

тора происходит без увеличения амплитуды выходного тока ИЧФД, что упрощает его схемную реализацию.

Рассмотренная структура ФКУ может быть рекомендована к использованию при проектировании широкого круга устройств АФС с аналоговым фильтром в контуре управления, предназначенных для полностью интегральной реализации.

Список литературы

1. Григорьев В. В., Дроздов В. Н., Сабинин Ю. А. и др. Импульсные системы фазовой автоподстройки частоты. Л.: Энергоатомиздат, 1982. 88 с.

2. Леонов Г. А., Селеджи С. М. Системы фазовой синхронизации в аналоговой и цифровой схемотехнике. СПб.: Невский Диалект, 2002. 112 с.

3. Никитин Ю. Частотный метод анализа синтезаторной системы импульсно-фазовой автоподстройки частоты // Современная электроника. 2007. № 4—6; 2007. № 8—9; 2008. № 1.

4. Зайцев А. А. Устройство нелинейной коррекции в системе импульсной фазовой автоподстройки частоты // Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук: Тр. 51-й науч. конф. МФТИ. М.: Изд. МФТИ, 2008. Т. 5. С. 165—166.

5. Зайцев А. А. Структура фильтра контура управления для устройства фазовой автоподстройки частоты // Заявка № 2010104081/09(005759) от 09.02.2010 о выдаче патента Российской Федерации на изобретение.

6. Хейнлейн В. Е., Холмс В. Х. Активные фильтры для интегральных схем. Основы и методы проектирования: Пер. с англ. / Под ред. Н. Н. Слепова и И. Н. Теплоука. М.: Связь, 1980. 656 с.

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*

В данной части работы 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

Модели квантово-механического подхода

В предыдущих частях цикла статей было показано, что для приборных структур наноэлектроники можно построить подобную иерархию основных классов моделей, как и для элементов микроэлектроники, а именно [1]: квантовые кинетические модели; квантовые методы Монте-Карло; квантовые гидродинамические модели; квантовые квазигидродинамические модели; квантовые диффузионно-дрейфовые модели; комбинированные модели. Модели данных классов разрабатывают и для кремниевых нанотранзисторов с МДП-структурой в целях детального исследования квантово-механических эффектов в них.

* Начало статьи см. № 9, 2010 г.

Рассмотрим эти модели. Прежде всего, нельзя не остановиться на некоторых упрощенных моделях, учитывая их важность.

Упрощенная квантово-механическая модель баллистического n -МОП-нанотранзистора в рамках формализмов волновых функций (метод эффективной массы, приближение Вентцеля—Крамерса—Бриллюэна (ВКБ) и др.) и Ландауэра была предложена в работе [2]. В ней получено выражение для тока стока без подвижности, причем ток зависит от ширины канала и не зависит от длины канала. Выражение может быть обобщено для других баллистических полевых транзисторов (p -МОП, нанотранзистора с двойным затвором, гетероструктурного полевого транзистора с селективным легированием (НЕМТ)). Так как не учитываются процессы рассеяния, то полученные соотношения можно использовать для оценок максимально достижимых токов рассмотренных нанотранзисторов. Получено удовлетворительное согласование при расчете ВАХ нанотранзистора с двойным затвором ($L_k = 30$ нм) по разработанной модели и полуклассическому методу Монте-Карло частиц [3].

Простые модели для тока насыщения и в линейной области наномасштабных кремниевых транзисторов на основе использования коэффициентов прохождения и отражения в рамках формализма Ландауэра (см. [4]) были предложены в работах [5, 6]. С их помощью получена количественная связь тока стока в этих областях с подвижностью инверсионного слоя почти равновесного состояния длинноканального МОП-транзистора [7]. Следовательно, было показано, что такая подвижность остается важным параметром и для приборных структур с $L_k < 100$ нм.

Баллистический транспорт в кремниевом нанотранзисторе с двойным затвором с $L_k = 10$ нм и менее при $T = 300$ К исследовался в работе [8]. Для этих целей была использована простая одномерная

модель на основе упрощенного уравнения Пуассона и уравнения для плотности баллистического тока. В соответствии с полученными оценками оказалось, что предельная минимальная длина канала для логических схем — около 10 нм, и для схем памяти — ~4 нм.

В дальнейшем упрощенные модели МОП-нотранзисторов в баллистическом режиме функционирования продолжали разрабатывать, как правило, в рамках формализма Ландауэра—Буттикера. Так, в статье [9] была предложена модель, применимая для приборных структур, включающих не только квантовые ямы, но и квантовые проволоки. С ее помощью получено удовлетворительное согласование с результатами моделирования по программе nanoMOS (см. далее), а также с экспериментальными данными по крутизне МОП-транзистора на квантовой проволоке с окружающим затвором.

Теоретическое исследование предельно достижимых электрических характеристик кремниевого МОП-транзистора с проектными нормами 100 нм проведено в работе [10]. Транзистор анализируется в баллистическом режиме функционирования (баллистический предел) и когда толщина оксида устремляется к нулю. Используется упрощенный подход*, подобный применяемому в модели [2], дополненный самосогласованным решением одномерных уравнений Шредингера (с учетом обменных и корреляционных взаимодействий) и Пуассона в поперечном сечении канала. Рассчитывались стоковые, сток-затворные ВАХ, крутизна и другие характеристики. Показано, что даже в этом идеальном случае предел по крутизне будет ниже по сравнению с таковым для биполярного транзистора (так называемый биполярный предел). Отмечается, что на практике электрические характеристики при уменьшении L_k будут хуже, чем для случая баллистического предела, вследствие влияния последовательных сопротивлений стока и истока, рассеяния на фононах, границах раздела Si/SiO₂, отражений в канале, а также от стока и истока.

Здесь уместно вспомнить, что в квантовой механике любое взаимодействие микрочастицы может интерпретироваться как "столкновение"***[12]. Поэтому электрон в нанотранзисторе, взаимодействуя с любым объектом, например другим электроном, испытывает столкновение, а следовательно, *точнее говорить не о баллистическом режиме (это идеал), а о квазibalлистическом режиме работы реальных нанотранзисторов.*

И тем не менее, исследования нанотранзисторов в баллистическом режиме функционирования очень полезны, так как при этом устанавливаются предельно достижимые характеристики приборных

* Аналогичный подход был использован для анализа предельных характеристик нанотранзисторов на углеродных нанотрубках [11].

** Более того, в соответствии с квантовой теорией поля реальная микрочастица взаимодействует с вакуумом.

структур соответствующего конструктивно-технологического варианта.

Интересная упрощенная комбинированная модель описана в работе [13]. Чтобы отказаться от метода эффективной массы, метод эмпирического псевдопотенциала модифицирован на случай расчета электронной структуры нанотранзисторов, содержащих около миллиона атомов. Моделировалась активная область *n*-МОП-нотранзистора традиционной структуры с $L_k = 25$ нм. Для дырок был использован полуклассический подход, а при описании транспорта применено ВКБ-приближение. Был выполнен расчет C-V- и I-V-характеристик.

Нельзя не остановиться на результатах работы [14]. В ней рассмотрены четыре разновидности МОП-нотранзисторов на кремниевых квантовых проволоках, а именно: 1) с барьером Шоттки; 2) с легированными областями истока и стока (традиционная структура); 3) с ударной ионизацией; 4) с туннелированием. При анализе были использованы как аналитические модели, так и упрощенные численные, в том числе модель, основанная на формализме неравновесных функций Грина. Сильной стороной работы является сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными, полученными самими авторами, для всех разновидностей нанотранзисторов, т. е. выводы не носят чисто теоретический характер. Наиболее интересными выводами работы являются: 1) контакты определяют электрические характеристики первых двух разновидностей нанотранзисторов и даже их нельзя рассматривать как простой набор резисторов, поэтому свойства нанопроволок не могут быть легко определены, исходя из данных для нанотранзисторов; 2) МОП-нотранзистор с ударной ионизацией с вертикальной структурой может иметь очень крутые передаточные характеристики и эффективное подавление деградации, связанное горячими электронами; 3) уменьшение диаметра квантовой проволоки позволяет в МОП-нотранзисторе с (межзонным) туннелированием достичь подпороговой крутизны лучше, чем 60 мВ/дек; 4) функционирование нанотранзисторов в "пределе квантовой емкости", когда распределение потенциала в канале определяется потенциалом затвора, а не зарядом в канале, — желательно. В результате авторы делают общий вывод*** о том, что "квантовые проволоки с малым диаметром — главный выбор для будущих применений в наноэлектронике, так как они не только позволяют продолжать масштабирование вследствие улучшенного электростатического контроля, но также обеспечивают дополнительные возможности для альтернативных концепций приборов, которые не

*** Мне кажется этот вывод излишне категоричным, несмотря на большую перспективу приборных структур на квантовых проволоках (см. [4]), однако, время покажет (см. также далее).

допустимы в планарной технологии сегодняшнего дня".

Отмечу также две методические работы [15, 16], в которых было показано, что даже такой сложный формализм, как формализм функций Грина, может быть использован для построения относительно простых моделей приборных структур нанoeлектроники, включая нанотранзисторы. В рассматриваемых случаях, по существу, иллюстрируется полезность понятия "грубости модели" [17]. Данный подход особенно эффективен для понимания физики приборов, в учебных целях.

В целом, *использование упрощенных моделей нанотранзисторов может быть полезным для анализа базовых физических закономерностей их функционирования, включая масштабирование, особенно если эти исследования подкреплены обоснованием таких моделей с привлечением более строгих численных моделей* (см., например, [18, 19]) *либо экспериментальных данных* (см., например, [14]).

Сначала остановимся на моделях для расчета C-V-характеристик МОП-структур. Здесь, прежде всего, следует отметить пионерские работы Ф. Стерна с коллегами по моделированию поверхностных инверсионных слоев в кремнии (см. [20, 21] и обзор [22]). Основой этих работ является самосогласованное численное решение уравнений Пуассона и Шредингера в приближении эффективной массы в одномерном случае (поперек слоя). При этом были предложены и апробированы несколько итерационных методов, а также критерии завершения итераций. В дальнейшем некоторые аспекты (методы, способы и предположения) этих фундаментальных работ изменялись. Мы не будем делать полный обзор последующих работ, а остановимся на наиболее важных для нас результатах в связи с поставленной в данной статье целью. Кроме того, уже отмечалось, что проблема описания МОП-нанотранзисторов "поперек канала" является менее острой, чем "вдоль канала".

И тем не менее существует непростой вопрос о применимости понятия емкости для наноструктур, которая, строго говоря, является макроскопической характеристикой. В статье [23] было, однако, показано, что 2D-электронный газ в квантовой яме и инверсионном слое может быть представлен в качестве "квантовой емкости". В дальнейшем это понятие было обобщено для описания емкостных характеристик наноструктур, включающих островки проводников (металла или полупроводника), разделенных диэлектриком, в частности, были выделены три составляющие в элементе матрицы емкостей [24]: классическая; определяемая плотностью состояний; определяемая распределением электронного заряда внутри проводника островка. Анализ C-V-характеристики на основе самосогласованного численного решения уравнений Пуассона и Шредингера для кремниевое МОП-транзистора с двойным затвором с КНИ-структурой (толщина оксида 5 нм) показал [24], что доминирующий относительный вклад вносит

классическая составляющая, а две другие, в которых важны квантовые эффекты, — 5,4 и 6,8 %, соответственно.

В дальнейшем понятие "квантовая емкость" с успехом использовали некоторые авторы для анализа ряда других низкоразмерных систем. Так, в работе [25] с ее применением был проанализирован полевой транзистор на углеродной нанотрубке, т. е. квази1D-системе. Было показано, что квантовая емкость может оказывать значительное влияние на крутизну транзистора. В целом, это понятие может быть полезным при построении компактных моделей приборных структур нанoeлектроники, включая МДП-нанотранзисторы.

В настоящее время предложено большое число моделей, предназначенных для расчета вольт-фарадных характеристик МОП-структур, в том числе с учетом квантовых эффектов. Следуя работам Ф. Стерна с соавторами, *основным здесь является формализм волновых функций*. Интересные исследования описаны в работе [26]. В ней было проведено сравнение пяти пакетов программ (NEMO, UTQuant, SVC и др.), с помощью которых возможен расчет C-V-характеристик МОП-структур с учетом квантово-механических эффектов в одномерном приближении. Во всех использованы различающиеся модели, включая основанную на формализме неравновесных функций Грина (NEMO) и упрощенную (SVC). Моделировали *n*-канальные МОП-конденсаторы с поликремниевым затвором со следующими параметрами: толщины оксида $t_{ox} = 1,0; 2,0; 3,0$ и $10,0$ нм; уровни легирования подложки $N_d = 10^{15}; 10^{17}; 3 \cdot 10^{17}$ и 10^{18} см⁻³ и поликремния $N_{poly} = 10^{19}; 5 \cdot 10^{19}$ и 10^{20} см⁻³. Двумя важными в рассматриваемых случаях факторами являются: квантовое ограничение и конечное падение напряжения на поликремниевом затворе. Оказалось, что, хотя и имеются количественные различия между результатами (до 20 %), они находятся в рамках экспериментальной погрешности. Наибольшее отличие имеет место в области аккумуляции заряда. Неожиданно малое отличие наблюдается в области инверсии. В то же время качественный вид C-V-характеристик во всех случаях одинаков.

Впоследствии программное обеспечение (и соответствующие модели) на основе самосогласованного численного решения уравнений Шредингера и Пуассона продолжали совершенствоваться как на случай многомерного анализа, так и по пути дальнейшей универсализации, повышения удобства работы и т. п. Так, программу двумерного моделирования [27] использовали для сравнения различных конструкций МОП-нанотранзисторов с многими затворами. В то же время интересными возможностями программы VSP [28] являются: применимость для моделирования различных структур, учет влияния поверхностного заряда, туннельных токов. При этом

одним из самых популярных у западных коллег стал предиктор-корректор-итерационный метод последовательного самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона [29], апробированный первоначально авторами при моделировании приборной структуры, включающей квантовую проволоку, в двумерном случае.

В целом, с применением численных самосогласованных моделей удается получить хорошее согласование с экспериментальными данными при расчете вольт-фарадных характеристик МОП-структур. С помощью таких моделей может быть проведена идентификация таких важных параметров как толщина оксида t_{ox} , концентрация примеси в подложке, на границе раздела и др. [30], т. е. решена и обратная задача. Однако ниже $t_{ox} \approx 1,5$ нм уже необходимо учитывать туннельный ток затвора. Хотя и разработаны неплохие квазистационарные модели и для этих случаев в рамках формализма волновых функций (см., например [30]), перспективный путь — разработка моделей, включающих кинетические уравнения. Так, в работе [31] была предложена модель, базирующаяся на решении основного уравнения Паули с помощью метода Монте-Карло, которая предназначена для моделирования туннельного тока МОП-структур, РТД и др. (см. также [1]).

Не менее интересные результаты получены с использованием квантовых макроскопических моделей при расчете ВАХ. В соответствии с указанной выше классификацией к ним относятся: квантовые гидродинамические модели; квантовые квазигидродинамические модели; квантовые диффузионно-дрейфовые модели; некоторые комбинированные модели. Модели всех отмеченных классов могут быть применены при моделировании кремниевых МДП-нанотранзисторов. В литературе приведены неплохие обзоры в статьях по квантовым гидродинамическим, квазигидродинамическим и диффузионно-дрейфовым моделям как с физической [32, 33–37], так и с математической* точек зрения [35]. Рассмотрим наиболее важные результаты.

Уравнения квантовой гидродинамики могут быть получены разнообразными способами. В настоящее время для полупроводников это было показано в рамках формализмов: волновых функций; матриц плотности; функций распределения Вигнера и функций Грина. Отмечу, что вид основных уравнений соответствует таковым классической гидродинамики [38]. Различия, однако, возникают при получении условий замыкания. И вот тут замыкающие соотношения, включающие квантовые коррекции, могут отличаться в зависимости от способа вывода, а также используемых предположений. Интересное

* Ряд бесспорно интересных результатов был получен математиками, однако, к сожалению, мы не имеем возможности их детально рассмотреть ввиду ограниченности объема. Заинтересованный читатель может с ними познакомиться в указанной литературе.

и достаточно общее рассмотрение с единой позиции применяемых в настоящее время в зарубежной литературе квантовых макроскопических моделей было проведено в работах [36] в рамках метода неравновесного статистического оператора в сочетании с принципом максимума энтропии (см., например, прекрасный монографический учебник [39]). В статье [36] также дан последовательный вывод уравнений квантовых гидродинамических, квазигидродинамических и диффузионно-дрейфовых моделей.

В то же время в работе [40] рассмотрены возможные квантовые коррекции к потенциалу в гидродинамических уравнениях. Замечу, что иногда они отличаются лишь значением численного множителя. Как уже отмечалось, различия связаны со способом вывода и сделанными при этом физическими предположениями. В статье была получена достаточно общая форма для квантового потенциала в асимптотическом пределе, а также вид эффективного потенциала в предельном переходе к гидродинамическим уравнениям. Показано, что квантовый потенциал является нелокальной величиной. Отмечается разница между квантовым потенциалом и эффективным потенциалом, входящим в гидродинамические уравнения. Последний включает первый и вводится авторами в рамках фейнмановских интегралов по траекториям и в связи с этим очень удобен в использовании в сочетании с методом Монте-Карло (см. ранее).

В настоящее время квантовые гидродинамические модели используют не часто при моделировании РТД- и МОП-транзисторов. Основными среди квантовых макроскопических моделей являются наиболее простые квантовые диффузионно-дрейфовые модели. Во многом это связано с тем, что они обладают выделенными ранее преимуществами в полном объеме. Поэтому и остановимся на них более подробно.

Прежде всего, отмечу, что основные уравнения известных квантовых диффузионно-дрейфовых моделей могут быть представлены в едином виде (см., например, [37]). Даже поверхностный анализ показывает, что он совпадает с видом уравнений диффузионно-дрейфовой модели для случая учета эффектов сильного легирования. Так, в обозначениях \tilde{A} , $\Delta\tilde{V}_g$ работы [5]

$$\tilde{A}\Delta\tilde{V}_g = G_n; \quad (1)$$

$$-(1 - \tilde{A})\Delta\tilde{V}_g = G_p, \quad (2)$$

где G_n , G_p — квантовые коррекции к электростатическому потенциалу для электронов и дырок, но уже квантовых диффузионно-дрейфовых моделей. Таким образом, непосредственно изменяются не основные уравнения, а лишь соотношения для G_n , G_p , т. е. \tilde{A} , $\Delta\tilde{V}_g$ — в старых обозначениях, а следовательно, и способы их вычисления. Это и приводит к соответствующим модификациям моделей. Отмеченный факт совпадения имеет большие последствия,

а именно: *многие наработки по методам (способам и др.) построения и реализации дискретных диффузионно-дрейфовых моделей (см. [17, 38] должны быть применимы и эффективны и в этом (квантовом) случае.* Дальнейшее рассмотрение во многом подтвердит выделенное утверждение.

Одной из первых* квантовых диффузионно-дрейфовых моделей была модель, предложенная в статье [43], для описания инверсионного слоя МОП-конденсатора. Модель получила неудачное название** а именно: "модель (метод) градиента плотности". Уравнение для плотности тока было выведено исходя из кинетического уравнения для одночастичной функции Вигнера в первом приближении [44]. В уравнении, например, для электронов G_n задается с помощью соотношения

$$G_n = 2b_n \left(\frac{\sqrt{2}\sqrt{n}}{\sqrt{n}} \right), \quad (3)$$

где n — концентрация электронов; b_n — параметр, пропорциональный \hbar^2 . Таким образом, $G_n \rightarrow 0$ при $\hbar \rightarrow 0$, т. е. в этом пределе основные уравнения модели совпадают с фундаментальной системой уравнений (ФСУ) в традиционном виде [38].

Считается, что с помощью данной модели могут быть описаны эффекты квантового ограничения и туннелирования, т. е. чисто квантовые эффекты. Так, применимость модели градиента плотности была проиллюстрирована на примерах моделирования туннелирования в структурах металл—изолятор—металл [45], туннельного тока затвора МОП-структур с толщиной оксида от 1,1 до 4 нм [46], квантового ограничения в МОП-конденсаторах (C-V-характеристики, $V_{\text{пор}}$) [47—49], причем было получено хорошее согласование с экспериментальными данными.

При двумерном моделировании МОП-нотранзисторов с $L_3 = 30$ нм в работах [47, 49] была использована программа общего назначения PROPHET для решения дифференциальных уравнений в частных производных на основе методов конечных разностей и конечных элементов в одно-, двух- и трехмерном случаях. Для решения нелинейных алгебраических уравнений использовался метод Ньютона. Оказалось, что число итераций приблизительно в 3 раза больше, чем при решении уравнений дискретной диффузионно-дрейфовой (полуклассической) модели при изменении шага по напряжению в 0,1 В. Сходимость при этом всегда линейная и ухудшается с ростом смещений. При моделировании выходных ВАХ было установлено [49], что квантовая модель

* Уже отмечалось, что к квантовым моделям мы не относим модели, учитывающие эффекты сильного легирования, в том числе вырождение. Замечу лишь, что реализация соответствующих дискретных моделей может быть не менее сложной (см., например, [41, 42]), чем рассматриваемых деталей моделей.

** Не следует путать с разложением по градиенту плотности, например, в теории функционала плотности.

приводит к значениям тока стока, которые от 20 до 70 % ниже по сравнению с полуклассической моделью. В подпороговой области крутизна изменяется менее значительно от 90—92 мВ/дек (полуклассическая модель) до 105—110 мВ/дек (квантовая модель), т. е. приблизительно на 14—16 %. В то же время сдвиг по пороговому напряжению составляет около 150—200 мВ для приборов с L_k от 100 до 30 нм. При расчете ветви ВАХ для одного из примеров модель градиента плотности оказалась менее экономичной по сравнению с диффузионно-дрейфовой моделью по машинным затратам времени приблизительно в 5,3 раза (обычно в 2—10 раз). И в то же время более строгие квантовые модели требуют вычислительных затрат на порядки больше, что делает использование модели градиента плотности оправданной и для инженерных приложений.

Программу PROPHET применяли в работе [50] для двумерного анализа МОП-нотранзистора с двойным поликремниевым затвором ($L_3 = 25$ нм). В модели градиента плотности коэффициенты b_n , b_p (для дырок) настраивались с помощью самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона. В этом плане модель близка к комбинированной модели*** [51] (см. далее). Показано, что в исследуемом случае квантовый эффект в поликремниевом затворе приводит к большему усилению короткоканальных эффектов, нежели непосредственно в слое кремния нотранзистора. Проблематичным является моделирование материала затвора кремнием (100). Несмотря на эту неточность, авторы считают, что получили качественно правильные результаты.

Интересные данные были получены в работе [52]. В ней модель градиента плотности сравнивалась с расчетами по методу неравновесных функций Грина для описания туннелирования в стационарном одномерном случае для структуры полупроводник—изолятор—полупроводник. Было получено хорошее согласование при расчете ВАХ. Небольшое отличие может быть устранено путем подгонки всего лишь одного параметра r (входящего в b_n). По мнению авторов отличие в рассматриваемом случае связано с тем, что модель градиента плотности не описывает интерференционные эффекты и не совсем адекватно описывает квантовое ограничение.

Квантовая диффузионно-дрейфовая модель с отличающейся от описанной в работах [43, 44] с коррекцией для G_n была предложена в статье [53]. При построении дискретной модели был использован метод интегрирования на ячейке в рамках метода конечных разностей, что позволяет, в принципе, применить ее к приборным структурам со сложными границами (см., например, [17, 54, 55]). При аппрок-

*** Замечу, что иногда грань между комбинированной моделью и моделью соответствующего класса базовой модели бывает очень тонкой. Более того, иногда подобные комбинированные модели интерпретируются как модели класса базовой модели, что, строго говоря, неверно (см. далее).

симуляции уравнения для плотности тока используется формулировка типа формулировки Шарфеттера—Гуммеля [17]. Неожиданным, по мнению авторов, является худшая сходимость итераций метода Ньютона при решении системы нелинейных алгебраических уравнений дискретной модели по сравнению со случаем решения уравнения Шредингера. Самосогласованное решение уравнений Шредингера и Пуассона в одномерном случае применялось для сравнения. Моделировали кремниевые МОП-конденсатор, МОП-транзистор и МОП-нанотранзистор с двойным затвором с КНИ-структурой. Сравнение результатов проведено с использованием пяти моделей, включая диффузионно-дрейфовую модель. В целом, получено хорошее согласование результатов моделирования по предложенной квантовой модели для МОП-конденсатора и МОП-транзистора с более адекватной моделью, основанной на решении уравнения Шредингера. Следует, однако, заметить, что разработанная модель недооценивает эффект пространственного квантования (см. ранее). Как следствие, при расчете передаточных ВАХ нанотранзистора с $L_k = 50$ нм было получено регулярное небольшое превышение тока стока по сравнению с полученным с применением более адекватной модели.

Другим вариантом квантовых диффузионно-дрейфовых моделей являются модели, в которых квантовая коррекция осуществляется на основе метода эффективного (сглаженного) потенциала, учитывающего "размер электрона", т. е. связанного с ним волнового пакета [40, 56] (см. также ранее). В работах [57, 58] проведено сравнение модели градиента плотности и модели на основе метода эффективного потенциала при трехмерном расчете порогового напряжения, плотности носителей заряда и ВАХ МОП-нанотранзисторов с L_k от 100 до 30 нм. Проведено также сопоставление с соответствующими результатами самосогласованной модели, основанной на одномерном решении уравнений Шредингера и Пуассона. В целом, получено хорошее согласование результатов моделирования, однако более экономичной и адекватной (при расчете распределения концентрации электронов) среди макроскопических моделей оказалась модель градиента плотности. Исследование [58] статистического разброса $V_{пор}$ показало хорошее согласование двух моделей для МОП-нанотранзисторов с L_k от 50 до 20 нм. В последующей работе [59] показано, что флуктуации эффективной длины канала вследствие случайного распределения примесей в истоке и стоке приводят к малым девиациям порогового напряжения при уменьшении L_3 с 30 до 10 нм. В то же время токи закрытого и открытого состояний подвержены более значительным флуктуациям, особенно с уменьшением L_k . Для этих целей использовалась модель градиента плотности. Замечу, что проведение подобных исследований по статистическому разбросу различных электрических параметров в часто требуемом трехмерном

случае возможно лишь с помощью подобных достаточно экономичных моделей. Кроме того, было проиллюстрировано, что модель градиента плотности качественно правильно описывает прямое туннелирование в МОП-нанотранзисторе с двойным затвором при уменьшении L_3 с 30 до 6 нм.

Метод эффективного потенциала может быть использован и для построения более простых моделей. Так, только одномерное уравнение Пуассона численно решалось с квантовой коррекцией потенциала в рамках данного метода для МОП-транзисторов с одним, двойным и окружающим затворами [60]. Было исследовано поведение электростатического потенциала и заряда, которые подтвердили лучшую контролируемость затвором в МОП-транзисторе с окружающим затвором.

Важно отметить, что в настоящее время применяются и предложены новые конечно-разностные аппроксимации типа формулировки Шарфеттера—Гуммеля (см. [17] для случая использования квантовых диффузионно-дрейфовых моделей [37, 53, 61, 62]). Разработаны методы решения уравнений соответствующих дискретных моделей [35, 37], которые могут быть отнесены к классу одноступенчатых методов [41, 63]. Используется [35] и классический метод выбора начального приближения [41, 63]. Замечу, что в системе моделирования SIMBA при реализации квантовой гидродинамической модели также применяется одноступенчатый метод последовательной концепции в трехмерном случае [65]. Интерес представляет распространение многоступенчатых методов, предложенных для обобщенной гидродинамической модели [17, 38, 63], и на рассматриваемый случай модели. Разрабатываются разностные схемы и для нестационарного анализа [35].

В целом, проведенные исследования подтверждают применимость и эффективность многих идей, подходов и методов, использованных при построении и реализации наиболее надежных и экономичных дискретных диффузионно-дрейфовых моделей, и для квантовых моделей. Это чрезвычайно важно, так как допускает быструю практическую реализацию последних моделей. Таким образом, класс квантовых диффузионно-дрейфовых моделей достойно продолжает "эстафету" полуклассических диффузионно-дрейфовых моделей.

Остановлюсь на некоторых результатах, полученных для последних моделей, использование которых перспективно и для квантового случая.

В работе [66] была предложена высокоэкономичная оптимизационная процедура на основе диффузионно-дрейфовой модели, эквивалентная по затратам нескольким решениям уравнений этой модели. Оптимизация проводится по достижению необходимых значений выходного тока при заданных напряжениях. Оптимизируемой характеристикой является профиль легирования.

Отмечу и методологию автоматического синтеза компактных эквивалентных схем практически про-

извольных полупроводниковых приборов и структур [63, 67—70]. Ее применение может быть интересным прежде всего в инженерных приложениях, в частности, для систем автоматизированного проектирования (САПР).

Интерес также представляет разработка многоступенчатых последовательных методов реализации дискретных моделей [41, 63].

Остановимся на комбинированных моделях. Некоторые из них представимы в виде, соответствующем квантовым диффузионно-дрейфовым моделям. Так, в работе [37] показано, что модель [51] может быть интерпретирована как квантовая диффузионно-дрейфовая модель, в которой коррекции потенциала G_n и G_p определяются на основе вычисления плотности состояний в результате самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона в двумерном случае только в выделенной "квантовой области". В соответствии с проводимой в цикле статей систематизацией ее все же правильнее отнести к классу комбинированных моделей. С помощью этой модели авторами была показана важность учета влияния квантовых эффектов при расчете ВАХ МОП-нанотранзистора с $L_3 = 25$ нм и L_k от 20 до 10 нм, в частности, на пороговое напряжение, наклон подпороговой характеристики, ток закрытого состояния.

В работе [37] проводилось сравнение диффузионно-дрейфовой, градиента плотности и отмеченной комбинированной моделей при двумерном моделировании МОП-нанотранзистора с $L_k = 15$ нм. Установлено, что, хотя все модели дают различающиеся результаты, в том числе по ВАХ, две квантовые модели все же ближе по качеству результатов. Показано, что с помощью коэффициента квантовой диффузии модель градиента плотности может быть согласована с комбинированной моделью. Важной в статье является и иллюстрация применимости формулировки типа формулировки Шарфеттера—Гуммеля при дискретизации уравнений по методу конечных элементов и разработанного последовательного итерационного метода типа одноступенчатых методов [41, 63] решения дискретных уравнений для двух использованных квантовых моделей. Комбинированная модель, однако, требует приблизительно в 10 раз больше машинного времени ЭВМ по сравнению с моделью градиента плотности (около 5 мин на РС с 700 МГц PCC-G3 процессором на точку ВАХ).

Среди других комбинированных моделей на основе квантовых макроскопических моделей отмечу модели Обухова И. А. с соавторами (их описание дано в работе [71]), примененные для моделирования ряда приборов на квантовых проволоках и РТД (см. также [1, 4]), и нестационарную модель работ [72—74], использованную для моделирования РТД. Для последней модели показано, что при определенных условиях предложенная авторами полунеевая разност-

ная схема сходится к решению дискретных аналогов уравнений Шредингера и Пуассона [73].

Далее рассмотрим сначала более строгие дискретные модели формализма волновых функций.

Модель n -МОП-нанотранзистора с двойным затвором с учетом туннелирования предложена в работе [75]. Она основана на численном решении двумерного уравнения Пуассона. Важными в модели являются полученные упрощенные соотношения для плотности заряда в канале (легирование отсутствует, баллистический режим, одна подзона), стоке и истоке, а также коэффициента прохождения (ВКБ-приближение). Ток вычисляется по формуле типа Тсу—Есаки. Расчет стоковых и сток-затворных характеристик проведен для транзисторов с $L_k = 12$ нм и $L_k = 8$ нм. Основной вывод — нанотранзисторы с двойным затвором с $L_k = 8$ нм могут быть использованы в цифровых схемах. МОП-нанотранзисторы с КНИ-структурой с двойным затвором и тонким слоем кремния также были проанализированы в баллистическом режиме функционирования в последующих работах [64, 76]. Вместо ВКБ-приближения в модифицированной модели самосогласованно численно решаются одномерное уравнение Шредингера (вдоль канала) и двумерное уравнение Пуассона. Ввиду тонкости канала энергию квантового ограничения можно найти из простого соотношения. Были рассчитаны стоковые и сток-затворные характеристики транзисторов с длинами затвора 10; 5 и 2,5 нм ($L_3 > L_k$). Оказалось, что основной вывод, полученный ранее, остается в силе, т. е. приборы с длинами канала около 5 нм можно применять в логических ИС и ИС памяти. Однако пороговое напряжение этих ультракоротких приборов очень чувствительно к девиациям их размеров, в частности, длины канала, толщин оксида и слоя кремния, что приведет к большим сложностям их изготовления. Сравнение двух конструкций МОП-нанотранзисторов с КНИ-структурой с расширяющимися (ступенчато) областями стока и истока, а также без расширения проводилось с использованием описанной модифицированной модели в работе [77]. Анализировалось их масштабирование для $2,5 \text{ нм} \leq L_3 \leq 10 \text{ нм}$. Рассчитывались стоковые и сток-затворные характеристики. Важным результатом работы является хорошее согласование расчетов, полученных по разработанной модели, с моделью, основанной на формализме неравновесных функций Грина (см. далее) в баллистическом режиме работы, что достаточно обоснованно в рассматриваемых случаях. И в то же время затраты вычислительных ресурсов ЭВМ для модели формализма волновых функций гораздо меньше (см. также далее). Так, расчет стоковой характеристики для типичного транзистора требует около 15 мин для рабочей станции *Pentium-3* (933 ГГц). Показано, что более предпочтительной при масштабировании является структура без расширения.

Кроме указанной выше проблемы резкого усиления чувствительности важных электрических характеристик к девиациям геометрических размеров транзисторов, второй серьезной проблемой в анализируемой области длин затвора является возрастающая потребляемая мощность. Для анализа этой проблемы использовали упрощенную модель. Некоторые из полученных ранее результатов уточнены в работе [78] для кремниевых МОП-нанотранзисторов с двойным затвором с расширяющимися (ступенчато) областями стока и истока с $2,5 \text{ нм} \leq L_3 \leq 10 \text{ нм}$. Вместо одномерного (квазидвумерная модель) решалось двумерное уравнение Шредингера (двумерная модель). В целях повышения экономичности модели применялось смешанное моментно-координатное представление, что позволило свести решение двумерного уравнения Шредингера к численному решению эффективного одномерного уравнения для каждой из подзон. Результаты по квазидвумерной и двумерной моделям хорошо согласуются при расчете передаточных характеристик, однако первая имеет тенденцию к занижению токов. В то же время при расчете стоковых характеристик различия по току стока могут достигать около 30 %. Однако это не меняет основных качественных выводов предыдущих работ.

К другим интересным результатам работы следует отнести: 1) сравнение результатов по зависимости тока закрытого состояния от тока открытого состояния с прогнозами 2003 и 2007 годов [79] показало, что они являются излишне оптимистическими (см. также ранее); 2) хотя материалы с высокой диэлектрической проницаемостью уменьшают токи утечки затвора, их влияние на улучшение коэффициента усиления по напряжению весьма ограничено; 3) подобные полуколичественные результаты получены и при варьировании диэлектрической проницаемости (материала) канала; поведение прибора в основном определяется электростатической контролируемостью транзистора.

Инструментарий численного моделирования приборных структур произвольной конфигурации с подходами терминалами (выводами) описан в работе [80]. В предложенной модели самосогласованно решаются двумерные уравнения Шредингера и Пуассона. Модифицированная версия метода квантовой передачи на границе (см. [4]) используется для описания открытых граничных условий. В результате на предварительном этапе (до решения двумерных уравнений) самосогласованно решаются одномерные уравнения Шредингера и Пуассона вдоль границ между активной областью прибора и терминалами. Основные предположения модели: отсутствие рассеяния, простая с шестью долинами параболическая аппроксимация зонной структуры Si, дырки не учитываются (возможен учет их влияния в рамках квазиравновесного приближения [81]).

При дискретизации применяется метод конечных элементов на единой сетке. Было исследовано

четыре метода решения полученных нелинейных алгебраических уравнений: Бroyдена; Ньютона; Ньютона и Бroyдена; схема простого смешивания. Серьезное внимание также уделено выбору начального приближения. В целом наилучшие результаты по сходимости достигнуты с помощью метода Ньютона и Бroyдена. Иногда, однако, возможны проблемы со сходимостью. Модель реализована в комплексе программ QDAME (первые сообщения и предварительные результаты опубликованы в работах [81, 82]). В качестве примеров моделировали две конструкции РТД (прямую и изогнутую) и три конструкции *n*-МОП-нанотранзисторов с двойным затвором, а именно: с обычными узкими областями стока и истока; с расширяющимися ступенчато и плавно областями стока и истока. Требуемое время — от одной ночи до двух дней на точку ВАХ для высокопроизводительной RISC рабочей станции (~1 ГГц) в зависимости от сложности задачи (числа узлов сетки по пространству и т. п.). Были рассчитаны стоковые, сток-затворные характеристики трех конструкций *n*-МОП-нанотранзисторов с $L_k = 7,5 \text{ нм}$ с перекрытием областей стока и истока затвором ($L_3 = 27,5 \text{ нм}$). Установлена важность квантово-механического отражения в областях стока и истока даже в баллистическом режиме. Так, в открытом состоянии в зависимости от варианта конструкции ток может изменяться до 30 %. Отмечается важность для дальнейших исследований учета влияния рассеяния. Более детально была проанализирована конструкция с плавно расширяющимися областями стока и истока без перекрытия ($L_k = L_3 = 7,5 \text{ нм}$). Причем рассчитывались не только стоковые и сток-затворные характеристики, но и ток затвора, что является явным достоинством разработанной модели. Было также проведено исследование этой конструкции при масштабировании до $L_k = L_3 = 5 \text{ нм}$. Моделировали также обычную конструкцию нанотранзистора с двойным затвором с учетом шероховатостей границ раздела Si—SiO₂. Интересным физическим результатом работы является иллюстрация возможности возникновения "квантовых вихрей" в транзисторах некоторых конструкций, даже в баллистическом режиме функционирования, вследствие квантовой интерференции. Они могут оказывать ощутимое влияние на плотности токов подзон, а как следствие, на уменьшение выходного тока транзистора. В работе [83] были учтены упругое внутридолинное рассеяние на фонах и неупругое междолинное рассеяние при моделировании МОП-нанотранзистора с двойным затвором. В этом случае дополнительно было решено основное кинетическое уравнение Паули с помощью метода Монте-Карло (см. ранее). Был проведен анализ ряда внутренних характеристик транзистора, а именно: кинетической энергии, дрейфовой скорости, потенциала и др. Допустимо расширение возможностей QDAME на случай про-

извольной кристаллографической ориентации полупроводника [84].

Подобная [80] модель была использована в работе [85] для сравнения *n*-МОП-нотранзисторов традиционной планарной структуры и с двойным затвором с $L_3 = 15$ нм в баллистическом режиме функционирования. Анализировали структуры с каналами Si (100), Ge(111) и GaAs(111). При этом варьировались эффективная толщина оксида, глубина *p*-*n*-перехода и толщина канала. Показано, что эти конструктивные параметры могут оказывать важное влияние на ВАХ. Установлено, что до определенной толщины канала ток, проходящий в структуре с двойным затвором, приблизительно в 2 раза больше, чем в традиционной. Дальнейшее уменьшение толщины сильно изменяет характеристики эффекта квантового ограничения и транспорта, особенно в зависимости от материала канала и кристаллографической ориентации. В частности, при ультратонком канале на GaAs получают очень хорошие свойства эффекта квантового ограничения, которые становятся конкурентными с таковыми для канала на Ge, что приводит к превосходству этих материалов над Si в данном случае.

Баллистический транспорт в МОП-нотранзисторах с КНИ-структурой (полностью обедненные) с одним затвором анализировали в работе [86]. Для этого была использована трехмерная самосогласованная модель, построенная в рамках формализма волновых функций. Учет третьего измерения целесообразен вследствие возможной важности эффектов узкого канала, например квантования в этом измерении*. Главным в модели является учет специального случая кристаллографической ориентации канала Si $\langle 100 \rangle$ в нотранзисторе, что приводит к диагонализации матрицы Гамильтона уравнения Шредингера в трехмерном случае и упрощению его решения. Так как эта модель уже была рассмотрена в работе [4], то здесь остановимся на основных результатах, полученных с ее применением. Рассчитывали сток-затворные характеристики транзистора с каналом длиной 10 нм, толщиной 6 нм и шириной 8 нм. Исследовали влияние дискретности распределения заряда примеси в канале *p*-типа с объемной концентрацией $2 \cdot 10^{18}$ и $5 \cdot 10^{18}$ см⁻³. Оказалось, что отражение от них приводит к интерференции электронных волн, характер которой зависит от места расположения дискретных зарядов, а как следствие, к различным значениям выходного тока и порогового напряжения $V_{\text{пор}}$. В результате увеличения концентрации примеси происходит возрастание девиации $V_{\text{пор}}$ вследствие увеличения интерференционных эффектов из-за большего числа дискретных зарядов. Так, при среднем значении $V_{\text{пор}} = -0,48$ В максимальная девиация составляет значительную величину: $-0,14$ В.

* Именно поэтому некоторые модели, описанные в работе [4], могут быть использованы для ряда МОП-нотранзисторов.

С помощью этой же модели исследовали *n*-МОП-нотранзистор с КНИ-структурой с тройным затвором на квантовой проволоке ($6,51 \times 8,1$ нм) с $L_k = 10,8$ нм в работе [87]. Изучали влияние интерференционных эффектов на шероховатостях границ раздела и ионизированных примесей на сток-затворные характеристики. Установлено, что совместный учет двух этих факторов приводит к дополнительной квантовой интерференции, что усиливает разброс ВАХ нотранзисторов. Показано, что путем изменения положения дискретных примесей, в частности, отодвигая их от границы раздела исток—канал, можно улучшить ВАХ элементов, т. е. минимизировать влияние отрицательных в рассматриваемых случаях интерференционных эффектов. Эти результаты подтверждают важность учета флуктуаций распределения заряда примеси в нотранзисторах, полученных ранее, однако, с применением полуклассических моделей.

Очень интересные результаты были получены в работе [88] для МДП-нотранзисторов на квантовых проволоках с помощью отмеченной выше модели. Так, было теоретически показано, что баллистический транспорт вследствие сильного рассеяния (малые подвижность и средняя длина свободного пробега) не будет важным для длин затворов кремниевых нотранзисторов вплоть до 2...5 нм, что, похоже, будет хорошо для разработки УБИС новых поколений! В то же время в нотранзисторе на InAs баллистический транспорт может наблюдаться уже для $L_k \approx 30$ нм, т. е. ситуация здесь хуже.

Передаточные характеристики МОП-нотранзисторов с КНИ-структурой с двойным затвором и $L_3 = 3...20$ нм были исследованы в работе [89]. Для этого были использованы экономичные модели с учетом и без учета самосогласования, построенные в рамках метода матрицы рассеяния (баллистический транспорт, приближения эффективной массы и ряд других предположений) с учетом межподзонных переходов. При этом были получены выражения для токов в рамках данного формализма для случаев 1D и 2D. Исследования с применением эмпирического метода сильной связи показали возможность использования метода эффективной массы для нотранзисторов с ультратонкими слоями кремния толщиной от 1 до 3 нм. Расчеты сток-затворных характеристик продемонстрировали хорошее согласование результатов, полученных с помощью квантовых моделей с учетом и без учета самосогласования. В то же время комбинированные модели на основе диффузионно-дрейфовых моделей привели к худшему согласованию с более строгими квантовыми моделями в подпороговой области. Показано, что для L_3 3 и 5 нм туннелирование может являться важным механизмом транспорта в этой области. Для приборов же с большими L_3 туннелирование может быть важно лишь в глубоко подпороговой области. Высказано предположение о том, что для уменьшения туннель-

ного тока, по-видимому, целесообразно отказаться от традиционной ориентации кремния $\langle 100 \rangle$ вдоль канала для ультракоротких нанотранзисторов.

Экономичная квазитрехмерная модель формализма волновых функций МОП-нанотранзистора с КНИ-структурой была предложена в работе [90]. В целях упрощения решения уравнения Шредингера был использован метод разделения переменных. В поперечных сечениях (координаты y, z) потенциал предполагается независимым от продольной координаты x . При этом канал считается равномерным с прямоугольным сечением, характеризующимся неограниченным потенциалом на его границах. В результате, в поперечном сечении канала двумерное уравнение Шредингера может быть решено аналитически. Вдоль канала (x) необходимо решать более простое (по сравнению с исходным) одномерное уравнение для амплитуд волновых функций. Для этого используется метод матриц переноса. Далее решается уравнение Пуассона. После получения самосогласованного решения задачи, включая контакты стока и истока, осуществляется вычисление тока на основе рассчитанных коэффициентов прохождения по формуле Ландауэра—Буттикера. В качестве начального приближения используется расчет по более простой одномерной модели. В целях ускорения расчетов в модели не учитывается туннелирование сквозь потенциальный барьер у истока, а также в рассмотрение включается конечное число мод, которое определяется в процессе практических вычислений. Модель реализована в программе QUASOI. В работе моделировались нанотранзисторы с $L_3 = 10$ нм и поперечным сечением канала 2×5 нм. Анализировались коэффициенты прохождения в случае наличия и отсутствия случайных примесей в канале. В последующей работе [91] приведены результаты расчета стоковых и сток-затворных характеристик нанотранзисторов с окружающим с трех сторон канал (тройным) затвором ($L_3 = 10$ нм, $L_k = 16$ нм с учетом спейсеров, ширина канала — 10 нм). Оказалось, что при использовании предложенной модели девиации ВАХ для различных случайных распределений зарядов примеси не превышали 10 % для рассмотренных случаев. В итоге, теоретически обосновывается возможность хорошей воспроизводимости стоковых характеристик данного вида нанотранзисторов с технологическими размерами около 10 нм. В статье [92] дополнительно сравнивались результаты расчета, полученные с помощью разработанной квантовой модели и диффузионно-дрейфовой модели, реализованной в коммерческом инструментарии Sentaurus Device компании Synopsys. Установлено, что значения силы тока стока при расчете по последней модели приблизительно в 2 раза меньше, чем по первой. Такое различие авторами связывается с учетом рассеяния в диффузионно-дрейфовой модели. В то же время значения подпороговой крутизны

сток-затворной характеристики отличаются всего лишь на ~4 %.

Интересная комбинированная модель МОП-нанотранзистора с двойным затвором построена в работах [93, 94] на основе формализма волновых функций. В ней осуществляется декомпозиция по модам (см. далее). Для этого сначала решаются одномерные уравнения Шредингера в поперечных сечениях канала, а далее — одномерные стационарные уравнения Шредингера (приближение эффективной массы) с включением электрон-фононного взаимодействия (многочастичный случай) вдоль канала. Инжекция носителей и рассеяние учитываются с помощью метода Монте-Карло. Основными механизмами при этом являются: акустическое и оптическое внутри- и междолинное (внутри- и межподзонное) рассеяние; рассеяние на шероховатостях границ раздела. Далее решается двумерное уравнение Пуассона, а итерации продолжают до требуемой степени самосогласования. Модель реализована в комплексе программ SEMC-2D. При имитации 1000 инжектированных частиц из истока и столько же из стока требуется приблизительно час на одну итерацию для ПЭВМ (3,2 ГГц) и не менее пяти итераций на точку ВАХ [94]. Рассчитывались стоковые и сток-затворные характеристики нанотранзистора с $L_3 = 10$ нм. В баллистическом режиме проводилось сравнение с результатами расчета по программе nanoMOS (см. далее). Было получено почти совпадение рассчитанных ВАХ. Для идентификации ряда параметров рассеяния осуществлялось согласование с результатами программы MCUT, реализующей полуклассический метод Монте-Карло, для объемного случая. В целом, учет рассеяния приводит к уменьшению тока стока до 40 %, что соответствует данным, полученным другими группами с применением полуклассических методов Монте-Карло.

Распространение этой модели на трехмерный случай проведено в работе [95]. Для повышения ее экономичности уже не одномерные, а двумерные уравнения Шредингера могут решаться в небольшом числе "критических" поперечных сечений канала, а значения требуемых величин в других сечениях вычисляются с использованием интерполяционной процедуры. Разработанная квазитрехмерная комбинированная модель (реализована в программе SEMC-3D) применялась для моделирования МОП-нанотранзистора с реберной структурой $L_3 = 10$ нм, на квантовой проволоке (ширина — 3 нм, высота — 4 нм). Рассматривалось рассеяние на фонах и шероховатостях границ раздела. Учет последнего механизма увеличивает время расчетов приблизительно в 3 раза. Показано, что объединенный эффект влияния различных механизмов рассеяния в таких нанотранзисторах более сложный, чем традиционно описываемый с помощью правила Матиссена.

Нельзя все же не остановиться на интересных результатах, полученных ранее с помощью самой про-

стой квазиодномерной модели [98] (программа SEMS; вариант метода для одномерного случая подробно описан в [96])* С ее помощью моделировались *p*-МОП-транзисторы с Si/Ge, областями стока и истока с длинами канала Si 100; 50 и 10 нм. Потенциал определялся на предварительном этапе на основе расчетов по программе MiniMOS-NT, реализующей диффузионно-дрейфовую модель. Учитывалось рассеяние на неполярных оптических фонах. Установлено, что эффекты квантовой интерференции вдоль канала становятся заметными для $L_K = 10$ нм, однако их влияние менее существенно по сравнению с рассеянием. Поэтому делается вывод, что полуклассические модели с учетом рассеяния могут быть более правдоподобными (достаточными) по сравнению с квантовыми для баллистического случая. Для обычных *p*-МОП- и *n*-МОП-нанотранзисторов с $L_K = 10$ нм эффекты квантовой интерференции еще меньше. Поэтому полуклассические модели *вдоль канала* возможно могут быть применены еще для меньших L_K , несмотря на в целом квазибаллистический характер транспорта в элементах.

Для часто используемого метода декомпозиции по модам (подзонам) была разработана процедура редуцирования базиса [99]. Проиллюстрирована ее экономичность в рамках формализма волновых функций (двумерное самосогласованное решение уравнений Шредингера и Пуассона) на примере расчета стоковых ВАХ МОП-нанотранзистора с двойным затвором с $L_K \approx 9,5$ нм в баллистическом режиме функционирования при $T \approx 300$ К. При этом затраты времени ориентировочно могут уменьшаться до 50 %. Экономичность прогнозируется еще выше для случая приборных структур на квантовых проволоках.

Окончание статьи читайте в следующем номере журнала.

Список литературы

1. **Абрамов И. И.** Проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур микро- и нанoeлектроники. V. Резонансно-туннельные структуры // Нано- и микросистемная техника. 2007. № 3. С. 57–70.
2. **Natori K.** Ballistic metal-oxide-semiconductor field effect transistor // J. Appl. Phys. 1994. V. 76, N 8. P. 4879–4890.
3. **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.
4. **Абрамов И. И.** Проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур микро- и нанoeлектроники. VII. Структуры на квантовых проволоках // Нано- и микросистемная техника. 2009. № 7. С. 14–29; № 8. С. 7–23.
5. **Lundstrom M.** Elementary scattering theory of the Si MOSFET // IEEE Electron Device Letters. 1997. V. 18, N 7. P. 361–363.

* Замечу, что программа использовалась и при моделировании квантовых ям, характерных для лазеров [97].

6. **Ren Z., Lundstrom M. S.** Simulation of nanoscale MOSFETs: A scattering theory interpretation // Superlatt. Microstruct. 2000. V. 27. P. 179–189.
7. **Lundstrom M. S.** On the mobility versus drain current relation for a nanoscale MOSFETV/ IEEE Electron Device Letters. 2001. V. 22, N 6. P. 293–295.
8. **Pikus F. G., Likharev K. K.** Nanoscale field-effect transistors: An ultimate size analysis // Appl. Phys. Lett. 1997. V. 71, N 25. P. 3661–3663.
9. **Jiménez D., Saénz J. J., Iñiguez B., Suñe J., Marsal L. F., Pallaés J.** Unified compact model for the ballistic quantum wire and quantum well metal-oxide-semiconductor field-effect-transistor // J. Appl. Phys. 2003. V. 94, N 2. P. 1061–1068.
10. **Assad F., Ren Z., Vasileska D., Datta S., Lundstrom M.** On the performance limits for Si MOSFET's: A theoretical study // IEEE Trans. Electron Devices. 2000. V. 47. P. 232–240.
11. **Guo J., Lundstrom M., Datta S.** Performance projections for ballistic carbon nanotube field-effect transistors // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 80, N 17. P. 3192–3194.
12. **Блохинцев Д. И.** Основы квантовой механики. М.: Наука, 1976. 664 с.
13. **Luo J.-W., Li S.-S., Xia J.-B., Wang L.-W.** Quantum mechanical effects in nanometer field effect transistors // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90, N 14. P. 143108-1–3.
14. **Appenzeller J., Knoch J., Björk M. T., Riel H., Schmid H., Riess W.** Toward nanowire electronics // IEEE Trans. on Electron Devices. 2008. V. 55, N 11. P. 2827–2845.
15. **Datta S.** Nanoscale device modeling: the Green's function method // Superlatt. Microstruct. 2000. V. 28, N 4. P. 253–278.
16. **Datta S.** Electrical resistance: an atomistic view // Nanotechnology. 2004. V. 15. P. S433–S451.
17. **Абрамов И. И.** Проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур микро- и нанoeлектроники. III. Численное моделирование в рамках полуклассического подхода // Нано- и микросистемная техника. 2007. № 1. С. 36–47.
18. **Lundstrom M., Ren Z.** Essential physics of carrier transport in nanoscale MOSFET's // IEEE Trans. Electron Devices. 2002. V. 49, N 1. P. 133–141.
19. **Rahman A., Guo J., Datta S., Lundstrom M.** Theory of ballistic nanotransistors // IEEE Trans. Electron Devices. 2003. V. 50, N 9. P. 1853–1864.
20. **Stern F.** Iteration methods for calculating self-consistent fields in semiconductor inversion layers // J. of Comput. Physics. 1970. V. 6. P. 56–67.
21. **Stern F.** Self-consistent results for *n*-type Si inversion layers // Phys. Rev. B. 1972. V. 5, N 12. P. 4891–4899.
22. **Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф.** Электронные свойства двумерных систем. М.: Мир, 1985. 415 с.
23. **Luryi S.** Quantum capacitance devices // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 52, N 6. P. 501–503.
24. **Ohba T., Natori K.** Capacitance of nanostructures // Jpn. J. Appl. Phys. 1996. V. 35. Part 1. N 2B. P. 1366–1369.
25. **John D. L., Castro L. C., Pulfrey D. L.** Quantum capacitance in nanoscale device modeling // J. Appl. Phys. 2004. V. 96, N 9. P. 5180–5184.
26. **Richter C. A., Hefner A. R., Vogel E. M.** A comparison of quantum-mechanical capacitance-voltage simulators // IEEE Electron Device Letters. 2001. V. 22, N 1. P. 35–37.
27. **Godoy A., Ruiz-Gallardo A., Sampedro C., Gámiz F.** Quantum-mechanical effects in multiple-gate MOSFETs // J. Comput. Electron. 2007. V. 6. P. 145–148.
28. **Karner M., Gehring A., Holzer S., Pourfath M., Wagner M., Goes W., Vasicek M., Baumgartner O., Kernstock C., Schnass K., Zeiler G., Grasser T., Kosina H., Selberherr S.** A multi-purpose Schrödinger – Poisson solver for TCAD applications // J. Comput. Electron. 2007. V. 6. P. 179–182.
29. **Trellakis A., Galick A. T., Pacelli A., Ravaioli U.** Iteration scheme for the solution of the two-dimensional Schrödinger –

- Poisson equations in quantum structures // *J. Appl. Phys.* 1997. V. 81, N 12. P. 7880–7884.
30. **Simonetti O., Maurel T., Jourdain M.** Characterization of ultrathin metal-oxide-semiconductor structures using coupled current and capacitance-voltage models based on quantum calculation // *J. Appl. Phys.* 2002. V. 92, N 8. P. 4449–4458.
31. **Fischetti M. V.** Theory of electron transport in small semiconductor devices using the Pauli master equation // *J. Appl. Phys.* 1998. V. 83, N 1. P. 270–291.
32. **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.
33. **Gardner C. L.** The quantum hydrodynamic model for semiconductor devices // *SIAM J. on Appl. Mathem.* 1994. V. 54, N 2. P. 409–427.
34. **Gardner C. L., Ringhofer C.** The Chapman-Enskog expansion and the quantum hydrodynamic model for semiconductor devices // *VLSI Design.* 2000. V. 10. P. 415–435.
35. **Pinnau R.** A review on the quantum drift diffusion model // *Transport Theory and Statist. Physics.* 2002. V. 31, N 4–6. P. 367–395.
36. **Degond P., Méhats F., Ringhofer C.** Quantum hydrodynamic models derived from the entropy principle // *Contemporary Math.* 2005. V. 371. P. 107–131.
37. **De Falco C., Gatti E., Lacaita A. L., Sacco R.** Quantum-corrected drift-diffusion models for transport in semiconductor devices // *J. of Comput. Physics.* 2005. V. 204. P. 533–561.
38. **Абрамов И. И.** Проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур микро- и нанoeлектроники. II. Модели полуклассического подхода // *Нано- и микро-системная техника.* 2006. № 9. С. 26–36.
39. **Зубарев Д. Н., Морозов В. Г., Рёнке Г.** Статистическая механика неравновесных процессов. М.: Физматлит. 2002. Т. 1. 432 с. Т. 2. 296 с.
40. **Ferry D. K., Zhou J.-R.** Form of the quantum potential for use in hydrodynamic equations for semiconductor device modeling // *Phys. Rev. B.* 1993. V. 48, N 11. P. 7944–7950.
41. **Абрамов И. И., Харитонов В. В.** Численное моделирование элементов интегральных схем. Минск: Высшая школа. 1990. 224 с.
42. **Польский Б. С.** Численное моделирование полупроводниковых приборов. Рига: Зинатне. 1986. 168 с.
43. **Ancona M. G., Tiersten H. F.** Macroscopic physics of the silicon inversion layer // *Phys. Rev. B.* 1987. V. 35, N 15. P. 7959–7965.
44. **Ancona M. G., Iafate G. I.** Quantum correction to the equation of state of an electron gas in a semiconductor // *Phys. Rev. B.* 1989. V. 39, N 13. P. 9536–9540.
45. **Ancona M. G.** Macroscopic description of quantum-mechanical tunneling // *Phys. Rev. B.* 1990. V. 42, N 2. P. 1222–1233.
46. **Ancona M. G., Yu Z., Dutton R. W., Vande Voorde P. J., Cao M., Vook D.** Density-gradient analysis of tunneling in MOS structures with ultra-thin oxides // *Proc. Int. Conf. Simul. Semicond. Process. Devices.* 1999. P. 235–238.
47. **Rafferty C. S., Biegel B., Yu Z., Ancona M. G., Bude J., Dutton R. W.** Multidimensional quantum effect simulation using a density-gradient model and script-level programming techniques // *Proc. Int. Conf. Simul. Semicond. Process. Devices.* 1998. P. 137–140.
48. **Ancona M. G., Yu Z., Lee W.-C., Dutton R. W., Voorde P. V.** Simulation of quantum confinement effects in ultrathin-oxide MOS structures // *J. of Technology Comp. Aided Design.* 1998. N 11. 17 p.
49. **Biegel B. A., Ancona M. G., Rafferty C. S., Yu Z.** Efficient multi-dimensional simulation of quantum confinement effects in advanced MOS devices // *NAS Technical Report NAS-04-008.* 2004. 11 p.
50. **Park J.-S., Shin H., Conlly D., Yergeau D., Yu Z., Dutton R. W.** Analysis of 2-D quantum effects in the poly-gate and their impact on the short-channel effects in double-gate MOS-FETs via the density-gradient method // *Solid-State Electron.* 2004. V. 48. P. 1163–1168.
51. **Pirovano A., Lacaita A. L., Spinelli A. S.** Fully 2D quantum-mechanical simulation of nanoscale MOSFETs // *Proc. Int. Conf. Simul. Semicond. Process. Devices.* 2001. P. 94–97.
52. **Ancona M. G., Svizhenko A.** Density-gradient theory of tunneling: Physics and verification in one dimension // *J. Appl. Phys.* 2008. V. 104, N 7. P. 073726-1–13.
53. **Wettstein A., Schenk A., Fichtner W.** Quantum device-simulation with the density-gradient model on unstructured grids // *IEEE Trans. on Electron Devices.* 2001. V. ED-48. P. 279–284.
54. **Абрамов И. И.** Курс лекций "Моделирование элементов интегральных схем": учеб. пособие. Минск: БГУ, 1999. 92 с.
55. **Абрамов И. И.** Лекции по моделированию элементов интегральных схем. Москва—Ижевск: НИЦ "Регулярная и хаотическая динамика". 2005. 152 с.
56. **Gardner C. L., Ringhofer C.** Smooth quantum potential for the hydrodynamic model // *Phys. Rev. E.* 1996. V. 53, N 1. P. 157–167.
57. **Watling J. R., Brown A. R., Asenov A., Ferry D. K.** Quantum correction in 3-D drift diffusion simulations of decanano MOSFETs using an effective potential // *Proc. Int. Conf. Simul. Semicond. Process. Devices.* 2001. P. 82–85.
58. **Asenov A., Brown A. R., Watling J. R.** The use of quantum potentials for confinement in semiconductor devices // *Techn. Proc. Int. Conf. on Modeling and Simul. of Microsyst. Nanotech.* 2002. V. 1. P. 490–493.
59. **Asenov A., Brown A. R., Watling J. R.** Quantum corrections in the simulation of decanano MOSFETs // *Solid-State Electron.* 2003. V. 47, N 7. P. 1141–1145.
60. **Tang C.-S., Li Y., Chao T.-S.** Numerical simulation of nanoscale double-gate and gate-all-around metal-oxide-semiconductor devices // *WSEAS Trans. on Electron.* 2004. V. 1, N 1. P. 102–107.
61. **Pinnau R.** Uniform convergence of an exponentially fitted scheme for the quantum drift diffusion model // *SIAM J. Numer. Anal.* 2004. V. 42, N 4. P. 1648–1668.
62. **Pinnau R., Ruiz V. J. M.** Convergent finite element discretizations of the density gradient equation for quantum semiconductors // *J. Comput. and Appl. Mathem.* 2009. V. 223, N 2. P. 790–800.
63. **Абрамов И. И.** Моделирование физических процессов в элементах кремниевых интегральных микросхем. Минск: БГУ, 1999. 189 с.
64. **Likharev K.** Electronics below 10 nm // *Nano and Giga Challenges in Microelectronics* / Ed. by J. Greer, A. Korkin, J. Labanowski. Amsterdam: Elsevier. 2003. P. 27–68.
65. **Stenzel R., Muller L., Herrmann T., Klix W.** Numerical simulation of nanoscale double-gate MOSFETs // *Proc. 5th Int. Conf. on Adv. Engin. Design, E 205 Acta Polytechnica.* 2006. V. 46, N 5. P. 35–39.
66. **Burger M., Pinnau R.** Fast optimal design of semiconductor devices // *SIAM J. Appl. Math.* 2003. V. 64, N 1. P. 108–126.
67. **Абрамов И. И.** Метод синтеза эквивалентных схем полупроводниковых приборов и структур // *Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника.* 1985. Т. 28, № 11. С. 63–69.
68. **Абрамов И. И., Харитонов В. В.** Метод автоматического синтеза эквивалентных схем полупроводниковых приборов с учетом тепловых эффектов // *Весті АН БССР. Сер. фіз-енерг. навук.* 1987. № 3. С. 78–84.
69. **Абрамов И. И.** Методология автоматического синтеза компактных эквивалентных схем полупроводниковых приборов и структур // *Микро-системная техника.* 2002. № 6. С. 18–23.
70. **Abramov I. I.** An automatic synthesis method of compact models of integrated circuit devices based on equivalent circuits // *Proc. of SPIE.* 2006. V. 6260. P. 62601I-1–8.
71. **Обухов И. А.** Моделирование переноса заряда в мезоскопических структурах. Севастополь: Вебер. 2005. 226 с.

72. **Gallego S., Méhats F.** Numerical approximation of a quantum drift-diffusion model // *Comptes Rendus Mathem.* 2004. V. 339, N 7. P. 519–524.
73. **Gallego S., Méhats F.** Entropic discretization of a quantum drift-diffusion model // *SIAM Numer. Anal.* 2005. V. 43, N 5. P. 1828–1849.
74. **Degond P., Gallego S., Méhats F.** Simulation of a resonant tunneling diode using an entropic quantum drift-diffusion model // *J. Comput. Electron.* 2007. V. 6. P. 133–136.
75. **Naveh Y., Likharev K. K.** Modeling of 10-nm-scale ballistic MOSFETs // *IEEE Electron Device Letters.* 2000. V. 21, N 5. P. 242–244.
76. **Walls T. J., Sverdlov V. A., Likharev K. K.** MOSFETs below 10 nm: quantum theory // *Physica E.* 2003. V. 19. P. 23–27.
77. **Walls T. J., Sverdlov V. A., Likharev K. K.** Nanoscale SOI MOSFETs: a comparison of two options // *Solid-State Electron.* 2004. V. 48. P. 857–865.
78. **Walls T. J., Likharev K. K.** Two-dimensional quantum effects in "ultimate" nanoscale metal-oxide-semiconductor field-effect transistors // *J. Appl. Phys.* 2008. V. 104, N 12. P. 124307-1–15.
79. **Laux S. E., Kumar A., Fischetti M. V.** Analysis of quantum ballistic electron transport in ultrasmall silicon devices including space-charge and geometric effects // *J. Appl. Phys.* 2004. V. 95, N 10. P. 5545–5582.
80. **International Technology Roadmap for Semiconductors:** 1999 edition. Austin, TX: International SEMATECH, 1999; 2001 edition; 2003 edition; 2005 edition; 2007 edition; 2009 edition.
81. **Laux S. E., Kumar A., Fischetti M. V.** QDAME simulation of 7.5 nm double-gate Si nFETs with differing access geometries // *IEEE Int. Electron Devices Meet.* 2002. P. 715–718.
82. **Laux S. E., Kumar A., Fischetti M. V.** Ballistic FET modeling using QDAME: Quantum Device Analysis by Modal Evaluation // *IEEE Trans. on Nanotechnology.* 2002. V. 1, N 4. P. 255–259.
83. **Fischetti M. V., Laux S. E., Kumar A.** Simulation of quantum electronic transport in small devices: A Master equation approach // *IEEE Int. Electron Devices Meet.* 2003. P. 19.3.1–19.3.4.
84. **Laux S. E.** Arbitrary crystallographic orientation in QDAME with Ge 7.5 nm DG FET examples // *J. of Comput. Electron.* 2004. V. 3. P. 379–385.
85. **Pourghaderi M. A., Magnus W., Sorée B., Meuris M., De Meyer K., Heyns M.** Ballistic current in metal-oxide-semiconductor field-effect transistors: The role of device topology // *J. Appl. Phys.* 2009. V. 106, N 5. P. 053702-1–8.
86. **Gilbert M. J., Ferry D. K.** Efficient quantum three-dimensional modeling of fully depleted ballistic silicon-on-insulator metal-oxide-semiconductor field-effect transistors // *J. Appl. Phys.* 2004. V. 95, N 12. P. 7954–7960.
87. **Basu D., Gilbert M. J., Banerjee S. K.** Effect of elastic process and ballistic recovery in silicon nanowire transistors // *J. Comput. Electron.* 2007. V. 6. P. 113–116.
88. **Ferry D. K., Akis R., Gilbert M. J.** Semiconductor device scaling: The role of ballistic transport // *J. Comput. Theor. Nanosci.* 2007. V. 4. P. 1149–1152.
89. **Heinz F. O., Schenk A.** Self-consistent modeling of longitudinal quantum effects in nanoscale double-gate metal oxide semiconductor field effect transistors // *J. Appl. Phys.* 2006. V. 100, N 8. P. 084314-1–8.
90. **Orlikovsky A., Vyurkov V., Lukichev V., Semenikhin I., Khomyakov A.** All quantum simulation of ultrathin SOI MOSFET // *Nanoscaled Semiconductor-on-Insulator Structures and Devices.* Springer. 2007. P. 323–340.
91. **Вьюрков В. В., Лукичев В. Ф., Орликовский А. А., Семиных И. А., Хомяков А. Н.** Квантовое моделирование кремниевых полевых нанотранзисторов // *Труды ФТИАН.* 2008. Т. 19, С. 195–216.
92. **Vyurkov V., Semenikhin I., Lukichev V., Burenkov A., Orlikovsky A.** All-quantum simulation of an ultra-small SOI MOSFET // *Proc. SPIE.* 2008. V. 7025. P. 70251K-1–12.
93. **Chen W., Register L. F., Banerjee S. K.** Two-dimensional quantum mechanical simulation of electron transport in nano-scaled Si-based MOSFETs // *Physica E.* 2003. V. 19. P. 28–32.
94. **Chen W., Register L. F., Banerjee S. K.** Schrödinger equation Monte Carlo in two dimensions for simulation of nanoscale metal-oxide-semiconductor field effect transistors // *J. Appl. Phys.* 2008. V. 103, N 2. P. 024508-1–15.
95. **Liu K.-M., Chen W., Register L. F., Banerjee S. K.** Schrödinger equation Monte Carlo in three dimensions for simulation of carrier transport in three-dimensional nanoscale metal-oxide-semiconductor field-effect transistors // *J. Appl. Phys.* 2008. V. 104, N 11. P. 114515-1–7.
96. **Register L. F.** Schrödinger equation Monte Carlo: Bridging the gap from quantum to classical transport // *Int. J. of High Speed Electron, and Systems.* 1998. V. 9, N 1. P. 251–279.
97. **Register L. F., Hess K.** Simulation of carrier capture in semiconductor quantum wells: Bridging the gap from quantum to classical transport // *Appl. Phys. Lett.* 1997. V. 71, N 9. P. 1222–1224.
98. **Chen W., Register L. F., Banerjee S. K.** Simulation of quantum effects along the channel of ultrascaled Si-based MOSFETs // *IEEE Trans. on Electron Devices.* 2002. V. 49, N 4. P. 652–657.
99. **Pau G. S. H.** Reduced basis method for simulation of nanodevices // *Phys. Rev. B.* 2008. V. 78, N 15. P. 155425-1–15.
100. **Абрамов И. И.** Проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур микро- и наноэлектроники. IV. Квантовомеханические формализмы // *Нано- и микросистемная техника.* 2007. № 2. С. 24–32.
101. **Svizhenko A., Anantram M. P., Govindan T. R., Biegel B., Venugopal R.** Two-dimensional quantum mechanical modeling of nanotransistors // *J. Appl. Phys.* 2002. V. 917, N 4. P. 2343–2354.
102. **Svizhenko A., Anantram M. P.** Role of scattering in nanotransistors // *IEEE Trans. on Electron Devices.* 2003. V. 50, N 6. P. 1459–1466.
103. **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.
104. **Park H.-H., Jin S., Park Y. J., Min H. S.** Quantum simulation of noise in silicon nanowire transistors with electron-phonon interactions // *J. Appl. Phys.* 2009. V. 105, N 2. P. 023712-1–6.
105. **Martinez A., Svizhenko A., Anantram M. P., Barker J. R., Asenov A.** A NEGF study of the effect of surface roughness on CMOS nanotransistors // *J. of Physics: Conf. Ser.* 2006. V. 35. P. 269–274.
106. **Barker J. R., Martinez A., Svizhenko A., Anantram M. P., Asenov A.** Green function study of quantum transport in ultra-small devices with embedded atomistic clusters // *J. of Physics: Conf. Ser.* 2006. V. 35. P. 233–246.
107. **Martinez A., Barker J. R., Asenov A., Svizhenko A., Anantram M. P.** Developing a full 3D NEGF simulator with random dopant and interface roughness // *J. Comput. Electron.* 2007. V. 6. P. 215–218.
108. **Pons N., Cavassilas N., Michelini F., Raymond L., Bescond M.** Original shaped nanowire metal-oxide-semiconductor field-effect transistor with enhanced current characteristics based on three-dimensional modeling // *J. Appl. Phys.* 2009. V. 106, N 5. P. 053711-1–4.
109. **Ren Z., Venugopal R., Datta S., Lundstrom M., Jovanovic D.** The ballistic nanotransistor: A simulation study // *IEEE Int. Electron. Devices Meet.* 2000. P. 715–718.
110. **Venugopal R., Ren Z., Datta S., Lundstrom M. S., Jovanovic D.** Simulating quantum transport in nanoscale transistors: Real versus mode-space approaches // *J. Appl. Phys.* 2002. V. 92, N 7. P. 3730–3739.
111. **Goasguen S., Butt A. R., Colby K. D., Lundstrom M. S.** Parallelization of the nanoscale device simulator nanoMOS 2.0 using a 100 nodes Linux cluster // *Proc. IEEE Nanotechnology Conf.* 2002. P. 409–412.

112. **Guo J., Lundstrom M.** A computational study of thin-body, double-gate, Shottky barrier MOSFETs // *IEEE Trans. on Electron Devices*. 2002. V. 49, N 11. P. 1897–1902.
113. **Venugopal R., Ren Z., Lundstrom M. S.** Simulating quantum transport in nanoscale MOSFETs: Ballistic hole transport, subband engineering and boundary conditions // *IEEE Trans. on Nanotechnology*. 2003. V. 2, N 3. P. 135–143.
114. **Venugopal R., Paulsson M., Goasguen S., Datta S., Lundstrom M. S.** A simple quantum mechanical treatment of scattering in nanoscale transistors // *J. Appl. Phys.* 2003. V. 93, N 9. P. 5613–5625.
115. **Ren Z., Venugopal R., Goasguen S., Datta S., Lundstrom M. S.** NanoMOS 2.5: A two-dimensional simulator for quantum transport in double-gate MOSFETs // *IEEE Trans. on Electron Devices*. 2003. V. 50. P. 1914–1925.
116. **Абрамов И. И.** Проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур микро- и нанoeлектроники. I. Основные положения // *Нано- и микросистемная техника*. 2006. № 8. С. 34–37.
117. **Venugopal R., Goasguen S., Datta S., Lundstrom M. S.** Quantum mechanical analysis of channel access geometry and series resistance in nanoscale transistors // *J. Appl. Phys.* 2004. V. 95, N 1. P. 292–305.
118. **Hasan S., Wang J., Lundstrom M.** Device design and manufacturing issues for 10 nm-scale MOSFETs: A computational study // *Solid-State Electron*. 2004. V. 4, N 6. P. 867–875.
119. **Jiménez D., Iñiguez B., Suñe J., Sáenz J. J.** Analog performance of the nanoscale double-gate metal-oxide-semiconductor field-effect-transistor near the ultimate scaling limits // *J. Appl. Phys.* 2004. V. 96, N 9. P. 5271–5276.
120. **Rahman A., Lundstrom M. S., Ghosh A. W.** Generalized effective-mass approach for n-type metal-oxide-semiconductor field-effect transistors on arbitrarily oriented wafers // *J. Appl. Phys.* 2005. V. 97, N 5. P. 053702-1–12.
121. **Wang J., Polizzi E., Lundstrom M. S.** A three-dimensional quantum simulation of silicon nanowire transistors with the effective-mass approximation // *J. Appl. Phys.* 2004. V. 96, N 4. P. 2192–2203.
122. **Bescond M., Cavassilas N., Lannoo M.** Effective-mass approach for n-type semiconductor nanowire MOSFETs arbitrarily oriented // *Nanotechnology*. 2007. V. 18, N 25. P. 255201-1–6.
123. **Rogdakis K., Poli S., Bano E., Zekentes K., Pala M. G.** Phonon- and surface-roughness-limited mobility of gate-all-around 3C-SiC and Si nanowire FETs // *Nanotechnology*. 2009. V. 20, N 29. P. 295202-1–6.
124. **Nam Do V., Dollfus P.** Oscillation of gate leakage current in double-gate metal-oxide-semiconductor field-effect transistors // *J. Appl. Phys.* 2007. V. 101, N 7. P. 073709-1–6.
125. **Datta D., Ganguly S., Dasgupta S.** Low band-to-band tunnelling and gate tunnelling current in novel nanoscale double-gate architecture: simulations and investigation // *Nanotechnology*. 2007. V. 18, N 21. P. 215201-1–9.
126. **Ravishankar R., Kathawala G., Ravaioli U., Hasan S., Lundstrom M.** Comparison of Monte Carlo and NEGF simulations of double gate MOSFETs // *J. of Comput. Electron*. 2005. V. 4. P. 39–43.
127. **Khan A. I., Ashraf Md. K., Haque A.** Wave function penetration effects in double gate metal-oxide-semiconductor field-effect-transistors: impact on ballistic drain current with device scaling // *J. Appl. Phys.* 2009. V. 105, N 6. P. 064505-1–5.
128. **Shao X., Yu Z.** Nanoscale FinFET simulation: A quasi-3D quantum mechanical model using NEGF // *Solid-State Electron*. 2005. V. 49. P. 1435–1445.
129. **Takeda H., Mori N.** Three-dimensional quantum transport simulation of ultra-small FinFETs // *J. of Comput. Electron*. 2005. V. 4. P. 31–34.
130. **Cauley S., Jain J., Koh C.-K., Balakrishnan V.** A scalable distributed method for quantum-scale device simulation // *J. Appl. Phys.* 2007. V. 101, N 12. P. 123715-1–12.
131. **Mamaluy D., Sabathil M., Vogl P.** Efficient method for the calculation of ballistic quantum transport // *J. Appl. Phys.* 2003. V. 93, N 8. P. 4628–4633.
132. **Mamaluy D., Mannargudi A., Vasileska D.** Electron density calculation using the contact block reduction method // *J. of Comput. Electron*. 2004. V. 3. P. 45–50.
133. **Mamaluy D., Vasileska D., Sabathil M., Zibold V., Vogl P.** Contact block reduction method for ballistic transport and carrier densities of open nanostructures // *Phys. Rev. B*. 2005. V. 71, N 24. P. 245321-1–14.
134. **Khan H. R., Mamaluy D., Vasileska D.** Quantum transport simulation of experimentally fabricated nano-FinFET // *IEEE Trans. on Electron Devices*. 2007. V. 54, N 4. P. 784–796.
135. **Khan H., Mamaluy D., Vasileska D.** Self-consistent treatment of quantum transport in 10 nm FinFET using Contact Block Reduction (CBR) method // *J. Comput. Electron*. 2007. V. 6. P. 77–80.
136. **Khan H., Mamaluy D., Vasileska D.** Influence of interface roughness on quantum transport in nanoscale FinFET // *J. Vac. Sci. Technol. B*. 2007. V. 25, N 4. P. 1437–1440.
137. **Mil'nikov G., Mori N., Kamakura Y., Ezaki T.** R-matrix theory of quantum transport and recursive propagation method for device simulations // *J. Appl. Phys.* 2008. V. 104, N 4. P. 044506-1–14.
138. **Mil'nikov G., Mori N., Kamakura Y., Ezaki T.** Dopant-induced intrinsic bistability in a biased nanowire // *Phys. Rev. Letters*. 2009. V. 102, N 3. P. 036801-1–4.
139. **Mil'nikov G., Mori N., Kamakura Y.** R-matrix method for quantum transport simulations in discrete systems // *Phys. Rev. B*. 2009. V. 79, N 23. P. 235337-1–5.
140. **Kienle D., Léonard F.** Terahertz response of carbon nanotube transistors // *Phys. Rev. Letters*. 2009. V. 103, N 2. P. 026601-1–4.
141. **Croitor M. D., Gladilin V. N., Fomin V. M., Devreese J. T., Magnus J. W., Schoenmaker W., Soree B.** Quantum transport in a nanosize silicon-on-insulator metal-oxide-semiconductor field-effect transistor // *J. Appl. Phys.* 2003. V. 93, N 2. P. 1230–1240.
142. **Frensley W. R.** Boundary conditions for open quantum systems driven far from equilibrium // *Rev. of Modern Physics*. 1990. V. 62. P. 745–791.
143. **Croitor M. D., Gladilin V. N., Fomin V. M., Devreese J. T., Magnus W., Schoenmaker W., Soree B.** Quantum transport in a nanosize double-gate metal-oxide-semiconductor field-effect transistor // *J. Appl. Phys.* 2004. V. 96, N 4. P. 2305–2310.
144. **Sverdlov V., Gehring A., Kosina H., Selberherr S.** Quantum transport in ultra-scaled double-gate MOSFETs: A Wigner function-based Monte Carlo approach // *Solid-State Electron*. 2005. V. 49. P. 1510–1515.
145. **Querlioz D., Saint-Martin J., Do V.-N., Bournel A., Dollfus P.** Fully quantum self-consistent study of ultimate DG-MOSFETs including realistic scattering using a Wigner Monte-Carlo approach // *IEEE Int. Electron Devices Meet.* 2006. P. 941–944.
146. **Ратнер М., Ратнер Д.** Нанотехнология: простое объяснение очередной гениальной идеи. М.: Вильямс, 2004. 240 с.
147. **Haensch W., Nowak E. J., Dennard R. H., Solomon P. M., Bryant A., Dokumaci O. H., Kumar A., Wang X., Johnson J. B., Fischetti M. V.** Silicon CMOS devices beyond scaling // *IBM J. Res. and Develop.* 2006. V. 50, N 4/5. P. 339–361.
148. **Фейнман Р.** Внизу полным-полно места: приглашение в новый мир // *Химия и жизнь — XXI век*. 2002. № 12. С. 20–26.