

Поперечный пространственный перенос в полевых транзисторах на гетероструктурах с селективным легированием и границы применимости квазигидродинамических моделей

© А.В. Климова[†], В.М. Лукашин*, А.Б. Пашковский

Федеральное государственное унитарное предприятие „Исток“,
141195 Фрязино, Московская область, Россия

* Научно-исследовательский институт „МЭИИТ МИЭМ“,
109028 Москва, Россия

(Получена 15 января 2008 г. Принята к печати 31 марта 2008 г.)

Для полевых транзисторов на гетероструктурах с селективным легированием проведено сравнение результатов расчетов выходных характеристик приборов по гидродинамической и квазигидродинамической (температурной) моделям. Показано, что поперечный пространственный перенос и сильные зависимости времен релаксации от энергии приводят к тому, что результаты расчетов по этим моделям существенно отличаются при длинах затворов, намного превышающих длину релаксации электронов по импульсу.

PACS: 73.40.Kp, 85.30.De

1. Введение

В настоящее время в большинстве полупроводниковых приборов размеры активной области становятся сравнимыми с длинами релаксации электронов по импульсу и энергии. Длины релаксации из-за сложного распределения электрического поля в свою очередь могут сильно меняться по длине активной области. В этих условиях определение четких границ применимости тех или других физических моделей работы приборов до сих пор остается серьезной проблемой: простые критерии по сравнению размеров пролетной области с длинами релаксации электронов не позволяют оценить точность моделей, и для этого приходится непосредственно использовать численные расчеты. В последние годы в полупроводниковых приборах с субмикронными и нанометровыми размерами часто используют сложные рельефы поверхности и полупроводниковые структуры (заглубления под затвором транзистора разной формы, самосовмещение затвора, сложные профили легирования, гетероинжекторы и т.д.). Зачастую экспериментальные разработки становятся практически бессмысленными без предварительной оптимизации структур и конструкций. При этом от программ моделирования приборов требуется не только качественное, но и достаточно точное количественное описание характеристик приборов, распределений в них электрических полей, скоростей, энергий и концентраций электронов. Широкое применение гетероструктур с их специфическими особенностями и наметившийся в последние годы очередной всплеск активности в развитии новых технологий и разработке достаточно точных и быстродействующих программ расчета активных элементов придают этой проблеме дополнительный интерес. Известно, что динамика электронов в приборах с характерными размерами

порядка десятых долей микрона, а соответственно и характеристики этих приборов наиболее точно рассчитываются методом Монте-Карло [1,2]. Однако из-за своей вычислительной сложности этот метод до сих пор мало применим для оптимизационных расчетов. Наиболее вероятными кандидатами на эту роль пока остаются различные модификации гидродинамической модели (ГДМ).

Рассмотрим вопрос применимости различных вариантов гидродинамики на весьма актуальном для практики случае полевых транзисторов с субмикронным затвором и сравнение одного из достаточно распространенных вариантов гидродинамической и квазигидродинамической моделей. Для обычных транзисторов эта задача в основном была решена в работе [3]. Однако для полевых транзисторов на гетероструктурах с селективным легированием (ПТ ГСЛ) из-за специфических особенностей канала и электронного транспорта (сильный поперечный пространственный перенос) этот вопрос остается открытым. Надо отметить, что большинство гидродинамических моделей, благодаря наличию подгоночных параметров, дают хорошее совпадение по отдельным характеристикам, как с экспериментом, так и результатами расчетов методом Монте-Карло. Выяснение вопроса границ применимости путем сравнения результатов расчетов по различным моделям, описанным в литературе, между собой, а также сравнением с экспериментом или с результатами расчетов методом Монте-Карло (см., например, [2]) крайне затруднено ввиду их специфических весьма существенных дополнительных отличий. Поэтому, как в работе [3], исследуем вопрос применимости различных подходов, сравнивая между собой модели, отличающиеся только точностью описания динамики электронов. Не существует четких критериев, по каким параметрам (току, крутизне, пробивному напряжению, распределениям физических величин и т.д.), при каких режимах работы и при какой относительной ошибке точ-

[†] E-mail: solidstate10@mail.ru
Fax: (495) 465 86 20

ность расчетов можно считать неудовлетворительной. В дальнейшем существенными будем считать различия в расчетах тока, крутизны и распределений физических величин по разным моделям более 20%. Такая ошибка уже может приводить к заметным погрешностям при расчете цепей согласования транзистора или оценке пробивного напряжения (разница в определении коэффициента усиления примерно на 1 дБ).

Основные уравнения гидродинамической модели для многодолинного полупроводника, получаемые путем усреднения кинетического уравнения Больцмана с различными весовыми коэффициентами [4,5], имеют вид:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla n_i \mathbf{v}_i = I_{ni}, \quad (1a)$$

$$\frac{\partial m_i n_i \mathbf{v}_i}{\partial t} + \nabla m_i n_i \mathbf{v}_i^2 = q \mathbf{E} n_i - I_{pi} - \nabla n_i k T_i, \quad (1б)$$

$$\frac{\partial n_i \varepsilon_i}{\partial t} + \nabla \mathbf{v}_i n_i \varepsilon_i = q \mathbf{E} n_i \mathbf{v}_i - I_{ei} - \nabla \mathbf{Q}_i - \nabla n_i \mathbf{v}_i k T_i, \quad (1в)$$

где q , \mathbf{v}_i , ε_i , T_i , n_i — заряд, скорость, энергия, температура и концентрация электронов в i -й долине; \mathbf{E} — напряженность электрического поля; \mathbf{Q}_i — поток тепла, вызванный теплопроводностью электронного газа; I_{ni} , I_{pi} , I_{ei} — интегралы столкновений частиц, импульса и энергии в каждой из долин, k — постоянная Больцмана.

В настоящее время широко используются квазигидродинамические (их еще часто называют „температурные“) модели — упрощенные варианты системы (1a)–(1в), в которых в уравнении (1б) инерционным членом

$$\frac{\partial m_i n_i \mathbf{v}_i}{\partial t} + \nabla m_i n_i \mathbf{v}_i^2$$

пренебрегают, полагая его равным нулю. Таким образом, в соответствии с этими моделями дрейфовая скорость электронов мгновенно следует за полем, а ее величина пропорциональна подвижности, зависящей только от их энергии. (Более точно „температурной моделью“ называется система (1a)–(1в), когда усреднение кинетического уравнения Больцмана проводилось с использованием максвелловской функции распределения). Используются модели, в которых либо учитывается различный разогрев электронов в каждой из неэквивалентных долин зоны проводимости [2,6], либо он не учитывается ($i = 1$) [7,8], т.е. вводится одна „эффективная“ долина.

Пренебрежение слагаемым, $\partial m \mathbf{v} / \partial t$, учитывающим ньютоновскую инерционность движения электронов, не сказывается на точности расчетов при характерных временах рассматриваемых процессов (t), много больших времени релаксации электронов по импульсу $t \gg \tau_p$. Для GaAs, InP, InGaAs в подзатворной области транзистора $\tau_p \leq 10^{-13}$ с, а длина релаксации электронов по импульсу составляет $l_p \approx 0.01$ – 0.05 мкм. Однако в этих материалах времена релаксации по импульсу сильно зависят от энергии электронов, которая в сильных полях может заметно изменяться на расстояниях $l \approx l_p$. В работе [3]

было показано, что пренебрежение ньютоновской инерционностью может существенно сказываться на точности расчетов на временных интервалах, в несколько раз превосходящих времена релаксации электронов по импульсу. Применительно к полевым транзисторам это длины активной области прибора менее 0.4 мкм (длина затвора около 0.25 мкм). Однако в полевых транзисторах на гетероструктурах с селективным легированием подвижности и концентрации электронов заметно выше, чем в обычных транзисторах. Кроме того, ПТ ГСЛ обладают еще одной очень важной особенностью — в них важную роль играет поперечный пространственный перенос электронов. Независимо от длины затвора характерные поперечные размеры гетероперехода малы по сравнению с длиной релаксации импульса, а незначительное изменение энергии электронов может заметно сказываться на проводимости структуры (заселенность квантовой ямы на границе гетероперехода сильно зависит от энергии электронов). Исследование влияния этих факторов на разницу в расчетах по гидродинамической и квазигидродинамической моделям и является целью данной работы.

2. Описание модели

Система уравнений для гетероструктуры, описывающая динамику электронов с учетом нелокальных и диффузионных эффектов с использованием интегралов столкновений, в приближении времен релаксации, имеет вид [9]:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla n_i \mathbf{v}_i = n_i \sum_{j=1, j \neq i}^p \frac{1}{\tau_{ij}} + \sum_{j=1, j \neq i}^p \frac{n_j L_j}{\tau_{ij} L_i}, \quad (2a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial m_i n_i \mathbf{v}_i}{\partial t} + \nabla m_i n_i \mathbf{v}_i^2 &= q \mathbf{E} n_i - \frac{m_i n_i \mathbf{v}_i}{\tau_{pi}} \\ &- \frac{2}{3} \nabla \left[n_i \left(\varepsilon_i - \frac{1}{2} m_i \mathbf{v}_i^2 \right) \right] \\ &- n_i m_i \mathbf{v}_i \sum_{j=1, j \neq i}^p \frac{1}{\tau_{ij}} + \sum_{j=1, j \neq i}^p \frac{n_j m_j \mathbf{v}_j L_j}{\tau_{ij} L_i}, \end{aligned} \quad (2б)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_i \varepsilon_i}{\partial t} + \nabla \mathbf{v}_i n_i \varepsilon_i &= q n_i \mathbf{E} \mathbf{v}_i - n_i \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_0}{\tau_{ei}} \\ &- \frac{2}{3} \nabla \left[n_i \mathbf{v}_i \left(\varepsilon_i - \frac{1}{2} m_i \mathbf{v}_i^2 \right) \right] \\ &- \nabla \mathbf{Q}_i - n_i \varepsilon_i \sum_{j=1, j \neq i}^p \frac{1}{\tau_{ij}} + \sum_{j=1, j \neq i}^p \frac{n_j \varepsilon_j L_j}{\tau_{ij} L_i}, \end{aligned} \quad (2в)$$

где p — число долин как в узкозонном, так и в широкозонном полупроводниках (для простоты рассмотрения возьмем по две неэквивалентные долины в каждом материале $p = 4$), $L_{i,j}$ — толщина материалов.

В статическом случае, складывая уравнения сохранения числа частиц, импульса и энергии почленно для каждого материала, введя обозначения

$$\frac{n_{\Gamma 1}}{\tau_{\Gamma 1 \Gamma 2}} + \frac{n_{L 1}}{\tau_{L 1 L 2}} = \frac{n_1}{\tau_1},$$

$$v_1 = \frac{v_{\Gamma} n_{\Gamma} + v_L n_L}{n_{\Gamma} + n_L}, \quad n = n_{\Gamma} + n_L, \quad m^* = \frac{m_{\Gamma} n_{\Gamma} + m_L n_L}{n},$$

сделаем замену:

$$m_{\Gamma} v_{\Gamma} n_{\Gamma} + m_L v_L n_L = m^* v n, \quad (3)$$

$$\varepsilon_{\Gamma} v_{\Gamma} n_{\Gamma} + \varepsilon_L v_L n_L = \varepsilon v n, \quad (4)$$

с временами релаксации для каждого материала

$$\tau_p(\varepsilon) = \frac{m^*(\varepsilon) v_s(\varepsilon)}{q E_s(\varepsilon)}, \quad (5)$$

$$\tau_c(\varepsilon) = \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{q E_s(\varepsilon) v_s(\varepsilon)}, \quad (6)$$

пренебрегая теплопроводностью электронного газа и диффузионными эффектами в продольном направлении, получаем (см. подробнее [9]):

$$\frac{\partial n_1 v_1}{\partial x} = -\frac{n_1}{\tau_1(\varepsilon_1)} + \frac{n_2 L_2}{\tau_2(\varepsilon_2) L_1}, \quad (7a)$$

$$\frac{\partial n_2 v_2}{\partial x} = -\frac{n_2}{\tau_2(\varepsilon_2)} + \frac{n_1 L_1}{\tau_1(\varepsilon_1) L_2}, \quad (7б)$$

$$v_1 \frac{\partial m_1^* v_1}{\partial x} = q \left(E - E_{s1} \frac{v_1}{v_{s1}} \right) + \frac{n_2 L_2}{n_1 \tau_2 L_1} (m_2^* v_2 - m_1^* v_1), \quad (7в)$$

$$v_2 \frac{\partial m_2^* v_2}{\partial x} = q \left(E - E_{s2} \frac{v_2}{v_{s2}} \right) + \frac{n_1 L_1}{n_2 \tau_1 L_2} (m_1^* v_1 - m_2^* v_2), \quad (7г)$$

$$\frac{\partial \varepsilon_1}{\partial x} = q (E v_1 - E_{s1} v_{s1}) + \frac{\varepsilon_1 - \tilde{\varepsilon}_1}{\tau_1} + \frac{n_2 L_2}{n_1 \tau_2 L_1} (\tilde{\varepsilon}_2 - \varepsilon_1), \quad (7д)$$

$$\frac{\partial \varepsilon_2}{\partial x} = q (E v_2 - E_{s2} v_{s2}) + \frac{\varepsilon_2 - \tilde{\varepsilon}_2}{\tau_2} + \frac{n_1 L_1}{n_2 \tau_1 L_2} (\tilde{\varepsilon}_1 - \varepsilon_2). \quad (7е)$$

Здесь и далее все замены и обозначения для узкозонного и широкозонного материала аналогичны, индекс 1 относится к узкозонному, а 2 — к широкозонному материалу, $v_s(\varepsilon)$, $E_s(\varepsilon)$ — статические значения дрейфовой скорости электронов и напряженности электрического поля, соответствующие данной энергии ε . В системе (7) учтено, что частица, переходящая через потенциальный барьер, уносит энергию $\tilde{\varepsilon}$, отличную от средней энергии ε .

При выводе уравнений также было учтено, что переходы $L_2 - \Gamma_1$ и $\Gamma_1 - L_2$ маловероятны, а диффузионные эффекты в транзисторах без встроенных продольных неоднородностей концентрации, например самосовмещенный затвор, — несущественны (см., например, [10]).

Температурная модель получается из системы (7 а)–(7 е) в предположении $m_1^* = m_2^* = 0$. В этом случае уравнения (7 в), (7 г) сводятся к формулам:

$$v_1 = \frac{E v_{s1}(\varepsilon_1)}{E_{s1}(\varepsilon_1)} = \mu_1(\varepsilon_1) E, \quad (8a)$$

$$v_2 = \frac{E v_{s2}(\varepsilon_2)}{E_{s2}(\varepsilon_2)} = \mu_2(\varepsilon_2) E. \quad (8б)$$

Здесь $\mu_{1,2}$ — подвижность электронов в узкозонном и широкозонном материалах. Параметры канала (проводимость, ширина, эффективная высота барьера) определяются в приближении треугольной потенциальной ямы с переносом электронов между слоями [9]. Как показало сравнение с экспериментом и строгими самосогласованными расчетами, это приближение обеспечивает вполне приемлемую для практических применений точность [11].

В этом случае система уравнений для определения характеристик гетероперехода имеет вид:

$$\Sigma_i = \left(\frac{\eta^2}{2m^*} \right)^{1/3} \left[\frac{3\pi}{2} q E_{y1} \left(i + \frac{3}{4} \right) \right]^{2/3},$$

$$E_{y1} = \frac{q}{\kappa_1} (n_s + N_{D1} l_1),$$

$$V_1 = \frac{q^2}{2\kappa_1} N_{D1} l_1^2 + \frac{2}{3} \frac{q}{\kappa_1 E_{y1}} \sum_i n_{si} \Sigma_i,$$

$$n_{si} = \frac{m^* k T}{\pi \eta^2} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - \Sigma_i}{k T} \right) \right], \quad (9)$$

$$\kappa_1 E_{y1} = \kappa_2 E_{y2},$$

$$E_F = V_2 - q(\varphi_b - U_g + \varphi(x)) + \Delta,$$

$$V_1 = \Delta + V_2 + q(\varphi_b - U_g + \varphi(x)) + E_{g1} - \delta_1,$$

$$V_2 = \frac{q^2}{2\kappa_2} [N_{D2}(a_2 - d_2 - h_{\delta})^2 + N_{sp}(2a_2 - d_2)d_2$$

$$+ n_2(L_2^2 - 2L_2 a_2) + N_{\delta}(2a_2 - d_2 - h_{\delta})h_{\delta}] - q E_{y2} a_2.$$

Здесь (см. рис. 1) $V_{1,2}$ — изгиб зон проводимости; Σ_i — собственные значения энергии электронов ($i = 0, 1, \dots$); N_{D1}, N_{D2} — концентрации доноров в соответствующих материалах; N_{sp} — концентрация доноров в спейсере; l_1, a_2, d_2 — ширина потенциальной ямы, слоев широкозонного материала и спейсера; $\kappa_{1,2}$ — диэлектрические проницаемости; n_{si} — поверхностная плотность электронов в i -состоянии ($n_s = \sum_i n_{si}$); kT — тепловая энергия; E_F — энергия Ферми, φ_b — высота барьера Шоттки; U_g — напряжение на затворе; $\varphi(x)$ — текущий потенциал в канале транзистора; $E_{y1,2}$ — поперечные поля на границе гетероперехода; E_{g1} — ширина запрещенной зоны в узкозонном материале; δ_1 — положение дна валентной зоны относительно уровня Ферми; Δ — разрыв зоны проводимости на границе гетероперехода; L_2 — расстояние от границы

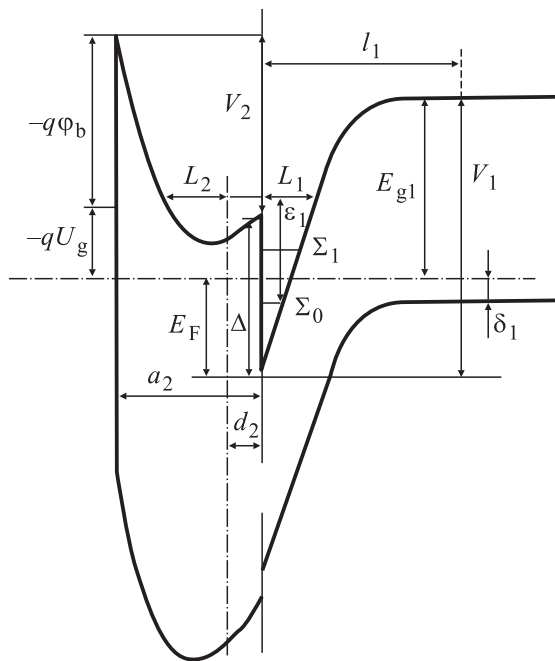


Рис. 1. Зонная диаграмма структуры AlGaAs–GaAs.

гетероперехода, на которое проникают электроны в широкозонный материал; h_s — толщина сильно легированного слоя широкозонного материала у спейсера; N_D — концентрация доноров в этом слое.

3. Результаты расчетов

Для сравнения точности моделей проводились расчеты распределений напряженности электрического поля, дрейфовой скорости, энергии и концентрации электронов в канале прибора, а также тока, текущего через транзистор, для различных гетероструктур, в том числе и структур с δ -легированием на границе гетероперехода. Для простоты толщины широкозонного материала подбирались так, чтобы при нулевом напряжении на затворе обедненные области под затвором и у границы гетероперехода смыкались. Надо отметить, что разница в границах применимости моделей для обычных структур и структур с δ -легированием оказалась незначительна.

Результаты расчетов тока стока I_d и крутизны $g_m = \frac{\partial I_d}{\partial U_g}$ для гетероструктуры Al_{0,3}Ga_{0,7}As–GaAs (толщина широкозонного материала $a_2 = 360 \text{ \AA}$ с концентрацией доноров в нем $N_{D2} = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $h_{sp} = 50 \text{ \AA}$, $N_{sp} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, концентрация примесей и подвижность электронов в узкозонном материале $N_{D1} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\mu = 8000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$) при различных длинах затвора приведены на рис. 2. Видно, что в отдельных режимах разница в определении тока и крутизны по разным моделям может быть больше 20%.

Не менее интересны различия в распределениях дрейфовой скорости электронов в канале транзистора,

рассчитанных различными способами при достаточно длинных затворах (0.5 мкм) и сильно открытых каналах $U_g = +0.2 \text{ В}$ (рис. 3). Расчетная разница в величинах дрейфовой скорости в узкозонном материале под затвором в этом режиме может достигать 30%. Кроме того, скорости сильно отличаются не только под затвором, но и в области между затвором и стоком. Главная причина этих различий — поперечный пространственный перенос (если его убрать из расчетов, то разница в величинах дрейфовой скорости, рассчитанных по гидродинамической (ГД) и температурной (ТМ) моделям в данном режиме, составит всего несколько процентов). Такая процедура бывает не всегда корректна, так как в ряде случаев влияние поперечного пространственного переноса бывает велико (см., например, [9]). При достаточно больших напряжениях на затворе ($U_g = -0.6 \text{ В}$), когда поперечный пространственный перенос мал, величины дрейфовой скорости при различных способах расчета отличаются заметно меньше (примерно на 20%

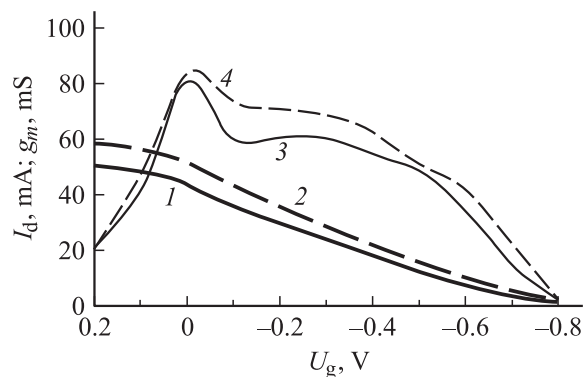


Рис. 2. Зависимости тока стока I_d (1, 2) и крутизны g_m (3, 4) от напряжения на затворе: 1, 3 — гидродинамическая модель, 2, 4 — температурная модель. Гетероструктура AlGaAs–GaAs. Длина затвора 0.4 мкм.

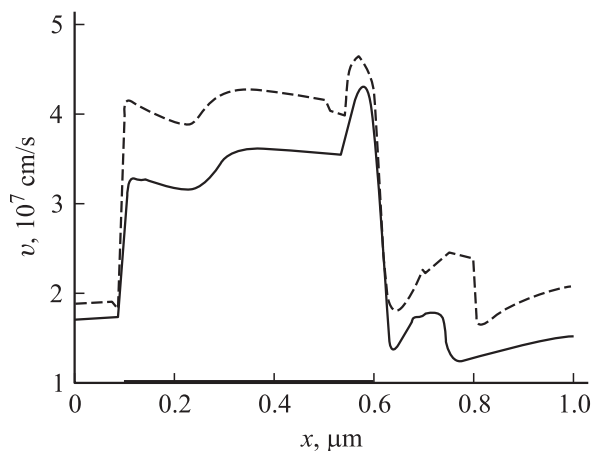


Рис. 3. Распределение дрейфовой скорости в канале транзистора: сплошная линия — гидродинамическая модель, штриховая — температурная модель. Гетероструктура AlGaAs–GaAs. Длина затвора 0.5 мкм, напряжение на затворе +0.2 В.

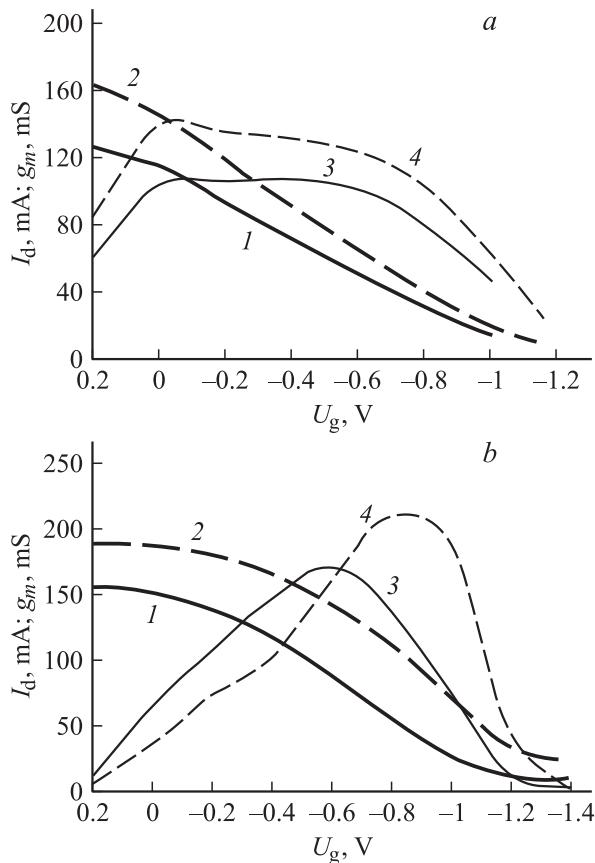


Рис. 4. Зависимость тока стока I_d (1,2) и крутизны g_m (3,4) от напряжения на затворе. 1,3 — гидродинамическая модель, 2,4 — температурная модель. Гетероструктура InAlAs–InGaAs. Длина затвора 0.8 (a) и 0.2 (b) мкм.

в максимуме). Существенное сближение результатов расчетов по разным моделям происходит и при уменьшении подвижности в узкозонном материале. Так, при $\mu = 2000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ разница в распределениях, рассчитанных различными способами, становится пренебрежимо мала.

Еще сильнее различия в расчетах по разным моделям проявляются при уменьшении длины затвора. Так, при $L_g = 0.2 \text{ мкм}$ величины скоростей в канале, а также токи и крутизны, рассчитанные разными способами, в отдельных режимах могут отличаться почти вдвое, т.е. заметно сильнее, чем в обычных транзисторах [3] при тех же длинах затвора. Это обусловлено как большими значениями подвижности (различия в расчетах под затвором), так и поперечным пространственным переносом (различия в расчетах в областях около затвора).

Можно ожидать, что для транзисторов на гетероструктурах $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}-\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, несмотря на большие подвижности электронов и уровни легирования широкозонного материала из-за меньшей эффективной массы электронов в узкозонном материале, разница в расчетах по разным моделям будет не больше, чем для транзисторов на гетероструктурах

$\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}-\text{GaAs}$. Однако расчеты показывают обратное. Для транзисторов с параметрами гетероструктуры: толщина широкозонного материала $a_2 = 300 \text{ \AA}$ с концентрацией доноров в нем $N_{D2} = 3.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $h_{sp} = 50 \text{ \AA}$, $N_{sp} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, концентрация примесей и подвижность электронов в узкозонном материале $N_{D1} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\mu = 12000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, существенные отличия в величинах токов и крутизны начинаются уже при длинах затвора около 1 мкм (рис. 4, a), а при более коротких затворах они начинают носить не только количественный, но и качественный характер (рис. 4, b). Особенно велика разница в расчетах по разным моделям в условиях, когда поперечный пространственный перенос велик (рис. 5). Распределения напряженности электрического поля в обоих расчетах качественно не отличаются. Интересно, что в условиях слабого поперечного переноса, несмотря на меньшую эффективную массу, расчетная величина всплеска дрейфовой скорости в InGaAs заметно чувствительней к выбору модели, чем в GaAs (даже при длине затвора 1 мкм при больших напряжениях на затворе величина дрейфовой скорости под затвором, рассчитанная по разным моделям, отличается почти на 30%).

Перечисленные выше особенности объясняются следующим образом. Рассмотрим уравнения (7в), (7г) и (8а), (8б). В отличие от объемного полупроводника в уравнениях (7в), (7г) есть дополнительный член, отвечающий за сохранение продольного импульса при переходе электронов между слоями с разной эффективной массой и скоростью электронов. В системе уравнений (8а), (8б) ньютоновская инерционность не учитывается. Это приводит к тому, что даже в однородном поле скорости электронов в разных слоях, рассчитанные по уравнениям (7в), (7г) и (8а), (8б), будут отличаться. Эти отличия в свою очередь приведут

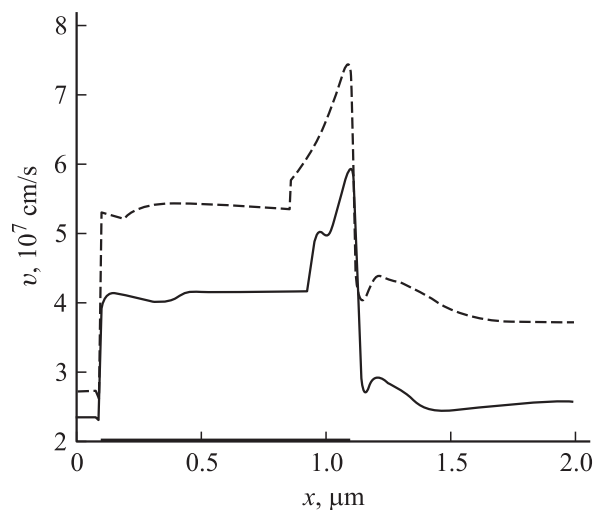


Рис. 5. Распределение дрейфовой скорости в канале транзистора: сплошная линия — гидродинамическая модель, штриховая — температурная модель. Гетероструктура InAlAs–InGaAs. Длина затвора 1.0 мкм, напряжение на затворе +0.2 В.

(см. уравнения (7 д), (7 е)) к разнице в средних энергиях электронов, что в свою очередь ведет к изменению времен переходов между слоями (они экспоненциально зависят от энергии) и соответственно в параметрах потенциальной ямы на границе гетероперехода, а также поверхностной плотности электронов в ней. Этот весьма сложный процесс и приводит к существенной разнице в результатах расчетов по ГДМ и ТМ на больших расстояниях за затвором транзистора, грубо говоря, при практически стационарном дрейфе электронов. Соответственно отличаются результаты расчетов и под затвором, там, где разогрев электронов существенно нестационарен. Как отмечалось ранее [3], даже при влете в область сильного поля под затвором из-за нелокальных эффектов неточность в определении энергии электронов сказывается на длинах, значительно больших длины релаксации импульса. Здесь к этому добавляется еще и сильное влияние поперечного пространственного переноса на свойства гетероструктуры, что и приводит к столь заметной разнице в распределениях дрейфовой скорости при расчетах по разным моделям. В гетероструктуре $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}-\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ разрыв зон на границе заметно больше, чем в гетероструктуре $\text{In}_{0.3}\text{Al}_{0.7}\text{As}-\text{GaAs}$, потенциальная яма на границе гетероперехода уже, а концентрация электронов в ней выше. Соответственно выше и потенциальный барьер между основным квантовым уровнем в яме и широкозонным материалом. В этих условиях даже небольшая неточность в определении дрейфовой скорости электронов, а соответственно и их энергии, приводит к заметно большей разнице в конечных результатах. При этом даже в условиях, когда поперечный пространственный перенос мал, транзистор на гетероструктуре $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}-\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ оказывается более чувствительным к выбору расчетной модели, чем транзистор на гетероструктуре $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}-\text{GaAs}$.

4. Заключение

В полевых транзисторах на гетероструктурах с селективным легированием пренебрежение в расчетах инерционностью изменения импульса приводит к существенным погрешностям (более 20%) в расчетах распределений дрейфовой скорости в канале транзистора и выходных характеристик прибора при длинах активной области, намного превышающих длину релаксации импульса электронов. Происходит это как из-за сильных градиентов электрического поля в канале и особенностей нелокального разогрева электронов (аналогично эффектам, наблюдаемым в обычных полевых транзисторах при напряжениях на затворе, близких к напряжению отсечки), так и из-за совершенно специфического для данных приборов эффекта — сильного поперечного пространственного переноса электронов через границу гетероструктуры при открытом канале. Из-за того что поперечные размеры квантовой ямы всегда меньше

длины релаксации импульса, а потоки частиц через гетерограницу достаточно велики даже в слабых полях, разница в расчетах по гидродинамической и квазигидродинамической (температурной) модели оказывается достаточно велика в транзисторе с открытым каналом даже при длинах затвора порядка 1 мкм.

Из-за большей подвижности электронов в канале, большего разрыва зон на границе гетероперехода и больших концентраций электронов в канале расчетные характеристики ПТ ГСЛ на гетероструктурах $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}-\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ оказываются гораздо более чувствительны к выбору расчетной модели, чем характеристики ПТ ГСЛ на гетероструктурах $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}-\text{GaAs}$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 07-02-01121.

Список литературы

- [1] Н.А. Банов, В.И. Рыжий. Микроэлектроника, **15** (6), 490 (1986).
- [2] В.А. Николаев, В.Д. Пищалко, В.И. Рыжий, Г.Ю. Хренов, Б.Н. Четверушкин. Микроэлектроника, **17** (6), 504 (1988).
- [3] А.Б. Пашковский. Электрон. техн., сер. 1, Электроника СВЧ, № 5 (399), 22 (1987).
- [4] K. Blotekjar. IEEE Trans. Electron. Dev., **17** (1), 38 (1970).
- [5] В.Л. Бонч-Бруевич, И.П. Звягин, А.Г. Миронов. *Доменная электрическая неустойчивость в многодолинных полупроводниках* (М., Наука, 1972), с. 66.
- [6] В.Е. Чайка. Техн. электродинамика, № 3, 85 (1985).
- [7] Я.Б. Мартынов, А.С. Тагер. Электрон. техн., сер. 1, Электроника СВЧ, № 7, 14 (1988).
- [8] Г.З. Гарбер. РЭ, **48** (1), 125 (2003).
- [9] А.А. Кальфа, А.Б. Пашковский, А.С. Тагер. Микроэлектроника, **20** (4), 383 (1991).
- [10] А.А. Кальфа, А.Б. Пашковский, А.С. Тагер. Радиофизика, **28** (12), 1583 (1985).
- [11] А.А. Кальфа. ФТП, **20** (3), 468 (1986).

Редактор Т.А. Полянская

The temperature model limits for high electron mobility transistors

A.V. Klimova, V.M. Lukashin*, A.B. Pashkovskii

Federal State Unitary Corporation R & PC „Istok“,
141190 Fryazino, Moscow reg., Russia

* Research Institute „MIEM“,
109028 Moscow, Russia

Abstract Comparison of temperature and hydrodynamic models for high electron mobility transistors has been carried out. It is that the real space transfer in the transistor heterostructures and the strongly energy depending relaxation times are mostly responsible for the spectacular difference in calculations for HEMTs with gate length sufficiently greater than momentum relaxation length.