

**Квазистатический режим:** время разогрева  $\tau_S = 30$  мс, энергия разогрева  $\delta E = 50 \text{ мА} \cdot 2,5 \text{ В} \cdot 0,03 \text{ с} = 3,75 \cdot 10^{-3}$  Дж. Интервал между измерениями  $\Delta\tau = 5,5$  с.

**Динамический режим:** время разогрева  $\tau_S = 5$  мс, энергия разогрева  $\delta E = 50 \text{ мА} \cdot 2,5 \text{ В} \cdot 0,005 \text{ с} = 6,25 \cdot 10^{-4}$  Дж. Интервал между измерениями  $\Delta\tau = 0,9$  с.

Из приведенных оценок видно, что применение более коротких импульсов позволяет снизить энергопотребление, но увеличивает нижнюю границу динамического диапазона обратно пропорционально падению амплитуды отклика.

Таким образом, проведенные измерения выходных характеристик разработанного нами первичного термоанемометрического преобразователя расхода газа мембранного типа показывают, что он может успешно работать в импульсном режиме измерения в интервале скоростей от 0,1 до 20 м/с и более. При этом оценки энергопотребления показывают, что в импульсном режиме измерения первичный преобразователь может работать от батареи питания с напряжением  $U = 3,6$  В и ресурсом работы  $It = 10 \text{ А} \cdot \text{ч}$  в течение 6 лет с приемлемым интервалом между измерениями — 1 с. Полученные экспериментальные результаты качественно неплохо согласуются с ре-

зультатами проведенного нами численного моделирования [6].

*Работа поддержана ФАПНИ (проект № 02.523.11.3018).*

#### Список литературы

1. Nan-Fu Chiu, Tzu-Chien Hsiao, Chi-Wann Lin. Low Power Consumption Design of Micromachined Thermal Sensor for Portable spirometer // Tamkang Journal of Science and Engineering. 2005. V. 8, N 3. P. 225—230.
2. Дюжев Н. А., Поправкин А. Н., Шкурпат И. Г., Шокин А. Н., Попков А. Ф. Универсальный термочувствительный элемент к датчикам газового потока // Нано- и микросистемная техника. 2009. № 2. С. 22—24.
3. Рабодзей А. Н., Халикеев В. М. БЭК 15. Датчики фирмы Honeywell. М.: Додэка, 2000.
4. Чуйко В. А. Моделирование рабочих характеристик импульсного термисторного термоанемометра // Научные работы Донецкого национального технического университета. Серия: Вычислительная техника и автоматизация. Донецк: ДонНТУ, 2004.
5. Ураксеев М. А., Романченко А. Ф., Абдрашитова Д. Р., Шилов С. А. // Исследовано в России. 2001. С. 587. URL: <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2001/051.pdf>.
6. Бобров А. А., Попков А. Ф., Дюжев Н. А., Кулагин Н. Е., Махиборода М. А., Медников А. М. Расчет терморезистивного анемометрического преобразователя на мембране // Нано- и микросистемная техника. 2010. № 8. С. 34—39.

УДК 621.382

**И. И. Абрамов**, д-р физ.-мат. наук, проф.,  
Белорусский государственный университет  
информатики и радиоэлектроники, Минск,  
Республика Беларусь,  
e-mail: nanodev@bsuir.edu.by

## ПРОБЛЕМЫ И ПРИНЦИПЫ ФИЗИКИ И МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРИБОРНЫХ СТРУКТУР МИКРО- И НАНОЭЛЕКТРОНИКИ.

### VIII. Нанотранзисторы с МДП-структурой (часть 1)

*Проанализированы модели кремниевых нанотранзисторов со структурой металл—диэлектрик—полупроводник (МДП). Оценены перспективы развития электроники после окончания "эры" данного типа приборных структур.*

**Ключевые слова:** нанотранзисторы, металл—диэлектрик—полупроводник, наноэлектроника

#### Введение

И все же основным типом активных элементов ИС твердотельной наноэлектроники остаются кремниевые нанотранзисторы с МДП-структурой\*. Серьезной

\* Заметим, что ряд специалистов данный тип приборных структур не относит собственно к наноэлектронике (см., например, [1]). Автор не разделяет эту точку зрения. Аргументация приведена в работах [2, 3] (см. также далее).

альтернативы для них пока не видно, если иметь ввиду схемы степени интеграции около  $10^{10}$  и, возможно, выше [2].

На этом пути увеличения степени интеграции встретится немало проблем. Так, при дальнейшем уменьшении размеров МОП-транзисторов (металл — окисел — полупроводник) более существенное отрицательное влияние будут оказывать различные паразитные эффекты. В частности, как правило, усиливаются короткоканальные эффекты. Кроме того, все более важными становятся туннельные токи затвора, токи между истоком и стоком (прямое туннелирование) и другие составляющие токов утечки, уменьшение подвижности носителей заряда, флуктуации распределений зарядов примесей, увеличение последовательных сопротивлений областей стока и истока, задержки межсоединений и др.

В целях борьбы (часто хотя бы уменьшения влияния, а не полного устранения) с данными эффектами для сохранения приемлемыми ряда электрических характеристик элементов предложено большое разнообразие конструктивно-технологических вариантов и их разновидностей (сочетания и т. п.) кремниевых нанотранзисторов с МДП-структурой, включая нанотранзисторы с КНИ-структурой (кремний-на-изоляторе), а именно: частично и полностью обедненные; необедненные; вертикальные совмещенные; с ультратонким основанием; с управляемой проводимостью канала; с напряженными слоями; с высокой диэлектрической проницаемостью подзатворного диэлектрика; с вертикальной и "реберной" структурами; с двойным, тройным, вер-

тикальным, сторонним, окружающим,  $\pi$ - и  $\Omega$ - затворами; одно- и многоканальные; с локальной изоляцией канала; на основе гетероструктур; на квантовых проволоках; с опрокинутой T-образной формой; со структурой "кремний ни на чем" и др.

Важный конструктивно-технологический вид нанотранзисторов на основе кремниевых квантовых проволок был рассмотрен в работе [4]. Замечу, что многие рассмотренные подходы, методы, характерные для приборных структур на квантовых проволоках, сохраняют свою эффективность и для нанотранзисторов с МДП-структурой. Так, некоторые модели, описанные в работе [4], с успехом модифицируют и используют для последнего типа приборных структур (см. далее).

Однако такая в целом благоприятная ситуация не всегда имеет место. Иногда конструктивно-технологические особенности могут существенно изменить требования к модели. Например, двумерный анализ бывает недостаточен, и необходима разработка трехмерных моделей. Еще более важными, как правило, являются размеры структуры, что приводит к *фундаментальному вопросу: когда достаточно использовать модели полуклассического подхода* [5, 6], а когда необходимо применять квантово-механические модели?

Рассмотрим вопрос о размерах приборной структуры, ввиду его принципиальной важности для нас, более подробно. Так, с ноября 2007 года компания *Intel* серийно производит микропроцессоры с проектными нормами 45 нм (длина затвора  $L_3$  около 22 нм [7]) семейства *Penryn*. Она же заявила о разработке технологического процесса с проектными нормами 32 нм [8]. Процесс с такими же нормами разработан компанией *IBM* с партнерами [8]. Это что касается серийного производства. Сейчас о научных исследованиях. В настоящее время имеется сообщение о создании типа "реберных" нанотранзисторов (FinFET) с длиной канала  $L_k = 3$  нм [9]. Теория и оценки показывают, что кремниевые МДП-нанотранзисторы будут иметь приемлемые характеристики, по крайней мере, до  $L_k \approx 2$  нм (см. [10] и далее). Существует точка зрения, что возможны полевые транзисторы "теоретически при  $L_k > 0$ " [11]. Согласно авторитетному прогнозу 2007 года [12] нанотранзисторы с длинами затвора около 5 нм будут использоваться в серийных ИС к 2022 году. Однако последующие исследования дают более сдержанную оценку. Так, уже согласно прогнозу 2009 года [12] физическая длина затвора составит около 7,4 нм к 2024 году. Отмечу, что при прогнозировании 2009 года интенсивно использовалось программное обеспечение MASTAR, реализующее аналитические модели МОП-транзисторов, настроенные на экспериментальные данные.

Другая точка зрения заключается в том, что полевые транзисторы с длиной канала менее 1 нм\* будут вряд ли обладать приемлемыми электрическими характеристиками, причем изготовленные на различных материалах и по различным технологиям

\* Заметим, однако, что это уже будет не наноэлектроника [3] (см. далее).

[13]. Замечу, однако, что эта точка зрения не противоречит первой точке зрения, т. е. изготовить может быть и можно, но будут ли эти транзисторы нормально функционировать? Так, оценка предельно достижимого размера любого необратимого двоичного логического элемента на основе соотношения неопределенностей Гейзенберга и выражения Шеннона—фон Неймана—Ландауэра для минимальной энергии переключения составляет около 1,5 нм при температуре  $T = 300$  К [14]. Вместе с тем, "меньше не обязательно лучше" [13]. Вспомним про такие информационные системы, как мозг человека — объект органической гибридной наноэлектроники, созданный природой [15].

Итак, в данной части цикла статей будут рассмотрены проблемы и принципы физики и моделирования МДП-транзисторов на основе кремния с длиной канала от 100 до 1 нм, т. е. нанотранзисторы с МДП-структурой наноэлектроники [3]. В связи с тем, что модели приборных структур на квантовых проволоках уже были рассмотрены [4], здесь основное внимание будет уделено численным (дискретным), как наиболее адекватным, моделям кремниевых нанотранзисторов других конструктивно-технологических видов.

### Модели полуклассического подхода

Основные классы моделей полуклассического подхода и общие оценки справедливости полуклассического и квантово-механического подходов [15] были рассмотрены в [5]. Оценки допустимого применения моделей полуклассического подхода при расчете внешних электрических характеристик приборных структур микроэлектроники приведены в работе [6]. Двинемся дальше в диапазон характеристических длин  $L_{хар}$  от 100 до 1 нм в соответствии с целью данной части работы.

В статьях [5, 6] отмечалось, что многие модели полуклассического подхода, которые, как правило, проще и экономичнее моделей квантово-механического подхода, сохраняют свою адекватность при расчете электрических характеристик в значительной части этого диапазона, т. е. и для МДП-транзисторов наноэлектроники. Так, первые экспериментальные транзисторы с  $L_3 < 100$  нм, едва ли отличающиеся в конструктивном плане от обычных планарных МОП-транзисторов глубокосубмикронной области (см., например, [11, 16—18]), анализировались и проектировались с применением известных комплексов программ, в которых реализованы диффузионно-дрейфовые модели. В частности, в работах [19, 20] с этой целью для МОП-транзисторов с  $L_3 = 70$  нм использовали комплекс FIELDAY (двумерное моделирование), а в работах [21, 22] для МОП-транзисторов с  $L_k = 90$  нм — комплекс MINIMOS (двумерное моделирование) (см. также [6]). Однако лучшее согласование с экспериментальными данными [19, 20], особенно при более низкой по сравнению с комнатной температуре ( $T = 11$  К), достигается с помощью кинетического моделирования на основе полуклассического метода Монте-

Карло частиц [23], так как в данном случае физически корректно описывается эффект всплеска скорости, который важен для кремниевых МОП-транзисторов с  $L_k < 100$  нм [6]. Необходимо отметить, что эти результаты были получены с использованием, по видимому, наиболее адекватной на тот момент времени модели [24], основанной на методе Монте-Карло частиц и реализованной специалистами фирмы IBM в программе двумерного численного моделирования полупроводниковых приборов DAMOCLES [25].

Остановимся на данной модели, ввиду особой важности ряда результатов, полученных с ее применением. Полуклассическая самосогласованная модель [24] основана на решении уравнения Пуассона в двумерном сечении прибора и использовании метода Монте-Карло частиц. Квантовые эффекты не учитываются (исключение — вырождение\*). Для описания вырождения носителей заряда применяется простая аппроксимация. Зонная структура получается с помощью метода эмпирического псевдопотенциала, а далее с ее учетом вычисляются интенсивности рассеяния электронов на фононах, примесях и электронах. Учитывается также ударная ионизация. Моделировались кремниевые  $n$ -МОП-транзисторы с эффективной длиной канала вплоть до 60 нм при  $T = 11$  и 300 К. Получено хорошее согласование с экспериментальными данными работы [19] по крутизне для случая малого сигнала в области насыщения транзистора. Кроме важности эффекта всплеска скорости, особенно при  $T = 11$  К, показана необходимость детального описания зонной структуры Si. В частности, традиционно используемая параболическая аппроксимация зонной структуры приводит к сильному завышению эффекта всплеска скорости, средней энергии, особенно при  $T = 77$  К. Отмечается, что описание транспорта электронов в Si с помощью только четырех согласующих параметров — большое достижение. О значительности вычислительных затрат свидетельствуют следующие данные. На IBM 3090/600E вычислительной системе с векторным процессором требуется порядка десятков часов на одну точку смещения. И в то же время переход к параболической аппроксимации зонной структуры уменьшает это время в 20 — 100 раз. В последующей работе [25] метод Монте-Карло частиц распространен на случай описания транспорта дырок. Сравнивались  $n$ - и  $p$ -МОП-транзисторы с  $L_k = 233$  и 53 нм при  $T = 77$  и 300 К. Оказалось, что для однотипных структур (модули профилей легирования, работ выхода затворов и прикладываемых напряжений — равны) ток и крутизна  $p$ -МОП-транзисторов составляют около половины от таковых для  $n$ -МОП-транзисторов с  $L_k = 233$  нм, а для  $L_k \leq 100$  нм крутизна  $p$ -МОП-транзисторов уже составляет 75 % от значений для  $n$ -МОП-транзисторов. Однако наиболее интересные и важные результаты были получены в работе [26]. В ней исследовались МОП-транзисторы с  $L_k$ , равными от 233 до 43 нм, с подложками

\* В литературе так сложилось, что под учетом квантовых эффектов обычно подразумевается нечто большее, чем включение в модель только вырождения.

$n$ -типа на Ge, Si, GaAs, InP,  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  и  $p$ -типа на Si (характеристики этих материалов и некоторых других полупроводников рассчитаны в работе [27]) при  $T = 77$  и 300 К. Установлено, что за исключением приборов, включающих In, "скорость", оцениваемая по крутизне, МОП-транзисторов с  $L_k \leq 100$  нм практически не зависит от полупроводника. Такое "универсальное" поведение в основном обусловлено подобием плотностей состояний зонных структур соответствующих материалов при средних энергиях. Это связано с тем, что концепции эффективной массы и подвижности, оцениваемых у дна и потолка зон, т. е. при малых энергиях, строго говоря, неприменимы для описания транспорта заряда в малых приборах с  $L_k \leq 100$  нм. Тем самым в работе [26], т. е. в 1991 году (!), фактически показано, что при создании на МОП-транзисторах УБИС нанозлектронных технологически значимых материалов, по крайней мере до  $L_k = 43$  нм\*. Замечу также, что программу DAMOCLES использовали при моделировании биполярных  $n-p-n$ - и  $p-n-p$ -транзисторов на кремнии с шириной базы  $W_b = 50$  нм и полевых транзисторов с барьером Шоттки на основе GaAs [25, 28]. В частности, показано слабое влияние эффекта всплеска скорости на высокочастотное поведение кремниевых биполярных транзисторов (см. также [6]). В работе [29] программу DAMOCLES применяли для оценки потенциала масштабирования  $n$ -МОП-нано-транзисторов с каналом на напряженном Si и  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  ( $L_g = 66; 44; 22$  и 11 нм). На предварительном этапе масштабирования использовалась FIELDAY (диффузионно-дрейфовая модель). Установлено, что улучшение характеристик будет несильным, что согласуется с экспериментальными данными.

В дальнейшем модели полуклассического подхода с успехом применялись как для теоретических исследований, предложений новых конструкций нанотранзисторов, так и для анализа и при разработке экспериментальных образцов приборных структур. Отметим лишь некоторые работы.

В статье [17] проанализированы перспективные конструктивно-технологические варианты МОП-транзисторов при их масштабировании в область  $L_k \leq 100$  нм. Были использованы программы FIELDAY (трехмерный анализ) и DAMOCLES. В частности, с помощью диффузионно-дрейфовой модели (FIELDAY) исследовано влияние флуктуаций распределения примесей на выходные токи и пороговое напряжение. Подобные исследования также были проведены в некоторых других работах с помощью гидродинамических моделей и методов Монте-Карло. Так, влияние флуктуаций примесей на эти же характеристики и дрейфовую скорость было исследовано для 30 МОП-нано-транзисторов с  $L_k = 50$  нм в работе [30] с помощью многочастичного метода Монте-Карло в сочетании с методом молекулярной

\* Во многом именно по этой причине данная часть цикла статей посвящена нанотранзисторам с МДП-структурой на кремнии.

динамики [31]. Важно при этом отметить, что применяемая модель была предварительно настроена на экспериментальные данные по зависимости подвижности от уровня легирования при малых электрических полях. Ясно, что такой прогноз будет более достоверным по сравнению с другими, в которых подобная настройка модели не проводится.

В то же время в ряде работ с применением различных полуклассических моделей были предложены новые конструктивно-технологические варианты МОП-нотранзисторов. В статье [32] для этих целей при исследовании нотранзистора с  $L_3 = 10$  нм ( $L_k \approx 16$  нм) использовали двумерную диффузионно-дрейфовую модель. Интересно заметить, что оценка вклада тока прямого туннелирования была 15 % от полного тока стока для предлагаемой конструкции транзистора. То есть диффузионно-дрейфовая модель продолжает работать хорошо! (См. также далее). В работе [33] был предложен новый конструктивно-технологический вариант МОП-нотранзистора на КНИ с  $L_k = 10$  нм. Для этого применяли гидродинамическую модель и метод Монте-Карло. Сравнение  $n$ -МОП-нотранзисторов на КНИ различных конструктивно-технологических вариантов (с  $L_k$  до 50 нм) с помощью коммерческого пакета программ ISE TCAD (двумерное моделирование) было проведено в работе [34]. Была также предложена новая конструкция нотранзистора. В настоящее время перечень проведенных исследований подобного рода весьма многочислен\*, поэтому ограничимся лишь приведенными.

Интересные результаты приведены в статье [35]. В работе была построена двумерная численная модель кремниевого нотранзистора с КНИ-структурой с полным и частичным обеднением на основе одночастичного метода Монте-Карло. С помощью предложенной модели для транзистора с  $L_3 = 50$  нм были проиллюстрированы возможные исследования влияния на его электрические характеристики не только различных конструктивно-технологических параметров, но и некоторых электрофизических параметров. В последующей статье [36] описан простой способ коррекции модели для учета поперечного квантования в канале кремниевых нотранзисторов с КНИ-структурой. Модель реализована в программе BALSOL.

Гидродинамическую модель в сочетании с методом Монте-Карло использовали в работе [37] для анализа шумовых характеристик МОП-транзисторов с  $L_k$  от 2000 до 60 нм. Показано, что главный механизм (дробовый) шума в современных МОП-нотранзисторах подобен характерному для баллистических приборов, а не для длинноканальных МОП-транзисторов.

Важные результаты были получены при сопоставлении различных полуклассических моделей в работе [38]. Были рассчитаны стоковые и сток-затворные характеристики  $n$ -МОП-транзисторов с тонким слоем кремния с двойным затвором с его длинами от 100 до 5 нм ( $L_3 = L_k$ ) и использованием трех моделей различных классов, а именно: метода

Монте-Карло частиц, гидродинамической и диффузионно-дрейфовой. Отмечу, что результаты были получены с применением хорошо известного\*\* инструментария моделирования приборов, а именно: программы DAMOCLES (метод Монте-Карло частиц), коммерческого комплекса программ ATLAS (гидродинамическая и диффузионно-дрейфовая модели). Сравнение осуществлялось с результатами, полученными по методу Монте-Карло частиц (без учета квантования в канале), как наиболее адекватному. Вырождение носителей заряда во всех моделях учитывалось. В работе преследовали две цели. Во-первых, метод Монте-Карло (даже частиц) не очень подходит для трехмерного анализа приборов, который принципиально важен для некоторых конструктивно-технологических вариантов нотранзисторов, вследствие огромных затрат вычислительных ресурсов ЭВМ, и для расчета подпорогового тока МОП-транзисторов. Поэтому желательно использовать другие модели. Вопрос возникает — какие? Во-вторых, необходимо проверить точность более простых и экономичных моделей при моделировании перспективного вида нотранзистора. В целом, оказалось, что без настройки параметров более простых моделей лучше согласуются с результатами, полученными по методу Монте-Карло частиц, расчеты по диффузионно-дрейфовой модели, а не по гидродинамической. В принципе, это не является неожиданным в свете изложенного в работе [5]. Основной вывод работы: в случае использования известных моделей электрофизических характеристик с уменьшением  $L_3$ \*\*\* необходима подстройка численных значений параметров этих моделей при согласовании расчетов по диффузионно-дрейфовой и гидродинамической моделям с таковыми по методу Монте-Карло частиц для рассмотренного вида нотранзисторов. Так, при согласовании диффузионно-дрейфовой модели рекомендуется корректировка скорости насыщения модели подвижности. В целом, эти выводы соответствуют традиционным рекомендациям при моделировании МОП-транзисторов обычных конструкций, в том числе и при согласовании с экспериментальными данными (см., например, [6, 39, 40]). В работе также получена аппроксимация для зависимости скорости насыщения от  $L_3$ , позволяющая получить хорошее соответствие с результатами расчета по методу Монте-Карло частиц. Более кардинальный, с точки зрения автора, путь — построение новых моделей подвижности, например для сильных электрических полей.

Приведем другой очень существенный аргумент в пользу диффузионно-дрейфовых моделей. Так, их с успехом применяют для многомерного численного моделирования не только сложных, например функционально-интегрированных элементов, но также и целых фрагментов ИС, как единого целого [41]. Данный подход становится особенно важным с ростом степени интеграции ИС вследствие усиления

\*\* Таким образом, речь в определенном смысле идет о "стандартных моделях" [38].

\*\*\* Для диффузионно-дрейфовой модели для  $L_3 < 40$  нм.

\* Этому вопросу целесообразно посвятить отдельную работу.

взаимодействия между элементами. Недавно его эффективность была показана и для оценки различных характеристик наноэлектронных ИС, в частности на туннельно-связанных наноструктурах [42]. Поэтому *многомерные дискретные диффузионно-дрейфовые модели, судя по всему, будут по-прежнему важны для анализа сложных элементов и фрагментов ИС, как единого целого, и на МДП-нотранзисторах.*

Основное направление последующего усовершенствования (корректировки) моделей полуклассического подхода для моделирования кремниевых нанотранзисторов проводилось по пути учета других по сравнению с вырождением квантово-механических эффектов. Об их важности для детального исследования физических процессов в некоторых областях даже обычных МОП-транзисторов на кремнии указывалось в работе [6]. Здесь, прежде всего, отмечу богатую предысторию вопроса, в частности по описанию электронных свойств инверсионных 2D-слоев на границах раздела полупроводник—диэлектрик, включая МОП-структуры, описанную в отличном обзоре ранних работ [43]. Хороший обзор по достигнутым успехам и неясностям в теоретическом понимании транспорта носителей заряда в инверсионных (квантованных) слоях кремния на соответствующий момент времени дан в работе [44]. Обзор работ по учету квантовых эффектов в упрощенных моделях обычных МОП-транзисторов приведен, например, в статье [45]. Может быть важным их учет и на уровне моделирования схем [46].

Отметим следующие результаты по упрощенным моделям. Как и для субмикронных элементов ИС, при разработке моделей, применяемых при масштабировании кремниевых МДП-нотранзисторов разнообразных конструкций, используются решения уравнения Пуассона в различных приближениях. Однако при этом, как правило, вводятся новые или дополнительные параметры масштабирования. Часто такими удобными для анализа расчетов параметрами являются различные характеристические длины (см., например, [47—50]). Модели отмеченных работ следует отнести к чисто полуклассическим (без квантовых коррекций). В связи с этим их обычно сравнивают с численными моделями, например диффузионно-дрейфовыми моделями в программах FIELDAY, TMA — MEDICI.

Однако не менее важными и здесь могут являться квантово-механические коррекции. Так, в работе [51] на основе простых моделей масштабных длин, характеризующих электростатический контроль затвором  $L_E$  и эффект квантового ограничения  $L_Q$ , было проведено оценочное сравнение трех перспективных конструкций МОП-нотранзисторов, а именно: 1) с симметричной планарной структурой с двойным затвором; 2) на цилиндрической квантовой проволоке с окружающим затвором (с коаксиальной структурой); 3) на прямоугольной квантовой проволоке с тройным затвором. Опосредованная связь  $L_E$  и  $L_Q$  показала, что планарная и коаксиальная структуры имеют приблизительно одинаковый потенциал масштабируемости для подложки ориентации (001). При этом коаксиальная структура характеризуется

лучшим электростатическим контролем, но большей чувствительностью порогового напряжения  $V_{пор}$  к девиациям толщины слоя кремния. Худшей из трех является структура на прямоугольной квантовой проволоке. И в то же время для другой ориентации подложки (011) непланарные структуры намного лучше, особенно на цилиндрической квантовой проволоке. Необходимо подчеркнуть, что эти важные качественные выводы подтверждаются результатами, полученными с помощью более строгих численных моделей (см. [4] и далее).

В статье [52] разработанные авторами упрощенные модели для  $V_{пор}$  и подпороговой крутизны (первая была модифицирована на случай учета пространственного квантования) использованы для оценки пределов масштабирования МОП-нотранзисторов с двойным затвором. Было показано, что характеристики будут приемлемыми для транзисторов с  $L_k$  около 10 нм. Анализировали также МДП-транзисторы с высокой диэлектрической проницаемостью. Было проведено сравнение с результатами численного моделирования по программам: FIELDAY; Medici; DESSIS, ISE TCAD. В целом, получено хорошее согласование с более строгими численными моделями.

Далее основное внимание уделим дискретным моделям кремниевых нанотранзисторов сначала полуклассического подхода с квантовыми коррекциями (базовая модель — полуклассическая), а затем непосредственно — квантово-механического подхода.

Основные общие требования к подобного рода моделям, включая только квантовые макроскопические модели, относительно непосредственно полуклассических были сформулированы в работе [53], а именно: 1) их вычислительная сложность должна быть сравнима с соответствующим аналогом; 2) они должны "переходить" в их аналог при  $\hbar \rightarrow 0$  ( $\hbar$  — постоянная Планка, деленная на  $2\pi$ ); 3) основные уравнения должны быть теми же или подобными. *Удовлетворение этим требованиям приводит к следующим преимуществам: 1) возможно моделировать приборные структуры со столь же сложной геометрией; 2) легко исследовать относительное влияние квантовых эффектов; 3) возможность использования в инженерных приложениях; 4) допустимо сформулировать подобные с полуклассическим случаем граничные условия. Не менее важным, с точки зрения автора, является также применимость во многих случаях тех же численных методов или им подобных, что значительно упрощает разработку соответствующего программного обеспечения, вплоть до незначительной модификации уже созданного.*

Влияние пространственного квантования в тонком слое кремния в 5 нм  $n$ -МОП-нотранзистора с двойным затвором ( $L_3 = 30$  нм) при  $T = 300$  К на выходные вольт-амперные характеристики (ВАХ) было исследовано в работе [54]. Предварительно была выполнена соответствующая модернизация программы DAMOCLES. Расчеты проводили при использовании параболической и первого порядка непараболической аппроксимаций зонной структуры Si. Оказалось, что результаты по току стока  $I_c$  отлича-

ются до 30 %. И в то же время интересно заметить, что учет квантового эффекта в сочетании с более реалистичной непараболической аппроксимацией приводит к меньшему отличию (до 15 %) с моделью, в которой пространственное квантование не учитывается. Различия же по пороговому напряжению незначительны. Моделировали также  $p$ -МОП-нотранзистор с двойным затвором ( $L_3 = 30$  нм), который, как оказалось, приемлем для интеграции с исследованным  $n$ -МОП-нотранзистором в КМОП-схемах (комплементарных МОП). В целом, результаты численного моделирования МОП-нотранзисторов, с одной стороны, показали целесообразность квантово-механических коррекций полуклассических моделей в рассматриваемых случаях, а с другой стороны, — важность при этом достаточно точного описания зонной структуры кремния.

Модифицированная комбинированная самосогласованная модель для моделирования электронного транспорта в инверсионном слое Si МОП-структур, реализованная в программе DAMOCLES и использованная для получения описанных выше результатов, приведена в статье [55]. Модель основана на самосогласованном решении кинетического уравнения Больцмана (КУБ) (неявно) с помощью метода Монте-Карло частиц, двумерного уравнения Пуассона и одномерных (в поперечных сечениях канала) уравнений Шредингера (в первом приближении непараболической зонной структуры). При этом учитываются рассеяния на акустических и внутри- и межзонных объемных фононах, на поверхностных оптических модах, на поверхностных шероховатостях, на ионизированных примесях и зарядах границы раздела полупроводник—оксид. Одной из самых сложных задач являлся учет перехода из 3D- в 2D-состояние (и наоборот) и воплощение этого перехода в самосогласованной схеме итерационного решения. Для ее разрешения авторы разработали эмпирические правила.

Замечу, что подобная комбинированная модель была применена в работе [56] для моделирования МОП-нотранзистора с двойным затвором  $L_3 = 15$  нм. При этом учитывались внутри- и межзонное рассеяние на объемных акустических фононах, рассеяние на примесях, а также непараболическость зонной структуры. Сравнение с трехмерной полуклассической моделью, основанной на методе Монте-Карло, показало, что в рассматриваемом случае пространственное квантование слабо влияет на сток-затворные характеристики.

Нельзя не остановиться на других интересных результатах, полученных с помощью программы DAMOCLES и описанных в работе [57], хотя в ней непосредственно и не исследовались МДП-нотранзисторы (длина канала бралась около 0,15 мкм). В статье анализировалось влияние эффектов горячих носителей в кремниевых приборных структурах на следующие характеристики: коэффициент умножения в биполярном транзисторе; ток подложки в МОП-транзисторе; инжекцию в  $\text{SiO}_2$  затвора. Основной вывод: *... "мы, действительно, можем объяснить транспорт горячих электронов качественно, а в некоторых случаях — количественно"*. Для получения

этого результата необходимо учитывать многие механизмы, причем пересмотреть их роль и описывающие их модели. Так, качественное и в большинстве случаев количественное согласие с экспериментом получается только при корректном учете зонной структуры, всех значимых процессов рассеяния (на фононах, кулоновское, ударная ионизация) и сильно нелокальных свойств транспорта в малых кремниевых приборах. Показано, что эффекты квантования в инверсионных слоях вызывают сдвиг пороговой энергии ударной ионизации, что очень важно для вычисления тока подложки в МОП-транзисторах. Отмечается, что *количественное согласование с экспериментом достигается в результате "хрупкого баланса" между многими эффектами, причем "малое отклонение в каждой аппроксимации может привести к чрезвычайно сильно различающемуся результату", т. е. потере этого согласования. Поэтому авторы делают вывод о том, что не могут с уверенностью утверждать, что количественное согласование с экспериментом является доказательством того, что их "модель в целом справедлива"*. Замечу, что выделенные в тексте данного абзаца места касаются одной из наиболее адекватных физико-математических моделей полупроводниковых приборов, поэтому подобного рода неуверенность можно отнести ко множеству известных моделей приборных структур микро- и наноэлектроники. Для ее устранения при проверке адекватности модели необходимо использовать набор процедур, выделенных в работах [58, 59]. К сожалению, этот набор сложно реализовать на практике в полном объеме.

Интересная модифицированная модель описана в работах [60, 61]. В ней в двумерном случае с помощью метода Монте-Карло решается (неявно) КУБ с квантовой коррекцией потенциала на основе градиента плотности (см. далее). При этом учитывается шестидолинная структура зоны проводимости кремния. В работе [60] исследовались МОП-нотранзисторы с КНИ-структурой с  $L_k$  от 50 до 5 нм при  $T = 300$  К. Учитывалось три механизма рассеяния: на фононах в канале; на примесях в областях стока и истока. Сначала проводилось сравнение модели с одномерным решением уравнений Шредингера и Пуассона в равновесных условиях. Показано, что результаты для электронов в инверсионном слое достаточно хорошо согласуются для транзистора с  $L_k = 50$  нм. Проводилось также сравнение методов Монте-Карло с квантовой коррекцией и без при расчете стоковых ВАХ. Оказалось, что ток с учетом квантовой коррекции меньше в основном за счет уменьшения заряда инверсионного слоя. Проиллюстрировано, что многодолинная структура зоны проводимости Si играет важную роль как в неравновесном, так и в квазибаллистическом режимах транспорта МОП-нотранзисторов. В последующей работе [61] моделировали МОП-транзисторы с двойным затвором с  $L_k$  от 50 до 8 нм при  $T = 300$  К. Отмечены преимущества используемого способа квантовой коррекции метода Монте-Карло по сравнению с другими подобными коррекциями, в частности, простота и применимость к широкому кругу

задач. При расчетах учитывали: рассеяние на примесях, шероховатостях границ раздела, внутримолекулярное на акустических фононах, междолинное на  $f$ - и  $g$ -фононах, электрон-электронное, а также непараболичность зонной структуры и вырождение. Для учета одной из составляющих электрон-электронного рассеяния использовали метод молекулярной динамики. Были проанализированы физические процессы в баллистическом и квазibalлистическом режимах транспорта на основе функции распределения, средней скорости и других характеристик. Показано, что средняя скорость электронов достигает у конца области истока баллистического предела при  $L_k < 10$  нм в случае учета рассеяния.

В работе [62] данную модель применяли для исследования МОП-транзисторов с двойным затвором ( $L_k$  от 100 до 10 нм) двух разновидностей: 1) с барьером Шоттки; 2) с легированием областей истока и стока (традиционная структура). Оказалось, что первая разновидность характеризуется лучшей баллистической эффективностью и меньшим обратным рассеянием, что делает ее предпочтительнее при масштабировании.

Отмечу также несколько работ по использованию квантовых коррекций полуклассических моделей на основе других выражений для эффективного потенциала (см. далее). Так, в работе [63] получено соотношение для эффективного потенциала в случае учета электрон-электронного взаимодействия для применения в сочетании с полуклассическим методом Монте-Карло. Было проведено трехмерное моделирование МОП-нанотранзистора с КНИ-структурой с  $L_3 = 10$  нм. В результате расчета выходных характеристик установлено, что включение квантовой коррекции существенно снижает ток, крутизну и увеличивает пороговое напряжение транзистора. Однако, судя по приведенным результатам, различие между полуклассической моделью и моделью с учетом эффективного потенциала в области насыщения ВАХ не превышало 25 %. Подобные результаты (около 20 % по току открытого состояния) были получены в более ранних работах для квантовых коррекций на основе двух других выражений эффективного потенциала для МОП-транзисторов ( $L_k = 50$  нм и  $L_3 = 25$  нм) [53, 64, 65]. Замечу, что увеличение времени счета по сравнению с полуклассическим методом Монте-Карло без коррекции — невелико (около 10 %) [64].

Иное выражение для эффективного потенциала в сочетании с полуклассическим методом Монте-Карло было использовано в работе [66]. Моделировали  $n$ -МОП-нанотранзистор с двойным затвором с КНИ-структурой с  $L_k = 25$  нм. Учитывалось рассеяние на фононах, шероховатостях и кулоновском потенциале. Исследованы средняя энергия, дрейфовая скорость, зависимость тока стока от толщины канала. Проведено моделирование переходных процессов в нанотранзисторе при подаче различных ступенчатых сигналов на нижний и верхний затворы. Возможность анализа нестационарных процессов с учетом квантовой коррекции представляется особенно ценной в данной модели.

МОП-нанотранзисторы с двойным затвором с  $L_3$  от 40 до 5 нм на напряженных слоях кремния канала (одно- и двухосные сжатия и растяжения, различные ориентации канала) исследовали в работе [67]. Был использован комплекс программ FALCON, в котором реализован метод Монте-Карло с учетом рассеяния на фононах, примесях и шероховатостях. Проведена также корректировка в целях учета квантовых эффектов и произвольного угла направления токов относительно кристаллографических осей. Зонную структуру напряженного кремния рассчитывали с помощью первопринципного (псевдопотенциала) метода, реализованного в программе PHASE. Установлено, что наиболее предпочтительной комбинацией для  $n$ -МОП-нанотранзисторов является двухосное растяжение и  $\langle 100 \rangle$  направление канала, а для  $p$ -МОП-нанотранзистора — одноосное сжатие и  $\langle 110 \rangle$  направление канала.

В баллистических приборах ток и шумовые характеристики во многом определяются инжекционными процессами из контактов. В работах [68, 69] предложена инжекционная модель электронов для полевых нанотранзисторов с учетом (или без) квантового ограничения и вырождения для использования в сочетании с методами Монте-Карло. С помощью модели были исследованы шумовые характеристики МОП-нанотранзисторов с двойным затвором и следующими размерами каналов:  $15 \times 10 \times 8$  нм;  $15 \times 10 \times 2$  нм;  $15 \times 5 \times 2$  нм. Рассеяние не учитывалось. Оказалось, что с уменьшением размеров канала шумовые характеристики ухудшаются. Частично ухудшение ослабляется с увеличением числа подзон.

Для полуклассических методов Монте-Карло с квантовыми коррекциями на основе эффективного потенциала характерно два существенных недостатка [53]: 1) нарушение принципа неопределенности Гейзенберга; 2) положительная определенность получаемых функций распределения, хотя известно, что функция Вигнера может принимать и отрицательные значения. Интересный подход устранения, по крайней мере, второго недостатка был предложен в работе [70]. В ней полуклассический многочастичный метод Монте-Карло используется для неявного решения кинетического уравнения для функции Вигнера. С этой целью вводится дополнительная характеристика, названная авторами средством частиц (*particle affinity*). Метод был применен для моделирования резонансно-туннельных диодов (РТД). Замечу, что в работе [71] проиллюстрирована полезность подхода для физического понимания декогеренции, вызванной взаимодействием с фононами, на нескольких примерах, включая РТД. В моделях данного подхода учтено подобие квантового кинетического уравнения для функции Вигнера и КУБ. Механизмы рассеяния, однако, в них по-прежнему трактуются полуклассически. И тем не менее, их целесообразно отнести к квантовым моделям (см. далее).

Комбинированная модель МОП-нанотранзистора с двойным затвором с тонким слоем кремния предложена в статье [72]. В модели в поперечном сечении канала самосогласованно решаются одномерное уравнение Шредингера и двумерное уравнение

Пуассона. Далее в электрическом квантовом пределе вдоль канала решаются одномерные уравнения, аналогичные уравнениям диффузионно-дрейфовой модели и полученные из КУБ для баллистического режима работы нанотранзисторов. Важным моментом является то, что при построении дискретной модели в этом случае можно использовать физическую конечно-разностную аппроксимацию типа Шарфеттера—Гуммеля (см. [6]). Моделирование стоковой характеристики нанотранзистора с  $L_k = 10$  нм показало очень хорошее согласие с моделью, в которой для описания баллистического транспорта применено непосредственно КУБ. Подобные результаты получены и для внутренних характеристик. Замечу, что при этом не были использованы какие-либо согласующие параметры. Интересные результаты были также получены в работе [73] с помощью другой комбинированной модели, в которой для описания транспорта вдоль канала используется одномерная упрощенная модель на основе КУБ в баллистическом режиме в электрическом квантовом пределе. Анализировались стоковые характеристики без учета последовательных сопротивлений стока и истока. Показано, что в открытом состоянии ток контролируется в основном не всплеском скорости, а определяется механизмом переноса у вершины потенциального барьера возле истока. При этом наблюдается охлаждение и разогрев в областях у истока и стока, соответственно. В то же время отмечается, что другие обычные полуклассические модели, основанные на моментных уравнениях (см. [5]), не могут адекватно описывать квазibalлистический транспорт в нанотранзисторах\*.

Комбинированная модель МОП-нанотранзистора была предложена в работе [74]. Уравнения Пуассона и Шредингера (одномерные в сечениях с учетом анизотропии эффективной массы) решаются самосогласованно в двумерной области сильного квантового ограничения. Для этого также используется теория функционала плотности. В других областях структуры применяется полуклассическое приближение. Транспорт считается баллистическим и описывается упрощенным выражением для плотности тока подзоны. Полная плотность тока вычисляется как сумма плотностей токов всех подзон. Туннелирование между истоком и стоком не учитывается, "так как оно пренебрежимо мало даже для приборов с длиной канала до 10 нм". Для самосогласованного решения уравнений Пуассона и Шредингера после дискретизации был использован метод Ньютона—Рафсона с экстраполяцией. В результате моделирования нанотранзистора с  $L_k = 25$  нм было установлено, что фактически только нижняя подзона занята носителями, т. е. допустимо приближение электрического квантового предела. Были рассчитаны стоковые характеристики и крутизна транзистора. Сравнение с программой MEDICI (диффузионно-дрейфовая модель с квантовыми поправками)

\* Другие результаты группы проф. М. Лундстрёма рассмотрены далее, хотя некоторые из них могли быть описаны в этом разделе.

выявило различия в токе насыщения и крутизне. Программа, реализующая описанную модель, предназначена для современных ПЭВМ.

Самосовмещенные  $n$ -МОП-нанотранзисторы с двойным затвором одно-, трех- и пятиреберные (FinFET) были исследованы в работе [75]. Для этого использовали комбинированную двумерную численную модель, основанную на самосогласованном решении уравнений Шредингера и Пуассона по методу конечных разностей. Для вычисления плотности тока электронов применяли уравнения (для плотности тока и непрерывности) диффузионно-дрейфовой модели. Были рассчитаны стоковые и сток-затворные характеристики транзисторов с  $L_k = 30$  нм и толщинами ребра от 10 до 75 нм. Результаты были сопоставлены с экспериментальными данными и полученными по диффузионно-дрейфовой модели (без квантовых коррекций). Оказалось, что при расчете стоковых характеристик комбинированная модель приводит к приблизительно на 30 % более низким значениям токов по сравнению с диффузионно-дрейфовой моделью и лучше согласуется с экспериментальными данными. В целом, результаты показали необходимость использования квантовой коррекции для анализа рассмотренной конструкции нанотранзистора для  $L_k \leq 30$  нм.

Интересная комбинированная модель, основанная на самосогласованном решении в стационарном случае одномерных КУБ (вдоль канала по подзонам), двумерных уравнений Шредингера (поперек канала) и трехмерного уравнения Пуассона, построена в работе [76]. Для упрощения и развязки для исходного КУБ применены следующие допущения: приближения времени релаксации и эффективной массы; отсутствуют взаимодействия между подзонами. При численном решении дискретных аналогов уравнений использован приближенный метод Ньютона. Модель применена для моделирования МОП-нанотранзисторов с коаксиальной структурой (окружающий затвор) на квантовой проволоке с  $L_z = L_k$  от 20 до 9 нм и диаметром Si  $d = 3 \dots 10$  нм с толщиной оксида  $t_{ox} = 0,8$  нм при  $T = 300$  К в квазibalлистическом режиме функционирования. Проведено сравнение с результатами квазитрехмерной модели на основе формализма неравновесных функций Грина [77] (см. далее) с учетом электрон-фононного взаимодействия. Получено хорошее согласование по стоковым ВАХ. При этом в комбинированной модели время релаксации в подзоне настраивали с привлечением эффективной подвижности (постоянная) так, чтобы получить согласование с расчетами по квазитрехмерной модели в области насыщения выходных ВАХ. Показано, что приближение эффективной массы (параболическая аппроксимация) можно использовать вплоть до диаметров кремния в 3 нм. С уменьшением  $d$  наклон подпороговой характеристики улучшается, однако пороговое напряжение  $V_{пор}$  становится более чувствительным к девиациям  $d$ . Наряду с рассеянием на шероховатостях эти два фактора становятся важными при масштабировании рассмотренного вида нанотранзисторов. Определены также ток открытого и закрытого состоя-

ний. Интересным результатом является зависимость первого тока от длины затвора, что почти не имеет места в баллистическом режиме. Сравнение с результатами по квазитрехмерной модели показало, что прямое туннелирование между истоком и стоком незначительно при  $L_3 \geq 10$  нм, что согласуется с данными других авторов. Установлено, что для хорошего электростатического контроля в нанотранзисторе с окружающим затвором необходимо, чтобы  $d < 2/3 L_3$ . В работе [78] комбинированную модель применяли для МОП-нанотранзистора с коаксиальной структурой на кремниевой квантовой проволоке с  $L_3 = 8$  нм при  $T = 300$  К. При этом учитывали рассеяние на акустических и междолинных фононах, шероховатостях границ раздела Si/SiO<sub>2</sub>, ионизированных примесях, а также непараболичность зон. Установлена возможность флуктуаций дифференциальной проводимости на выходных ВАХ нанотранзистора.

Флуктуации различных конструктивно-технологических параметров элементов представляют, как известно, серьезную проблему разработки и создания СБИС и УБИС (сверх- и ультрабольших ИС) микроэлектроники. Она еще более обостряется для наноэлектроники, в частности, для рассматриваемого диапазона длин каналов и затворов нанотранзисторов с МДП-структурой. Можно выделить два известных качественно различных подхода к исследованию с помощью математических моделей влияния флуктуаций конструктивно-технологических параметров на электрические характеристики элементов ИС. В первом подходе метод Монте-Карло или другой способ используется для выборки параметров, например, концентрации примеси, толщины оксида и т. п., а далее рассчитываются для выбранных параметров электрические характеристики элемента, как правило, по полуклассической модели (см. ранее). Этот подход очень неэкономичен и вряд ли может быть применен в сочетании с квантовыми моделями элементов ввиду необходимости большего числа расчетов по ним. Второй подход часто использовался в сочетании с полуклассическими моделями при исследовании чувствительности электрических характеристик к девиациям различных параметров. В этом случае на предварительном этапе осуществляется линеаризация, как правило, дискретных уравнений базовой модели, а далее проводится прямое решение соответствующих уравнений в целях определения флуктуаций анализируемых электрических характеристик в зависимости от изменения исследуемых параметров. Этот подход является намного экономичнее первого, так как исключается необходимость большого числа расчетов по базовой модели элемента.

В работе [79] рассмотрено влияние случайного распределения примеси и флуктуации толщины оксида на электрические характеристики МОП-структур. Предложена экономичная методика оценки флуктуаций порогового напряжения, основанная на линеаризации дискретных уравнений модели (второй подход). В качестве базовой для МОП-нанотранзисторов разработана комбинированная двумерная модель, в которой самосогласованно решаются уравнения диффузионно-дрейфовой модели (в предположении по-

стоянства уровня Ферми в полупроводнике при малых прикладываемых смещениях) и в поперечных сечениях канала в инверсионном слое одномерные уравнения Шредингера. В результате значительно упрощается и вычисление порогового напряжения по сравнению с более строгими квантовыми моделями (см. далее). Расчеты показали, что квантово-механические эффекты усугубляют ситуацию и увеличивают девиации порогового напряжения в рассматриваемых случаях приблизительно на 10–15 % для транзисторов с  $L_k \leq 25$  нм.

В заключение рассмотрения моделей полуклассического подхода не могу не отметить важные и весьма успешные усилия по разработке численных моделей, основанных на решении КУБ [80, 81], но не с помощью явного или неявного использования для численного решения методов Монте-Карло [82].

*Таким образом, модели полуклассического подхода продолжают развиваться и с успехом использовать для анализа кремниевых МОП-нанотранзисторов. С их помощью удается наиболее рационально разрешить одну из основных проблем моделирования — проблему компромисса "адекватность — реализуемость" (AP-проблема) модели [6, 59]. В то же время диффузионно-дрейфовая модель по-прежнему остается "рабочей лошадкой" инженера. Основным и эффективным направлением модернизации моделей полуклассического подхода становится введение разнообразных квантово-механических коррекций, в том числе в рамках комбинированных моделей. Так как, когда делать коррекции поперек канала, в общем-то, ясно, то возникает важный вопрос: "Когда их целесообразно делать вдоль канала?" Ответ на него может быть, в принципе, получен с применением более последовательных дискретных моделей, рассматриваемых в следующем номере журнала.*

*Продолжение статьи будет опубликовано в следующих номерах журнала.*

#### Список литературы

1. Goldhaber-Gordon D., Montemerlo M. S., Love J. C., Opiteck G. J., Ellenbogen J. C. Overview of nanoelectronic devices // Proc. IEEE. 1997. V. 85, N 4. P. 521–540.
2. Абрамов И. И. Проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур микро- и наноэлектроники. IV. Квантово-механические формализмы // Нано- и микросистемная техника. 2007. № 2. С. 24–32.
3. Абрамов И. И. Термин "элемент" в микро- и наноэлектронике // Нано- и микросистемная техника. 2008. № 6. С. 2–4.
4. Абрамов И. И. Проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур микро- и наноэлектроники. VII. Структуры на квантовых проволоках // Нано- и микросистемная техника. 2009. № 7. С. 14–29; № 8. С. 7–23.
5. Абрамов И. И. Проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур микро- и наноэлектроники. II. Модели полуклассического подхода // Нано- и микросистемная техника. 2006. № 9. С. 26–36.
6. Абрамов И. И. Проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур микро- и наноэлектроники. III. Численное моделирование в рамках полуклассического подхода // Нано- и микросистемная техника. 2007. № 1. С. 36–47.
7. Ferry D. K. Nanowires in nanoelectronics // Science. 2008. V. 319. P. 579–580.

8. **Шахнович И.** Технология уровня 45 нм: 45, 32, далее везде? // *Электроника: Наука, Технология, Бизнес*. 2008. № 2. С. 102—109.
9. **Майская В.** Транзисторы компании Intel с тройным затвором. Закон Мура по-прежнему справедлив // *Электроника: Наука, Технология, Бизнес*. 2006. № 7. С. 50—52.
10. **Likharev K.** Electronics below 10 nm. In: *Nano and Giga Challenges in Microelectronics* / Ed. by J. Greer, A. Korkin, J. Labanowski. Amsterdam: Elsevier. 2003. P. 27—68.
11. **Валиев К. А., Орликовский А. А.** От микро- и наноэлектроники к твердотельным квантовым компьютерам // *Успехи современной радиоэлектроники*. 2004. № 5—6. С. 106—117.
12. **International Technology Roadmap for Semiconductors**: 1999 edition. Austin, TX: International SEMATECH, 1999; 2001 edition; 2003 edition; 2005 edition; 2007 edition; 2009 edition.
13. **Hadley P.** Bottom-up nanoelectronics // *Proc. 34<sup>th</sup> European Microwave Conference*, 2004, Amsterdam. P. 141—145.
14. **Zhirnov V. V., Cavin III R. K., Hutchby J. A., Bourianoff G. I.** Limits to binary logic switch scaling — A gedanken model // *Proc. IEEE*. 2003. V. 91. N 11. P. 1934—1939.
15. **Абрамов И. И.** Проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур микро- и наноэлектроники. I. Основные положения // *Нано- и микросистемная техника*. 2006. № 8. С. 34—37.
16. **Chang T. H. P., Kern D. P., Kratschmer E., Lee K. Y., Luhn H. E., McCord M. A., Rishton S. A., Vladimirovsky Y.** Nanostructure technology // *IBM J. Res. Develop.* 1988. V. 32. N 4. P. 462—493.
17. **Taur Y., Mii Y.-J., Frank D. J., Wong H.-S., Buchanan D. A., Wind S. J., Rishton S. A., Sai-Halasz G. A., Nowak E. J.** CMOS scaling into the 21<sup>st</sup> century: 0,1  $\mu\text{m}$  and beyond // *IBM J. Res. Develop.* 1995. V. 39, N 1/2. P. 245—260.
18. **Красников Г. Я.** Конструктивно-технологические особенности субмикронных МОП-транзисторов. Часть 1. М.: Техносфера. 2002. 416 с.
19. **Sai-Halasz G. A., Wordeman M. R., Kern D. P., Ganin E., Rishton S., Zicherman D. S., Schmid H., Polcari M. R., Ng H. Y., Restle P. J., Chang T. H. P., Dennard R. H.** Design and experimental technology for 0,1- $\mu\text{m}$  gate-length low-temperature operation FET's // *IEEE Electron Device Letters*. 1987. V. EDL-8, N 10. P. 463—466.
20. **Sai-Halasz G. A., Wordeman M. R., Kern D. P., Rishton S., Ganin E.** High transconductance and velocity overshoot in NMOS devices at the 0,1- $\mu\text{m}$  gate-length level // *IEEE Electron Device Letters*. 1988. V. 9, N 9. P. 464—466.
21. **Shahidi G. G., Antoniadis D. A., Smith H. I.** Electron velocity overshoot at room and liquid nitrogen temperatures in silicon inversion layers // *IEEE Electron Device Letters*. 1988. V. 9, N 2. P. 94—96.
22. **Shahidi G. G., Antoniadis D. A., Smith H. I.** Reduction of channel hot-electron-generated substrate current in sub-150-nm channel length Si MOSFET's // *IEEE Electron Device Letters*. 1988. V. 9, N 10. P. 497—499.
23. **Laux S. E., Fischetti M. V.** Monte-Carlo simulation of submicrometer Si n-MOSFETs at 77 and 300 K // *IEEE Electron Device Letters*. 1988. V. 9, N 9. P. 467—469.
24. **Fischetti M. V., Laux S. E.** Monte Carlo analysis of electron transport in small semiconductor devices including band-structure and space-charge effects // *Phys. Rev. B*. 1988. V. 38, N 14. P. 9721—9745.
25. **Laux S. E., Fischetti M. V., Frank D. J.** Monte Carlo analysis of semiconductor devices: The DAMOCLES program // *IBM J. Res. Develop.* 1990. V. 34, N 4. P. 466—494.
26. **Fischetti M. V., Laux S. E.** Monte Carlo simulation of transport in technologically significant semiconductors of the diamond and zinc-blende structures. Part II. Submicrometer MOSFET's // *IEEE Trans. on Electron Devices*. 1991. V. 38, N 3. P. 650—660.
27. **Fischetti M. V.** Monte Carlo simulation of transport in technologically significant semiconductors of the diamond and zinc-blende structures. Part I. Homogeneous transport // *IEEE Trans. on Electron Devices*. 1991. V. 38, N 3. P. 634—649.
28. **Lee W., Laux S. E., Fischetti M. V., Baccarani G., Gnudi A., Storck J. M. C., Mandelman J. A., Crabbé E. F., Wordeman M. R., Odeh F.** Numerical modeling of advanced semiconductor devices // *IBM J. Res. Develop.* 1992. V. 36, N 2. P. 208—232.
29. **Kumar A., Fischetti M. V., Laux S. E.** Monte-Carlo simulations of performance scaling in strained-Si nMOSFETs // *Proc. Int. Conf. Simul. Semicond. Process. Devices*. 2005. P. 299—302.
30. **Gross W. J., Vasileska D., Ferry D. K.** Three-dimensional simulations of ultrasmall metal-oxide-semiconductor field-effect transistors: The role of the discrete impurities on the device terminal characteristics // *J. Appl. Phys.* 2002. V. 91, N 6. P. 3737—3740.
31. **Gross W. J., Vasileska D., Ferry D. K.** A novel approach for introducing the electron-electron and electron-impurity interactions in particle-based simulations // *IEEE Electron Device Letters*. 1999. V. 20, N 9. P. 463—465.
32. **Kawaura H., Sakamoto T., Baba T., Ochiai Y., Fujita J., Matsui S., Sone J.** Proposal of pseudo source and drain MOSFETs for evaluating 10-nm gate MOSFETs // *Jpn. J. Appl. Phys.* 1997. V. 36, Part 1. N 3. B. P. 1569—1573.
33. **Shimatani T., Pidin S., Koyanagi M.** New electrically thinned intrinsic-channel SOI MOSFET with 0,01  $\mu\text{m}$  channel length // *Jpn. J. Appl. Phys.* 1997. V. 36, Part 1. N 3. B. P. 1659—1662.
34. **Yanagi S.-I., Nakakubo A., Omura Y.** Proposal of a partial-ground-plane (PGP) silicon-on-insulator (SOI) MOSFET for deep sub-0,1- $\mu\text{m}$  channel regime // *IEEE Electron Device Letters*. 2001. V. 22, N 6. P. 278—280.
35. **Вьюрков В. В., Орликовский А. А., Сидоров А. А.** Моделирование характеристик полевого баллистического нанотранзистора в тонком кремнии на изоляторе // *Микроэлектроника*. 2003. Т. 32, № 4. С. 283—293.
36. **Сидоров А. А., Вьюрков В. В., Орликовский А. А.** Применение метода Монте-Карло для моделирования кремниевых полевых нанотранзисторов // *Микроэлектроника*. 2004. Т. 33, № 4. С. 243—255.
37. **Navid R., Jungemann C., Lee T. H., Dutton R. W.** High-frequency noise in nanoscale metal oxide semiconductor field effect transistors // *J. Appl. Phys.* 2007. V. 101, N 12. P. 124501-1—8.
38. **Granzner R., Polyakov V. M., Schwierz F., Kittler M., Doll T.** On the suitability of DD and HD models for the simulation of nanometer double-gate MOSFETs // *Physica E*. 2003. V. 19. P. 33—38.
39. **Абрамов И. И.** Курс лекций "Моделирование элементов интегральных схем": учеб. пособие. Минск: БГУ. 1999. 92 с.
40. **Абрамов И. И.** Лекции по моделированию элементов интегральных схем Москва—Ижевск: НИЦ "Регулярная и хаотическая динамика", 2005. 152 с.
41. **Абрамов И. И.** Моделирование физических процессов в элементах кремниевых интегральных микросхем. Минск: БГУ. 1999. 189 с.
42. **Коноплев Б. Г., Рындин Е. А.** Интегральная наноэлектроника на основе связанных квантовых областей. Таганрог: Изд-во ТТИ ЮФУ. 2008. 230 с.
43. **Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф.** Электронные свойства двумерных систем. М.: Мир. 1985. 415 с.
44. **Ferry D. K.** Transport of hot carriers in semiconductor quantized inversion layers // *Solid-State Electron*. 1978. V. 21. P. 115—121.
45. **Janik T., Majkusiak B.** Quantum effects in MOS transistors // *Electron Technology*. 1994. V. 27, N 2. P. 3—27.
46. **Yu Z., Dutton R. W., Kiehl R. A.** Circuit/device modeling at the quantum level // *IEEE Trans. on Electron Devices*. 2000. V. 47, N 10. P. 1819—1825.
47. **Yan R.-H., Ourmazd A., Lee K. F.** Scaling the Si MOSFET: From bulk to SOI to bulk // *IEEE Trans. on Electron Devices*. 1992. V. 39, N 7. P. 1704—1710.
48. **Suzuki K., Tanaka T., Tosaka Y., Horie H., Arimoto Y.** Scaling theory of double-gate SOI MOSFET's // *IEEE Trans. on Electron Devices*. 1993. V. 40, N 12. P. 2326—2329.

49. **Auth C. P., Plummer J. D.** Scaling theory for cylindrical fully-depleted, surrounding-gate MOSFET's // *IEEE Electron Device Letters*. 1997. V. 18, N 2. P. 74–76.
50. **Frank D. J., Taur Y., Wong H.-S. P.** Generalized scale length for two-dimensional effects in MOSFET's // *IEEE Electron Device Letters*. 1998. V. 19, N 10. P. 385–387.
51. **Wang J., Solomon P., Lundstrom M.** A general approach for the performance assessment of nanoscale silicon field effect transistors // *IEEE Trans. on Electron Devices*. 2004. V. 51, N 9. P. 1366–1370.
52. **Chen Q., Meindl J. D.** Nanoscale metal-oxide-semiconductor field-effect transistors: scaling limits and opportunities // *Nanotechnology*. 2004. V. 15. P. S549–S555.
53. **Ringhofer C., Gardner C., Vasileska D.** Effective potentials and quantum fluid models: A thermodynamic approach // *Inter. J. High Speed Electr. Syst.* 2003. V. 13. P. 771–802.
54. **Frank D. J., Laux S. E., Fischetti M. V.** Monte Carlo simulations of p- and n-channel dual-gate Si MOSFET's at the limits of scaling // *IEEE Trans. on Electron Devices*. 1993. V. 40, N 11. P. 2103.
55. **Fischetti M. V., Laux S. E.** Monte Carlo study of electron transport in silicon inversion layers // *Phys. Rev. B*. 1993. V. 48, N 4. P. 2244–2274.
56. **Saint-Martin J., Bournel A., Monsef F., Chassat C., Dollfus P.** Multi sub-band Monte Carlo simulation of an ultrathin double gate MOSFET with 2D electron gas // *Semicond. Sci. Technol.* 2006. V. 21. P. L29–L31.
57. **Fischetti M. V., Laux S. E., Crabbé E.** Understanding hot-electron transport in silicon devices: Is there a shortcut? // *J. Appl. Phys.* 1995. V. 78, N 2. P. 1058–1087.
58. **Абрамов И. И., Харитонов В. В.** Численное моделирование элементов интегральных схем. Минск: Вышэйшая школа. 1990. 224 с.
59. **Абрамов И. И., Харитонов В. В.** Проблемы моделирования элементов кремниевых интегральных схем // *Электронная техника. Сер. 3. Микроэлектроника*. 1991. Вып. 5. С. 3–9.
60. **Tsuchiya H., Horino M., Miyoshi T.** Quantum Monte Carlo device simulation of nano-scaled SOI-MOSFETs // *J. Comput. Electron.* 2003. V. 2, N 2–4. P. 91–95.
61. **Tsuchiya H., Fujii K., Mori T., Miyoshi T.** A quantum-corrected Monte Carlo study on quasi-ballistic transport in nanoscale MOSFETs // *IEEE Trans. on Electron Devices*. 2006. V. 53, N 12. P. 2965–2971.
62. **Wang W., Tsuchiya H., Ogawa M.** Enhancement of ballistic efficiency due to source to channel heterojunction barrier in Si metal oxide semiconductor field effect transistors // *J. Appl. Phys.* 2009. V. 106, N 2. P. 024515-1–6.
63. **Heitzinger C., Ringhofer C., Ahmed S., Vasileska D.** 3D Monte-Carlo device simulations using an effective quantum potential including electron-electron interactions // *J. Comput. Electron.* 2007. V. 6. P. 15–18.
64. **Vasileska D., Knezevic I., Akis R., Ferry D. K.** The role of quantization effects on the operation of 50 nm MOSFET and 250 nm FIBMOS device // *Techn. Proc. Int. Conf. on Modeling and Simul. of Microsyst. Nanotech.* 2002. V. 1. P. 556–559.
65. **Ahmed S., Ringhofer C., Vasileska D.** An effective potential approach to modeling 25 nm MOSFET devices // *J. Comput. Electron.* 2003. V. 2. P. 113–117.
66. **Sampedro C., Gámiz F., Godoy A., Jiménez-Molinos F.** Quantum ensemble Monte Carlo simulation of silicon-based nanodevices // *J. Comput. Electron.* 2007. V. 6. P. 41–44.
67. **Tanabe R., Yamasaki T., Ashizawa Y., Oka H.** Analysis of nano-scale MOSFET including uniaxial and biaxial strain // *J. Comput. Electron.* 2007. V. 6. P. 49–53.
68. **Oriols X., Fernández-Díaz E.** Electron injection model for the particle simulation of 3D, 2D and ID nanoseale FETs // *J. Comput. Electron.* 2007. V. 6. P. 7–10.
69. **Oriols X., Fernández-Díaz E., Alvarez A., Alarcón A.** An electron injection model for time-dependent simulators of nanoseale devices with electron confinement: Application to the comparison of the intrinsic noise of 3D-, 2D- and ID-ballistic transistors // *Solid-State Electron.* 2007. V. 51. P. 306–319.
70. **Shifren L., Ringhofer C., Ferry D. K.** A Wigner function-based quantum ensemble Monte Carlo study of a resonant tunneling diode // *IEEE Trans. on Electron Devices*. 2003. V. 50, N 3. P. 769–773.
71. **Querlioz D., Saint-Martin J., Bournel A., Dollfus P.** Wigner Monte Carlo simulation of phonon-induced electron decoherence in semiconductor nanodevices // *Phys. Rev. B*. 2008. V. 78, N 16. P. 165306-1–10.
72. **Rhew J.-H., Lundstrom M. S.** Drift-diffusion equation for ballistic transport in nanoseale metal-oxide-semiconductor field effect transistors // *J. Appl. Phys.* 2002. V. 92, N 9. P. 5196–5202.
73. **Rhew J.-H., Ren Z., Lundstrom M. S.** A numerical study of ballistic transport in a nanoseale MOSFET // *Solid-State Electron.* 2002. V. 46. P. 1899–1906.
74. **Fiori G., Iannaccone G.** Modeling of ballistic nanoseale metal-oxide-semiconductor field effect transistors // *Appl. Phys. Letters*. 2002. V. 81, N 19. P. 3672–3674.
75. **Kim K., Kwon O., Seo J., Won T.** Nanoseale device modeling and simulation: Fin field-effect transistor (FinFET) // *Jpn. J. Appl. Phys.* 2004. V. 43, N 6 B. P. 3784–3789.
76. **Jin S., Tang T.-W., Fischetti M. V.** Simulation of silicon nanowire transistors using Boltzmann transport equation under relaxation time approximation // *IEEE Trans. on Electron Devices*. 2008. V. 55, N 3. P. 727–736.
77. **Jin S., Park Y. J., Min H. S.** A three-dimensional simulation of quantum transport in silicon nanowire transistor in the presence of electron-phonon interactions // *J. Appl. Phys.* 2006. V. 99, N 12. P. 123719-1–10.
78. **Jin S., Fischetti M. V., Tang T.-W.** Differential conductance fluctuations in silicon nanowire transistors caused by quasi-ballistic transport and scattering induced intersubband transitions // *Appl. Phys. Letters*. 2008. V. 92, N 8. P. 082103-1–3.
79. **Andrei P., Mayergoyz I.** Analysis of fluctuations in semiconductor devices through self-consistent Poisson – Schrödinger computations // *J. Appl. Phys.* 2004. V. 96, N 4. P. 2071–2079.
80. **Banoo K., Lundstrom M., Smith R. K.** Direct solution of the Boltzmann transport equation in nanoscale Si devices // *Proc. Int. Conf. Simul. Semicond. Process. Devices*. 2000. P. 50–53.
81. **Jungemann C., Pham A. T., Meinerzhagen B., Ringhofer C., Bollhöfer M.** Stable discretization of the Boltzmann equation based on spherical harmonics, box integration, and a maximum entropy dissipation principle // *J. Appl. Phys.* 2006. V. 100, N 2. P. 024502-1–13.
82. **Kosina H., Nedjalkov M., Selberherr S.** Theory of the Monte Carlo method for semiconductor device simulation // *IEEE Trans. on Electron Devices*. 2000. V. 47, N 10. P. 1898–1908.