

Ультраквазигидродинамический электронный транспорт в субмикронных полевых МДП-транзисторах и гетеротранзисторах

© В.А. Гергель, В.Г. Мокеров, М.В. Тимофеев, Ю.В. Федоров

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
103907 Москва, Россия

(Получена 25 июня 1999 г. Принята к печати 13 июля 1999 г.)

Показано, что в канале субмикронных полевых транзисторов электроны не успевают разогреться до квазистационарных температур, отвечающих балансу джоулевого разогрева и терморелаксации. Отмеченный "недоразогрев" увеличивает эффективную подвижность по сравнению со значением $\mu(E)$, отвечающим дрейфово-диффузионному приближению. Используя редукцию уравнения теплового баланса за счет терморелаксационного члена, получено простое аналитическое выражение для вольт-амперных характеристик транзистора. В частности, ток насыщения транзистора в развитой ультраквазигидродинамической модели пропорционален $(V_G - V_i)^{3/2}$. Приведены результаты измерений характеристик тестовых гетеротранзисторов Р-НЕМТ GaAlAs/InGaAs/GaAs с длиной канала ~ 0.3 мкм, подтверждающие адекватность развитой модели, точность которой с дальнейшим уменьшением длины канала будет лишь увеличиваться.

Несмотря на практическую важность расчета и анализа вольт-амперных характеристик и значительный общенаучный интерес к электропроводности квазидвумерных электронных систем, вопрос о специфике электронного транспорта в субмикронных полевых транзисторах все еще остается открытым. Авторы соответствующих многочисленных работ сходятся между собой лишь в том, что обычная дрейфово-диффузионная модель "не работает" для субмикронных длин канала. В качестве альтернативных подходов часть исследователей использует модель так называемого баллистического транспорта [1,2], полагая, что субмикронный канал электроны проходят вообще без каких бы то ни было столкновений. Столь же необоснованным является и так называемый гидродинамический подход [3,4], когда выражение для тока получают непосредственно из уравнения Больцмана с использованием "сдвинутой" функции распределения носителей по скоростям (импульсам). Мы полагаем, что единственно верным подходом к описанию электронного транспорта в полевых транзисторах с субмикронным каналом является квазигидродинамическая или температурная модель, предполагающая, как известно, возможность разбиения функции распределения на большую симметричную и малую "направленную" составляющие.

Действительно, все имеющиеся к настоящему времени экспериментальные данные говорят о том, что даже в сверхсубмикронных (~ 0.1 мкм) транзисторах скорость электронного потока не превышает нескольких единиц на 10^7 см/с. Элементарные оценки показывают, что такие значения существенно меньше как величины направленной скорости, приобретаемой электроном при баллистическом пролете разности потенциалов уже в несколько десятых вольта (это дискредитирует применимость модели баллистического транзистора), так и величин тепловой или же фермиевской скорости электронов в канале. Последнее, естественно, дискредитирует правомочность гидродинамической модели электронного транспорта и,

напротив, является обоснованием использования в этих ситуациях квазигидродинамической (тепловой) модели.

Не останавливаясь подробно на известных особенностях стандартных манипуляций с разбиением уравнения Больцмана на уравнения для симметричной и антисимметричной частей функции распределения, сформулируем здесь лишь главные, принципиальные положения квазигидродинамической модели. Во-первых, кинетическая энергия хаотического движения электронов $W = \frac{3}{2}T$ (T — электронная температура) много больше энергии направленного движения $mv^2/2$. Во-вторых, плотности потоков частиц и энергии, пропорциональные соответствующим градиентам, выражаются через температурно-зависящую подвижность $\mu(T)$. В-третьих, зависимость эффективной подвижности от тепловой энергии (температуры) является главным фактором, связывающим уравнения непрерывности для потоков числа частиц и тепловой энергии.

Если ограничиться, для простоты, только дрейфовой компонентой электронного потока j , то в качестве исходных уравнений квазигидродинамической модели электронного транспорта в канале следует записать:

$$j = n\mu(T)\frac{d\varphi}{dx} = \text{const}, \quad (1)$$

$$-\frac{5}{2}j\frac{dT}{dx} + j\frac{ed\varphi}{dx} = n\frac{T - T_0}{\tau}, \quad (2)$$

где n и μ — концентрация и подвижность электронов в канале, $\varphi(x)$ — потенциал в канале транзистора, τ — время релаксации импульса электронов. Второе уравнение называют уравнением теплового баланса. Первое слагаемое в нем есть дивергенция конвективного потока тепла, второе — джоулев разогрев, а третье — сброс тепловой электронной энергии в фононную подсистему, температуру в которой будем считать равновесной.

Качественный анализ нелинейного уравнения 1-го порядка (2) выявляет основные черты характера распределения электронной температуры по длине канала транзистора. Непосредственно у истока, "впрыскивающего" электроны в канал с равновесной температурой $T = T_0$, должна быть расположена промежуточная область, с характерной протяженностью $l_T = \mu E \tau = 0.1 - 1.0$ мкм (E — электрическое поле), где происходит монотонный рост электронной температуры от T_0 до квазистационарного значения

$$T = T_0 + e\mu(T)\tau(T)E^2, \quad (3)$$

отвечающего локальной компенсации джоулева разогрева и энергии, отдаваемой в термостат кристаллической решетки. Область с квазистационарной температурой (3) занимает оставшуюся часть канала вплоть до границы со стоком. В этой части канала тепловой поток остается практически неизменным, а его дивергенция (первое слагаемое (2)) пренебрежимо мала по сравнению с джоулевым разогревом и терморелаксацией. Редукция уравнения (2) к алгебраическому соотношению (3) и составляет, как известно [5,6], суть так называемого дрейфово-диффузионного приближения, справедливого только для достаточно длинноканальных приборов, где доминирует протяженность области квазистационарного нагрева.

Следует сказать, что неадекватность дрейфово-диффузионной модели для приборных структур с субмикронными каналами к настоящему времени уже достаточно ясно осознана специалистами. Однако полномасштабный учет нелокальности электронного разогрева (уравнение (2) с дивергентным членом) существенно усложняет математику расчета вольт-амперной характеристики (ВАХ) короткоканального транзистора, требует использования соответствующих численных методов, а получающиеся при их использовании численные результаты структурно специфичны и трудны для физического понимания и соответствующих обобщений. Можно сказать, что громоздкие численные результаты, получаемые в рамках нередуцированной квазигидродинамики, не образуют "модели" субмикронного транзистора, пригодной для дальнейшего схемотехнического использования.

Основная идея настоящей работы состоит в реализации построения модели транзистора на основе "сверхкороткоканальной" редукции уравнения (2). А именно, мы будем пренебрегать в нем слагаемым тепловой релаксации (отдачей тепла в решетку). Этому пренебрежению и отвечает введенный нами в название статьи термин "ультра". При этом для электронной температуры в канале мы сразу же получаем элементарное выражение

$$T = T_0 + \frac{2}{5} e\varphi(x), \quad (4)$$

где $\varphi(x)$ — локальный потенциал в канале транзистора, равный нулю на его границе с истоком. На противоположной, стоковой границе канала $x = L$

$\varphi(L) = \min\{V, V_D\}$, где $V \equiv V_G - V_t$ — превышение затворного напряжения над порогом, а V_D — напряжение стока. Физический смысл приближения (4) заключается в том, что в пренебрежении терморелаксацией поток тепловой энергии электронов аккумулирует в себе всю электростатическую энергию, которую приобретают электроны, пролетая канал. Отдача же этой энергии в решетку происходит уже в стоковой области транзистора.

Доминирующим механизмом рассеяния, определяющим температурную зависимость подвижности, будем считать рассеяние на продольных акустических фононах [6], что дает

$$\mu(T) = \mu(T_0) \left(\frac{T_C + T_0}{T_C + T} \right)^{1/2}, \quad (5)$$

где T_0 — равновесная температура, а характерная величина $T_C \approx T_0$ введена в (5) для приближенного учета альтернативных механизмов рассеяния (например, на заряженных примесях), существенных при низких температурах.

Теперь все готово для непосредственного расчета ВАХ, который осуществляется подстановкой (5), (4) и $en = C(V - \varphi)$, где C — удельная емкость затвора транзистора, в формулу (1). Это дает для плотности тока

$$I = \frac{C\mu}{L} \int_0^{V_D} d\varphi \left(\frac{V + \varphi_0}{\sqrt{\varphi_0 + \varphi}} - \sqrt{\varphi_0 + \varphi} \right), \quad (6)$$

где обозначено $\frac{5}{2}(T_C + T_0) = e\varphi_0$. Выполнив элементарное интегрирование, получим окончательно

$$I = \frac{C\mu}{L} 2\sqrt{\varphi_0} \left[\left(V + \frac{2}{3}\varphi_0 \right) \left(\sqrt{V_D + \varphi_0} - \sqrt{\varphi_0} \right) - \frac{V_D}{3} \sqrt{V_D + \varphi_0} \right]. \quad (7)$$

При малых $V_D < \varphi_0$ выражение (7) переходит, как и следовало ожидать, в

$$I = \frac{C\mu}{L} V V_D.$$

Проблема так называемой "отсечки" канала и, соответственно, режима насыщения транзистора в нашем случае решается точно так же, как и в известной классической модели. Напомним в этой связи, что стоковый переход не может электронейтрально "передать" в канал потенциал, больший чем V , поскольку при этом потенциале пристокковая область канала полностью истощается. Следовательно, справедливость (7) ограничена условием $V_D < V$, а при больших напряжениях стока $V_D > V$ ток транзистора следует считать постоянной величиной, определяемой той же формулой (7) при $V_D = V$. Такая замена дает нам формулу для тока насыщения транзистора и его зависимости от напряжения на затворе. Графики вольт-амперных зависимостей, описываемых

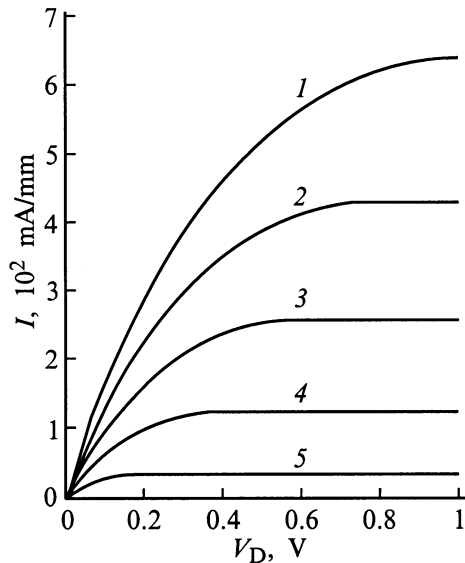


Рис. 1. Серия рассчитанных по формуле (7) вольт-амперных характеристик субмикронного транзистора при значениях $V = V_G - V_t$, В: 1 — 1, 2 — 0.8, 3 — 0.6, 4 — 0.4, 5 — 0.2.

формулой (7), рассчитанные при значениях параметров $\mu = 1500 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, $C = \epsilon\epsilon_0/d = 3.8 \cdot 10^{-7} \text{ Ф/см}^2$ и $\varphi_0 = 0.1 \text{ В}$, приведены на рис. 1.

При не слишком малых $V > \varphi_0 \approx 0.1 \text{ В}$ зависимость тока насыщения описывает довольно компактное приближенное выражение:

$$I_S \approx \frac{C\mu}{2L} V^{3/2} \sqrt{7\varphi_0}. \quad (8)$$

Этот ток, разумеется, меньше тока насыщения $I_S \approx C\mu V^2/2L$ в идеальной модели, не учитывающей разогрева и соответствующей депрессии подвижности. С другой стороны, ток (8) больше, чем ток насыщения $I_S \approx CVv_S$, где v_S — скорость насыщения в модели с локальным разогревом, т.е. с использованием полевой зависимости подвижности.

Физический смысл развитой ультраквазигидродинамической модели можно сформулировать кратко следующим образом: в канале субмикронного транзистора электрические поля V_D/L настолько велики, что разности потенциалов V_D не хватает, чтобы разогреть электроны до температур, отвечающих квазистационарным условиям, т.е. $V_D < \mu\tau V_D^2/L^2$. Именно этот "недо-разогрев" и обуславливает повышенную эффективную скорость электронного потока в субмикронном канале $v = \mu\sqrt{7\varphi_0}V/L > v_S$. Отметим в заключение, что развитая модель не имеет ограничений по длине канала снизу, т.е. чем короче канал, тем лучше должны "работать" наши формулы (7) и (8).

Для сравнения с экспериментальными результатами и соответствующего подтверждения развитой модели "ультраквазигидродинамического" электронного дрейфа мы использовали результаты измерений электрических характеристик короткоканальных транзисторов

типа P-HEMT, GaAlAs/InGaAs/GaAs. Семейство соответствующих кривых приведено на рис. 2.

Еще более подтверждают адекватность развитой модели приведенные на рис. 3 графики зависимостей тока насыщения от напряжения на затворе для нескольких транзисторов с различающимися параметрами, демонстрирующие ожидаемое "спрямление" в координатах $I_S^{2/3}, V$.

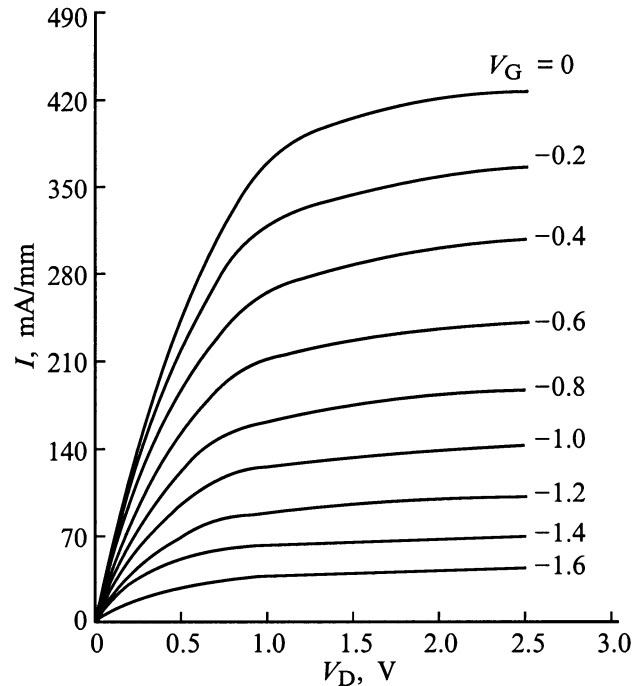


Рис. 2. Экспериментальные вольт-амперные характеристики P-HEMT GaAlAs/InGaAs/GaAs ($L = 0.3 \text{ мкм}$) при указанных на рисунке значениях V_G .

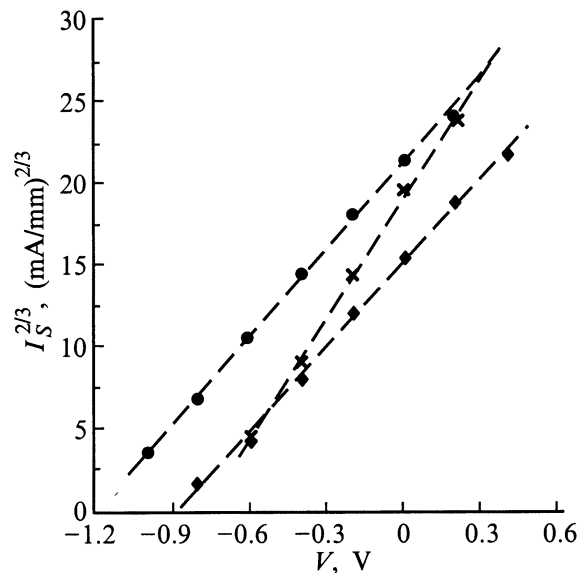


Рис. 3. Зависимость тока насыщения от управляющего напряжения на затворе для ряда тестовых P-HEMT.

Список литературы

- [1] В.А. Федирко. Электрон. техн., сер. 3, Микроэлектроника, № 3, 23 (1984).
- [2] В.И. Рыжий, Н.А. Баннов, В.А. Федирко. ФТП, **18**(5), 769 (1984).
- [3] I.C. Kizilyalli, K. Hess, J.L. Larson et al. IEEE Trans. Electron. Dev., **33**(10), 1427 (1986).
- [4] В.Э. Каминский. Микроэлектроника, **17**(5), 421 (1988).
- [5] K. Lee, M.S. Shur, T.J. Drummond et al. IEEE Trans. Electron. Dev., **31**(1), 29 (1984).
- [6] А.А. Кальфа. Электрон. техн., сер. 1, № 11, 383 (1985).

Редактор Т.А. Полянская

Ultra-quasihydrodynamic electron transport in submicron field MIS transistors and heterotransistors

V.A. Gergel, V.G. Mokerov, M.V. Timofeev,
Yu.V. Feodorov

Institute for radioengineering and electronics,
Russian Academy of Sciences,
103907 Moscow, Russia