

Моделирование процесса переноса электронов в полевых транзисторах со структурой КНИ

О.С. Павлова, В.М. Борздов

Белорусский государственный университет, Минск

В настоящее время технология кремний на изоляторе (КНИ) находит все большее применение в микро- и наноэлектронике при производстве сверхбольших и ультрабольших интегральных схем (СБИС и УБИС). Одно из важнейших преимуществ этой технологии состоит в том, что в транзисторах, изготовленных по такой технологии, удаётся значительно снизить паразитные ёмкости. Кроме того, использование структур КНИ в технологии полупроводниковых приборов позволяет решить целый ряд проблем: повысить радиационную стойкость интегральных схем (ИС), увеличить их предельную рабочую температуру, повысить быстродействие, снизить потребляемую мощность, а также упростить технологический процесс их создания [1,2].

Основной задачей, стоящей перед современным производством, является необходимость моделирования работы ИС а также их элементов на этапе разработки и проектирования. Это позволяет провести исследование функционирования конкретной схемы, определить ее преимущества и слабые стороны, а также сэкономить значительные материальные средства.

На сегодняшний день моделирование требует точного знания основных физических процессов, протекающих в исследуемом объекте. Это связано, прежде всего, с уменьшением размеров элементов до нанометровых. Следует отметить, что на квантовомеханическом уровне мы сталкиваемся с решением сложных систем уравнений. Это приводит к увеличению времени расчетов и необходимости использования мощных компьютеров. Поэтому разработчики прибегают к различным упрощениям и приближениям.

При расчете полевых транзисторов одним из наиболее перспективных является метод Монте-Карло [3], который основывается на использовании случайных чисел для вычисления и моделирования различных физических процессов.

В представленной работе построена численная модель переноса электронов в МОП-транзисторе со структурой КНИ и каналом малой глубины. На ее основе с помощью метода Монте-Карло получены такие важные кинетические параметры, характеризующие перенос носителей заряда, как дрейфовая скорость и подвижность.

Движение электронов в канале МОП-транзистора, глубина которого сравнима с длиной волны де Бройля, необходимо описывать как их дрейф в двумерном электронном газе [4]. Если считать, что слой с таким газом расположен в плоскости (X,Y), перпендикулярной оси Z, то энергия электрона в 2D-газе может быть записана в виде

$$\varepsilon = \varepsilon_i + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_x^*} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m_y^*}, \quad (1)$$

где ε_i - уровни размерного квантования, с каждым из которых связана энергетическая подзона; k_x, k_y - проекции волнового вектора электрона на направление осей X и Y, соответственно; m_x^*, m_y^* - значения эффективной массы носителя в этих направлениях.

Для точного определения уровней E_i в самом общем случае необходимо самосогласованно решить уравнения Шредингера и Пуассона и Больцмана, что представляет собой сложную вычислительную задачу. Поэтому, в работе предложена упрощенная модель канала МОП-транзистора со структурой КНИ, где зона проводимости имеет вид одномерной потенциальной ямы конечной глубины (рис. 1). Данная простая модель позволяет, тем не менее, изучить основные особенности переноса электронов в такой квантоворазмерной структуре с двумерным электронным газом. При этом в качестве исследуемой выбрана поверхность раздела p-Si/SiO₂ параллельная кристаллографической плоскости (100), а продольное (тянущее) электрическое поле приложено в направлении [010].

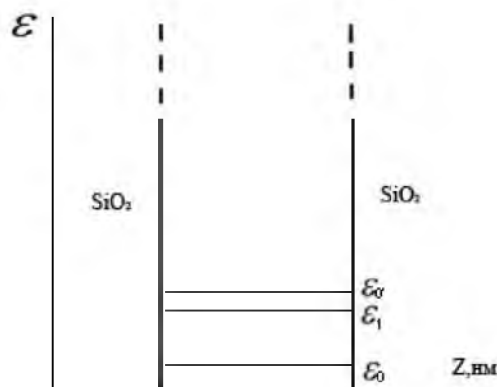


Рис. 1. Энергетический спектр в канале транзистора, используемый в модели.

Из результатов, представленных в [5], следует, что при температуре $T=300\text{K}$ около 97% от общего количества электронов заселяют шесть самых нижних подзон с индексами 0, 0', 1, 2, 1', 3 (здесь 0, 1, 2 и т.д. – нижние подзоны, 0', 1', 2' и т.д. – верхние подзоны), а при температурах, близких к гелиевым, практически все носители заселяют только два

нижних уровня с индексами 0 и 0'. Поэтому в наших расчетах учитывались только три подзоны: 0, 0', 1.

В исследуемой структуре доминируют следующие механизмы рассеяния носителей заряда: рассеяние на акустических фононах, рассеяние на оптических фононах, рассеяние на ионах примеси и рассеяние на неоднородностях поверхности (от двух границ раздела) [5-8].

В разработанной модели переноса с целью ее упрощения учитывалось межподзонаное и внутривидовое рассеяние на оптических междолинных фононах 3f и 3g типов с характеристическими температурами $T_\phi=630\text{K}$ и 750K . При этом междолинным рассеянием второго порядка мы пренебрегли.

В таблице 1 приведены все возможные межподзональные и внутривидовые переходы [9].

Таблица 1.

Междолинные и внутривидовые переходы.

	ε_0	ε_1	ε_2	ε_3	$\varepsilon_{0'}$	$\varepsilon_{1'}$
ε_0	3g (1)* акуст.	3g (1) акуст.	3g (1) акуст.	3g (1) акуст.	3f (4)	3f (4)
ε_1	3g (1) акуст.	3g (1) акуст.	3g (1) акуст.	3g (1) акуст.	3f (4)	3f (4)
ε_2	3g (1) акуст.	3g (1) акуст.	3g (1) акуст.	3g (1) акуст.	3f (4)	3f (4)
ε_3	3g (1) акуст.	3g (1) акуст.	3g (1) акуст.	3g (1) акуст.	3f (4)	3f (4)
$\varepsilon_{0'}$	3f (2)	3f (2)	3f (2)	3f (2)	3g (1) 3f (2) акуст.	3g (1) 3f (2) акуст.
$\varepsilon_{1'}$	3f (2)	3f (2)	3f (2)	3f (2)	3g (1) 3f (2) акуст.	3g (1) 3f (2) акуст.

* в скобках указано межподзональное вырождение состояния g_n .

Интенсивность межподзонального рассеяния на оптических междолинных фононах 3f и 3g- типов из подзоны ε_m в подзону ε_n рассчитывалась по формуле [6]:

$$W_{mn}^{isb}(\varepsilon) = \frac{g_n m_{dn}^* D_0^2}{\hbar^2 \rho_{Si} \omega_\phi} \frac{1}{2b_{mn}} \left(N + \frac{1}{2} \mp \frac{1}{2} \right) u_0(\varepsilon - \varepsilon_n \pm \hbar \omega_\phi), \quad (2)$$

где m_{dn}^* - масса плотности состояний, $D_0 = 11 \cdot 10^8 \text{ эВ/см}$ - константа взаимодействия, $\hbar \omega_\phi = k_B T_\phi$ - энергия фонона, участвующего в процессе рассеяния (здесь k_B - постоянная Больцмана), N - количество фононов с энергией $\hbar \omega_\phi$, определяемое согласно распределению Бозе-Энштейна, ε

– энергия до рассеяния, $u_0(\varepsilon - \varepsilon_n \pm \hbar\omega_\phi)$ – ступенчатая функция, $\frac{1}{2b_{mn}} = 2 \int |\psi_m(z)|^2 |\psi_n(z)|^2 dz$ – интеграл перекрытия.

После рассеяния энергия электрона равна $\varepsilon' = \varepsilon \pm k_B T_\phi$. Тогда, согласно (1), соответствующая кинетическая энергия определяется как $\varepsilon'_{кин} = \varepsilon' - \varepsilon_n$.

Интенсивность акустического рассеяния определялась по формуле [6]:

$$W_{mn}^{ac} = \frac{m_{dn}^* D_a^2 k_B T}{\hbar^3 \rho_{Si} s_l} \frac{1}{2b_{mn}} \quad (3)$$

где $D_a = 12\varepsilon B$ – деформационный потенциал акустических фононов, T – значение температуры, s_l – скорость звука в кремнии.

Поскольку энергия акустического фона мала, то рассеяние на акустических фонах с высокой степенью точности можно считать упругим.

Для расчета интенсивности рассеяния на ионах примеси использовалась соотношение, учитывающее эффект экранирования [7]:

$$W^{ion}(\varepsilon) = \frac{1}{2\pi\tau_0(\varepsilon_{кин})} \int_0^{2\pi} (1 + s/q)^{-2} d\theta, \quad (4)$$

где $\varepsilon_{кин}$ – кинетическая энергия электрона, $\frac{1}{\tau_0(\varepsilon_{кин})} = \frac{\pi^2 e^4 N_I}{\hbar \bar{\varepsilon}^2 \varepsilon_{кин}}$, $\bar{\varepsilon} = (\varepsilon_{SiO_2} + \varepsilon_{Si})/2$ – относительная эффективная диэлектрическая проницаемость вблизи границы раздела, $s = \frac{2\pi e^2 N_s}{\varepsilon_{Si} \varepsilon_0 k_B T}$ – параметр экранирования,

$q = 2k \sin \frac{\theta}{2}$, e – заряд электрона, $N_I = 3.5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и $N_s = 10^{12} \text{ см}^{-2}$ – концентрации ионов примеси и электронов проводимости соответственно.

Этот вид рассеяния является упругим и остроугольным.

Интенсивность рассеяния на шероховатостях поверхности рассчитывалась по формуле [5]:

$$W^{suff} = \frac{\pi m_d^* (\Delta \Lambda e \varepsilon_{eff})^2}{\hbar^3}, \quad (5)$$

где $\varepsilon_{eff} = \frac{e(N_s / 2 + N_{depl})}{\varepsilon_{Si}}$, Δ – среднеквадратическая высота шероховатостей, Λ – среднее расстояние между ними (при расчетах $\Delta \Lambda$ принято равным 10^{-14} см^2), $N_{depl} = 10^{15} \text{ м}^{-2}$.

Этот вид рассеяния является упругим, а угловое рассеяние предполагалось равновероятным.

При использовании приведенных выше формул (2) - (5) а также разработанного нами алгоритма моделирования процесса переноса в постоянном электрическом поле были рассчитаны зависимости дрейфовой скорости электронов от напряжения продольного электрического поля E при температурах $T=77\text{K}$, 300K . Результаты моделирования представлены на рис. 2.

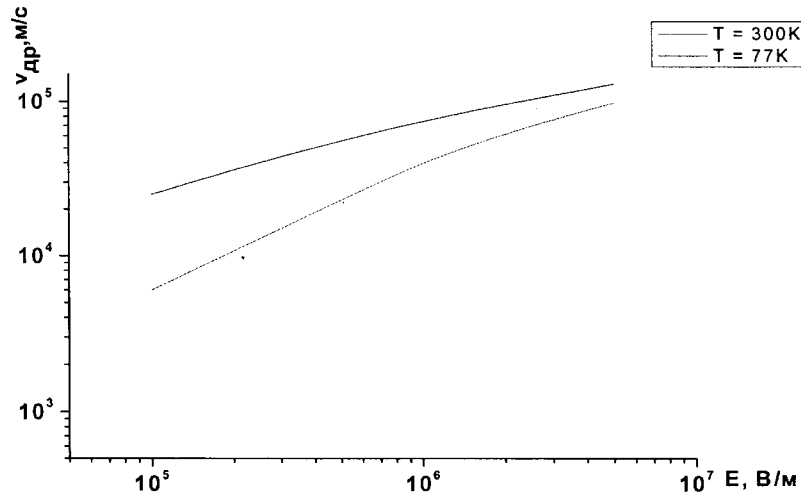


Рис. 2. Зависимость дрейфовой скорости в канале транзистора от напряженности электрического поля E при $T=77\text{K}$, 300K .

Полученные при температуре $T=300\text{K}$ результаты можно сравнить с полученными ранее другими исследователями. На рис. 3 показаны данные эксперимента по расчету дрейфовой скорости электронов в кремниевой МОП-структуре, взятые из работы [10], а также результаты моделирования при тех же условиях авторов работы [8]. Из рис. 3 видно, что наблюдается хорошее согласие результатов нашего расчета с экспериментальными данными и результатами расчета других авторов при электрических полях напряженностью меньше 10^6 В/м, что свидетельствует об адекватности разработанной нами модели электронного переноса реальным физическим процессам. Несоответствие результатов в области сильных полей связано с тем, что энергетический спектр в канале транзистора представлен бесконечной прямоугольной потенциальной ямой, а также с учетом только 3-х нижних подзон при построении модели переноса, что накладывает ограничение на возможность междолинных и межподзонных актов рассеяния при высоких энергиях электронов.

На рис. 4 представлена зависимость энергии электронов в канале транзистора от напряженности электрического поля при $T=77\text{K}$, 300K . Столь резкое возрастание энергии электронов при напряженности поля более 10^6 В/м объясняется аналогично, как и для дрейфовой скорости.

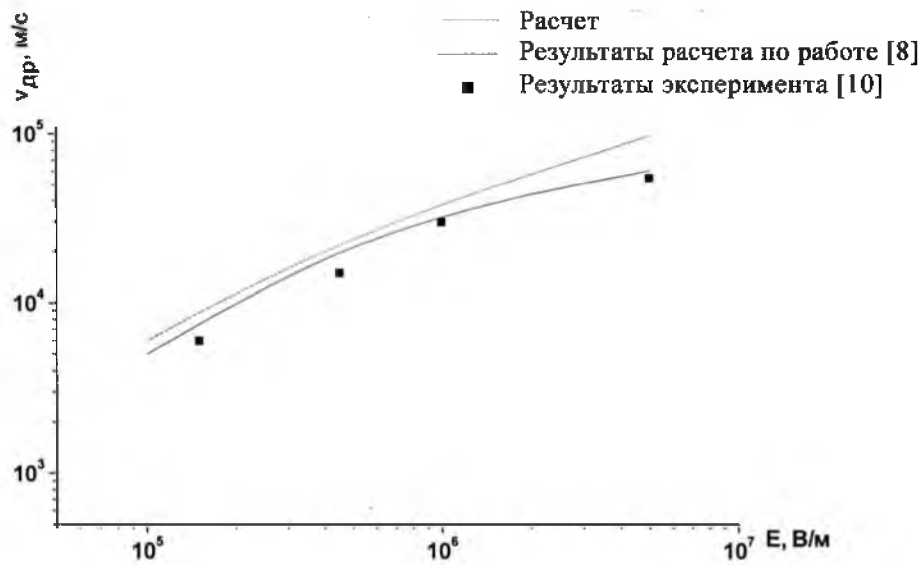


Рис. 3. Зависимость дрейфовой скорости в канале транзистора от напряженности электрического поля E при $T=300\text{K}$.

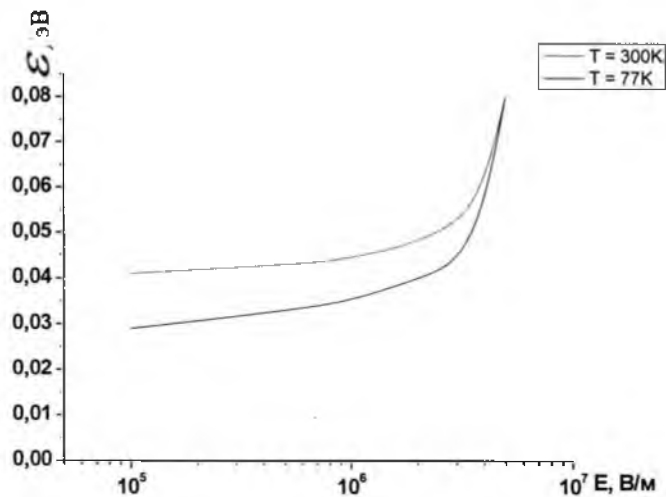


Рис. 4. Зависимость энергии электронов в канале транзистора от напряженности электрического поля E при $T=77\text{K}$, 300K .

На рис. 5 представлены результаты расчетов подвижности электронов μ при различных значениях электронной концентрации N_s . Такое поведение объясняется сложной зависимостью интенсивностей рассеяния на ионах примеси и на шероховатостях поверхности от поверхностной концентрации N_s .

Таким образом, результаты проведенных расчетов показывают, что для моделирования методом Монте-Карло МОП-транзисторов со структурой КНИ и каналом малой глубины, сравнимой с длиной волны де Бройля может использоваться упрощенная численная модель переноса

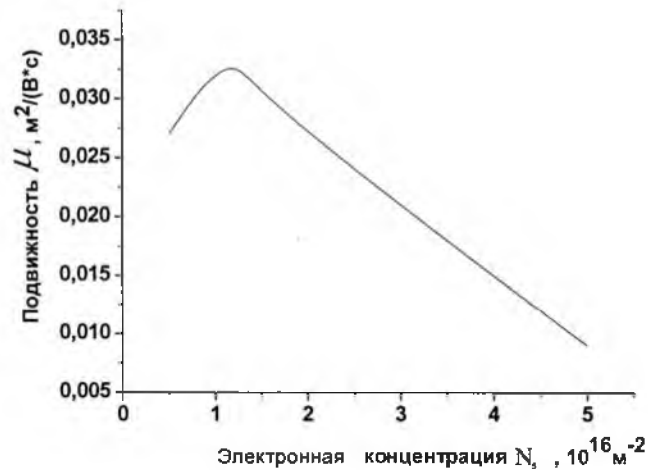


Рис. 5. Зависимость подвижности электронов от величины их электронной концентрации N_s при $T=300\text{K}$.

са, в которой моделируемая область канала имеет вид одномерной потенциальной ямы конечной глубины с тремя уровнями квантования.

1. *В.Денисенко* Особенности субмикронных МОП-транзисторов// www.chip-news.ru/archive/chipnews/200207/4.html
2. *Горячев В.А.* Физические характеристики КНИ транзисторов для нанoeлектроники//Успехи современной радиоэлектроники. 2008, №7.
3. *Иващенко В.М., Митин В.В.* Моделирование кинетических явлений в полупроводниках. Метод монте-Карло. Киев: Наукова думка, 1990. 192с.
4. *Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф.* Электронные свойства двумерных систем. – М.:Мир, 1985. 416с.
5. *Chu-Hao.* Monte-Carlo study of two-dimension electron gas transport in Si-MOS device//Solid State Electron. 1985. Vol.28, N8. P.733-740.
6. *Shirahsta M.* A self-consistent Monte Carlo simulation for two-dimensional electron transport in MOS inversion layer//Jap.J.Appl.Phys. 1987. Vol.26, N9. P.1447-1452.
7. *Ning T.H.* Theory of scattering of electrons in a nondegenerate-semiconductor-surface inversion layer by surface-oxide charges//Phys.Rev. 1972. Vol.B6, N12. P.4605-4613.
8. *Борздов В.М., Жевняк О.Г., Галенчик В.О., Комаров Ф.Ф.* Моделирование полупроводниковых приборов методом Монте-Карло. Минск:БГУ, 2007. 175с.
9. *Imanaga S., Hayafuji Y.* Monte Carlo modeling of electron transport in a Si metal-oxide-semiconductor inversion layer including quantum state and bulk scattering//J.appl.Phys. 1991. Vol.70,N3. P.1522-1530.
10. *Fang F.F.* Hot electron effects and saturation velocities in silicon inversion layers//J.appl.Phys. 1994. Vol.75,N10. P.5087-5097.