$ [322]:

$$f^{(2)}(i^{(2)}) = \int_{0}^{+\infty} f(i^{(2)} - \widetilde{j}, d_{\mathrm{n}}\sigma_{\mathrm{d}}) f(\widetilde{j}, d_{\mathrm{n}}, \sigma_{\mathrm{d}}) \mathrm{d}\widetilde{j}.$$
(3.38)

Здесь в качестве нижнего предела берется 0, потому что случай j < 0 является некорректным.

Для вычисления плотности распределения $f^{(N_{\text{cell}})}$ величины $i^{N_{\text{cell}}} = j_1 + \dots + j_{N_{\text{cell}}}$ (суммы плотностей токов через N_{cell} ячеек) необходимо вычислить N_{cell} -кратную свертку исходной функции $f(j,d_n,\sigma_d)$, рекуррентно применяя формулу (3.38).

Однако, как обсуждалось выше в разделе 3.5.2, при заданном отношении $L/\lambda_{\rm d}$ величина $N_{\rm cell}$ принимает три значения $N_{\rm cell,\beta}$ ($\beta = 1, 2, 3$), каждое из которых реализуется с соответствующей вероятностью p_{β} , см. формулу (3.31). Таким образом, ранг разбиения $N_{\rm cell}$ также является случайной величиной, описываемой дискретным распределением $P\{N_{\rm cell} = N_{\rm cell,\beta}\} = p_{\beta}$. Следовательно, суммарная плотность тока через электрод обозначается как $i^{\langle N_{\rm cell} \rangle}$, при этом $\langle N_{\rm cell} \rangle = p_1 \cdot N_{\rm cell,1} + p_2 \cdot N_{\rm cell,2} + p_3 \cdot N_{\rm cell,3}$. Соответствующая функция распределения записывается:

$$w^{(\langle \mathcal{N}_{\text{cell}}\rangle)}\left(i^{(\langle \mathcal{N}_{\text{cell}}\rangle)}\right) = \sum_{\beta} p_{\beta} f^{(N_{\text{cell}},\beta)}(i^{N_{\text{cell}},\beta}).$$
(3.39)

Нас интересует распределение плотности $I/S_{\rm dev}$, т.е. величины $i^{(\langle N_{\rm cell} \rangle)}/\langle N_{\rm cell} \rangle$, которое может быть найдено при помощи простого преобразования:

$$w^* \left(\frac{I}{S_{\text{dev}}}\right) = \langle N_{\text{cell}} \rangle w^{(\langle N_{\text{cell}} \rangle)} \left(\langle N_{\text{cell}} \rangle \frac{I}{S_{\text{dev}}} \right) = \langle N_{\text{cell}} \rangle w^{(\langle N_{\text{cell}} \rangle)} (i^{(\langle N_{\text{cell}} \rangle)}).$$
(3.40)

При выводе выражений для функции распределения плотностей тока (3.39) и (3.40) мы игнорировали возможность того, что ячейки, расположенные у границ электрода, могут быть лишь частично вовлечены в процесс токопереноса (см. Рис. 3.7). Как нам кажется, эта неточность не должна играть заметной роли, поскольку разработанная нами модель неоднородного диэлектрика – это приближение, в котором величина d не является плавно меняющейся функцией координаты, что вносит бо́льшую ошибку, чем неучет только частичного покрытия нескольких секций электродом.

Необходимо акцентировать внимание на одной важной технической детали, радикально упрощающей вычисление функций распределения плотности I/S_{dev} . А именно, время вычислений может быть значительно снижено посредством предварительного вычисления базисного набора функций распределения $f^{(\tilde{N})}$, где \tilde{N} является целой степенью двойки, т.е. $\tilde{N} = 2^{\text{s}}$. На первой итерации мы используем выражение (3.38) для вычисления функции распределения $f^{(2)}$. Далее, путем вычисления свертки двух функций $f^{(2)}$ мы получаем функцию $f^{(4)}$, затем $f^{(8)}$ и т.д. Число ячеек, покрываемых электродом, может быть разложено по степеням 2: $N_{\text{cell}} = a_0 \cdot 2^0 + \ldots + a_s \cdot 2^s$ с коэффициентами $a_i = 0, 1$. Используя это представление, мы достаточно быстро можем вычислить функцию распределения для требуемого значения $\langle N_{\text{cell}} \rangle$ путем выбора функций распределения из полученного заранее базисного набора для степеней с ненулевыми коэффициентами a_i и вычисления сверток этих функций.

3.5.4 Результаты: приборы малой площади

Статический анализ туннельных токов, протекающих через МДП структуру, был применен для случая диодов Al/SiO₂/n-Si на подложке ориентации (100), легированной донорами до уровня $N_{\rm D} = 5 \times 10^{18} \, {\rm cm}^{-3}$. Номинальная толщина слоя SiO₂ была выбрана равной $d_{\rm n} = 2.5 \, {\rm m}$; также для расчетов мы использовали среднеквадратичные отклонения $\sigma_{\rm d} = 0.1, 0.2$ и 0.3 нм. На Рис. 3.8 представлены зависимости среднеквадратичного отклонения средней плотности тока $\sigma_{\rm I/S_{dev}}$, вычисленные для всего диапазона изменения отношения размера электрода к корреляционной длине флуктуаций толщины (при напряжении на затворе $V_{\rm gb} = 3 \, {\rm B}$). Видно, что для больших значений $L/\lambda_{\rm d}$ (предел приборов большой площади) величина $\sigma_{I/S_{dev}}$ стремится к 0; это свидетельствует о том, что прибор большой площади содержит все реализации варианты *d* (бесконечное число неоднородностей), т.е. электрод регистрирует уже "усредненный" ток

 $\langle \frac{I}{S_{\text{dev}}} \rangle$, задаваемый формулой (3.35). В диапазоне $L/\lambda_d \sim 1$ происходит переход величины $\sigma_{\text{I/S}_{\text{dev}}}$ к другому предельному значению, реализующемуся при $L \ll \lambda_d$ (случай приборов малой площади). Это значение соответствует формуле (3.36) и сильно зависит от значения параметра σ_d , использованного при вычислениях (что, в свою очередь, является следствием сильной – грубо, экспоненциальной – зависимости величины туннельного тока от локальной толщины диэлектрической пленки). Так, в пределе $L \ll \lambda_d$ величины $\sigma_{\text{I/S}_{\text{dev}}}$, рассчитанные для $\sigma_d = 0.2$ и 0.3 нм, отличаются почти на два порядка и, соответственно, в 20 и в 10³ раз выше плотности тока, рассчитанной при той же номинальной толщине d_n в отсутствие дисперсии ($\sigma_d = 0$).

Из Рис. 3.8 видно также, что переходная область расширяется с ростом σ_d : так, для $\sigma_d = 0.2$ нм резкое уменьшение величины среднеквадратичного отклонения плотности тока $\sigma_{I/S_{dev}}$ начинается при $L/\lambda_d \sim 0.2$, в то время как для $\sigma_d = 0.1$ нм такое снижение заметно только при $L/\lambda_d \sim 1$. Для более подробного анализа поведения зависимостей $\sigma_{I/S_{dev}}(L/\lambda_d)$, вычисленных при различных σ_d , отношения дисперсии тока $\sigma_{I/S_{dev}}$ к максимальному значению $\sigma_{I/S_{dev}}$, вычисленному в пределе $L/\lambda_d \rightarrow 0$, на Рис. 3.9 построены кривые для переходной области



Рисунок 3.8 — Зависимости среднеквадратичного отклонения средней плотности туннельного тока $\sigma_{I/S_{dev}}$, протекающего через МДП структуру Al/SiO₂/n-Si (с концентрацией донорной примеси в подложке $N_D = 5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$), от отношения L/λ_d , рассчитанные для режима аккумуляции при $V_{gb} = 3 \text{ В}$ и трех значений среднеквадратичного отклонения $\sigma_d = 0.1$, 0.2 и 0.3 нм (номинальная толщина $d_n = 2.5 \text{ нм}$). Видно, что при $L/\lambda_d \to \infty$ разброс токов стремится к 0, т.е. $\sigma_{I/S_{dev}} \to 0$.



Рисунок 3.9 — Зависимости отношения среднеквадратичного отклонения $\sigma_{I/S_{dev}}$ к его максимальному значению, соответствующему пределу $L/\lambda_d \rightarrow 0$ и вычисленному по формуле (3.36), от величины L/λ_d . Параметры расчетов такие же, что и для Рис. 3.8. Данные представлены для узкого диапазона переходной области с $L \sim \lambda_d$. Видно, что с ростом дисперсии толщины σ_d построенные зависимости становятся более пологими.



Рисунок 3.10 — Функции распределения средней плотности тока, текущего через МДП структуру, построенные для различных значений числа ячеек $N_{\rm cell}$, покрываемых электродом прибора: $N_{\rm cell} = 2^s$, где *s* варьируется в диапазоне от 0 до ∞ . Данные приведены для $\sigma_{\rm d} = 0.1$ нм; остальные параметры и МДП структура те же, что были использованы для Рис. 3.8.

 $L/\lambda_{\rm d} = [1.0; 3.0]$. Видно, что с ростом $\sigma_{\rm d}$ нормированные кривые $\sigma_{\rm I/S_{\rm dev}}(L/\lambda_{\rm d})$ становятся значительно более пологими.

На Рис. 3.10 представлено семейство функций распределения $f^{(N_{cell})}$, вычисленных для варьируемого числа ячеек N_{cell} с постоянным значением d, на



Рисунок 3.11 — Три семейства ВАХ МДП диода Al/SiO₂/n-Si в режиме аккумуляции, рассчитанных при $\sigma_d = 0.1$ нм для трех разных значений отношения размера электрода к величине характерного масштаба пространственной неоднородности: $L/\lambda_d = 10, 1$ и 0.01.

которые сетка разбивает электрод прибора (по сути, на этом рисунке показаны базисные функции, полученные для $N_{\rm cell} = 2^s$, которые обсуждались в конце раздела 3.5.3). Видно, что по мере увеличения числа ячеек функции распределения меняют форму, становясь более узкими, а в пределе $N_{\rm cell} \to \infty \Phi P$ трансформируется в δ -функцию, центрированную вокруг $\langle \frac{I}{S_{\rm dev}} \rangle$:

$$w^* \left(\frac{I}{S_{\text{dev}}}\right) \xrightarrow[N_{\text{cell}}{\to \infty}]{} \delta \left(\frac{I}{S} - \langle \frac{I}{S_{\text{dev}}} \rangle \right).$$
 (3.41)

Тенденция трансформации функций распределения типична также и для семейства вольт-амперных характеристик, рассчитанных для структуры Al/SiO₂/n-Si ($\sigma_d = 0.1 \text{ нм}$) в режиме аккумуляции для разных значений отношения L/λ_d , см. Рис. 3.11. В случае $L/\lambda_d = 10$ разброс вольт-амперных характеристик невелик – по сути, все приборы имеют единую BAX, которая соответствует плотности тока $\langle \frac{I}{S_{\text{dev}}} \rangle$, $\sigma_{I/S_{\text{dev}}} = 0$ и δ -функции, если речь идет о Φ Р тока. По мере уменьшения соотношения L/λ_d происходит уширение семейства ВАХ. Так, при $L/\lambda_d = 0.01$ следует говорить уже не о единой характеристике прибора, а о том, что той или иной реализации ВАХ соответствует определенная вероятность, плотность которой задается функцией вида (3.40), при этом $\sigma_{I/S_{dev}}$ стремится к предельному значению, задаваемому формулой (3.36).

3.5.5 Приборы большой площади

В случае $L \gg \lambda_{\rm d}$ для вычисления токов, протекающих через туннельную МДП структуру с $\sigma_d \neq 0$, мы используем формулу (3.35), при этом расчет токов для $\sigma_d = 0$ проводится согласно моделям, описанным в частях 3.2-3.4. Для приборов с диоксидом кремния в качестве подзатворного диэлектрика представляется удобным ввести эффективную толщину диэлектрика d_{eff}, которая используется для предварительной оценки туннельных токов в случае флуктуирующей толщины SiO₂. Величина d_{eff} определяется средним (номинальным) значением и среднеквадратичным отклонением толщины $d: d_{\text{eff}} = d_{\text{n}} - 0.5\sigma_{\text{d}}^2$ где величины подставляются в ангстремах. Такое выражение для d_{eff} получается из усреднения упрощенного вида туннельной вероятности с распределением Гаусса. Вероятность прохождения частицы через прямоугольный барьер высоты $|e|\Phi_{\rm b}$ и ширины d записывается как $T_{\rm ox}=\exp{(-2\sqrt{2m_{\rm I.e}|e|\Phi_{\rm b}d}/\hbar)}$ (ср. (3.5)), соответственно, плотность туннельного тока тоже можно грубо оценить как $j \sim T_{\rm ox} \sim \exp(-\alpha d)$, где $\alpha = 2\hbar^{-1}(2m_{\rm I,e}|e|\Phi_{\rm b})^{1/2}$. При усреднении по нормальному распределению согласно формуле (3.35) получаем: $\langle \frac{I}{S_{+}} \rangle \sim$ $\exp\left[-\alpha(d_n-1/2\,\alpha\sigma_d^2)
ight]$, что эквивалентно току через однородную пленку толщины $d_{\rm eff} = d_{\rm n} - 1/2 \alpha \sigma_{\rm d}^2$. В рабочих условиях средняя ширина трапециевидного барьера равна $|e|\Phi_{\rm b}=\chi_{\rm e}-|eU|,$ при этом типичные значения $U\sim 1.5\,{
m B},$ что дает $|e|\Phi_{\rm b} \sim 2.5$ эВ; с учетом $m_{\rm I,e} = 0.42 m_0$ [286] (эффективная масса элек-

трона) получаем, что $\alpha \sim 10^{-10} \,\mathrm{m}^{-1}$, и в итоге (все величины в ангстремах) $d_{\mathrm{eff}} = d_{\mathrm{n}} - 0.5 \sigma_{\mathrm{d}}^2$.

Для апробации моделей для вычисления туннельных токов в приборах большой площади мы использовали МДП диоды Al/SiO₂/Si на подложках как n-, так и p-Si ориентации (100). В первом случае приборы были легированы фосфором до концентрации $N_{\rm D} = 5 \times 10^{18} \, {\rm cm}^{-3}$, а во втором – бором, при этом


Рисунок 3.12 — Вольт-амперные характеристики туннельных диодов Al/SiO₂/n-Si: экспериментальные данные и результаты вычислений. Расчетные кривые приведены для трех семейств с эффективными толщинами $d_{\rm eff} = 1.5, 2.0$ и 2.5 нм; вычисления проводились при $\sigma_{\rm d} = 0.0, 0.3$ и 0.5 нм. Треугольные символы воспроизводят экспериментальные ВАХ образцов с $\sigma_{\rm d} = 0.3$ нм, притом (\blacktriangle) соответствуют $d_{\rm n} = 2.7$ нм, а (\bigtriangleup) – $d_{\rm n} = 2.2$ нм. Символами (\blacklozenge) обозначена ВАХ образцов с $\sigma_{\rm d} = 0.5$ нм.

 $N_{\rm A} = 2 \times 10^{17} \,{\rm cm}^{-3}$. Слои диоксида кремния были выращены в сухой смеси кислорода (20%) и азота при температуре 700° С. Алюминиевые электроды круглой формы площади $1.26 \times 10^{-7} \,{\rm m}^2$ напылялись в вакууме через маску при 200° С.

Для измерений мы использовали три типа образцов: (*i*) с достаточно большой номинальной толщиной $d_{\rm n} \sim 3.8$ нм и большим значением дисперсии толщины $\sigma_{\rm d} \sim 0.5$ нм, что соответствует $d_{\rm eff} \sim 2.5$ нм; (*ii*) с $d_{\rm n} \sim 2.7$ нм, $\sigma_{\rm d} \sim 0.3$ нм ($d_{\rm eff} \sim 2.3$ нм) и (*ii*) с $d_{\rm n} \sim 2.2$ нм, $\sigma_{\rm d} \sim 0.3$ нм ($d_{\rm eff} \sim 1.7$ нм). Величина среднеквадратичного отклонения $\sigma_{\rm d}$ была определена с помощью просвечивающего туннельного микроскопа (transmission electron microscope, TEM).

Экспериментальные зависимости туннельного тока через МДП диод $I_{\rm g}$ от напряжения на затворе $V_{\rm gb}$ в случае приборов на n-Si и от напряжения на подложке $V_{\rm sub}$ представлены на Рис. 3.12 и 3.13, соответственно (в обоих случаях это режим аккумуляции). Вычисленные вольт-амперные характеристики приведены для трех значений среднеквадратичного отклонения $\sigma_{\rm d}$: 0.0, 0.3 и 0.5 нм. При этом комбинации $d_{\rm n}$ и $\sigma_{\rm d}$ подбирались таким образом, чтобы для каждого значения $\sigma_{\rm d}$ сформировать три семейства с $d_{\rm eff} = 1.5, 2.0$ и 2.5 нм. В таком случае величины $d_{\rm eff}$ задают порядок токов, а $\sigma_{\rm d}$ – наклон ВАХ. Видно, что ВАХ, рассчитанные при больших значениях $\sigma_{\rm d}$, являются более пологими, что видно и на экспериментальных характеристиках. На Рис. 3.13 показано также



Рисунок 3.13 — ВАХ туннельных диодов Al/SiO₂/p-Si: экспериментальные и расчетные кривые. Как и на Рис. 3.12, показаны семейства с $d_{\rm eff} = 1.5, 2.0$ и 2.5 нм. Экспериментальная ВАХ соответствует $\sigma_{\rm d} = 0.3$ нм и $d_{\rm n} = 2.7$ нм, при этом нижняя ветвь записана для свежего образца, а верхняя - для поврежденного.

проявление деградации в ходе измерений ВАХ, вызывающее трансформацию вольт-амперной характеристики. Как обсуждалось нами в [111;131], повреждение диэлектрика может трактоваться как его локальное утоньшение, вследствие которого распределение толщины d отклоняется от закона Гаусса. При этом, конечно же, происходит эффективное увеличение величины σ_d . Это проявляется на ВАХ поврежденного образца: кривая $I_g(V_{sub})$ стала более пологой, а величины токов несколько сместились в сторону бо́льших значений.

3.5.6 Определение величины корреляционной длины

Как показывают рассуждения выше, корреляционная длина λ_d выступает одним из критериев качества диэлектрической пленки и определяет ширину разброса характеристик приборов в случае $L \sim \lambda_d$ (см. Рис. 3.8-3.11). Соответственно, определение величины этого параметра является важной задачей, которая может быть решена тремя различными методами, представленными нами в серии публикаций [9; 319; 320].

Первый метод основан на измерениях толщины диэлектрической пленки как функции латеральной координаты d(x) с последующим экстрагированием величины λ_d по формуле (3.30). С точностью до постоянного слагаемого, профили могут быть получены с помощью микроскопа атомных сил (atomic force microscope - AFM). Такой метод реализуем, если есть основания утверждать, что поверхность исследуемой пленки заведомо более шероховатая, чем интерфейс подложка-пленка. Для иллюстрации метода мы анализируем диоды на основе двух различных диэлектриков - SiO₂ и CaF₂.

Первые приборы представляют собой структуры Al/SiO₂/n-Si с подложкой, легированной до концентрации $N_{\rm D} \sim 10^{16} \,{\rm cm^{-3}}$; слой SiO₂ номинальной толщины $d_{\rm n} = 2.7$ нм был выращен методом сухого термического окисления. Размеры приборов составляли $10 \times 10 \,{\rm mkm^2}$. Среднеквадратичное отклонение толщины пленки $\sigma_{\rm d}$ в этих диодах лежало в диапазоне между 0.2 и 0.3 нм, что существенно больше, чем в приборах с SiO₂, изготавливаемых в промышленных условиях. Однако для демонстрационных целей относительно большая величина дисперсии толщины обеспечивает преимущество, т.к. эффекты неоднородности при этом становятся значительно более выраженными.

Приборами второго типа являются диоды Au/CaF₂/n-Si(111). Туннельнотонкие пленки CaF₂ в 6-7 монослоев (толщина монослоя 3.15 Å) были выращены на кремниевых подложках ($N_{\rm D} \sim 10^{15} \, {\rm cm}^{-3}$), очищенных методом Сираки, посредством молекулярно-лучевой эпитаксии при температуре 250° С. Процесс роста контролировался методом дифракции быстрых электронов. Диаметр золотых контактов составлял 80 мкм, что и определяет размер *L* этих приборов. В целом качество выращенных слоев было хорошим и соответствовало общему уровню технологии роста этого материала (подробности приведены в [323;324]). Величина среднеквадратичного отклонения толщины в образцах составила σ_d = 0.32 нм. (Сравнение с тем же показателем в случае пленок SiO₂ не имеет смысла, потому что это абсолютно разные материалы и разные технологии. Тем не менее, в любом случае данное значение σ_d достаточно велико, что позволяет говорить о значительном эффекте неоднородности толщины.)

Фторид кальция является широкозонным диэлектрическим материалом с шириной запрещенной зоны $E_{\rm g} = 12.1$ эВ и относительно высоким значением статической диэлектрической проницаемости $\in_{\rm I}= 8.43$. Благодаря близости величин постоянных решетки CaF₂ и Si этот материал рассматривается как перспективный диэлектрик для резонансно-туннельных диодов, сверхрешеток и других приборов [325]. Кроме того, фторид кальция является кристаллическим материалом, т.е. при туннельном переносе через пленку CaF₂ должна сохраняться поперечная компонента волнового вектора (см. раздел 3.2.4), что при-



Рисунок 3.14 — Профили распределения высоты h(x) слоя диэлектрика вдоль координаты в плоскости интерфейса кремний/диэлектрик, измеренные с помощью микроскопа атомных сил для пленки SiO₂.



Рисунок 3.15 — Корреляционная функция, определяемая формулой (3.30), вычисленная на основе профиля h(x), представленного на Рис. 3.14.

водит к значительному снижению туннельной прозрачности при ориентации Si (111) и – в совокупности с более высоким значением (по сравнению с SiO₂) проницаемости \in_{I} – делает этот материал перспективным для использования в качестве подзатворного диэлектрика [323]. Отметим, однако, что технология выращивания слоев CaF₂ пока не позволяет добиваться такого же уровня однородности толщины, как в случае SiO₂, поэтому использование материала CaF₂ представляет дополнительный интерес в контексте изучения влияния распределения толщины *d* на свойства структур.

Для обоих диэлектрических материалов при получении зависимостей d(x)использовался атомно-силовой микроскоп. На начальном этапе – еще до формирования диэлектрического слоя – осуществлялась диагностика поверхности





Рисунок 3.16 — То же, что и на Рис. 3.14, только для слоя CaF_2 .



Рисунок 3.17 — Корреляционная функция для пленки CaF₂.

кремниевой подложки. Эта диагностика показывала, что подложка является гладкой и однородной. После нанесения пленки диэлектрика проводились основные AFM-измерения и записывался рельеф h(x). Далее, чтобы "получить доступ" к границе раздела кремний/диэлектрик, пленка диэлектрика стравливалась и снова выполнялся AFM-анализ, который показывал отсутствие существенных неровностей после травления. Данная процедура позволяла нам утверждать, что неоднородности толщины диэлектрика в хорошем приближении соответствует рельефу высоты h(x).

Профили h(x) для приборов на основе SiO₂ и CaF₂ приведены на Рис. 3.14 и Рис. 3.16, соответственно. На основании этих зависимостей по формуле (3.30) были рассчитаны корреляционные функции $cov(l_x)$, которые построены на Рис. 3.15 и 3.17. Из этих зависимостей можно экстрагировать значения кор-



Рисунок 3.18 — Зависимости величины параметра μ от отношения L/λ_d , рассчитанные для структуры Al/SiO₂/n-Si с $d_n = 2.5$ нм и трех значений дисперсии толщины ($\sigma_d = 0.1, 0.2, 0.3$ нм) при $V_{gb} = 1$ и 3 В. Нанесены также экспериментальные значения величины параметра μ : символами (\bullet) обозначены значения μ , полученные на основании данных из [326]; символом (\blacksquare) обозначен результат измерений на наших собственных образцах.

реляционной длины пространственной неоднородности: $\lambda_d = 40 - 70$ нм для пленок SiO₂ и $\lambda_d = 10 - 20$ нм для слоев CaF₂.

Второй метод определения величины λ_d основан на анализе зависимостей величины дисперсии тока от отношения размеров приборов и корреляционной длины флуктуаций толщины диэлектрика L/λ_d , обсуждавшихся в разделе 3.5.1, см. также Рис. 3.8. Однако для экстрагирования величины λ_d более целесообразно использовать не среднеквадратичное отклонение средней плотности туннельного тока $\langle I \\ S_{dev} \rangle$) значение $\mu = \sigma_{I/S_{dev}} / \langle I \\ S_{dev} \rangle$. Как показывает наш общирный опыт статистического анализа туннельных токов в широком диапазоне изменения отношения L/λ_d , величина μ слабо зависит от прикладываемого напряжения V_{gb} , номинальной толщины d_n , концентрации примесей в подложке N_D или N_A и других параметров – и чувствительна только к двум факторам: σ_d и L/λ_d .

На Рис. 3.18 построены кривые $\mu = \mu(L/\lambda_d)$, вычисленные для структур Al/SiO₂/n-Si, обладающих номинальной толщиной пленки оксида 2.5 нм и характеризующихся тремя значениями среднеквадратичного отклонения толщины: $\sigma_d = 0.1, 0.2, 0.3$ нм. Видно, что значения величины μ , рассчитанные при $V_{\rm gb} = 1$ и 3 В (режим аккумуляции для диодов на подложке n-типа), различа-



Рисунок 3.19 — Зависимости величины параметра μ от отношения L/λ_d , рассчитанные для структур Au/CaF₂/n-Si с диэлектрическими пленками в 6 и 7 монослоев (1ML = 3.15 Å) для трех значений среднеквадратичного отклонения толщины ($\sigma_d = 0.2, 0.3, 0.4 \, \text{m}$) при $V_{\rm gb} = 0.5 \, \text{B}$. Символом (\bullet) обозначено экспериментальное значение величины параметра μ .

ются лишь в 1.5-2 раза во всем диапазоне изменения отношения L/λ_d . С учетом того, что с ростом L/λ_d от 0 до ~ 100 величина μ варьируется в пределах трех порядков, можно утверждать, что влияние $V_{\rm gb}$ на величину нормированной дисперсии плотности тока достаточно слабое.

Зависимости величины параметра μ от отношения L/λ_d для приборов на основе фторида кальция представлены на Рис. 3.19. Данные кривые вычислены для трех значений дисперсии толщины ($\sigma_d = 0.2, 0.3, 0.4$ нм) и для двух значений номинальной толщины диэлектрической пленки (6 и 7 монослоев). Напряжение на затворе составляло $V_{\rm gb} = 0.5$ В. Снова, как и в случае SiO₂, видно, что при значительном изменении номинальной толщины $d_{\rm n}$ значение μ варьируется слабо, особенно в сравнении с изменением µ на более чем 4 порядка при переходе от $L/\lambda_{\rm d} = 0$ к $L/\lambda_{\rm d} \sim 10^3$. Поэтому на основании данных, представленных на Рис. 3.18 и 3.19, мы можем сделать вывод, что параметр μ слабо зависит от d_n и V_{gb} – и поэтому зависимости, рассчитанные для каких-то конкретных значений $d_{\rm n}, V_{\rm gb}$ (а также других параметров), могут быть использованы для оценки величины λ_d в случае приборов/режимов не только с этими же, но и с другими значениями d_n, V_{gb}, N_D и т.д. Это позволяет оптимизировать вычислительные ресурсы, требуемые для расчета кривых $\mu = \mu(L/\lambda_d)$. Кроме того (и этот аспект представляется нам очень важным), экстрагирование величины λ_d на основе нормированной дисперсии плотности тока μ не требует деталь-



Рисунок 3.20 — Гистограммы измеренных значений туннельного тока, текущего через МДП диоды. Данные приведены для наших собственных образцов Al/SiO₂/n-Si (верхняя левая панель), для диодов с SiO₂, изученных в [326] (верхняя правая панель), а также для приборов с CaF₂ в качестве диэлектрика (нижняя панель).

ной информации об архитектуре прибора и режимах измерений – достаточно обладать лишь информацией о величине параметра σ_d .

На Рис. 3.20 приведены гистограммы токов, построенные на основе измерений с использованием наших структур Al/SiO₂/n-Si с $\sigma_d = 0.28$ нм (верхняя левая панель), данных для структур Al/SiO₂/n-Si с $\sigma_d = 0.2$ нм, заимствованных из [326] (верхняя правая панель), и результатов измерений диодов Au/CaF₂/n-Si с $\sigma_d = 0.32$ нм (нижняя панель). В приборах первого типа диаметр алюминиевых электродов составляет 10 мкм, т.е. $L \sim 10$ мкм, при среднеквадратичном отклонении токов σ_I , оцениваемом как 0.48 нА, и среднем значении $\langle I \rangle = 2.6$ нА, что соответствует $\mu = 0.183$, т.к. $\sigma_I / \langle I \rangle = \sigma_{I/S_{dev}} / \langle \frac{I}{S_{dev}} \rangle = \mu$. Этому значению μ , согласно рисунку, отвечает $L/\lambda_d \sim 200$, что позволяет сделать оценку: $\lambda_d \sim 50$ нм. Используя гистограмму тока, опубликованную в [326], можно экстрагировать значения $\sigma_I = 3.46$ мкА и $\langle I \rangle = 33.9$ мкА, что соответ-

152

ствует $\mu = 0.102$. На основании информации о площади электродов приборов, использованных в [326], можно оценить величину *L* как 2.3 мкм и, учитывая, что $\sigma_d = 0.2$ нм, получить $L/\lambda_d \sim 50$, что соответствует $\lambda_d \sim 40$ нм. Отметим, что значения λ_d , экстрагированные для случая наших приборов и для образцов из [326], очень близки.

Что касается диодов Au/CaF₂/n-Si, площадь их электродов составляет $\pi \cdot (80$ мкм)²/4, что соответствует $L \sim 70$ мкм и позволяет сделать оценку: μ = 0.75, а $\lambda_{\rm d} \sim$ 20 нм. При статистической обработке выборки токов в структурах на основе CaF₂ мы игнорировали несколько аномально высоких значений тока, лежащих далеко за пределами основного массива данных. Мы полагаем, что указанные значения соответствуют проколам (pinholes) слоя фторида кальция (это является типичной проблемой технологии выращивания пленок этого материала, см. [324]). Отметим, что для тонких пленок CaF₂ эти оценки характерного пространственного масштаба флуктуаций являются первыми. Из сравнения Рис. 3.18 и 3.19 можно заключить, что влияние величины $\sigma_{\rm d}$ на разброс токов сильнее в структурах Au/CaF₂/n-Si. Действительно, величина нормированной дисперсии плотности тока, вычисленная при $\sigma_d = 0.2$ нм для диодов на основе SiO₂ и CaF₂, составляет в пределе приборов большой площади $(L/\lambda_d \rightarrow 0)$ приблизительно 5 и 200, соответственно. Такая особенность связана со значительно более низкой вероятностью туннельного транспорта через слой CaF_2 , по сравнению с вероятностью, рассчитанной для пленки SiO_2 , при прочих равных условиях, что обусловлено большим значением массы $m_{\rm I}$ и требованием сохранения поперечной компоненты волнового вектора в случае CaF₂. Соответственно, роль вклада областей с $d < d_n$ также значительно больше в случае фторида кальция, что и приводит к более широкому статистическому разбросу токов в этих структурах.

Третий метод оценки величины параметра λ_d основан на анализе данных по изменению тока, протекающего через затвор туннельной МДП структуры, подвергнутой стрессовому воздействию при постоянном напряжении (constant voltage stress, CVS). Этот метод схематически изображен на Рис. 3.21. Как нами было продемонстрировано в работах [111;131], при определенных условиях мягкий пробой диэлектрика в туннельной МДП-структуре может сопровождаться скачком тока не вверх, а вниз (см. Рис. 3.21, центральная панель). Действительно, если принять, что локальная вольт-амперная характеристика неповрежденной части структуры является, грубо, экспоненциальной (Рис. 3.21, левая



Рисунок 3.21 — Схематическая иллюстрация метода оценки величины λ_d на основе анализа скачкообразного уменьшения тока в ходе мягкого пробоя: при низких напряжениях $|V_{\rm gb}| < V^*$ ток поврежденного прибора увеличивается, а при $|V_{\rm gb}| > V^*$, 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.

панель), а зоны пробоя – омической, то, какими бы ни были параметры туннелирования, при достаточно больших напряжениях $|V_{\rm gb}| > V^*$ сопротивление омической области пробоя окажется выше сопротивления той же области до ее повреждения, вследствие чего полный ток снизится. При электрической перегрузке образца первыми пробиваются его самые тонкие участки, то есть – в нашей модели – ячейка с минимальной толщиной диэлектрика. С учетом сказанного, при $|V_{\rm gb}| > V^*$ эта ячейка фактически исключается из токопереноса, поскольку ток в ней увеличивается с напряжением $|V_{\rm gb}|$ гораздо медленнее, чем в неповрежденных частях прибора.

Предлагаемый метод оценки величины λ_d включает следующие шаги. К образцу прикладывается достаточно высокое стрессовое напряжение $V_{\rm gb}$ длительности, достаточной для скачкообразного уменьшения туннельного тока вследствие пробоя (см. Рис. 3.22). После этого находится величина относительного изменения тока как $\xi = |I - I_0|/I_0$, где *I* соответствует току после пробоя, а I_0 – току через неповрежденный образец (Рис. 3.21, центральная панель). Далее, если известна величина среднеквадратичного отклонения толщины σ_d , можно вычислить совокупную долю площади η наиболее тонких участков, на которые приходится доля тока ξ , см. Рис. 3.21, правая панель. На заключительном этапе проводится оценка размера поврежденной области как $L_{\rm SB}$, который и соответствует величине $\lambda_d: \lambda_d \sim L_{\rm SB} = (\eta \times S_{\rm dev})^{1/2}$.

На Рис. 3.22 приведена типичная эпюра тока через туннельную МДП структуру, записанная в ходе стресса при $|V_{\rm gb}| > V^*$, а на Рис. 3.23 – результаты измерений спада тока ξ в образцах различной площади. Предваритель-

154



Рисунок 3.22 — Резкое уменьшение туннельного тока в процессе стрессового воздействия на туннельную МДП структуру Al/SiO₂/p-Si при достаточно высоком напряжении $V_{\rm gb} = -3$ В. Площадь прибора $S_{\rm dev} = 1.26 \times 10^{-3}$ см².



Рисунок 3.23 — Величина относительного спада туннельного тока при мягком пробое структур различной площади.

но было установлено, что для серии структур, использованных для получения Рис. 3.22 и 3.23, параметр σ_d составлял 0.30 нм (измерения просвечивающим туннельным микроскопом). Как видно, в случае, представленном на основном Рис. 3.22, относительное уменьшение тока ξ равно $\sim 10^{-2}$. При этом, для случая $\sigma_d = 0.3$ нм, расчет показывает, что 1% полного тока должен протекать через 10^{-8} ($\eta = 10^{-8}$) площади структуры S_{dev} (см. [111]). Отсюда получаем: $\lambda_d \sim (10^{-8} \times S_{dev})^{1/2} \sim 40$ нм. Исследования пробоя приборов различных размеров (Рис. 3.23) позволяют убедиться в независимости этого результата от площади: значения ξ – и, следовательно, η – примерно обратно пропорциональны S_{dev} , как это и должно быть при $\Delta I \ll I_0$.

Важно отметить, что различные методы экстрагирования величины λ_d дали очень близкие результаты. Так, в случае приборов на основе SiO₂ были получены значения $\lambda_d = 40 - 70$ нм на основе анализа данных AFM-исследова-

ний, $\lambda_d = 50$ нм при использовании метода на основе статистического анализа токов и $\lambda_d = 40$ нм в рамках методики с использованием анализа скачкообразного падения туннельного тока. В случае диодов Au/CaF₂/n-Si мы не располагаем данными по мягкому пробою образцов и, соответственно, оценка λ_d была проведена на основе первых двух методов, при этом получились значения $\lambda_d = 10 - 20$ нм и $\lambda_d = 20$ нм. В принципе, параметр λ_d , экстрагируемый с использованием двух последних методов, может не совсем соответствовать величине, введенной при обсуждении выражения (3.30). Однако это не следует считать внутренним противоречием предлагаемых подходов, так как все равно имеется некоторая свобода в выборе критерия корреляции, оговаривавшаяся в разделе 3.5.1.

Основное преимущество новых способов оценки величины λ_d – их простота. Однако при малых значениях дисперсии толщины диэлектрика применение этих методов может стать затруднительным. Поэтому представляется, что они потенциально более интересны в приложении не к тонким слоям SiO₂ в полевых транзисторах, а к пленкам, для которых предельно малые значения σ_d пока технологически недостижимы, таким как, например, слои CaF₂. Важно также отметить, что более "строгое" нахождение величины λ_d , которое подразумевает анализ данных, полученных с помощью микроскопа атомных сил или просвечивающего туннельного микроскопа, сопряжено с рядом осложнений. Они связаны с тем, что AFM- и TEM-измерения требуют специальной подготовки образцов, которая – помимо того, что является трудоемкой и долгой – еще и разрушительна для приборов (например, стравливание диэлектрического слоя при AFM-исследованиях делает структуры непригодными для дальнейшего использования).

3.6 Заключение к Главе 3

В этой Главе была представлена методика расчета туннельных токов, протекающих через слой подзатворного диэлектрика в полевых транзисторах. Она включает решение трех задач: расчет зонной диаграммы туннельной МДП структуры, вычисление туннельных токов при наличии полной информации о зонной диаграмме структуры, и нахождение положения квазиуровня Ферми для неосновных носителей (последнее – в случае инверсии). Первая, электростатическая, задача решается с помощью компактных моделей, основанных на предположении, что весь заряд в квантовой яме на границе раздела полупроводник/диэлектрик 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, так и дискретная компоненты. В случае кристаллического диэлектрика 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.

Нами 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 выращивания пленки. Помимо этого, вводится еще понятие корреляционной длины флуктуаций толщины диэлектрика λ_d ; этот параметр характеризует резкость изменения локальной толщины слоя с координатой. В пределе приборов большой площади ($L \gg \lambda_d$) 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 малой площади ток варьируется от образца образцу и следует говорить не о какой-то определенной вольт-амперной характеристике, а о семействе ВАХ, каждая из которых реализуется с определенной вероятностью.

Мы опробовали три метода для экстракции величины λ_d . Первый основан на анализе профилей толщины диэлектрической пленки, измеряемых с помощью микроскопа атомных сил или просвечивающего туннельного микроскопа. Второй метод использует зависимость среднеквадратичного отклонения туннельных токов от отношения размера прибора к корреляционной длине L/λ_d . Наконец, третья методика позволяет оценить величину λ_d на основе анализа изменения туннельного тока через структуру в ходе стресса при постоянном напряжении. В качестве конкретных примеров мы оценили значение длины λ_d для слоев диоксида кремния SiO_2 и фторида кальция CaF_2 , притом соответствие значений λ_d , полученных разными способами, оказалось весьма хорошим.

Вообще говоря, современные программы-симуляторы характеристик полевых транзисторов, как правило, обладают средствами для вычисления туннельных токов. Но для предварительного исследования таких транзисторов, особенно на стадии тестирования стойкости диэлектрика, крайне полезно располагать отдельным программным модулем собственной разработки для расчета токовых характеристик подложка-затвор в "диодном" варианте. Это обеспечивает максимальную гибкость и практическое удобство, по сравнению с задействованием сложного симулятора. В некоторых случаях такая "отдельная" модель МДП-структуры полезна для контроля результатов симуляторов. Не следует забывать, что разогрев электронов и последующая ДВГН в транзисторе проявляются в том числе в искажении токов туннельной утечки. Поэтому отдельное исследование туннелирования в таких системах имеет высокую значимость для целей работы.

Глава 4. Основные особенности деградации, вызываемой горячими носителями

В этой главе приводятся и интерпретируются различные экспериментальные данные, которые иллюстрируют суть явления деградации, вызываемой горячими носителями. Эти экспериментальные особенности связываются с физическими механизмами, которые могут быть за них ответственны, что, в свою очередь, позволит сформулировать требования к моделям, описывающим ДВГН.

Однако, прежде чем перейти собственно к описанию совокупности физических механизмов, ответственных за ДВГН, следует определить, что понимается под "горячими носителями". Из-за аморфной структуры слоев диоксида кремния, используемых в качестве подзатворного диэлектрика полевого транзистора, система Si/SiO₂ является неупорядоченной (более подробная информация о свойствах интерфейса Si/SiO₂ приведена в обзоре [65]). Это обстоятельство приводит, в числе прочего, к присутствию болтающихся Si- связей на границе раздела кремний/диоксид кремния (см. Рис. 4.1). Данные связи могут захватывать носители, тем самым становясь заряженными. Соответствующие дефекты называются P_b -центрами (P_b -centers) и существуют в двух конфигурациях: P_{b0} и P_{b1} -центры (детали приведены, например, в [68]). Эти дефекты электрически активны и детектируются в экспериментах по электронному парамагнитному резонансу (electron paramagnetic resonance) и электронному спиновому резонансу (electron spin resonance) [62; 68].

Для пассивации этих оборванных связей Si- на этапе изготовления образцов, следующем за выращиванием подзатворного слоя SiO₂, в систему внедряется водород. Он пассивирует электрически активные связи Si-, создавая нейтральные связи кремний-водород. Отметим, что помимо водорода для этой цели используется также дейтерий, см. раздел 4.4.4. Соответственно, разрыв этих связей приводит к генерации ловушечных состояний, а затем и P_b-центров.

На ранних стадиях исследования нестабильности, вызываемой комбинацией подачи напряжения на затвор и повышенной температуры, обсуждалось, что P_b-центры могут давать вклад в деградацию [62; 327]. Это было связано с концепцией реакции-диффузии, см. часть 1.1.1, в рамках которой предполагалось, что микроскопическим механизмом, ответственным за ННТ, является разрыв



Рисунок 4.1 — Схематическое изображение границы раздела между кремнием с ориентацией подложки (111) и его диоксидом, электрически активных висячих связей Si-, а также пассивных связей Si-H.

связей кремний-водород на интерфейсе. Однако недавно была показана несостоятельность РД-концепции – и авторы наиболее актуальных моделей ННТ считают, что данный тип деградации связан с захватом носителей заряда на ловушки в толще диэлектрика [64;97], а соответствующие дефекты – это гидроксильные Е'-центры [86]. При этом в современных ПТ, поставленных в условия, при которых возникает ННТ, Р_b-центры не детектируются в экспериментах по электронному парамагнитному/спиновому резонансу, а свидетельства о вкладе этого типа дефектов в ННТ, опубликованные в [62;327], относятся к приборам, изготовлявшимся по старой технологии.

Напротив, эксперименты по электронному парамагнитному/спиновому резонансу, проведенные на приборах, подвергнутых стрессу горячими носителями, показали, что дефекты, генерируемые в ходе ДВГН, являются P_{b0} - и P_{b1} -центрами. Притом это справедливо для стрессового воздействия как горячими электронами [66;328], так и дырками [329]. Было также выявлено, что ловушки, соответствующие висячим связям Si-, являются амфотерными [328], т.е. могут захватывать как электроны, так и дырки, в зависимости от их энергетического уровня. Соответственно, плотность ловушечных состояний охватывает как нижнюю, так и верхнюю половину запрещенной зоны кремния и обычно аппроксимируется либо двумя параболами, экстремумы которых находятся в серединах нижней и верхней половин запрещенной зоны Si, либо гауссовыми функциями с аналогичными положениями максимумов [275–277; 330]. В композитных слоях high-k диэлектриков практически всегда используются промежуточные слои SiO₂, что связано с тем фактом, что технология слоев high-k материалов пока не позволяет выращивать стабильные пленки непосредственно на кремнии. Как следствие, в современных транзисторах с high-k изоляторами, подвергнутых стрессу горячими носителями (уточним, что в современных реалиях такие условия соответствуют разогреву носителей электрическим полем в канале ПТ, вызывающему повреждение границы раздела кремний/диэлектрик), детектируемые дефекты являются P_b-центрами с соответствующей плотностью состояний (см. напр. [331]).

Важно также задаться вопросом, вносят ли дефекты другой микроскопической природы (и конфигурации) вклад в ДВГН. В данном контексте особенно важным представляется понимание роли Е'-центров, которые, согласно текущему видению ситуации, являются ответственными за ННТ. Несмотря на публикации отдельных экспериментальных свидетельств [332], что Е'-центры ответственны за определенную долю разрушения транзисторов в ходе ДВГН, систематических данных, которые говорили бы в пользу этих предположений, нет.

В определенных приборах и условиях ДВГН может происходить заброс носителей через энергетический барьер, образованный разрывом зон на границе Si/SiO₂; электроны/дырки могут также попадать в зону проводимости/валентную зону SiO₂ при туннелировании по механизму Фаулера-Нордгейма. В нынешних реалиях миниатюризированных транзисторов такой сценарий представляется экзотическим, однако на заре исследований, посвященных ДВГН, этот режим был весьма популярным (и будет рассматриваться в разделе 4.1). Комбинация разрыва связей Si-H и захвата высокоэнергетических носителей на ловушечные состояния в толще SiO₂ реализуется также в мощных транзисторах и уже обсуждалась в разделе 1.3.2.

В данной работе мы считаем, что природа ДВГН – это разрыв связей Si-H, 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 энергий, равной или большей энергии разрыва связи, считаются горячими. Поскольку реакции пассивации висячих связей Si- и депассивации нейтральных связей Si-H имеют важнейшее значение для понимания и моделирования ДВГН (а также, как полагалось ранее, ННТ), описание протекания этих реакций было предметом тщательных исследований. Так, в 1990 г. Брауэр (Brower) показал [167], что энергия разрыва (E_a) связи Si-H равна 2.56 эВ. Эти данные согласуются с результатами Стесманса (Stesmans) [168], который опубликовал несколько большее значение – $E_a = 2.8$ эВ.

Таким образом, под горячими носителями мы понимаем частицы с энергиями $\varepsilon \ge E_{\rm a}$. Как следует уже из постановки вопроса, ключевой составляющей физической картины ДВГН является информация о распределении носителей по энергиям. Эта информация не только необходима для вычисления темпов встраивания дефектов, но и дает ключ к пониманию нюансов ДВГН в транзисторах различной архитектуры, подвергнутых стрессу при различных напряжениях и температурах.

4.1 Основные режимы ДВГН

Одной из первых работ, в которых высказывалась идея, что воздействие высокоэнергетичных носителей на границу раздела кремний/диэлектрик может приводить к генерации дефектов на этой границе, провоцируя изменение характеристик соответствующего прибора, была статья Гётцбергера (Goetzberger) и соавторов, опубликованная в 1966 году [333]. В экспериментах, проведенных в этой работе, использовались диодные структуры алюминий/диоксид кремния/кремний (Al/SiO₂/Si), на которые подавалось напряжение разных полярностей. В зависимости от полярности напряжения стресса, происходило как встраивание положительного заряда, так и его высвобождение, что сопровождалось соответствующими изменениями напряжения плоских зон $(V_{\rm fb})$. Величина эффекта зависела от напряженности электрического поля в диэлектрике, что позволяет утверждать, что встраивание зарядов в диэлектрик и на границу раздела Si/SiO₂ связано с горячими носителями, туннелирующими по механизму Фаулера-Нордгейма и инжектируемыми поверх потенциального барьера в разрешенную зону SiO₂, см. Рис. 4.2 (пример приведен для горячих электронов в Si подложке). Толщина слоя SiO₂ в этих структурах составляла 100 нм, что исключает прямое туннелирование, см. [110].



Рисунок 4.2 — Схематическое изображение транспорта горячих электронов через слой диоксида кремния из кремниевой подложки в металлический/поликремниевый электрод. Показано прямое туннелирование через трапециевидный барьер, туннелирование по механизму Фаулера-Нордгейма и заброс высокоэнергетичных носителей через потенциальный барьер в зону проводимости SiO₂.

Описанный эксперимент по испытанию стойкости приборов, строго говоря, является упрощенной версией режима инжекции горячих носителей из подложки (ИГНП; substrate hot carrier stress) [143; 144; 334–337], который схематически изображен на Рис. 4.3. Для реализации этого сценария используется транзисторная структура с двумя добавочными электродами-инжекторами, встроенными в кремниевую подложку за контактами стока и истока (см. Рис. 4.3). В такой конфигурации можно независимо задавать напряжения затвор-исток V_{gs}, сток-исток V_{ds} и сток-инжектор V_{ini}. Иными словами, в ходе экспериментов по инжекции горячих носителей из подложки можно независимо задавать концентрацию носителей (которая управляется напряжением $V_{\rm gs}$) и среднюю энергию носителей (которая определяется величиной изгиба зон в подложке Si, контролируемой напряжением V_{ini}). Данная особенность может быть важна при изучении вклада и одночастичного механизма разрыва связей Si-H, "запускаемого" единичным высокоэнергетичным носителем, и многочастичного процесса, который основан на последовательном воздействии на связь нескольких холодных частиц (см. разделы 4.3 и 4.4). Как уже упоминалось в Главе 1, ДВГН является неоднородным эффектом, локализованным в районе стока, однако ПТ инжекторной конфигурации позволяет обеспечить практически равномерное распределение концентрации состояний N_{it} вдоль интерфейса. Для этого требуется, чтобы расстояние между электродом инжектора и электро-



Рисунок 4.3 — Схематическое изображение одного из режимов ДВГН – режима инжекции горячих носителей из подложки. Данный прибор представляет собой полевой транзистор, в который встроены дополнительные инжекторные контакты. Подаваемое на них напряжение $V_{\rm inj}$ позволяет управлять средней энергией носителей, бомбардирующих интерфейс, а напряжение $V_{\rm gs}$ – их концентрацией.

дами стока/истока было значительно больше длины канала, а также, чтобы напряжение сток-исток равнялось нулю.

Эксперименты по изучению деградации, вызываемой инжекцией горячих носителей из подложки, активно использовались для анализа надежности приборов в 1980-х и 90-х годах, однако, несмотря на удобство этого режима ДВГН для диагностики, он представляет ограниченный интерес, так как не реализуется в транзисторах реальной архитектуры при рабочих условиях. Испытания стойкости образцов при воздействии ИГНП могут быть весьма полезны для изучения свойств ловушек (и их прекурсоров), а также кинетики их образования, но не являются достаточными для создания предиктивной модели ДВГН, позволяющей рассчитывать время жизни транзистора.

Можно выделить другие режимы ДВГН, которые ближе соответствуют рабочим режимам транзистора: лавинная инжекция горячих носителей в районе стока (drain avalanche hot-carrier injection) [338; 339], генерация вторичных горячих носителей (secondary generated hot-carrier injection) [340–342] и, наконец, режим ДВГН, который соответствует современному пониманию этого эффекта в кремниевых КМОП транзисторах – деградация, вызываемая горячими носителями в канале (channel hot-carrier stress) [10; 14; 343].



Рисунок 4.4 — Схематическое изображение режима генерации вторичных носителей ударной ионизацией. Электрическое поле в ПТ может ускорять носители до энергий, достаточных для инициации ударной ионизации. При этом вторичные носители также могут обладать высокой энергией и, следовательно, давать вклад в ДВГН, а также запускать вторичный каскад ударной ионизации, что соответствует режиму лавинной инжекции.

Мощные полупроводниковые приборы имеют большие рабочие напряжения и напряжения стресса, что приводит к высоким значениям напряженности электрического поля и высоким темпам ударной ионизации (УИ; impact ionization, II). УИ генерирует электронно-дырочные пары, при этом вторичные носители разделяются полем и ускоряются в противоположных направлениях. Например, в n-канальном транзисторе (см. Рис. 4.4) УИ максимально интенсивна в районе стока (в той же области напряженность электрического поля имеет пик, см. Рис. 1.16), что может приводить к высоким энергиям вторично сгенерированных носителей. Если эти энергии достаточно высоки, вторичные носители могут инициировать еще один каскад УИ с последующей генерацией горячих электронов и дырок, что и называется лавинным умножением. Важно отметить, что, как мы показали в одной из наших публикаций [187; 261], даже в случае относительно маломощных приборов с невысокими напряжениями стресса ($V_{\rm ds} = 6.25 \,\mathrm{B}, V_{\rm gs} = 2.0 \,\mathrm{B}$) вторичные дырки, создаваемые благодаря УИ, могут играть весьма существенную роль. Это объясняется тем, что, несмотря на их невысокую концентрацию (в сравнении с концентрацией первичных электронов), они приводят к встраиванию заряженных дефектов, которые локализованы не в пристоковой части электрода затвора, а внутри канала, где влияние как на подвижность носителей, так и на локальный изгиб зон намного существеннее. Отметим, что далеко не во всех приборах роль вторичных дырок является значимой, т.е. их вклад зависит от конкретной архитектуры транзистора [22;165]. Что касается ДВГН, вызванной лавинным умножением носителей, то этот эффект является экзотическим, если речь идет о современных миниатюризированных ПТ. Напротив, в мощных транзисторах этот механизм может



Рисунок 4.5 — Деградация, вызываемая горячими носителями в канале со схематическим изображением рассеивающих механизмов.

играть весьма значимую роль. Например, он является одной из основных проблем надежности биполярных гетеротранзисторов на основе SiGe [23;344–347].

Строго говоря, в случае транзисторов КМОП архитектуры и режим генерации вторичных носителей, и деградация, вызываемая лавинным умножением, являются частными случаями деградации, вызываемой горячими носителями в канале. Поэтому в дальнейшем, если не оговаривается особо, мы будем подразумевать под ДВГН именно эту ситуацию. Подача напряжения между стоком и истоком транзистора приводит к ускорению носителей заряда. Пролетая через ПТ, электроны/дырки претерпевают акты рассеяния, что приводит к изменению их энергии и/или импульса, как схематически изображено на Рис. 4.5. Основными механизмами при этом являются ударная ионизация, рассеяние на ионизированной примеси, электрон-фононные и электрон-электронные взаимодействия, а также рассеяние на границе раздела. Отметим также, что заряженные дефекты, генерируемые во время стресса, также являются рассеивающими центрами. Данные процессы определяют, как частицы в ансамбле распределены по энергии, а значит, и скорость реакции разрыва связей на границе раздела кремний/диэлектрик. При этом важную роль играют также особенности архитектуры прибора, такие как профили концентрации легирующей примеси (и, следовательно, встроенное поле), толщина и проницаемость диэлектрика (которые влияют на распределение потенциала в ПТ) и т.д. Важны также геометрические размеры транзистора, в первую очередь, длина его канала/затворного электрода, которые определяют особенности протекания ДВГН (этот вопрос детально исследуется в Главе 5).

4.2 Туннелирование сильно неравновесных носителей

Как указано в предыдущей части, испытания стойкости длинноканальных приборов к воздействию горячих носителей проводились в режимах, когда движущей силой ДВГН выступала туннельная инжекция электронов/дырок. Такие носители инжектировались в диэлектрик или в канал полевого транзистора, тем самым генерируя дефекты в слое изолятора и/или на интерфейсе кремний/диоксид кремния. Поэтому важной подзадачей при описании ДВГН является разработка методики расчета туннельных токов сильно неравновесных электронов/дырок. Поскольку в современной ситуации под ДВГН подразумевается повреждение прибора, вызванное разогревом носителей в канале ПТ, моделирование неравновесных туннельных токов будет выполнено именно для такой ситуации. Как уже обсуждалось выше (см. Главу 1) требование подавления туннельной утечки через затвор стало одним из факторов, предопределивших использование high-k диэлектриков, поэтому в данной секции будут приведены результаты моделирования как для "традиционного" диоксида кремния, так и для фторида кальция, материала, обладающего более высоким значением диэлектрической проницаемости. В разделе 3.5.6 нами была проведена оценка корреляционной длины неоднородности толщин пленок SiO₂ и CaF₂, параметра, являющегося показателем качества технологии выращивания данного материала. Поэтому естественно, что и здесь мы также рассматриваем эти же диэлектрические материалы.

При подаче между стоком и истоком напряжения V_{ds} электроны начинают ускоряться по мере движения к стоку (дырки, соответственно, в противоположном направлении). Иными словами, носители становятся неравновесными, а их распределение по энергии больше не описывается функцией Ферми-Дирака. Этот эффект называется "разогревом носителей" полем и может сопровождаться повреждением границы раздела диэлектрик/полупроводник. При высоких напряжениях данный разогрев может быть достаточно сильным, а функции распределения (ФР) носителей по энергии должны находиться как решение транспортного уравнения Больцмана (см. раздел 2.2). При этом очевидно, что расчет туннельных токов в случае сильно неравновесных электронов/дырок должен проводиться с использованием реальных ФР, а туннельные токи могут существенно превосходить величины, типичные для равновесного случая. Например, в ситуации, когда ансамбль частиц имеет заметную концентрацию носителей с энергиями, превышающими высоту барьера на границе раздела диэлектрик/полупроводник, значительная доля тока, протекающего через электрод затвора, будет состоять из носителей, заброшенных в разрешенную зону диэлектрика, см. Рис. 4.2. Кроме того, изменится также соотношение вкладов в общее значение туннельного тока носителей, осуществляющих прямое туннелирование и туннелирующих по механизму Фаулера-Нордгейма.

Форма функции распределения носителей заряда по энергии определяется – помимо прочих факторов – распределением электрического поля в приборе, которое, в свою очередь, зависит от величины диэлектрической проницаемости подзатворного изолятора. Последние десять лет в микроэлектронике активно используются так называемые high-k диэлектрики с высокими (по сравнению с традиционным SiO₂) значениями проницаемости \in_1 . Такие величины \in_1 приводят к уменьшению напряженности электрического поля в диэлектрической пленке и заметному снижению туннельной вероятности. Одновременно, однако, имеют место увеличение электрического поля в полупроводнике (в частности, в канале транзистора) и, как следствие, более сильный разогрев носителей, который – потенциально – может скомпенсировать снижение величины туннельного тока за счет подавления туннельной вероятности.

Данная часть посвящена анализу описанной ситуации и основана на результатах, представленных в наших статьях [348–350]. Для моделирования были задействованы транзисторы идентичной архитектуры, но с двумя уже обсуждавшимися материалами, используемыми в качестве подзатворного диэлектрика: с традиционным SiO₂ и альтернативным диэлектриком CaF₂. Напомним, что CaF₂ обладает высоким значением $\in_{I} = 8.43$, что, в сочетании с требованием сохранения поперечной компоненты волнового вектора при туннелировании, приводит к сильному подавлению туннельной вероятности в системе Si(111)/CaF₂. Эти соображения были подтверждены нами в более ранних работах, посвященных моделированию вольт-амперных характеристик диодов на основе CaF₂, в которых было показано хорошее соответствие между экспериментальными и расчетными ВАХ [349; 351]. Вышеизложенные рассуждения, однако, применимы лишь в ситуации равновесных носителей; для случая реального транзистора, к клеммам которого приложено достаточно высокое напряжение V_{ds}, картина может сильно поменяться за счет наличия высокоэнергетичных носителей вблизи стока.



Рисунок 4.6 — Функции распределения электронов по энергии, вычисленные для п-канальных транзисторов с CaF₂ и SiO₂ в качестве подзатворного диэлектрика при $V_{\rm gs} = V_{\rm ds} = 1.8$ и 2.2 В с учетом и без учета электрон-электронного рассеяния. Данные приведены для полевого транзистора с длиной канала $L_{\rm G} = 65$ нм в области стока прибора (x = 32.5 нм).

4.2.1 Анализ особенностей функций распределения носителей по энергии в транзисторах на основе SiO₂ и CaF₂

Для расчета функций распределения носителей по энергии была задействована программа-симулятор транспорта носителей в полупроводниковых структурах ViennaSHE [21; 235; 352]. ViennaSHE осуществляет детерминистическое решение уравнения Больцмана, используя метод разложения ФР в ряд сферических гармоник (описание этого метода и сопутствующая информация приведены в секции 2.2). Вычисления ФР проводились с учетом реальной зонной структуры кремния и различных механизмов рассеяния, включая рассеяние на ионизированных атомах легирующей примеси, на границе раздела и на фононах, а также ударную ионизацию и электрон-электронные взаимодействия. Как выясняется (подробно см. далее в разделе 4.4.2), электрон-электронное рассеяние (ЭЭР) дает очень важный вклад в деградацию, вызываемую горячими носителями в миниатюризированных транзисторах. Суть усиления ДВГН за счет ЭЭР сводится к тому, что данный механизм рассеяния населяет высокоэнергетичную часть ансамбля носителей, тем самым увеличивая темпы генерации дефектов, см. разделы 4.4.2 и 5.1.4. Очевидно, однако, что генерация дополнительных высокоэнергетичных носителей должна приводить и к увеличению туннельных токов.

Для изучения степени влияния ЭЭР мы проводили все расчеты с учетом и без учета электрон-электронного рассеяния. Так, Рис. 4.6 представляет обобщенные (произведения числа заполнения на плотность состояний с размерностью эВ⁻¹см⁻³) функции распределения носителей по энергии, вычисленные для n-канального транзистора с длиной затвора $L_{\rm G} = 65$ нм; при этом нами использовались две реализации данного прибора, т.е. с SiO₂ и с CaF₂ качестве подзатворного диэлектрика. В обоих случаях толщина диэлектрика составляла $d_{\rm n} = 2.5$ нм; флуктуации толщины диэлектрика при вычислениях не рассматривались. Структура гипотетического ПТ была воспроизведена с помощью симулятора процессов роста полупроводниковых приборов Sentaurus Process [240]. Детали изготовления и моделирования данных транзисторов в контексте измерений и расчетов деградационных характеристик этих ПТ в ходе стресса горячими носителями будут подробно обсуждены в разделе 5.1.1. ФР, приведенные на Рис. 4.6, построены для области стока ПТ, что соответствует x = 32.5 нм, где x – латеральная координата вдоль границы раздела диэлектрик/полупроводник. Расчеты были проведены для условий $V_{\rm gs} = V_{\rm ds} = 1.8$ и 2.2 В.

Функции распределения электронов по энергии, показанные на Рис. 4.6, значительно отличаются от равновесных, что проявляется в появлении фононного плато при средних энергиях, а также высокоэнергетичных хвостов. Как обсуждается в 5.1.4, учет ЭЭР приводит к появлению характерного горба, видимого на хвостах ФР. В диапазоне средних энергий (на плато) значения ФР в случае приборов, использующих фторид кальция в качестве диэлектрика, выше, чем для приборов с SiO₂. Это обстоятельство связано с бо́льшим изгибом зон в кремнии в случае транзисторов с фторидом (вследствие более высокого значения ∈_I; напомним, что для SiO₂ и CaF₂ значения ∈_I составляют 3.9 и 8.43, соответственно) и, следовательно, с более высокой концентрацией *n* инверсных электронов в канале. При этом населенность высокоэнергетичных хвостов ФР, рассчитанных с учетом ЭЭР, также оказывается более высокой в случае приборов с CaF₂. Действительно, темп ЭЭР в грубом приближении пропорционален квадрату концентрации носителей n^2 , которая выше в приборах с большей диэлектрической проницаемостью. Другим важным фактором является более высокая напряженность электрического поля в кремнии у границы раздела Si/CaF₂ по сравнению с полем у интерфейса Si/SiO₂.



Рисунок 4.7 — Зависимости плотности туннельного тока от латеральной координаты, рассчитанные для транзисторов с $L_{\rm G} = 65$ нм (сток соответствует x = 32.5 нм) на основе CaF₂ и SiO₂ с учетом ЭЭР для трех комбинаций напряжений: $V_{\rm gs} = V_{\rm ds} = 1.2$, 1.8 и 2.2 В.

4.2.2 Анализ туннельных токов неравновесных носителей

На Рис. 4.7 показано семейство зависимостей плотности туннельного тока от координаты вдоль интерфейса диэлектрик/полупроводник, вычисленных на основе функций распределения носителей по энергии, полученных с помощью ViennaSHE, для прибора с $L_{\rm G} = 65$ нм (стоку соответствует x = 32.5 нм). Данные представлены для трех комбинаций напряжений затвор-исток и стокисток: $V_{\rm gs} = V_{\rm ds} = 1.2, 1.8$ и 2.2 В; вычисления проводились с учетом электрон-электронного рассеяния. Отметим, что, как показали расчеты, основной вклад в туннельный ток для обоих приборов дает электронная составляющая $j_{\rm e}$, которая соответствует компоненте $j_{\rm cm}$ (см. Рис. 3.3), а дырочным током $j_{\rm h}$ между валентной зоной Si и затвором (компонента $j_{\rm vm}$) можно пренебречь, т.е. $j = j_{\rm e} + j_{\rm h} \approx j_{\rm e}$. В районе истока значения плотности туннельного тока в обоих ПТ не отличаются от значений, рассчитанных на основе функций Ферми-Дирака (см. [348]), что представляется вполне закономерным, потому что исток является резервуаром термализовавшимися электронов. По мере продвижения от истока к стоку средняя энергия электронов в ансамбле увеличивается, а ΦP трансформируются таким образом, что их высокоэнергетичные хвосты становятся более протяженными (данное поведение может быть проиллюстрировано Рис. 2.2 и более подробно обсуждается в разделе 5.1.2). Как следствие, плот-



Рисунок 4.8 — Зависимости плотности туннельного тока от латеральной координаты, рассчитанные для транзисторов с $L_{\rm G} = 150$ нм (сток соответствует x = +75 нм) на основе CaF₂ и SiO₂ с учетом ЭЭР для двух комбинаций напряжений: $V_{\rm gs} = 0.9$ В, $V_{\rm ds} = 1.8$ В и $V_{\rm gs} = 1.1$ В, $V_{\rm ds} = 2.2$ В.

ности тока, вычисленные в области стока, на несколько порядков превышают плотности, типичные для истока; эта асимметрия значений *j* усиливается электрон-электронным рассеянием, эффект которого также становится более ярко выраженным ближе к стоку.

В случае приборов с пленками SiO₂ при всех комбинациях $V_{\rm gs}$, $V_{\rm ds}$ туннельный ток в диапазоне латеральной координаты x = -32.5..15 нм слабо уменьшается. Такое поведение обусловлено конкуренцией двух эффектов: разогрева носителей в канале и уменьшения поля в диоксиде кремния за счет напряжения $V_{\rm ds}$, приложенного между стоком и истоком. Как можно видеть, в случае транзисторов со слоями CaF₂ при относительно высоких напряжениях $V_{\rm gs} = V_{\rm ds} = 1.8$ и 2.2 В первая тенденция преобладает, т.е. разогрев носителей является доминирующим фактором. Это поведение согласуется с тенденциями, продемонстрированными на Рис. 4.6. При более низких напряжениях, однако, и в случае транзисторов на основе CaF₂ наблюдается слабое уменьшение плотности тока в центре прибора.

Расчеты, выполненные для приборов идентичной архитектуры, но с $L_{\rm G} = 150$ нм, для двух комбинаций напряжений ($V_{\rm gs} = 0.9$ B, $V_{\rm ds} = 1.8$ B и $V_{\rm gs} = 1.1$ B, $V_{\rm ds} = 2.2$ B), показывают, что в этом более длинноканальном ПТ туннельные токи значительно ниже в случае использования слоев CaF₂, см. Рис. 4.8. Это связано с тем, что в транзисторах с большей длиной электрода затвора разогрев носителей слабее (при тех же прикладываемых напряжениях). Такое пове-



Рисунок 4.9 — Сравнение плотностей туннельного тока в транзисторах с длиной электрода затвора $L_{\rm G} = 65$ нм, рассчитанных с учетом и без учета ЭЭР, для $V_{\rm gs} = V_{\rm ds} = 2.2$ В. Данные приведены как для приборов с CaF₂, так и для ПТ с SiO₂.

дение будет детальнее обсуждаться в разделе 5.1.4 в контексте того факта, что при одинаковых напряжениях стресса V_{ds} , V_{gs} деградация, вызываемая горячими носителями, становится слабее по мере перехода от миниатюризированных транзисторов к более длинноканальным приборам; там же анализируется трансформация ФР при увеличении L_{G} , см. Рис. 5.10. Таким образом, моделирование хоть и разных явлений (туннелирование и ДВГН), но индуцированных сильно неравновесными носителями, дает согласованные результаты. Как следствие, снижение туннельной вероятности вследствие более высокой диэлектрической проницаемости \in_{I} , большей эффективной массы в диэлектрике, а также сохранения поперечной компоненты волнового вектора становится определяющим фактором, что и наблюдается на Рис. 4.8.

Для более детального понимания, каким образом ЭЭР влияет на плотность туннельного тока при достаточно высоких значениях V_{ds} , были получены зависимости j = j(x) для двух реализаций транзистора с длиной затвора $L_{\rm G} = 65$ нм при $V_{\rm gs} = V_{\rm ds} = 2.2$ В, см. Рис. 4.9. Притом кривые j = j(x) были вычислены на основе ФР, полученных как с учетом вклада ЭЭР, так и при игнорировании последнего. Как можно предположить на основании анализа заселенностей высокоэнергетичных хвостов функций распределения электронов по энергии, приведенных на Рис. 4.6, влияние ЭЭР слабее в случае приборов с SiO₂, в то время как в транзисторах с CaF₂ влияние ЭЭР на величину *j* очень сильное, притом во всем диапазоне изменения координаты *x*. Данное обстоятельство также связано с более низкой вероятностью прохождения туннельного барьера в случае пленки CaF₂.

4.3 От мощных/длинноканальных приборов к субмикронным транзисторам

Как уже обсуждалось, под ДВГН подразумевается разрыв связей кремний-водород на границе Si/SiO₂, который инициируется бомбардировкой интерфейса электронами/дырками. При этом "классическая" ДВГН соответствует именно горячим частицам, которые могут вызвать разрыв связи в рамках единичного соударения, т.е. эти частицы имеют энергию $\varepsilon \ge E_a$. Такой режим реализовывался в приборах старых технологических поколений, когда рабочие напряжения и, соответственно, напряжения стресса были достаточно высокими, т.е. в ансамбле носителей было достаточное число частиц с энергиями ~2.6 эВ и выше.

В конце 1980-х гг. стремительная миниатюризация транзисторов проходила по сценарию, когда геометрические размеры приборов уменьшались значительно быстрее рабочих напряжений $V_{\rm dd}$. Это сопровождалось повышением напряженности электрического поля в таких приборах и, как следствие, интенсивным разогревом электронов/дырок в этих ПТ и, далее, сильной ДВГН. Соответственно, эта ситуация заставила выработать ряд мер по подавлению разогрева носителей. В число этих мер входят оптимизация профилей концентрации легирующей примеси (а значит, и встроенного электрического поля), в частности, за счет применения структур со слабо легированным стоком (lightly doped drain – LDD) [353–355] и скейлинга при постоянном поле (constant field scaling) [356]. Подобная оптимизация остановила рост напряженности электрического поля, что позволяло исследователям и инженерам того времени ожидать, что деградация, вызываемая горячими носителями, также будет существенно ослаблена.

Более того, в те времена полагалось, что пороговая энергия, требуемая для "запуска" ДВГН, составляет порядка 3.7 эВ. Такая величина была предложена в рамках модели удачливого электрона [173; 174] (МУЭ; lucky electron model – LEM), которая рассматривает ДВГН как процесс, связанный с забросом "удачливого" электрона в зону проводимости SiO₂ с последующей генерацией дефек-



Рисунок 4.10 — Экспериментальные значения нормированного изменения тока стока ($\Delta I_{\rm d}$), измеренные в п-канальном ПТ с $L_{\rm G} = 0.14$ мкм при $V_{\rm gs} = 0.7$ В и $V_{\rm ds} = 1.5$ В. Видно, что изменение тока значительно. Данные заимствованы из [357].

та (см. Рис. 4.2 и часть 1.3.1). Следовательно, уменьшение рабочих напряжений ПТ новых технологических поколений до диапазона значений, лежащего значительно ниже 3.7 эВ, должно было радикально подавить ДВГН. С тех позиций казалось, что в нынешних ПТ, имеющих рабочие напряжения менее 1.0-1.2 В, проблемы ДВГН вообще должны были отпасть. Тем не менее, как мы теперь знаем, даже в современных транзисторах с длиной канала в декананометровом диапазоне ДВГН является одним из основных эффектов, ограничивающих их функционирование [6;358].

Одной из первых публикаций, в которых было развенчано данное оптимистическое предположение, является статья Мидзуно (Mizuno) и соавторов [357]. В этой экспериментальной работе использовался п-канальный транзистор с длиной затвора $L_{\rm G} = 0.14$ мкм, что позволяет утверждать, что это короткоканальный ПТ. Рабочее напряжение прибора было $V_{\rm dd} = 1.2$ В, а стресс проводился при $V_{\rm gs} = 0.7$ В и $V_{\rm ds} = 1.5$ В и комнатной температуре. Напряжения стресса выбирались согласно соотношению $V_{\rm gs} \sim 0.5 V_{\rm ds}$, что соответствует наихудшим условиям стресса (HУС; worst-case conditions – WCС), правда, для случая длинноканальных ПТ см. часть 4.5). В ходе стресса записывалась эпюра относительного изменения тока стока $\Delta I_{\rm d}(t)$, которая изображена на Рис. 4.10. Видно, что даже при таких низких напряжениях стресса изменение тока за ~2 кс достигает 2%, что свидетельствует о достаточно сильной деградации. Отметим также, что если бы испытания стойкости проводились для комбинации $V_{\rm ds}$, $V_{\rm gs}$, соответствующей НУС в короткоканальных приборах, то деградация была бы еще сильнее. Данные, полученные автором диссертации, по ДВГН в наноразмерных приборах при низких напряжениях приведены в частях 5.1 и 5.3.

Таким образом, идентификация и описание механизмов, ответственных за ДВГН в короткоканальных приборах, являлись в свое время ключевыми моментами для понимания природы ДВГН.

4.4 ДВГН в субмикронных транзисторах

Существует две основные причины, почему ДВГН может быть достаточно сильной в ультракоротких полевых транзисторах: это механизмы рассеяния, которые могут заселять высокоэнергетическую часть электронного ансамбля, тем самым усиливая ДВГН, а также многочастичный (МЧ) механизм разрыва связей Si-H. Обсуждение физических механизмов, ответственных за ДВГН в миниатюризированных ПТ, мы начнем с описания соответствующих процессов рассеяния, к которым относятся ударная ионизация [359; 360], оже-рекомбинация [361; 362], а также электрон-фононное [363] и электрон-электронное взаимодействия [11; 198–201; 364].

4.4.1 Механизмы рассеяния, ответственные за заселение высокоэнергетичной части ансамбля

Впервые идея о том, что в определенных условиях ударная ионизация может приводить к увеличению населенности высокоэнергетической части ансамбля носителей заряда, была высказана Бьюдом (Bude) [359; 360]. В данной работе автор использовал два n-канальных транзистора с длинами каналов 0.5 и 1.0 мкм; в качестве подзатворного диэлектрика использовался SiO₂ с толщиной $d_n = 33$ нм. Эксперимент и расчеты проводились при $V_{ds} = V_{gs} = 3.0$ В и комнатной температуре. В качестве измеряемой величины использовался ток затвора I_g . Указанные значения величин d_n и V_{gs} позволяют говорить о пренебрежимой малости токов туннельной утечки за счет прямого туннелирования, а ток затвора формируется за счет заброса высокоэнергетичных электронов



Рисунок 4.11 — Схематическое изображение процесса генерации горячих носителей при запуске нескольких каскадов ударной ионизации (верхняя панель). Этот процесс увеличивает населенность высокоэнергетичных хвостов функции распределения электронов и радикально повышает величины тока затвора. Данные заимствованы из [359].

через энергетический барьер, сформированный разрывом зоны проводимости $\chi_e = 3.15$ эВ [365].

Автоом было показано, что ток затвора может быть достаточно большим за счет горячих носителей, генерируемых механизмом, принцип которого изображен на Рис. 4.11, верхняя панель. Первичный электрон (обозначен как e_1) разгоняется электрическим полем до энергии, максимальное значение которой определяется падением напряжения в канале $V_{\rm ch}$ (при этом $V_{\rm ch}$ меньше, чем $V_{\rm ds}$, и в данном случае равно ~2.2 В). За счет ударной ионизации этот электрон генерирует электронно-дырочную пару, носители в которой изначально имеют высокую энергию. Соответственно, сгенерированная дырка (h_2) ускоряется электрическим полем p-n перехода стока в направлении противоположном интерфейсу и далее сама генерирует электронно-дырочную пару путем УИ. Третичный электрон (e_3) ускоряется электрическим полем в сторону электрода затвора, где и дает вклад в ток $I_{\rm g}$.

Соответствующие функции распределения носителей по энергии (ФР для электронов, построенные для точки около интерфейса в районе стока транзистора с длиной канала 0.5 мкм, изображены на Рис. 4.11, нижняя панель) были получены из решения уравнения Больцмана с учетом реальной зонной структуры Si. Для этого использовался метод Монте-Карло. Видно, что учет вторичных каскадов УИ приводит к появлению высокоэнергетичных хвостов ФР, отстройка происходит при энергии носителей $\varepsilon \sim 2.2$ эВ, что соответствует $|e|V_{\rm ch}$ (e – заряд электрона). Отметим, что в транзисторе с длиной канала 1.0 мкм данного эффекта не наблюдается, что связано с более низкими напряженностями электрического поля в районе стока такого прибора. Как следствие, значения ФР при $\varepsilon \ge 2.2$ эВ продолжают затухать.

Другой механизм, который заселяет высокоэнергетическую часть ансамбля носителей в канале, – это оже-рекомбинация. Влияние этого процесса на ход ДВГН в n-канальных транзисторах с $L_{\rm ch} = 0.3$ мкм было исследовано Рикко (Riccó) и соавторами [361]. В данных транзисторах толщина подзатворного слоя SiO₂ была $d_{\rm n} = 45$ нм, что, подобно ситуации, проанализированной выше в контексте УИ, позволяет исключить вклад прямого туннелирования и туннелирования по механизму Фаулера-Нордгейма в ток затвора Ig, который регистрировался в ходе экспериментов. Напряжения стресса V_{ds} в публикации [361] выбирались в диапазоне $V_{\rm ds} = 1.4$ -2.0 В, так чтобы выполнялось условие $|eV_{\rm ds}| < \chi_{\rm e}$ и электрическое поле в канале транзистора не могло ускорить носители до энергий, достаточных для преодоления барьера на границе раздела Si/SiO₂. Измерялось также изменение порогового напряжения транзистора $\Delta V_{\rm th}$, притом предполагалось, что величина $\Delta V_{\rm th}$ пропорциональна концентрации встроенных дефектов, которая есть произведение тока затвора на время стресса t (см. Рис. 4.12). Иными словами, Рикко и др. полагали, что $I_{\rm g} \sim \Delta V_{\rm th}/t$. Измерения проводились при температурах 77 и 300 К.

Значения $V_{\rm ds}$, лежащие в диапазоне 1.4-2.0 В, обеспечивают достаточно высокий темп ударной ионизации, при этом концентрации электронов и дырок в районе точки отсечки канала оцениваются как $n = 10^{20}$ см⁻³ и $p = 5 \cdot 10^{14}$ см⁻³, соответственно. При таких концентрациях электронов оже-рекомбинация имеет высокую скорость. Поскольку реализуется ситуация с $n \gg p$, доминантным процессом является рекомбинация, при которой энергия рекомбинирующей электронно-дырочной пары передается электрону. Именно такие высокоэнергетичные электроны и формируют ток $I_{\rm g}$, что соответствует также высокой скорости изменения порогового напряжения $\Delta V_{\rm th}/t$, представленной на Рис. 4.12. Позднее, в работе тех же авторов [362], были проведены расчеты с использо-



Рисунок 4.12 — Скорость деградации порогового напряжения $\Delta V_{\rm th}/t$, измеренная в экспериментах, проведенных Рикко и соавторами в [361], как функция напряжения стресса $V_{\rm ds}$, построенная для температур 77 и 300 К. Видно, что при $V_{\rm ds}$ в диапазоне 1.4-2.0 В – т.е. при $|eV_{\rm ds}| < \chi_{\rm e}$ и $|eV_{\rm ds}| < E_{\rm a}$ деградация порогового напряжения достаточна заметна. Вторым важным результатом является тот факт, что в данном транзисторе деградация сильнее при 77 К.

ванием метода Монте-Карло, которые подтвердили рассуждения, приведенные выше. Наконец, важно также отметить, что в используемом транзисторе с $L_{\rm ch} = 0.3$ мкм ДВГН более ярко выражена при 77 K, чем при 300 K. Такое поведение и его причины будут подробно обсуждаться в части 4.6.

Группа Вентури (Venturi) показала, что в определенных случаях электрон-фононные процессы могут приводить к тому, что функции распределения электронов по энергии простираются значительно дальше значений энергии, определяемой приложенным напряжением ($|eV_{ds}|$) [366]. Все вычисления по-прежнему проводились на основе решения уравнения Больцмана методом Монте-Карло для транзистора с эффективной длиной канала $L_{ch} \sim 0.1$ мкм. На Рис. 4.13 приведены средние значения чисел актов абсорбции и эмиссии (а также их разницы) оптических фононов для напряжений $V_{ds} = 2.0$ В и $V_{gs} =$ 1.0 В (использовалась комбинация V_{ds} , V_{gs} , соответствующая НУС для длинноканальных ПТ, хотя данный транзистор и относится к короткоканальным, см. часть 4.5). При этом, если число актов абсорбции фононов превышает число событий эмиссии, то получение электронами избыточной энергии приводит к тому, что высокоэнергетичные хвосты ФР будут иметь бо́льшую населенность, что обусловливает усиление ДВГН. Отметим, что данный сценарий был подтвержден также независимыми расчетами группы из Бирмингема [367].



Рисунок 4.13 — Средние числа актов абсорбции и эмиссии (а также их разница) оптических фононов, вычисленные для n-канального ПТ с $L_{\rm ch} \sim 0.1$ мкм при $V_{\rm ds} = 2.0$ В и $V_{\rm gs} = 1.0$ В. Видно, что число актов абсорбции фононов превышает число актов их эмиссии, что означает усиление высокоэнергетичных хвостов ФР, а значит, и ДВГН. Данные заимствованы из [366].

4.4.2 Электрон-электронное рассеяние

Важнейшим механизмом, проявляющимся в короткоканальных транзисторах, является электрон-электронное рассеяние (ЭЭР) [10;14;44]. Одна из первых работ, в которых исследовалось влияние этого механизма на функции распределения носителей по энергии, была опубликована Чайлдсом и Леунгом (Childs, Leung) в 1995 г [199] (см. также их более поздние работы [200;201]). Отметим, что группа Вентури [366] и исследователи из IBM [364] проводили параллельно аналогичный анализ и получили очень похожие результаты.

В работах [199–201] осуществлялось решение уравнения Больцмана (также в рамках метода Монте-Карло) для транзистора с длиной канала 70 нм и вычислялись функции распределения электронов по энергии с учетом и без учета ЭЭР. Результаты этих расчетов для трех различных значений латеральной координаты x в ПТ, соответствующих значениям падения напряжения в канале $V_{\rm ch} = 0.5$, 1.0 и 1.5 В, представлены на Рис. 4.14. Видно, что учет электрон-электронного взаимодействия приводит к значительному изменению формы высокоэнергетичных хвостов ФР. Например, в случае пренебрежения ЭЭР в энергетическом диапазоне $\varepsilon > |eV_{\rm ds}|$ ФР демонстрируют экспоненциальное затухание, в то время как, если ЭЭР учтено, хвосты ФР распространяются значительно дальше энергий, соответствующих данному значению $V_{\rm ch}$.


Рисунок 4.14 — Функции распределения электронов по энергии в n-канальном ПТ с $L_{ch} = 70$ нм, рассчитанные с учетом и без учета электрон-электронного рассеяния. ФР построены для трех позиций в канале транзистора, соответствующих падению напряжения в канале (по отношению к истоку) в 0.5, 1.0 и 1.5 В. Видно, что ЭЭР значительно меняет форму ФР, что проявляется в большей населенности высокоэнергетичных хвостов (т.е. при $\varepsilon > |eV_{ch}|$). Данные заимствованы из [200].

Значительное увеличение населенности высокоэнергетичного сегмента ФР за счет ЭЭР, представленное в работах [199–201], может быть интерпретировано в рамках двухчастичного приближения для ЭЭР, которое схематически изображено на Рис. 4.15. Два носителя (в данном случае – электроны), каждый из которых имеет среднюю для ансамбля энергию, сталкиваются. С определенной вероятностью такое столкновение приводит к перераспределению энергии со значительным увеличением энергии одного электрона за счет другого. Именно этот высокоэнергетичный электрон и увеличивает популяцию горячих носителей.

Важно отметить, что для механизмов, обсуждавшихся в части 4.4.1, которые могут заселять высокоэнергетичные хвосты ФР, требуется напряжение $|eV_{ds}| \ge 1.12$ эВ, что соответствует порогу активации ударной ионизации. Механизм, изображенный на Рис. 4.11, является многокаскадной УИ, а для инициации усиления ДВГН за счет оже-рекомбинации (см. Рис. 4.12) требуется достаточная концентрация дырок, что, в свою очередь, в случае униполярного транзистора может быть достигнуто только за счет УИ. Более того, при одновременной подаче V_{ds} и V_{gs} ускорение носителей происходит за счет падения напряжения V_{ch} в канале, которое может быть существенно меньше, чем V_{ds} , что приводит к более высоким V_{ds} , требуемым для заметных темпов УИ. Поэтому в современных миниатюризированных ПТ, рабочие напряжения и на-



Рисунок 4.15 — Столкновение двух электронов со средними энергиями, приводящее к перераспределению энергии, в итоге которого один электрон характеризуется высокой энергий за счет более низкой энергии другого. Именно этот высокоэнергетичный носитель заселяет горячую часть ансамбля и усиливает ДВГН.

пряжения стресса для которых могут составлять менее 1.5 или даже 1.2 В, ЭЭР становится доминантным процессом, "подпитывающим" ДВГН.

4.4.3 Многочастичный механизм разрыва связей

Другим важным процессом, обусловливающим ДВГН в короткоканальных транзисторах, является многочастичный (МЧ) механизм разрыва связи Si-H. Данная идея была впервые высказана в рамках модели ДВГН, разработанной группой Хесса (Hess), см. раздел 1.3.3. В отличие от одночастичного механизма, для инициации которого требуются высокоэнергетичные носители с энергиями $\varepsilon \ge E_a$, МЧ-механизм, как уже следует из его названия, происходит за счет бомбардировки связи несколькими холодными носителями (оба процесса схематически изображены на Рис. 4.16).



Рисунок 4.16 — Смена доминантного механизма разрыва связей кремний-водород с одночастичного на многочастичный процесс при скейлинге транзисторов. ОЧ-процесс типичен для мощных/длинноканальных ПТ, в которых плотности носителей с энергиями, достаточными для разрыва связи при единичном ударе, велики. В короткоканальных приборах таких носителей мало, однако последовательная бомбардировка связи несколькими относительно холодными частицами может запустить МЧ-процесс.



Рисунок 4.17 — Схематическое изображение одночастичного и многочастичного процессов разрыва Si-H связи в интерпретации модели Хесса (более подробно см. часть 1.3.3). Для описания свойств данной связи используется модель усеченного гармонического осциллятора.

Многочастичный механизм соответствует интенсивной бомбардировке связи частицами, имеющими энергию, недостаточную для запуска одночастичного процесса (холодные носители). Данная бомбардировка может сопровождаться как поглощением связью фонона, так и его испусканием. Первый процесс приводит к множественному возбуждению колебательных мод (нагреву) связи (multiple vibrational excitation, MVE), в то время как второй процесс соответствует охлаждению связи (см. Рис. 4.17) [12;13;189]. Когда связь достигла наиболее высокого дискретного уровня, атом водорода может преодолеть барьер, разделяющий данный уровень и транспортное состояние H, что соответствует десорбции водорода и появлению разорванной болтающейся связи Si-. Ключевым механизмом в рамках данного процесса является нагрев/возбуждение связи, поэтому нередко в литературе многочастичный процесс именуется также как механизм, основанный на возбуждении колебательных мод (MVE-mechanism).

При подаче на транзистор напряжения сток-исток порядка $V_{\rm ds} \sim 1.5$ В вероятность того, что ансамбль электронов/дырок содержит частицы с $\varepsilon \ge E_{\rm a}$, ничожно мала даже с учетом усиления высокоэнергетичной части спектра за счет механизмов рассеяния, обсуждавшихся в разделах 4.4.1 и 4.4.2. Следовательно, в короткоканальных приборах диссоциация связей Si-H за счет одночастичного процесса имеет пренебрежимо малую скорость. Для запуска же МЧ-механизма требуются низкоэнергетичные частицы, плотность которых достаточно велика, чтобы обеспечить постоянный разогрев связи. Иными словами, время между последовательными соударениями частицы и связи ($t_{\rm inpact}$) должно быть меньше, чем время затухания колебательных мод связи ($\tau_{\rm e}$). Забегая вперед, скажем, что в случае колебательной моды растяжения (stretching mode), через которую про-

исходит разрыв связи, время τ_e составляет при комнатной температуре 1.5 нс (более подробно это обсуждается в разделе 5.2 и в [268]).

Легко провести оценку, выполняется ли условие $t_{\rm impact} \gg \tau_{\rm e}$ в случае реальных условий стресса. Поток электронов может быть записан как произведение их концентрации n на групповую скорость v. Тогда число частиц, бомбардирующих связь в единицу времени, будет $nv\sigma$, где σ обозначает сечение захвата для процесса столкновения носителя со связью. Типичная концентрация носителей в канале декананометрового транзистора составляет $n \sim 10^{20} {\rm cm}^{-3}$, а сечение $\sigma_{\rm imp} \sim 10^{-18} {\rm cm}^2$. Строго говоря, это сечение является энергозависимым, однако для простоты мы берем некое эффективное значение, которое лежит в диапазоне привычных значений этого параметра, опубликованных в литературе (см. также конец раздела 5.4.3). Групповая скорость также зависит от энергии, но для оценки мы берем $v = 10^8 {\rm cm/c}$. В итоге получаем, что с учетом времени затухания колебательных мод связи $\tau_{\rm e} = 1.5 {\rm hc}$, число частиц, налетающих на связь в течение промежутка $\tau_{\rm e}$, составляет 15, что более чем достаточно для инициации МЧ-механизма.

Таким образом, в литературе полагается, что доминирующим механизмом ДВГН в миниатюризированных полевых транзисторах является многочастичный процесс разрыва связи. Далее нами будет показано (Глава 5), что наиболее эффективным сценарием разрыва связи является суперпозиция многочастичного процесса, который ослабляет связь, и одночастичного механизма с энергией активации значительно ниже E_a (за счет предварительного многочастичного возбуждения). Более того, многочастичный процесс может играть важную роль также в ДВГН в случае длинноканальных/мощных транзисторов. Достижение понимания этого мы считаем одним из важнейших результатов настоящей работы и нашей модели ДВГН. В литературе, опубликованной до получения этих наших результатов, было принято считать, что ОЧ-процесс ответственен за ДВГН в длинноканальных ПТ, а МЧ-процесс (усиленный за счет ЭЭР) является единственным механизмом, способным разорвать связь в короткоканальных приборах.



Рисунок 4.18 — Схема эксперимента по десорбции атомов водорода/дейтерия с поверхности кремния, вызываемой низкоэнергетичными электронами, туннелирующими с иглы сканирующего туннельного микроскопа.

4.4.4 Гигантский изотопный эффект

Идея о многочастичном возбуждении колебательных мод связи, которое в конечном итоге провоцирует ее разрыв, была впервые предложена для интерпретации экспериментов по десорбции водорода и дейтерия (D) с поверхности кремния, болтающиеся связи на которой пассивированы с использованием H/D (см. Рис. 4.18) [190; 214; 368–370]. В данных экспериментах использовался сканирующий туннельный микроскоп; пучок низкоэнергетичных (холодных) электронов туннелировал через "слой" вакуума и бомбардировал связи Si-H или Si-D на поверхности кремния, при этом производился мониторинг темпов десорбции H/D. Данные эксперименты показали, что кремниевые поверхности, болтающиеся связи на которых были депассивированы дейтерием, намного более устойчивы по отношению к такому воздействию, чем в случае пассивации водородом. А именно, в первом случае требуются значительно более высокие плотности туннельных токов, чтобы обеспечить число высвобожденных атомов D, сравнимое со случаем высвобождения атомов Н. На Рис. 4.19 показаны зависимости скоростей высвобождения Н и D от напряжения, прикладываемого между иглой сканирующего туннельного микроскопа и поверхностью Si. Видно, что разница между этими темпами может при высоких напряжениях достигать более трех порядков, что и определило название для этого явления - "гигантский изотоп-эффект" (giant isotope effect). Очевидно, что разработанная концепция применима не только для поверхностей Si (интерфейс кремний/вакуум), но



Рисунок 4.19 — Темпы десорбции водорода и дейтерия, измеренные в ходе экспериментов по бомбардировке поверхностей Si, пассивированных H и D. Видно, что данные темпы могут отличаться более чем на три порядка. Это явление называется "гигантским изотоп-эффектом". Данные заимствованы из [190].

и в случае интерфейсов Si/SiO₂, где также присутствуют связи Si-H/Si-D, т.е. для моделирования деградации, вызываемой взаимодействием носителей с интерфейсом [154; 212; 371–373].

4.5 Наихудшие условия стресса

В длинноканальных/мощных транзисторах одночастичный процесс разрыва связи является доминантным механизмом ДВГН. Для активации этого механизма требуются высокоэнергетичные носители. В случае маломощных ПТ такие носители не присутствуют в достаточных количествах, а превалирующим процессом разрыва связи является многочастичный механизм, для которого важны высокие концентрации частиц. Соответственно, на уровне физики приборов переход от длинноканальных транзисторов к деканометровым приборам (а значит, и смена основного механизма ДВГН с ОЧ-процесса на МЧ-процесс) сопровождается сменой наихудших условий стресса [10; 14; 44]. Под "наихудшими условиями стресса" понимается такая комбинация прикладываемых напряжений, при которой в длинноканальных приборах реализуется максимальное

значение средней энергии носителей, а в миниатюризированных ПТ – максимальная концентрация носителей. Обычно предполагается, что одно из напряжений – скажем $V_{\rm ds}$ – фиксировано, а другое ($V_{\rm gs}$) выбирается в пределах от 0 до $\sim V_{\rm ds}$. При этом вовсе не всегда наиболее опасно повышение $V_{\rm gs}$ до $V_{\rm ds}$, как это на первый взгляд кажется, НУС могут создаваться при некоем промежуточном значении напряжения затвор-исток.

Рассмотрим n-канальный транзистор с высокими рабочими напряжениями (или напряжениями стресса), которые таковы, что обеспечивают высокий темп ударной ионизации. Ударная ионизация генерирует электронно-дырочные пары, которые затем разделяются полем. В частности, дырки ускоряются в сторону электрода подложки. Таким образом, ток подложки I_{sub} состоит из носителей основного типа, сгенерированных УИ. Как известно [176], ток $I_{\rm sub} \sim \alpha_{\rm ii}(F_{\rm Si}) I_{\rm d}$ (где $\alpha_{\rm ii}$ – коэффициент умножения, зависящий от напряженности электрического поля в Si $F_{\rm Si}$), как функция $V_{\rm gs}$ при фиксированном $V_{\rm ds}$, имеет максимум при $V_{\rm gs} = (0.4-0.5)V_{\rm ds}$, что является результатом двух конкурирующих тенденций: ток стока $I_{\rm d}$ увеличивается с ростом $V_{\rm gs}$, а поле $F_{\rm Si}$, определяющее величину α_{ii} , падает с V_{gs} . Таким образом, считается, что в транзисторах с длинным n-каналом НУС реализуются при $V_{\rm gs} = (0.4-0.5)V_{\rm ds}$ [374–376]. Отметим, что такое соотношение справедливо для планарных транзисторов, используемых в интегральных схемах на КМОП логике. Для мощных приборов более сложной архитектуры, таких, например, как мощные горизонтальные МОПтранзисторы, изготовленные методом двойной диффузии, это соотношение может не выполняться; данная ситуация проанализирована в работах [377–379].

Что касается р-канальных транзисторов больших размеров, то в качестве метрики для оценки степени разрушительности ДВГН используется ток затвора $I_{\rm g}$, т.е. НУС соответствуют максимуму $I_{\rm g}$ [381], притом эмпирического соотношения между $V_{\rm gs}$ и $V_{\rm ds}$ для этого случая не существует. Вклад в $I_{\rm g}$ дают электроны, генерируемые ударной ионизацией у интерфейса Si/SiO₂, а потом инжектируемые в зону проводимости SiO₂. При этом для формирования дырочного канала к электроду затвора прикладывается отрицательное напряжение $V_{\rm gs}$, которое соответствует электрическому полю, вытесняющему электроны вглубь подложки. Однако, при подаче ненулевого $V_{\rm ds}$ в определенной секции канала происходят изменение направление изгиба зон SiO₂ на противоположное и заброс горячих электронов через барьер на границе Si/SiO₂ (более подробно этот механизм описан в [382], правда, для n-канального прибора).



Рисунок 4.20 — Экспериментальные изменения тока стока в режиме насыщения $\Delta I_{\rm d,sat}$ как функции времени стресса t, измеренные для четырех n-канальных транзисторов с длинами $L_{\rm ch} = 0.35, 0.28, 0.18$ и 0.1 мкм в режимах с $V_{\rm gs} = V_{\rm ds}$ и с напряжением $V_{\rm gs}$, соответствующим максимальному току подложки (при фиксированном значении $V_{\rm ds}$). Данные заимствованы из [380].

В короткоканальных транзисторах НУС реализуются при максимальной величине концентрации носителей, которая достигается при $V_{\rm gs} = V_{\rm ds}$ как в случае n-канальных приборов [374;380;383], так и в случае транзисторов с каналом p-типа [384;385].

Хорошая сводка экспериментальных данных, показывающих, как меняются НУС при переходе от длинноканальных ПТ к короткоканальным, приведена в работе [380]. Рис. 4.20 показывает зависимости изменения тока стока в режиме насыщения ($\Delta I_{d,sat}$) от времени стресса t для четырех п-канальных транзисторов с разными значениями L_{ch} : 0.35, 0.28, 0.18 и 0.1 мкм. При этом приведены значения, нормированные к величине тока $I_{d,sat0}$ в неповрежденном ПТ, – $\Delta I_{d,sat}(t) = |I_{d,sat}(t) - I_{d,sat0}|/I_{d,sat0}$. Для каждого из приборов кривые $\Delta I_{d,sat}(t)$ были получены при двух комбинациях V_{ds} , V_{gs} , т.е. при $V_{gs} = V_{ds}$ и V_{gs} , соответствующем максимуму тока I_{sub} . Видно, что для приборов с $L_{ch} = 0.35$



Рисунок 4.21 — Деградационные кривые $\Delta I_{d,sat}(t)$ для р-канальных транзисторов со значениями L_{ch} = 0.35 и 0.28 мкм. Данные представлены для трех режимов стресса: для $V_{gs} = V_{ds}$; для напряжения V_{gs} , соответствующего максимальному току I_{sub} ; для V_{gs} , соответствующего максимальному току I_{gs} .



Рисунок 4.22 — Схематические изображения n и p-канальных ПТ, использованных для анализа НУС.

и 0.28 мкм деградация тока $I_{d,sat}$ сильнее в режиме пикового значения I_{sub} , что соответствует длинноканальному поведению. Для длины $L_{ch} = 0.18$ мкм значения $\Delta I_{d,sat}$ для двух разных условий стресса практически одинаковы, а вот для самого короткого прибора с $L_{ch} = 0.1$ мкм ДВГН превалирует при $V_{gs} = V_{ds}$. Таким образом, мы можем заключить, что применительно к ДВГН переход от длинноканального поведения к короткоканальному происходит в диапазоне $L_{ch} = 100-180$ нм. Отметим, что примерно в этом же диапазоне лежит длина канала, при которой ЭЭР начинает играть важную роль (см. часть 1.3.6) и меняется температурная зависимость ДВГН (часть 4.6).



Рисунок 4.23 — Пиковые значения интегралов ускорения носителей, вычисленные для n- (левая панель) и p-канальных (правая панель) ПТ, в широком диапазоне изменения напряжений стресса: для n-канального $V_{\rm gs}$ и $V_{\rm ds}$ варьировались в диапазонах 0..6.0 В и 0..7 В, соответственно, а в случае p-канального прибора диапазоны были 0..-6.0 В и 0..-8.0 В.



Рисунок 4.24 — Экспериментальные пиковые значения тока подложки $I_{\rm sub}$ n-канального транзистора и тока затвора $I_{\rm g}$ p-канального ПТ, измеренные в тех же диапазонах изменения $V_{\rm gs}$ и $V_{\rm ds}$, что и на Рис. 4.23.

Для транзисторов с каналом р-типа аналогичные данные приведены на Рис. 4.21. Здесь показаны зависимости $\Delta I_{d,sat}(t)$ для двух значений длины канала, т.е. для $L_{ch} = 0.35$ и 0.28 мкм, которые были измерены уже для трех условий стресса: при $V_{gs} = V_{ds}$, при V_{gs} , соответствующем максимуму тока подложки I_{sub} , и при значении V_{gs} , которое обеспечивает максимум тока затвора I_{g} . Из представленных данных видно, что в более длинноканальном ПТ наиболее сильная деградация реализуется при максимальном значении I_{g} , что хорошо согласуется с идеями, обсуждавшимися выше. В более короткоканальном при-



Рисунок 4.25 — Теоретические и экспериментальные зависимости напряжений $V_{\rm gs}$ and $V_{\rm ds}$, соответствующих НУС, полученные на основе Рис. 4.23 и Рис. 4.24.

боре, однако, НУС соответствуют $V_{\rm gs} = V_{\rm ds}$, при этом изменения тока $\Delta I_{\rm d,sat}$, измеренные при пиковом значении тока затвора, малы.

В заключение приведем наши собственные результаты (как экспериментальные, так и расчетные) для длинноканальных транзисторов n- и p-типа [386]. Данные были получены с использованием приборов, изготовленных по технологии 0.35 мкм и имеющих длину затвора $L_{\rm G} = 0.5$ мкм при рабочем напряжении $|V_{\rm dd}| = 5.0$ В. В этих длинноканальных ПТ доминантным механизмом ДВГН является одночастичный процесс, темп которого определяется "интегралом ускорения носителей" (выражение (2.8) в части 2.3). На Рис. 4.23 приведены максимальные значения темпа одночастичного процесса разрыва связей, вычисленные с помощью нашей модели ДВГН. При этом в случае канала n-типа расчеты проводились для V_{gs} и V_{ds}, лежащих в интервалах 0..6.0 В и 0..7 В, соответственно, а для р-канального прибора выбранные диапазоны были 0..-6.0 В и 0..-8.0 В. Для сравнения, экспериментальные значения тока подложки n-канального транзистора и тока затвора р-канального прибора приведены на Рис. 4.24; при этом диапазоны изменения напряжений $V_{\rm gs}, V_{\rm ds}$ на этом рисунке соответсвует диапазонам Рис. 4.23. Из сравнения зависимостей, показанных на Рис. 4.23 и Рис. 4.24, видно, что комбинации напряжений, соответствующих пиковым значениям интеграла ускорения носителей, а также токов подложки и затвора, очень близки.

Для проведения более точного сравнения мы экстрагировали комбинации $V_{\rm gs}, V_{\rm ds},$ соответствующие НУС (из теоретических и экспериментальных зависи-

мостей), и построили их на Рис. 4.25. Видно, что в случае n-канального ПТ, для напряжений $V_{\rm ds} \ge 2$ В данная зависимость следует соотношению $V_{\rm gs} = 0.4 V_{\rm ds}$, типичному для приборов данного класса. При этом для низких значений напряжения $V_{\rm ds}$ зависимость другая, что объясняется тем фактом, что при этих смещениях на приборе одночастичный механизм разрыва связей уже не является превалирующим. Что касается p-канального транзистора, то в этом случае соотношение между $V_{\rm gs}$ и $V_{\rm ds}$ более сложное, однако соответствие симуляционных результатов экспериментальным данным по-прежнему хорошее. Все это позволяет утверждать, что наша модель ДВГН воспроизводит НУС.

4.6 Температурная зависимость ДВГН

Другим важнейшим свойством ДВГН является ее температурная зависимость, которая исследовалась различными группами как в длинноканальных транзисторах [387–389], так и в миниатюризированных приборах [204; 220; 390; 391].

Одна из первых работ, посвященных данному аспекту ДВГН, была опубликована Хсу (Hsu) и соавторами в 1984 г [387]. Для изучения температурного поведения ДВГН использовались длинноканальные транзисторы с $L_{\rm ch} = 1.5$ мкм на подложке р-типа, которые были подвергнуты стрессу горячими носителями при $V_{\rm gs} = 3.0$ В и $V_{\rm ds} = 6.0$ В ($V_{\rm gs} = 0.5V_{\rm ds}$, что соответствует НУС). Испытания стойкости образцов проводились при трех различных температурах: T = 0, 20и 100° С, при этом регистрировались зависимости абсолютного значения сдвига порогового напряжения $\Delta V_{\rm th}$ от времени стресса t, которые представлены на Рис. 4.26. Видно, что во всем диапазоне времени t значения ΔV_{th} монотонно убывают с температурой. Следует отметить, что такая же тенденция видна и на Рис. 4.12, который обсуждался нами в контексте заселения высокоэнергетичной части ансамбля за счет оже-рекомбинации. Таким образом, мы заключаем, что, в отличие от родственных деградационных явлений, таких как ННТ и ТУВС, которые имеют ярко выраженную температурную активацию (см. Главу 1), ДВГН в длинноканальных приборах становится слабее при нагревании образца.

Что касается транзисторов с меньшей длиной канала, то в них ДВГН становится сильнее при более высоких температурах. Раухом и Ла Розой (Rauch, La Rosa) обсуждалось, что переход от одной температурной зависимости ДВГН к другой происходит при длинах канала порядка ~100-120 нм [11;198] (см. также часть 1.3.6).

В литературе существует два объяснения такого поведения. Первое основано на идее, что температурная зависимость ДВГН изменяется на противоположную в том же самом диапазоне длин канала/затвора, в котором электрон-электронное рассеяние начинает играть доминантную роль [198; 392]. Действительно, как уже обсуждалось в разделе 4.4.2, ЭЭР заселяет высокоэнергетическую часть функции распределения носителей по энергии и тем самым увеличивает темп генерации дефектов. Другие механизмы рассеяния, такие как ударная ионизация, рассеяние на ионизированной примеси, электрон-фононные взаимодействия и т.д., наоборот, ведут к депопуляции горячей части ансамбля; соответствующая трансформация функции распределения изображена на Рис. 4.27. При этом темпы всех механизмов рассеяния становятся выше с ростом температуры. Следовательно, в декананометровых транзисторах, где электрон-электронное взаимодействие является доминантным механизмом рассеяния, ДВГН становится более разрушительной с ростом температуры, а в длинноканальных транзисторах ДВГН ослабляется при более высоких температурах за счет превалирования других механизмов.



Рисунок 4.26 — Зависимости абсолютного значения изменения порогового напряжения $\Delta V_{\rm th}$, измеренные в п-канальном ПТ с $L_{\rm ch} = 1.5$ мкм при $V_{\rm gs} = 3.0$ В и $V_{\rm ds} = 6.0$ В (НУС) и трех температурах: T = 0, 20 и 100° С. Видно, что в данном длинноканальном приборе ДВГН становится слабее с ростом T. Данные взяты из [387].



Рисунок 4.27 — Схематическое изображение трансформации ΦP электронов по энергии при депопуляции высокоэнергетичной части ансамбля за счет увеличения темпов различных механизмов рассеяния при повышении *T*. Отметим, что учет только ЭЭР привел бы, наоборот, к большей заселенности высокоэнергетичных хвостов ΦP при более высокой *T* (ср. Рис. 5.2).

Трансформации функций распределения, схематически изображенные на Рис. 4.27, подтверждаются результатами решения транспортного уравнения Больцмана, которое проводилось несколькими группами как для случая короткоканальных, так и для случая длинноканальных ПТ [364; 393–395], см. Рис. 4.28.

Несколько иная версия причин изменения температурной зависимости ДВГН была предложена Бравэ (Bravaix) и соавторами [220], которые предполагают, что температурная зависимость ДВГН в короткоканальных приборах определяется многочастичным процессом разрыва связей кремний-водород. Действительно, МЧ-процесс связан с возбуждением колебательных мод связи, время жизни которых является убывающей функций температуры, как было показано с помощью вычислений из первых принципов [268] (более подробно см. часть 5.2). Кроме того, для активации ОЧ-процесса требуются носители с $\varepsilon ≥ 2.6$ эВ, при меньших же энергиях доминантным является МЧ-процесс. Как



Рисунок 4.28 — Функции распределения электронов по энергии, рассчитанные методом Монте-Карло для п-канального транзистора с $L_{\rm ch} \sim 0.22$ мкм и $V_{\rm ds} = 1.5$ В для T = 77 и 300 К. Данные заимствованы из [394].

видно из Рис. 4.28 в энергетическом диапазоне, где превалирует МЧ-процесс, значения ФР выше при более низких температурах (что согласуется с нашими собственными результатами, часть 5.2 и Рис. 5.15).

Второе возможное объяснение поведения температурной зависимости ДВГН было предложено в связи с описанием ДВГН в транзисторах с high-kдиэлектриками, см., напр., [390]. Согласно этому видению, для данных приборов характерна деградация, являющаяся суперпозицией ДВГН и ННТ. Как известно, ННТ усиливается с ростом температуры (раздел 1.1.1) и, следовательно, температурная зависимость ДВГН может быть искажена за счет более сильной зависимости ННТ от температуры. Например, авторы [390] утверждают, что даже в современных миниатюризированных ПТ со слоями диоксида кремния и диоксида гафния в качестве композитного диэлектрика и длиной канала 70 нм "чистая" ДВГН по-прежнему оказывается слабее при более высоких температурах. Тем не менее, благодаря более сильной противоположной зависимости ННТ, изменения характеристик транзистора становятся более выраженными с ростом T. Та же группа сообщала о доминирующей роли HHT, в контексте обсуждения температурной зависимости суперпозиции ДВГН и ННТ, также в случае транзисторов на основе подзатворного диэлектрика, состоящего из слоев оксинитрида кремния-гафния и диоксида кремния HfSiON/SiO₂ с $L_{\rm ch} = 70 \, {\rm HM} \, [204; 391].$

4.7 Сильная локализация ДВГН

Анализ свойств деградации, вызываемой горячими носителями, был бы неполным без описания одного из ее характерных свойств – сильной локализации. Действительно, как мы уже обсуждали, для разогрева носителей до высоких энергий им требуется пролететь некоторое расстояние в транзисторе под воздействием электрического поля. При этом максимум поля локализован в районе стока прибора, а точнее – около точки отсечки канала (см. Рис. 1.16). Следовательно, можно ожидать, что в этой секции прибора пакет носителей будет иметь наиболее высокую групповую скорость (или среднюю энергию). При дальнейшем движении в сторону области стока неравновесные частицы будут перемешиваться с термализовавшимися электронами в области стока (для опре-



Рисунок 4.29 — Экспериментальные профили концентрации ловушечных состояний на интерфейсе $N_{\rm it}$, полученные с помощью метода зарядовой накачки, для двух n-канальных транзисторов с разной толщиной слоя SiO₂. Данные из [396].

деленности рассуждения ведутся для случая n-канального ПТ), а их средняя энергия будет падать.

Как следствие, вне зависимости от того, рассматривается ли в качестве движущей силы ДВГН (напомним, что под "движущей силой" определяется основная физическая величина, количественно отражающая интенсивность ДВГН) электрическое поле в приборе или энергия частиц, доставляемая к интерфейсу, концентрация ловушек $N_{\rm it}$ будет иметь ярко выраженный пик в районе точки отсечки.

Одна из первых статей, посвященных анализу зависимости концентрации ловушек на интерфейсе $N_{\rm it}$ от латеральной координаты x, была опубликована Анконой (Ancona) и соавторами [396]. В данной работе исследовались транзисторы на подложке n-типа с длиной канала в диапазоне $L_{\rm ch} = 1-1.3$ мкм. Приборы подвергались стрессу горячими носителями, после чего для получения зависимостей $N_{\rm it}(x)$ использовалась экспериментальная методика зарядовой накачки (более подробно этот метод описан в части 5.1.1).

На Рис. 4.29 построены профили концентрации $N_{\rm it}(x)$, полученные для двух транзисторов с разными толщинами слоя подзатворного диэлектрика: $d_{\rm n}$ = 10.0 и 37.6 нм. Поскольку условия стресса для разных приборов были одинаковыми, вариации толщины $d_{\rm n}$ приводят к различным распределениям напряжения в структуре, что объясняет некоторое различие позиций максимумов $N_{\rm it}$. Однако в обоих случаях эти пики достаточно узки и локализованы в непосредственной близости от позиции наибольшего значения электрического поля.



coordinate along the inteface x, μm

Рисунок 4.30 — Полученные нами экспериментальные (экстрагированные из зависимостей тока зарядовой накачки от амплитуды подаваемого на затвор сигнала) и теоретические зависимости $N_{\rm it}(x)$ для n-канального транзистора с $L_{\rm G} = 0.5$ мкм (пристоковая граница электрода затвора соответствует x = 1.0 мкм), подвергнутого стрессу при $V_{\rm gs} = 2.0$ В и $V_{\rm ds} = 6.75$ В. Хорошо виден пик $N_{\rm it}$ в районе пристоковой границы затвора. Отметим также удовлетворительное соответствие экспериментальных и расчетных кривых.

Важно, однако, подчеркнуть, что все же пик поля и пики $N_{\rm it}$ сдвинуты друг относительно друга.

Сильная локализация ДВГН анализировалась нами также в одной из статей [397]; соответствующие данные были использованы для верификации нашей модели ДВГН. На Рис. 4.30 приведены зависимости плотности интерфейсных состояний от латеральной координаты вдоль интерфейса n-канального полевого транзистора с оксинитридом кремния в качестве подзатворного диэлектрика, длиной затвора $L_{\rm G} = 0.5$ мкм (пристоковая граница электрода затвора соответствует x = 1.0 мкм) и рабочим напряжением $V_{\rm dd} = 5.0$ В. Указанные профили $N_{
m it}(x)$ были получены для напряжений стресса $V_{
m gs}=2.0\,{
m B}$ и $V_{
m ds}=6.75\,{
m B}$ (эта комбинация близка к наихудшим условиям стресса) при комнатной температуре; данные приведены для нескольких шагов по времени, охватывающих достаточно широкий диапазон: 1 с - 100 кс. Экспериментальные кривые $N_{\rm it}(x)$ были экстрагированы из зависимостей тока зарядовой накачки от амплитуды подаваемого на затвор сигнала (см. часть 2.3); для экстракции использовался метод, подробно описанный в [217]. Из Рис. 4.30 видно, что модель воспроизводит экспериментальные профили $N_{\rm it}(x)$ с удовлетворительной точностью, а также что концентрация N_{it} имеет пик в районе стока прибора. Более подробно

воспроизведение сильной локализации ДВГН в рамках нашей модели описано в части 5.1.

Подобное поведение зависимостей $N_{\rm it}(x)$ отмечалось и в других работах [398–400].

4.8 Движущая сила ДВГН

Сильная локализация ДВГН вблизи максимума электрического поля в Si и положения наибольшего значения средней энергии частиц в ансамбле наводит на мысль, что, раз профиль концентрации $N_{it}(x)$ следует (пусть и с определенными задержками, см. [44]) за изменениями этих величин, они потенциально являются движущими силами ДВГН. Консенсуса относительно того, является ли движущей силой ДВГН электрическое поле или энергия частиц, доставляемая к интерфейсу, в течение многих лет достигнуто не было. Соответственно, были предложены две концепции: парадигма поля (energy driven paradigm) и парадигма энергии (energy driven paradigm).

Парадигма поля возникла на базе крайне популярной модели ДВГН, которая была разработана группой Ху (Hu) и называется "модель удачливого электрона" (МУЭ, lucky electron model – LEM) [173–175] (более подробно она обсуждалась в разделе 1.3.1). Данная модель рассматривает ДВГН как следствие заброса электронов в зону проводимости SiO₂ с последующим созданием дефекта. Соответственно, электрон должен быть ускорен электрическим полем до энергии, необходимой для инициации этого процесса, которая составляет примерно 3.7 эВ [175]. В конечном итоге, эта модель утверждает, что электрическое поле является движущей силой ДВГН и входит в формулу для вычисления концентрации ловушек на интерфейсе Si/SiO₂, см. (1.12).

На протяжении более десяти лет группа из IBM исследовала ДВГН в транзисторах как n-, так и p-типа, подвергнутых различным вариациям стресса горячими носителями, включающим прямое туннелирование и туннелирование по механизму Фаулера-Нордгейма, инжекцию горячих носителей из подложки и, наконец, режим нагрева носителей в канале [140; 143; 144]. Результаты этих исследований систематизированы на Pис. 4.31, который показывает вероятность того, что носитель, обладающий энергией ε, сгенерирует ловушку на



Рисунок 4.31 — Вероятность того, что носитель заряда, обладающий энергией ε, сгенерирует ловушку на интерфейсе, как функция этой энергии, построенная для различных режимов ДВГН (FN инжекция Фаулера-Нордгейма; SHE - substrate hot electrons, т.е. случай инжекции электронов из глубины подложки; CHE – channel hot electrons, т.е. бомбардировка горячими носителями из канала) и двух разных конфигураций транзистора. Видно, что данные укладываются на одну универсальную зависимость. Результаты заимствованы из [140; 143; 144].

интерфейсе. Под этой вероятностью понимается отношение числа созданных интерфейсных состояний к числу частиц, бомбардирующих границу раздела. При этом для режимов прямого туннелирования и механизма Фаулера-Нордгейма энергия носителей может быть напрямую оценена из изгиба зон в полупроводнике при подаче напряжения на затвор и/или на подложку. Что касается режима горячих носителей в канале, в этом случае средняя энергия носителей оценивалась на основе решения уравнения Больцмана методом Монте-Карло. Из рисунка можно заключить, что данная вероятность зависит только от энергии, которую доставил носитель к интерфейсу (а не от электрического поля, как утверждает парадигма поля). Более того, для всех указанных режимов деградации данная зависимость имеет одинаковый вид, т.е. она не зависит от конкретной реализации эксперимента. Таким образом, авторы заключают, что деградация во всех указанных режимах определяется одним-единственным механизмом, заключающимся в разрыве связей кремний-водород под воздействием бомбардирующих частиц с последующим высвобождением водорода.

Однако нами было показано, что пик концентрации интерфейсных состояний, созданных за счет воздействия горячих носителей, может быть сдвинут относительно положения пиков электрического поля и температуры (средней энергии) носителей [44; 397]. На Рис. 4.32 помечены позиции максимумов этих величин для случая n-канального транзистора с длиной затвора $L_{\rm G} = 0.5$ мкм, подвергнутого стрессу при $V_{\rm ds} = 6.25$ В и $V_{\rm ds} = 2.0$ В (что примерно соответству-



Рисунок 4.32 — Позиции максимумов различных величин: напряженности электрического поля, температуры носителей, темпа разрыва связей кремний-водород (acceleration integral) и концентрации $N_{\rm it}$. Также нанесена позиция, соответствующая самым протяженным высокоэнергетичным хвостам ФР. Показана пристоковая область транзистора, нижняя кромка рисунка соответствует границе окисел-канал.

ет НУС для данного класса ПТ). Профили поля и температуры электронов, а также функции распределения по энергии, необходимые для оценки положения пиков, были вычислены посредством решения транспортного уравнения Больцмана с помощью программы-симулятора на основе метода Монте-Карло MONJU [239]. На данном рисунке еще маркированы позиции, соответствующие наиболее протяженным хвостам функции распределения и наибольшей скорости реакции разрыва связей (acceleration integral, см. раздел 2.3). Что касается профилей $N_{\rm it}$, то они были получены путем обработки данных экспериментов по токовой накачке (см. [397]). Из Рис. 4.32 видно, что пик $N_{\rm it}$ отстоит от максимума напряженности электрического поля более чем на 60 нм, а расстояние между положениями максимума температуры носителей и пика $N_{\rm it}$ составляет примерно 20 нм. При этом видно, что наиболее высокая плотность $N_{\rm it}$ (полученная экспериментально) соответствует координате максимальной скорости реакции диссоциации связей Si-H, вычисленной в рамках нашей модели для ДВГН (см. [397]).

На основании представленного материала можно сделать вывод, что ни электрическое поле, ни энергия носителей в отдельности не являются универсальным определяющим фактором ДВГН, а модели, основанные на этих величинах, не могут во всех случаях корректно воспроизвести профили $N_{\rm it}(x)$,

и ДВГН в целом. Отсюда понятно, что полное и количественно корректное моделирование ДВГН должно быть основано на тщательном описании транспорта носителей в конкретном приборе, с учетом архитектурных особенностей и условий стресса. Действительно, как обсуждалось в этой Главе, протекание деградации в приборах различного размера определяется взаимодействием одночастичного и многочастичного механизмов разрыва связей, которые ассоциируются с горячими и холодными носителями, соответственно. Следовательно, расчет темпов этих ОЧ- и МЧ-механизмов (а также их суперпозиций) должен осуществляться на основании информации о распределении носителей по энергиям, которая содержится в функции распределения. Кроме того, одна из основных особенностей ДВГН, ее сильная локализация в районе стока прибора, является следствием изменения степени разогрева частиц и концентрации горячих носителей с координатой, т.е., опять же, определяется видом функций распределения в различных местах прибора. Наконец, температурное поведение ДВГН является следствием совокупного действия механизмов рассеяния и эффекта ускорения электронов/дырок полем. Таким образом, мы заключаем, что ключевым компонентом модели ДВГН должна стать функция распределения носителей по энергии.

4.9 Заключение к Главе 4

В этой Главе мы обсуждали основные свойства деградации, вызываемой горячими носителями, с учетом которых будет составлен ряд требований к модели, описывающей этот паразитный эффект.

В современных транзисторах ДВГН отождествляется с разрушением границы раздела полупроводник/диэлектрик горячими носителями, получившими энергию за счет разогрева электрическим полем в канале ПТ. Однако ранее, в 80-х гг., наиболее актуальным был режим, когда ДВГН вызывалась туннелирующими носителями. Мы провели теоретический анализ особенностей туннелирования сильно неравновесных носителей в транзисторах реальной архитектуры. Для этого мы моделировали гипотетические приборы со слоями SiO₂ и CaF₂ в качестве подзатворного диэлектрика. Среди прочего, было установлено, что величины туннельных токов в ПТ на основе CaF₂ определяются двумя конкурирующими тенденциями: (*i*) подавлением туннельной вероятности за счет больших (по сравнению с SiO₂) 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, реальные напряжения $V_{\rm ds}$ в которых не обеспечивают ускорение носителей полем до энергий, достаточных для активации реакции разрыва связей кремний-водород (т.е. при $|eV_{\rm ds}| < E_{\rm a}$). 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 электрон-электронные взаимодействия играют доминантную роль в транзисторах с длинами канала менее 100-120 нм – например, ЭЭР определяет температурную зависимость в миниатюризированных ПТ, в которых ДВГН становится сильнее при нагревании прибора. В длинноканальных транзисторах ДВГН становится слабее с ростом температуры.

Еще одна особенность поведения ДВГН, связанная с миниатюризацией транзисторов, заключается в смене доминантного механизма разрыва связей с одночастичного на многочастичный процесс. На уровне физики приборов это сопровождается изменением наихудших условий стресса. В длинноканальных приборах n- и p-типов наиболее сильная ДВГН соответствует максимуму тока подложки $I_{\rm sub}$ и пику тока затвора $I_{\rm g}$ (измеренным при фиксированном значении $V_{\rm gs}$ и варьируемом $V_{\rm ds}$), соответственно. Для n-канальных ПТ это соответствует соотношению $V_{\rm gs} = (0.4-0.5)V_{\rm ds}$; в случае же p-канальных приборов такого эмпирического соотношения между $V_{\rm gs}$ и $V_{\rm ds}$ 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 $V_{\rm gs} = V_{\rm ds}$ для n- и p-канальных приборов.

ДВГН является сильно локализованным явлением. То есть, например, в случае n-канальных ПТ концентрация $N_{\rm it}$ имеет ярко выраженный максимум в районе стока прибора. 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. Данная постановка вопроса привела к дилемме: что является движущей силой ДВГН – поле или энергия, доставляемая носителями к интерфейсу? Соответственно, были предложены парадигма поля и парадигма энергии.

Однако 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 моделировании ДВГН, является функция распределения носителей по энергии. Она вычисляется из решения 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 одночастичного и многочастичного 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 носителей по энергии и должна моделироваться на основе решения уравнения Больцмана. Именно на основе этих принципов и была реализована наша модель ДВГН.

Глава 5. Моделирование ДВГН в приборах различной архитектуры

Апробация нашей физической модели деградации, вызываемой горячими носителями, является важнейшим этапом, необходимым для понимания роли тех или иных механизмов, которые учитывает и описывает наш подход. Более того, данная стадия исследований помогает лучше понять особенности хода ДВГН в приборах различной конфигурации, подвергнутых стрессу в различных режимах. С практической точки зрения, такие исследования позволяют выработать конкретные рекомендации для оптимизации архитектуры транзисторов с целью подавления деградационных механизмов. Первым шагом в рамках этой деятельности было моделирование ДВГН в транзисторах наиболее простой архитектуры, т.е. в ПТ с планарным интерфейсом кремний/диэлектрик (часть 5.1). Этот шаг позволил проанализировать вклады различных механизмов и факторов, которые учитывает наша модель, в ДВГН и достичь детального понимания физической картины, лежащей в основе данного паразитного эффекта. Именно на основе анализа ДВГН в ПТ с планарным интерфейсом был получен ряд нетривиальных результатов, которые привели к радикальному пересмотру базовых идей модели ДВГН, что было необходимо, например, для корректного описания температурной зависимости ДВГН (см. часть 5.2). Эти идеи и результаты были проанализированы с использованием экспериментальных данных по деградации характеристик приборов трехмерной архитектуры, таких как ПТ с каналом в форме плавника (часть 5.3), а также мощных полупроводниковых транзисторов (часть 5.4).

5.1 ДВГН в планарных транзисторах с различными длинами канала

5.1.1 Приборы и эксперимент

Первым шагом явилось моделирование ДВГН в приборах наиболее простой архитектуры, т.е. в полевых транзисторах с планарным интерфейсом полу-

$L_{\rm G}$	$V_{\rm gs},V_{\rm ds}$	$V_{ m gs},V_{ m ds}$
$65\mathrm{hm}$	$1.8\mathrm{B},1.8\mathrm{B}$	$2.2\mathrm{B},2.2\mathrm{B}$
100 hm	$1.2\mathrm{B},1.8\mathrm{B}$	$1.46\mathrm{B},2.2\mathrm{B}$
150 hm	$0.9\mathrm{B},1.8\mathrm{B}$	$1.1\mathrm{B},2.2\mathrm{B}$

Таблица 2 — Комбинации напряжений затвор-исток $V_{\rm gs}$ и сток-исток $V_{\rm ds}$, использованные для проведения экспериментов по стрессу планарных транзисторов с различными длинами затвора $(L_{\rm G} = 65, 100 \text{ и } 150 \text{ нм}).$

проводник/диэлектрик, рабочее напряжение которых $V_{dd} = 1.5$ В. Результаты изучения ДВГН в данных приборах были нами представлены в серии публикаций [165;166;218;221;233;234;401]. Мы использовали семейство n-канальных ПТ, изготовленных межуниверситетским центром микроэлектроники *imec*, идентичной архитектуры, но с варьируемой длиной электрода затвора: $L_{G} = 65$, 100 и 150 нм; соответствующие длины канала равны $L_{ch} = 45$, 80 и 130 нм. В качестве подзатворного диэлектрика у всех этих приборов использовался оксинитрид кремния (SiON), физическая толщина которого составляла 2.5 нм (диэлектрическая проницаемость $\varepsilon = 7.5$). Диэлектрическая пленка была сформирована методом нитридации в расщепленной плазме (decoupled plasma nitridation).

Структура реальных приборов, используемая для проведенных вычислений, была сгенерирована с помощью программы-симулятора физических процессов роста полупроводниковых приборов Sentaurus Process [240] на основе шагов реального технологического процесса. Sentaurus Process использовался в связке с программой-симулятором характеристик полупроводниковых приборов и интегральных схем MiniMOS-NT [402] и симулятором транспорта носителей ViennaSHE [21; 352]. Отметим, что форма функций распределения носителей по энергии может заметно варьироваться при относительно небольших изменениях в архитектуре прибора, которые могут затрагивать форму профилей легирования, форму и толщину диэлектрической пленки, а также линейные размеры различных сегментов транзистора. Как следствие, чтобы исключить возможные погрешности в воспроизведении ПТ, мы проводили тщательную совместную калибровку программ-симуляторов Sentaurus Process и MiniMOS-NT, нацеленную на точное воспроизведение выходных $(I_{\rm d}-V_{\rm ds})$ и переходных $(I_{\rm d}-V_{\rm gs})$ вольт-амперных характеристик (BAX), а также вольт-фарадных характеристик неповрежденного прибора.

Все три транзистора были подвергнуты воздействию стресса горячими носителями (напомним, что разогрев носителей в ПТ осуществляется электрическим полем в направлении сток-исток) при двух различных значениях напряжения сток-исток, т.е. при $V_{\rm ds} = 1.8\,{\rm B}$ и $V_{\rm ds} = 2.2\,{\rm B}$. При этом напряжение затвор-исток выбиралось в зависимости от длины электрода затвора индивидуального прибора, чтобы обеспечить наихудшие условия стресса. Транзистор с $L_{\rm G} = 65$ нм принадлежит к классу короткоканальных ПТ, для которых НУС реализуются при $V_{\rm gs} = V_{\rm ds}$, см. секцию 4.5 и [10;14;44]. С другой стороны, ПТ с $L_{\rm G} = 150$ нм является длинноканальным транзистором, а НУС ДВГН соответствуют максимуму тока подложки $I_{\rm sub}$, который был измерен при $V_{\rm gs} = 0.5 V_{\rm ds}$. Что касается транзистора с $L_{\rm G} = 100$ нм, заранее было непонятно, следует его причислять к короткоканальным или длинноканальным приборам. Поэтому были проведены измерения тока I_{sub} при нескольких фиксированных значениях Vgs и варьируемом напряжении Vds; эти эксперименты показали что пиковое значение $I_{\rm sub}$ реализуется при $V_{\rm gs}=2/3\,V_{\rm ds},$ поэтому данные приборы были подвергнуты стрессу именно при этой комбинации V_{gs}, V_{ds}. Комбинации напряжений V_{gs}, V_{ds}, использованные для стресса приборов с различными длинами канала, систематизированы в Табл. 2. Важно также отметить, что мы сознательно выбирали достаточно высокие значения как напряжения затвор-исток, так и напряжения сток-исток. Такой выбор смещений V_{gs}, V_{ds} позволил активизировать все механизмы, которые потенциально могут давать вклад в ДВГН, чтобы изучить их вклад в деградационный процесс. Все испытания надежности приборов проводились при комнатной температуре в течение ~8.9 кс. В качестве метрики ДВГН мы использовали относительное изменение линейного тока стока $\Delta I_{\rm d,lin}(t) = |I_{\rm d,lin}(t) - I_{\rm d,lin0}| / I_{\rm d,lin0}$ (где $I_{\rm d,lin}$ измеряется при $V_{\rm ds} = 0.05$ В и $V_{\rm gs} = 1.5 \, {\rm B}, \, {\rm a} \, I_{\rm d,lin0}$ - ток в неповрежденном приборе), зависимости которого от времени стресса и будут анализироваться в дальнейшем.

Все измерения проводились с использованием одного из пяти образцов для каждой комбинации длины канала и условий стресса (см. Табл. 2), чтобы обеспечить воспроизводимость результатов. Вариации характеристик (в том числе деградационных) от образца к образцу были малы. Мы не пытались анализировать эффект скейлинга на ход ДВГН. Иными словами, профили концентрации легирующей примеси не были оптимизированы так, чтобы удерживать постоянное значение пикового электрического поля в канале транзистора при уменьшении величины $L_{\rm G}$, а оставались одинаковой крутизны.



Рисунок 5.1 — Левая панель: изменения линейного тока стока со временем релаксации $\Delta I_{d,lin}(t)$ в транзисторе с длиной затвора 65 нм, подвергнутом стрессу горячими носителями. Видно, что восстановление тока $I_{d,lin}$ пренебрежимо мало. Правая панель: зависимости тока зарядовой накачки I_{CP} от амплитуды верхнего уровня V_{gh} , измеренные для нескольких значений времени стресса в транзисторах с $L_{G} = 65$ нм.

Важным этапом проведения экспериментов была проверка того факта, что наши образцы подвергаются именно стрессу горячими носителями, т.е. что родственное явление нестабильности, вызываемой комбинацией подачи напряжения на затвор и повышения температуры, не вносит значимого вклада в процесс деградации характеристик прибора. Для этого были измерены зависимости $\Delta I_{\rm d,lin}(t)$ также в фазе релаксации, то есть в ситуации, когда напряжение стресса уже снято с образца. Напомним, что восстанавливаемая компонента ННТ связана с зарядкой/перезарядкой ловушек в слое подзатворного диэлектрика. Уже при комнатной температуре происходит значительная релаксация искаженных характеристик после снятия напряжения стресса (см. часть 1.1.1 и [97;403]). Рис. 5.1 (левая панель) представляет релаксационные зависимости $\Delta I_{
m d,lin}(t)$, измеренные в приборах с $L_{
m G}=65\,
m нм$ после завершения стресса горячими носителями в течение ~8.9 кс для обеих комбинаций напряжений стресса. Видно, что восстановление транзисторных характеристик в отсутствие стресса в течение 1 кс пренебрежимо мало; при этом восстановление характеристик после воздействия ННТ-стресса в течение такого же промежутка времени было бы значительным. Это позволяет сделать вывод, что ННТ не вносит вклада в деградацию данных транзисторов. Отметим, что обсуждаемая тенденция типична также для ПТ с $L_{\rm G} = 100$ нм и 150 нм, что закономерно, потому что все три транзистора были изготовлены в рамках одного технологического процесса.

Другим фактором, позволяющим нам утверждать, что вклад ННТ невелик, является поведение тока (см. Рис. 5.1, правая панель) в ходе экспериментов по так называемой зарядовой накачке [215–217]. В рамках этих экспериментов исток и сток прибора соединяются и на них подается небольшое обратное смещение. Напряжение же, подаваемое на затвор, изменяется со временем, притом амплитуда этих изменений выбирается таким образом, чтобы подзатворная область полупроводника (которая включает канал ПТ) переключалась между инверсией и аккумуляцией. В ходе данного эксперимента детектируется ток рекомбинации $I_{\rm CP}$ (ток зарядовой накачки – charge pumping current) носителей, высвобожденных с ловушек вблизи интерфейса полупроводник/диэлектрик, и носителей пространственного заряда в полупроводнике. При этом импульс V_{gs}, подаваемый на затвор, может быть прямоугольной, треугольной, трапециевидной и т.д. формы. Есть два основных варианта реализации данной экспериментальной методики: (i) "техника с варьируемым верхним уровнем" (varying high-level technique), когда на постоянную положительную составляющую напряжения затвора V_{gl} (нижний уровень; low-level) подается варьируемый сигнал V_{gh} (верхний уровень; high-level), полярность которого изменяется с отрицательной на положительную, и (*ii*) "техника с варьируемым нижним уровнем" (varying low-level technique) $V_{\rm gl}$ (полярность изменяется с положительной на отрицательную) при фиксированном V_{gh}. При достаточной амплитуде данный сигнал может сканировать все интерфейсные состояния в запрещенной зоне Si; если указанная амплитуда мала, то данный сигнал позволит детектировать ловушки только в определенном энергетическом сегменте. Как следствие, I_{CP}, построенный как функция, например, V_{gh} (Рис. 5.1, правая панель) сначала будет нарастать, а потом придет в насыщение (вклад всех интерфейсных состояний уже просканирован) [404]. Однако, в присутствии ловушек в слое диэлектрика, за насыщением может следовать дальнейший рост тока рекомбинации, обусловленный перезарядкой именно ловушек в толще изолятора. При этом глубина "чувствительности" ловушек определяется как величиной амплитуды сигнала, так и его частотой и энергетическим положением состояний (подробности приведены в [271;405;406]).

Рис. 5.1 (правая панель) демонстрирует несколько зависимостей тока $I_{\rm CP}$ от амплитуды верхнего уровня $V_{\rm gh}$, которые были измерены для разных времен стресса для прибора с $L_{\rm G} = 65$ нм (для двух других ПТ были получены аналогичные результаты, которые здесь не приводятся) и напряжений стресса $V_{\rm gs} =$

 $V_{\rm ds} = 2.2$ В. Видно, что при более длительном стрессе величина $I_{\rm CP}$ увеличивается во всем диапазоне $V_{\rm gh}$, что отражает монотонный рост концентрации $N_{\rm it}$. Кроме того, все кривые $I_{\rm CP}(V_{\rm gh})$ имеют ярко выраженное плато при высоких значениях $V_{\rm gh}$, что свидетельствует, что вклад ловушек, расположенных в слое SiON, пренебрежимо мал.

5.1.2 Функции распределения, туннельная утечка

Обобщенные функции распределения (т.е. произведения чисел заполнения на плотность состояний, имеющие размерность $Д \times^{-1} c M^{-3}$) электронов по энергии, рассчитанные для ПТ с длинами затвора $L_{\rm G} = 65$ и 150 нм с учетом и без учета электрон-электронного рассеяния для $V_{\rm gs} = V_{\rm ds} = 2.2$ В и $V_{\rm gs} = 1.1$ В, $V_{\rm ds} = 2.2$ В, соответственно, представлены на Рис. 5.2. Указанные ФР были построены для интерфейса полупроводник/диэлектрик при разных значениях латеральной координаты, которые охватывают область истока (x = 0.0 нм для прибора с $L_{\rm G} = 65$ нм), середину канала (x = 34.2 нм, ПТ с $L_{\rm G} = 65$ нм), а также область стока (x = 51.3 и 65.0 нм, $L_{\rm G} = 65$ нм).

Видно, что ΦP , вычисленные в районе истока, близки к распределению Максвелла. Такое поведение связано с тем, что исток представляет собой резервуар термализованных (т.е. холодных) электронов, которые описываются равновесной функцией распределения, т.е. распределением Максвелла. По мере продвижения в сторону истока, ΦP все сильнее и сильнее отличаются от равновесных, что проявляется в наличии плато, видимого при средних и относительно высоких энергиях (см., например, ΦP для x = 65.0 нм и транзистора с $L_{\rm G} = 65$ нм), а также высокоэнергетичных хвостов.

На основании Рис. 5.2 мы также заключаем, что электрон-электронное рассеяние значительным образом изменяет вид функций распределения, что проявляется в появлении характерных бугров на высокоэнергетичных хвостах ФР и отражает увеличение населенности горячей части ансамбля носителей. Высокоэнергетичные хвосты функций распределения, вычисленных без учета ЭЭР, являются экспоненциально затухающими зависимостями от энергии, наклон которых соответствует температуре окружающей среды. Отстройка горбов, обусловленных ЭЭР, происходит позднее в случае более длинноканальных

приборов, что соответствует гипотезе о резком снижении роли ЭЭР по мере увеличения длины канала транзистора и находится в хорошем соответствии с результатами парадигмы Рауха и Ла Розы (см. часть 1.3.6), утверждающей, что электрон-электронное рассеяние начинает играть значимую роль для ДВГН в каналах с длиной менее 100 нм [11; 14; 198].



Рисунок 5.2 — Функции распределения электронов по энергии для транзисторов с длиной затворов 65 нм (верхняя панель) и 150 нм (нижняя панель), рассчитанные с учетом и без учета ЭЭР для $V_{\rm ds}$ = 2.2 В

В части 3.1 нами было показано, что разогрев носителей в канале полевого транзистора может приводить к появлению заметных туннельных токов, тогда как туннелирование равновесных носителей через тот же подзатворный диэлектрик при том же напряжении $V_{\rm gs}$ было бы пренебрежимо слабым. Строго говоря, туннельный перенос нужно учитывать при рассмотрении электростатического аспекта вычисления функций распределения, потому что эта утечка влияет на величину концентрации заряда в инверсном слое. Более, того наличие туннельной компоненты должно учитываться и при решении уравнения Больцмана. Однако, как показывают вычисления, в наших приборах, моделированию ДВГН в которых посвящена данная Глава, плотности туннельных токов невысоки, поэтому указанными эффектами можно пренебречь. При этом дальнейшее увеличение как $V_{\rm ds}$, так и $V_{\rm gs}$ неизбежно приводило бы к резкому нарастанию туннельных утечек, но в этом случае ДВГН была бы очень сильна, а ее экспериментальное исследование – затруднительно.

5.1.3 Анализ вклада вклада одночастичного механизма разрыва связей

Наша модель ДВГН была откалибрована таким образом, чтобы воспроизвести экспериментальные зависимости $\Delta I_{\rm d,lin}(t)$ для приборов с $L_{\rm G}=65,\,100$ и 150 нм, используя единый набор параметров. Рис. 5.3-5.5 показывают очень хорошее соответствие между рассчитанными и экспериментальными зависимостями $\Delta I_{\rm d,lin}(t)$ для всех трех приборов и различных комбинаций напряжений стресса. Для анализа роли каждого из компонентов модели - которые включают одночастичные и многочастичные механизмы разрыва связей кремнийводород, электрон-электронное рассеяние, взаимодействие дипольного момента связи Si-H с электрическим полем, дисперсию энергии разрыва связи – были также построены кривые $\Delta I_{d,lin}(t)$, полученные в пренебрежении указанным компонентом. При этом, чем больше отстройка кривой $\Delta I_{d,lin}(t)$, полученной без учета определенного компонента модели, от эталонной кривой, тем значительнее роль этого компонента. Аналогично, на Рис. 5.6 представлены профили концентрации ловушек на интерфейсе Si/SiON, рассчитанные с помощью "полной" модели, которая учитывает все вышеуказанные механизмы и вклады, а также без учета какого-то из них, для транзистора с длиной затвора 65 нм, напряжений стресса $V_{\rm gs} = V_{\rm ds} = 1.8\,{
m B}$ и нескольких значений времени стресса в диапазоне 1.8 с - 8.9 кс.

Игнорирование одночастичного процесса разрыва связи приводит к сильной недооценке изменения тока во всех трех транзисторах и для всех комби-



Рисунок 5.3 — Экспериментальные и теоретические зависимости $\Delta I_{d,lin}(t)$ транзистора с длиной затвора 65 нм для двух комбинаций напряжений стресса: $V_{gs} = V_{ds} = 1.8$ В (верхняя панель) и $V_{gs} = V_{ds} = 2.2$ В. 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.

наций $V_{\rm gs}$, $V_{\rm ds}$. Притом разница между значениями $\Delta I_{\rm d,lin}$, полученными с помощью "полной" модели и без учета ОЧ-механизма, особенно заметна при коротких временах стресса и стремится к нулю при достаточно долгих стрессах; это означает, что вклад ОЧ-процесса играет меньшую роль при длительной ДВГН. Описанные тенденции подтверждаются результатами, представленными на Рис. 5.6: видно, что уже при времени стресса $t \sim 1.8$ с профили концентрации $N_{\rm it}(x)$ имеют плато в области стока (x = 32.5 нм), что соответствует насыщению концентрации $N_{\rm it}$ в этой области. С микроскопической точки зрения, это означает, что при достаточно высоких напряжениях стресса ($V_{\rm gs} = V_{\rm ds}$ = 1.8 B, что значительно выше рабочего напряжения ПТ $V_{\rm dd} = 1.5$ B) преимущественно все нейтральные связи Si-H разорваны, а эволюция ДВГН на более



Рисунок 5.4 — То же, что и на Рис. 5.3, только для прибора $L_{\rm G}=100$ нм и напряжений $V_{\rm gs}=1.2$ В, $V_{\rm ds}=1.8$ В и $V_{\rm gs}=1.46$ В, $V_{\rm ds}=2.2$ В.

длинных временах соответствует распространению фронта $N_{\rm it}(x)$ вглубь канала. Как следствие, деградационные кривые, приведенные на Рис. 5.3-5.5, имеют более пологий наклон, чем зависимости $\Delta I_{\rm d,lin}(t)$, опубликованные, например, в [208;220]. Тот факт, что именно стоковая секция прибора претерпевает наиболее сильное разрушение, представляется нам закономерным, потому что именно в этой области носители являются наиболее горячими. Пренебрежение вкладом ОЧ-механизма приводит к тому, что максимум $N_{\rm it}$ в районе стока становится более узким и менее ярко выраженным; в частности, насыщение концентрации $N_{\rm it}$ отсутствует даже при t = 8.9 кс. Таким образом, мы можем сделать два важных вывода. Во-первых, одночастичный механизм разрыва связей, который рассматривается в литературе как доминантный процесс, ответственный за ДВГН в длинноканальных ПТ, может играть важную роль также и в приборах с длиной канала, лежащей в декананометровом диапазоне, но подвергнутых



Рисунок 5.5 — То же, что и на Рис. 5.3, только для прибора $L_{\rm G} = 150$ нм и напряжений $V_{\rm gs} = 0.9$ В, $V_{\rm ds} = 1.8$ В и $V_{\rm gs} = 1.1$ В, $V_{\rm ds} = 2.2$ В.

стрессу при высоких напряжениях сток-исток. Во-вторых, ДВГН на коротких временах определяется именно ОЧ-механизмом.

5.1.4 Анализ вклада электрон-электронного рассеяния

Пренебрежение вкладом электрон-электронного рассеяния эквивалентно искусственному занижению темпа ОЧ-механизма, потому что ЭЭР заселяет высокоэнергетичную часть спектра носителей, тем самым усиливая ОЧ- и МЧ-механизмы. Профили $N_{\rm it}(x)$, рассчитанные с учетом и без учета ЭЭР (Рис. 5.6), показывают, что максимум концентрации в районе стока заметно ослаблен, т.е. тенденция аналогична результатам, полученным при игнорировании ОЧ-меха-

215



Рисунок 5.6 — Профили концентрации интерфейсных состояний как функции латеральной координаты $N_{\rm it}(x)$ (исток соответствует x = -32.5 нм, а сток находится при x = +32.5 нм) для транзистора с длиной затвора 65 нм, подвергнутого стрессу при $V_{\rm gs} = V_{\rm ds} = 1.8$ В, рассчитанные для различных времен стресса в диапазоне от 1.8 с - 8.9 кс с помощью "полной" версии нашей модели ДВГН и в пренебрежении одним из ее компонентов.

низма. На основе зависимостей $\Delta I_{d,lin}(t)$ можно также сделать вывод, что роль ЭЭР значительно ослабляется в более длинных приборах (Рис. 5.3-5.5) и/или при более низких смещениях стресса, что также согласуется с результатами парадигмы Рауха и Ла Розы (ср. часть 1.3.6 и [11; 14; 198]). Новым результатом, однако, является тот факт, что вкладом ЭЭР нельзя пренебречь и в достаточно длинноканальных ПТ с $L_{\rm G} = 150$ нм ($L_{\rm ch} \sim 130$ нм) при высоких напряжениях сток-исток $V_{\rm ds} = 2.2$ В, см. Рис. 5.5.

На первый взгляд, этот результат противоречит модели Рауха и Ла Розы, согласно которой ЭЭР начинает давать заметный вклад в ДВГН в приборах с длиной канала менее 100 нм [11; 14; 198]. Однако в указанных статьях авторы рассматривают длину канала/затвора как единственный критерий, позволяющий судить о важности вклада ЭЭР в ДВГН. Полученные нами результаты дают основания полагать, что роль ЭЭР определяется всей совокупностью параметров архитектуры прибора (включая длину канала), а также условиями стресса, в первую очередь, прикладываемыми напряжениями.

Для детальной проверки этой идеи мы "виртуально изготовили", используя симулятор процессов роста полупроводниковых приборов Sentaurus Process (и идентичный "технологический процесс", что и в случае $L_{\rm G} = 65, 100$ и 150 нм), также п-канальные транзисторы с $L_{\rm G} = 44, 200$ и 300 нм. Такие значения длины затвора были выбраны с целью обеспечения охвата как заведомо короткоканальных транзисторов ($L_{\rm G} = 44$ нм), так и длинноканальных ПТ ($L_{\rm G} = 200$ и 300 нм).

Рис. 5.7 представляет деградационные изменения линейного тока стока в транзисторе с длиной затвора 44 нм, рассчитанные с помощью полной модели, а также в пренебрежении одним из ее компонентов (ср. Рис. 5.3-5.5). Однако для расчетов Рис. 5.7 мы использовали напряжения, близкие к $V_{\rm ds}$ (1.1 B) для данного класса ПТ, т.е. комбинации $V_{\rm gs} = 0.8$ B, $V_{\rm ds} = 1.2$ B и $V_{\rm gs} = 1.2$ B, $V_{\rm ds}$ = 1.2 B (стресс по длительности такой же, как и прежде, т.е. 1.8 с - 8.9 кс). Вследствие низких смещений стресса, значения $\Delta I_{\rm d,lin}(t)$ достаточно малы даже при t = 8.9 кс. На Рис. 5.7 можно видеть, что в данном короткоканальном ПТ пренебрежение вкладом электрон-электронного рассеяния ведет к значительной недооценке значений $\Delta I_{\rm d,lin}(t)$. Также видно, что разница в значениях $\Delta I_{\rm d,lin}(t)$, вычисленных с учетом и без учета ЭЭР, особенно заметна на коротких временах стресса и стремится к нулю по мере увеличения t, что полностью совпадает с тенденциями, обсуждавшимися нами в контексте приборов с $L_{\rm G} =$ 65, 100, и 150 нм.

Причина столь сильного влияния ЭЭР на темп реакции разрыва связи может быть понята на основе Рис. 5.8 (напомним, что аналогичные схемы используются в модели Рауха и Ла Розы, ср. Рис. 1.27, 1.28). Функция распределения электронов по энергии, вычисленная без учета ЭЭР, имеет плато, за которым


Рисунок 5.7 — То же, что и на Рис. 5.3, только для прибора с $L_{\rm G} = 44$ нм и напряжений $V_{\rm gs} = 0.8$ В, $V_{\rm ds} = 1.2$ В и $V_{\rm gs} = 1.2$ В, $V_{\rm ds} = 1.2$ В.

следует термический хвост, т.е. в этом диапазоне энергий ФР демонстрирует экспоненциальное затухание. В то же время, сечение реакции ОЧ-механизма $\sigma(E)$ является быстро растущей функцией энергии (см. (2.10)). Суперпозиция этих двух тенденций приводит к тому, что подынтегральное выражение в формуле для темпа ОЧ-процесса (т.е. dR_{SP}/dE), см. (2.8), имеет ярко выраженный максимум. Учет ЭЭР приводит к "горбу", видимому на высокоэнергетичных хвостах ФР, и, как следствие, к максимуму производной темпа разрыва связей по энергии. Как видно из Рис. 5.8, этот максимум дает доминантный вклад в величину R_{SP} , чем и объясняется столь заметное усиление ДВГН за счет электрон-электронного рассеяния. Все сказанное выше применимо также и к темпу многочастичного процесса; как следствие, результирующий темп реакции разрыва связей Si-H (эта реакция является суперпозицией МЧ- и ОЧ-механизмов, см. раздел 2.3) также значительно увеличивается.



Рисунок 5.8 — Схематическое изображение принципа влияния электрон-электронного рассеяния на величину темпа разрыва связи по одночастичному механизму. В качестве примера взяты транзистор с длиной затвора 44 нм и комбинация напряжений стресса $V_{\rm ds} = V_{\rm gs} = 1.2$ В.

Отметим также, что даже в случае низких напряжений V_{ds} вклад ОЧмеханизма является достаточно сильным. Это связано со вкладом ЭЭР в данный процесс, а также с усилением темпа ОЧ-процесса за счет предварительного разогрева связи холодными носителями, которые возбуждают ее колебательные моды (см. часть 1.3.3, а также [12; 13; 165; 233; 234]).

В дальнейшем, для случая транзисторов с длинами затворов 200 и 300 нм, вместо зависимостей $\Delta I_{d,lin}(t)$, мы будем анализировать отношение η данного изменения $\Delta I_{d,lin}(t)$, рассчитанного без учета одного из указанных компонентов, к "полному" значению $\Delta I_{d,lin}(t)$, см. Рис. 5.9. Это позволяет оценить вклад данного механизма/фактора в общую деградацию: чем ближе указанное соотношение к 1, тем меньше значимость данного компонента. Указанные отношения приведены на Рис. 5.9 для транзисторов с $L_{\rm G} = 200$ и 300 нм, стрессовое воздействие на которые производилось при $V_{\rm gs} = 0.9$ В и $V_{\rm ds} = 1.8$ В; $V_{\rm gs} = 1.1$ В и $V_{\rm ds} =$ 2.2 В; и $V_{\rm gs} = 1.4$ В и $V_{\rm ds} = 2.8$ В. Напомним, что $V_{\rm gs}$ и $V_{\rm ds}$ связаны соотношением $V_{\rm gs} = 0.5 V_{\rm ds}$, что соответствует НУС для длинноканальных ПТ.

Из сравнения значений отношения η для фиксированной комбинации параметров $V_{\rm ds}, V_{\rm gs}$ и двух длин затвора можно заключить, что вклад ЭЭР более ярко выражен в ПТ с большей длиной канала. С другой стороны, если длина канала фиксирована, то вклад ЭЭР становится сильнее при более высоких напряжениях стресса. Важно подчеркнуть, что даже в таком длинноканальном приборе, как транзистор с $L_{\rm G} = 300$ нм, ЭЭР дает заметный вклад в ДВГН уже

219



Рисунок 5.9 — Относительный вклад каждого из компонентов модели как функция времени стресса, рассчитанный для планарных транзисторов с длиной затвора 200 и 300 нм и трех комбинаций напряжений стресса: $V_{\rm gs} = 0.9$ В и $V_{\rm ds} = 1.8$ В; $V_{\rm gs} = 1.1$ В и $V_{\rm ds} = 2.2$ В; и $V_{\rm gs} = 1.4$ В и $V_{\rm ds} = 2.8$ В. Чем ближе значение данного отношения к 1, тем меньшую роль играет данный компонент.

при $V_{\rm ds} = 2.2$ В и $V_{\rm gs} = 1.1$ В. Более того, для $V_{\rm ds} = 2.8$ В и $V_{\rm gs} = 1.4$ В ошибка в значениях $\Delta I_{\rm d,lin}$, рассчитанных без учета ЭЭР, может составлять до 20% для



Рисунок 5.10 — Сравнение функций распределения электронов по энергии для транзистора с длиной затвора 300 нм и трех разных напряжений стресса ($V_{\rm gs} = 0.9$ В и $V_{\rm ds} = 1.8$ В; $V_{\rm gs} = 1.1$ В и $V_{\rm ds} = 2.2$ В; и $V_{\rm gs} = 1.4$ В и $V_{\rm ds} = 2.8$ В), вычисленных с учетом и без учета электрон-электронного рассеяния.

времен стресса в диапазоне 10-100 с; для прибора же с $L_{\rm G} = 200$ нм и тех же самых условий стресса та же ошибка составляет уже 25%. Отметим также, что в случае $V_{\rm ds} = 1.8$ В и $V_{\rm gs} = 0.9$ В вклад ЭЭР не играет сколь-либо заметной роли, и этим механизмом рассеяния можно пренебречь.

Результаты, обсуждавшиеся выше, также подтверждаются функциями распределения (на интерфейсе полупроводник/диэлектрик), вычисленными для прибора с длиной затвора 300 нм и всех трех комбинаций $V_{\rm gs}$ и $V_{\rm ds}$ (Рис. 5.10) с учетом ЭЭР и в пренебрежении этим механизмом. Видно, что при увеличении $V_{\rm gs}$, $V_{\rm ds}$ функции распределения сдвигаются в сторону бо́льших значений во всем диапазоне энергий. В частности, видно, что высокоэнергетичные хвосты характеризуются большей заселенностью. Поскольку, как мы обсуждали выше, значения ФР на этих хвостах обусловливаются ЭЭР, которое заселяет "горячую" часть ансамбля носителей, влияние ЭЭР на ход ДВГН также усиливается при переходе к более высоким $V_{\rm gs}$, $V_{\rm ds}$.

Влияние длины канала на вклад электрон-электронного рассеяния также может быть проанализировано на основании Рис. 5.11, представляющего сравнение ФР для ПТ с $L_{\rm G} = 200$ и 300 нм, рассчитанных для одинаковых условий стресса. Форма высокоэнергетичных хвостов ФР определяется балансом двух конкурирующих процессов: механизмами рассеяния, рассеивающими частицу в данный элементарный интервал энергии [ε ; $\varepsilon + d\varepsilon$] (scattering-in), а также процессами, которые переводят частицу из данного сегмента в другой энергетический диапазон (scattering-out) [200; 201]. К процессам первого типа относятся электрон-электронные взаимодействия, а ко вторым – электрон-фононное рассеяние. Темп рассеяния на фононах является слабой функции энергии, поэтому энергия отстройки горба, видимого на высокоэнергетичном хвосте ΦP , определяется темпом 'ЭЭР [364]. В более длинноканальных приборах процессы рассеяния, уводящие частицу из диапазона [ε ; $\varepsilon + d\varepsilon$], более эффективны, поэтому баланс между темпами электрон-фононного и электрон-электронного взаимодействий достигается при более высоких темпах 'ЭЭP, которые реализуются при более высоких энергиях (более подробный анализ приведен в [407] и в разделе 6.3.2). Соответственно, активация эффектов, связанных с 'ЭЭP, в длинноканальных транзисторах начинается позже; это объясняет, в частности, более слабый вклад этого процесса в ДВГН, типичный для более длинных ПТ. Важно также отметить, что, поскольку 'ЭЭР является двухчастичным процессом, его темп, грубо, пропорционален квадрату концентрации носителей, которая ниже в более длинных транзисторах (при прочих равных условиях).

На основе проведенного анализа мы можем сделать вывод, что электронэлектронное взаимодействие может давать существенный вклад в ДВГН и в таких длинноканальных приборах, как транзисторы с $L_{\rm G} = 200$ и 300 нм, при условии, что приложенные напряжения достаточно высоки. Таким образом, мы можем заключить, что важность вклада ЭЭР определяется не только значением $L_{\rm G}$ (или $L_{\rm ch}$), а всей совокупностью параметров геометрии прибора в сочетании с условиями стресса (в т.ч. значениями $V_{\rm ds}$ и $V_{\rm gs}$).

5.1.5 Анализ вклада многочастичного процесса разрыва связей

Игнорирование многочастичного механизма разрыва связей кремнийводород приводит к заниженным значениям концентрации интерфейсных состояний $N_{it}(x)$ вблизи истока и особенно в центре транзистора, при этом данный механизм не оказывает влияния на ДВГН в районе стока (см. Рис. 5.6). Причина данного поведения заключается в том, что в стоковой секции прибора электроны уже достаточно горячие, т.е. одночастичный процесс характеризуется очень высоким темпом, что также проявляется в насыщении концентрации N_{it} в данной области прибора. Как следствие, возбуждение связи кремний-водо-



Рисунок 5.11 — Сравнение функций распределения электронов по энергии для тех же комбинаций напряжений стресса, что и на Рис. 5.10, для двух приборов с длинами затворов 200 и 300 нм.

род холодными носителями не влияет ощутимым образом на результирующий темп встраивания интерфейсных состояний.

На основании данных, представленных на Рис. 5.3-5.5, можно сделать еще одно важное заключение: при одинаковых условиях стресса вклад МЧ-процесса становится более ярко выраженным в более длинноканальных транзисторах. Действительно, из Рис. 5.3-5.5 видно, что отстройка кривых $\Delta I_{d,lin}(t)$, рассчитанных без учета данного механизма, от зависимостей, полученных с помощью полной модели, увеличивается по мере увеличения $L_{\rm G}$, а также с ростом приложенного напряжения. Отметим, что эффект начинает проявляться сильнее при бо́льших временах стресса. Все описанные тенденции типичны также для ПТ с $L_{\rm G} = 200$ и 300 нм, см. Рис. 5.9. Например, сравнение относительного вклада η МЧ-механизма для $V_{\rm ds} = 2.8$ В и $V_{\rm gs} = 1.4$ В показывает, что для t =8.9 кс пренебрежение данным процессом приводит к ошибке в значении $\Delta I_{\rm d,lin}$ в ~60% и ~80% для ПТ с $L_{\rm G} = 200$ и 300 нм, соответственно. Эти результаты также согласуются с данными, приведенными нами ранее для транзисторов с длинами канала в диапазоне 0.2-2.0 мкм [164;238;261], а также исследователями из группы Бравэ [207].

Описанная тенденция представляется нам весьма интригующей и противоречащей устоявшимся концепциям описания и моделирования ДВГН [10;14;44], которые утверждают, что роль МЧ-механизма становится доминирующей по мере уменьшения длины канала/затвора и снижения рабочих/стрессовых напряжений, подаваемых на транзистор. Однако, как уже отмечалось выше, данные образцы подвергались стрессовому воздействию при высоких напряжениях,



Рисунок 5.12 — Напряженность электрического поля как функция латеральной координаты $F_{\rm ox}$, вычисленная для транзистора с длиной затвора 65 нм (сток соответствует 30 нм) и напряжений $V_{\rm gs} = V_{\rm ds} = 1.8$ В и $V_{\rm gs} = V_{\rm ds} = 2.2$ В, а также для прибора с $L_{\rm G} = 150$ нм (сток – при 75 нм) и напряжений $V_{\rm gs} = 0.9$ В, $V_{\rm ds} = 1.8$ В и $V_{\rm gs} = 1.1$ В, $V_{\rm ds} = 2.2$ В.

чтобы, как мы ожидали, и ОЧ-, и МЧ-процессы характеризовались заметными вкладами. Для лучшего понимания роли этих двух процессов (а также их взаимодействия) рассмотрим функции распределения, представленные на Рис. 5.11. Видно, что при фиксированных значениях $V_{\rm gs}$ и $V_{\rm ds}$ в диапазоне высоких и средних энергий функции распределения электронов ПТ с более коротким каналом имеют бо́льшие значения. Данное поведение обусловливает уменьшение роли одночастичного процесса (см. часть 5.1.3) и, как следствие, увеличение относительного вклада многочастичного процесса в $\Delta I_{\rm d,lin}$. Согласно приведенным рассуждениям, поскольку вклад одночастичного процесса определяет ДВГН на коротких временах, стремясь к нулю с увеличением t, роль многочастичного процесса, наоборот, становится более значительной при длинных стрессах, см. Рис. 5.3-5.5 и Рис. 5.9. Полученные результаты еще раз показывают, что вклад определенного механизма (ОЧ- и МЧ-механизмы, ЭЭР) определяется суперпозицией геометрии прибора и условий стресса, а не исключительно линейными размерами ПТ, как предполагалось в старых парадигмах ДВГН.

5.1.6 Анализ вклада вариаций энергии связи Si-H

Вклад многочастичного процесса в районе стока может быть замаскирован увеличением концентрации $N_{\rm it}$ за счет взаимодействия между дипольным моментом связи и электрическим полем в диэлектрике, которое, как мы об-

суждали в секции 2.3, ведет к эффективному уменьшению энергии связи $E_{\rm a}$ на величину $d \times F_{\text{ox}}$. Рис. 5.12 показывает профили напряженности электрического поля Fox, рассчитанные для прибора с длиной затвора 65 нм для двух комбинаций напряжений стресса $V_{\rm gs} = V_{\rm ds} = 1.8\,{\rm B}$ и $V_{\rm gs} = V_{\rm ds} = 2.2\,{\rm B},$ и для транзистора с $L_{\rm G} = 150$ нм и напряжений $V_{\rm gs} = 0.9$ В, $V_{\rm ds} = 1.8$ В и $V_{\rm gs} = 1.1$ В, $V_{\rm ds} = 2.2\,{\rm B}$. Видно, что в обоих случаях $F_{\rm ox}$ имеет выраженный максимум слева, т.е. в районе истока транзистора (с последующей тенденцией к уменьшению абсолютного значения $F_{\rm ox}$ за счет приложенного $V_{\rm ds}$), что, соответственно, обусловливает наиболее сильное уменьшение энергии активации $d \times F_{\rm ox}$ также в районе истока. Напомним, что величина дипольного момента связи является подгоночным параметром (и может варьироваться при переходе от одного технологического процесса к другому), однако можно оценить, что для типичных значений дипольного момент
а $d\sim 0.04\,{\rm pB}\cdot{\rm cm}\cdot{\rm MB}^{-1}$ [20] и пикового поля $F_{\rm ox}\sim$ 7-8 MB/см, уменьшение энергии будет порядка 0.3 эВ. Данное понижение энергии связи не может непосредственно усилить темп ОЧ-процесса в той части прибора, где носители уже и так достаточно горячие, но может значительно увеличить темп суперпозиции МЧ- и ОЧ-механизмов, которая определяет ДВГН в районе истока и вблизи середины ПТ.

Распределения плотности ловушек на границе раздела Si/SiON построены на Рис. 5.13 для всех трех приборов и комбинаций напряжений, соответствующих $V_{\rm ds}=1.8\,{\rm B},$ для двух значений времени стресса $t=100\,{\rm c}$ и $t=10\,{\rm kc}.$ Видно, что пик $F_{\text{ox}}(x)$ в районе истока приводит к появлению максимума концентрации ловушек вблизи истока. Если же взаимодействие $d \times F_{ox}$ не учитывается, то во всех трех приборах величина $N_{\rm it}$ в районе истока не меняется с координатой x; в приборе с $L_{\rm G} = 150$ нм данная область распространяется достаточно далеко вглубь канала. Данная область с $N_{\rm it}(x) = {\rm const}$ соответствует насыщению многочастичного процесса. Оно происходит, когда, в силу высокой концентрации носителей, возбуждение колебательных мод имеет настолько высокий темп, что все уровни осциллятора равномерно заселены ($I_{\rm MP} \gg \omega_{\rm e},$ см. (1.40)), а разрыв связей идет преимущественно за счет термической активации Н через барьер, разделяющий последнее связанное состояние и транспортную моду (см. Рис. 1.20). При этом носители в этой секции транзистора достаточно холодные, поэтому ОЧ-механизмы даже с возбужденных уровней связи Si-H имеют пренебрежимо малые темпы. Показательно, что аналогичные результаты с ко-

225



Рисунок 5.13 — Профили концентрации интерфейсных состояний $N_{\rm it}(x)$, вычисленные с учетом и без учета взаимодействия дипольного момента связи с электрическим полем в диэлектрике, которое выражается в понижении энергии разрыва связи $d \times F_{\rm ox}$. Зависимости $N_{\rm it}(x)$ приведены для двух значений времени стресса 10 с и 10 кс в транзисторах с длинами затвора $L_{\rm G} = 65$, 100 и 150 нм, для НУС при $V_{\rm ds} = 1.8$ В. Видно, что взаимодействие диполь-поле приводит к значительному увеличению $N_{\rm it}$ в районе истока, которое особенно выражено при длительных временах стресса.

ординатно-независимой концентрацией $N_{\rm it}$ также демонстрировались группой Бравэ [207], хотя интерпретация этих авторов и отличается от нашей.

Как видно из сравнения кривых, полученных для t = 100 с и t = 10 кс, максимум $N_{\rm it}$ в районе стока значительно усиливается со временем. Деградационные характеристики $\Delta I_{\rm d,lin}(t)$, вычисленные без учета взаимодействия дипольполе (Рис. 5.3-5.5), показывают, что наибольшее отклонение значений $\Delta I_{\rm d,lin}(t)$ происходит на больших временах. Эту тенденцию подтверждает также анализ относительного вклада данного взаимодействия в деградацию длинноканальных приборов ($L_{\rm G} = 200$ и 300 нм), см. Рис. 5.9.

Что касается статистических флуктуаций энергии связи $E_{\rm a}$, то пренебрежение этим фактором приводит к тому, что зависимости $\Delta I_{\rm d,lin}(t)$ сдвигаются в сторону меньших значений во всем интервале времен стресса, Рис. 5.3-5.5. Это поведение типично для приборов в весьма широком диапазоне изменения

длины затвора, т.е. от 44 нм (Рис. 5.8) до 300 нм (Рис. 5.9). Профили плотности ловушек на границе раздела подтверждают эту тенденцию, см. Рис. 5.6.

5.2 Моделирование температурной зависимости ДВГН в короткоканальных транзисторах

При попытке моделирования деградации, вызываемой горячими носителями, в короткоканальных приборах при различных температурах мы столкнулись с весьма необычным поведением: даже при длине $L_{ch} \sim 45$ нм ДВГН ослабляется при более высоких температурах T [166; 272]. Напомним, что, согласно выработанному пониманию ДВГН, данный паразитный эффект становится слабее при высоких температурах в длинноканальных ПТ [387; 388; 392] и, наоборот, усиливается в короткоканальных транзисторах [204; 220; 390]. На основе ранее опубликованных экспериментальных данных можно сделать вывод, что переход от одной тенденции к другой происходит при длинах канала порядка 100 нм. Таким образом, на первый взгляд, оказывается, что полученные нами результаты противоречат общепризнанным тенденциям.

Для данных исследований мы использовали планарные n-канальные транзисторы с SiON в качестве подзатворного диэлектрика с длиной электрода затвора $L_{\rm G} = 65$ нм ($L_{\rm ch} \sim 45$ нм). Данные ПТ подвергались стрессу горячими носителями в течение $t \sim 8.9$ кс при $V_{\rm ds} = V_{\rm gs} = 1.8$, 2.0 и 2.2 В, а также двух разных температурах: T = 25 °C и T = 75 °C. В качестве метрики деградации записывались эпюры относительного изменения линейного тока стока $\Delta I_{\rm d,lin}(t)$ (напомним, что $I_{\rm d,lin}$ соответствует $V_{\rm ds} = 0.05$ В и $V_{\rm gs} = V_{\rm dd} = 1.5$ В) которые приведены на Рис. 5.14.

Из Рис. 5.14 видно, что для более низких напряжений $V_{\rm ds} = V_{\rm gs} = 1.8$ и 2.0 В значения $\Delta I_{\rm d,lin}$ для температуры T = 25 °C, выше, чем $\Delta I_{\rm d,lin}$, полученные при T = 75 °C. Однако разница между изменениями тока, измеренными для двух температур, уменьшается при более высоких $V_{\rm gs}, V_{\rm ds}$. В итоге, при $V_{\rm ds} = V_{\rm gs}$ = 2.2 В значения $\Delta I_{\rm d,lin}$ для 25 и 75 °C равны во всем диапазоне времен стресса. Поскольку длина канала нашего ПТ составляет около 45 нм, мы ожидали, что значения $\Delta I_{\rm d,lin}$ будут выше при 75 °C для всех напряжений стресса. Чтобы исключить вероятность того, что экспериментально полученная тенденция



Рисунок 5.14 — Относительные изменения линейного тока стока, измеренные в n-канальном транзисторе ($L_{\rm ch} \sim 45 \, {\rm m}$) при $V_{\rm ds} = V_{\rm gs} = 1.8$, 2.0 и 2.2 В для двух различных температур стресса T = 25 и 75 °C.

связана со статистическим разбросом токов при переходе от образца к образцу, для всех условий стресса зависимости $\Delta I_{\rm d,lin}$ были измерены на нескольких (четырех-шести) образцах. На основании этой выборки мы можем заключить, что данный эффект хорошо воспроизводится. Более того, поскольку $\Delta I_{\rm d,lin}$ отображает относительное изменение, вариации в величине $I_{\rm d,lin}$ "сглаживаются" при переходе от $|I_{\rm d,lin}(t) - I_{\rm d,lin}(0)| \kappa \Delta I_{\rm d,lin}$.

Функции распределения электронов (для области около стока ПТ), вычисленные для $V_{\rm ds} = V_{\rm gs} = 2.0$ В и двух разных температур, показаны на Рис. 5.15. Видно, что при низких и средних энергиях (в районе фононного плато) значения функций распределения выше при 25 °C, в то время как высокоэнергетичные хвосты ФР более заселены при 75 °C (в частности, эффект ЭЭР становится заметнее при более высокой температуре). Данная тенденция позволяет нам заключить, что многочастичный механизм, который обусловлен более холодными носителями, будет иметь более высокий темп при 25 °C, а одночастичный процесс, связанный с горячими электронами, наоборот, становится более интенсивным при 75 °C. Данные рассуждения подтверждаются Рис. 5.16, на котором приведены зависимости темпов МЧ- и ОЧ-механизмов от латеральной координаты, рассчитанные для двух температур. Поскольку темпы обоих процессов варьируются в пределах многих порядков, они построены для узкого диапазона изменения координаты x в районе стока транзистора и выведены в условных единицах.



Рисунок 5.15 — Функции распределения электронов по энергии для $V_{\rm ds} = V_{\rm gs} = 2.0$ В и T = 25 и 75 °C, рассчитанные для области около стока транзистора с учетом электрон-электронного рассеяния. Отдельно показаны (две правые панели) фрагменты ФР для средних энергий (вблизи фононного плато), где значения ФР уменьшаются с ростом температуры, и высокоэнергетичные хвосты ФР, населенность которых растет с T. Характерный "горб", видимый на высокоэнергетичных хвостах, связан с эффектом ЭЭР.



Рисунок 5.16 — Темпы одночастичного и многочастичного механизмов разрыва связей, рассчитанные для 25 и 75°С на основе тех же ФР, что и на Рис. 5.15. Для наглядности данные представлены только для пристоковой области транзистора. Видно, что темп МЧ-механизма уменьшается с *T*, а темп ОЧ-механизма, наоборот, растет.

Другим важным фактором, который тоже определяет температурное поведение и влияет на темп многочастичного процесса, является зависимость времени жизни колебательных мод связи τ_e кремний-водород от температуры [268]. Действительно, при более высоких температурах затухание данных колебательных мод происходит быстрее, следовательно, населенность уровней осциллятора (см. Рис. 1.20) значительно снижается, что, в свою очередь, уменьшает темп МЧ-механизма. Важно отметить, что Si-H связь имеет две колебательные моды – моду изгиба (bending mode) и моду растяжения (stretching mode) [191; 211; 263; 264; 408]. Мода изгиба имеет энергию связи и расстояние между колебательными уровнями связи в модели усеченного гармонического осциллятора $E_{\rm a} = 1.5$ эВ и $\hbar \omega = 0.075$ эВ, в то время как для моды растяжения эти величины равны, 2.6 эВ и 0.25 эВ, соответственно. В одной из самых популярных моделей ДВГН, модели группы Бравэ, диссоциация связей кремнийводород рассматривается как процесс, проходящий через моду изгиба [20; 220]. Более того, ранние версии нашей модели также были основаны на этом допущении [164; 238]. Однако существуют экспериментальные свидетельства того, что энергия разрыва связи значительно больше, чем значение $E_{\rm a} = 1.5$ эB, типичное для моды изгиба, и равна 2.56 эВ [167;179], что соответствует моде растяжения.

Еще одним косвенным аргументом "в пользу" моды растяжения был выбор значений сечений рассеяния для ОЧ- и МЧ-процессов, которые в старой версии нашей модели принимались равными $\sigma_{0,\mathrm{SP}}=1.5{ imes}10^{-23}\,\mathrm{cm}^2$ и $\sigma_{0,\mathrm{MP}}=$ $1.3 \times 10^{-16} \,\mathrm{cm}^2$; и если значение $\sigma_{0,\mathrm{MP}}$ нам представляется вполне резонным, то порядок $\sigma_{0,SP}$ сильно занижен. Выбор столь малого сечения $\sigma_{0,SP}$ был нужен для того, чтобы скомпенсировать слишком высокое значение интеграла в (2.8), получаемого при $E_{\rm a} = 1.5$ эВ. Для воспроизведения зависимостей, представленных на Рис. 5.14, требовалось выбрать такие $\sigma_{0 MP}$, $\sigma_{0 SP}$, чтобы при малых напряжениях МЧ-механизм был доминантным, однако при этом темп ОЧ-процесса $R_{\rm SP}$ был сравним с $R_{\rm MP}$, но несколько ниже, а при более высоких напряжениях реализовывалась ситуация $R_{\rm SP} \ge R_{\rm MP}$. Эти соображения предопределили выбор сечений двух данных процессов, которые в актуальной версии нашей модели для ДВГН равны $\sigma_{0,SP} = 5 \times 10^{-18} \, \text{см}^2$ и $\sigma_{0,MP} = 5 \times 10^{-19} \, \text{см}^2$. В этой версии модели также предполагается, что разрыв связей происходит за счет моды растяжения с соответствующими параметрами $E_{\rm a}$, $\hbar\omega$ и $\tau_{\rm e}$. Значения последнего параметра заимствованы из статьи Андрианова и др. [268], в которой приведе-



Рисунок 5.17 — Зависимости изменения линейного тока стока $\Delta I_{d,lin}(t)$ для трех различных стрессовых комбинаций напряжений $V_{ds} = V_{gs} = 1.8$ В, $V_{ds} = V_{gs} = 2.0$ В и $V_{ds} = V_{gs} = 2.2$ В и двух температур T = 25 и 75°C: сравнение экспериментальных данных и результатов расчетов. Также построены кривые $\Delta I_{d,lin}(t)$, вычисленные для $T = 75^{\circ}$ С и в пренебрежении зависимостями времени жизни колебательных мод от температуры τ_e , т.е. с $\tau_e = 1.5$ нс, как для $T = 25^{\circ}$ С (штрихованные линии). Можно видеть, что наша ДВГН модель воспроизводит экспериментальные зависимости с хорошей точностью.

ны температурные зависимости $\tau_{\rm e}(T)$; в частности, мы используем следующие значения: $\tau_{\rm e} = 1.5$ нс при T = 25 °C и $\tau_{\rm e} = 1.3$ нс при T = 75 °C при $E_{\rm a} = 2.56$ эВ.

Как видно из Рис. 5.17, новая версия хорошо воспроизводит экспериментальные зависимости $\Delta I_{d,lin}(t)$ для обеих температур. Данное нетривиальное поведение $\Delta I_{d,lin}(t)$ является следствием взаимодействия МЧ- и ОЧ-механизмов. При более низких напряжениях $V_{ds} = V_{gs} = 1.8$ и 2.0 В многочастичный механизм является доминантным. Поскольку его темп снижается (см. Рис. 5.16, левая панель) и колебательные моды затухают быстрее по мере увеличения температуры, изменения тока $\Delta I_{d,lin}$ тоже менее выражены при T = 75 °C. Однако по мере увеличения V_{ds} населенность высокоэнергетичной части ансамбля увеличивается, а значит, увеличивается и вклад ОЧ-процесса. Как видно из Рис. 5.16 (правая панель), темп R_{SP} становится выше с ростом температуры –



Рисунок 5.18 — Зависимости $\Delta I_{\rm d,lin}(t)$, рассчитанные с помощью "полной" модели и без учета одночастичного процесса разрыва связей кремний-водород. Видно, что при пренебрежении вкладом данного механизма расстояние между кривыми $\Delta I_{\rm d,lin}(t)$, соответствующими T = 25 и 75°C, значительно увеличивается.

и ожидается, что при высоких смещениях сток-исток ток $I_{\rm d,lin}$ будет деградировать сильнее при нагреве прибора. При $V_{\rm ds} = V_{\rm gs} = 2.2$ В эти две тенденции компенсируют друг друга, а значения $\Delta I_{\rm d,lin}$, соответствующие T = 25 °C и 75 °C, выравниваются.

Чтобы проанализировать, как одночастичный процесс влияет на соотношение изменений тока $\Delta I_{d,lin}$, вычисленных при двух температурах, мы рассчитали также зависимости $\Delta I_{d,lin}(t)$, игнорируя ОЧ-механизм. Из Рис. 5.18 видно, что пренебрежение данным процессом приводит к значительному увеличению различия в величинах $\Delta I_{d,lin}$ для 25 °C и 75 °C. Мы также анализировали влияние температурной зависимости времени жизни τ_e . Для этого на Рис. 5.17 были нанесены кривые $\Delta I_{d,lin}(t)$ для T = 75 °C, рассчитанные без учета более быстрого затухания колебательных мод связи, т.е. вместо $\tau_e = 1.3$ нс использовалось значение 1.5 нс (как для T = 25 °C). Видно, что данное упрощение приводит к существенно завышенным величинам $\Delta I_{\rm d,lin}(t)$, т.е. влияние T на $\tau_{\rm e}$ играет очень важную роль.

В заключение следует подчеркнуть, что ДВГН является комплексным феноменом, который не может быть описан как результат какого-то одного физического процесса. Следовательно, полное и корректное описание/моделирование ДВГН, которое было бы применимо для приборов различных архитектур и технологических процессов, должно рассматривать взаимодействие различных физических механизмов. Как мы уже обсуждали выше, в длинноканальных транзисторах электрон-электронное взаимодействие (часть 5.1.4) и многочастичный процесс (часть 5.1.5) могут играть важную роль, а одночастичный механизм может давать превалирующий вклад в ДВГН и в случае транзисторов с декананометровыми каналами. Все эти рассуждения справедливы и для температурной зависимости ДВГН, которая определяется совокупностью условий стресса и архитектуры прибора, а не только единичным параметром, таким как длина затвора/канала. Отметим также, что отсутствие универсальной температурной зависимости ДВГН было недавно показано группой из Пекина [409] для случая транзисторов с каналом в форме плавника.

5.3 Моделирование ДВГН в транзисторах трехмерной архитектуры

5.3.1 Введение

Как уже обсуждалось (Глава 1), на данный момент, транзисторы с каналом в форме плавника являются наиболее перспективными приборами микроэлектроники. Несмотря на их коммерческую реализацию, эти приборы еще находятся на стадии внедрения и оптимизации. Это означает, что обеспечение надежности этих приборов является важнейшей задачей, которая должна решаться совместно с оптимизацией рабочих характеристик и потребляемой мощности. Хотя решение проблемы надежности ПТ предполагает борьбу с целым рядом паразитных эффектов, недавно компанией Intel было показано, что основным механизмом разрушения диэлектрического слоя в ПТ с каналом в форме плавника их последнего технологического поколения является ДВГН, усиленная саморазогревом [5].

Как следствие, в последние несколько лет эффект ДВГН в ПТ с каналом в форме плавника был объектом интенсивных экспериментальных [6;358;410;411], и теоретических [412; 413] исследований, однако надежная предиктивная модель, основанная на физических принципах, пока не была предложена. Попытки моделирования ДВГН в приборах этого класса были основаны на эмпирических и феноменологических упрощениях. Они сводились к оценке времени жизни прибора в реальном режиме стресса горячими носителями посредством экстраполяции данных, полученных при более высоких напряжениях стресса. Однако, как показывает практика [10; 14; 44], переход от одного режима к другому влечет смену основного микроскопического механизма, ответственного за ДВГН, что делает указанную экстраполяцию времени жизни прибора несостоятельной.

Авторы немногочисленных моделей, в рамках которых предлагалось описание физических механизмов, ответственных за ДВГН, использовали темп ударной ионизации как количественный критерий интенсивности разрушения транзистора под воздействием горячих носителей (напр., [412]). Такой подход нам представляется спорным по нескольким причинам. Во-первых, реакция разрыва связей Si-H на границе раздела диэлектрик/кремний и ударная ионизация – суть разные процессы, темпы которых имеют совершенно разные зависимости от энергии частиц. Более того, в рамках подобных подходов полагается, что темп ударной ионизации является функцией электрического поля; при этом ранее нами было показано, что темп разрыва связей Si-H (и, как следствие, концентрация интерфейсных состояний N_{it}) следуют изменениям электрического поля со значительной задержкой [397;414]. Наконец, в современных транзисторах рабочее напряжение приборов нередко оказывается ниже 1 В, т.е. темп ударной ионизации пренебрежимо мал и не может быть использован для моделирования ДВГН.

Как следствие, усилия по оптимизации архитектуры транзисторов с каналом в форме плавника с целью подавления ДВГН носили преимущественно экспериментальный характер. В частности, были предприняты многочисленные попытки проанализировать влияние ширины плавника ($W_{\rm fin}$) на ход ДВГН в приборах с каналом в форме плавника. Однако консенсус относительно оптимального значения $W_{\rm fin}$ так и не был достигнут. Действительно, в некото-



Рисунок 5.19 — Схематическое изображение транзисторов с каналом в форме плавника реальной архитектуры (слева) и используемых для анализа влияния параметров геометрии канала на ДВГН (справа). В первом приборе сечение канала имеет форму трапеции, во втором же оно прямоугольное.

рых работах, посвященных этой проблеме, утверждается, что ДВГН становится сильнее в транзисторах с более широким каналом [410; 415; 416], в то время как другие группы показывают обратную тенденцию [358; 415; 417; 418]. Попытки моделирования влияния ширины наноразмерного канала транзистора были основаны на использовании темпа ударной ионизации в качестве количественного критерия ДВГН [415; 419]. Таким образом, численный анализ влияния таких геометрических параметров транзистора с каналом в форме плавника, как длина затвора $L_{\rm G}$, ширина $W_{\rm fin}$ и высота плавника $H_{\rm fin}$, на ДВГН в этих приборах представляется очень важной задачей. Далее в этой части нами будут представлены результаты, которые легли в основу наших публикаций [273; 420].

5.3.2 Приборы и эксперимент

Для экспериментального исследования деградации приборов при воздействии горячих носителей мы использовали транзисторы с каналом в форме плавника, которые имеют трапециевидное сечение (см. Рис. 5.19, слева). Длина электрода затвора этих приборов $L_{\rm G}$ равна 40 нм, а длина канала – 28 нм; рабочее и пороговое напряжения $V_{\rm dd} = 0.9$ В и $V_{\rm th} \sim 0.3$ В, соответственно. Слой подзатворного диэлектрика является составным (dielectric stack) и включает пленки диоксида кремния (SiO₂) и диоксида гафния (HfO₂). Эквивалентная электрическая толщина (equivalent oxide thickness, EOT) результирующего слоя

равна 1.2 нм. Приборы были изготовлены в рамках стандартного технологического процесса центра микроэлектроники *imec* (детали приведены в [421]).

Транзисторы были исследованы в условиях стрессового воздействия горячих носителей при напряжениях, соответствующих наиболее сильной ДВГН, т.е. при $V_{\rm gs} \approx V_{\rm ds}$, и комнатной температуре. Отметим, что мы независимо выбирали значения $V_{\rm ds},$ а $V_{\rm gs}$ подгонялись таким образом, чтобы обеспечить $V_{\rm gs}$ - $V_{\rm th}/3 = V_{\rm ds}$. В итоге использовались следующие комбинации смещений: $V_{\rm ds}$ = 1.6 В, $V_{\rm gs}$ = 1.7 В; $V_{\rm ds}$ = 1.7 В, $V_{\rm gs}$ = 1.8 В; $V_{\rm ds}$ = 1.8 В, $V_{\rm gs}$ = 1.9 В. Как и в случае планарных приборов, в качестве количественной характеристики ДВГН использовалось относительное изменение линейного тока стока $\Delta I_{\rm d,lin}(t)$, только теперь $I_{\rm d,lin}$ соответствует $V_{\rm ds} = 0.05 \,\mathrm{B}$ и $V_{\rm gs} = 0.9 \,\mathrm{B}$. Также был исследован вопрос, имеем ли мы дело исключительно с деградацией вследствие генерации интерфейсных состояний или же следует также учитывать вклад, связанный с зарядкой/перезарядкой ловушек в толще диэлектрического слоя. Для этого восстанавливаемая компонента деградации была изучена в работе [421] для широкого диапазона напряжений стресса, причем использовались транзисторы того же технологического процесса, что и наши образцы. Оказалось, что восстановления характеристик прибора после деградации не происходит в течение достаточно длинного промежутка времени, что позволяет утверждать, что ДВГН в наших образцах заключается только в генерации дефектов путем разрыва связей Si-H.

5.3.3 Особенности ДВГН в транзисторах с каналом в форме плавника

На Рис. 5.20 показано семейство обобщенных функций распределения электронов по энергии, вычисленных для двух комбинаций напряжений стресса, т.е. для $V_{ds} = 1.6$ B, $V_{gs} = 1.7$ B и $V_{ds} = 1.8$ B, $V_{gs} = 1.9$ B. ФР построены для ребра между верхней границей канала и его боковой стенкой (жирная линия на Рис. 5.19, слева), для трех латеральных позиций (направление сток-исток, обозначенное осью x, Рис. 5.19): в области истока, в центре канала и в области стока (Рис. 5.19). Видно, что в районе истока термализованные электроны описываются распределением Максвелла, а в центре канала и в районе стока эти



Рисунок 5.20 — Функции распределения электронов по энергии, вычисленные с помощью программы-симулятора ViennaSHE для $V_{\rm ds} = 1.6$ В, $V_{\rm gs} = 1.7$ В и $V_{\rm ds} = 1.8$ В, $V_{\rm gs} = 1.9$ В. ФР выведены для ребра между верхней плоскостью канала и его боковой стенкой в области истока, в центре прибора и в районе стока.



Рисунок 5.21 — Профили плотности ловушечных состояний на границе раздела канал/диэлектрик $N_{\rm it}(x,y,z)$ для $V_{\rm ds} = 1.7$ B, $V_{\rm gs} = 1.8$ B и $t \sim 200$ с. Видно, что наиболее поврежденное место в приборе соответствует верхней части стоковой стороны канала.

функции сильно неравновесные. Качественно они напоминают ФР, полученные для планарных приборов (ср. Рис. 5.2).

Профили плотности состояний ловушек, вычисленные для $V_{\rm ds} = 1.7$ В, $V_{\rm gs} = 1.8$ В и времени стресса $t \sim 200$ с, показаны на Рис. 5.21. Данные профили $N_{\rm it}(x,y,z)$ позволяют констатировать, что деградация локализована в верхней части стороны канала, граничащей со стоком. Кроме того, видно, что для любой латеральной позиции x величина $N_{\rm it}$ увеличивается в сторону вершины канала

237



Рисунок 5.22 — Эволюция плотности ловушечных состояний $N_{\rm it}$ на границе раздела кремний/диэлектрик со временем стресса (левая панель) и с ростом напряжений (правая панель) для транзистора с каналом в форме плавника. Данные представлены для ребра между верхней плоскостью канала и его боковой стенкой; с целью большей наглядности показаны значения $N_{\rm it}$ только в районе стока (сток соответствует x = 40 нм).

(в направлении увеличения координаты y, Рис. 5.19). Такое поведение связано с наличием заметной вертикальной компоненты поля и разогревом носителей не только в направлении исток-сток, но и вдоль оси y.

Рис. 5.22, левая панель показывает эволюцию плотности $N_{\rm it}$ со временем для более мягких условий стресса $V_{\rm ds} = 1.6$ В, $V_{\rm gs} = 1.7$ В (как и ФР на Рис. 5.20, профили $N_{\rm it}(x)$ построены для ребра между вершиной и боковой стенкой канала). Видно, что наиболее сильно повреждается область стока, что проявляется, например, в насыщении ДВГН при длительных стрессах (t = 200 с и 2 кс), а временная зависимость ДВГН определяется распространением фронта $N_{\rm it}$ в сторону стока. Такое поведение связано с тем обстоятельством, что при высоких стрессовых напряжениях подавляющая часть нейтральных связей Si-H уже разорвана в этой области. Эта ситуация соответствует ходу ДВГН в планарных ПТ, ср. Рис. 5.6. При увеличении напряжений $V_{\rm ds}$, $V_{\rm gs}$ (Рис. 5.22, правая панель) наблюдается очень похожая тенденция, т.е. крутой перепад в значениях $N_{\rm it}$ от насыщения к пренебрежимо низким значениям также сдвигается в сторону истока.

Наконец, Рис. 5.23 показывает, что наша модель способна воспроизвести экспериментальные зависимости $\Delta I_{d,lin}(t)$ с хорошей точностью для всех комбинаций напряжений стресса. Весьма важным представляется тот факт, что значения параметров, использованные для моделирования изменения характеристик транзисторов с формой канала в виде плавника, практически идентичны тем, которые были задействованы для описания ДВГН в планарных транзисто-



Рисунок 5.23 — Сравнение экспериментальных и расчетных характеристик $\Delta I_{\rm d,lin}(t)$ в транзисторах с каналом форме плавника, полученных для $V_{\rm ds} = 1.6$ В, $V_{\rm gs} = 1.7$ В; $V_{\rm ds} = 1.7$ В, $V_{\rm gs} = 1.8$ В; $V_{\rm ds} = 1.8$ В, $V_{\rm gs} = 1.9$ В. Видно, что модель воспроизводит экспериментальные данные с очень хорошей точностью.

рах (см. часть 5.1), а также в мощных транзисторах, изготовленных методом двойной диффузии с длиной канала ~1.0 мкм (часть 5.4): $\sigma_{0,\text{SP}} = 5 \times 10^{-18} \text{ см}^2$ и $\sigma_{0,\text{MP}} = 5 \times 10^{-19} \text{ см}^2$. Это свидетельствует об универсальности нашей модели и позволяет утверждать, что с ее помощью можно прогнозировать время жизни различных приборов при рабочих напряжениях.

Для моделирования ДВГН в приборах с формой канала в виде плавника мы использовали значения $\sigma_{\rm E} = 0.22$ эВ для среднеквадратичного отклонения энергии связи и $N_0 = 5.6 \times 10^{12} \, {\rm cm}^{-2}$ для полной плотности доступных связей Si-H. Эти значения отличаются от тех, что использовались в случае, например, планарных ПТ ($\sigma_{\rm E} = 0.25$ эВ и $N_0 = 1.1 \times 10^{13} \, {\rm cm}^{-2}$). Но подобное отличие представляется вполне допустимым, потому что величины $\sigma_{\rm E}$ и N_0 определяются конкретным технологическим процессом.

5.3.4 Влияние особенностей архитектуры ПТ на ход ДВГН

Для анализа влияния вариаций в архитектуре транзистора с каналом в форме плавника мы рассматриваем три семейства ПТ: в первой серии варьируется длина затвора $L_{\rm G} = 29, 32, 35$ нм (значения других параметров фиксированы: $W_{\rm fin} = 8$ нм, $H_{\rm fin} = 30$ нм), во второй – ширина канала $W_{\rm fin} = 8, 10, 15$ нм



Рисунок 5.24 — Плотность состояний на границе раздела канал/диэлектрик для транзистора упрощенной архитектуры, рассчитанная для $V_{\rm gs} = V_{\rm ds} = 1.9\,{\rm B}$ и $t\sim 200\,{\rm c}.$

 $(H_{\rm fin} = 30$ нм, $L_{\rm G} = 29$ нм), а в последней – высота плавника $H_{\rm fin} = 25, 30, 35$ нм $(W_{\rm fin} = 8$ нм, $L_{\rm G} = 29$ нм).

Данные транзисторы имеют архитектуру практически идентичную реальным приборам за тем исключением, что сечение плавника теперь имеет прямоугольную форму, а не трапециевидную, как это было в реальных ПТ (Рис. 5.19, справа). Указанное упрощение сделано ради того, чтобы уменьшить число элементов симуляционной сетки и тем самым значительно снизить время вычислений, требуемое для расчета функций распределения носителей по энергии. С этой же целью рассмотрение проводится для меньшей длины затвора (напомним, что в реальных приборах длина $L_{\rm G}$ равнялась 40 нм). Подзатворный диэлектрик по-прежнему предполагается состоящим из двух пленок (слоев SiO₂ и HfO₂).

Концентрации интерфейсных состояний, рассчитанные для $V_{\rm gs} = V_{\rm ds} = 1.9$ В и t = 200 с с тем же набором параметров, что использовался для моделирования ДВГН в реальном ПТ (см. Рис. 5.23), приведены на Рис. 5.24. Видно, что профили $N_{\rm it}$ в реальных и упрощенных приборах демонстрируют качественно похожее поведение (ср. Рис. 5.21 и Рис. 5.24), т.е. наиболее поврежденная секция прибора - это верхняя часть пристоковой области интерфейса, деградация в которой насыщена.

На Рис. 5.25 изображены профили концентрации $N_{\rm it}$, рассчитанные при тех же параметрах, что и на Рис. 5.24, но для семейства приборов с варьируемыми значениями длины электрода затвора $L_{\rm G}$, ширины сегмента канала $W_{\rm fin}$,

240



Рисунок 5.25 — Профили плотности состояний $N_{\rm it}(x)$ для трех семейств ПТ упрощенной архитектуры с варьируемыми параметрами $L_{\rm G}$, $W_{\rm fin}$ и $H_{\rm fin}$, рассчитанные для $V_{\rm ds} = V_{\rm gs} = 1.9$ В и двух значений времени стресса $t \sim 1.8$ с и $t \sim 2$ кс. Данные зависимости $N_{\rm it}(x)$ представлены для того же ребра, что и Рис. 5.22.

а также его высоты H_{fin} . Указанные профили построены для ребра между верхней гранью канала и его боковой стенкой (см. Рис. 5.19), а аргументом является нормированная латеральная координата x/L_{G} (отсчитываемая в направлении сток-исток; ноль соответствует стоку).

Видно, что в транзисторах с более коротким затвором сильно деградировавшая область прибора занимает бо́льшую часть его длины, то есть ДВГН оказывается интенсивнее в более короткоканальных ПТ (при одинаковых условиях стресса). Это согласуется с результатами, обсуждавшимися нами ранее в контексте планарных ПТ (см. часть 5.1.4), и объясняется тем, что в более длинных приборах электроны, двигаясь от истока к стоку, испытывают больше актов рассеяния, что приводит к депопуляции высокоэнергетичной части ансамбля, а значит – к ослаблению ДВГН с ростом $L_{\rm G}$. Что касается влияния величины параметра $W_{\rm fin}$ на деградацию, можно видеть, что для обоих значений времени стресса концентрация ловушек выше в транзисторах с более широким кана-

241



Рисунок 5.26 — Зависимости $\Delta I_{\rm d,lin}(t)$, рассчитанные для трех семейств транзисторов с варьируемыми параметрами $L_{\rm G}$, $W_{\rm fin}$ и $H_{\rm fin}$. Напряжения стресса: $V_{\rm ds} = V_{\rm gs} = 1.9\,{\rm B}$ и $V_{\rm ds} = V_{\rm gs} = 2.2\,{\rm B}$

лом. Наконец, влияние высоты плавника H_{fin} хоть и незначительно, но все же прослеживается: величина N_{it} имеет бо́льшие значения в транзисторах с более высоким каналом.

Рис. 5.26 демонстрирует относительные изменения линейного тока стока $\Delta I_{d,lin}(t)$ со временем, рассчитанные для семейств ПТ с изменяющимися длиной затвора $L_{\rm G}$, шириной плавника $W_{\rm fin}$ и его высотой $H_{\rm fin}$ и двух комбинаций напряжений. Из данного графика можно заключить, что все тенденции, проявляющиеся на Рис. 5.25, также типичны и для поведения изменения тока $\Delta I_{d,lin}(t)$. Например, отчетливо видно, что ДВГН становится сильнее в ПТ с более коротким каналом. Из представленных зависимостей $\Delta I_{d,lin}(t)$ мы заключаем также, что деградация более выражена в транзисторах с более широким каналом, что согласуется с результатами [410; 415; 416] и противоречит данным работ [358; 415; 417; 418]. Последнее обстоятельство свидетельствует о том, что влияние величины W_{fin} на ДВГН, по-видимому, определяется всей совокупностью геометрических параметров прибора – как это было нами показано в случае температурной зависимости ДВГН (см. часть 5.2), а также при анализе вкладов ОЧ-/МЧ-механизмов и ЭЭР (см. часть 5.1) – и может быть разным для разных технологий. Что касается влияния высоты канала-плавника транзистора H_{fin} , видно незначительное усиление ДВГН в случае ПТ с более высоким каналом.

Отметим еще одну важную особенность поведения ДВГН – изменение наклона кривых $\Delta I_{d,lin}(t)$ и насыщение деградации со временем. Например, для семейства с варьируемой шириной $W_{\rm fin}$ и напряжений стресса $V_{\rm ds} = V_{\rm gs} = 1.9$ В (Рис. 5.26) это насыщение наблюдается на временах $t \sim 50$ с, 300 с и 2 кс для $W_{\rm fin} = 15, 10$ и 8 нм, соответственно. Такое поведение обусловлено тем, что при достаточно высоких напряжениях стресса область ПТ в районе стока может «выйти» на предел деградации (насыщение: $N_{\rm it} \sim N_0$, ср. Рис. 5.22 и Рис. 5.25), когда имеющиеся связи Si-H преимущественно разорваны. Как следствие, дальнейшая эволюция ДВГН может быть связана уже только с распространением фронта $N_{\rm it}$ в сторону истока. Эта особенность хода ДВГН в случае сильных стрессов уже обсуждалась нами в контексте планарных ПТ (см. часть 5.1.3). Как видно из Рис. 5.26, при увеличении стрессовых напряжений до $V_{\rm ds} = V_{\rm gs}$ = 2.2 В насыщение происходит раньше, в времена, соответствующие перегибу характеристик $\Delta I_{\rm d,lin}(t)$, сдвигаются в сторону меньших значений, как и следовало ожидать.

Обсуждавшееся выше насыщение видно также и в случае реальных приборов, на деградационных характеристиках $\Delta I_{d,lin}(t)$, рассчитанных для стресса длительностью десять лет (3·10⁸ c) и тех же значений напряжений, которые использовались в эксперименте, т.е. для $V_{ds} = 1.6$ B, $V_{gs} = 1.7$ B; $V_{ds} = 1.7$ B, $V_{gs} = 1.8$ B; $V_{ds} = 1.8$ B, $V_{gs} = 1.9$ B, см. Рис. 5.27, левая панель. Построены также характеристики $\Delta I_{d,lin}(t)$, полученные для значений V_{gs} , V_{ds} , близких к рабо-



Рисунок 5.27 — Зависимости $\Delta I_{d,lin}(t)$, рассчитанные для реального транзистора с каналом в форме плавника и длительного стрессового воздействия (10 лет, или $3 \cdot 10^8 \text{ c}$) – для реальных условий стресса ($V_{ds} = 1.6 \text{ B}$, $V_{gs} = 1.7 \text{ B}$; $V_{ds} = 1.7 \text{ B}$, $V_{gs} = 1.8 \text{ B}$; $V_{ds} = 1.8 \text{ B}$, $V_{gs} = 1.9 \text{ B}$; левая панель) и напряжений, близких к рабочим ($V_{gs} = V_{ds} = 1.0 \text{ B}$; правая панель). Показаны также наклоны $\Delta I_{d,lin}(t)$ кривых и экстраполированное значение времени жизни прибора для разных значений подаваемых напряжений.

чему напряжению $V_{\rm dd}$, т.е. для $V_{\rm gs} = V_{\rm ds} = 1.0$ В (Рис. 5.27, правая панель). Видно, что при уменьшении напряжений $V_{\rm gs}$, $V_{\rm ds}$ наклон зависимостей $\Delta I_{\rm d,lin}(t)$ увеличивается, что полностью согласуется с экспериментальными результатами, опубликованными ранее различными группами [411; 422; 423]. Часто для описания изменения $\Delta I_{\rm d,lin}$ со временем используется степенная зависимость (которая применяется в упрощенных эмпирических моделях как для ДВГН, так и для ННТ, см. [32; 73; 424; 425]) $\Delta I_{\rm d,lin} \sim t^{\rm n}$; в этом случае при типичной длительности стрессов, используемых в эксперименте, которая лежит в диапазоне 100 с - 100 кс, значения *n* равны 0.17, 0.23 и 0.25 для $V_{\rm ds} = 1.8$, 1.7 и 1.6 В, соответственно. Величина параметра *n* в случае $V_{\rm gs} = V_{\rm ds} = 1.0$ В оказывается равной 0.55.

Рис. 5.28 и 5.29 демонстрируют характеристики $\Delta I_{d,lin}(t)$ для семейств приборов с варьируемой длиной затвора и с варьируемой шириной канала для напряжений, соответствующих сильному стрессовому воздействию ($V_{gs} = V_{ds}$ = 1.9 и 2.2 В), а также (подобно Рис. 5.27) для условий, близких к рабочему режиму данного транзистора ($V_{gs} = V_{ds} = 1.0$ В). Видно, что изменения геометрических параметров транзистора L_{G} и W_{fin} отражаются также на крутизне соответствующих деградационных характеристик. Эта тенденция особенно видна в случае низких напряжений стресса, т.е. при $V_{gs} = V_{ds} = 1.0$ В. Именно в этом режиме особенно наглядны перегибы кривых $\Delta I_{d,lin}(t)$, соответствующие сильному повреждению интерфейса прибора в стоковой области и насыщению



Рисунок 5.28 — Экстраполяция времени жизни транзистора упрощенной архитектуры в случае серии ПТ с варьируемой длиной затвора и трех условий стресса: $V_{\rm gs} = V_{\rm ds} = 1.9$ В, $V_{\rm gs} = V_{\rm ds} = 2.2$ В и $V_{\rm gs} = V_{\rm ds} = 1.0$ В.

ДВГН. Видно, что в случае приборов с различными значениями $L_{\rm G}$ характерное время отстройки данного насыщения может варьироваться в пределах двух порядков.

Обсуждавшиеся выше закономерности актуальны и применительно к значениям времени жизни приборов τ , которые также нанесены на Рис. 5.28 и 5.29 для ПТ с различными топологическими параметрами. Величины времени τ были оценены, исходя из критерия, согласно которому время жизни соответствует такой продолжительности стресса, при которой изменение тока стока достигает порогового значения 10%. Видно, что для семейства с изменяющейся длиной $L_{\rm G}$ и для случая слабого стресса величина τ может изменяться в 5 раз, а для семейства с разными $W_{\rm fin}$ (и тех же условий стресса) эти изменения уже составляют более 7 раз.

Закономерности, анализировавшиеся в контексте Рис. 5.27-5.29, свидетельствуют о несостоятельности упрощенных эмпирических/феноменологических моделей ДВГН, которые оперируют зависимостями типа $\Delta I_{\rm d,lin}(t) \sim t^{\rm n}$ для экс-



Рисунок 5.29 — То же, что и на Рис. 5.28, только для семейства ПТ с варьируемой длиной затвора.

траполяции времени жизни транзистора или рассматривают ДВГН как эффект. движимый единственным механизмом (как в модели Бравэ, рассматривающей ОЧ-, МЧ-механизмы и ЭЭР как независимые процессы). Факт изменения наклона характеристик при уменьшении V_{gs}, V_{ds} говорит о том, что относительный вклад многочастичного процесса усиливается, т.е. идет постепенная смена одного доминантного механизма на другой; но при этом вклад более слабого процесса не может быть игнорирован. Аналогичные рассуждения уместны и в случае перехода от ПТ с длинными каналами к более коротким приборам (ср. часть 5.1.4), а также при варьировании величины W_{fin} . Из подобных рассуждений вытекает, что нужно рассматривать суперпозицию МЧ- и ОЧ-процессов, темпы которых усилены ЭЭР. Более того, как правило, диапазон длительности стресса ограничивается сверху значениями в 100 кс - 1 Мс. Именно в этом интервале t происходит насыщение ДВГН, что типично как для реальных транзисторов (Рис. 5.27), так и для ПТ упрощенной архитектуры (Рис. 5.28 и 5.29). Как следствие, экстраполяция времени τ на основании данных, измеренных в экспериментально доступном диапазоне времен t и с использованием простых

эмпирических формул (в т.ч. $\Delta I_{\rm d,lin}(t) \sim t^{\rm n}$), приводит к ошибочным результатам.

5.4 Моделирование ДВГН в мощных транзисторах

Мощные горизонтальные МОП-транзисторы, изготовленные методом двойной диффузии (ГТДД; lateral double-diffused MOS transistor, LDMOS), являются наиболее востребованными приборами, занимающими низковольтную нишу мощной полупроводниковой электроники [45; 46]. Приборы этого класса широко используются в компонентах со смешанным сигналом, мощных микро/радиочастотных усилителях, "умных" сетях электроснабжения, автомобильной электронике и т.д. Вследствие того, что рабочие режимы ГТДД соответствуют высоким напряжениям (типичные напряжения V_{ds} лежат в диапазоне 20-60 В, а в определенных случаях могут быть значительно выше [184; 426]), ДВГН является основным деградационным механизмом в этих транзисторах [46; 184; 427; 428]. Как и в случае миниатюризированных ПТ, задача дальнейшей оптимизации архитектуры ГТДД решается параллельно с обеспечением надежности приборов новых поколений. Для этого необходимо уметь оценивать время жизни транзисторов в ходе ДВГН на основе предиктивной физической модели. Далее в этой части мы представляем результаты моделирования ДВГН в ГТДД на основе наших публикаций [22; 219; 429–432].

5.4.1 Общие сложности моделирования ДВГН в приборах этого класса

Описание и моделирование ДВГН в мощных полупроводниковых приборах является сложной задачей. Действительно, как нами было ранее показано (см. часть 5.1.3 и [165; 218; 221]), даже в случае длинноканальных планарных ПТ с $L_{\rm G} = 300$ нм МЧ-механизм может играть весьма важную роль. Как следствие, точное моделирование ДВГН должно проводиться на основе описания транспорта носителей с учетом всех особенностей архитектуры прибора. Мощные транзисторы имеют, как правило, большие размеры (единицы и даже десятки мкм) и высокие рабочие напряжения и напряжения стресса. Эти два обстоятельства делают задачу вычисления функций распределения носителей по энергии весьма трудоемкой.



Рисунок 5.30 — Схематическое изображение горизонтального МОП-транзистора, изготовленного методом двойной диффузии, с каналом n-типа, использованного для моделирования ДВГН.

В случае ГТДД ситуация дополнительно осложняется еще тем, что данные приборы имеют определенные архитектурные особенности, такие как непланарная граница раздела между диэлектриком и полупроводником, "птичий клюв" (bird's beak; см. Рис. 5.30 и 5.31) и узкощелевая изоляция (shallow trench isolation – STI; Рис. 5.32 и 5.33). Таким образом, методика построения сетки должна быть применима к структурам с подобными границами раздела разных материалов, что обычно является существенной проблемой соответствующих программ-генераторов, работающих на основе метода дерева квадрантов [433]. Более того, именно в районе таких особенностей, как птичий клюв и узкощелевая изоляция, профили концентрации легирующей примеси таковы, что встроенный потенциал меняется наиболее резко (см. Рис. 5.31 и 5.33), что приводит к появлению высоких электрических полей, а значит – к сильному разогреву носителей и высокому темпу ударной ионизации. Как следствие, симуляционная сетка в этой области должна точно следовать за всеми изменениями уровня легирования и потенциала, т.е. иметь малый шаг. Другим требованием, предъявляемым к сетке, является не слишком большое количество ее элементов, что нужно для быстрой и надежной сходимости при решении транспортного уравнения Больцмана.

Для генерации сетки в случае мощных транзисторов, удовлетворяющей описанным выше условиям, была использована программа с открытым кодом ViennaMesh [434; 435]. Адаптивная симуляционная сетка была построена с использованием расстояния от электрода затвора и градиента встроенного потен-

248



Рисунок 5.31 — Распределение встроенного потенциала в районе птичьего клюва n-канального ГТДД. Видно, что симуляционная сетка имеет очень малый размер ячейки непосредственно около птичьего клюва и становится более грубой по мере удаления от интерфейса полупроводник/диэлектрик.

циала (см. Рис. 5.31 и 5.33) в качестве критериев улучшения сетки (refinement criteria). Полученная сетка прибора состоит из ~11 000 элементов, при этом она является очень точной в непосредственной близости к границе раздела полупроводник/диэлектрик, становясь довольно грубой в толще кремния. Генерация сетки сопровождалась промежуточными вычислениями вольт-амперных характеристик транзистора, проводившимися с целью контроля, что модификации сетки не привели к значительному изменению ВАХ. Для этого использовалась программа-симулятор MiniMOS-NT, которая моделирует характеристики полупроводниковых приборов, используя модели диффузии-дрейфа (ДД) и транспорта энергии (TE; energy transport) [159;176;242].

MiniMOS-NT использовался также для проверки результатов симулятора процессов выращивания полупроводниковых приборов Sentaurus Process, с помощью которого была промоделирована структура используемых приборов, подобно тому, как это делалось в случае планарных транзисторов (см. часть 5.1.1). Отметим также, что для улучшения и ускорения сходимости транспортного симулятора ViennaSHE мы использовали профили распределения электрического поля и концентрации носителей обоих типов, полученные с помощью метода диффузии-дрейфа, в качестве входного решения для ViennaSHE.



Рисунок 5.32 — Схематическое изображение горизонтального МОП-транзистора, изготовленного методом двойной диффузии, с каналом р-типа, использованного для моделирования ДВГН.



Рисунок 5.33 — Распределение встроенного потенциала в районе узкощелевой изоляции р-канального ГТДД.

5.4.2 Приборы и эксперимент

Мы использовали n- и p-канальные мощные горизонтальные МОП-транзисторы компании *ams* AG (схематически изображенные на Puc. 5.30 и 5.32), изготовленные методом двойной диффузии по стандартным 0.35 и 0.18 мкм технологическим процессам с максимальными значениями рабочих напряжений сток-исток 20 и -50 B, соответственно. В обоих приборах в качестве подзатворного диэлектрика, а также силового изолятора (field oxide) служил диоксид кремния. Длина интерфейса Si/SiO₂ n-канального прибора составляла ~3.4 мкм, а протяженность затворного электрода – ~2.5 мкм. У p-канального транзистора эти параметры были равны ~4.4 мкм и ~3.3 мкм, соответственно. Как видно из Рис. 5.32-5.33, данные приборы имеют несколько разную архитектуру, что усложняет единообразное описание ДВГН в транзисторах обоих типов.

ГТДД с каналом n-типа был подвергнут стрессу горячими носителями (носители разогревались за счет электрического поля в приборе) при трех комбинациях напряжений сток-исток и затвор-исток $V_{\rm ds} = 18$ B, $V_{\rm gs} = 2$ B; $V_{\rm ds} = 20$ B, $V_{\rm gs} = 2$ B и $V_{\rm ds} = 22$ B, $V_{\rm gs} = 2$ B в течение ~1 Mc. В качестве метрики деградации, вызываемой горячими носителями, использовались относительные изменения тока стока в линейном режиме ($\Delta I_{\rm d,lin}$), т.е. измеренного при $V_{\rm ds} = 0.1$ B и $V_{\rm gs} = 2.4$ B, и в режиме насыщения ($\Delta I_{\rm d,sat}$), т.е. при $V_{\rm ds} = 10$ B и $V_{\rm gs} = 2.4$ B, которые записывались как функции времени стресса t. Также для всех условий стресса проводился мониторинг деградации порогового напряжения ($\Delta V_{\rm th}$); для измерения $V_{\rm th}$ использовался метод максимальной проводимости.

Испытания стойкости р-канальных ГТДД осуществлялись при напряжениях $V_{\rm ds} = -50$ B, $V_{\rm gs} = -1.5$ B и $V_{\rm ds} = -50$ B, $V_{\rm gs} = -1.7$ B, которые подавались в течение ~40 кс. В ходе испытаний надежности этих приборов записывались относительные изменения тока насыщения со временем $\Delta I_{\rm d,sat}(t)$ ($I_{\rm d,sat}$ соответствует $V_{\rm ds} = -50$ B, $V_{\rm gs} = -1.2$ B). Для обоих приборов все измерения проводились при комнатной температуре.

5.4.3 Особенности ДВГН в мощных горизонтальных МОП-транзисторах, изготовленных методом двойной диффузии

Рис. 5.34 представляет два семейства функций распределения электронов по энергии на интерфейсе – построенные для области стока п-канального ГТДД (x = 0.2 мкм, см. Рис. 5.30) и в непосредственной близости от птичьего клюва (x = 1.2 мкм) – рассчитанные с помощью ViennaSHE для фиксированной величины напряжения затвор-исток $V_{gs} = 2.0 \text{ В}$ и трех значений напряжения стокисток $V_{ds} = 18, 20 \text{ и } 22 \text{ B}$. Как и в случае с миниатюрными транзисторами (см. части 5.1.2 и 5.3.3), ФР сильно отличаются от равновесных, хотя они имеют совершенно другую форму, чем ФР в случае планарных ПТ и транзисторов с каналом в форме плавника (ср. Рис. 5.11 и 5.20). Важной характерной особенностью, которую демонстрируют пристоковые ФР, является наличие участка максвелловского поведения, видимого в области низких энергий.



Рисунок 5.34 — Функции распределения электронов по энергии в n-канальном ГТДД, вычисленные для $V_{\rm gs} = 2.0$ В и трех значений $V_{\rm ds}$: 18, 20 и 22 В. На графике построены ФР для области стока и в районе птичьего клюва.



Рисунок 5.35 — Функции распределения дырок по энергии в р-канальном ГТДД, вычисленные для $V_{\rm gs} = -1.5$ В и $V_{\rm ds} = -50$ В. Построены два семейства ФР: в области стока и в районе узкощелевой изоляции.

Это обусловлено тем фактом, что сток прибора является резервуаром холодных носителей, популяция которых описывается распределение Максвелла, и уже на максвелловскую форму накладывается распределение доставленных горячих электронов, энергии которых простираются до 7-8 эВ. Что касается функций распределения дырок в р-канальном ГТДД, то они построены вблизи стока (x = 0.35 и 0.40 мкм, см. Рис. 5.32) и для области узкощелевой изоляции (x = 3.30 и 3.45 мкм, см. Рис. 5.32) для $V_{gs} = -1.5$ В и $V_{ds} = -50$ В на Рис. 5.35. Отметим, что дырочные ФР в районе стока не имеют максвелловского сегмента, наблюдаемого при низких энергиях на электронных ФР п-канального транзистора. Такая особенность связана с различием в топологии данных транзисторов, а также со значительно более высокими напряжениями стресса в случае р-канального ГТДД ($V_{\rm ds} = -50$ B vs. $V_{\rm ds} = 18-22$ B), когда "горячая" составляющая все перекрывает.

Для анализа вклада каждого из компонентов модели (которые включают одночастичные и многочастичные процессы разрыва связей, электрон-электронное рассеяние, изменение энергии связи $E_{\rm a}$ вследствие взаимодействия ее дипольного момента с электрическим полем и дисперсию $E_{\rm a}$) в деградацию характеристик n-канального ГТДД мы рассчитали профили концентрации $N_{\rm it}(x)$ с учетом и без учета этого компонента (см. Рис. 5.36), подобно тому, как это делалось для случая планарных ПТ (см. часть 5.1). Результаты, представленные на Рис. 5.36 для n-канального ГТДД, получены для $V_{\rm gs}=2\,{
m B}$ и $V_{\rm ds}=20\,{
m B}$ и двух продолжительностей стресса: t = 10 с и 1 Мс. Из Рис. 5.36 видно, что электроны в районе стока очень горячие, что приводит к массивному пику $N_{\rm it}$ и насыщению деградации, когда все доступные Si-H связи преимущественно разорваны. Наличие данного пика согласуется с результатами, полученными другими группами (напр. [436]). Видно также, что если темпом одного из ОЧ-/МЧ-механизмов пренебречь, то данный максимум N_{it} не исчезает, что свидетельствует о том, что оба процесса насыщены из-за высокой концентрации носителей, которые имеют преимущественно высокие энергии. (В случае планарных ПТ насыщенный МЧпроцесс приводил к плато на зависимостях $N_{\rm it}(x)$ в районе истока, см. Рис. 5.13 и соответствующее обсуждение.) Эти рассуждения подтверждаются Рис. 5.37, который представляет темпы ОЧ- и МЧ-механизмов, также вычисленные для $V_{\rm gs} = 2\,{
m B}$ и $V_{\rm ds} = 20\,{
m B};$ видно что темпы обоих процессов имеют пики в районе стока.

Другой пик плотности N_{it} соответствует области птичьего клюва и также согласуется с экспериментальными результатами, опубликованными другими группами ранее [184; 428]. Данный пик прослеживается на всех панелях Рис. 5.36, кроме той, которая соответствует заниженному (нулевому) темпу ОЧ-механизма. Поскольку этот пик пропадает при пренебрежении данным процессом, мы заключаем, что именно ОЧ-механизм и ответственен за него (это согласуется с длинными высокоэнергетичными хвостами ФР в районе птичьего клюва, см. Рис. 5.34); Рис. 5.37 подтверждает наличие максимума темпа ОЧпроцесса в соответствующей области прибора.


Рисунок 5.36 — Профили концентрации $N_{\rm it}(x)$, рассчитанные для п-канального ГТДД, подвергнутого стрессу в течение t = 10 с и 1 Мс при напряжениях $V_{\rm gs} = 2$ В и $V_{\rm ds} = 20$ В. Чтобы оценить вклад каждого из компонентов модели (ОЧ- и МЧ-механизмы, взаимодействие дипольного момента связи Si-H с электрическим полем и дисперсия энергии связи $E_{\rm a}$), построены также зависимости $N_{\rm it}(x)$ без учета этого компонента. Для сравнения на этих графиках также приведена результирующая концентрация $N_{\rm it}$, вычисленная с помощью "полной модели", обозначенная серыми линиями.



Рисунок 5.37 — Темпы одночастичного и многочастичного процессов разрыва связей как функции латеральной координаты x в n-канальном ГТДД, рассчитанные для тех же напряжений, что и Рис. 5.36.

Наконец, многочастичный процесс ответственен за появление пика концентрации ловушек на интерфейсе в центре канала прибора, т.е. при $x \sim 2.8$ мкм (ср. Рис. 5.37). При пренебрежении данным механизмом разрыва связи профиль $N_{\rm it}(x)$ следует за изменениями электрического поля $F_{\rm ox}(x)$ благодаря понижению энергии связи $E_{\rm a}$ за счет взаимодействия $d \times F_{\rm ox}$. Важность вклада МЧ-процесса определяется тем фактом, что электроны в околоистоковой области канала характеризуются низкими средними энергиями (холодные), которые недостаточны для запуска ОЧ-механизма, при этом их концентрация высока, что и обусловливает высокий темп МЧ-механизма, который, в свою очередь, может стимулировать и ОЧ-процесс. Эта ситуация является противоположной тому, что происходит в районе стока, где носители очень горячие и ОЧ-механизм имеет высокий темп и без предварительного разогрева связи холодными электронами.

При неучете вклада за счет взаимодействия дипольного момента связи с электрическим полем на профиле $N_{it}(x)$ появляется полочка, соответствующая диапазону координат x = 1.5 мкм – 2.5 мкм, см. Рис. 5.36. Это поведение согласуется с аналогичной координатно-независимой плотностью N_{it} , обсуждавшейся нами в контексте планарных ПТ (см. Рис. 5.13 и [164;165;233]), а также опубликованной группой Бравэ [207]. Учет дисперсии энергии связи E_a приводит к сдвигу значений концентрации N_{it} в сторону меньших значений во всем диапазоне изменения координаты x.

Влияние электрон-электронного рассеяния на ДВГН в мощных приборах нами не исследовалось в силу двух причин. Во-первых, мы полагаем, что в

транзисторах столь больших размеров данным эффектом можно пренебречь. Во-вторых, из-за значительного числа элементов симуляционной сетки учет этого двухчастичного процесса требовал бы громадных объемов оперативной памяти (необходимых для хранения соответствующего количества переменных), что практически трудно достижимо.

Рис. 5.38 показывает очень хорошее соответствие зависимостей $\Delta I_{d,lin}(t)$, полученных в рамках нашей модели, с экспериментальными изменениями тока стока в п-канальном ГТДД. На Рис. 5.38 показаны также кривые $\Delta I_{d,lin}(t)$, вычисленные без учета одной из компонент модели. Например, видно, что пренебрежение одночастичным механизмом разрыва связи ведет к существенно заниженным значениям $\Delta I_{d,lin}$ при длительных стрессах. Это объясняется тем, что на коротких временах ДВГН в этих приборах определяется пиками концентрации N_{it} в районе стока и в канале прибора (см. Рис. 5.36). Пик концентрации, видимый в районе стока, определяется совместным действием ОЧ- и МЧ-процессов, притом оба имеют высокий темп (Рис. 5.37). Как показывает Рис. 5.36, пренебрежение ОЧ-механизмом никак не влияет на этот пик. Что касается второго максимума N_{it} , то он формируется благодаря действию МЧ-процесса, см. Рис. 5.36. Следовательно, ДВГН при коротких временах стресса определяется МЧ-процессом, а пренебрежение им ведет к сильно заниженным значениям $\Delta I_{d,lin}$.

Таким образом, данные, представленные на Рис. 5.36 и 5.38, позволяют нам сделать очень важный вывод, что даже в случае мощных транзисторов с длиной канала/интерфейса в несколько мкм, подвергнутых стрессу при высоких напряжениях, многочастичный процесс может играть очень важную роль.

Важность вклада многочастичного процесса в ДВГН отмечалась группой Реджани (Reggiani) [46;437–439] в случае мощных МОП-транзисторов, изготовленных методом двойной диффузии, а также группой Юнгеманна (Jungemann) для случая биполярных транзисторов на основе композитного полупроводника кремний-германий (SiGe) [23;347]. Напомним, что мы уже показывали важность вклада МЧ-процесса в ДВГН в планарных ПТ с длиной затвора 300 нм (см. часть 5.1.5), а данные результаты, полученные при анализе ДВГН в ГТДД, только подтверждают идею о том, что не длина канала/затвора, а совокупность параметров архитектуры прибора и условий стресса определяет важность того или иного компонента модели.



Рисунок 5.38 — Сравнение экспериментальных и теоретических зависимостей относительного изменения линейного тока стока n-канального ГТДД со временем $\Delta I_{d,lin}(t)$ для фиксированной величины напряжения затвор-исток $V_{gs} = 2.0$ В и трех значений напряжения сток-исток $V_{ds} = 18, 20, и 22$ В. Как и на Рис. 5.36, построены также зависимости $\Delta I_{d,lin}(t)$, вычисленные в пренебрежении одним из компонентов модели.

Также видно, что вклад взаимодействия между дипольным моментом связи и электрическим полем становится менее заметным при длительных стрессовых воздействиях и при более высоких V_{ds}. Влияние статистического разброса энергии связи E_a также приводит к заметному увеличению значений ΔI_{d,lin}, которое, однако, становится слабее при увеличении напряжения сток-исток. Уменьшение относительного вклада последних двух факторов при увеличении напряжения стресса связано с тем, что при высоких V_{ds} носители уже весьма горячие и вариации энергии связи не могут сильно повлиять на темп разрыва связи.

Для р-канального транзистора, изготовленного методом двойной диффузии, зависимости концентрации ловушек на границе раздела Si/SiO₂ от латеральной координаты $N_{\rm it}(x)$, вычисленные для напряжений $V_{\rm ds} = -50$ B, $V_{\rm gs} =$ -1.5 B и двух продолжительностей стресса в 10 с и 40 кс, показаны на Рис. 5.39.



Рисунок 5.39 — Профили концентрации ловушек на интерфейсе р-канального ГТДД, рассчитанные для $V_{\rm ds} = -50$ В, $V_{\rm gs} = -1.5$ В и двух значений времени стресса: t = 10 с и 40 кс.

Видно, что, как и в случае п-канального прибора, кривые $N_{\rm it}(x)$ имеют максимум в районе стока транзистора (x = 0 - 0.7 мкм), являющийся следствием сильного разогрева дырок в этой области (см. Рис. 5.35), который обусловливает высокие темпы ОЧ- и МЧ-механизмов. Второй пик $N_{\rm it}$ появляется на границе узкощелевой изоляции (т.е. при $x \sim 3.25$ мкм, ср. Рис. 5.32 и 5.33) и связан с разогревом носителей электрическим полем, которое имеет пик в этой области. Отметим, что локализация деградации в районе границы узкощелевой изоляции указывалась ранее группой Реджани [437; 440]. Наконец, третий пик $N_{\rm it}$ наблюдается в канале транзистора (при x = 4.5 - 5 мкм) и связан с двумя факторами: понижением энергии связи в силу взаимодействия диполь-поле и многочастичным процессом, темп которого значителен за счет высоких концентраций дырок, средние энергии которых также высоки.

Рис. 5.40 представляет экспериментальные зависимости изменений тока стока в режиме насыщения $\Delta I_{d,sat}(t)$, которые сравниваются с результатами расчетов в рамках нашей модели ДВГН. Данные приведены для двух комбинаций напряжений стресса, т.е. для $V_{ds} = -50$ В, $V_{gs} = -1.5$ В и $V_{ds} = -50$ В, $V_{gs} =$ -1.7 В. Видно, что наша модель ДВГН воспроизводит деградационные характеристики $\Delta I_{d,sat}(t)$ с хорошей точностью в обоих режимах стресса.

В заключение важно подчеркнуть, что для n-канального и p-канального ГТДД используется одинаковый набор параметров, который очень близок к тому, который был задействован для моделирования ДВГН в планарных ПТ (см. часть 5.2) и в транзисторах с каналом в форме плавника (часть 5.3.3): $\sigma_{0,\text{SP}} = 5 \times 10^{-18} \text{ см}^2$ и $\sigma_{0,\text{MP}} = 3.5 \times 10^{-19} \text{ см}^2$. В то же время, значение средне-



Рисунок 5.40 — Деградация тока стока, измеренного в режиме насыщения $\Delta I_{d,sat}(t)$, в р-канальном ГТДД при напряжениях $V_{ds} = -50$ В, $V_{gs} = -1.5$ В и $V_{ds} = -50$ В, $V_{gs} = -1.7$ В: сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов.

квадратичного отклонения энергии связи при моделировании ДВГН в мощных транзисторах пришлось положить равным $\sigma_{\rm E} = 0.15$ эВ, что значительно меньше, чем величина $\sigma_{\rm E}$, использованная для воспроизведения ДВГН в планарных ПТ ($\sigma_{\rm E} = 0.25$ эВ) и в приборах с каналом в форме плавника ($\sigma_{\rm E} = 0.22$ эВ). Это обстоятельство связано с тем, что коммерческие ГТДД компании *ams* AG имеют более высокое качество, чем образцы, изготовленные на *imec* для академических целей. Кроме того, в качестве подзатворного диэлектрика ГТДД используют SiO₂, технология выращивания которого (и, соответственно, качество и однородность интерфейса Si/SiO₂) находится на вершине развития, а композитный слой диэлектрика, использующийся в ПТ трехмерных структур, состоит из слоев SiO₂ и HfO₂, и процесс его выращивания нуждается в дальнейшей оптимизации. По этим же причинам модель использует $N_0 = 0.9 \times 10^{12}$ см⁻² и $N_0 = 1.0 \times 10^{12}$ см⁻² для п- и р-канальных ГТДД, соответственно, что, опять же, существенно ниже, чем значения, использованные для планарных ПТ (N_0 = 1.1×10^{13} см⁻²) и ПТ с каналом в форме плавника ($N_0 = 5.6 \times 10^{12}$ см⁻²).

5.5 Заключение к Главе 5

В этой Главе был проведен анализ особенностей ДВГН в полевых транзисторах планарной архитектуры, в приборах с каналом в форме плавника и в мощных горизонтальных МОП-транзисторах, изготовленных методом двойной диффузии. Мы продемонстрировали, что модель воспроизводит ДВГН в приборах различных архитектур с хорошей точностью, причем используется единый набор параметров. При этом был получен ряд нетривиальных результатов.

Было показано, что традиционные представления об относительных ролях многочастичного и одночастичного процессов разрыва связей кремний-водород, а также электрон-электронного рассеяния должны быть пересмотрены. В общепринятых парадигмах понимания и моделирования ДВГН считается, что одночастичный процесс является доминантным в длинноканальных приборах, а многочастичный механизм ответственен за ДВГН в миниатюризированных транзисторах. Нами же было показано, что ОЧ-процесс может быть превалирующим даже в транзисторах с длиной канала 45 нм, если напряжения стресса достаточно высоки, а МЧ-механизм вносит очень важный вклад даже в случае мощных приборов с длиной интерфейса Si/SiO₂ 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, однако мы продемонстрировали, что даже в транзисторах с длиной затвора 300 нм ЭЭР может играть важную роль. Таким образом, мы заключаем, что важность того или иного процесса зависит не только от одного фактора (длина канала/затвора транзистора) – она определяется совокупностью параметров архитектуры прибора и условий стресса.

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

Глава 6. Компактная модель деградации, вызываемой горячими носителями

Как уже обсуждалось (см. раздел 2.2), наиболее трудоемкой частью с точки зрения вычислений являются моделирование транспорта носителей в полупроводниковых структурах и вычисление функций распределения носителей по энергии. Эти ФР нужны для вычисления темпов одночастичного и многочастичного процессов разрыва связей кремний-водород. При этом упрощенное описание ДВГН, которое, в зависимости от длины канала/затвора, учитывало бы только один из этих механизмов, является неполным. Действительно, как было показано ранее (см. раздел 5.1.3 и [165; 166]), даже в случае транзисторов с длиной канала ~ 45 нм игнорирование ОЧ-механизма может приводить к сильной недооценке ДВГН. С другой стороны, многочастичный процесс дает сильный (если не определяющий) вклад в ДВГН даже в мощных МОП-транзисторах, изготовленных методом двойной диффузии, подвергнутых стрессу при высоких напряжениях (см. часть 5.4.3 и [219]). Это свидетельствует о том, что для полного описания и точного моделирования деградации, вызываемой горячими носителями, следует рассматривать все суперпозиции ОЧ- и МЧ-механиз-MOB.

Решение уравнения Больцмана является трудоемкой задачей даже в случае приборов простой архитектуры с планарным интерфейсом полупроводник/диэлектрик (часть 5.1), не говоря уже о мощных полупроводниковых МОП-приборах, таких как горизонтальные МОП-транзисторы, изготовленные методом двойной диффузии (см. раздел 5.4.1). Эти приборы имеют большие размеры (длина интерфейса Si/SiO₂ может составлять несколько мкм) и, как следствие, соответствующие симуляционные сетки могут содержать большое количество элементов. Кроме того, ГТДД, как правило, имеют достаточно сложную геометрию, что выражается в изогнутых интерфейсах и таких особенностях архитектуры, как птичий клюв и узкощелевая изоляция (см. Рис. 5.30-5.33), что дополнительно усложняет вычисление ФР.

Следовательно, подходы к моделированию ДВГН, основанные на упрощенных методах решения уравнения Больцмана, такие как модель диффузиидрейфа и транспорта энергии (гидродинамическая модель) [159;176;242], представляются очень многообещающими. Однако, данные ДД- и ТЕ-схемы вычисляют моменты уравнения Больцмана, "удерживая", в зависимости от конкретной модели, моменты вплоть до определенного порядка – конкретнее, ДД-схема рассматривает первые два момента, TE-схема оперирует уже первыми четырьмя моментами. Далее ФР вычисляется на основе аналитического выражения, которое использует указанные моменты. Иными словами, некоторые особенности функции распределения могут не быть воспроизведены в рамках такой методологии.

Среди подобных подходов наиболее популярными являются модели, использующие так называемое разогретое распределение Максвелла (heated Maxwellian distribution) и его различные модификации, такие как полиномиально-экспоненциальное (polynomial in the exponential) [441], а также модели, предложенные Касси и Рикко (Cassi and Riccó) [442] и Хаснатом с соавторами (Hasnat) [443]. Данные модели вычисляют ФР на основе таких величин, как напряженность электрического поля и температура носителей, полученных из переписанного на базе формализма моментов уравнения Больцмана. Недавно группа Реджани (Reggiani) разработала аналитическую модель для функций распределения носителей в мощных МОП-транзисторах, изготовленных методом двойной диффузии с узкощелевой изоляцией [437;444]. Реджани и соавторы показали, что их формализм для вычисления ФР может быть использован в рамках модели ДВГН, которая воспроизводит деградационные характеристики с неплохой точностью. Данный подход, однако, не позволяет воспроизвести высокоэнергетичные хвосты ФР в районе стока с надлежащей детализацией и приводит, таким образом, к существенным погрешностям в моделировании ДВГН в пристоковой области ГТДД, т.е. как раз в той секции прибора, где деградация наиболее сильна.

Мы предлагаем свой вариант модели для расчета функций распределения, которые далее будут использоваться для воспроизведения деградационных характеристик в приборах, подвергнутых стрессу горячими носителями. Данный вариант основан на упрощенном решении уравнения Больцмана с использованием приближения диффузии-дрейфа. Поскольку ФР в короткоканальных приборах и мощных длинноканальных транзисторах отличаются, будут предложены и протестированы две версии данной модели: одна для ГТДД, а вторая – для короткоканальных транзисторов планарной архитектуры. Апробация этих подходов будет проводиться на каждом этапе моделирования ДВГН, т.е. будут сравниваться: (*i*) ФР, полученные с помощью симулятора ViennaSHE и в рамках упрощенных ДД-подходов; (*ii*) профили концентрации ловушек на интерфейсе, вычисленные посредством нашей ДВГН модели, но с использованием ФР, рассчитанных разными способами, а также (*iii*) деградационные характеристики $\Delta I_{d,lin}(t)$, $\Delta I_{d,sat}(t)$ и $\Delta V_{th}(t)$, также полученные с помощью двух реализаций нашей модели ДВГН. Также будет проведено сравнение нашей модели ДВГН на основе ДД-подхода с другими моделями этого класса и сделаны выводы о точности и применимости описанных подходов. Результаты, представленные в этой главе, легли в основу наших публикаций [22;219;407;414;430;431;445–447].

6.1 О неприменимости моделей, основанных на схемах диффузии-дрейфа и транспорта энергии в явном виде

Прежде чем разрабатывать подход для моделирования ФР носителей на основе аналитического выражения, важно понять, не окажутся ли уже имеющиеся схемы диффузии-дрейфа и транспорта энергии, в сочетании с разогретым распределением Максвелла, приемлемыми и для описания ДВГН.

Для этого мы использовали n-канальные планарные транзисторы, изготовленные по стандартному технологическому процессу 0.35 мкм компании *ams* AG, с рабочим напряжением $V_{dd} = 5.0$ B и тремя различными длинами канала: $L_{ch} = 0.5, 1.2$ и 2.0 мкм. В качестве подзатворного диэлектрика использовался "традиционный" SiO₂ с толщиной слоя в районе затвора 14.8 нм. Эти транзисторы были подвергнуты стрессу горячими носителями при напряжениях V_{ds} = 6.25 B и $V_{gs} = 2.0$ B и комнатной температуре. В качестве метрики ДВГН использовалось относительное изменение тока стока в линейном режиме, соответствующем напряжениям $V_{ds} = 0.1$ B и $V_{gs} = 5.0$ B.

В качестве "эталонных" функций распределения носителей по энергии брались результаты, полученные с помощью программы-симулятора MONJU, созданной группой Юнгеманна (Jungemann) [239]. Эта программа основана на стохастическом подходе к решению уравнения Больцмана методом Монте-Карло (см. раздел 2.2) и использовалась нами потому, что наш собственный симулятор ViennaSHE [21; 352], осуществляющий детерминистическое решение уравнения Больцмана, находился на тот момент в стадии разработки. Эти же ФР были использованы для вычисления средней энергии носителей $\langle \varepsilon \rangle$ в каждой точке с координатой x на интерфейсе Si/SiO₂. Подобная зависимость $\langle \varepsilon \rangle(x)$ использовалась далее для аппроксимации функции распределения носителей по энергии:

$$f(\varepsilon) = A \exp[-\varepsilon/\langle\varepsilon\rangle], \tag{6.1}$$

где параметр A – нормировочная константа. Для вычисления величины $\langle \varepsilon \rangle(x)$ модель транспорта энергии эмулировалась в рамках программы MONJU, осуществляющей полное решение уравнения Больцмана. Делалось это для того, чтобы все вычисления проводились в рамках одной программы MONJU и были исключены неизбежные ошибки/расхождения, связанные с использованием разных симуляторов.

Еще одна версия модели была основана на решении уравнения Больцмана в рамках приближения диффузии-дрейфа, эмулированного с помощью симулятора MONJU, который рассчитывал профиль электрического поля $F_{Si}(x)$. Этот профиль затем использовался, чтобы получить среднее значение энергии носителей согласно формуле, предложенной Грассером (Grasser) и соавторами [159]:

$$\langle \varepsilon \rangle = 3k_{\rm B}T_{\rm L}/2 + |e|\tau_{\varepsilon}\mu F_{\rm Si}^2, \qquad (6.2)$$

где $k_{\rm B}$ – постоянная Больцмана, $T_{\rm L}$ – решеточная температура, |e| – элементарный заряд, τ_{ε} – время релаксации энергии, а μ – подвижность носителей.

Темпы одночастичного процесса разрыва связей, полученные методом Монте-Карло, а также в рамках ТЕ- и ДД-схем расчета функций распределения, для трех ПТ с разными L_{ch} , приведены на Рис. 6.1. Как известно, модель диффузии-дрейфа использует напряженность электрического поля как базовую величину для расчета всех других характеристик. Следовательно, функции распределения и концентрация интерфейсных ловушек N_{it} определяются профилями $F_{Si}(x)$. Известно, что групповая скорость носителей и/или их средняя энергия, а также функции распределения могут следовать за изменениями поля с некоторым координатным сдвигом [158]. Соответственно, на Рис. 6.1 видно, что для всех трех приборов максимумы темпов одночастичного процесса, рассчитанных с использованием ДД-схемы, сдвинуты относительно максимумов, полученных на основе метода Монте-Карло; последние наблюдаются ближе к стоку прибора. Как мы показали в [397] и на Рис. 4.32, ближе всего к стоку ло-кализован пик электрического поля, за ним следует (в направлении от истока



Рисунок 6.1 — Темпы одночастичного процесса разрыва связей кремний-водород как функции латеральной координаты x, рассчитанные для приборов с длинами канала 0.5, 1.2 и 2.0 мкм для $V_{\rm ds}$ = 6.25 В и $V_{\rm gs}$ = 2.0 В. Эти результаты мы получили, используя три вариации нашей модели ДВГН: основанную на точном решении уравнения Больцмана, а также использующие подходы к решению уравнения Больцмана на основе транспорта энергии и диффузии-дрейфа.

к стоку) максимум средней энергии носителей, а ближе всего к стоку находится максимум темпа одночастичного процесса (на Рис. 4.32 все перечисленные величины были вычислены методом Монте-Карло). На Рис. 6.1 максимумы темпов ОЧ-механизма, вычисленные на основании указанных величин, появляются именно в этом порядке. Видно, однако, что, в случае использования TE-схемы, соответствующий максимум значительно уширен что связано с координатными зависимостями подвижности μ , входящей в (6.2), максимум которой отстоит от максимума электрического поля $F_{Si}(x)$.

Профили концентрации ловушек $N_{\rm it}$, рассчитанные с помощью разных подходов к решению уравнения Больцмана, также демонстрируют эту тенденцию, см. Рис. 6.2. Видно, что концентрация ловушек на границе раздела, полученная с помощью модели транспорта энергии, имеет сильно завышенные значения по сравнению с $N_{\rm it}$, рассчитанной на основе метода Монте-Карло и модели



Рисунок 6.2 — Профили концентрации $N_{it}(x)$, рассчитанные для тех же ПТ и условий стресса, что и Рис. 6.1, для времени t = 10 с с помощью различных версий модели ДВГН.

диффузии-дрейфа. Данная тенденция представляется нам вполне ожидаемой и согласуется с результатами, полученными в рамках исследования особенностей туннелирования горячих носителей [298]. Авторы [298] показали, что, если функция распределения вычислена на основе схемы TE, это приводит к сильно завышенным туннельным токам.

Как следствие тенденций, типичных для темпов разрыва связей (Рис. 6.1) и концентраций ловушек на границе раздела Si/SiO₂ (Рис. 6.2), относительное изменение линейного тока стока $\Delta I_{d,lin}(t)$ также имеет завышенные значения в случае использования модели транспорта энергии. Видно также, что зависимости $\Delta I_{d,lin}(t)$, полученные с помощью модели диффузии-дрейфа, достаточно точно воспроизводят измеренные кривые $\Delta I_{d,lin}(t)$ в случае приборов с длинами канала $L_{ch} = 1.2$ и 2.0 мкм, однако полностью не соответствуют экспериментальным данным в случае $L_{ch} = 0.5$ мкм. Данный результат коррелирует с общей идеей, что модель транспорта энергии становится неприменимой в транзисторах с длиной канала менее 0.15-0.2 мкм, а схема диффузии-дрейфа может использоваться для моделирования ПТ с длиной канала существенно более



Рисунок 6.3 — Сравнение экспериментальных значений относительных изменений линейного тока стока с результатами, полученными в рамках различных вариантов нашей модели (основанных на полном решении уравнения Больцмана, а также схем транспорта энергии и диффузии-дрейфа). Кривые $\Delta I_{\rm d,lin}(t)$ приведены для приборов с длиной канала 0.5, 1.2 и 2.0 мкм и напряжений стресса $V_{\rm ds} = 6.25$ В и $V_{\rm gs} = 2.0$ В.

0.5 мкм [158;159]. На основании представленных результатов мы делаем вывод, что ДД и ТЕ-модели в сочетании с простым выражением (6.1) для ФР неточны для ПТ с длинами канала менее 0.5 мкм и имеют ограниченную применимость для более длинноканальных транзисторов.

6.2 Компактная модель ДВГН для мощных транзисторов

Как отмечалось в части 6.1, приближение диффузии-дрейфа может оказаться приемлемым для моделирования характеристик транзистора с длиной канала более 0.5 мкм. В частности, данная модель представляется очень перспективной для описания ДВГН в мощных горизонтальных МОП-транзисто-

рах, изготовленных методом двойной диффузии, типичная длина канала которых значительно больше 0.5 мкм (см. часть 5.4.1).

Ранее было предложено несколько разновидностей подхода диффузиидрейфа к моделированию ФР носителей, вместо точного решения уравнения Больцмана. В разделе 6.2.1 нами будут проанализированы результаты моделирования ДВГН на базе основных из этих подходов (упомянутых в самом начале этой главы), а также обозначены их недостатки и пределы применимости. В качестве тестового прибора будет использоваться п-канальный ГТДД, архитектура и характеристики которого были описаны в разделе 5.4.2. Выбор этого прибора не случаен: во-первых, он имеет достаточно большие размеры, что позволяет говорить о потенциальной применимости ДД- и ТЕ-схем, а во-вторых, его архитектура достаточно сложна, что позволяет выявить возможные недостатки упрощенных моделей. Представленные результаты легли в основу нашей публикации [445].

После описания указанных моделей мы представим нашу собственную методологию, в которой используется аналитическое выражение для вычисления функций распределения носителей по энергии, в разделе 6.2.2. В этом же разделе мы проведем детальную апробацию данной версии нашей модели ДВГН.

6.2.1 Моделирование функций распределения на основе аналитических выражений

Концепции, основанные на разогретом распределении Максвелла, являются одними из самых популярных для моделирования неравновесных ΦP носителей. В рамках моделей данного класса ΦP описываются аналитическим выражением (6.1) [159], где координатно-зависимая средняя энергия носителей определяется на основании локальной напряженности электрического поля. Примеры функций распределения электронов по энергии в n-канальном ГТДД, вычисленных с помощью данного подхода, для трех областей прибора – а именно: для стока (x = 0.21 мкм, см. Рис. 5.30), птичьего клюва (x = 1.31 мкм) и в центре канала (x = 2.73 мкм), – приведены на Рис. 6.4 (напряжения стресса: $V_{ds} = 18$ В и $V_{gs} = 2$ В). Для сравнения мы также построили ΦP , рассчитанные с помощью симулятора ViennaSHE, а также нашей версии модели ДВГН, осно-



Рисунок 6.4 — Сравнение функций распределения электронов по энергии, вычисленных посредством ViennaSHE, с разогретыми распределениями Максвелла для разных позиций в ГТДД: в области стока, внутри канала и в области "птичьего клюва". Все расчеты проводились для $V_{\rm ds} = 18\,{\rm B}$ и $V_{\rm gs} = 2\,{\rm B}.$

ванной на ДД-подходе к решению уравнения Больцмана (см. подробнее раздел 6.2.2). Видно, что в области истока и в центре канала наклон разогретых распределений Максвелла соответствует решеточной температуре, а по форме они сильно отличаются от ФР, полученных при полном решении уравнения Больцмана. Это связано с тем, что в стоке и в канале напряженность электрического поля не очень высока, т.е. второй член в выражении (6.2) дает малую поправку. Напротив, в районе птичьего клюва электрическое поле имеет пик, что приводит к сильно населенным высокоэнергетическим хвостам ФР, вычисленным в рамках подхода с разогретым распределением Максвелла, а значит – более пологому наклону ФР. При этом в реальности носители в районе стока разогнаны до высоких энергий и имеют сильно протяженные высокоэнергетические хвосты, т.е. именно в этой области модель разогретого распределения Максвелла дает наиболее заметную ошибку. Более того, ФР, вычисленные с помощью ViennaSHE в районе птичьего клюва, имеют совершенно иную кривизну, чем рассчитанные по формуле (6.1).

Расхождение, наблюдаемое в ФР, вычисленных двумя способами, приводит к сильному занижению значений плотности $N_{\rm it}$ в районе стока (разница около двух порядков), см. Рис. 6.5 (расчеты проведены для напряжений $V_{\rm ds} = 18$ В и $V_{\rm gs} = 2$ В и времени стресса 10 с). В районе птичьего клюва, наоборот, концентрация $N_{\rm it}$, полученная с использованием разогретого максвеллиана, заметно





Рисунок 6.5 — Профили концентрации ловушек на интерфейсе $N_{\rm it}(x)$, рассчитанные с ФР, приведенными на Рис. 6.4. Время стресса t = 10 с.



Рисунок 6.6 — Сравнение экспериментальных деградационных характеристик $\Delta I_{d,lin}(t)$, $\Delta I_{d,sat}(t)$ и $\Delta V_{th}(t)$, измеренных для $V_{ds} = 18$ B, $V_{gs} = 2$ B и $V_{ds} = 22$ B, $V_{gs} = 2$ B, с результатами моделирования ДВГН при использовании разогретого максвеллиана в качестве ФР (серыми линиями обозначены также деградационные характеристики, полученные с помощью ДД-модели ДВГН).

превышает значения, соответствующие полному решению уравнения Больцмана. Это связано с сильно завышенными значениями ФР в диапазоне высоких энергий в случае расчета по формуле (6.1). Более того, ФР следуют за изменениями напряженности электрического поля с некоторой задержкой, вследствие чего максимумы профилей $N_{\rm it}(x)$ в районе птичьего клюва несколько сдвинуты друг относительно друга.

Наконец, значения нормированных изменений тока стока в линейном режиме и режиме насыщения от времени $\Delta I_{d,lin}$ и $\Delta I_{d,sat}$, а также сдвига порогового напряжения ΔV_{th} , полученные с использованием разогретого максвеллиана, значительно занижены и не могут воспроизвести экспериментальные данные. Более того, они характеризуются совершенно другим наклоном, который изменяется при $t \sim 10$ кс, после чего характеристики идут более полого. Такое поведение соответствует насыщению ДВГН в районе птичьего клюва, когда практически все нейтральные связи Si-H разорваны; это подтверждается данными Рис. 6.5, из которого видно, что даже на коротких временах стресса t = 10 с концентрация N_{it} в районе стока координатно-независима.

Другой популярный **подход** к аналитическому моделированию неравновесных функций распределения был разработан **Касси и Рикко** [442]. Их метод был нацелен на более точное воспроизведение кривизны ФР в областях ПТ, где носители сильно разогреты, т.е. применительно к ГТДД в области дрейфа и около стока (см. Рис. 5.30). В рамках этой модели ФР вычисляются как

$$f(\varepsilon) = A \exp\left(-\chi \varepsilon^3 / F_{\rm Si}^{1.5}\right),\tag{6.3}$$

где $\chi = 0.1 \,\mathrm{B}^{-3/2} \,\mathrm{M}^{-3/2} \,\mathrm{Kn}^3$ является подгоночным параметром; локальная напряженность электрического поля также входит в данное выражение и определяет заселенность высокоэнергетичных хвостов ФР. Параметр A находится из условия нормировки.

Видно, что подход Касси воспроизводит ФР, рассчитанные в районе птичьего клюва, с очень хорошей точностью (Рис. 6.7), однако в районе стока и в канале ГТДД функции распределения, полученные в рамках модели Касси, имеют совершенно иную кривизну по сравнению с результатами детерминистического решения уравнения Больцмана. Модель Касси приводит к той же проблеме, что и подходы на основе разогретого распределения Максвелла, т.е. все вычисления проводятся в привязке к электрическому полю, которое и определяет значения ФР. Как следствие, подход Касси не может воспроизводить ФР сложной формы, типичные для области стока прибора. Смежным недостатком модели Касси, который также является следствием фиксированной кривизны



Рисунок 6.7 — То же, что и на Рис. 6.4, только для модели Касси.



Рисунок 6.8 — То же, что и на Рис. 6.5, только для модели Касси.

ФР, являются заниженные значения средней энергии носителей, рассчитанные в районе стока и в канале ГТДД.

Что касается профилей концентрации $N_{it}(x)$, вычисленных в рамках двух версий нашей модели для ДВГН, они соответствуют друг другу только в районе птичьего клюва, причем значения N_{it} в районе стока и канала очень сильно различаются. Как уже обсуждалось в разделе Рис. 5.4.3, пик N_{it} в районе стока связан с высокими темпами обоих (ОЧ- и МЧ-) механизмов, а искусственное подавление высокоэнергетичной части ансамбля носителей в этой области эквивалентно сильному занижению скорости генерации дефектов в рамках этих механизмов и сдвигу деградационных характеристик $\Delta I_{d,lin}(t)$, $\Delta I_{d,sat}(t)$, $\Delta V_{th}(t)$ в сторону более низких значений (см. Рис. 6.9), что особенно выражено на коротких временах стресса, поскольку пристоковый пик $N_{\rm it}$ определяет ДВГН на коротких временах (см. разделы 5.1.3 и 5.4.3).

Модель Хасната и соавторов [443] является попыткой связать кривизну функций распределения носителей по энергии с локальной температурой частиц, тем самым избавившись от зависимости ФР от локальной напряженности поля:

$$f(\varepsilon) = A \exp\left(-\varepsilon^{\xi} / (\eta(\mathbf{k}_{\mathrm{B}}T_{n})^{\nu})\right), \qquad (6.4)$$

где ξ , η , и ν – подгоночные параметры модели; при этом ξ , и ν – безразмерные величины, а размерность ξ определяется отношением ξ и ν (чтобы обеспечить безразмерность выражения в показателе экспоненты).

Функции распределения электронов по энергии, рассчитанные с помощью модели Хасната для трех различных секций ГТДД, показаны на Рис. 6.10. Видно, что в районе стока и в канале результаты данной модели практически идентичны распределению Максвелла. И если в канале – как показывает полное решение уравнения Больцмана – поведение носителей близко к равновесному и описание ансамбля частиц максвелловской ФР корректно, то в районе стока



Рисунок 6.9 — То же, что и на Рис. 6.6, только для ФР, рассчитанных в рамках модели Касси.



Рисунок 6.10 — То же, что и на Рис. 6.4, только для модели Хасната.



Рисунок 6.11 — То же, что и на Рис. 6.5, только для модели Хасната.

транзистора выражение (6.4) приводит к совершенно неверным результатам. Причина в том, что в модели Хасната температура носителей в районе стока не сильно отличается от решеточной в силу невысокой напряженности электрического поля, см. формулу (6.2). Другими словами, модель Хасната рассматривает сток как резервуар холодных частиц, а их перемешивание с горячими электронами, попадающими в сток, не учитывается. Более того, видно, что практически для всех точек на границе раздела Si/SiO₂ ФР модели Хасната имеют значительно заниженные значения, притом в широком диапазоне энергий.

Как результат, концентрация $N_{\rm it}$, вычисленная с использованием этих функций распределения, значительно ниже полученной на основе результатов ViennaSHE во всем диапазоне изменения координаты x. Что касается изменений тока стока в линейном режиме и в режиме насыщения, а также деградации



Рисунок 6.12 — То же, что и на Рис. 6.6, только для ФР, рассчитанных в рамках модели Хасната.

порогового напряжения, то модель Хасната приводит к сильно заниженным значениям $\Delta I_{d,lin}$, $\Delta I_{d,sat}$, и ΔV_{th} во всем диапазоне изменения времени стресса t (см. Рис. 6.12).

В рамках **модели Реджани** функция распределения описывается следующим выражением:

$$f(\varepsilon) = A \exp\left[-\alpha \left(\frac{\varepsilon(1+\delta\varepsilon)}{k_{\rm B}T_{\rm n}(1+\beta\varepsilon)}\right)\right],\tag{6.5}$$

где ε обозначает энергию носителей, а T_n – их температуру; параметры A и α определяются на основании концентрации носителей n и их температуры T_n [437]. Отметим, что в длинноканальных транзисторах концентрация носителей n (которая является моментом уравнения Больцмана) может быть вычислена непосредственно на основе схемы диффузии-дрейфа, а температура T_n аппроксимирована на основе локального уравнения баланса энергии [245].

Основное достоинство модели Реджани заключается в том, что она генерирует функции распределения различной кривизны. Так, в центре канала ГТДД данная модель сводится к распределению Максвелла, что соответствует также расчетам с помощью симулятора ViennaSHE (см. Рис. 6.13). Неплохое соответ-



Рисунок 6.13 — То же, что и на Рис. 6.4, только для модели Реджани.



Рисунок 6.14 — То же, что и на Рис. 6.5, только для модели Реджани.

ствие между ФР, рассчитанными двумя методами, наблюдается также в районе птичьего клюва. Однако для стоковой области транзистора данная модель оказывается неприменимой, что отражается в значительно большем наклоне ФР и, следовательно, в существенно более низких числах заполнения при средних и высоких энергиях.

Естественным следствием такого поведения функций распределения на основе подхода Реджани являются заниженные значения концентрации $N_{\rm it}$ в районе стока (Рис. 6.14). Как уже обсуждалось, пристоковый пик $N_{\rm it}$ определяет ДВГН на коротких временах, поэтому разница в функциях распределения для этой области влечет ошибку, заметную на деградационных показателей $\Delta I_{\rm d,lin}$, $\Delta I_{\rm d,sat}$ и $\Delta V_{\rm th}$, особенно на коротких временах, Рис. 6.15. При длительных временах $\Delta I_{\rm d,lin}(t)$, $\Delta I_{\rm d,sat}(t)$, $\Delta V_{\rm th}(t)$, рассчитанные с помощью модели



Рисунок 6.15 — То же, что и на Рис. 6.6, только для ФР, рассчитанных в рамках модели Реджани.

Реджани, приближаются к экспериментальным зависимостям, что связано с тем, что длительная ДВГН обусловлена многочастичным процессом разрыва связей кремний-водород, а в секциях прибора, где данный процесс доминирует, модель Реджани дает достаточно хорошую точность.

6.2.2 Компактная модель ДВГН, основанная на подходе диффузии-дрейфа, для мощных транзисторов

Основным недостатком моделей, обсуждавшихся в предыдущей секции, является та особенность, что функциональная форма, приписываемая ФР, никак не зависит от латеральной координаты. Например, в модели разогретого максвеллиана и подходе, предложенном Касси и соавторами, кривизна ФР определяется электрическим полем. Поэтому такие подходы не могут в полной мере отразить эффекты, связанные с перемешиванием холодных и горячих носителей, которое происходит, например, в районе стока. Более того, моделирование

 ΦP в этой секции ГТДД является главной проблемой всех моделей, представленных выше. Как следствие, эти модели приводят к заниженным значениям деградационных характеристик $\Delta I_{d,lin}$, $\Delta I_{d,sat}$, ΔV_{th} на коротких временах стресса.

Несмотря на то, что наиболее успешная из представленных в разделе 6.2.1 (и в [445]) модель Реджани может воспроизводить деградацию, вызываемую горячими носителями в ГТДД, с неплохой точностью, как мы видели выше, выражение (6.5) неприемлемо для воспроизведения ФР в области стока транзистора; его использование приводит к занижению заселенности высокоэнергетичных хвостов ФР и, как следствие, к искаженной зависимости изменений $\Delta I_{d,sat}(t)$ и $\Delta I_{d,lin}(t)$ от времени.

Для того, чтобы воспроизвести высокоэнергетичные хвосты ФР с надлежащей точностью, мы использовали подход, разработанный ранее группой Грассера [448], в рамках которого функции распределения описываются аналитическим выражением, включающим два члена, один из которых соответствует равновесным носителям, а второй описывает популяцию горячих частиц:

$$f(\varepsilon) = A \exp\left[-\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_{\text{ref}}}\right)^b\right] + C \exp\left[-\frac{\varepsilon}{k_{\text{B}}T_{\text{n}}}\right].$$
(6.6)

В этой формуле первый член моделирует ΦP в областях прибора, где носители обладают высокими средними энергиями, т.е. в канале, около птичьего клюва или в районе угла узкощелевой изоляции (см. Рис. 5.30 и 5.32) и в области стока. Поскольку исток и сток служат резервуарами термализовавшихся носителей, их ΦP должны включать также максвелловскую компоненту, которая воспроизводится вторым членом в (6.6).

Температура носителей T_n также вычисляется в рамках схемы диффузии-дрейфа, с помощью которой мы сначала находим профили концентрации n(x), электрического поля $F_{Si}(x)$ и подвижности носителей $\mu(x)$, используя программу-симулятор MiniMOS-NT [402]. Эти величины далее используются для оценки температуры $T_n(x)$ носителей:

$$T_{\rm n} = T_{\rm L} + \frac{2}{3} \frac{q}{k_{\rm B}} \tau_{\rm E} \mu F_{\rm Si}^2.$$
 (6.7)

Напомним, что $\tau_{\rm E}$ – это время релаксации энергии, типичные значения которого равны $\tau_{\rm E,n} = 0.35$ пс для электронов и $\tau_{\rm E,p} = 0.4$ пс для дырок [449;450].

Остальные параметры $(A, C \ u \ \varepsilon_{ref})$ в выражении (6.6) для функции распределения находятся на основании моментов транспортного уравнения Больцмана, т.е. концентрации, температуры и коэффициента эксцесса (kurtosis):

$$\int_{0}^{\infty} f(\varepsilon)g(\varepsilon)d\varepsilon = n \tag{6.8}$$

$$\int_{0}^{\infty} \varepsilon f(\varepsilon) g(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{3}{2} n k_{\rm B} T_{\rm n}$$
(6.9)

$$\frac{3}{5} \frac{\langle \varepsilon^2 \rangle}{\langle \varepsilon \rangle^2} = \frac{3}{5} \frac{n \int_0^\infty \varepsilon^2 f(\varepsilon) g(\varepsilon) d\varepsilon}{\left(\int_0^\infty \varepsilon f(\varepsilon) g(\varepsilon) d\varepsilon\right)^2} = \beta_k.$$
(6.10)

Для вычисления плотности состояний $g(\varepsilon)$, фигурирующей в (6.8) и (6.9), мы используем аналитическое выражение, также предложенное в рамках модели Грассера [245]:

$$g(\varepsilon) = g_0 \sqrt{\varepsilon} \left(1 + \eta \varepsilon \right). \tag{6.11}$$

Значения параметров: $g_0 = 1.38 \times 10^{56} \,\mathrm{m}^{-3} \,\mathrm{Д} \,\mathrm{m}^{-3/2}$, $\eta = 1.404 \,\mathrm{s} \mathrm{B}^{-1}$. Данное выражение достаточно точно воспроизводит непараболическое дисперсионное соотношение Кейна, но может быть проинтегрировано аналитически при использовании в формулах (6.8) и (6.9) [245].

Что касается безразмерного коэффициента эксцесса β_k , то для распределения Максвелла и параболического закона дисперсии $\beta_k = 1$; в общем же случае параметр β_k является количественной характеристикой отклонения ΦP от распределения Максвелла. Коэффициент β_k вычисляется с помощью выражения, предложенного в рамках модели Грассера [245]:

$$\beta_{\rm k}(T_{\rm n}) = \frac{T_{\rm L}^2}{T_{\rm n}^2} + 2\frac{\tau_{\beta}}{\tau_{\varepsilon}}\frac{\mu_{\rm S}}{\mu} \left(1 - \frac{T_{\rm L}}{T_{\rm n}}\right),\tag{6.12}$$

где τ_{ϵ} и τ_{β} – времена релаксации энергии и коэффициента эксцесса, μ и μ_{S} – подвижности носителей и потока энергии. На данный момент, не существует достаточно аккуратных моделей для вычисления параметров τ_{ϵ} , τ_{β} и μ_{S} , поэтому мы используем эмпирическую формулу, полученную путем подгонки на основе полного решения транспортного уравнения Больцмана:

$$x(T_{\rm n}) = 2 \frac{\tau_{\beta}}{\tau_{\varepsilon}} \frac{\mu_{\rm S}}{\mu} = x_0 + x_1 \left[1 - \exp\left(-x_2 \frac{T_{\rm L}}{T_{\rm n}}\right) \right].$$
(6.13)

при этом $x_0 = 0.69, x_1 = 1.34$ и $x_2 = 1.89$ – безразмерные параметры.

Далее функции распределения вычисляются на основе выражения (6.5) с ипользованием параметров A, C и $\varepsilon_{\rm ref}$, вычисленных путем решения системы



Рисунок 6.16 — Сравнение функций распределения электронов по энергии, вычисленных посредством ViennaSHE и модели, основанной на схеме диффузии-дрейфа, для n-канального ГТДД. Выведены семейства ФР для области стока, а также в районе птичьего клюва. Все расчеты проводились для $V_{\rm ds} = 20$ В и $V_{\rm gs} = 2$ В. Видно, что модель, основанная на схеме диффузии-дрейфа, может воспроизводить ФР с очень хорошей точностью.

уравнений (6.8)-(6.10). Что касается величины параметра b в формуле (6.6), его значение выбирается равным 1 в районе стока и истока и 2 в оставшихся областях прибора.

Результаты, представленные в данной части, мы получили, используя пи р-канальные ГТДД; подробное описание приборов и проводившихся экспериментов дано в разделе 5.4.2. На Рис. 6.16 проведено сравнение функций распределения электронов по энергии для n-канального ГТДД (для $V_{\rm ds} = 20\,{\rm B}$ и $V_{\rm gs}$ = 2 В), рассчитанных посредством решения транспортного уравнения Больцмана программой ViennaSHE, а также с помощью модели, основанной на схеме диффузии-дрейфа. На рисунке показаны два семейства ФР: для пристоковой области транзистора (координаты x = 0.21, 0.25 и 0.33 мкм, см. Рис. 5.30), а также в районе птичьего клюва (x = 1.31, 1.50 и 1.72 мкм). Отметим еще раз, что в указанных областях ФР довольно сильно отличаются от равновесных. Из Рис. 6.16 видно, что модель, основанная на ДД-схеме, может воспроизвести результаты полного решения уравнения Больцмана с очень хорошей точностью. При этом соответствие особенно хорошо в районе птичьего клюва транзистора, а в области стока наблюдается некоторое расхождение между результатами ViennaSHE и ДД-модели при высоких энергиях. Однако в этом диапазоне энергий значения функций распределения более чем на 20 порядков меньше, чем



Рисунок 6.17 — Сравнение темпов ОЧ-механизмов, рассчитанных на основе ФР, полученных посредством ViennaSHE и модели, основанной на схеме диффузии-дрейфа, для п-канального ГТДД. Напряжения стресса: $V_{\rm ds} = 20$ В и $V_{\rm gs} = 2$ В.



Рисунок 6.18 — Сравнение профилей $N_{\rm it}(x)$, рассчитанных на основе ФР, полученных посредством ViennaSHE и модели, основанной на схеме диффузии-дрейфа, для n-канального ГТДД. Напряжения стресса: $V_{\rm ds} = 20$ В и $V_{\rm gs} = 2$ В.

максимальные, поэтому данное расхождение не будет приводить к серьезной ошибке в рамках ДД-модели.

Чтобы проверить правильность этой идеи мы также построили профили темпов одночастичного и многочастичного механизмов разрыва связей для n-канального ГТДД и $V_{ds} = 20$ В и $V_{gs} = 2$ В, см. Рис. 6.17. Из этого рисунка можно заключить, что темпы обоих механизмов, рассчитанные с помощью двух версий нашей модели для ДВГН, практически идентичны, т.е. указанное расхождение в пристоковых ФР не приводит к ошибке в вычислении темпов диссоциации связей. Рис. 6.18 представляет сравнение профилей $N_{it}(x)$, рассчитанных с помощью двух версий нашей модели для ДВГН для тех же напряжений, что и Рис. 6.17, и двух значений времени стресса: t = 10 с и 1 Мс. Данное

```
282
```



Рисунок 6.19 — Относительные изменения тока стока в линейном режиме $\Delta I_{d,lin}(t)$ и в режиме насыщения $\Delta I_{d,sat}(t)$ для п-канального ГТДД для фиксированной величины $V_{gs} = 2.0$ В и трех напряжений: $V_{ds} = 18$, 20 и 22 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.

сравнение еще раз показывает отличное соответствие результатов двух версий модели во всем диапазоне изменения координаты *x* и для обеих продолжительностей стресса.

Рис. 6.19 представляет сравнение экспериментальных зависимостей нормированного изменения линейного тока стока $\Delta I_{\rm d,lin}(t)$, а также тока стока в



Рисунок 6.20 — Сравнение экспериментальных зависимостей изменений порогового напряжения со временем $\Delta V_{\rm th}(t)$ п-канального ГТДД с результатами двух версий модели для ДВГН: основанной на точном решении уравнения Больцмана и с использованием схемы диффузии-дрейфа. Напряжения стресса: $V_{\rm ds} = 20$ В, $V_{\rm gs} = 2$ В и $V_{\rm ds} = 22$ В, $V_{\rm gs} = 2$ В.

режиме насыщения $\Delta I_{d,sat}(t)$ с результатами двух реализаций нашей модели ДВГН, т.е. основанной на точном полном решении уравнения Больцмана с помощью ViennaSHE и с использованием упрощенного подхода диффузии-дрейфа. Данные приведены для трех значений напряжения сток-исток $V_{ds} = 18$, 20 и 22 В и фиксированной величины напряжения затвор-исток $V_{gs} = 2$ В. Мы заключаем, что обе версии модели могут удовлетворительно воспроизводить экспериментальные данные. Важно также подчеркнуть, что кривые $\Delta I_{d,lin}(t)$ и $\Delta I_{d,sat}(t)$, рассчитанные с помощью модели на основе точного детерминистического решения уравнения Больцмана и упрощенной схемы диффузии-дрейфа, практически идентичны во всем диапазоне времени стресса. Все это говорит о надежности и предиктивности упрощенной версии нашей модели деградации, вызываемой горячими носителями в ГТДД.

Все сказанное выше справедливо также для зависимостей изменений порогового напряжения транзистора со временем $\Delta V_{\rm th}(t)$, измеренных для двух комбинаций напряжений стресса: $V_{\rm ds} = 20$ B, $V_{\rm gs} = 2$ B и $V_{\rm ds} = 22$ B, $V_{\rm gs} = 2$ B. Эти зависимости с хорошей точностью воспроизводятся как версией модели, основанной на детерминистическом решении уравнения Больцмана, так и вариантом, который использует схему диффузии-дрейфа (см. Рис. 6.20, на котором приведены абсолютные значения $\Delta V_{\rm th}$).

Для более детальной проверки предиктивных возможностей версии модели, использующей ДД-схему, мы рассчитали также деградационные характеристики $\Delta I_{\rm d,lin}(t)$ и $\Delta I_{\rm d,sat}(t)$ для двух дополнительных условий стресса, а именно для $V_{\rm ds} = 20$ B, $V_{\rm gs} = 1.2$ B и $V_{\rm ds} = 20$ B, $V_{\rm gs} = 1.5$ B, используя описание Φ P,

284



Рисунок 6.21 — Сравнение экспериментальных характеристик $\Delta I_{d,lin}(t)$ и $\Delta I_{d,sat}(t)$ с результатами версии модели для ДВГН, основанной на подходе диффузии-дрейфа. Данные представлены для V_{ds} = 20 B, $V_{gs} = 1.2$ B и $V_{ds} = 20$ B, $V_{gs} = 1.5$ B.



Рисунок 6.22 — Сравнение экспериментальных зависимостей $\Delta V_{\rm th}(t)$ с рассчитанными с помощью реализации модели, основанной на подходе диффузии-дрейфа, для n-канального ГТДД, подвергнутого стрессу при $V_{\rm ds} = 22$ B, $V_{\rm gs} = 1.2$ B.

основанное на ДД-подходе, см. Рис. 6.21. При этом важно отметить, что функции распределения, использованные для расчетов, представленных на этом рисунке, были получены исключительно с помощью модели диффузии-дрейфа, а сравнение/контроль с использованием функций распределения, вычисленных



Рисунок 6.23 — Сравнение функций распределения дырок по энергии для р-канального ГТДД, вычисленных с помощью ViennaSHE и с использованием модели на основе схемы диффузии-дрейфа. Результаты построены для области стока и в районе угла узкощелевой изоляции; напряжения стресса: $V_{\rm gs} = -1.5$ В и $V_{\rm ds} = -50$ В.

программой ViennaSHE, не проводились. Мы заключаем, что соответствие между экспериментальными характеристиками $\Delta I_{d,lin}(t)/\Delta I_{d,sat}(t)$ и результатами модели очень хорошее. Аналогичные расчеты были также проведены для воспроизведения экспериментальных зависимостей $\Delta V_{th}(t)$ для напряжений $V_{ds} =$ $22 \text{ B}, V_{gs} = 1.2 \text{ B}$ (Рис. 6.22). Как и в случае с данными на Рис. 6.21, ФР не рассчитывались с помощью ViennaSHE, т.е. модель, основанная на ДД-схеме, использовалась в полностью автономном режиме и показала хорошую точность также и для кривых $\Delta V_{th}(t)$.

Апробация данной версии нашей модели для ДВГН была также проведена применительно к р-канальным ГТДД. Функции распределения дырок, полученные с помощью детерминистического решения уравнения Больцмана (программа-симулятор ViennaSHE), совместно с результатами модели на основе подхода диффузии-дрейфа, представлены на Рис. 6.23 для двух ключевых областей прибора, т.е. в стоке и в районе угла узкощелевой изоляции (см. схематическое изображение транзистора на Рис. 5.32), для напряжений $V_{\rm gs} = -1.5$ В и $V_{\rm ds} = -50$ В и $V_{\rm gs} = -1.7$ В и $V_{\rm ds} = -50$ В. Видно, что для обеих секций прибора модель, основанная на ДД-схеме, воспроизводит результаты ViennaSHE вполне удовлетворительно.

Зависимости плотности ловушечных состояний на границе раздела Si/ SiO₂, вычисленные посредством детерминистического решения уравнения Больцмана с помощью программы симулятора ViennaSHE и с помощью модели



Рисунок 6.24 — Сравнение профилей $N_{\rm it}(x)$, рассчитанных с помощью двух версий модели, т.е. варианта, основанного на точном решении уравнения Больцмана, и варианта, использующего аналитическое выражение для моделирования ФР на основе ДД-подхода. Данные приведены для $V_{\rm gs}$ = -1.5 В и $V_{\rm ds}$ = -50 В и двух значений времени стресса: t = 10 и 40 кс.



Рисунок 6.25 — Зависимости $\Delta I_{d,sat}(t)$ для р-канального ГТДД и напряжений стресса $V_{gs} = -1.5$ В и $V_{ds} = -50$ В и $V_{gs} = -1.7$ В и $V_{ds} = -50$ В: сравнение экспериментальных зависимостей и результатов модели на основе схемы диффузии-дрейфа. Серыми линиями показаны также результаты "полной" модели, т.е. на основе ФР, вычисленных как точное решение уравнения Больцмана с помощью симулятора ViennaSHE.

на основе схемы диффузии-дрейфа для напряжений $V_{\rm gs} = -1.5$ В и $V_{\rm ds} = -50$ В и двух значений длительности стресса, приведены на Рис. 6.24. Как и следует из хорошего соответствия ФР (Рис. 6.23), профили $N_{\rm it}(x)$ практически идентичны. Отметим некоторое рассогласование результатов разных версий модели, наблюдаемое в районе угла узкощелевой изоляции (профили, рассчитанные с помощью ДД-схемы, несколько шире). Подобная ошибка, однако, проявляется при $N_{\rm it} \lesssim 10^{10}$ см⁻² и не должна приводить к значимому искажению

деградационных характеристик, рассчитанных в рамках данной реализации модели.

Это соображение подтверждается зависимостями нормализованного изменения тока стока в режиме насыщения $\Delta I_{d,sat}(t)$, приведенными на Рис. 6.25 для фиксированной величины напряжения сток-исток $V_{ds} = -50$ В и двух значений напряжения затвор-исток: $V_{gs} = -1.5$ В и $V_{gs} = -1.7$ В. Видно, что версия нашей модели ДВГН, основанная на упрощенном ДД-подходе, точно воспроизводит экспериментальные данные. Более того, два варианта модели генерируют очень близкие зависимости $\Delta I_{d,sat}(t)$.

На основании сводки результатов, приведенных в данной части, мы заключаем, что версия нашей модели ДВГН, основанная на упрощенном подходе диффузии-дрейфа к решению уравнения Больцмана, точно воспроизводит экспериментальные данные; более того, результаты, полученные в рамках данной ДД-модели, практически идентичны результатам вычислений с использованием детерминистического решения уравнения Больцмана. Таким образом, упрощенная версия нашей модели ДВГН эффективна с вычислительной точки зрения, надежна и предиктивна.

6.3 Компактная модель ДВГН, основанная на подходе диффузии-дрейфа, для короткоканальных транзисторов

Демонстрация возможности моделирования ДВГН, не предусматривающего трудоемкого полного решения уравнения Больцмана, в случае мощных транзисторов, стимулировала дальнейшее развитие модели для ее адаптации к ситуации ДВГН в миниатюризированных ПТ. Однако подход, представленный в разделе 6.2.2, не может быть механически перенесен на случай транзисторов с декананометровыми длинами канала/затвора, причем сразу по нескольким причинам. Во-первых, как уже обсуждалось в части 6.1, подходы на основе диффузии-дрейфа и транспорта энергии имеют ограниченную сферу применения и приводят к неадекватным результатам при длинах канала менее 0.5 мкм и 0.15-0.2 мкм, соответственно (см. также [158;159]). Во-вторых, функции распределения, типичные для ГТДД и короткоканальных транзисторов, имеют существенно различную форму (ср. Рис. 5.34 и Рис. 5.10). Наконец, как обсуждалось в 5.1.4, электрон-электронное рассеяние, непринципиальное при моделировании ДВГН в ГТДД, дает существенный вклад в ДВГН в случае миниатюризированных транзисторов. Учет ЭЭР приводит к появлению "горба" на ФР при высоких энергиях (напр., Рис. 5.2), что приводит к дополнительному усложнению описания/моделирования таких ФР.

В связи со сказанным, нами был предложен иной подход к моделированию функций распределения электронов по энергии для декананометровых n-канальных транзисторов [407; 446]. Данная модель была протестирована на n-канальных планарных транзисторах идентичной архитектуры, но с тремя разными длинами канала: $L_{\rm G} = 56$, 150 и 300 нм. Напомним, что эти же ПТ были задействованы для апробации "полной" версии нашей модели для ДВГН, которая использует детерминистическое решение уравнения Больцмана (часть 5.1.1). Приборы были подвергнуты стрессу при $V_{\rm ds} = V_{\rm gs} = 1.8$ и 2.0 В при комнатной температуре; в качестве метрики ДВГН использовалось относительное изменение линейного тока стока $\Delta I_{\rm d,lin}$ (более детальное описание приборов и экспериментов приводилось в части 5.1.1).

6.3.1 Моделирование функций распределения с учетом влияния электрон-электронного взаимодействия

Для расчета ΦP данная модель использует выражение (6.6), которое учитывает популяции холодных и горячих частиц. Однако, в отличие от случая длинноканальных транзисторов, параметр *b* принимает разные значения в различных диапазонах энергии, также в зависимости от секции прибора. В рамках данной модели форма ΦP может быть в упрощенном виде параметризована согласно схеме, представленной на Рис. 6.26. Видно, что ΦP , вычисленные для канала прибора (Рис. 6.26, верхняя панель), имеют иную форму, нежели ΦP в области стока (Рис. 6.26, нижняя). Это проявляется, например, наличием фононного плато в диапазоне средних энергий носителей на ΦP в районе стока.

Энергия $\varepsilon_{k,1}$, которая соответствует высокоэнергетичной границе этого плато, рассчитывается согласно эмпирической формуле

$$\varepsilon_{\mathbf{k},1} = \alpha \exp[\beta - (\gamma - \delta F_{\mathrm{Si}})^{\frac{1}{2}}], \qquad (6.14)$$
channel region **E**_{k,2} EES hump

Ц О



Рисунок 6.26 — Схематическое изображение функций распределения электронов по энергии для области середины канала (верхняя панель) и области стока (нижняя панель) с обозначением значений параметра b. Здесь под "функцией распределения", как и выше по тексту, подразумевается обобщенная функция распределения, т.е. произведение числа заполнения на плотность состояний, с размерностью $эB^{-1}cM^{-3}$.

energy

где, напомним, F_{Si} – это электрическое поле в кремнии на границе раздела Si/ SiO_2 , α , β , γ и δ – подгоночные параметры, значения которых равны 0.4157 эВ, 1.3, 11.04, 1.51×10^{-6} смB⁻¹, соответственно. Для всех функций распределения и для всего диапазона изменения латеральной координаты x и всех использованных условий стресса значения этих параметров фиксированы. Зависимость электрического поля F_{Si} от x вычисляется в рамках схемы диффузии-дрейфа.

Таким образом, первым шагом в моделировании ФР является вычисление профиля $\varepsilon_{k,1}(x)$ согласно (6.14). Затем, на время пренебрегая вкладом электронэлектронного рассеяния, мы рассчитываем значения ФР по формуле (6.6). Как и в случае мощных приборов, значения параметров A, ε_{ref} , C в выражении (6.6) мы получаем, используя моменты уравнения Больцмана – концентрацию носителей, их температуру и коэффициент эксцесса — то есть решая уравнения (6.8)-(6.10). При вычислениях используется плотность состояний с учетом полной зонной структуры кремния, которая табулирована согласно данным, приведенным в [239].

Параметр b, который фигурирует в формуле (6.6), кусочно-постоянен и скачком меняется в каждой точке излома (см. Рис. 6.26). Наклон зависимости числа заполнения от энергии определяется значением параметра b и величиной энергии $\varepsilon_{\rm ref}$. Для каждого из двух типов функций распределения (для канала/стока) мы присваиваем параметру *b* значения согласно схеме на Рис. 6.26. Данная процедура проводится пока без учета вклада ЭЭР.

Учет электрон-электронного рассеяния приводит к появлению "горба" на Φ P, энергия отстройки которого обозначается как $\varepsilon_{k,2}$. Для энергий $\varepsilon > \varepsilon_{k,2}$ мы присваиваем b = 2 (Рис. 6.26). Значение величины $\varepsilon_{k,2}$ находится из уравнения баланса процессов рассеяния, переводящих частицу в элементарный сегмент энергии [ε ; $\varepsilon + d\varepsilon$] (scattering-in), и процессов, уводящих частицу из данного сегмента в другой энергетический диапазон (scattering-out) [200; 201; 451]. Электрон-электронное рассеяние принадлежит к первым механизмам, в то время как вторые механизмы – это электрон-фононные взаимодействия и рассеяние на ионизированной примеси, поэтому уравнение баланса темпов механизмов рассеяния записывается как

$$r_{\rm ees} = r_{\rm dop} + r_{\rm op/abs} + r_{\rm op/emi} + r_{\rm ac}.$$

$$(6.15)$$

Для вычисления темпов перечисленных механизмов рассеяния мы используем стандартные формулы (см. напр. [452;453]); эти же формулы имплементированы в программы-симуляторы ViennaSHE и MiniMOS-NT и используются как в рамках детерминистического решения уравнения Больцмана, так и в схеме диффузии-дрейфа. Темп рассеяния на акустических фононах ($r_{\rm ac}$) вычисляется в приближении деформационного потенциала:

$$r_{\rm ac} = \frac{D_{\rm A}^2 k_{\rm B} T_{\rm L} m^* p}{\pi c_{\rm l} \hbar^4},\tag{6.16}$$

где $D_{\rm A}$ – акустический деформационный потенциал, m^* – эффективная масса электрона в кремнии, p – импульс носителя, а $c_{\rm l}$ – это упругая константа, которая связывает скорость звука в среде и плотность материала ($v_{\rm s} = \sqrt{c_{\rm l}/\rho}$).

Что касается рассеяния на оптических фононах, мы учитываем процессы их поглощения и испускания, при этом скорости обоих процессов ($r_{\rm op/abs}$ и $r_{\rm op/emi}$, соответственно) записываются как [452]:

$$r_{\rm op/abs} = \frac{D_{\rm o}^2 N_{\rm o} m^* \sqrt{2m^* \left(\epsilon + \hbar \omega_{\rm o}\right)}}{2\pi \rho \omega_{\rm o} \hbar^3},\tag{6.17}$$

$$r_{\rm op/emi} = \frac{D_{\rm o}^2 \left(N_{\rm o} + 1\right) m^* \sqrt{2m^* \left(\varepsilon - \hbar \omega_{\rm o}\right)}}{2\pi \rho \omega_{\rm o} \hbar^3},\tag{6.18}$$

где $D_{\rm o}$ – оптический деформационный потенциал, $\hbar \omega_{\rm o}$ – энергия оптических фононов, а $N_{\rm o}$ – их числа заполнения, которые описываются распределением Бозе-Эйнштейна, т.е. $N_{\rm o} = 1/(\exp [\hbar \omega_{\rm o}/k_{\rm B}T_{\rm L}] - 1)$.

Скорости рассеяния на ионизированной примеси (r_{dop}) рассчитываются по следующей формуле:

$$r_{\rm dop} = \frac{N_{\rm A} q^4}{16\sqrt{2m^*}\pi \left(\epsilon_{\rm Si}\epsilon_0\right)^2} \left[\ln\left(1+\gamma_{\rm D}^2\right) - \frac{\gamma_{\rm D}^2}{1+\gamma_{\rm D}^2}\right] \frac{1}{\epsilon^{3/2}},\tag{6.19}$$

где $\in_{\rm Si}$ – диэлектрическая проницаемость кремния, \in_0 – абсолютная проницаемость вакуума; $\gamma_{\rm D}^2 = 8m^* \varepsilon L_{\rm D}^2/\hbar^2$, где фигурирует дебаевская длина $(L_{\rm D})$, рассчитываемая как $L_{\rm D} = \sqrt{\in_{\rm Si} \in_0 k_B T_n/q^2 n}$ (как и выше, n – концентрация носителей).

Наконец, для вычисления темпа электрон-электронного рассеяния $r_{\rm ees}$ мы используем выражение:

$$r_{\rm ees} = \frac{m^* q^4 n}{\epsilon_{\rm Si}^2 \epsilon_0^2 \hbar^3} \sum_{\varepsilon} \frac{\sqrt{2m^*}/\hbar \left|\sqrt{\varepsilon} - \sqrt{\varepsilon_0}\right|}{\beta_{\rm D}^2 \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \left(\varepsilon - \varepsilon_0\right) + \beta_{\rm D}^2\right)} f\left(\varepsilon\right),\tag{6.20}$$

где через $\beta_{\rm D}=1/L_{\rm D}$ обозначена обратная дебаевская длина.

Важно отметить, что для вычисления величины r_{ees} требуется число заполнения $f(\varepsilon)$. В формуле Рис. 6.20 используются значения $f(\varepsilon)$, рассчитанные на основе выражения (6.6), и самосогласованный пересчет $f(\varepsilon)$ с учетом вклада ЭЭР не проводится.

Таким образом, процедура получения ФР состоит из следующих шагов: (*i*) Для каждой координаты *x* вычисляются значения $\varepsilon_{k,1}$.

(*ii*) Проводится расчет прототипа ΦP согласно выражению (6.6), при этом значения *b* выбираются согласно схеме на Рис. 6.26.

(*iii*) Решается уравнение баланса темпов рассеяния (6.15) и находится $\varepsilon_{k,2}$.

(iv) Проводится перерасчет ΦP с учетом того, что при $\varepsilon > \varepsilon_{k,2}$ значение b = 2.

При реализации этой процедуры необходимо урегулировать вопрос о выборе формы функции распределения для заданного значения латеральной координаты x. Такой выбор не может производиться на основе ФР, полученных путем детерминистического решения уравнения Больцмана, поскольку ДД-версия модели предназначена как раз для того, чтобы обойти данное трудоемкое решение. Чтобы определить, когда происходит "переключение" формы ФР от вида, типичного для канала (Рис. 6.26, верхняя панель), к структуре, типичной для области стока (Рис. 6.26, нижняя панель), вводится параметр X_{ch} . Величина X_{ch} соответствует значению латеральной координаты, при которой происходит данный переход.



Рисунок 6.27 — Эффективная концентрация легирующей примеси ($N_{\rm D}-N_{\rm A}$) для транзистора с длиной затвора 65 нм.

Величину X_{ch} достаточно сложно связать с особенностями архитектуры приборов и их легирования — такими как профили концентрации донорной $(N_{\rm D}(x))$ или акцепторной $(N_{\rm A}(x))$ примеси и/или эффективная концентрация примеси (net doping, $N_{\rm D} - N_{\rm A}$, см. Рис. 6.27). Однако, как видно из функций распределения, представленных на Рис. 6.28, для всех трех приборов изменение формы ФР обычно происходит в районе центра p-n перехода канал-сток. Под "центром" подразумевается значение латеральной координаты, при котором происходит смена типа проводимости кремниевой подложки на интерфейсе, т.е. концентрация $N_{\rm D} - N_{\rm A}$ меняет знак. В случае ПТ с длиной затвора 65 нм это происходит при $x \sim 22$ нм (Рис. 6.27); таким образом, для ПТ с $L_{\rm G} = 65$ нм мы выбираем значение параметра X_{ch} равным 22 нм. Что касается более длинноканальных приборов, то для ПТ с $L_{\rm G} = 150$ и 300 нм мы принимаем величины $X_{\rm ch}$ равными ~ 65 и ~ 130 нм. Следует оговориться, что ошибка в фиксации величины параметра X_{ch} не обязательно влияет на значения изменений тока $\Delta I_{\rm d,lin}$ и их временные зависимости (подробнее это обсуждается в следующей части).

6.3.2 Верификация модели и результаты

На Рис. 6.28 приведены функции распределения электронов по энергии, рассчитанные для трех транзисторов с длинами затвора 65, 150 и 300 нм и напряжений стресса $V_{\rm ds} = V_{\rm gs} = 1.8$ В. Для каждого прибора ФР построены для



Рисунок 6.28 — Сравнение функций распределения электронов по энергии, вычисленных для трех планарных п-канальных транзисторов с разными длинами затвора: $L_{\rm G} = 65, 150$, и 300 нм при $V_{\rm ds} = V_{\rm gs} = 1.8$ В и $T = 25^{\rm o}$ С, с помощью детерминистического решения уравнения Больцмана и с помощью предложенной модели, основанной на подходе диффузии-дрейфа. ФР приведены для четырех позиций внутри прибора: в районе истока, в части канала, граничащей с истоком, в пристоковой части канала и в стоке.

четырех точек, а именно в районе истока (координаты x = -32.5, -75, -150 нм для $L_{\rm G} = 65, 150$ и 300 нм, соответственно), в части канала, находящейся ближе к истоку (x = -12, -18, -45 нм), в пристоковой части канала (x = 12, 18, 45 нм) и, наконец, в районе стока (x = 32.5, 75, 150 нм). Все вычисления проводились для $T = 25^{\circ}$ С. Видно, что соответствие между ФР, рассчитанными в рамках данной модели на основе ДД-схемы, и теми, что были получены путем детерминистического решения уравнения Больцмана, очень хорошее. Некоторая неточность в воспроизведении высокоэнергетичных хвостов наблюдается в случае ФР, вычисленных для области стока, но она не должна приводить к заметным ошибкам в вычисленных на основе этих ФР профилях $N_{\rm it}$ и деградационных характеристиках $\Delta I_{\rm d,lin}(t)$.



Рисунок 6.29 — Рассчитанные зависимости энергии $\varepsilon_{k,2}$, при которой происходит отстройка "горба", связанного с ЭЭР, от латеральной координаты x. Сравниваются кривые, полученные путем полного решения уравнения Больцмана с использованием ViennaSHE и на основе уравнения баланса темпов процессов рассеяния. Данные приведены для приборов с $L_{\rm G} = 65$, 150, и 300 нм для двух условий стресса: $V_{\rm ds} = V_{\rm gs} = 1.8$ и 2.0 В, $T = 25^{\circ}$ С.

Данные, представленные на Рис. 6.28, показывают состоятельность метода баланса темпов процессов рассеяния, т.е. видно, что отступ "горба", связанного с вкладом электрон-электронного рассеяния, хорошо воспроизводится ДД-моделью. Для более детального анализа мы построили также зависимости энергии $\varepsilon_{k,2}$ от латеральной координаты x, вычисленные для всех трех приборов и двух комбинаций напряжений стресса, т.е. $V_{ds} = V_{gs} = 1.8$ В и 2.0 В при $T = 25^{\circ}$ С, см. Рис. 6.29. Видно, что значения, вычисленные на основе уравнения (6.15), с хорошей точностью воспроизводят кривые $\varepsilon_{k,2}(x)$, экстрагированные из Φ Р, полученных с помощью ViennaSHE.

Для проверки, не приводит ли неточность в воспроизведении высокоэнергетичных хвостов ΦP к ошибке в деградационных характеристиках, мы вычислили профили плотности ловушечных состояний на интерфейсе для всех трех ПТ, $V_{\rm ds} = V_{\rm gs} = 1.8$ В, комнатной температуры и двух значений продолжитель-



Рисунок 6.30 — Нормированные на концентрацию нейтральных связей кремний-водород ($N_{\rm Si-H}$) значения $N_{\rm it}$ как функции латеральной координаты x, вычисленные с помощью двух версий модели ДВГН. Зависимости приведены для $V_{\rm ds} = V_{\rm gs} = 1.8$ В, $T = 25^{\circ}$ С и двух значений времени стресса: t = 1 с и 4 кс.

ности стресса, т.е. t = 1 с и 4 кс, см. Рис. 6.30. Оговорим, что на данном рисунке представлены значения $N_{\rm it}$, нормированные на концентрацию наличествующих на интерфейсе нейтральных связей кремний-водород. Можно заключить, что в целом соответствие профилей $N_{\rm it}/N_{\rm Si-H}(x)$, рассчитанных в рамках разных реализаций модели, хорошее, но определенное расхождение все же присутствует. Например, в случае приборов с $L_{\rm G} = 65$ нм и длительного стрессового воздействия (t = 4 кс) характерно некоторое расхождение в результатах, видимое в центре канала (x = -5...5 нм). Отметим, однако, что речь идет о значениях $N_{\rm it}/N_{\rm Si-H} \sim 10^{-2}$, что при $N_{\rm Si-H} = 1.1 \times 10^{13}$ см⁻², типичном для этих приборов (см. часть 5.2), соответствует $N_{\rm it} \sim 10^{11}$ см⁻², а такие $N_{\rm it}$ оказывают очень слабое влияние на характеристики приборов.

Деградационные характеристики $\Delta I_{d,lin}(t)$, рассчитанные с помощью двух вариантов нашей модели ДВГН для $V_{ds} = V_{gs} = 1.8$ и 2.0 В при комнатной температуре, представлены на Рис. 6.31. В случае прибора с длиной затвора 65 нм в нашем распоряжении есть также экспериментальные данные, на основе ко-



Рисунок 6.31 — Деградационные характеристики, рассчитанные с помощью двух версий нашей модели ДВГН для трех приборов с разными длинами затвора. Условия стресса: $V_{\rm ds} = V_{\rm gs} = 1.8$ и 2.0 В и $T = 25^{\rm o}$ С. Видно хорошее соответствие между результатами двух реализаций модели.

торых проводилось тестирование модели (см. раздел 5.2). Видно, что для всех трех транзисторов обе версии модели генерируют практически идентичные зависимости $\Delta I_{d,lin}(t)$, а в случае более короткоканального ПТ они также воспроизводят экспериментальные характеристики с очень хорошей точностью.

Для проверки надежности модели и ее устойчивости по отношению к выбору величины параметра $X_{\rm ch}$, мы построили также характеристики $\Delta I_{\rm d,lin}(t)$, промоделированные с использованием искаженных значений $X_{\rm ch}$, которые отличаются на $10\% L_{\rm G}$ от номинального, как в большую, так и в меньшую сторону: $X_{\rm ch}^{(-)} = X_{\rm ch} - 0.1 L_{\rm G}$ и $X_{\rm ch}^{(+)} = X_{\rm ch} + 0.1 L_{\rm G}$. Рис. 6.32 демонстрирует кривые $\Delta I_{\rm d,lin}(t)$, соответствующие $X_{\rm ch}^{(-)}$, $X_{\rm ch}^{(+)}$ и $X_{\rm ch}$, для всех трех ПТ и двух комбинаций напряжений стресса $V_{\rm ds} = V_{\rm gs} = 1.8$ и 2.0 В. Видно, что для всех приборов значения $\Delta I_{\rm d,lin}$, вычисленные с $X_{\rm ch}^{(+)}$, несколько занижены при коротких временах стресса и идентичны "эталонным" $\Delta I_{\rm d,lin}$ при более длительных стрессах. Искусственное завышение значения $X_{\rm ch}$ приводит к тому, что изменение формы ФР происходит ближе к стоку, т.е. значения функций распределения на отрез-



Рисунок 6.32 — Зависимости $\Delta I_{\rm d,lin}(t)$, полученные при допущении, что ошибка в определении параметра $X_{\rm ch}$ составляет 10% длины затвора $L_{\rm G}$, а также кривые, вычисленные с точным значением $X_{\rm ch}$. Результаты получены для $V_{\rm ds} = V_{\rm gs} = 1.8$ и 2.0 В и $T = 25^{\circ}$ С.

ке $[X_{ch}, X_{ch} + 0.1L_G]$ оказываются заниженными, что приводит к уменьшению темпов одночастичного и многочастичного процессов разрыва связи и значений N_{it} в районе стока. При этом, как мы уже обсуждали в разделе 5.1.3, ДВГН на коротких временах стресса определяется пристоковым максимумом N_{it} – и манипуляция $X_{ch} \longrightarrow X_{ch}^{(+)}$ приводит к недооценке ДВГН на коротких временах. При противоположной манипуляции ($X_{ch} \longrightarrow X_{ch}^{(-)}$), значения $\Delta I_{d,lin}$ оказываются слегка завышенными при длительных стрессах. Причина этого в том, что деградация при длительном стрессовом воздействии происходит за счет распространения фронта N_{it} от пристокового максимума вглубь канала (см. часть 5.1.3), а заниженное значение $X_{ch}^{(-)}$ соответствует эффективному уширению зоны высокой концентрации дефектов и увеличению ДВГН при бо́льших t.

Важно отметить, что ошибка в определении величины $X_{\rm ch}$ на 10% от длины канала является весьма значительной, однако приводит лишь к небольшим девиациям в изменении тока $\Delta I_{\rm d,lin}$. Например, для ПТ с $L_{\rm G} = 65$ нм при



Рисунок 6.33 — Функции распределения электронов по энергии для транзистора с $L_{\rm G} = 65$ нм, рассчитанные для $V_{\rm ds} = V_{\rm gs} = 1.8$ и 2.0 В и повышенной температуры $T = 75^{\rm o}$ С с помощью симулятора ViennaSHE и в рамках модели, основанной на подходе диффузии-дрейфа. ФР приведены для тех же позиций вблизи интерфейса, что и ФР на Рис. 6.28.



Рисунок 6.34 — Деградационные характеристики $\Delta I_{\rm d,lin}$ для ПТ с $L_{\rm G} = 65$ нм и $V_{\rm ds} = V_{\rm gs} = 1.8$ и 2.0 В, но для повышенной температуры $T = 75^{\rm o}$ С: сравнение экспериментальных данных и результатов расчета с использованием обеих версий нашей модели ДВГН.

 $t \sim 10$ кс "эталонные" значения $\Delta I_{\rm d,lin}$ при $V_{\rm ds} = V_{\rm gs} = 1.8$ и 2.0 В равны 0.25 и 0.45, соответственно, а те же величины $\Delta I_{\rm d,lin}$, рассчитанные с $X_{\rm ch}^{(-)}$, увеличиваются до 0.27 и 0.48, т.е. относительная ошибка составляет не более 10%. Более того, влияние вариаций величины $X_{\rm ch}$ при напряжениях, близких к стандартным рабочим, значительно снижается, и это позволяет утверждать, что ДД-версия нашей модели ДВГН остается состоятельной даже при значительной погрешности в значении $X_{\rm ch}$.

Апробация данной компактной модели ДВГН была проведена также для более высокой температуры $T = 75 \,^{\circ}$ C. Рис. 6.33 показывает, что модель точно воспроизводит функции распределения, вычисленные с помощью ViennaSHE, для наиболее короткоканального транзистора для обеих комбинаций напряжений стресса. Из Рис. 6.34 мы также заключаем, что обе версии модели обеспечивают хорошее соответствие между расчетными кривыми $\Delta I_{d,lin}(t)$ и экспериментальными данными. Существенно также, что для всех приборов и условий стресса наша модель использует единый набор параметров.

6.3.3 Заключение к Главе 6

В Главе 6 была представлена и протестирована предложенная нами компактная версия модели ДВГН, основанная на подходе диффузии-дрейфа к решению уравнения Больцмана, который значительно проще и эффективнее полного (детерминистического) решения этого уравнения. Нами было показано, что, несмотря на простоту данной реализации модели ДВГН, она по-прежнему точно воспроизводит как функции распределения носителей по энергии, так и деградационные характеристики, включая профили концентрации ловушек на интерфейсе $N_{\rm it}(x)$ и изменения тока стока $\Delta I_{\rm d,lin}(t)/\Delta I_{\rm d,sat}(t)$.

Апробация модели была проведена применительно к мощным полупроводниковым приборам (ГТДД), а также 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. Было показано, что данная модель, основанная на ДД-схеме, удовлетворительно воспроизводит деградационные зависимости $\Delta I_{d,lin}(t)$, $\Delta I_{d,sat}(t)$ 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 электрон-электронного рассеяния. Этот процесс моделируется на основе уравнения баланса темпов механизмов рассеяния, что позволяет определить энергию отстройки "горба" высокоэнергетичных хвостов ФР, связанного с ЭЭР. 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 $X_{\rm ch}$ приводит лишь к незначительным погрешностям в вычисляемых деградационных характеристиках $\Delta I_{\rm d,lin}$.

Совокупность представленных результатов позволяет констатировать надежность и эффективность данной версии модели, основанной на схеме диффузии-дрейфа.

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 и потому называется "деградацией, вызываемой горячими носителями".

При изучении туннельного переноса через диэлектрическую пленку особое внимание было уделено туннелированию разогретых носителей, а также анализу роли статистического разброса толщины диэлектрика. Последний аспект имеет высокую степень новизны и высокую значимость для миниатюризированных ПТ, но нередко игнорируется в литературе. Нами была предложена модель, которая – помимо математического ожидания d_n и среднеквадратичного отклонения локальной толщины σ_d – вводит также пространственный масштаб неоднородности распределения толщины (или корреляционную длину флуктуаций толщины) диэлектрика λ_d . Данный параметр задает, насколько резко толщина пленки может меняться с координатой. Величина λ_d определяет также масштаб статистического разброса туннельного тока при переходе от образца к образцу. При этом выделяется два предельных случая: размер электрода прибора $L \gg \lambda_{\rm d}$, что соответствует приборам большой площади ($L = S_{
m dev}^{1/2}$, где $S_{\rm dev}$ – площадь электрода), и случай приборов малой площад
и $L\ll\lambda_{\rm d}.$ В первой ситуации прибор содержит бесконечно большое число неоднородностей толщины, статистические вариации среднего значения плотности тока через прибор I/S_{dev} отсутствуют, т.е. величина I/S_{dev} равна своему среднему значению $(I/S_{\text{dev}} = \langle I/S_{\text{dev}} \rangle)$, среднеквадратичное отклонение этой случайной величины пренебрежимо мало ($\sigma_{I/S_{dev}} \rightarrow 0$), а соответствующая функция распределения близка к δ -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_{dev} варьируется от образца к образцу, а дисперсия плотности тока $\sigma_{I/S_{dev}}$ определяется параметрами (d_n, σ_d) и не зависит от λ_d ; при этом функция распределения $w^*\left(\frac{I}{S_{dev}}\right)$ также определяется средним значением и среднеквадратичным отклонением толщины d.

В промежуточной области значений $L/\lambda_{\rm d}$ происходит переход величины $\sigma_{I/S_{\rm dev}}$ от 0 к стационарному значению; крутизна этого перехода задается величиной $\sigma_{\rm d}$. Из сравнения рассчитанных зависимостей $\sigma_{\rm I/S_{dev}}(L/\lambda_{\rm d})$ с экспериментальным значением $\sigma_{I/S_{\rm dev}}$ представляется возможным экстрагировать длину $\lambda_{\rm d}$ – 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 σ_d , которая задает долю площади прибора, через которую текла соответствующая доля тока. Третий метод оценки значения λ_d непосредственно основан на интерпретации длины λ_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 туннельного микроскопа, строится корреляционная функция $cov(l_x)$ (где l_x – расстояние между точками). Далее, λ_d определяется как расстояние l_x , на котором $cov(l_x)$ затухает ниже некоторого заданного значения (отсутствие корреляции толщин между точками). Разработанные методы были апробированы с использованием МДП диодов с диэлектриками SiO₂ и CaF₂; было показано, что все три метода дают очень близкие значения длины λ_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, связанными 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 МОПтранзистора, причем вероятность туннельного переноса разогретых носителей гораздо выше, чем термализованных.

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 модуль 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 (ОЧ) и многочастичного (МЧ) 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 $\Delta V_{\rm th}$, тогда как второй сопровождается уменьшением тока стока $\Delta I_{\rm d}$, 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 $V_{dd} = 0.9$ В, короткоканальные ПТ (длина затвора в диапазоне $L_{G} = 65 - 150$ нм) с планарным интерфейсом и несколько большим рабочим напряжением ($V_{dd} = 0.9$ В), а также мощные горизонтальные МОП-транзисторы, изготовленные методом двойной диффузии, с рабочими напряжениями до 50 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 среднеквадратичное 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 превалирующего механизма происходит при длинах канала ~ 200 нм. Однако наши результаты свидетельствуют, что в ПТ с длинами затвора $L_{\rm G}=65,100$ и 150 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 $V_{\rm ds} \ge 16$ В. Что касается электрон-электронного рассеяния, то в литературе полагается, что ЭЭР начинает играть важную роль в полевых транзисторах с длиной затвора менее 100-120 нм. А нами было показано, что даже в приборах с длиной затвора 300 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 приборах ДВГН, наоборот, ослабевает 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 ~ 45 нм, подвергнутых стрессу при $V_{\rm gs} = V_{\rm ds} = 1.8\,$ и 2.0 В, изменения $\Delta I_{\rm d,lin}$ сильнее при $T = 25^{\circ}$ C, чем при $T = 75^{\circ}$ C. При этом разница в значениях $\Delta I_{\rm d,lin}$, измеренных при разных температурах, снижается по мере роста $V_{\rm gs}, V_{\rm ds}$, и при $V_{\rm gs} = V_{\rm ds} = 2.2\,{\rm B}$ значения $\Delta I_{\rm d,lin}$ 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 Т 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 $N_{\rm it}(x)$, а также изменения транзисторных характеристик $\Delta V_{\rm th}(t)$, $\Delta I_{\rm d,lin}(t)$, $\Delta I_{\rm d,sat}(t)$ с хорошей точностью. Совокупность представленных результатов позволяет констатировать надежность и эффективность данной версии модели, основанной на схеме диффузии-дрейфа.

Благодарности

Автор считает приятным долгом выразить благодарность своим коллегам. Очень многое мне дала работа под руководством ведущего научного сотрудника, профессора РАН М.И. Векслера, к кому в любой момент я мог обратиться за помощью или советом. Я признателен коллегам из Лаборатории мощных полупроводниковых приборов ФТИ, прежде всего, ее заведующему профессору И.В. Грехову, а также сотрудникам (как бывшим, так и настоящим) – А.Ф. Шулекину, профессору А.В. Горбатюку, Д.В. Машовцу, Л.А. Делимовой и Е.В. Астровой. Весьма плодотворным для выполнения работы было взаимодействие с группой профессора Н.С. Соколова (ФТИ) и персонально с С.М. Сутуриным, А.Г. Банщиковым и С.В. Гастевым.

Большое значение для работы имело сотрудничество с Институтом микроэлектроники Технического университета г. Вены (Institut für Mikroelektronik, Technische Universität Wien), а именно – с профессором Т. Грассером (Т. Grasser), О. Триблем (О. Triebl), И. Старковым, М. Биной (М. Bina), Д. Осинцевым, А. Макаровым, П. Шармой (Р. Sharma), М. Йехом (М. Jech) и А.-М. Эль-Саедом (А.-М. El-Sayed). Автор признателен коллегам из центра микроэлектроники *imec*, в первую очередь, Б. Каццеру (В. Kaczer), Я. Франко (J. Franco), М. Вандемаале (М. Vandemaele), А. Часину (А. Chasin) и Э. Бюри (Е. Bury). Наконец, значительная часть расчетов была бы просто невозможна без поддержки профессора К. Юнгеманна (Ch. Jungemann) и Д. Ябса (D. Jabs) из Рейнско-Вестфальского технического университета г. Ахена (RWTH Aachen).

Автор благодарен Министерству науки и высшего образования РФ за поддержку (грант 075-15-2020-790).

Список публикаций по теме диссертации

- A1. R. Khlil, 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", *Microelectronics Reliability*, v. 44, No. 3, pp. 543-546 (2004).
- А2. А.Ф. Шулекин, С.Э. Тягинов, R. Khlil, А. El Hdiy, М.И. Векслер, "Мягкий пробой как причина спада тока в туннельной МОП структуре", Физика и Техника Полупроводников, т. 38, вып. 6, стр. 753-756 (2004).
- АЗ. С.Э.Тягинов, М.И. Векслер, А.Ф. Шулекин, И.В. Грехов, "Влияние пространственной неоднородности толщины диэлектрика на вольтамперные характеристики туннельных МОП структур", Письма в ЖТФ, т. 30, вып. 24, стр. 7-11 (2004).
- А4. С.Э. Тягинов, N. Asli, М.И. Векслер, А.Ф. Шулекин, Р. Seegebrecht, И.В. Грехов, "Мониторинг интенсивности люминесценции туннельной МОП структуры с пространственно неоднородной толщиной диэлектрика", Писъма в ЖТФ, т. 31, вып. 8, стр. 47-51 (2005).
- A5. S.E. Tyaginov, M.I. Vexler, A.F. Shulekin, I.V. Grekhov, "Statistical analysis of tunnel currents in scaled MOS structures with a non-uniform oxide thickness distribution", *Solid-State Electronics*, v. 49, No. 7, pp. 1192-1197 (2005).
- A6. S.E. Tyaginov, M.I. Vexler, A.F. Shulekin, I.V. Grekhov, "Effect of the spatial distribution of SiO2 thickness on the switching behavior of bistable MOS tunnel structures", *Microelectronic Engineering*, v. 83, No. 2, pp. 376-380 (2006).
- A7. S.E. Tyaginov, M.I. Vexler, A.F. Shulekin, I.V. Grekhov, "The postdamage behavior of a MOS tunnel emitter transistor", *Microelectronics Reliability*, v. 46, No. 7, pp. 1035-1041 (2006).
- А8. М.И. Векслер, С.Э. Тягинов, А.Ф. Шулекин, И.В. Грехов, "Вольтамперные характеристики туннельных МОП диодов Al/SiO2/p-Si с пространственно неоднородной толщиной диэлектрика", Физика и Техника Полупроводников, т. 40, вып. 9, стр. 1137-1143 (2006).
- А9. С.Э. Тягинов, М.И. Векслер, И.В. Грехов, V. Zaporojtchenko, "Определение характерного пространственного масштаба флуктуации толщины туннельно-тонкого диэлектрика в МДП-структурах на основе

данных электрических измерений", Физика и Техника Полупроводников, т. 41, вып. 10, стр. 1198-1202 (2007).

- A10. S.E. Tyaginov, M.I. Vexler, A. El Hdiy, K. Gacem, V. Zaporojtchenko, "Electrical methods for estimating the correlation length of insulator thickness fluctuations in MIS tunnel structures", *Proc.15th Workshop on Dielectrics in Microelectronics (WoDiM)*, pp. 227-228 (2008).
- A11. S. Tyaginov, M. Vexler, N. Sokolov, S. Suturin, A. Banshchikov, T. Grasser, B. Meinerzhagen, "Determination of Correlation Length for Thickness Fluctuations in Thin Oxide and Fluoride Films", *Journal of Physics D: Applied Physics*, v. 42, pap. No. 15307 [6 pages] (2009).
- A12. I. Starkov, S. Tyaginov, H. Enichlmair, O. Triebl, J. Cervenka, C. Jungemann, S Carniello, J.M. Park, H. Ceric, T. Grasser, "HC Degradation Model: Interface State Profile-Simulations vs. Experiment", *Proc. Workshop on Dielectrics in Microelectronics (WODIM-2010)*, p. 128 (2010).
- A13. S. Tyaginov, I. Starkov, O. Triebl, J. Cervenka, C. Jungemann, S Carniello, J.M. Park, H. Enichlmair, M. Karner, C. Kernstock, E. Seebacher, R. Minixhofer, H. Ceric, T. Grasser, "Hot-Carrier Degradation Modeling Using Full-Band Monte-Carlo Simulations", Proc. 17th International Symposium on the Physical & Failure Analysis of Integrated Circuits (IPFA-2010), pp. 341-345 (2010).
- A14. I. Starkov, S. Tyaginov, O. Triebl, J. Cervenka, C. Jungemann, S Carniello, J.M. Park, H. Enichlmair, M. Karner, C. Kernstock, E. Seebacher, R. Minixhofer, H. Ceric, T. Grasser, "Analysis of Worst-Case Hot-Carrier Conditions for High Voltage Transistors Based on Full-Band Monte-Carlo Simulations", Proc. 17th International Symposium on the Physical & Failure Analysis of Integrated Circuits (IPFA-2010), pp. 139-144 (2010).
- A15. S. Tyaginov, I. Starkov, O. Triebl, J. Cervenka, C. Jungemann, S Carniello, J.M. Park, H. Enichlmair, M. Karner, C. Kernstock, E. Seebacher, R. Minixhofer, H. Ceric, T. Grasser, "Interface Traps Density-of-States as a Vital Component for Hot-Carrier Degradation Modeling", Proc. 21st European Symposium on the Reliability of Electron Devices, Failure Physics and Analysis (ESREF-2010), pp. 1-4.

- A16. S. Tyaginov, M. Vexler, A. El Hdiy, K. Gacem, V Zaporojtchenko "Electrical Methods for Estimating the Correlation Length of Insulator Thickness Fluctuations in MIS Tunnel Structures", *Materials Science in Semiconductor Processing*, v. 13, pp. 405-410 (2010).
- A17. I. Starkov, S. Tyaginov, H. Enichlmair, J. Cervenka, C. Jungemann, S Carniello, J.M. Park, H. Ceric, T. Grasser, "Hot-Carrier Degradation Caused Interface State Profile-Simulation versus Experiment", *Journal* of Vacuum Science & Technology B, v. 29, No. 1, pap. No.: 01AB09 [8 pages] (2011).
- A18. S.E. Tyaginov, I. Starkov, O. Triebl, J. Cervenka, C. Jungemann, S. Carniello, J.M. Park, H. Enichlmair, M. Karner, C. Kernstock, E. Seebacher, R. Minixhofer, H. Ceric, T. Grasser, "Interface Traps Density-of-States as a Vital Component for Hot-Carrier Degradation Modeling", *Microelectronics Reliability*, v. 50, No. 9-11, pp. 1267 – 1272 (2010).
- A19. S. Tyaginov, I. Starkov, H. Enichlmair, J.M. Park, C. Jungemann, T. Grasser, invited: "Physics-Based Hot-Carrier Degradation Models", Silicon Nitride, Silicon Dioxide, and Emerging Dielectrics 11, R. Sah (ed.); ECS Transactions, 2011, ISBN: 978-1-56677-865-7, pp. 321 352.
- A20. I. Starkov, H. Ceric, S. Tyaginov, T. Grasser, H. Enichlmair, J.M. Park, C. Jungemann "Analysis of Worst-Case Hot-Carrier Degradation Conditions in the Case of n- and p-channel High-Voltage MOSFETs", Proc. 16th International Conference on Simulation of Semiconductor Processes and Devices (SISPAD-2011), pp. 127-130 (2011).
- A21. S. Tyaginov, I. Starkov, O. Triebl, H. Ceric, T. Grasser, H. Enichlmair, J.M. Park, C. Jungemann, "Secondary Generated Holes as a Crucial Component for Modeling of HC Degradation in High-Voltage n-MOSFET", Proc. 16th International Conference on Simulation of Semiconductor Processes and Devices (SISPAD- 2011), pp. 123-126 (2011).
- A22. S. Tyaginov, I. Starkov, C. Jungemann, H. Enichlmair, J.M. Park, T. Grasser, "Impact of the Carrier Distribution Function on Hot-Carrier Degradation Modeling", Proc. 41st European Solid-State Device Research Conference (ESSDERC-2011), pp. 151-154 (2011).

- 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", Proc. International Reliability Physics Symposium (IRPS-2012), pp. XT.7.1-XT.7.6 (2012).
- 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", Proc. 19th International Symposium on the Physical & Failure Analysis of Integrated Circuits (IPFA-2012), p. 1-6 (2012).
- A25. M. Bina, K. Rupp, S. Tyaginov, O. Triebl, T. Grasser: "Modeling of Hot Carrier Degradation Using a Spherical Harmonics Expansion of the Bipolar Boltzmann Transport Equation"; Proc. International Electron Devices Meeting (IEDM-2012), pp. 713-716 (2012).
- A26. S. Tyaginov, T. Grasser, tutorial: "Modeling of Hot-Carrier Degradation: Physics and Controversial Issues", Proc. International Integrated Reliability Workshop (IIRW-2012), pp. 206-215 (2012).
- A27. G. Pobegen, S. Tyaginov, M. Nelhiebel, T. Grasser: "Observation of Normally Distributed Energies for Interface Trap Recovery After Hot-Carrier Degradation", *IEEE Electron Device Letters*, v. 34, No. 8, pp. 939-941 (2013).
- А28. М.И. Векслер, С.Э. Тягинов, Ю.Ю. Илларионов, Ү. К. Sing, А. D. Shenp, В.В. Федоров, Д.В. Исаков, "Общая процедура расчета электрических характеристик туннельных МДП-структур", Физика и Техника Полупроводников, т. 47, вып. 5, стр. 675-683 (2013).
- A29. S. E. Tyaginov, M. Bina, J. Franco, D. Osintsev, Y. Wimmer, B. Kaczer, T. Grasser: "Essential Ingredients for Modeling of Hot-Carrier Degradation in Ultra-Scaled MOSFETs", Proc. International Reliability Workshop (IIRW-2013), pp. 98-101 (2013).
- 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", Proc. International Reliability Workshop (IIRW-2013), pp. 73-77 (2013).
- A31. S. E. Tyaginov, Yu.Yu. Illarionov, M. I. Vexler, M. Bina, J. Cervenka, J. Franco, B. Kaczer, T. Grasser: "Modeling of deep-submicron silicon-based

MISFETs with calcium fluoride dielectric", *Journal of Computational Electronics*, v. 13, No. 2, 733-738 (2014).

- A32. S. Tyaginov, M. Bina, J. Franco, D. Osintsev, O. Triebl, B. Kaczer, T. Grasser, "Physical Modeling of Hot-Carrier Degradation for Shortand Long-channel MOSFETs", Proc. International Reliability Physics Symposium (IRPS-2014), pp. XT 16.1-13.8 (2014).
- A33. S. E. Tyaginov, M. Bina, J. Franco, Y. Wimmer, D. Osintsev, B. Kaczer, T. Grasser, "A Predictive Physical Model for Hot-Carrier Degradation in Ultra-Scaled MOSFETs", Proc. International Conference on Simulation of Semiconductor Processes and Devices (SISPAD-2014), pp. 89-92 (2014).
- A34. Y. Wimmer, S. E. Tyaginov, F. Rudolf, K. Rupp, M. Bina, H. Enichlmair, J.M. Park, R. Minixhofer, H. Ceric, T. Grasser, "Physical Modeling of Hot-Carrier Degradation in nLDMOS Transistors", Proc. International Reliability Workshop (IIRW-2014), pp. 58-62 (2014).
- A35. M. Bina, S. E. Tyaginov, J. Franco, K. Rupp, Y. Wimmer, D. Osintsev,
 B. Kaczer, T. Grasser, "Predictive Hot-Carrier Modeling of n-Channel MOSFETs", *IEEE Transactions on Electron Devices*, v. 61, No. 9, pp. 3103-3110 (2014).
- A36. M. I. Vexler, Yu. Illarionov, S. E. Tyaginov, T. Grasser, "Adaptation of the Model of Tunneling in a Metal/CaF2/Si(111) System for Use in Industrial Simulators of MIS Devices", *Semiconductors*, v. 49, No. 2, pp. 259-263 (2015).
- A37. P. Sharma, M. Jech, S. E. Tyaginov, F. Rudolf, K. Rupp, H. Enichlmair, J.M. Park, T. Grasser, "Modeling of Hot-Carrier Degradation in LDMOS Devices Using a Drift-Diffusion Based Approach", Proc. International Conference on Simulation of Semiconductor Processes and Devices (SISPAD-2015), pp. 60-63 (2015).
- A38. S. E. Tyaginov, M. Bina, J. Franco, Y. Wimmer, B. Kaczer, T. Grasser, "On the Importance of Electron-Electron Scattering for Hot-Carrier Degradation", *Japanese Journal of Applied Physics*, v. 54, No. 4S (2015), pp. 04DC18-1-04DC18-6.
- A39. P. Sharma, S. E. Tyaginov, Y. Wimmer, F. Rudolf, K. Rupp,H. Enichlmair, J.M. Park, H. Ceric, T. Grasser, "Comparison of Analytic Distribution Function Models for Hot-Carrier Degradation

in nLDMOSFETs", *Microelectronics Reliability*, v. 55, No. 9-10, pp. 1427-1432 (2015).

- A40. P. Sharma, S. E. Tyaginov, Y. Wimmer, F. Rudolf, K. Rupp, M. Bina, H. Enichlmair, J.M. Park, R. Minixhofer, H. Ceric, T. Grasser, "Modeling of Hot-Carrier Degradation in nLDMOS Devices: Different Approaches to the Solution of the Boltzmann Transport Equation", *IEEE Transactions on Electron Devices*, v. 62, No. 6, 1811-1818 (2015).
- A41. Yu. Illarionov, M. I. Vexler, M. Karner, S. E. Tyaginov, J. Cervenka, T. Grasser, "TCAD Simulation of Tunneling Leakage Current in CaF₂/Si(111) MIS Structures", *Current Applied Physics*, v. 15, No. 2, pp. 78-83 (2015).
- A42. S. E. Tyaginov, M. Jech, J. Franco, P. Sharma, B. Kaczer, T. Grasser, "Understanding and Modeling the Temperature Behavior of Hot-Carrier Degradation in SiON n-MOSFETs", *IEEE Electron Device Letters*, v. 37, No. 1, pp. 84-87 (2016).
- A43. P. Sharma, S. E. Tyaginov, M. Jech, Y. Wimmer, F. Rudolf, H. Enichlmair, J.M. Park, H. Ceric, T. Grasser, "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 Electronics*, v. 115, Part B, pp. 185-191 (2016).
- A44. M. Jech, P. Sharma, S. E. Tyaginov, F. Rudolf, T. Grasser, "On the Limits of Applicability of Drift-Diffusion Based Hot Carrier Degradation Modeling", *Japanese Journal of Applied Physics*, v. 55, No. 4S, pp. 04ED14 (2016).
- A45. P. Sharma, S. Tyaginov, S.E. Rauch, J. Franco, B. Kaczer, A. Makarov, M.I. Vexler, T. Grasser, "Hot-Carrier Degradation Modeling of Decananometer nMOSFETs Using the Drift-Diffusion Approach", *IEEE Electron Device Letters*, v. 38, No. 2, pp. 160-163 (2017).
- A46. A. Makarov, S.E. Tyaginov, B. Kaczer, M. Jech, A. Chasin, A. Grill1, G. Hellings, M.I. Vexler, D. Linten, and T. Grasser, "Hot-Carrier Degradation in FinFETs: Modeling, Peculiarities, and Impact of Device Topology", *Proc. International Electron Devices Meeting (IEDM-2017)*, pp. 310-313.
- А47. С.Э. Тягинов, А.А. Макаров, М. Jech, М. И. Векслер, J. Franco, В. Касzer, Т. Grasser, "Физические основы самосогласованного моделирования процессов генерации интерфейсных состояний и транспорта

горячих носителей в транзисторах на базе структур металл-диэлектрик-кремний", *Физика и Техника Полупроводников*, т. 52, вып. 2, стр. 254-259 (2018).

- А48. А.А. Макаров, С. Э. Тягинов В. Касzer, М. Jech, А. Chasin, А. Grill, G. Hellings, М. И. Векслер, D. Linten, Т. Grasser, "Анализ особенностей деградации, вызываемой горячими носителями, в транзисторах с каналом в форме плавника", Физика и Техника Полупроводников, т. 52, вып. 10, стр. 1177-1182 (2018).
- А49. С.Э. Тягинов, А.А. Макаров, В. Касzer, М. Jech, А. Chasin, А. Grill, G. Hellings, М. И. Векслер, D. Linten, Т. Grasser, "О влиянии параметров топологии транзистора с каналом в форме плавника на деградацию, вызываемую горячими носителями", Физика и Техника Полупроводников, т. 52, вып. 10, стр. 1631-1635 (2018).

Список литературы

- J. del Alamo, "Nanometre-Scale Electronics with III-V Compound Semiconductors," *Nature*, vol. 479, no. 7373, pp. 317–323, nov 2011, 10.1038/nature10677.
- C. Auth, C. Allen, A. Blattner, D. Bergstrom, M. Brazier, M. Bost, M. Buehler, V. Chikarmane, T. Ghani, T. Glassman, R. Grover, W. Han, D. Hanken, M. Hattendorf, P. Hentges, R. Heussner, J. Hicks, D. Ingerly, P. Jain, S. Jaloviar, R. James, D. Jones, J. Jopling, S. Joshi, C. Kenyon, H. Liu, R. McFadden, B. McIntyre, J. Neirynck, C. Parker, L. Pipes, I. Post, S. Pradhan, M. Prince, S. Ramey, T. Reynolds, J. Roesler, J. Sandford, J. Seiple, P. Smith, C. Thomas, D. Towner, T. Troeger, C. Weber, P. Yashar, K. Zawadzki, and K. Mistry, "A 22nm high performance and low-power CMOS technology featuring fully-depleted tri-gate transistors, self-aligned contacts and high density MIM capacitors," in 2012 Symposium on VLSI Technology (VLSIT), June 2012, pp. 131–132.
- H. Mertens, R. Ritzenthaler, A. Hikavyy, M. S. Kim, Z. Tao, K. Wostyn, S. A. Chew, A. D. Keersgieter, G. Mannaert, E. Rosseel, T. Schram, K. Devriendt, D. Tsvetanova, H. Dekkers, S. Demuynck, A. Chasin, E. V. Besien, A. Dangol, S. Godny, B. Douhard, N. Bosman, O. Richard, J. Geypen, H. Bender, K. Barla, D. Mocuta, N. Horiguchi, and A. V. Y. Thean, "Gate-all-around MOSFETs based on vertically stacked horizontal Si nanowires in a replacement metal gate process on bulk Si substrates," in 2016 IEEE Symposium on VLSI Technology, June 2016, pp. 1–2.
- 4. M. Houssa, "High-k Gate Dielectrics," pp. 1–614, 2003.
- S. Novak, C. Parker, D. Becher, M. Liu, M. Agostinelli, M. Chahal, P. Packan, P. Nayak, S. Ramey, and S. Natarajan, "Transistor Aging and Reliability in 14nm Tri-gate Technology," in 2015 IEEE International Reliability Physics Symposium, April 2015, pp. 2F.2.1–2F.2.5.
- S. Ramey, Y. Lu, I. Meric, S. Mudanai, S. Novak, C. Prasad, and J. Hicks, "Aging Model Challenges in Deeply Scaled Tri-Gate Technologies," in 2015

IEEE International Integrated Reliability Workshop (IIRW), Oct 2015, pp. 56–62.

- A. Kerber, "Impact of RTN on stochastic BTI degradation in scaled metal gate/high-k CMOS technologies," in 2015 IEEE International Reliability Physics Symposium, April 2015, pp. 3B.3.1–3B.3.6.
- M. Cho, G. Hellings, A. Veloso, E. Simoen, P. Roussel, B. Kaczer, H. Arimura, W. Fang, J. Franco, P. Matagne, N. Collaert, D. Linten, and A. Thean, "On and Off State Hot Carrier Reliability in Junctionless High-K MG Gate-All-Around Nanowires," in 2015 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM), Dec 2015, pp. 14.5.1–14.5.4.
- S. É. Tyaginov, M. I. Vexler, I. V. Grekhov, and V. Zaporojtchenko, "Determination of the characteristic length of thickness fluctuations for a tunneling-thin insulator in MIS structures from electrical data," *Semiconductors*, vol. 41, no. 10, pp. 1181–1184, Oct 2007.
- A. Bravaix and V. Huard, "Hot-Carrier Degradation Issues in Advanced CMOS Nodes," in 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, "Role of E-E Scattering in the Enhancement of Channel Hot Carrier Degradation of Deep-Submicron NMOSFETs at high V_{gs} Conditions," *IEEE Trans. Dev. Material. Reliab.*, vol. 1, no. 2, pp. 113–119, 2001.
- W. McMahon, K. Matsuda, J. Lee, K. Hess, and J. Lyding, "The Effects of a Multiple Carrier Model of Interface States Generation of Lifetime Extraction for MOSFETs," in *Proc. International Conference on Modeling and Simulation* of Microsystem, vol. 1, 2002, pp. 576–579.
- W. McMahon, A. Haggag, and K. Hess, "Reliability Scaling Issues for Nanoscale Devices," *IEEE Trans. Nanotech.*, vol. 2, no. 1, pp. 33–38, 2003.
- S. Rauch and G. L. Rosa, "CMOS Hot Carrier: From Physics to End Of Life Projections, and Qualification," in *Proc. International Reliability Physics* Symposium (IRPS), tutorial, 2010.

- S. Tyaginov and T. Grasser, "Modeling of hot-carrier degradation: Physics and controversial issues," in 2012 IEEE International Integrated Reliability Workshop Final Report, Oct 2012, pp. 206–215.
- H. Kufluoglu and M. Alam, "A computational model of NBTI and hot carrier injection time-exponents for MOSFET reliability," *Journ. Comput. Electron.*, vol. 3, pp. 165–169, 2004.
- 17. —, "A geometrical unification of the theories of NBTI and HCI time exponents and its implications for ultra-scaled planar and surround-gate MOSFETs," in *Proc. International Electron Devices Meeting (IEDM)*, 2004, pp. 113–116.
- S. E. Rauch and G. L. Rosa, "The energy-driven paradigm of NMOSFET hot-carrier effects," *IEEE Transactions on Device and Materials Reliability*, vol. 5, no. 4, pp. 701–705, Dec 2005.
- A. Bravaix, C. Guerin, V. Huard, D. Roy, J. Roux, and E. Vincent, "Hot-carrier Acceleration Factors for Low Power Management in DC-AC Stressed 40nm NMOS Node at High Temperature," in *Proc. International Reliability Physics* Symposium (IRPS), 2009, pp. 531–546.
- C. Guerin, V. Huard, and A. Bravaix, "General Framework about Defect Creation at the Si/SiO₂ Interface," *Journal of Applied Physics*, vol. 105, pp. 114513-1-114513-12, 2009.
- K. Rupp, T. Grasser, and A. Jüngel, "On the Feasibility of Spherical Harmonics Expansions of the Boltzmann Transport Equation for Three-Dimensional Device Geometries," in 2011 International Electron Devices Meeting, Dec 2011, pp. 34.1.1–34.1.4.
- 22. P. Sharma, S. Tyaginov, Y. Wimmer, F. Rudolf, K. Rupp, M. Bina, H. Enichlmair, J.-M. Park, R. Minixhofer, H. Ceric, and T. Grasser, "Modeling of Hot-Carrier Degradation in nLDMOS Devices: Different Approaches to the Solution of the Boltzmann Transport Equation," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 62, no. 6, pp. 1811–1818, 2015.
- H. Kamrani, D. Jabs, V. d'Alessandro, N. Rinaldi, T. Jacquet, C. Maneux, T. Zimmer, K. Aufinger, and C. Jungemann, "Microscopic Hot-Carrier Degradation Modeling of SiGe HBTs Under Stress Conditions Close to the SOA

Limit," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 64, no. 3, pp. 923–929, March 2017.

- 24. C. Fiegna, F. Venturi, M. Melanotte, E. Sangiorgi, and B. Ricco, "Simple and efficient modeling of EPROM writing," *IEEE Trans Electron Dev.*, vol. 38, no. 3, pp. 603–610, 1991.
- 25. Internatinal Technology Roadmap for Semiconductors (ITRS), Chapter 5: More Moore, 2015.
- 26. M. Bohr, "The evolution of scaling from the homogeneous era to the heterogeneous era," in 2011 International Electron Devices Meeting, Dec 2011, pp. 1.1.1–1.1.6.
- H. Riel, L.-E. Wernersson, M. Hong, and J. A. del Alamo, "III-V compound semiconductor transistors—from planar to nanowire structures," *MRS Bulletin*, vol. 39, no. 8, pp. 668–677, 008 2014.
- E. J. Nowak, I. Aller, T. Ludwig, K. Kim, R. V. Joshi, C.-T. Chuang, K. Bernstein, and R. Puri, "Turning silicon on its edge [double gate CMOS/FinFET technology]," *IEEE Circuits and Devices Magazine*, vol. 20, no. 1, pp. 20–31, Jan 2004.
- Colinge J.-P., Lee Ch.-W., Afzalian A., Akhavan N. D., Yan R., Ferain I., Razavi P., O'Neill B., Blake A., White M., Kelleher A.-M., McCarthy B., and Murphy R., "Nanowire transistors without junctions," *Nature Nano*, vol. 5, no. 3, pp. 225–229, mar 2010, 10.1038/nnano.2010.15.
- Ferain I., C. Colinge, and Colinge J.-P., "Multigate transistors as the future of classical metal-oxide-semiconductor field-effect transistors," *Nature*, vol. 479, no. 7373, pp. 310–316, nov 2011, 10.1038/nature10676.
- K. J. Kuhn, "Considerations for Ultimate CMOS Scaling," *IEEE Transactions* on *Electron Devices*, vol. 59, no. 7, pp. 1813–1828, July 2012.
- V. Huard, M. Denais, and C. Parthasarathy, "NBTI Degradation: From Physical Mechanisms to Modelling," *Microel. Reliab.*, vol. 46, no. 1, pp. 1–23, 2006.

- D. Schroder, "Negative bias temperature instability: what do we understand?" Microel. Reliab., vol. 47, no. 6, pp. 841–852, 2007.
- T. Grasser, Bias Temperature Instability for Devices and Circuits, ser. Springer Science+Business Media New York, 2013.
- 35. Z. Shi, J. P. Mieville, and M. Dutoit, "Random telegraph signals in deep submicron n-MOSFET's," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 41, no. 7, pp. 1161–1168, Jul 1994.
- 36. J. P. Campbell, J. Qin, K. P. Cheung, L. C. Yu, J. S. Suehle, A. Oates, and K. Sheng, "Random telegraph noise in highly scaled nMOSFETs," in 2009 IEEE International Reliability Physics Symposium, April 2009, pp. 382–388.
- E. Simoen and C. Claeys, Random Telegraph Signals in Semiconductor Devices, ser. 2053-2563. IOP Publishing, 2016.
- T. Wang, N.-K. Zous, J.-L. Lai, and C. Huang, "Hot hole stress induced leakage current (SILC) transient in tunnel oxides," *IEEE Electron Dev. Lett.*, vol. 19, no. 11, pp. 411–413, 1998.
- 39. E. Cartier and A. Kerber, "Stress-induced leakage current and defect generation in nFETs with HfO2/TiN gate stacks during positive-bias temperature stress," in 2009 IEEE International Reliability Physics Symposium, April 2009, pp. 486–492.
- 40. W. Goes, M. Waltl, Y. Wimmer, G. Rzepa, and T. Grasser, "Advanced modeling of charge trapping: RTN, 1/f noise, SILC, and BTI," in *Proc. Simulation of Semiconductor Processes and Devices (SISPAD)*, Sept 2014, pp. 77–80.
- 41. A. Haggag, W. McMahon, K. Hess, K. Cheng, J. Lee, and J. Lyding, "High-performance Chip Reliability from Short-time-tests. Statistical Models for Optical Interconnect and HCI/TDDB/NBTI Deep-Submicron Transistor Failures," in *Proc. International Reliability Physics Symposium (IRPS)*, 2001, pp. 271–279.
- J. McPherson, "Time Dependent Dielectric Breakdown Physics Models Revisited," *Microelectronics Reliability*, vol. 52, no. 9–10, pp. 1753–1760, 2012.

- 43. K. L. Pey, N. Raghavan, X. Li, W. H. Liu, K. Shubhakar, X. Wu, and M. Bosman, "New insight into the TDDB and breakdown reliability of novel high-k gate dielectric stacks," in 2010 IEEE International Reliability Physics Symposium, May 2010, pp. 354–363.
- 44. S. Tyaginov, I. Starkov, H. Enichlmair, J. Park, C. Jungemann, and T. Grasser, "Physics-Based Hot-Carrier Degradation Models (invited)," *ECS Transactions*, vol. 35, no. 4, pp. 321–352, 2011.
- 45. P. Moens and G. van den Bosch, "Characterization of total self-operating area of lateral DMOS transistors," *IEEE Trans Electron Dev.*, vol. 6, no. 3, pp. 349–357, 2006.
- 46. S. Reggiani, G. Barone, E. Gnani, A. Gnudi, G. Baccarani, S. Poli, R. Wise, M.-Y. Chuang, W. Tian, S. Pendharkar, and M. Denison, "Characterization and Modeling of Electrical Stress Degradation in STI-based Integrated Power Devices," *Solid-State Electronics*, vol. 102, no. 12, pp. 25–41, 2014.
- 47. P. Moens, J. Mertens, F. Bauwens, P. Joris, W. D. Ceuninck, and M. Tack, "A Comprehensive Model for Hot Carrier Degradation in LDMOS Transistors," in *Proc. International Reliability Physics Symposium (IRPS)*, 2007, pp. 492–497.
- S.-Y. Chen, J. Chen, J. Lee, K.-M. Wu, C. Liu, and S. Hsu, "Anomalous Hot-Carrier-Induced Increase in Saturation-Region Drain Current in n-Type Lateral Diffused Metal–Oxide–Semiconductor Transistors," *IEEE Trans Electron Dev.*, vol. 55, no. 5, pp. 1137–1142, 2008.
- 49. J. Lee, J. Chen, K.-M. Wu, C. Liu, and S. Hsu, "Effect of hot-carrier-induced interface states distribution on linear drain current degradation in 0.35 μm n-type lateral diffused metal-oxide-semiconductor transistors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, no. 103510, 2008.
- M.-W. Ma, C.-Y. Chen, C.-J. Su, W.-C. Wu, Y.-H. Wu, K.-H. Kao, T.-S. Chao, and T.-F. Lei, "Characteristics of PBTI and Hot Carrier Stress for LTPS-TFT With High-k Gate Dielectric," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 29, no. 2, pp. 171–173, 2008.
- 51. M. Cho, J. D. Lee, M. Aoulaiche, B. Kaczer, P. Roussel, T. Kauerauf, R. Degraeve, J. Franco, L. Å. Ragnarsson, and G. Groeseneken, "Insight

Into N/PBTI Mechanisms in Sub-1-nm-EOT Devices," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 59, no. 8, pp. 2042–2048, Aug 2012.

- 52. C. H. Chang, E. R. Hsiehl, S. S. Chung, Y. H. Lin, C. H. Tsai, C. T. Tsai, and G. H. Ma, "The investigation of the stress-induced traps and its correlation to PBTI in high-kdielectrics nMOSFETs by the RTN measurement technique," in *Proceedings of 2010 International Symposium on VLSI Technology, System* and Application, April 2010, pp. 70–71.
- 53. C. D. Young and G. Bersuker, *PBTI in High-k Oxides*. New York, NY: Springer New York, 2014, pp. 585–596.
- 54. E. Zhang, C. Zhang, D. Fleetwood, R. Schrimpf, S. Dhar, S.-H. Ryu, X. Shen, and S. Pantelides, "Bias-Temperature instabilities and radiation effects on SiC MOSFETs," *ECS Transactions*, vol. 35, no. 4, pp. 369–380, 2011.
- 55. E. X. Zhang, C. X. Zhang, D. M. Fleetwod, R. D. Schrimpf, S. Dhar, S. H. Ryu, X. Shen, and S. T. Pantelides, "Bias-Temperature Instabilities in 4H-SiC Metal-Oxide-Semiconductor Capacitors," *IEEE Transactions on Device and Materials Reliability*, vol. 12, no. 2, pp. 391–398, June 2012.
- 56. Z. Chbili, K. P. Cheung, P. Campbell, J. S. Suehle, D. E. Ioannou, S. H. Ryu, and A. J. Lelis, "Unusual bias temperature instability in SiC DMOSFET," in *Proc. International Integrated Reliability Workshop (IIRW)*, Oct 2013, pp. 90–93.
- 57. J. Franco, B. Kaczer, P. J. Roussel, J. Mitard, M. Cho, L. Witters, T. Grasser, and G. Groeseneken, "SiGe Channel Technology: Superior Reliability Toward Ultrathin EOT Devices - Part I: NBTI," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 60, no. 1, pp. 396–404, Jan 2013.
- J. Franco, B. Kaczer, A. Chasin, H. Mertens, L. A. Ragnarsson, R. Ritzenthaler, S. Mukhopadhyay, H. Arimura, P. J. Roussel, E. Bury, N. Horiguchi, D. Linten, G. Groeseneken, and A. Thean, "NBTI in Replacement Metal Gate SiGe Core FinFETs: Impact of Ge Concentration, Fin Width, Fin Rotation and Interface Passivation by High Pressure Anneals," in 2016 IEEE International Reliability Physics Symposium (IRPS), April 2016, pp. 4B-2-1-4B-2-7.

- 59. G. Rzepa, M. Waltl, W. Goes, B. Kaczer, J. Franco, T. Chiarella, N. Horiguchi, and T. Grasser, "Complete Extraction of Defect Bands Responsible for Instabilities in n and pFinFETs," in 2016 IEEE Symposium on VLSI Technology, June 2016, pp. 1–2.
- 60. H. Jiang, S. Shin, X. Liu, X. Zhang, and M. A. Alam, "Characterization of self-heating leads to universal scaling of HCI degradation of multi-fin SOI FinFETs," in 2016 IEEE International Reliability Physics Symposium (IRPS), April 2016, pp. 2A-3-1-2A-3-7.
- 61. K. O. Jeppson and C. M. Svensson, "Negative bias stress of MOS devices at high electric fields and degradation of MNOS devices," *Journal of Applied Physics*, vol. 48, no. 5, pp. 2004–2014, 1977.
- J. P. Campbell, P. M. Lenahan, C. J. Cochrane, A. T. Krishnan, and S. Krishnan, "Atomic-Scale Defects Involved in the Negative-Bias Temperature Instability," *IEEE Transactions on Device and Materials Reliability*, vol. 7, no. 4, pp. 540–557, Dec 2007.
- S. Mahapatra, N. Goel, S. Desai, S. Gupta, B. Jose, S. Mukhopadhyay, K. Joshi,
 A. Jain, A. E. Islam, and M. A. Alam, "A Comparative Study of Different Physics-Based NBTI Models," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 60, no. 3, pp. 901–916, March 2013.
- 64. T. Grasser, K. Rott, H. Reisinger, M. Waltl, F. Schanovsky, and B. Kaczer,
 "NBTI in Nanoscale MOSFETs the Ultimate Modeling Benchmark," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 61, no. 11, pp. 3586–3593, Nov 2014.
- C. R. Helms and E. H. Poindexter, "The Silicon-Silicon Dioxide System: Its Microstructure and Imperfections," *Reports on Progress in Physics*, vol. 57, no. 8, p. 791, 1994.
- 66. J. H. Stathis and D. J. DiMaria, "Identification of an Interface Defect Generated by Hot Electrons in SiO₂," *Applied Physics Letters*, vol. 61, no. 24, pp. 2887–2889, 1992.
- 67. E. Cartier and J. H. Stathis, "Hot-Electron Induced Passivation of Silicon Dangling Bonds at the Si(111)/SiO₂ Interface," *Applied Physics Letters*, vol. 69, no. 1, pp. 103–105, 1996.

- 68. P. Lenahan, "Atomic Scale Defects Involved in MOS Reliability Problems," *Microelectronic Engineering*, vol. 69, no. 2–4, pp. 173–181, 2003, proceedings of the Symposium and Summer School on: Nano and Giga Challenges in Microelectronics Research and Opportunities in Russia.
- F. Schanovsky and T. Grasser, "On the Microscopic Limit of the RD Model," in *Bias Temperature Instability for Devices and Circuits*. Springer New York, 2013, pp. 379–408.
- 70. M. Alam and S. Mahapatra, "A comprehensive model of {PMOS} {NBTI} degradation," *Microelectronics Reliability*, vol. 45, no. 1, pp. 71–81, 2005.
- 71. S. Mahapatra, D. Saha, D. Varghese, and P. B. Kumar, "On the Generation and Recovery of Interface Traps in MOSFETs Subjected to NBTI, FN, and HCI stress," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 53, no. 7, pp. 1583–1592, July 2006.
- 72. D. Varghese, D. Saha, S. Mahapatra, K. Ahmed, F. Nouri, and M. Alam, "On the Dispersive Versus Arrhenius Temperature Activation of NBTI Time Evolution in Plasma Nitrided Gate Oxides: Measurements, Theory, and Implications," in *IEEE InternationalElectron Devices Meeting*, 2005. *IEDM Technical Digest.*, Dec 2005, pp. 684–687.
- 73. T.Grasser, W. Gös, and B. Kaczer, "Dispersive Transport and Negative Bias Temperature Instability: Boundary Conditions, Initial Conditions, and Transport Models," *IEEE Trans Dev. Material. Reliab.*, vol. 8, no. 1, pp. 79–97, 2008.
- 74. B. Kaczer, V. Arkhipov, R. Degraeve, N. Collaert, G. Groeseneken, and M. Goodwin, "Disorder-Controlled-Kinetics Model for Negative Bias Temperature Instability and its Experimental Verification," in 2005 IEEE International Reliability Physics Symposium, 2005. Proceedings. 43rd Annual, April 2005, pp. 381–387.
- 75. H. Reisinger, O. Blank, W. Heinrigs, A. Muhlhoff, W. Gustin, and C. Schlunder, "Analysis of NBTI Degradation- and Recovery-Behavior Based on Ultra Fast VT-Measurements," pp. 448–453, March 2006.

- 76. T. Wang, C.-T. Chan, C.-J. Tang, C.-W. Tsai, H. C. H. Wang, M.-H. Chi, and D. D. Tang, "A Novel Transient Characterization Technique to Investigate Trap Properties in HfSiON Gate Dielectric MOSFETs From Single Electron Emission to PBTI Recovery Transient," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 53, no. 5, pp. 1073–1079, May 2006.
- 77. B. Kaczer, T. Grasser, P. J. Roussel, J. Franco, R. Degraeve, L. A. Ragnarsson,
 E. Simoen, G. Groeseneken, and H. Reisinger, "Origin of NBTI Variability in Deeply Scaled pFETs," in 2010 IEEE International Reliability Physics Symposium, May 2010, pp. 26–32.
- 78. T. Grasser, H. Reisinger, P. J. Wagner, F. Schanovsky, W. Goes, and B. Kaczer, "The Time Dependent Defect Spectroscopy (TDDS) for the Characterization of the Bias Temperature Instability," in 2010 IEEE International Reliability Physics Symposium, May 2010, pp. 16–25.
- 79. H. Miki, N. Tega, M. Yamaoka, D. J. Frank, A. Bansal, M. Kobayashi, K. Cheng, C. P. D'Emic, Z. Ren, S. Wu, J. B. Yau, Y. Zhu, M. A. Guillorn, D. G. Park, W. Haensch, E. Leobandung, and K. Torii, "Statistical Measurement of Random Telegraph Noise and Its Impact in Scaled-down High-k/Metal-Gate MOSFETs," in 2012 International Electron Devices Meeting, Dec 2012, pp. 19.1.1–19.1.4.
- T. Grasser, H. Reisinger, P.-J. Wagner, and B. Kaczer, "Time-Dependent Defect Spectroscopy for Characterization of Border Traps in Metal-Oxide-Semiconductor Transistors," *Phys. Rev. B*, vol. 82, p. 245318, Dec 2010.
- T. Grasser, P. J. Wagner, H. Reisinger, T. Aichinger, G. Pobegen, M. Nelhiebel, and B. Kaczer, "Analytic Modeling of the Bias Temperature Instability Using Capture/Emission Time Maps," in 2011 International Electron Devices Meeting, Dec 2011, pp. 27.4.1–27.4.4.
- T. Grasser, W. Goes, Y. Wimmer, F. Schanovsky, G. Rzepa, M. Waltl, K. Rott, H. Reisinger, V. V. Afanas'ev, A. Stesmans, A. M. El-Sayed, and A. L. Shluger, "On the microscopic structure of hole traps in pMOSFETs," in *Proc. International Electron Devices Meeting (IEDM)*, Dec 2014, pp. 21.1.1–21.1.4.
- 83. F. Schanovsky, O. Baumgartner, V. Sverdlov, and T. Grasser, "A multi scale modeling approach to non-radiative multi phonon transitions at oxide defects in MOS structures," *Journal of Computational Electronics*, vol. 11, no. 3, pp. 218–224, 2012.
- 84. F. Schanovsky, O. Baumgartner, W. Goes, and T. Grasser, "A detailed evaluation of model defects as candidates for the bias temperature instability," in *Proc. Simulation of Semiconductor Processes and Devices (SISPAD)*, Sept 2013, pp. 1–4.
- 85. T. Grasser, M. Waltl, G. Rzepa, W. Goes, Y. Wimmer, A. M. El-Sayed, A. L. Shluger, H. Reisinger, and B. Kaczer, "The "Permanent"Component of NBTI Revisited: Saturation, Degradation-Reversal, and Annealing," in 2016 IEEE International Reliability Physics Symposium (IRPS), April 2016, pp. 5A-2-1-5A-2-8.
- 86. Y. Wimmer, A.-M. El-Sayed, W. Gös, T. Grasser, and A. L. Shluger, "Role of Hydrogen in Volatile Behaviour of Defects in SiO₂-Based Electronic Devices," *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 472, no. 2190, 2016.
- A.-M. El-Sayed, M. B. Watkins, V. V. Afanas'ev, and A. L. Shluger, "Nature of intrinsic and extrinsic electron trapping in SiO₂," *Phys. Rev. B*, vol. 89, p. 125201, Mar 2014.
- Y. Y. Illarionov, M. Waltl, M. M. Furchi, T. Mueller, and T. Grasser, "Reliability of Single-Layer MoS₂ Field-Effect Transistors with SiO₂ and hBN Gate Insulators," in 2016 IEEE International Reliability Physics Symposium (IRPS), April 2016, pp. 5A-1-1-5A-1-6.
- A. Grill, G. Rzepa, P. Lagger, C. Ostermaier, H. Ceric, and T. Grasser, "Charge Feedback Mechanisms at Forward Threshold Voltage Stress in GaN/AlGaN HEMTs," in 2015 IEEE International Integrated Reliability Workshop (IIRW), Oct 2015, pp. 41–45.
- 90. K. Puschkarsky, H. Reisinger, T. Aichinger, W. Gustin, and T. Grasser, "Understanding BTI in SiC MOSFETs and its impact on circuit operation," *IEEE Transactions on Device and Materials Reliability*, vol. PP, no. 99, pp. 1–1, 2018.

- 91. T. Grasser, M. Waltl, K. Puschkarsky, B. Stampfer, G. Rzepa, G. Pobegen, H. Reisinger, H. Arimura, and B. Kaczer, "Implications of gate-sided hydrogen release for post-stress degradation build-up after BTI stress," in 2017 IEEE International Reliability Physics Symposium (IRPS), April 2017, pp. 6A-2.1-6A-2.6.
- 92. M. Kirton and M. Uren, "Noise in solid-state microstructures: A new perspective on individual defects, interface states and low-frequency (1/f) noise," Advances in Physics, vol. 38, no. 4, pp. 367–468, 1989.
- 93. K. K. Hung, P. K. Ko, C. Hu, and Y. C. Cheng, "Random telegraph noise of deep-submicrometer MOSFETs," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 11, no. 2, pp. 90–92, Feb 1990.
- 94. R. G. Southwick, K. P. Cheung, J. P. Campbell, S. A. Drozdov, J. T. Ryan, J. S. Suehle, and A. S. Oates, "Physical model for Random Telegraph Noise amplitudes and implications," in 2012 IEEE Silicon Nanoelectronics Workshop (SNW), June 2012, pp. 1–2.
- 95. L. D. Yau and C.-T. Sah, "Theory and experiments of low-frequency generationrecombination noise in MOS transistors," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 16, no. 2, pp. 170–177, Feb 1969.
- 96. T. Grasser, H. Reisinger, W. Goes, T. Aichinger, P. Hehenberger, P.-J. Wagner, M. Nelhiebel, J. Franco, and B. Kaczer, "Switching Oxide Traps as the Missing Link Between Negative Bias Temperature Instability and Random Telegraph Noise," in *Proc. International Electron Devices Meeting (IEDM)*, 2009.
- 97. T. Grasser, "Stochastic Charge Trapping in Oxides: From Random Telegraph Noise to Bias Temperature Instabilities," *Microelectronics Reliability (invited)*, vol. 52, no. 1, pp. 39–70, 2012.
- 98. H. Reisinger, T. Grasser, C. Schlunder, and W. Gustin, "The Statistical Analysis of Individual Defects constituting NBTI and its Implications for Modeling DC- and AC-Stress," in *Proc. International Reliability Physics* Symposium (IRPS), 2010, pp. 7–15.
- 99. G. Rzepa, M. Waltl, W. Goes, B. Kaczer, and T. Grasser, "Microscopic oxide defects causing BTI, RTN, and SILC on high-k FinFETs," in 2015 International

Conference on Simulation of Semiconductor Processes and Devices (SISPAD), Sept 2015, pp. 144–147.

- 100. M. Depas, M. M. Heyns, and P. W. Mertens, "Soft Breakdown of Ultra-Thin Gate Oxide Layers," in Solid State Device Research Conference, 1995. ESSDERC '95. Proceedings of the 25th European, Sept 1995, pp. 235–238.
- 101. R. Degraeve, G. Groeseneken, R. Bellens, M. Depas, and H. E. Maes, "A consistent model for the thickness dependence of intrinsic breakdown in ultrathin oxides," in *Proceedings of International Electron Devices Meeting*, Dec 1995, pp. 863–866.
- 102. M. Depas, T. Nigam, and M. M. Heyns, "Soft breakdown of ultra-thin gate oxide layers," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 43, no. 9, pp. 1499–1504, Sep 1996.
- 103. F. Monsieur, E. Vincent, G. Pananakakis, and G. Ghibaudo, "Wear-out, breakdown occurrence and failure detection in 18–25 A ultrathin oxides," *Microelectronics Reliability*, vol. 41, no. 7, pp. 1035–1039, 2001.
- 104. F. Monsieur, E. Vincent, D. Roy, S. Bruyere, J. Vildeuil, G. Pananakakis, and G. Ghibaudo, "A Thorough Investigation of Progressive Breakdown in Ultrathin Oxides. Physical Understanding and Application for Industrial Reliability Assessment," in *Proc. International Reliability Physics Symposium (IRPS)*, 2002, pp. 45–54.
- 105. F. Monsieur, E. Vincent, G. Ribes, V. Huard, S. Bruyere, D. Roy, G. Pananakakis, and G. Ghibaudo, "Evidence for defect-generation-driven wear-out of breakdown conduction path in ultra thin oxides," in *Proc. International Reliability Physics Symposium (IRPS)*, 2003, pp. 424–431.
- 106. R. Moazzami and C. Hu, "Stress-induced current in thin silicon dioxide films," in 1992 International Technical Digest on Electron Devices Meeting, Dec 1992, pp. 139–142.
- 107. K. Sakakibara, N. Ajika, M. Hatanaka, H. Miyoshi, and A. Yasuoka, "Identification of stress-induced leakage current components and the corresponding trap models in SiO2 films," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 44, no. 6, pp. 986–992, Jun 1997.

- 108. Y. Okuyama, S. Kamohara, Y. Manabe, K. Okuyama, Y. Kubota, T. Kobayashi, and K. Kimura, "Monte Carlo simulation of stressinduced leakage current by hopping conduction via multi-traps in oxide," in *International Electron Devices Meeting 1998. Technical Digest (Cat. No.98CH36217)*, Dec 1998, pp. 905–908.
- 109. R. Degraeve, B. Kaczer, F. Schuler, M. Lorenzini, D. Wellekens, P. Hendrickx, J. V. Houdt, L. Haspeslagh, G. Tempel, and G. Groeseneken, "Statistical model for stress-induced leakage current and pre-breakdown current jumps in ultrathin oxide layers," in *International Electron Devices Meeting. Technical Digest* (*Cat. No.01CH37224*), Dec 2001, pp. 6.2.1–6.2.4.
- 110. M. I. Vexler, S. E. Tyaginov, Y. Y. Illarionov, Y. K. Sing, A. D. Shenp, V. V. Fedorov, and D. V. Isakov, "A general simulation procedure for the electrical characteristics of metal-insulator-semiconductor tunnel structures," *Semiconductors*, vol. 47, no. 5, pp. 686–694, May 2013.
- 111. R. Khlil, A. E. Hdiy, A. Shulekin, S. Tyaginov, and M. Vexler, "Soft breakdown of MOS tunnel diodes with a spatially non-uniform oxide thickness," *Microelectronics Reliability*, vol. 44, no. 3, pp. 543–546, 2004.
- 112. J. S. Suehle, E. M. Vogel, B. Wang, and J. B. Bernstein, "Temperature dependence of soft breakdown and wear-out in sub-3 nm SiO2 films," in 2000 IEEE International Reliability Physics Symposium Proceedings. 38th Annual (Cat. No.00CH37059), 2000, pp. 33–39.
- 113. I. Polishchuk, T.-J. King, and C. Hu, "Physical origin of SILC and noisy breakdown in very thin silicon nitride gate dielectric," in *Device Research Conference. Conference Digest (Cat. No.01TH8561)*, June 2001, pp. 20–21.
- 114. B. E. Weir, P. J. Silverman, D. Monroe, K. S. Krisch, M. A. Alam, G. B. Alers, T. W. Sorsch, G. L. Timp, F. Baumann, C. T. Liu, Y. Ma, and D. Hwang, "Ultra-thin gate dielectrics: they break down, but do they fail?" in *International Electron Devices Meeting. IEDM Technical Digest*, Dec 1997, pp. 73–76.
- 115. J. Sune and E. Y. Wu, "Temperature-dependent transition to progressive breakdown in thin silicon dioxide based gate dielectrics," *Applied Physics Letters*, vol. 86, no. 19, p. 193502, 2005.

- 116. E. Miranda and J. Suñé, "Electron transport through broken down ultra-thin SiO2 layers in MOS devices," *Microelectronics Reliability*, vol. 44, no. 1, pp. 1–23, 2004.
- 117. A. Padovani, D. Z. Gao, A. L. Shluger, and L. Larcher, "A Microscopic Mechanism of Dielectric Breakdown in SiO₂ Films: An Insight from Multi-scale Modeling," *Journal of Applied Physics*, vol. 121, no. 15, p. 155101, 2017.
- 118. M. Kimura and T. Ohmi, "Conduction mechanism and origin of stress-induced leakage current in thin silicon dioxide films," *Journal of Applied Physics*, vol. 80, no. 11, pp. 6360–6369, 1996.
- 119. S. Takagi, N. Yasuda, and A. Toriumi, "Experimental evidence of inelastic tunneling and new I-V model for stress-induced leakage current," in *International Electron Devices Meeting. Technical Digest*, Dec 1996, pp. 323–326.
- 120. E. Rosenbaum and L. F. Register, "Mechanism of stress-induced leakage current in MOS capacitors," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 44, no. 2, pp. 317–323, Feb 1997.
- 121. L. Larcher, "Statistical simulation of leakage currents in MOS and flash memory devices with a new multiphonon trap-assisted tunneling model," *IEEE Trans. Electon Dev.*, vol. 50, no. 2, pp. 1246–1253, 2003.
- 122. L. Vandelli, A. Padovani, L. Larcher, R. G. Southwick, W. B. Knowlton, and G. Bersuker, "Modeling temperature dependency (6 – 400K) of the leakage current through the SiO₂/high-K stacks," pp. 388–391, Sept 2010.
- 123. W. Goes, M. Toledano-Luque, O. Baumgartner, M. Bina, F. Schanovsky, B. Kaczer, and T. Grasser, "Understanding correlated drain and gate current fluctuations," in *Proc. International Symposium on the Physical & Failure Analysis of Integrated Circuits (IPFA)*, July 2013, pp. 51–56.
- 124. D. J. DiMaria and E. Cartier, "Mechanism for stress-induced leakage currents in thin silicon dioxide films," *Journal of Applied Physics*, vol. 78, no. 6, pp. 3883–3894, 1995.

- 125. D. J. DiMaria and J. H. Stathis, "Non-Arrhenius temperature dependence of reliability in ultrathin silicon dioxide films," *Applied Physics Letters*, vol. 74, no. 12, pp. 1752–1754, 1999.
- 126. P. Riess, G. Ghibaudo, G. Pananakakis, J. Brini, and G. Ghidini, "Electric field and temperature dependence of the stress induced leakage current: Fowler–Nordheim or Schottky emission?" *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 245, no. 1, pp. 48–53, 1999.
- 127. T. Grasser, B. Kaczer, W. Gös, H. Reisinger, T. Aichinger, P. Hehenberger, P.-J. Wagner, J. Franco, M. Toledano-Luque, and M. Nelhiebel, "The Paradigm Shift in Understanding the Bias Temperature Instability: From Reaction-Diffusion to Switching Oxide Traps," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 58, no. 11, pp. 3652–3666, 2011.
- 128. R. Degraeve, G. Groeseneken, R. Bellens, J. L. Ogier, M. Depas, P. J. Roussel, and H. E. Maes, "New insights in the relation between electron trap generation and the statistical properties of oxide breakdown," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 45, no. 4, pp. 904–911, Apr 1998.
- 129. M. Houssa, T. Nigam, P. W. Mertens, and M. M. Heyns, "Soft breakdown in ultrathin gate oxides: Correlation with the percolation theory of nonlinear conductors," *Applied Physics Letters*, vol. 73, no. 4, pp. 514–516, 1998.
- 130. —, "Model for the current-voltage characteristics of ultrathin gate oxides after soft breakdown," *Journal of Applied Physics*, vol. 84, no. 8, pp. 4351–4355, 1998.
- 131. A. F. Shulekin, S. É. Tyaginov, R. Khlil, A. El Hdiy, and M. I. Vexler, "Soft breakdown as a cause of current drop in an MOS tunnel structure," *Semiconductors*, vol. 38, no. 6, pp. 724–726, Jun 2004.
- 132. J. H. Stathis, "Percolation models for gate oxide breakdown," Journal of Applied Physics, vol. 86, no. 10, pp. 5757–5766, 1999.
- 133. J. Sune, I. Placencia, N. Barniol, E. Farrés, F. Martín, and X. Aymerich, "On the breakdown statistics of very thin SiO₂ films," *Thin Solid Films*, vol. 185, no. 2, pp. 347–362, 1990.

- 134. K. F. Schuegraf and C. Hu, "Hole injection SiO₂ breakdown model for very low voltage lifetime extrapolation," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 41, no. 5, pp. 761–767, May 1994.
- 135. D. J. DiMaria and J. H. Stathis, "Explanation for the oxide thickness dependence of breakdown characteristics of metal-oxide-semiconductor structures," *Applied Physics Letters*, vol. 70, no. 20, pp. 2708–2710, 1997.
- 136. J. Sune, "New physics-based analytic approach to the thin-oxide breakdown statistics," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 22, no. 6, pp. 296–298, June 2001.
- 137. M. A. Alam, J. Bude, and A. Ghetti, "Field acceleration for oxide breakdowncan an accurate anode hole injection model resolve the E vs. 1/E controversy?" in 2000 IEEE International Reliability Physics Symposium Proceedings. 38th Annual (Cat. No.00CH37059), 2000, pp. 21–26.
- 138. I.-C. Chen, S. E. Holland, and C. Hu, "Electrical breakdown in thin gate and tunneling oxides," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 32, no. 2, pp. 413–422, Feb 1985.
- 139. M. V. Fischetti, "Model for the generation of positive charge at the Si-SiO₂ interface based on hot-hole injection from the anode," *Phys. Rev. B*, vol. 31, pp. 2099–2113, Feb 1985.
- 140. D. DiMaria and J. Stathis, "Anode Hole Injection, Defect Generation, and Breakdown in Ultrathin Silicon Dioxide Films," *Journ. Appl. Phys.*, vol. 89, no. 9, pp. 5015–5024, 2001.
- 141. M. A. Alam, J. Bude, B. Weir, P. Silverman, A. Ghetti, D. Monroe, K. P. Cheung, and S. Moccio, "An anode hole injection percolation model for oxide breakdown-the "doom's day"scenario revisited," in *International Electron Devices Meeting 1999. Technical Digest (Cat. No.99CH36318)*, Dec 1999, pp. 715–718.
- 142. A. Ghetti, E. Sangiorgi, J. Bude, T. W. Sorsch, and G. Weber, "Tunneling into interface states as reliability monitor for ultrathin oxides," *IEEE Transactions* on *Electron Devices*, vol. 47, no. 12, pp. 2358–2365, Dec 2000.

- 143. D. DiMaria and J. Stasiak, "Trap Creation in Silicon Dioxide Produced by Hot Electrons," Journ. Appl. Phys., vol. 65, no. 6, pp. 2342–2356, 1989.
- 144. D. DiMaria, "Defect generation under substrate-hot-electron injection into ultrathin silicon dioxide layers," *Journal of Applied Physics*, vol. 86, no. 4, pp. 2100–2109, 1999.
- 145. J. W. McPherson and D. A. Baglee, "Acceleration Factors for Thin Gate Oxide Stressing," in 23rd International Reliability Physics Symposium, March 1985, pp. 1–5.
- 146. J. W. McPherson, "Extended Mie-Grüneisen molecular model for time dependent dielectric breakdown in silica detailing the critical roles of O-Si≡O₃ tetragonal bonding, stretched bonds, hole capture, and hydrogen release," *Journal of Applied Physics*, vol. 99, no. 8, p. 083501, 2006.
- 147. J. McPherson, "Quantum Mechanical Treatment of Si-O Bond Breakage in Silica Under Time Dependent Dielectric Breakdown Testing," in Proc. International Reliability Physics Symposium (IRPS), 2007, pp. 209–216.
- 148. S. E. Tyaginov, W. Gos, T. Grasser, V. Sverdlov, P. Schwaha, R. Heinzl, and F. S. timpfl, "Description of Si-O bond breakage using pair-wise interatomic potentials under consideration of the whole crystal," in 2009 IEEE International Reliability Physics Symposium, April 2009, pp. 514–522.
- 149. S. Tyaginov, V. Sverdlov, W. Gös, P. Scwaha, R. Heinzl, F. Stimpfl, and T. Grasser, "Impact of the Surrounding Network on the Si-O Bond-Breakage Energetics," *MRS Proceedings*, vol. 1177, 2009.
- 150. A.-M. El-Sayed and A. Shluger, "MegaPaper by Tassem," *Physical Review B*, p. accepted, 2018.
- 151. D. J. DiMaria, E. Cartier, and D. Arnold, "Impact ionization, trap creation, degradation, and breakdown in silicon dioxide films on silicon," *Journal of Applied Physics*, vol. 73, no. 7, pp. 3367–3384, 1993.
- 152. D. J. DiMaria, "Explanation for the polarity dependence of breakdown in ultrathin silicon dioxide films," *Applied Physics Letters*, vol. 68, no. 21, pp. 3004–3006, 1996.

- 153. Y. Mitani, H. Satake, and A. Toriumi, "Experimental evidence of hydrogenrelated SILC generation in thin gate oxide," in *International Electron Devices Meeting. Technical Digest (Cat. No.01CH37224)*, Dec 2001, pp. 6.4.1–6.4.4.
- 154. J. Suñé and E. Y. Wu, "Hydrogen-Release Mechanisms in the Breakdown of Thin SiO₂ Films," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 92, p. 087601, Feb 2004.
- 155. E. Y. Wu and J. Suñé, "Generalized hydrogen release-reaction model for the breakdown of modern gate dielectrics," *Journal of Applied Physics*, vol. 114, no. 1, 2013.
- 156. S. Lombardo, E. Wu, and J. Stathis, "Comprehensive model for progressive breakdown in nFETs and pFETs," in 2016 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM), Dec 2016, pp. 31.6.1–31.6.4.
- 157. E. Wu, J. Stathis, B. Li, A. Kim, B. Linder, R. Bolam, and G. Bonilla, "Fundamental statistical properties of reconstruction methodology for TDDB with variability in BEOL/MOL/FEOL applications," in 2016 IEEE International Reliability Physics Symposium (IRPS), April 2016, pp. 3A-1-1-3A-1-13.
- 158. T. Grasser, H. Kosina, and S. Selberherr, "Influence of the distribution function shape and the band structure on impact ionization modeling," *Journ. Appl. Phys.*, vol. 90, no. 12, pp. 6165–6171, 2001.
- 159. T. Grasser, T.-W. Tang, H. Kosina, and S. Selberherr, "A Review of Hydrodynamic and Energy-Transport Models for Semiconductor Device Simulation," *Proceeding of the IEEE*, vol. 91, no. 2, pp. 251–273, 2003.
- 160. S. Rauch and G. L. Rosa, "The Energy Driven Paradigm of NMOSFET Hot Carrier Effects," in Proc. International Reliability Physics Symposium (IRPS), 2005.
- 161. K. Hess, I. C. Kizilyalli, and J. W. Lyding, "Giant Isotope Effect in Hot Electron Degradation of Metal Oxide Silicon Devices," *IEEE Trans Electron Dev.*, vol. 45, no. 2, pp. 406–416, 1998.
- 162. K. Hess, A. Haggag, W. McMahon, K. Cheng, J. Lee, and J. Lyding, "The Physics of Determining Chip Reliability," *IEEE Circuits and Devices Magazine*, vol. 17, no. 3, pp. 33–38, May 2001.

- 163. W. McMahon and K. Hess, "A Multi-Carrier Model for Interface Trap Generation," *Journal of Computational Electronics*, vol. 1, no. 3, pp. 395–398, Oct 2002.
- 164. S. Tyaginov, I. Starkov, O. Triebl, J. Cervenka, C. Jungemann, S. Carniello, J. Park, H. Enichlmail, C. Kernstock, E. Seebacher, R. Minixhofer, H. Ceric, and T. Grasser, "Interface Traps Density-of-states as a Vital Component for Hot-carrier Degradation Modeling," *Microelectronics Reliability*, vol. 50, pp. 1267–1272, 2010.
- 165. M. Bina, S. Tyaginov, J. Franco, Y. Wimmer, D. Osinstev, B. Kaczer, T. Grasser, et al., "Predictive Hot-Carrier Modeling of n-channel MOSFETs," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 61, no. 9, pp. 3103–3110, 2014.
- 166. S. Tyaginov, M. Jech, J. Franco, P. Sharma, B. Kaczer, and T. Grasser, "Understanding and Modeling the Temperature Behavior of Hot-Carrier Degradation in SiON nMOSFETs," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 37, no. 1, pp. 84–87, Jan 2016.
- 167. K. Brower, "Dissociation Kinetics of Hydrogen-Passivated (111)Si-Si0₂
 Interface Defects," *Physical Review B*, vol. 42, no. 6, pp. 3444–3454, 1990.
- 168. A. Stesmans, "Dissociation kinetics of hydrogen-passivated P_b defects at the (111)Si/SiO₂ interface," Phys. Rev. B, vol. 61, pp. 8393–8403, Mar 2000.
- 169. H. Kisaki, "Tunnel Transistor," Proceedings of the IEEE, vol. 61, no. 7, pp. 1053–1054, July 1973.
- 170. A. Martin, J. S. Suehle, P. Chaparala, P. O'Sullivan, and A. Mathewson, "A new Oxide Degradation Mechanism for Stresses in the Fowler-Nordheim Tunneling Regime," in *Proceedings of International Reliability Physics* Symposium, April 1996, pp. 67–76.
- 171. H. Momose, S.-I. Nakamura, T. Ohguro, T. Yoshitomi, E. Morifuji, T. Morimoto, Y. Katsumata, and H. Iwai, "A study of hot-carrier degradation in n- and p-MOSFETs with ultra-thin gate oxides in the direct-tunneling regime," *IEDM Technical Digest*, pp. 453–456, 1997.

- 172. K. A. Nasyrov, S. S. Shaĭmeev, V. A. Gritsenko, J. H. Han, C. W. Kim, and J. W. Lee, "Electron and hole injection in metal-oxide-nitride-oxide-silicon structures," *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, vol. 102, no. 5, pp. 810–820, May 2006.
- C. Hu, "Lucky Electron Model for Channel Hot Electron Emission," in Proc. International Electron Devices Meeting (IEDM), 1979, pp. 22–25.
- 174. C. Hu, S. Tam, F. Hsu, P.-K. Ko, T.-Y. Chan, and K. Terrill, "Hot-electroninduced MOSFET Degradation Model, Monitor and Improvement," *IEEE Trans. Electron Dev.*, vol. 48, no. 4, pp. 375–385, 1985.
- 175. C. Hu, S. Tam, F.-C. Hsu, P.-K. Ko, T.-Y. Chan, and K. Terrill, "Hot-electroninduced MOSFET degradation – model, monitor, and improvement," *IEEE Journ. Solid-State Circuits*, vol. 20, no. 1, pp. 295–305, 1985.
- 176. S. Sze and K. Ng, *Physics of semiconductor devices*, ser. Wiley-Interscience publication. Wiley-Interscience, 2007.
- 177. S. Tam, P.-K. Ko, and C. Hu, "Lucky-electron model of channel hot-electron injection in MOSFET'S," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 31, no. 9, pp. 1116–1125, Sep 1984.
- 178. A. Stesmans, "Revision of H₂ Passivation of P₂ Interface Defects in Standard (111)Si/SiO₂," Applied Physics Letters, vol. 68, no. 19, pp. 2723–2725, 1996.
- 179. —, "Passivation of P_{b0} and P_{b1} Interface Defects in Thermal (100) Si/SiO₂ with Molecular Hydrogen," Appl. Phys. Lett., vol. 68, no. 15, pp. 2076–2078, 1996.
- 180. J.-S. Goo, Y.-G. Kim, H. Lee, H.-Y. Kwon, and H. Shin, "An Analytical Model for Hot-carrier-induced Degradation of Deep-submicron n-channel LDD MOSFETs," *Solid-State Electron.*, vol. 38, no. 6, pp. 1191–1196, 1995.
- 181. C. Liang, H. Gaw, and P. Cheng, "An analytical model for self-limiting behavior of hot-carrier degradation in 0.25 mu m n-MOSFET's," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 13, no. 11, pp. 569–571, Nov 1992.
- 182. R. Dreesen, K. Croes, J. Manca, W. D. Ceunick, L. D. Schepper, A. Pergoot, and G. Groeseneken, "Modeling hot-carrier degradation of LDD NMOSFETs

by using a high resolution measurement technique," *Microel. Reliab.*, vol. 39, pp. 785–790, 1999.

- 183. —, "A New Degradation Model and Lifetime Extrapolation Technique for Lightly Doped Drain nMOSFETs under Hot-Carrier Degradation," *Microel. Reliab.*, vol. 41, pp. 437–443, 2001.
- 184. P. Moens, G. van den Bosch, and G. Groeseneken, "Competing Hot Carrier Degradation Mechanisms in Lateral n-type DMOS Transistors," in *Proc. International Reliability Physics Symposium (IRPS)*, 2003, pp. 214–221.
- 185. P. Moens, F. Bauwens, M. Nelson, and M. Tack, "Electron trapping and interface trap generation in drain extended pMOS transistors," in *Proc. International Reliability Physics Symposium (IRPS)*, 2005, pp. 93–96.
- 186. J. Chen, S.-Y. Chen, K.-M. Wu, and C. Liu, "Investigation of hot-carrierinduced degradation mechanisms in p-type high-voltage drain extended metaloxide-semiconductor transistors," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 48, p. 04C039, 2009.
- 187. I. Starkov, H. Enichlmair, S. Tyaginov, and T. Grasser, "Analysis of the Threshold Voltage Turn-Around Effect in High-Voltage n-MOSFETs due to Hot-Carrier Stress," in *Proc. International Reliability Physics Symposium* (*IRPS*), 2012, p. 6 pages.
- 188. I. P. Ipatova, O. P. Chikalova-Luzina, and K. Hess, "Effect of localized vibrations on the Si surface concentrations of H and D," *Journal of Applied Physics*, vol. 83, no. 2, pp. 814–819, 1998.
- 189. K. Hess, L. Register, B. Tuttle, J. Lyding, and I. Kizilyalli, "Impact of Nanostructure Research on Conventional Solid-State Electronics: the Giant Isotope Effect in Hydrogen Desorption and CMOS Lifetime," *Physica E*, vol. 3, pp. 1–7, 1998.
- 190. J. Lyding, K. Hess, G. Abeln, D. Thompson, J. Moore, M. Hersam, E. Foley, J. Lee, S. Hwang, H. Choi, P. Avouris, and I. Kizialli, "Ultrahigh vacuumscanning tunneling microscopy nanofabrication and hydrogen/deuterium desorption from silicon surfaces: implications for complementary metal oxide semiconductor technology," *Appl. Surf. Sci.*, vol. 130-132, pp. 221–230, 1998.

- 191. B. Tuttle and C. V. de Walle, "Structure, Energetics, and Vibrational Properties of Si-H Bond Dissociation in Silicon," *Phys. Rev. B*, vol. 59, no. 20, pp. 12884–12889, 1999.
- 192. K. Hess, A. Haggag, W. McMahon, B. Fischer, K. Cheng, J. Lee, and L. Lyding, "Simulation of Si-SiO₂ Defect Generation in CMOS Chips: from Atomistic Structure to Chip Failure Rates," in *Proc. International Electron Devices Meeting (IEDM)*, 2000, pp. 93–96.
- 193. A. Haggag, G. Anderson, S. Parihar, D. Burnett, G. Abeln, J. Higman, and M. Moosa, "Understanding SRAM high-temperature-operating-life NBTI: statistics and permanent vs recoverable damage," in *Proc. International Reliability Physics Symposium (IRPS)*, 2007, pp. 452–456.
- 194. O. Penzin, A. Haggag, W. McMahon, E. Lyumkis, and K. Hess, "MOSFET Degradation Kinetics and Its Simulation," *IEEE Trans. Electron Dev.*, vol. 50, no. 6, pp. 1445–1450, 2003.
- 195. Z. Chen, K. Hess, J. Lee, J. W. Lyding, E. Rosenbaum, I. Kizilyalli, S. Chetlur, and R. Huang, "On the mechanism for interface trap generation in MOS transistors due to channel hot carrier stressing," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 21, no. 1, pp. 24–26, Jan 2000.
- 196. Y. Randriamihaja, X. Federspiel, V. Huard, A. Bravaix, and P. Palestri, "New Hot Carrier Degradation Modeling Reconsidering the Role of EES in Ultra Short n-channel MOSFETs," in *Proc. International Reliability Physics* Symposium (IRPS), 2013, pp. 1–5.
- 197. T. Grasser, B. Kaczer, W. Goes, H. Reisinger, T. Aichinger, P. Hehenberger, P.-J. Wagner, F. Schanowsky, J. Franco, P. Roussel, and M. Nelhiebel, "Recent Advances in Understanding the Bias Temperature Instability," in *Proc. International Electron Devices Meeting (IEDM)*, 2010, pp. 82–85.
- 198. S. Rauch, F. Guarin, and G. La Rosa, "Impact of E-E Scattering to the Hot Carrier Degradation of Deep Submicron NMOSFETs," *IEEE Electron Dev. Lett.*, vol. 19, no. 12, pp. 463–465, 1998.

- 199. P. Childs and C. Leung, "New Mechanism of Hot Carrier Generation in Very Short Channel MOSFETs," *Electronics Letters*, vol. 31, no. 2, pp. 139–141, 1995.
- 200. —, "A Onedimensional Solution of the Boltzmann Transport Equation Including Eelectron–Electron Interactions," *Journal of Applied Physics*, vol. 79, no. 1, pp. 222–227, 1996.
- 201. M. Chang, D. Dyke, C. Leung, and P. Childs, "High-Energy Electron-Electron Interactions in Silicon and Their Effect on Hot Carrier Energy Distributions," *Journal of Applied Physics*, no. 82, pp. 2974–2979, 6 1997.
- 202. K. Lee, C. Kang, O. yoo yoo yoo yoo, R. Choi, B. Lee, J. Lee, H.-D. Lee, and Y.-H. Jeong, "PBTI-Associated High-Temperature Hot Carrier Degradation of nMOSFETs With Metal-Gate/High-k Dielectrics," *IEEE Electron Dev. Lett.*, vol. 29, no. 4, pp. 389–391, Apr. 2008.
- 203. M. Jo, S. Kim, C. Cho, M. Chang, and H. Hwang, "Gate Voltage Dependence on Hot Carrier Degradation at an Elevated Temperature in a Device with Ultrathin Silicon Oxynitride," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 94, no. 5, pp. 053 505–1–053 505–3, 2009.
- 204. E. Amat, T. Kauerauf, R. Degraeve, R. Rodriguez, M. Nafria, X. Aymerich, and G. Groeseneken, "Channel Hot-Carrier Degradation in pMOS and nMOS Short Channel Transistors with High-K Dielectric Stack," *Microelectronics Engineering*, vol. 87, no. 1, pp. 47–50, 2010.
- 205. G. L. Rosa and S. E. Rauch, "Channel hot carrier effects in n-MOSFET devices of advanced submicron CMOS technologies," *Microelectronics Reliability*, vol. 47, no. 4, pp. 552–558, 2007, 14th Workshop on Dielectrics in Microelectronics (WoDiM 2006).
- 206. C. Guerin, V. Huard, and A. Bravaix, "The Energy-Driven Hot-carrier Degradation Modes of nMOSFETs," *IEEE Trans. Dev. Material. Reliab.*, vol. 7, no. 2, pp. 225–235, 2007.
- 207. Y. Randriamihaja, A. Zaka, V. Huard, M. Rafik, D. Rideau, D. Roy, A. Bravaix, and P. Palestri, "Hot Carrier Degradation: From Defect Creation Modeling to

Their Impact on NMOS Parameters," in *Proc. International Reliability Physics Symposium (IRPS)*, 2012, pp. 1–4.

- 208. Y. Randriamihaja, V. Huard, X. Federspiel, A. Zaka, P. Palestri, D. Rideau, and A. Bravaix, "Microscopic Scale Characterization and Modeling of Transistor Degradation Under HC Stress," *Microelectronics Reliability*, vol. 52, no. 11, pp. 2513–2520, 2012.
- 209. C. Guerin, V. Huard, and A. Bravaix, "The Energy-Driven Hot Carrier Degradation Modes," in *Proc. International Reliability Physics Symposium* (*IRPS*), 2007, pp. 692–693.
- 210. P. Avouris, R. E. Walkup, A. R. Rossi, T. C. Shen, G. C. Abeln, J. R. Tucker, and J. W. Lyding, "STM-induced H atom desorption from Si(100): isotope effects and site selectivity," *Chem. Phys. Lett.*, vol. 257, pp. 148–156, 1996.
- 211. B. Tuttle and J. B. Adams, "Structure, dissociation, and the vibrational signatures of hydrogen clusters in amorphous silicon," *Phys. Rev. B*, vol. 56, pp. 4565–4572, Aug 1997.
- 212. R. Biswas, Y.-P. Li, and B. C. Pan, "Enhanced stability of deuterium in silicon," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 72, no. 26, pp. 3500–3503, 1998.
- 213. R. Biswas and Y.-P. Li, "Hydrogen Flip Model for Light-Induced Changes of Amorphous Silicon," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 82, pp. 2512–2515, Mar 1999.
- 214. M. Budde, G. Lüpke, E. Chen, X. Zhang, N. H. Tolk, L. C. Feldman, E. Tarhan, A. K. Ramdas, and M. Stavola, "Lifetimes of Hydrogen and Deuterium Related Vibrational Modes in Silicon," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 87, no. 4, pp. 1455–1461, 2001.
- 215. P. Heremans, J. Witters, G. Groeseneken, and H. Maes, "Analysis of the charge pumping technique and its application for the evaluation of the MOSFET degradation," *IEEE Trans. Electron Dev.*, vol. 36, p. 1318, 1989.
- 216. M. Tsuchiaki, H. Hara, T. Morimoto, H. Iwai, and NewAuthor5, "A new charge pumping method for determining the spatial distribution of hot-carrier-induced fixed charge in p-MOSFET's," *IEEE Trans Electron Dev.*, vol. 40, no. 10, pp. 1768–1799, 1993.

- 217. I. Starkov, H. Enichlmair, S. Tyaginov, and T. Grasser, "Charge-pumping extraction techniques for hot-carrier induced interface and oxide trap spatial distributions in MOSFETs," in 2012 19th IEEE International Symposium on the Physical and Failure Analysis of Integrated Circuits, July 2012, pp. 1–6.
- 218. S. Tyaginov, M. Bina, J. Franco, Y. Wimmer, F. Rudolf, H. Enichlmair, J.-M. Park, B. Kaczer, H. Ceric, and T. Grasser, "Dominant Mechanisms of Hot-Carrier Degradation in Short- and Long-Channel Transistors," in *Proc. International Integrated Reliability Workshop (IIRW)*, 2014, pp. 63–68.
- 219. P. Sharma, S. Tyaginov, M. Jech, Y. Wimmer, F. Rudolf, H. Enichlmair, J.-M. Park, H. Ceric, and T. Grasser, "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 Electronics*, vol. 115, Part B, pp. 185–191, 2016.
- 220. A. Bravaix, V. Huard, D. Goguenheim, and E. Vincent, "Hot-Carrier to Cold-Carrier Device Lifetime Modeling with Temperature for Low power 40nm Si-Bulk NMOS and PMOS FETs," in *Proc. International Electron Devices Meeting (IEDM)*, 2011, pp. 622–625.
- 221. S. Tyaginov, M. Bina, J. Franco, Y. Wimmer, B. Kaczer, and T. Grasser, "On the importance of electron–electron scattering for hot-carrier degradation," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 54, no. 4S, pp. 04DC18–1–04DC18–6, 2015.
- 222. T. Grasser, "Fundamentals of RTN, BTI, and Hot Carrier Degradation. A Matter of Timescales," in Proc. International Reliability Physics Symposium (IRPS), tutorial, 2013.
- 223. J. Campbell, P. Lenahan, A. Krishnan, and S. Krishnan, "NBTI: an Atomic-Scale Defect Perspective," in *Proc. International Reliability Physics* Symposium (IRPS), 2006, pp. 442–447.
- 224. I. Starkov, H. Enichlmair, S. Tyaginov, and T. Grasser, "Charge-Pumping Extraction Techniques for Hot-Carrier Induced Interface and Oxide Trap Spatial Distributions in MOSFETs," in *Proc. International Symposium on the Physical & Failure Analysis of Integrated Circuits (IPFA)*, 2012, pp. 1–6.

- 225. M. Cho, A. Spessot, B. Kaczer, M. Aoulaiche, R. Ritzenthaler, T. Schram, P. Fazan, N. Horiguchi, and D. Linten, "Off-state stress degradation mechanism on advanced p-MOSFETs," in 2015 International Conference on IC Design Technology (ICICDT), June 2015, pp. 1–4.
- 226. P. Fang, K. Hung, P. Ko, and C. Hu, "Hot-Electron-Induced Traps Studied Through the Random Telegraph Noise," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 12, no. 6, pp. 273–275, 1991.
- 227. F. Crupi, B. Kaczer, G. Groeseneken, and A. D. Keersgieter, "New insights into the relation between channel hot carrier degradation and oxide breakdown short channel nMOSFETs," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 24, no. 4, pp. 278–280, April 2003.
- 228. A. Meinertzhagen, C. Petit, D. Zander, O. Simonetti, T. Maurel, and M. Jourdain, "Low voltage stress induced leakage currents and surface states in ultrathin (1.2–2.5 nm) oxides," *Journal of Applied Physics*, vol. 91, no. 4, pp. 2123–2132, 2002.
- 229. H. Park, G. Bersuker, C. Kang, C. Young, H.-H. Tseng, and R. Jammy, "Effect of substrate hot carrier stress on high-k gate stack," in *Proc. International Integrated Reliability Workshop (IIRW)*, 2008, pp. 44–47.
- 230. R. O'Connor, L. Pantisano, R. Degraeve, T. Kauerauf, B. Kaczer, P. J. Roussel, and G. Groeseneken, "SILC defect generation spectroscopy in HfSiON using constant voltage stress and substrate hot electron injection," in 2008 IEEE International Reliability Physics Symposium, April 2008, pp. 324–329.
- 231. S. Tyaginov, A. Makarov, A. Chasin, E. Bury, M. Vandemaele, M. Jech, A. Grill, A. D. Keersgieter, D. Linten, and B. Kaczer, "Physical Modeling the Impact of Self-Heating Carrier on-Hot Degradation in pNWFETs," 2020, in press.
- 232. M. Bina, K. Rupp, S. Tyaginov, O. Triebl, and T. Grasser, "Modeling of Hot Carrier Degradation Using a Spherical Harmonics Expansion of the Bipolar Boltzmann Transport Equation," in *Proc. International Electron Devices Meeting (IEDM)*, 2012, pp. 713–716.

- 233. S. Tyaginov, M. Bina, J. Franco, D. Osintsev, O. Triebl, B. Kaczer, and T. Grasser, "Physical Modeling of Hot-Carrier Degradation for Short- and Long-Channel MOSFETs," in *Proc. International Reliability Physics Symposium* (*IRPS*), 2014, pp. XT.16–1–16–8.
- 234. S. Tyaginov, M. Bina, J. Franco, Y. Wimmer, D. Osintsev, B. Kaczer, and T. Grasser, "A Predictive Physical Model for Hot-Carrier Degradation in Ultra-Scaled MOSFETs," in *Proc. Simulation of Semiconductor Processes and Devices (SISPAD)*, 2014, pp. 89–92.
- 235. http://viennashe.sourceforge.net/, 2014.
- 236. K. Rupp, C. Jungemann, M. Bina, A. Jüngel, and T. Grasser, "Bipolar Spherical Harmonics Expansions of the Boltzmann Transport Equation," in Proc. International Conference on Simulation of Semiconductor Processes and Devices (SISPAD), 2012, pp. 19–22.
- 237. K. Rupp, C. Jungemann, S.-M. Hong, M. Bina, T. Grasser, and A. Jüngel, "A Review of Recent Advances in the Spherical Harmonics Expansion Method for Semiconductor Device Simulation," *Journal of Computational Electronics*, vol. 15, no. 3, pp. 939–958, Sep 2016.
- 238. S. Tyaginov, I. Starkov, O. Triebl, J. Cervenka, C. Jungemann, S. Carniello, J. Park, H. Enichlmair, M. Karner, C. Kernstock, E. Seebacher, R. Minixhofer, H. Ceric, and T. Grasser, "Hot-Carrier Degradation Modeling Using Full-Band Monte-Carlo Simulations," in *Proc. International Symposium on the Physical & Failure Analysis of Integrated Circuits (IPFA)*, 2010.
- 239. C. Jungemann and B. Meinerzhagen, *Hierarchical Device Simulation*. Springer Verlag Wien/New York, 2003.
- 240. Synopsis, Sentaurus Process, Advanced Simulator for Process Technologies.
- 241. A. Schenk, Advanced Physical Models for Silicon Device Simulations, springer, wien, new york ed., 1998.
- 242. T. Grasser, H. Kosina, and S. Selberherr, "HOT CARRIER EFFECTS WITHIN MACROSCOPIC TRANSPORT MODELS," *International Journal* of High Speed Electronics and Systems, vol. 13, no. 3, pp. 873–901, 2003.

- 243. W. Shockley and W. T. Read, "Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons," *Physical Review B*, vol. 87, pp. 835–842, Sep 1952.
- 244. S. J. Michel, N. Mihail, D. Ivan, and S. Siegfried, "A benchmark study of the Wigner Monte Carlo method," p. 43, 2014.
- 245. T. Grasser, H. Kosina, C. Heitzinger, and S. Selberherr, "Characterization of the hot electron distribution function using six moments," *Journ. Appl. Phys.*, vol. 91, no. 6, pp. 3869–3879.
- 246. A. Zaka, P. Palestri, Q. Rafhay, R. Clerc, M. Iellina, D. Rideau, C. Tavernier, G. Pananakakis, H. Jaouen, and L. Selmi, "An Efficient Nonlocal Hot Electron Model Accounting for Electron-Electron Scattering," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 59, no. 4, pp. 983–993, 2012.
- 247. B. Meinerzhagen, A. Pham, S.-M. Hong, and C. Jungemann, "Solving Boltzmann Transport Equation without Monte-Carlo Algorithms - New Methods for Industrial TCAD Applications," in Proc. International Conference on Simulation of Semiconductor Processes and Devices (SISPAD), 2010, pp. 293–296.
- 248. S.-M. Hong, A. Pham, and C. Jungemann, *Deterministic Solvers for the Boltzmann Transport Equation*, springer ed., 2011.
- 249. R. Brunetti, C. Jacoboni, F. Venturi, E. Sangiorgi, and B. Riccò, "A many-band silicon model for hot-electron transport at high energies," *Solid-State Electronics*, vol. 32, no. 12, pp. 1663–1667, 1989, special Issue Hot Carriers in Semiconductors.
- 250. K. Hennacy, Y.-J. Wu, N. Goldsman, and I. Mayergoyz, "Deterministic MOSFET simulation using a generalized spherical harmonic expansion of the Boltzmann equation," *Solid-State Electronics*, vol. 38, no. 8, pp. 1485–1495, 1995.
- 251. M. C. Vecchi and M. Rudan, "Modeling electron and hole transport with fullband structure effects by means of the Spherical-Harmonics Expansion of the BTE," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 45, no. 1, pp. 230–238, Jan 1998.

- 252. K. Rupp, P. Lagger, T. Grasser, and A. Jüngel, "Inclusion of Carrier-Carrier-Scattering into Arbitrary-Order Spherical Harmonics Expansions of the Boltzmann Transport Equation," in *Proc. International Workshop on Computational Electronics (IWCE)*, 2012, pp. 1–4.
- 253. K. Rupp, "Deterministic Numerical Solution of the Boltzmann Transport Equation," Ph.D. dissertation, Technische Universität Wien, 2011.
- 254. M. Bina, "Charge Transport Models for Reliability Engineering of Semiconductor Devices," Ph.D. dissertation, Technische Universität Wien, 2014.
- 255. D. Ventura, A. Gnudi, and G. Baccarani, "Inclusion of Electron-Electron Scattering in the Spherical Harmonics Expansion Treatment of the Boltzmann Transport Equation," in *Simulation of Semiconductor Devices and Processes*, S. Selberherr, H. Stippel, and E. Strasser, Eds. Vienna: Springer Vienna, 1993, pp. 161–164.
- 256. I. Starkov, "Comprehensive Physical Modeling of Hot-Carrier Induced Degradation," Ph.D. dissertation, Technische Universität Wien, 2014.
- 257. S.-M. Hong, C. Jungemann, and M. Bollhofer, "A deterministic Bolzmann equation solver for two-dimensional semiconductor devices," in *Proc. International Conference on Simulation of Semiconductor Processes and Devices (SISPAD)*, 2008, pp. 293–296.
- 258. S.-M. Hong and C. Jungemann, "A fully coupled scheme for a Boltzmann-Poisson equation solver based on a spherical harmonics expansion," *Journ. Comput. Electron.*, vol. 8, no. 3-4, pp. 225–241, 2009.
- 259. "Coupled Electron and Nonequilibrium Optical Phonon Transport in a GaAs Quantum Well."
- 260. A. Satou, F. T. Vasko, and V. Ryzhii, "Nonequilibrium Carriers in Intrinsic Graphene under Interband Photoexcitation," *Phys. Rev. B*, vol. 78, p. 115431, Sep 2008.
- 261. S. Tyaginov, I. Starkov, O. Triebl, H. Enichlmair, C. Jungemann, J. Park,H. Ceric, and T. Grasser, "Secondary Generated Holes as a Crucial Component

for Modeling of HC Degradation in High-voltage n-MOSFET," in *Proc.* International Conference on Simulation of Semiconductor Processes and Devices (SISPAD), 2011, pp. 123–126.

- 262. T. Grasser, Hot Carrier Degradation in Semiconductor Devices. Springer New York, 2015.
- 263. A. H. Edwards, "Interaction of H and H₂ with the silicon dangling orbital at the (111) Si/SiO₂," *Phys. Rev. B*, vol. 44, pp. 1832–1838, Jul 1991.
- 264. A. H. Edwards, J. A. Pickard, and R. E. Stahlbush, "Interaction of hydrogen with defects in a-SiO2," *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 179, pp. 148–161, 1994, proceedings of the First PAC RIM Meeting on Glass and Optical Materials.
- 265. R. Biswas, Q. Li, B. C. Pan, and Y. Yoon, "Mechanism for hydrogen diffusion in amorphous silicon," *Phys. Rev. B*, vol. 57, pp. 2253–2256, Jan 1998.
- 266. P. Guyot-Sionnest, P. H. Lin, and E. M. Hiller, "Vibrational dynamics of the Si-H stretching modes of the Si(100)/H:2x1 surface," *The Journal of Chemical Physics*, vol. 102, no. 10, pp. 4269–4278, 1995.
- 267. I. Andrianov and P. Saalfrank, "Vibrational Relaxation Rates for H on a Si(1 0 0):(2x1) Surface: a Two-Dimensional Model," *Chemical Physics Letters*, vol. 350, no. 3–4, pp. 191–197, 2001.
- 268. —, "Theoretical Study of Vibration-Phonon Coupling of H Adsorbed on a Si(100) Surface," *The Journal of Chemical Physics*, vol. 124, no. 3, pp. 034710–1–034710–10, 2006.
- 269. Paramonov G. K., Andrianov Ivan, and Saalfrank Peter, "Breaking Relaxing Bonds at a H:Si(100)-(2 x 1) Surface with Infrared Laser Pulses," *The Journal of Physical Chemistry C*, vol. 111, no. 14, pp. 5432–5440, 2007, doi: 10.1021/jp067796u.
- 270. K. Lynn, B. Nielsen, and D. Welch, "Hydrogen interaction with oxidized Si(111) probed with positrons," *Canadian Journal of Physics*, vol. 67, no. 8, pp. 818–820, 1989.

- 271. G. Pobegen, S. Tyaginov, M. Nelhiebel, and T. Grasser, "Observation of Normally Distributed Activation Energies for the Recovery from Hot Carrier Damage," *IEEE Electron Dev. Lett.*, vol. 34, no. 8, pp. 939–941, 2013.
- 272. S. Tyaginov, A. Makarov, M. Jech, J. Franco, P. Sharma, B. Kaczer, and T. Grasser, "On the Effect of Interface Traps on the Carrier Distribution Function During Hot-Carrier Degradation," in 2015 IEEE International Integrated Reliability Workshop Final Report (IIRW), 2016, pp. 95–98.
- 273. S. Tyaginov, A. A. Makarov, M. Jech, M. Vexler, J. Franco, B. Kaczer, and T. Grasser, "Physical Principles of Self-Consistent Simulation of the Generation of Interface States and the Transport of Hot Charge Carriers in Field-Effect Transistors Based on Metal–Oxide–Semiconductor Structures," *Semiconductors*, vol. 52, no. 2, pp. 242–247, 2018.
- 274. C. Jungemann, C. Dong Nguyen, B. Neinhues, and B. Meinerzhagen, "Improved Modified Local Density Approximation for Modeling of Size Quantization in NMOSFETs," in 2001 International Conference on Modeling and Simulation of Microsystems - MSM 2001, 01 2001, pp. 458–461.
- 275. C. Jastrzębski and I. Strzałkowski, "Reversible and irreversible interface trap centres generated at high electric fields in MOS structures," *Microelectronics Reliability*, vol. 40, no. 4, pp. 755–758, 2000.
- 276. Q. D. M. Khosru, A. Nakajima, T. Yoshimoto, and S. Yokoyama, "Reliable extraction of the energy distribution of Si/SiO2 interface traps in ultrathin metal–oxide–semiconductor structures," *Applied Physics Letters*, vol. 80, no. 21, pp. 3952–3954, 2002.
- 277. C. Y. Lu, K. S. Chang-Liao, C. C. Lu, P. H. Tsai, and T. K. Wang, "Detection of Border Trap Density and Energy Distribution Along the Gate Dielectric Bulk of High-kappa Gated MOS Devices," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 28, no. 5, pp. 432–435, May 2007.
- 278. H.-S. Wong, M. White, J. Krutsick, and R. Booth, "Modeling of transconductance degradation and extraction of threshold voltage in thin oxide MOSFET's," *Solid-State Electron.*, vol. 30, no. 9, pp. 953–958, 1987.

- 279. A. G. Prakash, S. Ke, and K. Siddappa, "High-energy radiation effects on subthreshold characteristics, transconductance and mobility of n-channel MOSFETs," *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 18, no. 12, pp. 1037–1042, 2003.
- 280. G. Klimeck, R. Lake, R. C. Bowen, W. R. Frensley, and T. S. Moise, "Quantum device simulation with a generalized tunneling formula," *Applied Physics Letters*, vol. 67, no. 17, pp. 2539–2541, 1995.
- 281. G. Klimeck, S. S. Ahmed, H. Bae, N. Kharche, S. Clark, B. Haley, S. Lee, M. Naumov, H. Ryu, F. Saied, M. Prada, M. Korkusinski, T. B. Boykin, and R. Rahman, "Atomistic Simulation of Realistically Sized Nanodevices Using NEMO 3-D—Part I: Models and Benchmarks," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 54, no. 9, pp. 2079–2089, Sep. 2007.
- 282. O. Baumgartner, Z. Stanojevic, K. Schnass, M. Karner, and H. Kosina, "VSP—a Quantum-Electronic Simulation Framework," *Journal of Computational Electronics*, vol. 12, no. 4, pp. 701–721, 2013.
- 283. Vertically Stacked Nanowire MOSFETS for Sub-10 nm Nodes: Advanced Topography, Device, Variability, and Reliability Simulations, 2016.
- 284. M. Depas, B. Vermeire, P. Mertens, R. V. Meirhaeghe, and M. Heyns, "Determination of tunnelling parameters in ultra-thin oxide layer poly-Si/SiO2/Si structures," *Solid-State Electronics*, vol. 38, no. 8, pp. 1465–1471, 1995.
- 285. A. Ohta, M. Yamaoka, and S. Miyazaki, "Photoelectron spectroscopy of ultrathin yttrium oxide films on Si(100)," *Microelectronic Engineering*, vol. 72, no. 1, pp. 154–159, 2004, proceedings of the 13th Biennial Conference on Insulating Films on Semiconductors.
- 286. M. I. Vexler, S. E. Tyaginov, and A. F. Shulekin, "Determination of the hole effective mass in thin silicon dioxide film by means of an analysis of characteristics of a MOS tunnel emitter transistor," *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 17, no. 50, p. 8057, 2005.
- 287. M. Vexler, A. E. Hdiy, D. Grgec, S. Tyaginov, R. Khlil, B. Meinerzhagen, A. Shulekin, and I. Grekhov, "Tunnel charge transport within silicon in

reversely-biased MOS tunnel structures," *Microelectronics Journal*, vol. 37, no. 2, pp. 114–120, 2006.

- 288. P. Palestri, N. Barin, D. Brunel, C. Busseret, A. Campera, P. A. Childs, F. Driussi, C. Fiegna, G. Fiori, R. Gusmeroli, G. Iannaccone, M. Karner, H. Kosina, A. L. Lacaita, E. Langer, B. Majkusiak, C. M. Compagnoni, A. Poncet, E. Sangiorgi, L. Selmi, A. S. Spinelli, and J. Walczak, "Comparison of Modeling Approaches for the Capacitance ndash;Voltage and Current ndash;Voltage Characteristics of Advanced Gate Stacks," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 54, no. 1, pp. 106–114, Jan 2007.
- 289. A. F. Shulekin, M. I. Vexler, and H. Zimmermann, "Quantization effects in hole inversion layers of tunnel MOS emitter transistors on Si (100) and (111) substrates at T = 300 K," *Semiconductor Science and Technology*, vol. 14, no. 5, p. 470, 1999.
- 290. M. Vexler, "A simple quantum model for the MOS structure in accumulation mode," *Solid-State Electronics*, vol. 47, no. 8, pp. 1283–1287, 2003.
- 291. S. Tyaginov, M. Vexler, A. Shulekin, and I. Grekhov, "Effect of the spatial distribution of SiO2 thickness on the switching behavior of bistable MOS tunnel structures," *Microelectronic Engineering*, vol. 83, no. 2, pp. 376–380, 2006.
- 292. M. I. Vexler, "Simulation of current-voltage characteristics of a MOS structure considering the tunnel transport of carriers in semiconductor," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 39, no. 1, p. 61, 2006.
- 293. B. Jonsson and S. T. Eng, "Solving the Schrodinger equation in arbitrary quantum-well potential profiles using the transfer matrix method," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 26, no. 11, pp. 2025–2035, Nov 1990.
- 294. L. Landau and E. Lifshitz, Course of Theoretical Physics, Vol. 3: Quantum Mechanics: NonRelativistic Theory, Nauka, Moscow, 1989, 4th ed.; Pergamon, New York, 1977, 3rd ed.
- 295. M. I. Vexler, A. Kuligk, and B. Meinerzhagen, "Franz Dispersion Relation for Tunneling Simulations in Polycrystalline Silicon/SiO₂/Si₃N₄/SiO₂/Si and

TaN/Al₂O₃/Si₃N₄/SiO₂/Si Structures," Japanese Journal of Applied Physics, vol. 48, no. 5S1, p. 05DE01, 2009.

- 296. J. Simmons and G. Taylor, "Concepts of gain at an oxide-semiconductor interface and their application to the TETRAN—A tunnel emitter transistor—And to the MIS switching device," *Solid-State Electronics*, vol. 29, no. 3, pp. 287–303, 1986.
- 297. K. M. Chu and D. L. Pulfrey, "An analysis of the DC and small-signal AC performance of the tunnel emitter transistor," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 35, no. 2, pp. 188–194, Feb 1988.
- 298. A. Gehring, T. Grasser, H. Kosina, and S. Selberherr, "Simulation of Hot-Electron Oxide Tunneling Current Based on a Non-Maxwellian Electron Energy Distribution Function," *Journal of Applied Physics*, vol. 92, no. 10, pp. 6019–6027, 2002.
- 299. M. I. Vexler, Y. Y. Illarionov, S. M. Suturin, V. V. Fedorov, and N. S. Sokolov, "Tunneling of electrons with conservation of the transverse wave vector in the Au/CaF₂/Si(111) system," *Physics of the Solid State*, vol. 52, no. 11, pp. 2357–2363, Nov 2010.
- 300. Y. Illarionov, M. Vexler, S. Suturin, V. Fedorov, N. Sokolov, K. Tsutsui, and K. Takahashi, "Electron tunneling in MIS capacitors with the MBE-grown fluoride layers on Si(111) and Ge(111): Role of transverse momentum conservation," *Microelectronic Engineering*, vol. 88, no. 7, pp. 1291–1294, 2011, proceedings of the 17th Biennial International Insulating Films on Semiconductor Conference.
- 301. T. Ando, A. B. Fowler, and F. Stern, "Electronic properties of two-dimensional systems," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 54, pp. 437–672, Apr 1982.
- 302. M. I. Vexler, "A simple analytical model of the tunnel MIS emitter Auger transistor," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 42, no. 4, pp. 656–661, April 1995.
- 303. W. E. Drummond and J. L. Moll, "Hot Carriers in Si and Ge Radiation Detectors," *Journal of Applied Physics*, vol. 42, no. 13, pp. 5556–5562, 1971.

- 304. B. Kaczer, S. Mahato, V. V. d. A. Camargo, M. Toledano-Luque, P. J. Roussel, T. Grasser, F. Catthoor, P. Dobrovolny, P. Zuber, G. Wirth, and G. Groeseneken, "Atomistic approach to variability of bias-temperature instability in circuit simulations," in 2011 International Reliability Physics Symposium, April 2011, pp. XT.3.1–XT.3.5.
- 305. B. Kaczer, J. Franco, M. Cho, T. Grasser, P. J. Roussel, S. Tyaginov, M. Bina, Y. Wimmer, L. M. Procel, L. Trojman, F. Crupi, G. Pitner, V. Putcha, P. Weckx, E. Bury, Z. Ji, A. D. Keersgieter, T. Chiarella, N. Horiguchi, G. Groeseneken, and A. Thean, "Origins and Implications of Increased Channel hot Carrier Variability in nFinFETs," in 2015 IEEE International Reliability Physics Symposium, April 2015, pp. 3B.5.1–3B.5.6.
- 306. A. Asenov, R. Balasubramaniam, A. Brown, and J. Davies, "RTS Amplitudes in Decananometer MOSFETs: 3-D Simulation Study," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 50, no. 3, pp. 839–845, 2003.
- 307. M. Bukhori, S. Roy, and A. Asenov, "Statistical aspects of reliability in bulk MOSFETs with multiple defect states and random discrete dopants," *Microelectronics Reliability*, vol. 48, no. 8-9, pp. 1549–1552, 2008.
- 308. M. Duan, J. F. Zhang, A. Manut, Z. Ji, W. Zhang, A. Asenov, L. Gerrer, D. Reid, H. Razaidi, D. Vigar, V. Chandra, R. Aitken, B. Kaczer, and G. Groeseneken, "Hot carrier aging and its variation under use-bias: Kinetics, prediction, impact on Vdd and SRAM," in 2015 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM), Dec 2015, pp. 20.4.1–20.4.4.
- 309. A. Asenov, "Random Dopant Induced Threshold Voltage Lowering and Fluctuations in sub-0.1 μm MOSFET's: A 3-D Atomistic Simulation Study," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 45, no. 12, pp. 2505–2513, Dec 1998.
- 310. M. Vexler, A. Shulekin, C. Dieker, V. Zaporojtschenko, H. Zimmermann, W. Jäger, I. Grekhov, and P. Seegebrecht, "Current model considering oxide thickness non-uniformity in a MOS tunnel structure," *Solid-State Electronics*, vol. 45, no. 1, pp. 19–25, 2001.

- 311. A. Asenov, S. Kaya, and J. H. Davies, "Intrinsic Threshold Voltage fluctuations in Decanano MOSFETs due to Local Oxide Thickness Variations," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 49, no. 1, pp. 112–119, Jan 2002.
- 312. S. E. Tyaginov, M. I. Vexler, A. F. Shulekin, and I. V. Grekhov, "Influence of the insulator thickness inhomogeneity on the current-voltage characteristics of tunneling MOS structures," *Technical Physics Letters*, vol. 30, no. 12, pp. 1020–1022, Dec 2004.
- 313. S. Tyaginov, M. Vexler, A. Shulekin, and I. Grekhov, "Statistical Analysis of Tunnel Currents in Scaled MOS Structures with a Non-uniform Oxide Thickness Distribution," *Solid-State Electronics*, vol. 49, no. 7, pp. 1192–1197, 2005.
- 314. S. E. Tyaginov, M. I. Vexler, A. F. Shulekin, and I. V. Grekhov, "Influence of insulator thickness nonuniformity on the switching of the Al/SiO2/n-Si tunnel MOS structure at reverse bias," *Semiconductors*, vol. 40, no. 3, pp. 309–313, Mar 2006.
- 315. I. Grekhov, G. Kareva, S. Tyaginov, and M. Vexler, "Application of an MOS tunnel transistor for measurements of the tunneling parameters and of the parameters of electron energy relaxation in silicon," *Microelectronics Reliability*, vol. 47, no. 4, pp. 669–672, 2007, 14th Workshop on Dielectrics in Microelectronics (WoDiM 2006).
- 316. A. E. Hdiy, R. Khlil, Y. Jin, S. E. Tyaginov, A. F. Shulekin, and M. I. Vexler, "An aluminum-gate metal-oxide-silicon capacitor with a tunnel-thin oxide under the bidirectional electric stress," *Journal of Applied Physics*, vol. 98, no. 2, p. 024501, 2005.
- 317. S. E. Tyaginov, N. Asli, M. I. Vexler, A. F. Shulekin, P. Seegebrecht, and I. V. Grekhov, "Luminescence intensity monitoring in a MOS tunnel structure with inhomogeneous thickness of the insulator," *Technical Physics Letters*, vol. 31, no. 4, pp. 336–338, Apr 2005.
- 318. S. Tyaginov, M. Vexler, A. Shulekin, and I. Grekhov, "The post-damage behavior of a MOS tunnel emitter transistor," *Microelectronics Reliability*, vol. 46, no. 7, pp. 1035–1041, 2006.

- 319. S. E. Tyaginov, M. I. Vexler, N. S. Sokolov, S. M. Suturin, A. G. Banshchikov, T. Grasser, and B. Meinerzhagen, "Determination of correlation length for thickness fluctuations in thin oxide and fluoride films," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 42, no. 11, p. 115307, 2009.
- 320. S. Tyaginov, M. Vexler, A. E. Hdiy, K. Gacem, and V. Zaporojtchenko, "Electrical methods for estimating the correlation length of insulator thickness fluctuations in MIS tunnel structures," *Materials Science in Semiconductor Processing*, vol. 13, no. 5, pp. 405–410, 2010.
- 321. P. Andrei, "Analysis of Fluctuations in Semiconductor Devices," PhD Thesis, pp. i–180, 2004.
- 322. W. Feller, *Introduction to probability theory and its applications*, third ed. new york: john wiley & sons ed., 1968.
- 323. N. Sokolov, I. Grekhov, S. Ikeda, A. Kaveev, A. Krupin, K. Saiki, K. Tsutsui, S. Tyaginov, and M. Vexler, "Low-leakage MIS structures with 1.5-6 nm CaF₂ insulating layer on Si(111)," *Microelectronic Engineering*, vol. 84, no. 9, pp. 2247–2250, 2007, iNFOS 2007.
- 324. N. S. Sokolov, A. K. Kaveev, A. V. Krupin, S. E. Tyaginov, M. I. Vexler, S. Ikeda, K. Tsutsui, and K. Saiki, "High insulating quality CaF2 pseudomorphic films on Si(111)," *Applied Physics Letters*, vol. 90, no. 14, p. 142909, 2007.
- 325. S. Watanabe, M. Maeda, T. Sugisaki, and K. Tsutsui, "Fluoride Resonant Tunneling Diodes on Si Substrates Improved by Additional Thermal Oxidation Process," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 44, no. 48, p. 2637, 2005.
- 326. M. Koh, K. Iwamoto, W. Mizubayashi, H. Murakami, T. Ono, M. Tsuno, T. Mihara, K. Shibahara, S. Yokoyama, S. Miyazaki, M. M. Miura, and M. Hirose, "Threshold Voltage Fluctuation Induced by Direct Tunnel Leakage Current through 1.2-2.8 nm Thick Gate Oxides for Scaled MOSFETs," in 1998 International Electron Devices Meeting, Dec 1998, pp. 919–922.
- 327. J. P. Campbell and P. M. Lenahan, "Density of states of Pb1 Si/SiO2 interface trap centers," *Applied Physics Letters*, vol. 80, no. 11, pp. 1945–1947, 2002.

- 328. R. E. Mikawa and P. M. Lenahan, "Structural damage at the Si/SiO₂ interface resulting from electron injection in metal-xode-semiconductor devices," *Applied Physics Letters*, vol. 46, no. 6, pp. 550–552, 1985.
- 329. J. Krick, P. Lenahan, and G. Dunn, "Direct observation of interfacial point defects generated by channel hot hole injection in nchannel metal oxide silicon field effect transistors," *Applied Physics Letters*, vol. 59, no. 26, pp. 3437–3439, 1991.
- 330. G. Rzepa, J. Franco, B. O'Sullivan, A. Subirats, M. Simicic, G. Hellings, P. Weckx, M. Jech, T. Knobloch, M. Waltl, P. Roussel, D. Linten, B. Kaczer, and T. Grasser, "Comphy — A compact-physics framework for unified modeling of BTI," *Microelectronics Reliability*, vol. 85, pp. 49–65, 2018.
- 331. P. Hurley, K. Cherkaoui, S. McDonnell, G. Hughes, and A. Groenland, "Characterisation and passivation of interface defects in (1 0 0)-Si/SiO2/HfO2/TiN gate stacks," *Microelectronics Reliability*, vol. 47, no. 8, pp. 1195–1201, 2007.
- 332. C. Billman, P. Lenahan, and W. Weber, "Identification of the Microscopic Structure of New Hot Carrier Damage in Short Channel MOSFETs," *Microelectronic Engineering*, vol. 36, no. 1-4, pp. 271–272, 1997.
- 333. A. Goetzberger, "Surface charge after annealing of Al-SiO_2-Si structures under bias," *IEEE Proceedings*, vol. 54, no. 10, pp. 1454–1455, 1966.
- 334. G. V. den bosch, G. Groeseneken, H. E. Maes, R. B. Klein, and N. S. Saks, "Oxide and interface degradation resulting from substrate hot-hole injection in metal-oxide-semiconductor field-effect transistor at 295 and 77K," *Journal* of Applied Physics, vol. 75, no. 4, pp. 2073–2080, 1994.
- 335. G. V. den bosch, G. Groeseneken, and H. E. Maes, "Critical analysis of the substrate hot-hole injection technique," *Solid-State Electronics*, vol. 37, no. 3, pp. 393–399, 1994.
- 336. Y. Kamakura, H. Utsunomiya, T. Tomita, K. Umeda, and K. Taniguchi, "Investigations of hot-carrier-induced breakdown of thin oxides," in *International Electron Devices Meeting. IEDM Technical Digest*, Dec 1997, pp. 81–84.

- 337. G. Groeseneken, R. Bellens, and G. V. den Bosch, "Hot-carrier degradation in submicrometre MOSFETs: from uniform, injection towards the real operating conditions," pp. 1208–1220, 1995.
- 338. E. Takeda, N. Suzuki, and T. Hagiwara, "Device performance degradation to hot-carrier injection at energies below the Si-SiO₂energy barrier," in 1983 International Electron Devices Meeting, Dec 1983, pp. 396–399.
- 339. E. Takeda, Y. Nakagome, H. Kume, and S. Asai, "New hot-carrier injection and device degradation in submicron MOSFETs," *IEE Proceedings I - Solid-State* and Electron Devices, vol. 130, no. 3, pp. 144–150, June 1983.
- 340. T. Ning, "Hot-electron emission from silicon into silicon dioxide," Solid-State Electronics, vol. 21, no. 1, pp. 273–282, 1978.
- 341. S. Tam, F. C. Hsu, P. K. Ko, C. Hu, and R. S. Muller, "Hot-electron induced excess carriers in MOSFET's," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 3, no. 12, pp. 376–378, Dec 1982.
- 342. J. J. Sanchez and T. A. DeMassa, "Review of carrier injection in the silicon/silicon-dioxide system," *IEE Proceedings G - Circuits, Devices and* Systems, vol. 138, no. 3, pp. 377–389, June 1991.
- 343. T. Ning, P. Cook, R. Dennard, C. Osburn, S. Schuster, and H. Yu, "1 μm MOST VLSI Technology – Part IV: Hot-electron Design Constraints," *IEEE Trans. Eelectron Dev.*, vol. 26, pp. 346–353, 1979.
- 344. G. Niu, J. D. Cressler, U. Gogineni, and D. L. Harame, "Collector-base junction avalanche multiplication effects in advanced UHV/CVD SiGe HBTs," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 19, no. 8, pp. 288–290, Aug 1998.
- 345. C. M. Grens, J. D. Cressler, and A. J. Joseph, "On Common #x2013;Base Avalanche Instabilities in SiGe HBTs," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 55, no. 6, pp. 1276–1285, June 2008.
- 346. P. Chevalier, M. Schröter, C. R. Bolognesi, V. d'Alessandro, M. Alexandrova, J. Böck, R. Flückiger, S. Fregonese, B. Heinemann, C. Jungemann, R. Lövblom, C. Maneux, O. Ostinelli, A. Pawlak, N. Rinaldi, H. Rücker, G. Wedel, and T. Zimmer, "Si/SiGe:C and InP/GaAsSb Heterojunction Bipolar Transistors

for THz Applications," *Proceedings of the IEEE*, vol. 105, no. 6, pp. 1035–1050, June 2017.

- 347. H. Kamrani, D. Jabs, V. d'Alessandro, N. Rinaldi, and C. Jungemann, "Physicsbased hot-carrier degradation model for SiGe HBTs," in *Proc. International Conference on Simulation of Semiconductor Processes and Devices (SISPAD)*, Sept 2016, pp. 341–344.
- 348. S. E. Tyaginov, Y. Y. Illarionov, M. I. Vexler, M. Bina, J. Cervenka, J. Franco, B. Kaczer, and T. Grasser, "Modeling of deep-submicron silicon-based MISFETs with calcium fluoride dielectric," *Journal of Computational Electronics*, vol. 13, no. 3, pp. 733–738, Sep 2014.
- 349. M. I. Vexler, Y. Y. Illarionov, S. E. Tyaginov, and T. Grasser, "Adaptation of the model of tunneling in a metal/CaF2/Si(111) system for use in industrial simulators of MIS devices," *Semiconductors*, vol. 49, no. 2, pp. 259–263, Feb 2015.
- 350. Y. Illarionov, M. Vexler, M. Karner, S. Tyaginov, J. Cervenka, and T. Grasser, "TCAD simulation of tunneling leakage current in CaF2/Si(111) MIS structures," *Current Applied Physics*, vol. 15, no. 2, pp. 78–83, 2015.
- 351. M. I. Vexler, N. S. Sokolov, S. M. Suturin, A. G. Banshchikov, S. E. Tyaginov, and T. Grasser, "Electrical characterization and modeling of the Au/CaF2/nSi(111) structures with high-quality tunnel-thin fluoride layer," *Journal of Applied Physics*, vol. 105, no. 8, 2009.
- 352. K. Rupp, T. Grasser, and A. Jüngel, "Adaptive variable-order spherical harmonics expansion of the Boltzmann Transport Equation," in 2011 International Conference on Simulation of Semiconductor Processes and Devices, Sept 2011, pp. 151–154.
- 353. T.-y. Huang, W. W. Yao, R. A. Martin, A. G. Lewis, M. Koyanagi, and J. Y. Chen, "A novel submicron LDD transistor with inverse-T gate structure," in 1986 International Electron Devices Meeting, vol. 32, 1986, pp. 742–745.
- 354. T. N. Buti, S. Ogura, N. Rovedo, and K. Tobimatsu, "A new asymmetrical halo source GOLD drain (HS-GOLD) deep sub-half-micrometer n-MOSFET design

for reliability and performance," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 38, no. 8, pp. 1757–1764, Aug 1991.

- 355. T. Hori, J. Hirase, Y. Odake, and T. Yasui, "Deep-submicrometer large-angletilt implanted drain (LATID) technology," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 39, no. 10, pp. 2312–2324, Oct 1992.
- 356. M. Pagey, "Characterization and modeling of hot-carrier degradation in submicron NMOSFETs," Master's thesis, Vanderbilt University, Aug. 2002.
- 357. T. Mizuno, A. Toriumi, M. Iwase, M. Takanashi, H. Niiyama, M. Fukmoto, and M. Yoshimi, "Hot-carrier Effects in 0.1μm Gate Length CMOS Devices," in Proc. International Electron Devices Meeting (IEDM), 1992, pp. 695–698.
- 358. S. Ramey, A. Ashutosh, C. Auth, J. Clifford, M. Hattendorf, J. Hicks, R. James, A. Rahman, V. Sharma, A. S. Amour, and C. Wiegand, "Intrinsic transistor reliability improvements from 22nm tri-gate technology," in 2013 IEEE International Reliability Physics Symposium (IRPS), April 2013, pp. 4C.5.1–4C.5.5.
- 359. J. Bude, "Gate-Current by Impact Ionization Feedback in submicron MOSFET Technologies," in *Proc. VLSI Symposium Tech. Digest*, 1995, pp. 101–102.
- 360. —, "Impact ionization and the distribution functions in sub-micron nMOSFET technologies," *IEEE Electron Dev. Lett.*, vol. 16, no. 10, pp. 439–441, 1995.
- 361. B. Ricco, E. Sangiorgi, and D. Cantrarelli, "Low Voltage Hot-Electron Effects in Short Channel MOSFETs," in *Proc. International Electron Devices Meeting* (*IEDM*), 84, pp. 92–95.
- 362. F. Venturi, E. Sangiorgi, and B. Ricco, "The Impact of Voltage Scaling on Electron Heating and Device Performance of Submicrometer MOSFET's," *IEEE Trans. Electron Dev.*, vol. 38, no. 8, pp. 1895–1904, 1991.
- 363. J. Chung, M. Jeng, J. Moon, P. Ko, and C. Hu, "Low-Voltage Hot-Electron Currents and Degradation in Deep-Submicrometer MOSFET's," *IEEE Trans. Electron Dev.*, vol. 37, pp. 1651–1657, 1990.

- 364. M. Fischetti and S. Laux, "Monte Carlo study of sub-band-gap impact ionization in small silicon field-effect transistors," in *Proc. International Electron Devices Meeting (IEDM)*, 1995, pp. 305–308.
- 365. P. V. Dressendorfer and R. C. Barker, "Photoemission measurements of interface barrier energies for tunnel oxides on silicon," *Applied Physics Letters*, vol. 36, no. 11, pp. 933–935, 1980.
- 366. A. Abramo, C. Fiegna, and F. Venturi, "Hot Carrier Effects in Short MOSFETs at Low Applied Voltages," in *Proceedings of International Electron Devices Meeting*, 1995, pp. 301–304.
- 367. P. Childs and D. Dyke, "Hot carrier quasi-ballistic transport in semiconductor devices," *Solid-State Electronics*, vol. 48, no. 5, pp. 765–772, 2004.
- 368. R. Walkup, D. Newns, and P. Avouris, "Role of Mutliple Inelastic Transistions in Atom Transfer with the Scanning Tunneling Microscope," *Phys. Rev. B*, vol. 48, no. 3, pp. 1858–1861, 1993.
- 369. B. Persson and P. Avouris, "Local bond breaking via STM-induced excitations: the role of temperature," *Surface Science*, vol. 390, no. 1-3, pp. 45–54, 1997.
- 370. K. Stokbro, C. Thirstrup, M. Sakurai, U. Quaade, B. Y.-K. Hu, F. Perez-Murano, and F. Grey, "STM-Induced Hydrogen Desorption via a Hole Resonance," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 80, pp. 2618–2621, 1998.
- 371. J. Sune and Y. Wu, "Mechanisms of hydrogen release in the breakdown of SiO_2-based oxides," in Proc. International Electron Devices Meeting (IEDM), 2005, pp. 388–391.
- 372. Z. Chen, P. Ong, A. Mylin, V. Singh, and S. Cheltur, "Direct evidence of multiple vibrational excitation for the Si-H/D bond breaking in metal-oxidesemiconductor transistors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 81, no. 17, pp. 3278–3280, 2002.
- 373. G. Ribes, S. Bruyere, M. Denais, F. Monsieur, V. Huard, D. Roy, and G. Ghibaudo, "Multi-vibrational hydrogen release: Physical origin of T_bd,Q_bd power-law voltage dependence of oxide breakdown in ultra-thin gate oxides," *Microel. Reliab.*, vol. 45, pp. 1842–1854, 2005.

- 374. E. Li, E. Rosenbaum, J. Tao, G.-F. Yeap, M. Lin, and P. Fang, "Hot-carrier Effects in nMOSFETs in 0.1 μm CMOS Technology," in *Proc. International Reliability Physics Symposium (IRPS)*, 1999, pp. 253–258.
- 375. J. Wang-Ratkovic, R. Lacoe, K. Williams, M. Song, S. Brown, and G. Yabiku, "New Understanding of LDD CMOS Hot-Carrier Degradation and Device Lifetime at Cryogenic Temperatures," in *Proc. International Reliability Physics* Symposium (IRPS), 2003, pp. 312–314.
- 376. E.-X. Zhao, S. P. Sinha, and D.-H. Ju, "Worst case conditions for hot-carrier induced degradation of sub-100 nm partially depleted SOI MOSFET's," in 2001 IEEE International SOI Conference. Proceedings (Cat. No.01CH37207), Oct 2001, pp. 121–122.
- 377. S. Manzini and A. Gallerano, "Avalanche Injection of Hot Holes in the Gate Oxide of LDMOS," *Solid-State Electron.*, vol. 44, no. 1, pp. 1325–1330, 2000.
- 378. J. F. Chen, K. S. Tian, S. Y. Chen, J. R. Lee, K. M. Wu, T. Y. Huang, and C. M. Liu, "Gate current dependent hot-carrier-induced degradation in LDMOS transistors," *Electronics Letters*, vol. 44, no. 16, pp. 991–992, July 2008.
- 379. S. Reggiani, E. Gnani, A. Gnudi, G. Baccarani, S. Poli, R. Wise, M. Y. Chuang, W. Tian, and M. Denison, "Modeling and characterization of hot-carrier stress degradation in power MOSFETs (invited)," in 2013 Proceedings of the European Solid-State Device Research Conference (ESSDERC), Sept 2013, pp. 91–94.
- 380. Z. Chen, X. Ji, F. Yan, Y. Shi, Y. Song, J. Wu, and Q. Guo, "Worst Case Stress Conditions for Hot Carrier Degradation with Technology Nodes from 0.35µm to 45nm," *ECS Transactions*, vol. 44, no. 1, pp. 1151–1155, 2012.
- 381. B. S. Doyle and K. R. Mistry, "A lifetime prediction method for hotcarrier degradation in surface-channel p-MOS devices," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 37, no. 5, pp. 1301–1307, May 1990.
- 382. K. R. Hofmann, C. Werner, W. Weber, and G. Dorda, "Hot-electron and hole-emission effects in short n-channel MOSFET's," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 32, no. 3, pp. 691–699, Mar 1985.

- 383. D. S. Ang, T. W. H. Phua, H. Liao, and C. H. Ling, "High-energy tail electrons as the mechanism for the worst-case hot-carrier stress degradation of the deep submicrometer N-MOSFET," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 24, no. 7, pp. 469–471, July 2003.
- 384. C. Lin, S. Biesemans, L. Han, K. Houlihan, T. Schiml, K. Schruefer, C. Wann, and R. Markhopf, "Hot Carrier Reliability for 0.13 μm CMOS Technology with Dual Gate Oxide Thickness," in *Proc. International Electron Devices Meeting* (*IEDM*), 2000, pp. 135–138.
- 385. A. Bravaix, D. Goguenheim, N. Revil, and E. Vincent, "Hole Injection Enhanced Hot-Carrier Degradation in PMOSFETs Used for Systems on Chip Applications with 6.5-2 nm Thick Gate Oxides," *Microel. Reliab.*, vol. 44, no. 1, pp. 65–77, 2004.
- 386. I. Starkov, S. Tyaginov, H. Enichlmair, J. Park, H. Ceric, and T. Grasser, "Analysis of Worst-Case Hot-Carrier Degradation Conditions in the Case of n- and p-channel High-Voltage MOSFETs," in *Proc. International Conference* on Simulation of Semiconductor Processes and Devices (SISPAD), 2011, pp. 127–130.
- 387. F.-C. Hsu and K.-Y. Chu, "Temperature Dependence of Hot-Electron Induced Degradation in MOSFET's," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 5, no. 5, pp. 148–150, 1984.
- 388. M. Song, K. MacWilliams, and C. Woo, "Comparison of NMOS and PMOS Hot Carrier Effects from 300 to 77 K," *IEEE Transactions Electron Devices*, vol. 44, no. 2, pp. 268–276, 1997.
- 389. A. Bravaix, D. Goguenheim, N. Revil, E. Vincent, M. Varrot, and P. Mortini, "Analysis of High Temperatures Effects on Performance and Hot-Carrier Degradation in DC/AC Stressed 0.35 μm n-MOSFETs," *Microel. Reliab.*, vol. 39, no. 1, pp. 35–44, 1999.
- 390. K. Lee, O. Yoo, R. Choi, B. Lee, J. Lee, H.-D. Lee, and Y.-H. Jeong, "PBTI-Associated High-Temperature Hot Carrier Degradation of nMOSFETs with Metal-Gate/High-k Dielectrics," *IEEE Electron Dev. Lett.*, vol. 29, no. 4, pp. 389–391, 2008.

- 391. E. Amat, T. Kauerauf, R. Rodriguez, M. Nafria, X. Aymerich, and G. Groeseneken, "A Comprehensive Study of Channel Hot-carrier Degradation in Short Channel MOSFETs with High-k Dielectrics," *Microelectronics Engineering*, vol. 103, no. 3, pp. 144–149, 2013.
- 392. Z. Song, Z. Chen, A. Yong, Y. Song, J. Wu, and K. Chien, "The Failure Mechanism, Worst Stress Condition for Hot Carrier Injection of NMOS," ECS Transactions, vol. 52, no. 1, pp. 947–952, 2013.
- 393. N. Sano, M. Tomizawa, and A. Yoshii, "Temperature dependence of hot carrier effects in short-channel Si-MOSFETs," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 42, no. 12, pp. 2211–2216, Dec 1995.
- 394. A. Ghetti, L. Selmi, and R. Bez, "Low-Voltage Hot Electrons and Soft-Programming Lifetime Prediction in Nonvolatile Memory Cells," *IEEE Trans Electron Dev.*, vol. 46, no. 4, pp. 696–702, 1999.
- 395. K. Anil, "Low Voltage Hot-Carrier Issues in Deep-sub-micron Metal-Oxide-Semiconductor Field-Effect-Transistors," Ph.D. dissertation, 2001.
- 396. M. G. Ancona, N. S. Saks, and D. McCarthy, "Lateral distribution of hotcarrier-induced interface traps in MOSFETs," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 35, no. 12, pp. 2221–2228, Dec 1988.
- 397. I. Starkov, S. Tyaginov, H. Enichlmair, J. Cervenka, C. Jungemann, S. Carniello, J. Park, H. Ceric, and T. Grasser, "Hot-Carrier degradation caused interface state profile - simulations vs. experiment," *Journal of Vacuum Science* and Technology - B, vol. 29, no. 1, pp. 01AB09–1–01AB09–8, 2011.
- 398. Y. Leblebici and S.-M. Kang, "Modeling of nMOS Transistors for Simulation of Hot-Carrier Induced Device and Circuit Degradation," *IEEE Transaction* on Computer-Aided Design, vol. 11, no. 2, pp. 235–246, 1992.
- 399. S. Cristoloveanu, H. Haddara, and N. Revil, "Defect Localization Induced by Hot Carrier Injection in Short-Channel MOSFETs: Concept, Modeling and Characterization," *Microel. Reliab.*, vol. 33, no. 9, pp. 1365–1385, 1993.
- 400. A. Acovic, G. L. Rosa, and Y. Sun, "A Review of Hot Carrier Degradation Mechanism in MOSFETs," *Microel. Reliab.*, vol. 36, no. 7/8, pp. 845–869, 1996.
- 401. S. Tyaginov, M. Bina, J. Franco, D. Osintsev, Y. Wimmer, O. Triebl,
 B. Kaczer, and T. Grasser, "Essential Ingredients for Modeling of Hot-Carrier Degradation in Ultra-Scaled MOSFETs," in *Proc. International Integrated Reliability Workshop (IIRW)*, 2013, pp. 98–101.
- 402. *MiniMOS-NT Device and Circuit Simulator*, Institute for Microelectronic, TU Wien.
- 403. T. Grasser, W. Gös, and B. Kaczer, "Critical modeling issues in negative bias temperature instability," *ECS Transactions*, vol. 19, no. 2, pp. 265–287, 2009.
- 404. J. T. Ryan, R. G. Southwick, J. P. Campbell, K. P. Cheung, and J. S. Suehle,
 "On the Contribution of Bulk Defects on Charge Pumping Current," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 59, no. 11, pp. 2943–2949, Nov 2012.
- 405. B. Djezzar, S. Oussalah, and A. Smatti, "A new oxide-trap based on chargepumping (OTCP) extraction method for irradiated MOSFET devices: part I (high frequencies)," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 51, no. 4, pp. 1724–1731, Aug 2004.
- 406. J. T. Ryan, R. G. Southwick, J. P. Campbell, K. P. Cheung, A. S. Oates, and J. S. Suehle, "Frequency-Modulated Charge Pumping: Defect Measurements With High Gate Leakage," *IEEE Electron Device Letters*, vol. PP, no. 99, pp. 1–1, 2014.
- 407. P. Sharma, S. Tyaginov, S. E. Rauch, J. Franco, A. Makarov, M. I. Vexler, B. Kaczer, and T. Grasser, "Hot-Carrier Degradation Modeling of Decananometer nMOSFETs Using the Drift-Diffusion Approach," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 38, no. 2, pp. 160–163, Feb 2017.
- 408. P. Saalfrank, "Quantum Dynamical Approach to Ultrafast Molecular Desorption from Surfaces," *Chemical Reviews*, vol. 106, no. 10, pp. 4116–4159, 2006.
- 409. Non-universal Temperature Dependeence of Hot Carrier Degradation (HCD) in FinFET: New Observations and Physical Understablings, 2018.
- 410. D. H. Lee, S. M. Lee, C. G. Yu, and J. T. Park, "A Guideline for the Optimum Fin Width Considering Hot-Carrier and NBTI Degradation in MuGFETs," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 32, no. 9, pp. 1176–1178, Sept 2011.

- 411. M. Cho, P. Roussel, B. Kaczer, R. Degraeve, J. Franco, M. Aoulaiche, T. Chiarella, T. Kauerauf, N. Horiguchi, and G. Groeseneken, "Channel Hot Carrier Degradation Mechanism in Long/Short Channel n-FinFETs," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 60, no. 12, pp. 4002–4007, Dec 2013.
- 412. C. D. Young, J.-W. Yang, K. Matthews, S. Suthram, M. M. Hussain, G. Bersuker, C. Smith, R. Harris, R. Choi, B. H. Lee, and H.-H. Tseng, "Hot carrier degradation in HfSiON/TiN fin shaped field effect transistor with different substrate orientations," *Journal of Vacuum Science & Technology B*, vol. 27, no. 1, pp. 468–471, 2009.
- 413. I. Messaris, T. Karatsori, N. Fasarakis, C. Theodorou, S. Nikolaidis, G. Ghibaudo, and C. Dimitriadis, "Hot Carrier Degradation Modeling of Short-Channel n-FinFETs Suitable for Circuit Simulators," *Microelectronics Reliability*, vol. 56, pp. 10–16, 2016.
- 414. S. Tyaginov, I. Starkov, C. Jungemann, H. Enichlmair, J. Park, and T. Grasser, "Impact of the Carrier Distribution Function on Hot-Carrier Degradation Modeling," in *Proc. European Solid-State Device Research Conference (ESSDERC)*, 2011, pp. 151–154.
- 415. Y. Choi, D. Ha, E. Snow, K. Bokor, and T. King, "Reliability Study of CMOS FinFETs," *IEDM Technical Digest*, pp. 791–794, 2003.
- 416. D. W. Kim, W. S. Park, and J. T. Park, "The optimum fin width in p-MuGFETs with the consideration of NBTI and hot carrier degradation," *Microelectronics Reliability*, vol. 50, no. 9, pp. 1316–1319, 2010, 21st European Symposium on the Reliability of Electron Devices, Failure Physics and Analysis.
- 417. S.-Y. Kim and J. H. Lee, "Hot Carrier-Induced Degradation in Bulk FinFETs," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 26, no. 8, pp. 566–568, Aug 2005.
- 418. W. T. Chang, L. G. Cin, and W. K. Yeh, "Impact of Fin Width and Back Bias under Hot Carrier Injection on Double-Gate FinFETs," *IEEE Transactions on Device and Materials Reliability*, vol. 15, no. 1, pp. 86–89, March 2015.
- 419. C. Young, J. Yang, K. Metthews, S. Suthram, M. Hussain, G. Bersuker, C. Smith, R. Harris, R. Choi, B. Lee, and H.-H. Tseng, "Hot carrier degradation

in HfSiON/TiN fin shaped field effect transistor with different substrate orientation," J. Vac. Sci. Technol. B, vol. 27, no. 1, pp. 468–471, 2009.

- 420. A. Makarov, S. E. Tyaginov, B. Kaczer, M. Jech, A. Chasin, A. Grill, G. Hellings, M. I. Vexler, D. Linten, and T. Grasser, "Hot-Carrier Degradation in FinFETs: Modeling, Peculiarities, and Impact of Device Topology," in 2017 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM), Dec 2017, pp. 13.1.1–13.1.4.
- 421. A. Chasin, J. Franco, R. Ritzenthaler, G. Hellings, M. Cho, Y. Sasaki, A. Subirats, P. Roussel, B. Kaczer, D. Linten, N. Horiguchi, G. Groeseneken, and A. Thean, "Hot-Carrier Analysis on nMOS Si FinFETs with Solid Source Doped Junction," in 2016 IEEE International Reliability Physics Symposium (IRPS), April 2016, pp. 4B.4–1 – 4B.4–6.
- 422. M. Yamagata, T. Satoh, and H. Tango, "Hot-Carrier-Induced Degradation under Current Saturation Bias in p-Channel Low-Temperature Polycrystalline Silicon Thin-Film Transistors," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 46, no. 8R, p. 5044, 2007.
- 423. D. Varghese, M. A. Alam, and B. Weir, "A generalized, IB-independent, physical HCI lifetime projection methodology based on universality of hot-carrier degradation," in 2010 IEEE International Reliability Physics Symposium, May 2010, pp. 1091–1094.
- 424. R. Woltjer, A. Hamada, and E. Takeda, "Time dependence of p-MOSFET hot-carrier degradation measured and interpreted consistently over ten orders of magnitude," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 40, no. 2, pp. 392–401, Feb 1993.
- 425. R. W. Woltjer, G. M. Paulzen, H. G. Pomp, H. Lifka, and H. Lifka, "Three hot-carrier degradation mechanisms in deep-submicron PMOSFET's," *IEEE Trans. Electron. Dev.*, vol. 42, no. 1, pp. 109–115, 1995.
- 426. M. Mehrad, M. Zareiee, and A. A. Orouji, "Controlled Kink Effect in a Novel High-Voltage LDMOS Transistor by Creating Local Minimum in Energy Band Diagram," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 64, no. 10, pp. 4213–4218, Oct 2017.

- 427. A. Ludikhuize, M. Slotboom, A. Nezar, N. Nowlin, and R. Brock, "Analysis of hot-carrier-induced degradation and snapback in submicron 50V lateral MOS transistors," in *Proc. International Symposium on Power Semiconductor devices and IC's*, 1997, pp. 53–56.
- 428. D. Brisbin, P. Lindorfer, and P. Chaparala, "Substrate current independent hot carrier degradation in NLDMOS devices," in *Proc. International Reliability Physics Symposium (IRPS)*, 2006, pp. 329–333.
- 429. Y. Wimmer, S. Tyaginov, F. Rudolf, K. Rupp, M. Bina, H. Enichlmair, J.-M. Park, R. Minixhofer, and T. Grasser, "Physical Modeling of Hot-Carrier Degradation in nLDMOS Transistors," in *Proc. International Integrated Reliability Workshop (IIRW)*, 2014, pp. 58–62.
- 430. P. Sharma, S. Tyaginov, Y. Wimmer, F. Rudolf, K. Rupp, M. Bina, H. Enichlmair, J. M. Park, H. Ceric, and T. Grasser, "Predictive and efficient modeling of hot-carrier degradation in nLDMOS devices," in *Proc. International Symposium on Power Semiconductor Devices IC's (ISPSD)*, May 2015, pp. 389–392.
- 431. P. Sharma, S. Tyaginov, Y. Wimmer, F. Rudolf, H. Enichlmair, J. M. Park, H. Ceric, and T. Grasser, "A model for hot-carrier degradation in nLDMOS transistors based on the exact solution of the Boltzmann transport equation versus the drift-diffusion scheme," in EUROSOI-ULIS 2015: 2015 Joint International EUROSOI Workshop and International Conference on Ultimate Integration on Silicon, Jan 2015, pp. 21–24.
- 432. P. Sharma, M. Jech, S. Tyaginov, F. Rudolf, K. Rupp, H. Enichlmair, J. M. Park, and T. Grasser, "Modeling of hot-carrier degradation in LDMOS devices using a drift-diffusion based approach," in 2015 International Conference on Simulation of Semiconductor Processes and Devices (SISPAD), Sept 2015, pp. 60–63.
- 433. S.-W. Cheng, T. K. Dey, and J. R. Shewchuk, *Delaunay Mesh Generation*. CRC Press, 2013.
- 434. "http://viennamesh.sourceforge.net/," 2014.

- 435. F. Rudolf, J. Weinbub, K. Rupp, and S. Selberherr, "The Meshing Framework ViennaMesh for Finite Element Applications," *Journal of Computational and Applied Mathematics*, vol. 167, pp. 166–177, 2014.
- 436. M. Antoniou, F. Udrea, E. K. C. Tee, Y. Hao, S. Pilkington, K. K. Yaw, D. Pal, A. Hoelke, and and, "Interface Charge Trapping and Hot Carrier Reliability in High Voltage SOI SJ LDMOSFET," in *Proc. International Symposium on Power Semiconductor devices and IC's*, 2011, pp. 336–339.
- 437. S. Reggiani, G. Barone, S. Poli, E. Gnani, A. Gnudi, G. Baccarani, M. Y. Chuang, W. Tian, and R. Wise, "TCAD Simulation of Hot-Carrier and Thermal Degradation in STI-LDMOS Transistors," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 60, no. 2, pp. 691–698, Feb 2013.
- 438. A. Tallarico, S. Reggiani, P. Magnone, G. Croce, R. Depetro, P. Gattari, E. Sangiorgi, and C. Fiegna, "Investigation of the hot carrier degradation in power LDMOS transistors with customized thick oxide," *Microelectronics Reliability*, vol. 76-77, pp. 475–479, 2017.
- 439. A. N. Tallarico, S. Reggiani, R. Depetro, A. M. Torti, G. Croce, E. Sangiorgi, and C. Fiegna, "Hot-Carrier Degradation in Power LDMOS: Selective LOCOS-Versus STI-Based Architecture," *IEEE Journal of the Electron Devices Society*, vol. 6, no. 1, pp. 219–226, 2018.
- 440. S. Reggiani, S. Poli, E. Gnani, A. Gnudi, G. Baccarani, M. Denison, S. Pendharkar, R. Wise, and S. Seetharaman, "Analysis of HCS in STIbased LDMOS transistors," in 2010 IEEE International Reliability Physics Symposium, May 2010, pp. 881–886.
- 441. H. G. Reik and H. Risken, "Distribution Functions for Hot Electrons in Many-Valley Semiconductors," *Phys. Rev.*, vol. 124, pp. 777–784, Nov 1961.
- 442. D. Cassi and B. Ricco, "An Analytical Model of the Energy Distribution of Hot Electrons," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 37, no. 6, pp. 1514–1521, 1990.
- 443. K. Hasnat, C.-F. Yeap, S. Jallepalli, S. Hareland, V. Agostinelli, A. Tasch, and C. Maziar, "Thermionic Emission Model of Electron Gate Current in

Submicron NMOSFETs," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 44, no. 1, pp. 129–138, 1997.

- 444. S. Reggiani, G. Barone, E. Gnani, A. Gnudi, G. Baccarani, S. Poli, M. Y. Chuang, W. Tian, and R. Wise, "TCAD predictions of linear and saturation HCS degradation in STI-based LDMOS transistors stressed in the impact-ionization regime," in 2013 25th International Symposium on Power Semiconductor Devices IC's (ISPSD), May 2013, pp. 375–378.
- 445. P. Sharma, S. Tyaginov, Y. Wimmer, F. Rudolf, K. Rupp, H. Enichlmair, J.-M. Park, H. Ceric, and T. Grasser, "Comparison of analytic distribution function models for hot-carrier degradation modeling in nLDMOSFETs," *Microelectronics Reliability*, vol. 55, no. 9, pp. 1427–1432, 2015, proceedings of the 26th European Symposium on Reliability of Electron Devices, Failure Physics and Analysis.
- 446. P. Sharma, S. Tyaginov, S. E. Rauch, J. Franco, B. Kaczer, A. Makarov, M. I. Vexler, and T. Grasser, "A drift-diffusion-based analytic description of the energy distribution function for hot-carrier degradation in decananometer nMOSFETs," in 2016 46th European Solid-State Device Research Conference (ESSDERC), Sept 2016, pp. 428–431.
- 447. M. Jech, P. Sharma, S. Tyaginov, F. Rudolf, and T. Grasser, "On the limits of applicability of drift-diffusion based hot carrier degradation modeling," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 55, no. 4S, p. 04ED14, 2016.
- 448. T. Grasser, H. Kosina, C. Heitzinger, and S. Selberherr, "Accurate Impact Ionization Model which Accounts for Hot and Cold Carrier Populations," *Applied Physics Letters*, vol. 80, no. 4, pp. 613–615, 2002.
- 449. B. Gonzalez, V. Palankovski, H. Kosina, A. Hernandez, and S. Selberherr, "An Energy Relaxation Time Model for Device Simulation," *Solid-State Electron.*, vol. 43, pp. 1791–1795, 1999.
- 450. M. Vasicek, J. Cervenka, M. Wagner, M. Karner, and T. Grasser, "Parameter Modeling for Higher-Order Transport Models in UTB SOI MOSFETs," *Journ. Comput. Electron.*, vol. 7, pp. 168–173, 2008.

- 451. D. Ventura, A. Gnudi, and G. Baccarani, "An Efficient Method for Evaluating the Energy Distribution of Electrons in Semiconductors Based on Spherical Harmonics Expansion," *IEICE Trans. Electron.*, vol. E75-C, no. 2, pp. 194–199, 1992.
- 452. M. Lundstrom, *Fundamentals of Carrier Transport*, 2nd ed. Cambridge University Press, 2000.
- 453. C. Jacoboni and P. Lugli, *The Monte Carlo Method for Semiconductor Device Simulation*. Springer-Verlag-Wien, 1989.