

Сверхскоростной электронный дрейф в полевых полупроводниковых структурах с секционированным каналом

© В.А. Гергель, Ю.В. Гуляев, А.П. Зеленый, М.Н. Якупов[¶]

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
101999 Москва, Россия

(Получена 27 мая 2003 г. Принята к печати 27 мая 2003 г.)

Исследованы характерные особенности высокополевого дрейфа электронов в специфических полупроводниковых структурах, в которых сравнительно высокоомная дрейфовая область разделена на несколько нанометровых подобластей соответствующим числом низкоомных включений также нанометровой протяженности. Показано, что в расположенных на дрейфовых электронных траекториях низкоомных участках происходит эффективное снижение электронной температуры, обеспечивающее сохранение высокой электронной подвижности на высокоомных участках траектории. В результате известный эффект падения электронной подвижности подавляется, и становится возможным достижение сравнительно высоких, существенно превышающих скорость насыщения, значений эффективной дрейфовой скорости электронного потока.

1. Принцип локального охлаждения

Как известно, повышение крутизны и быстродействия полевых транзисторов является одним из главных направлений развития микроэлектронных технологий. Это достигается минимизацией длины канала транзистора на уровне предельных возможностей литографического процесса и использованием материалов с высокой подвижностью носителей — технология High Electron Mobility Transistor (HEMT). Современный уровень технологии обеспечивает минимальную длину канала $L_g \approx 0.1\text{--}0.2$ мкм и максимальную электронную подвижность $\mu \approx 10^5$ см²/(В·с) при $T = 77$ К и $\mu \approx 10^4$ см²/(В·с) при $T = 300$ К в двумерном электронном газе на гетерогранице GaAs–AlGaAs. При характерных рабочих напряжениях $V \simeq 1$ В отвечающая этим параметрам предельная частота $f_T = \frac{\mu V}{2\pi L^2}$ составляла бы несколько тысяч гигагерц, что с избытком удовлетворило бы требованиям разработчиков современных и будущих систем передачи и обработки информации. Однако джоулев разогрев электронов в сильном электрическом поле ($\sim 10^5$ В/см) в приборном канале снижает эффективную электронную подвижность до значений $\mu \approx 10^2$ см²/(В·с), а следовательно, и предельную частоту до 150–180 ГГц. Фундаментальность указанного эффекта снижения подвижности в сильных полях и трудности существенного уменьшения длины канала за счет повышения качества (разрешающей способности) литографии, на первый взгляд, и формируют предел быстродействия полевого транзистора в несколько сотен гигагерц.

Сказанное выше относится к обычной транзисторной технологии, когда параметры подзатворной области однородны вдоль длины канала. Предположим, однако, что мы располагаем возможностью сформировать в канале транзистора ряд локальных несвязанных областей с более высокой проводимостью (концентрацией электронов n), чем средняя. При этом канал будет представ-

лять собой последовательное расположение чередующихся высокоомных и низкоомных областей с примерно равной протяженностью l порядка 20–70 нм. Очевидно (из условия сохранения тока), что электрическое поле E в канале такого транзистора должно осциллировать в соответствии с отношением электронных концентраций, т.е. высокое электрическое в высокоомных областях E_1 будет сменяться малым полем E_2 в низкоомных ($E_1/E_2 = n_2/n_1$), как это качественно изображено на рис. 1. Напомним теперь важную для нас особенность джоулевого разогрева электронов в полупроводниках, заключающуюся в том, что электроны разогреваются до квазистационарной температуры $T = T_0 + \mu E^2 \tau_0$, где T_0 — равновесное значение электронной температуры, не мгновенно, а за так называемое время энергетической релаксации τ_0 , за которое дрейфующие электроны успевают пройти расстояние $L_T = \mu E \tau_0$. Оказывается, что, подобрав достаточно высокую концентрацию электронов n_2 в низкоомных включениях ($n_2 > 10n_1$), можно обеспечить выполнение следующей системы неравенств:

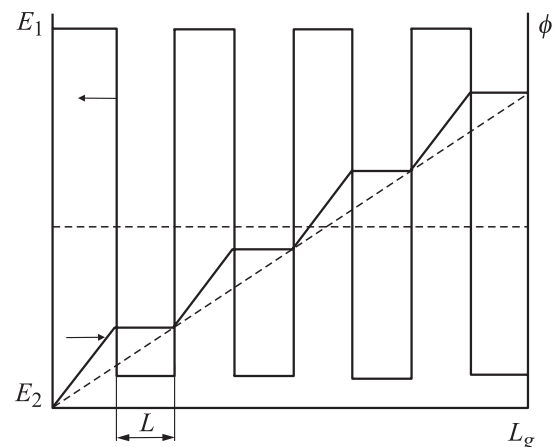


Рис. 1. Распределение потенциала ϕ и электрического поля E в канале „профилированного“ транзистора; штриховые линии — то же распределение в однородном канале.

[¶] E-mail: yamt@mail.ru

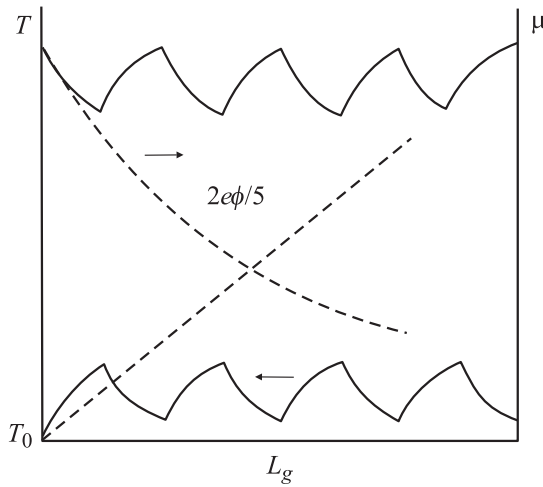


Рис. 2. Характер распределения электронной температуры T и подвижности μ в профилированном транзисторе.

$L_{T_1} > l > L_{T_2}$. При этом электроны, пролетая высокоомную область, не успевают разогреться до высоких значений квазистационарной температуры $\mu E_1^2 \tau_0$, отвечающих высокому полю $E_1 \approx 2V/L$, а приобретают здесь довольно небольшую тепловую энергию, равную $2V/5v$, где v — число низкоомных включений в рассматриваемом профилированном канале. С другой стороны, пролетая низкоомную область, электроны успевают охладиться до низкой квазистационарной температуры $T_0 + \mu E_2^2 \tau_0$, не намного превышающей равновесное значение T_0 . Таким образом, движение электронов в рассматриваемом профилированном канале с сильно осциллирующим электрическим полем будет характеризоваться сравнительно низкой средней электронной температурой

$$T = T_0 + \mu E_2^2 \tau_0 + \frac{V}{5v}$$

с незначительными ($\sim V/5v$) осцилляциями (рис. 2). Это обеспечивает сохранение высокой электронной подвижности по всей длине канала, а следовательно, и средней скорости рассматриваемого своеобразного электронного дрейфа с промежуточным охлаждением носителей вдоль траектории, так что она может значительно превышать так называемую скорость насыщения $V_s \approx 10^7$ см/с. Именно это обстоятельство и заявлено в названии данной работы.

2. Моделирование характеристик МОП транзистора с секционированным каналом

В предыдущем разделе мы сформулировали идею о возможности существенного повышения крутизны и быстроедействия полевых транзисторов за счет секционирования канала низкоомными локальными включениями, обеспечивающими эффективное „охлаждение“ электронов и соответствующий рост подвижности и

дрейфовой скорости. Приведенные в работе [1] количественные оценки преимуществ предлагаемой структурной модификации канала транзистора основывались на квазигидродинамической (тепловой) модели электронного дрейфа [2] при пренебрежении терморелаксацией и термотоком, выявляют тем не менее главные особенности так называемого эффекта „overshoot“ [3]. При этом рассмотрение ограничивалось ситуацией, в которой среднее электрическое поле считалось постоянным, а анализировалась лишь требуемая величина соотношения максимального и минимального электрических полей, достаточная для эффективного охлаждения носителей в низкоомных включениях. Однако, как известно [4], электрическое поле в канале МОП транзистора в режимах, близких к насыщению, существенно неоднородно, увеличиваясь от истока к стоку. В принципе столь же неоднородным должно быть среднее электрическое поле и в предлагаемой секционированной низкоомными включениями структуре. В этом разделе статьи изложена математическая модель для адекватного расчета вольт-амперных характеристик (ВАХ) секционированного транзистора, учитывающая указанную пространственную неоднородность среднего поля и обеспечивающая проведение соответствующих тестовых расчетов ВАХ, демонстрирующих достоинства предлагаемой секционированной структуры, в том числе повышенные значения средней скорости носителей в канале транзистора и его высокую крутизну.

Будем рассматривать гипотетическую транзисторную структуру (рис. 3), канал которой разделен на N частей специфическими низкоомными областями, полученными соответствующим локальным легированием. Уровень локального легирования и соответственно проводимости этих областей будем предполагать достаточно высокими, с тем чтобы в дальнейшем пренебрегать падением напряжения на этих областях, а покидающие их электроны считать полностью (до равновесной температуры) охлажденными. Тогда, воспользовавшись классическими представлениями об электронном дрейфе в канале МОП транзистора [4]

$$IL = C_0 \int_0^{V_D} \mu(V_G - \phi) d\phi, \quad (1)$$

где V_D — потенциал стока, и предложенной нами в работе [2] ультраквазигидродинамической зависимостью

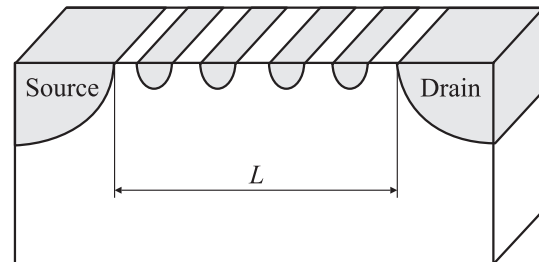


Рис. 3. Схематическое изображение подзатворной области МОП транзистора с секционированным каналом.

подвижности от потенциала

$$\mu \equiv \mu(\phi) = \frac{\mu_0}{\sqrt{1 + \frac{\phi}{\phi_0}}}, \quad (2)$$

где в простейшем случае $\phi_0 = 5T_0/2 \approx 0.065$ В, для любой из высокоомных секций канала мы можем записать

$$\frac{I_i}{\mu_0 C_0} = \sqrt{\phi_0} \int_{V_{i-1}}^{V_i} \frac{V_G - \phi}{\sqrt{\phi_0 + \phi - V_{i-1}}} d\phi. \quad (3)$$

Здесь, как обычно, I — плотность тока на единицу ширины канала; C_0 и μ_0 — удельная емкость окисла и исходная (низкополевая) подвижность; V_G — напряжение затвора, отсчитанное от порогового; l_i — длина i -й высокоомной секции; V_{i-1} , V_i — потенциалы на ее границах, а $i = \{1 \dots n\}$. Для решения этой системы из n уравнений граничными условиями являются требования: $V_0 = 0$ — потенциал в начале первой секции равен потенциалу истока и $V_n = V_D$ — потенциалу стока в конце последней секции.

Для системы уравнений (3) был разработан простейший алгоритм последовательного решения, заключающийся в том, что для определенного значения тока I численным интегрированием первого уравнения ($i = 1$), мы находим значение V_1 , фигурирующее как параметр в следующем, втором уравнении, решение которого дает нам V_2 и так далее до $V_n = V_D$. Проведя аналогичные вычисления для соответствующей последовательности токов, можно построить искомую вольт-амперную характеристику $I = I(V_G, V_D)$.

Соответствующий тестовый расчет был проведен для типичной транзисторной структуры с длиной канала $L = 0.95$ мкм, разделенного на 10 высокоомных секций протяженностью $l_i = 50$ нм девятью низкоомными включениями того же размера. Для удельной емкости была выбрана величина $3.5 \cdot 10^{-7}$ Ф/см, отвечающая толщине окисла 10 нм, а для исходной подвижности — $\mu_0 = 700$ см²/(В · с), типичная величина для электронного инверсионного слоя в Si (такому значению μ_0 отвечает $\phi_0 = 0.2$ В). При этих значениях параметров уравнение (3) переходит в

$$I \approx 5 \int_{V_{i-1}}^{V_i} \frac{(V_G - \phi)}{\sqrt{1 + \frac{\phi - V_{i-1}}{0.2}}} d\phi, \quad (4)$$

где $i = \{1 \dots n\}$, размерность I есть А/мм, а напряжение и потенциал, как обычно, в вольтах.

Результаты численного решения системы (4) для характерных значений затворного напряжения $V_G = 2-10$ В представлены на рис. 4. Там же, для сравнения, штриховыми линиями представлены расчетные характеристики стандартного МОП транзистора с однородным каналом той же длины (0.95 мкм), отвечающие уравнению

$$I \approx \frac{5}{19} \int_0^{V_D} \frac{(V_G - \phi)}{\sqrt{1 + \frac{\phi}{0.2}}} d\phi. \quad (5)$$

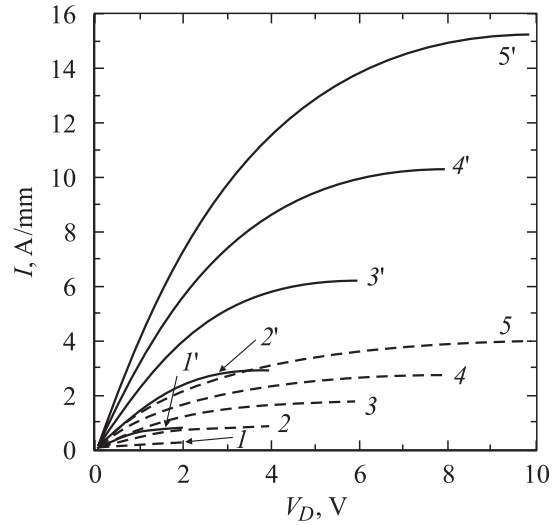


Рис. 4. Вольт-амперные характеристики секционированного (сплошные линии) и обычного (штриховые) транзисторов. Напряжение затвора V_G , В: 1, 1' — 2; 2, 2' — 4; 3, 3' — 6; 4, 4' — 8; 5, 5' — 10.

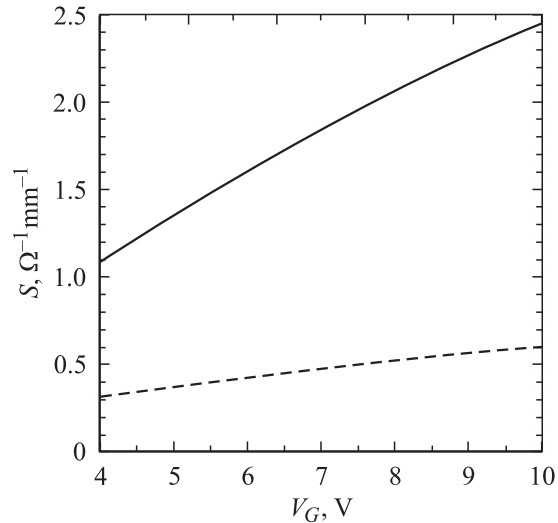


Рис. 5. Зависимости максимальной крутизны $S = \frac{\partial I}{\partial V_G}$ от напряжения затвора V_G для секционированного (сплошная линия) и обычного (штриховая) транзисторов.

Видно, что токи транзистора с секционированным каналом существенно превышают токи в обычной структуре. На следующем рис. 5 представлены графики крутизны прибора

$$S = \frac{\partial}{\partial V_G} I(V_D = V_G),$$

демонстрирующие экстремально высокие значения крутизны в структуре с секционированным каналом по сравнению с крутизной обычного прибора с однородным каналом.

3. Анализ результатов и предельные возможности секционирования

Здесь мы возвратимся к исходной системе уравнений (3), чтобы, используя соответствующие упрощения, решить ее аналитически, получив соответствующие формулы, облегчающие понимание и качественный анализ исследуемого высокополевого электронного дрейфа в пространственно неоднородной структуре с низкоомными включениями.

Для этого в качестве исходного запишем отвечающее (1) уравнение сохранения тока:

$$I = C_0 \mu_0 \frac{(V_G - \phi)}{\sqrt{1 + \frac{\phi - V_{i-1}}{\phi_0}}} \frac{d\phi}{dx}. \quad (6)$$

Заменим под корнем этого выражения переменную величину $(\phi - V_{i-1})$ ее количественной оценкой $\alpha(V_i - V_{i-1})$, где α — подгоночный коэффициент порядка 1/2. Величина $\alpha(V_i - V_{i-1})$ отвечает средней электронной температуре в i -й высокоомной секции, а следовательно, и усредненной локальной подвижности

$$\mu = \frac{\mu_0}{\sqrt{1 + \frac{\alpha(V_i - V_{i-1})}{\phi_0}}}. \quad (7)$$

Затем, полагая, что электрическое поле $d\phi/dx$ в пределах одной секции — слабоменяющаяся функция, заменим $V_i - V_{i-1}$ в соотношениях (6), (7) на $\frac{d\phi}{dx} l_i$:

$$\frac{I}{C_0 \mu_0} = \frac{(V_G - \phi) \frac{d\phi}{dx}}{\sqrt{1 + \frac{\alpha l_i}{\phi_0} \frac{d\phi}{dx}}}, \quad (8)$$

после чего (6), (8) преобразуются в

$$\frac{d\phi}{dx} \frac{1}{2E_i} \left(\sqrt{1 + 4 \frac{C_0^2 \mu_0^2 (V - \phi)^2}{I^2} E_i^2} - 1 \right) = 1, \quad (9)$$

где параметр $E_i = \frac{\phi_0}{\alpha l_i}$.

Если затем посчитать длину активных высокоомных областей одинаковой, $l_i = l_0 \approx 50$ нм, то нам остается лишь проинтегрировать (9) по ϕ от 0 до V_D и по x от 0 до Nl_0 . Легко видеть, что (9) интегрируется в квадратурах, но получающееся при этом общее выражение на основе гиперболических функций слишком громоздко, чтобы использовать его в дальнейшем для качественного анализа. Вместо этого мы сначала выпишем асимптотические решения (9), отвечающие:

1) малым токам

$$I = \frac{C_0 \mu_0}{N l_0} V_G V_D, \quad (10)$$

совпадающие с известным выражением теории идеального МОП транзистора;

2) большим токам

$$I = \frac{C_0 \mu_0}{N l_0} V_G V_D \sqrt{\frac{\phi_0 N}{\alpha V_D} \left(1 - \frac{V_D}{V_G} + \frac{1}{3} \frac{V_D^2}{V_G^2} \right)}. \quad (11)$$

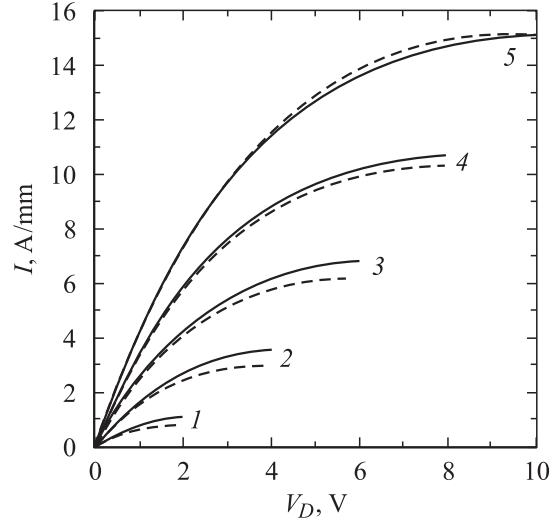


Рис. 6. Сравнение вольт-амперных характеристик, полученных численным анализом (штриховые линии) и с помощью аппроксимации (12) (сплошные). Обозначения 1–5 — то же, что и на рис. 4.

Сшивая (10) и (11) по правилу „меньше меньшего“, получим результирующее приближенное выражение для вольт-амперной характеристики

$$I = \frac{2C_0 \mu_0}{L} V_G V_D \sqrt{\frac{1 - \frac{V_D}{V_G} + \frac{1}{3} \frac{V_D^2}{V_G^2}}{\frac{V_D \alpha}{\phi_0 N} + \left(1 - \frac{V_D}{V_G} + \frac{1}{3} \frac{V_D^2}{V_G^2} \right)}}, \quad (12)$$

где использовано очевидное соотношение $2Nl_0 = L$ — литографическая длина канала (от истока до стока).

Форма вольт-амперных кривых, отвечающих уравнению (12), близка к форме соответствующих зависимостей, полученных численным интегрированием (рис. 6), причем количественное соответствие достигается при весьма реалистичном значении подгоночного параметра $\alpha \approx 0.63$.

Ценность выведенной здесь приближенной формулы (12) для вольт-амперной характеристики секционированного транзистора заключается в том, что она существенно облегчает физическую интерпретацию рассматриваемого эффекта, а именно, сверхскоростного дрейфа электронов. Она наглядно демонстрирует, что охлаждение в низкоомных секциях эффективно в N раз, уменьшает „греющий“ потенциал V_D/N , что соответственно увеличивает протяженность начального участка характеристик, отвечающего исходной, низкополевой подвижности μ_0 , и в \sqrt{N} раз снижает ее уменьшение из-за разогрева при более высоких напряжениях, что в нашей ситуации приводит к значениям эффективной скорости дрейфа $\sim 5 \cdot 10^7$ см/с, более чем в 5 раз превышающих скорость насыщения в электронных инверсионных слоях обычных МОП транзисторов. Она также показывает, что не менее важную роль в ускорении электронного

потока играет эффективное сокращение (в нашем случае в 2 раза) „электрической“ длины канала, что соответственно удваивает величину тянущего электрического поля. Из (12) легко также оценить характерное количество секций $N \approx \alpha V_D / \phi_0$, при котором практически полностью подавляется электроразогревное уменьшение подвижности из-за разогрева электрическим полем. При этом вольт-амперная характеристика рассматриваемого секционированного транзистора переходит в ВАХ идеального прибора с половинной длиной канала. Ясно, что дальнейшее увеличение N уже не будет существенно улучшать полученную идеальную кривую с экстремально высокими значениями крутизны. Естественно, что при повышенной крутизне следует соответственно ожидать и повышенного быстродействия.

Полученные результаты, по нашему мнению, наглядно и убедительно демонстрируют ожидаемые преимущества предлагаемого технического решения и, как мы полагаем, послужат в какой-то мере стимулом для отыскания конкретных технических решений для практической реализации этой высокоперспективной идеи.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект 01-02-16360.

Список литературы

- [1] В.А. Гергель, В.Г. Мокеров. ДАН, **375**, 609 (2000).
- [2] В.А. Гергель, В.Г. Мокеров, М.В. Тимофеев, Ю.В. Федоров. ФТП, **34**, 239 (2000).
- [3] T. Enoki, S. Sugitani, Y. Yamane. IEEE Trans. Electron Dev., **37**, 935 (1990).
- [4] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984).

Редактор Т.А. Полянская

A super-speed electron drive in field semiconductor structures supplied with a sectioned channel

V.A. Gergel, Yu.V. Gulyaev, A.P. Zeleny, M.N. Yakupov

The Institute for Radio-Engineering and Electronics,
Russian Academy of Sciences,
101999 Moscow, Russia