

06.2
©1993

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ КВАНТОВАНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ЭЛЕКТРОНОВ НА ПРОЦЕСС ИХ РАЗОГРЕВА В *n*-КАНАЛЕ КРЕМНИЕВОГО СУБМИКРОННОГО МОП-ПОЛЕВОГО ТРАНЗИСТОРА

В.М.Борздов, О.Г.Жевняк, А.М.Широков

Как известно, образование тонкого приповерхностного инверсионного слоя электронов на границе раздела окисел-полупроводник в кремниевом МОП-полевом транзисторе с подложкой *p*-типа приводит к появлению у носителей заряда специфических свойств отличных от таковых в объеме полупроводника и, прежде всего, к квантованию их энергетического спектра и уменьшению массы проводимости [1]. При разогреве в тянущем поле стока электроны могут выйти из квантовой ямы, образованной искривлением энергетических зон у поверхности кремния, то есть стать трехмерными. Если напряженность продольного поля достаточно велика, то электронный газ должен очень быстро терять свойства двумерной системы. Исходя из этого, ряд авторов (см., например, [2,3]) при кинетическом моделировании электронного транспорта в субмикронном *n*-канальном МОП-полевом транзисторе считали возможным пренебречь квантованием электронов. Однако такое приближение не является достаточно адекватным при значениях напряженности продольного поля в канале $E_{\text{long}} < 10^7$ В/м. В моделях, описывающих процесс разогрева квазидвумерных электронов в этих условиях, принималось во внимание не более трех первых энергетических подзон [4,5], и случай постепенного выхода носителей заряда из потенциальной ямы, требующий учета достаточно большого числа подзон, исследован не был.

В данной статье методом Монте-Карло решалась задача оценки влияния квантования энергетического спектра электронов с учетом первых двенадцати подзон на некоторые кинетические параметры, характеризующие их перенос в *n*-канале кремниевом субмикронном МОП-полевом транзисторе в условиях сильных продольных полей в канале. При этом предполагалось, что сразу же после инжекции электронов из истока в канал все носители становятся двумерными, тогда как их состояния в сильнолегированных n^+

областях стока и истока являются трехмерными, а распределение — равновесным.

В общем случае для определения энергетических уровней дна подзон E_1 в канале необходимо самосогласованно решить уравнения Шредингера и Пуассона. Однако в данной работе с целью экономии машинных затрат для нахождения значений E_1 использовались результаты работы [6]. Кроме того, вводился дополнительный уровень, равный величине изгиба зон у поверхности кремния E_t в отсутствие продольного поля. Считалось, что носитель заряда переходит из двумерного состояния в трехмерное и наоборот, если его полная энергия достигала значения E_t , а координата z , отсчитываемая от поверхности границы раздела Si-SiO₂ вглубь полупроводника, не превышала значения ширины зоны обеднения.

Учитывались следующие механизмы рассеяния: для двумерных носителей — на акустических фононах, на поверхностных зарядах, на неоднородностях поверхности, электрон-электронное (все переходы в пределах одной подзоны) и на оптических фононах (междузонные переходы); для трехмерных — на акустических внутридолинных фононах, на оптических внутридолинных фононах (для зоны L), на g - и f -междудолинных (переходы между долинами зоны X) и на межзонных (переходы из 6 долин зоны X в 4 долины зоны L и наоборот, а также между долинами зоны L) фононах, на ионах примеси, ударная ионизация и электрон-электронное.

Все необходимые для расчета интенсивностей рассеяния формулы и значения параметров, за исключением межэлектронного рассеяния, приведены в [7]. Интенсивности последнего рассчитывались по формулам, взятым из работ [8] и [9] для двумерных и трехмерных носителей соответственно.

Для определения распределения продольного (“тянущего”) поля по структуре решалось двумерное уравнение Пуассона. Предполагались следующие граничные условия: равенство нулю величины продольного поля на границе исток-канал и значению, равному $4 \cdot 10^7$ В/м, на границе канал-сток, а также равенство нулю поперечного поля на границе области обеднения и значению $1 \cdot 10^7$ В/м у поверхности кремния. Длина канала L_{ch} предполагалась равной 0.4 мкм.

Выбор времени свободного пробега, механизмов рассеяния, определение новых значений координат, импульсов и состояния после рассеяния в процедуре Монте-Карло осуществлялись по известным алгоритмам [2,8].

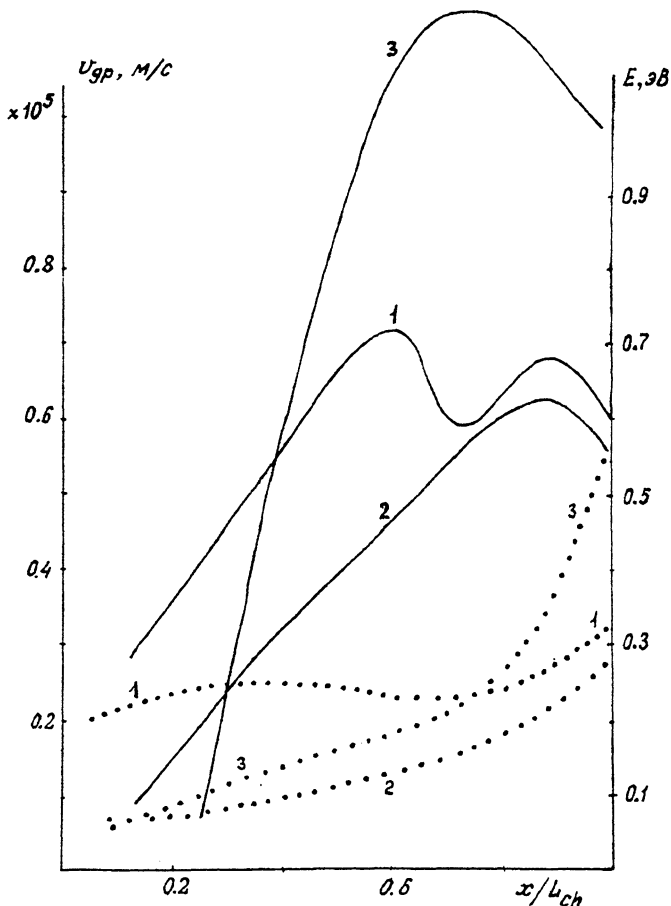


Рис. 1. Зависимости средней дрейфовой скорости и средней энергии электронов от координаты x вдоль канала: непрерывные линии — кривые дрейфовой скорости, пунктирные — энергии.

На рис. 1 представлены зависимости средней дрейфовой скорости $V_{др}$ и средней энергии электронов E от координаты x вдоль канала. На рис. 2 приведено распределение продольного поля по структуре при $z = 0$. Кривые 1 и 2 получены с учетом и без учета квантования, соответственно. Для анализа на тех же рисунках представлены кривые 3, взятые из работы [2], в которой авторы пренебрегали квантованием, электрон-электронным рассеянием и межзонными переходами ($X \rightarrow L$, $L \rightarrow X$).

Из поведения кривых видно, что квантование энергетического спектра электронов оказывает определенное влия-

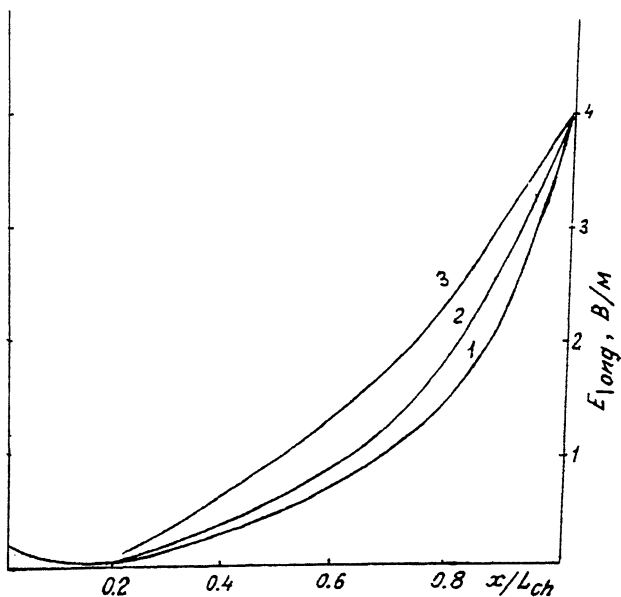


Рис. 2. Распределение продольного поля вдоль канала при $z = 0$.

ние на исследуемые параметры их дрейфа, особенно, в области канала, расположенной вблизи истока (см. рис. 1). В то же время в случае расчета распределения продольного поля вдоль канала этим влиянием можно пренебречь. Первый максимум на кривой 1 зависимости дрейфовой скорости от координаты x вдоль канала можно объяснить тем, что масса проводимости двумерных электронов меньше, чем трехмерных, и при выходе носителей заряда из квантовой ямы происходит уменьшение их кинетической энергии [1]. Второй максимум обусловлен непараболичностью зоны проводимости кремния, что приводит к росту массы проводимости при одновременном увеличении энергии носителей [2]. Нетрудно видеть также, что квантование приводит к увеличению средней энергии электронов в канале.

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о целесообразности учета квантования энергетического спектра электронов при адекватном моделировании кинетических процессов в субмикронных МОП-полевых транзисторах в условии не только слабых, но и достаточно сильных продольных полей в канале.

Список литературы

- [1] Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М., 1985. 415 с.
- [2] Казьмин О.И., Баннов Н.А. // Микроэлектроника. 1989. Т. 18. Вып. 2. С. 112-125.
- [3] Tomizawa A., Yokoyama K., Yoshii A. // IEEE Trans. Comp. — Aid. Desigh. 1988. V. 7. N 2. P. 254-258.
- [4] Широков В.М., Борздов В.М., Жевняк О.Г. // Доклады АН Беларуси. 1992. Т. 36. N 11-12. С. 985-987.
- [5] Imanaga S., Hayafuji Y. // J. Appl. Phys. 1991. V. 70. N 3. P. 1522-1530.
- [6] Stern F. // Phys. Rev. 1972. V. B5. N 2. P. 4891-4899.
- [7] Борздов В.М., Жевняк О.Г. // Весті АН Беларусі. Сер. физ.-мат. навук. 1991. N 4. С.61-67.
- [8] Bishop D.J., Tsui D.C., Dynes R.C. // Phys. Rev. 1982. V. B26. N 2. P. 773-779.
- [9] Hasegawa A., Miyatsuji K., Taniguchi K. and Hamaguchi C. // Solid St. Electronics. 1988. V. 31. N 3-4. P. 547-550.

Белорусский государственный
университет

Поступило в Редакцию
16 июля 1993 г.
