

PACS numbers: 72.20.Dp, 73.23.Ad, 73.40.-c, 73.50.Bk, 84.32.Ff, 85.30.De, 85.35.-p

Физика нанотранзисторов: объединение модели прохождения и модели виртуального истока — модель MVS-прохождения

Ю. А. Кругляк

Одесский государственный экологический университет,
ул. Львовская, 15,
65016 Одесса, Украина

Показано, что модель прохождения может быть тесно увязана с моделью виртуального истока. Простой заменой диффузионной подвижности μ в модели виртуального истока на кажущуюся подвижность μ_{app} для линейного тока получаем корректные результаты от баллистического предела до диффузионного предела. Заменой лимитируемой рассеянием скорости насыщения v_{sat} на скорость впрыскивания v_{inj} получаем корректную величину тока I_{ON} . Сравнение экспериментально измеренных характеристик показывает, что нанотранзисторы на кремниевой подложке работают весьма далеко от баллистического предела, тогда как наноразмерные III–V FET работают очень близко к баллистическому пределу. К модели прохождения есть две серьёзные претензии. Одна из них связана с трудностью вычисления зависимости $I_{DS} \propto V_{DS}$ из-за проблем расчёта зависимости $T \propto V_{DS}$. А другая вызвана трудностями предсказания тока I_{ON} , что, в свою очередь, связано с трудностью вычисления критической длины ℓ при высоком напряжении на стоке, в результате чего трудно предсказать величину T_{SAT} . Из-за этих ограничений модели прохождения и виртуального истока объединяют таким образом, что параметры модели прохождения берутся из вписывания экспериментальных результатов в модель виртуального истока, а физический смысл параметров берётся из модели прохождения. Показано, каким образом можно анализировать ВАХ нанотранзисторов на основе модели MVS/прохождения. Разнообразие типов транзисторов порождает новые частные задачи, однако методология анализа экспериментальных данных принципиально не меняется. Подчёркивается, что применение модели MVS/прохождения обосновано, если транзистор собран качественно. Для таких транзисторов модель позволяет надёжно получить физически значимые параметры.

Показано, що модель проходження може бути тісно пов'язаний із моделлю віртуального витоку. Простою заміною дифузійної рухливості μ в моделю віртуального витоку на позірну рухливість μ_{app} для лінійного струму одержуємо коректні результати від балістичної границі до дифузійної границі.

Заміною лімітованої розсіянням швидкості наситу v_{sat} на швидкість впорскування v_{inj} одержуємо коректну величину струму I_{ON} . Порівняння експериментально виміряних характеристик показує, що нанотранзистори на кремнійовій підкладинці працюють достатньо далеко від балістичної границі, тоді як нанорозмірні III–V FET працюють дуже близько до балістичної границі. До моделю проходження є дві серйозні претензії. Одна з них пов'язана з труднощами обчислення залежності $I_{DS} \propto V_{DS}$ через проблеми розрахунку залежності $T \propto V_{DS}$. А іншу спричинено труднощами передбачення струму I_{ON} , що, в свою чергу, пов'язано з труднощами обчислення критичної довжини ℓ при високій напрузі на стоці, в результаті чого важко передбачити величину T_{SAT} . Через ці обмеження моделі проходження та віртуального витоку об'єднують таким чином, що параметри моделю проходження беруться з вписування експериментальних результатів у модель віртуального витоку, а фізичний зміст параметрів береться з моделю проходження. Показано, яким чином можна аналізувати ВАХ нанотранзисторів на основі моделю MVS/проходження. Різноманітність типів транзисторів породжує нові окремі завдання, однак методологія аналізу експериментальних даних принципово не змінюється. Підкреслюється, що застосування моделю MVS/проходження обґрунтоване, якщо транзистор зібрано якісно. Для таких транзисторів модель уможливорює надійно одержати фізично значущі параметри.

As shown, the transmission model can be closely related to the virtual source model. By simple replacing the diffusion mobility μ within the virtual source model by the apparent mobility μ_{app} for a linear current, we obtain the correct results from the ballistic limit to the diffusion limit. By replacing the saturation rate v_{sat} limited by scattering by the injection rate v_{inj} , we obtain the correct value of the current I_{ON} . A comparison of the experimentally measured characteristics shows that nanotransistors on a silicon substrate work very far from the ballistic limit, while nanosize III–V FETs work very close to the ballistic limit. There are two serious shortcomings concerning the model of passage. One of them is conditioned by the difficulty of calculating the dependence $I_{DS} \propto V_{DS}$ due to the problems of calculating the dependence $T \propto V_{DS}$. Another one is due to the difficulties in predicting the current I_{ON} that, in turn, is due to the difficulty of calculating the critical length ℓ at a high voltage on the drain; because of that, it is difficult to predict the magnitude of T_{SAT} . Because of these limitations, the transmission model and the virtual source model are combined in such a way that the parameters of the transmission model are taken from the insertion of the experimental results into the virtual source model, and the physical meaning of the parameters is taken from the transmission model. It is shown how it is possible to analyse the volt-ampere characteristics of nanotransistors on the basis of the MVS/passage model. The variety of types of transistors generates new particular problems; however, the methodology for analysing experimental data does not fundamentally change. As stressed, the application of the MVS/transmission model is justified, if the transistor is assembled qualitatively. For such transistors, the model makes it possible to obtain physically meaningful parameters reliably.

Ключевые слова: наноелектроника, полевой транзистор, MOSFET, мо-

дель ЛДЛ, метрика транзисторов, модель MVS/прохождения.

Ключові слова: наноелектроніка, польовий транзистор, MOSFET, модель ЛДЛ, метрика транзисторів, модель MVS/проходження.

Key words: nanoelectronics, field effect transistor, MOSFET, LDL model, transistor metrics, MVS/transmission model.

(Получено 17 марта 2019 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

В заключение предстоит объединить модель прохождения и модель виртуального истока. Уравнения (36/[1]) дают сводку формул модели прохождения для расчёта выходных характеристик MOSFET. Ток стока в модели виртуального истока в нужной точке (V_{GS}, V_{DS}) выходной характеристики вычисляется по уравнению (18/[2]), используя для вычисления заряда (19/[2]), а для вычисления скорости (24–26/[2]). Установим связь между этими двумя моделями.

Начинаем с уравнения (18/[2]) для тока в виде произведения заряда на скорость:

$$I_{DS} = W \left| \frac{Q(V_{GS}, V_{DS})}{x=0} \right| \times \left| v_x(V_{GS}, V_{DS}) \right|_{x=0}. \quad (1)$$

Электронный заряд вычисляем из электростатики MOS. Далее определяем среднюю скорость электронов на вершине барьера — по-разному в модели прохождения и в модели виртуального истока. **Резюме модели прохождения.** Пусть поведение электронов в канале проводимости подчиняется статистике Максвелла–Больцмана (MB). Ток даётся уравнением (36/[1]). Заряд в нужной точке (V_{GS}, V_{DS}) определяется электростатикой MOS. В случае статистики MB нет нужды знать значение энергии фермиевского уровня. Скорость впрыскивания

$$v_{inj} = v_T \left(\frac{T}{2 - T} \right), \quad (2)$$

где баллистическая скорость впрыскивания v_T даётся выражением (25/[2]) в максвелл-больцмановском пределе:

$$v_T = \sqrt{\frac{2kT}{\pi m^*}}. \quad (3)$$

Средняя скорость электронов на вершине барьера в точке (V_{GS}, V_{DS})

$$\left| v_x(V_{GS}, V_{DS}) \right|_{x=0} = F_{SAT}(V_{DS}) v_{inj}, \quad (4)$$

где

$$F_{SAT}(V_{DS}) = \frac{1 - e^{-qV_{DS}/kT}}{1 + \left(\frac{T}{2 - T}\right) e^{-qV_{DS}/kT}}. \quad (5)$$

Ток вычисляем окончательно по (1) с учётом терминальных сопротивлений.

Трудности в этом алгоритме вычислений связаны только лишь с расчётом $T(V_{DS})$.

Для низких V_{DS} прохождение берётся по (39/[1]):

$$T_{LIN} = \frac{\lambda_{LIN}}{\lambda_{LIN} + L}, \quad (6)$$

а для высоких V_{DS} — по (40/[1]):

$$T_{SAT} = \frac{L_{SAT}}{L_{SAT} + \ell}. \quad (7)$$

Как уже обсуждалось ранее,

$$\lambda_{LIN} \approx \lambda_{SAT} = \lambda_0. \quad (8)$$

Протяжённость критической длины ℓ оценить не так просто [3–5], а вот выражения для линейного тока и тока насыщения в MOSFET ЛДЛ легко увязать с уравнениями в модели VS. Согласно (37/[1]) и (38/[1]), эти выражения следующие:

$$\begin{aligned} I_{DLIN} &= W |Q(V_{GS})| T_{LIN} \frac{v_T}{2kT/q} V_{DS}, \\ I_{DSAT} &= W |Q(V_{GS})| v_{inj} = W |Q(V_{GS})| \left(\frac{T_{SAT}}{2 - T_{SAT}} \right) v_T. \end{aligned} \quad (9)$$

Сейчас убедимся, что эти уравнения легко увязать с соотношениями, принятыми в традиционной модели MOSFET и в модели виртуального истока.

Резюме модели виртуального истока. Эта модель также начинается с уравнения (1), но средняя скорость на вершине барьера вычисляется согласно (24/[2])

$$\langle v_x(V_{GS}, V_{DS}) \rangle \Big|_{x=0} = F_{SAT}(V_{DS}) v_{sat}, \quad (10)$$

где зависимость средней скорости от напряжения на стоке даётся эмпирической функцией насыщения тока стока (25/[2]):

$$F_{SAT}(V_{DS}) = \frac{V_{DS}/V_{DSAT}}{\left[1 + (V_{DS}/V_{DSAT})^\beta\right]^{1/\beta}}, \quad (11)$$

где

$$V_{DSAT} = \frac{v_{sat}L}{\mu}. \quad (12)$$

Заряд вычисляется, скажем, по (19/[2]). Учесть также стоит терминальные сопротивления.

Для небольших напряжений на стоке

$$F_{SAT} \rightarrow V_{DS}/V_{DSAT}$$

и

$$\left\langle v_x(V_{GS}, V_{DS}) \right\rangle \Big|_{x=0} \rightarrow \mu V_{DS}/L.$$

Линейный ток в модели VS

$$I_{DLIN} = \frac{W}{L} |Q(V_{GS})| \mu V_{DS} \quad (13)$$

совпадает с уравнением в традиционной модели MOSFET. Для больших значений V_{DS} уравнение (10) сводится к традиционному выражению для скорости насыщения

$$I_{DSAT} = W |Q(V_{GS}, V_{DS})| v_{sat}. \quad (14)$$

По существу, модель виртуального истока — это полуэмпирическая модель, позволяющая вписаться в экспериментально измеренную выходную характеристику. В случае короткоканальных MOSFET параметры μ и v_{sat} нужно подогнать:

$$\mu \rightarrow \mu_{app}, \quad v_{sat} \rightarrow v_{inj}. \quad (15)$$

Ранее было показано [2], что в баллистическом пределе кажущаяся подвижность μ_{app} и скорость впрыскивания v_{inj} имеют ясный физический смысл. Далее мы интерпретируем эти два параметра уже с учётом рассеяния.

2. ОБЪЕДИНЕНИЕ МОДЕЛИ ПРОХОЖДЕНИЯ И МОДЕЛИ ВИРТУАЛЬНОГО ИСТОКА

Наша задача сейчас, объединяя обе модели, понять физический

смысл кажущейся подвижности и скорости впрыскивания.

Линейная область. Используя выражение (39/[1]) для прохождения $T_{LIN} = \lambda_0/(\lambda_0 + L)$, перепишем (9) следующим образом:

$$\begin{aligned} I_{DLIN} &= \frac{W}{L} |Q(V_{GS})| (T_{LIN} L) \left(\frac{v_T}{2kT/q} \right) V_{DS} = \\ &= \frac{W}{L} |Q| \left(\frac{1}{(1/\lambda_0) + (1/L)} \right) \left(\frac{v_T}{2kT/q} \right) V_{DS}. \end{aligned} \quad (16)$$

Вспоминаем определение подвижности (50/[6])

$$\mu = \frac{D}{kT/q} = \frac{v_T \lambda_0}{2kT/q} \quad (17)$$

и баллистической подвижности (54/[6])

$$\mu_B = \frac{v_T L}{2kT/q}. \quad (18)$$

Используя их, переписываем (16) в виде

$$I_{DLIN} = \frac{W}{L} |Q| \left(\frac{1}{(1/\mu) + (1/\mu_B)} \right) V_{DS} = \frac{W}{L} |Q| \mu_{app} V_{DS}, \quad (19)$$

где кажущаяся подвижность определяется как

$$\frac{1}{\mu_{app}} = \frac{1}{\mu} + \frac{1}{\mu_B}. \quad (20)$$

Подобный рецепт нахождения результирующей величины как суммы двух независимых процессов применительно к электрическому сопротивлению известен как правило Матиссена [4].

Как уже обсуждалось ранее [2], баллистическая подвижность соответствует такой подвижности, когда средняя длина свободного пробега становится равной длине канала проводимости. Электроны рассеиваются интенсивно в контактах истока и стока, так что когда канал проводимости оказывается баллистическим, то расстояние между двумя последовательными актами рассеяния оказывается равным длине канала проводимости. Используя баллистическую подвижность в (19), линейный ток в баллистическом MOSFET может быть записан в традиционной диффузионной форме (13).

Согласно (20), кажущаяся подвижность MOSFET всегда меньше наименьшей из двух подвижностей — баллистической μ_B или диффузионной μ . Для протяжённого канала MOSFET $\mu \ll \mu_B$, и кажущаяся подвижность ограничена диффузионной подвижностью. В

случае нанотранзисторов $\mu_B \ll \mu$, и кажущаяся подвижность определяется баллистической подвижностью. Обратим внимание на то, что традиционное выражение для линейного тока (13) может ошибочно предсказать ток выше баллистического предела, если канал проводимости достаточно короткий, но если традиционную подвижность заменить кажущейся подвижностью, то это не случится.

В линейной области MOSFET ведёт себя как резистор, контролируемый приложенным напряжением на затворе (рис. 1).

Из (19) следует, что сопротивление канала проводимости

$$R_{ch} = \frac{V_{DS}}{I_{DLIN}} = \frac{L}{W} \frac{1}{|Q| \mu_{app}}. \quad (21)$$

На практике обычно учитываются терминальные сопротивления, так что линейный ток

$$I_{DLIN} = \frac{V_{DS}}{R_{ch} + R_S + R_D} = \frac{V_{DS}}{R_{TOT}}. \quad (22)$$

Вписывая экспериментально измеренную входную характеристику в её линейной области в модель виртуального источника, можно извлечь значения терминальных сопротивлений и кажущейся подвижности.

Итак, было показано, что линейный ток в модели прохождения (19) может быть записан в диффузионной форме (13), принятой в модели виртуального источника, если традиционную диффузионно

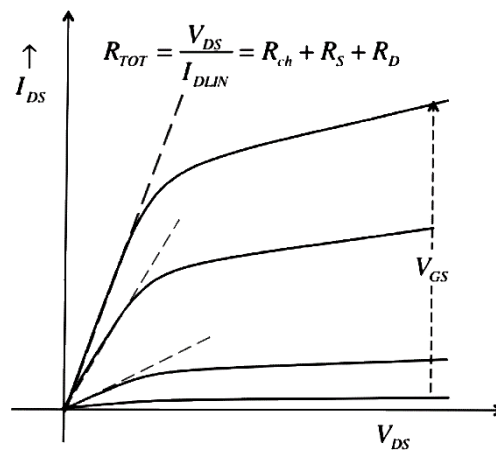


Рис. 1. Иллюстрация того, как линейный ток связан с сопротивлением канала и терминальными сопротивлениями. Для заданного напряжения на затворе сопротивление канала проводимости (21) обратно пропорционально кажущейся подвижности.¹

контролируемую подвижность μ заменить кажущейся подвижностью μ_{app} .

Область насыщения. Уравнение (9) свидетельствует о том, что в области насыщения важную роль играет множитель $T_{SAT} / (2 - T_{SAT})$. Согласно (7), с учётом (8) этот множитель можно переписать в виде

$$\frac{T_{SAT}}{2 - T_{SAT}} = \frac{\lambda_0}{\lambda_0 + 2\ell}. \quad (23)$$

Тогда скорость впрыскивания (2) —

$$v_{inj} = \frac{T_{SAT}}{2 - T_{SAT}} v_T = \frac{\lambda_0 v_T}{\lambda_0 + 2\ell} = \frac{1}{(1/v_T) + \ell / (\lambda_0 v_T / 2)}. \quad (24)$$

Вспоминая определение коэффициента диффузии (19/[6]) $D = v_T \lambda_0 / 2$, перепишем (24) иначе:

$$v_{inj} = \left(\frac{1}{v_T} + \frac{1}{D/\ell} \right)^{-1} \quad (25)$$

или

$$\frac{1}{v_{inj}} = \frac{1}{v_T} + \frac{1}{D/\ell}. \quad (26)$$

Согласно (26), приходим к выводу, что скорость впрыскивания в MOSFET всегда меньше, чем наименьшая из двух величин — скорости баллистического впрыскивания и величины D/ℓ , равной скорости, с которой электроны диффундируют через узкое место на вершине барьера длины ℓ . Если длина ℓ достаточно протяжённая или коэффициент диффузии D небольшой, то $D/\ell \ll v_T$, и скорость впрыскивания контролируется скоростью диффузии. Если же длина ℓ невелика или коэффициент диффузии D большой, то $D/\ell \gg v_T$, и скорость впрыскивания не может быть больше баллистической скорости впрыскивания, но может быть намного меньше.

Рисунок 2 служит иллюстрацией того, что происходит в наноразмерном MOSFET в режиме «ON». Электроны диффундируют через узкое место канала, но они не могут двигаться со скоростью быстрее, чем тепловая скорость, поскольку причиной диффузии является случайное тепловое движение. После диффузии через узкое место электроны попадают в высокополевую область канала проводимости, в которой электрическое поле подхватывает электроны и выносит их в сток. Узкое место канала аналогично базе в биполярном транзисторе, а высокополевая область аналогична коллектору.

Таким образом, было показано, что ток насыщения (9) в модели

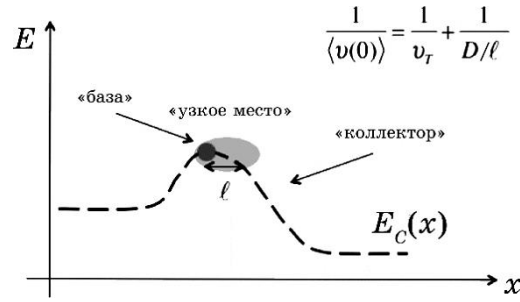


Рис. 2. Зонная диаграмма MOSFET в режиме «ON», демонстрирующая узкое место для тока с небольшим электрическим полем и высокополевую область канала проводимости. Это узкое место аналогично базе в биполярном транзисторе, а высокополевая область аналогична коллектору.²

прохождения может быть записан в традиционной форме (14) через скорость насыщения, принятой в модели VS, если традиционную диффузионно контролируемую скорость v_{sat} заменить скоростью впрыскивания v_{inj} (26). Предельным значением скорости впрыскивания является баллистическая скорость впрыскивания v_T .

Вписывая экспериментальные данные в модель виртуального источника, мы находим кажущуюся подвижность μ_{app} и скорость впрыскивания v_{inj} . Если экспериментальные данные относятся к длинноканальному транзистору, то определим и стандартную диффузионную подвижность μ . Позже мы покажем, что традиционную подвижность μ можно определить и в случае коротких каналов в нанотранзисторах. Предполагая, что нам известны эти три параметра, покажем, как вычислить коэффициент прохождения в линейной области и в области насыщения.

Уравнение (9) даёт линейный ток через T_{LIN} , а (19) — через μ_{app} . Уравнивая эти два выражения, получаем

$$T_{LIN} = \frac{\mu_{app}}{L} \left(\frac{v_T}{2kT/q} \right)^{-1} = \frac{\mu_{app}}{\mu_B},$$

а используя далее определение кажущейся подвижности по (20), окончательно находим, что

$$T_{LIN} = \frac{\mu_B \mu}{\mu_B + \mu} \frac{1}{\mu_B} = \frac{\mu}{\mu_B + \mu}. \quad (27)$$

Для вычисления T_{SAT} воспользуемся выражением (2)

$$v_{inj} = v_T \left(\frac{T_{SAT}}{2 - T_{SAT}} \right),$$

откуда для T_{SAT} имеем

$$T_{SAT} = \frac{2}{1 + v_T/v_{inj}}. \quad (28)$$

Скорость впрыскивания v_{inj} определяется путём вписывания опытных данных в модель VS, однако, баллистическую скорость впрыскивания v_T определить труднее. Её можно извлечь из анализа экспериментальных входных характеристик [8]; вместе с тем, её часто вычисляют, пользуясь известными эффективными массами и гипотезой о числе занятых подзон.

Оценим μ_B , μ_{app} и T_{LIN} для линейной области n -MOSFET с длиной канала $L = 22$ нм при $T = 300$ К. Пусть в подложке Si(100) заселена только одна нижняя подзона, а подвижность $\mu = 250$ см²/В·с.

В этих условиях, согласно (15/[2]), $v_T = 1,2 \cdot 10^7$ см/с. Баллистическую подвижность находим по (18)

$$\mu_B = \frac{v_T L}{2kT/q} = \frac{(1,2 \cdot 10^7) \times (22 \cdot 10^{-7})}{2 \times 0,026} = 508 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с}). \quad (29)$$

Поскольку μ_B сопоставима с μ , этот транзистор работает в квазибаллистическом режиме.

Кажущуюся подвижность находим из (20), а именно:

$$\mu_{app} = \frac{\mu \mu_B}{\mu + \mu_B} = \frac{250 \times 508}{250 + 508} = 191 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с}).$$

Как и ожидалось, кажущаяся подвижность меньше наименьшей из двух подвижностей — баллистической и диффузионной. И, наконец, находим коэффициент прохождения в линейной области по (27):

$$T_{LIN} = \frac{\mu}{\mu_B + \mu} = \frac{250}{508 + 250} = 0,33. \quad (30)$$

Мы убедились, что как для линейной области выходной характеристики, так и для области насыщения всегда можно установить соответствие между результатами, полученными в модели виртуального истока и в модели прохождения. Теперь нам ясно, почему традиционную диффузионную подвижность, применимую для длинноканальных транзисторов, нужно заменять кажущейся подвижностью, охватывающей весь квазибаллистический транспорт. Также было показано, что скорости насыщения в традиционной модели MOSFET соответствует скорость впрыскивания в модели прохождения. Эта модель предоставляет физически ясное понимание изменения как линейного тока, так и тока насыщения в нанотранзисторах; однако полуэмпирическая модель виртуального истока лучше приспособлена для вписывания экспериментальных данных $I_{DS} \propto V_{DS}$ во всем

диапазоне изменения напряжения на стоке. Это различие между моделями не носит фундаментальный характер, оно возникает только из-за трудностей вычисления зависимости $T(V_{DS})$.

Мы до сих пор встречались с тремя разными подвижностями: 1) традиционная диффузионная подвижность μ , 2) баллистическая подвижность μ_B , 3) кажущаяся подвижность μ_{app} . В теории MOSFET нередко используется так называемая эффективная подвижность μ_{eff} [9]. Термин «эффективная подвижность» — неудачный; он подразумевает то обстоятельство, что электроны вблизи границы раздела Si/SiO₂ должны иметь меньшую подвижность по сравнению с электронами в глубине канала проводимости, в результате дополнительного рассеяния на шероховатостях поверхности раздела. Эффективная подвижность — это подвижность электронов в канале проводимости, усреднённая по глубине. Для Si MOSFET μ_{eff} намного меньше диффузионной подвижности μ в массивной кремниевой подложке. Для транзисторов III–V HEMT высокая подвижность сохраняется благодаря технологической возможности создания атомарно регулярной границы раздела. В современных нанотранзисторах, однако, квантовые ограничения столь сильны, что все электроны в канале проводимости испытывают рассеяние на шероховатостях поверхности раздела. Говорить об усреднении подвижности по глубине применительно к нанотранзисторам не приходится. Обе подвижности стоит уравнивать, $\mu_{eff} = \mu$, и рассматривать их как диффузионную подвижность.

3. ТРАНСПОРТ В НАНОТРАНЗИСТОРАХ С ПОЗИЦИЙ МОДЕЛИ MVS/ПРОХОЖДЕНИЯ

О физике процессов в нанотранзисторах можно многое выяснить из анализа вольт-амперных характеристик наноразмерных MOSFET. Разработано немало подходов для такого анализа [10–15]. Перспективность объединённой модели VS/прохождения хорошо зарекомендовала себя при изучении транспортных явлений в нанотранзисторах [16–19]. Продемонстрируем это [20, 21] путём анализа экспериментальных результатов на примере как ETSOI MOSFET [22, 23], так и III–V HEMT [19, 24].

Обзор модели MVS/прохождения. Прежде чем переходить к анализу экспериментальных данных приведём основные положения последней версии этой объединённой модели, получившей название модели MVS/прохождения, поскольку она была сформулирована в Массачусетском технологическом институте [25].

Модель MVS описывает ток стока в виде произведения электронного заряда на скорость электронов [25–27], а именно:

$$I_{DS} = W \left| \frac{Q(V_{Gi}, V_{Di})}{x=0} \right| \times F_{SAT}(V_{Di}) v_{inj}, \quad (31)$$

где $F_{SAT}(V_{Di})v_{inj}$ — это скорость электронов на виртуальном истоке. Напряжения V_{Gi} и V_{Di} — это собственные (intrinsic) напряжения на затворе и на стоке. Электронный заряд взят по абсолютной величине, поскольку инверсионный заряд отрицательный в n -MOSFET.

В модели MVS заряд на виртуальном истоке $Q(V_{Gi}, V_{Di})$ вычисляется из полуэмпирического выражения, подобного (45/[28]) [25], а именно,

$$\left| Q(V_{Gi}, V_{Di}) \right|_{x=0} = m C_G^{inv} \frac{kT}{q} \ln \left\{ 1 + \exp \left[\frac{q(V_{Gi} - V_T - \alpha(kT/q)F_f)}{mkT} \right] \right\}. \quad (32)$$

В этом выражении используется инверсионная переходная функция (inversion transition function) [25]

$$F_f = \frac{1}{1 + \exp \left\{ \frac{V_{Gi} - [V_T - \alpha(kT/q)/2]}{\alpha kT/q} \right\}}, \quad (33)$$

которая ответственна за увеличение порогового напряжения на величину $\alpha(kT/q)/2$ по мере того как MOSFET переходит из подпорогового режима в режим сильной инверсии: $F_f \rightarrow 1$ в подпороговом режиме и $F_f \rightarrow 0$ в режиме сильной инверсии. Эмпирический параметр α обычно выбирают равным 3,5 [20, 25]. В уравнении (32) пороговое напряжение зависит от напряжения на стоке согласно (47/[28]), а именно,

$$V_T = V_{T0} - \delta V_{Di}, \quad (34)$$

где V_{T0} — это пороговое напряжение в режиме сильной инверсии при $V_{DD} = V_{Di} = 0$, а δ — это параметр *DIBL*. Подпороговый параметр наклона в (32)

$$m = m_0 + m'V_{Di}, \quad (35)$$

где m_0 — это подпороговый параметр при $V_{DD} = V_{Di} = 0$, а $m' = dm/dV_{Di}$ описывает изменение параметра m с изменением напряжения на стоке.

В модели MVS используется эмпирическая функция насыщения тока стока (45/[28]) [25]

$$F_{SAT}(V_{Di}) = \frac{V_{Di}/V_{DSATs}}{\left[1 + (V_{Di}/V_{DSATs})^\beta \right]^{1/\beta}} \quad (36)$$

с (56/[28])

$$V_{DSATs} = \frac{v_{inj} L_{eff}}{\mu_{app}}, \quad (37)$$

где L_{eff} — это эффективная длина канала проводимости по [29]. Обращаем внимание, что в индекс SAT в V_{DSATs} добавлена буква s , чтобы учесть тот факт, что F_{SAT} описывает насыщение тока стока в режиме сильной инверсии. В условиях подпорогового режима $V_{DSAT} = kT/q$ [29]. Модель MVS рассматривает этот переход от V_{DSAT} в подпороговом режиме в режим сильной инверсии эвристически с использованием инверсионной переходной функции (33) [25], а именно,

$$V_{DSAT} = V_{DSATs} (1 - F_f) + (kT/q) F_f. \quad (38)$$

Собственные терминальные напряжения V_{Di}, V_{Gi} связаны с внешними терминальными напряжениями V_{DS}, V_{GS} следующими соотношениями:

$$V_{Di} = V_{DS} - I_{DS} R_{SD0}, \quad V_{Gi} = V_{GS} - I_{DS} R_{SD0}/2, \quad (39)$$

где суммарное терминальное сопротивление $R_{SD0} = R_{S0} + R_{D0}$ есть сумма сопротивления истокового терминала R_{S0} и сопротивления стокового терминала R_{D0} , которые предполагаются одинаковыми и независимыми от напряжений на затворе и на стоке.

Модель MVS может быть вписана в экспериментально измеренные передаточные характеристики $I_{DS} \propto V_{GS}$ и выходные характеристики $I_{DS} \propto V_{DS}$, что позволит определить несколько важных параметров MOSFET. Дальнейший анализ сосредоточим на линейной области при низких V_{DS} и на области насыщения при высоких V_{DS} .

При небольших напряжениях на стоке

$$F_{SAT} \rightarrow \frac{V_{DS}}{V_{DSATs}}, \quad \left. v_x(V_{GS}, V_{DS}) \right|_{x=0} \rightarrow \frac{\mu_{app} V_{DS}}{L_{eff}}.$$

Уравнение для тока (31) в линейной области становится таким:

$$I_{DLIN} = \frac{W}{L_{eff}} |Q(V_{GS})| \mu_{app} V_{DS} = \frac{V_{DS}}{R_{ch}}, \quad (40)$$

где R_{ch} — сопротивление канала проводимости.

Для больших напряжений на стоке $F_{SAT} \rightarrow 1$ и уравнение (31) сводится к традиционному выражению для тока насыщения

$$I_{DSAT} = W |Q(V_{GS}, V_{DS})| v_T, \quad (41)$$

где

$$v_T = \sqrt{\frac{2kT}{\pi m^*}} = v_{inj}^{ball} \quad (42)$$

есть баллистическая скорость впрыскивания в случае использования статистики Максвелла–Больцмана. Обратим внимание на то, что баллистическую скорость впрыскивания на практике вычислить трудно. Физические напряжения и квантовые ограничения в нанотранзисторах могут сказаться на величине m^* , к тому же уравнение (42) предполагает, что только одна нижняя подзона заселена, что не всегда верно.

Кажущаяся подвижность (20) в модели MVS зависит от L_{eff} и даётся выражением

$$\frac{1}{\mu_{app}(L_{eff})} = \frac{1}{\mu} + \frac{1}{\mu_B(L_{eff})}, \quad (43)$$

где диффузионная подвижность (17)

$$\mu = \frac{D}{kT/q} = \frac{v_T \lambda_0}{2kT/q}, \quad (44)$$

а баллистическая подвижность (18)

$$\mu_B(L_{eff}) = \frac{v_T L_{eff}}{2kT/q}. \quad (45)$$

Скорость впрыскивания при высоком напряжении на стоке определяется из (26), а именно,

$$\frac{1}{v_{inj}} = \frac{1}{v_T} + \frac{1}{D/\ell}, \quad (46)$$

где $\ell \ll L_{eff}$ и

$$D = \frac{v_T \lambda_0}{2}. \quad (47)$$

Мы предположили, что в линейной области средняя длина свободного пробега λ_{LIN} совпадает со средней длиной свободного пробега в области насыщения λ_{SAT} . Хотя равенство $\lambda_{LIN} = \lambda_{SAT} = \lambda_0$, строго говоря, не совсем корректно, однако, физически оно вполне приемлемо [30] и подтверждается в экспериментах [20]. Наконец, полезно вспомнить, как параметры в модели MVS связаны с коэффициентом прохождения. Из (27) для линейной области имеем:

$$T_{LIN} = \frac{\lambda_0}{\lambda_0 + L_{eff}} = \frac{\mu_{app}}{\mu_B} = \frac{\mu}{\mu_B + \mu}, \quad (48)$$

а из (28) для области насыщения

$$T_{SAT} = \frac{\lambda_0}{\lambda_0 + \ell} = \frac{2}{1 + v_T/v_{inj}}. \quad (49)$$

Измеряемая скорость впрыскивания связана с коэффициентом прохождения, как

$$v_{inj} = v_T \left(\frac{T_{SAT}}{2 - T_{SAT}} \right). \quad (50)$$

Мы привели основные результаты новейшей версии модели MVS/прохождения, в основе которой лежит объединённая модель прохождения и модель виртуального истока. Как только экспериментально измеренные вольт-амперные характеристики вписаны в модель MVS, результатами измерений будем считать суммарное терминальное сопротивление R_{SD0} , кажущуюся подвижность μ_{app} и скорость впрыскивания v_{inj} . Мы также увидим, что из экспериментальных данных можно извлечь сведения о баллистической скорости впрыскивания, диффузионной подвижности, средней длине свободного пробега, критической длине и о коэффициентах прохождения в линейной области и в области насыщения.

4. ETSOI MOSFET И Ш–V HEMT

Проанализируем Si MOSFET, имеющий простую и тщательно детализированную физическую структуру, что весьма благоприятствует поставленной задаче. Как показано на рис. 3, это Si SOI (silicon-on-insulator) структура с исключительно тонким слоем SOI толщиной $T_{SOI} = 6,1 \pm 0,4$ нм [20].

Плоскость канала — (100), направление транспорта электронов — $\langle 110 \rangle$. Электрод затвора — poly-Si и оксид затвора — SiON с толщиной эквивалентной ёмкости $CET = 1,1$ нм. Ёмкость затвора в режиме сильной инверсии (21/[31]) C_G^{inv} определена из вольт-ёмкостных ($C-V$) измерений на длинноканальном транзисторе [20]. Для рассматриваемого конкретного n -FET $C_G^{inv} = 1,98$ мФ · см⁻² [20]. Измеренная квазиравновесная подвижность для длинноканального транзистора оказалась равной 350 см²/В · с, что соответствует средней длине свободного пробега 15,8 нм.

В этом транзисторе использовались прокладки для снятия механического напряжения (neutral stress liners), так что кремниевый канал номинально не напряжён, что упрощает вычисление v_T . Предполагая, что $m^* = 0,22 m_0$, находим $v_T = 1,14$ см/с. Технологический процесс создания SD -областей расширения привёл к очень резким p - n -переходам с низким значением суммарного тер-

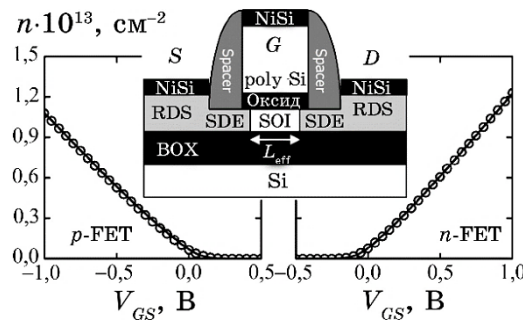


Рис. 3. Сечение ETSOI MOSFET и зависимость $n_s \propto V_{GS}$, полученная вписыванием экспериментальных данных (кружки) в модель VS (линии). Показаны SD-область расширения (SD extension region—SDE), расширенный SD (raised SD—RSD), слой углублённого оксида (buried oxide/BOX) толщиной 145 нм и длиной канала проводимости L_{eff} [20].³

минального сопротивления [22]. Физическая длина электрода затвора определялась путём C - V -измерений [21]. Детальное моделирование процесса изготовления транзистора показало, что имеется перекрытие в 1–2 нм между электродом затвора и S - и D -расширениями для n -MOSFET и p -MOSFET, соответственно, так что $L_{eff} = L_G - 2$ нм для n -FET и $L_{eff} = L_G - 4$ нм для p -FET, где L_G — физическая длина электрода затвора. Перечисленные длины подтверждены путём тщательного анализа 2D-электростатики [22, 23].

Транзистор с высокой подвижностью электронов HEMT — это полевой транзистор, в котором для создания проводимости канала используется контакт двух полупроводниковых материалов III–V групп с различной шириной запрещённой зоны (вместо легированной области как у обычных MOSFET): широкая запрещённая зона работает как изолятор, а узкая запрещённая зона работает как канал проводимости. Моделировался III–V HEMT (рис. 4), подробно описанный в [19, 24]. Транзистор собран на подложке InP. Буфер наращивался на подложке, далее шли слои 2 нм $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$, 5 нм InAs и 3 нм $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$. Решётки слоя 2 нм $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ и подложки InP совместимы, однако имеет место несоответствие между решётками $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ и InAs, так что слой InAs — псевдоморфный, напряжён, но он всё же достаточно тонкий и не создаёт дефекты. Поверх этого 10 нм канала создан барьерный слой $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$, играющий роль изолятора. T -образная структура затвора понижает сопротивление затвора, что важно для радиочастотных приложений. Сильно допированные подконтактные SD -слои (показаны на рисунке белым цветом) обеспечивают низкие терминальные сопротивления.

Измеренная подвижность длинноканального HEMT оказалась равной $12500 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, что даёт среднюю длину свободного пробега 153 нм [21]. Эффективная масса $m^* = 0,022 m_0$, откуда

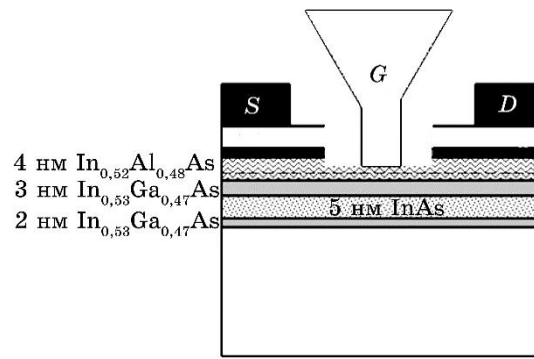


Рис. 4. III–V HEMT [24], взятый для анализа в рамках модели MVS/прохождения.⁴

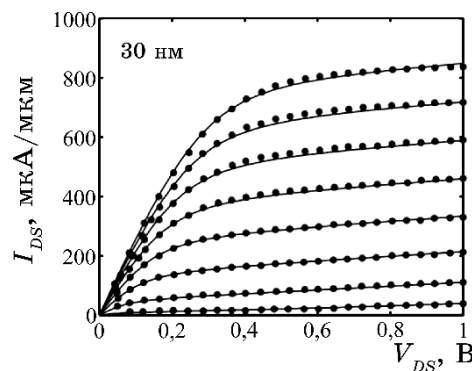


Рис. 5. Экспериментальные характеристики ETSOI MOSFET с $L_{eff} = 30$ нм (точки) и вписанные в них уравнения модели MVS/прохождения (линии). Данные приведены для восьми значений $V_{GS} = -0,2(0,1)0,5$ В [32].⁵

$v_T = 3,62 \cdot 10^7$ см/с [21]. Слой 4 нм $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ поверх канала проводимости показывает ёмкость $C_G^{inv} = 1,08 \mu\text{Ф} \cdot \text{см}^{-2}$ [21].

Вписывание модели MVS/прохождения в экспериментальные данные. Анализ экспериментальных характеристик обычно проводится как для выходных, так и для передаточных характеристик. Предполагается, что физические и эффективные длины затвора измерены независимо друг от друга, так же как ёмкость затвора в режиме сильной инверсии. Параметр α , который контролирует переход от слабой до сильной инверсии, взят равным 3,5 [20, 25]. Параметр β в F_{SAT} (36) подобран так, чтобы вписаться в ток насыщения. Обычно он оказывается в узкой области $\beta \approx 1,6\text{--}2,0$ [25]. Чтобы вписаться в экспериментальные данные, показанные на рис. 5, в качестве подгоночных использовались четыре параметра.

Пороговое напряжение V_{T0} подбиралось таким образом, чтобы

получить измеренный ток I_{OFF} при низком напряжении на стоке V_{DS} . Значение параметра $\delta DIBL$ подбиралось таким, чтобы получить измеренное значение $DIBL$. Подпороговый параметр наклона m_0 и параметр пробоя m' выбраны таким образом, чтобы вписаться в подпороговый наклон при низких и при высоких V_{DS} . Значение кажущейся подвижности μ_{app} выбрано так, чтобы соответствовать наклону линейного участка характеристики $I_{DS} \propto V_{DS}$. Скорость впрыскивания v_{inj} соответствует измеренному току насыщения. Терминальное сопротивление R_{SD0} влияет как на линейную область, так и на область насыщения. Поскольку это влияние сказывается по-разному на этих участках характеристик, то оказывается возможным независимо друг от друга определить μ_{app} и R_{SD0} .

Результатом вписывания модели MVS/прохождения в экспериментально измеренные данные являются значения параметров R_{SD0} , μ_{app} и v_{inj} . Если транзистор собран правильно и качественно, то процедура вписывания проходит безупречно. В дополнение к трём названным параметрам удаётся получить скорость баллистического впрыскивания v_T , диффузионную подвижность μ , среднюю длину свободного пробега λ_0 , критическую длину ℓ , а также коэффициенты прохождения T_{LIN} и T_{SAT} .

Результаты анализа экспериментальных данных ETSOI MOSFET и III–V НЕМТ в модели MVS/прохождения. На рисунке 5 показано согласование экспериментальных данных по ETSOI MOSFET с моделью MVS/прохождения. Результаты следующие:

$$R_{SD0} = R_{S0} + R_{D0} = 130 \text{ Ом} \cdot \text{мкм}, \quad \mu_{app} = 220 \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}}, \quad v_{inj} = 0,82 \cdot 10^7 \frac{\text{см}}{\text{с}}.$$

Вычислим коэффициенты прохождения для линейной области и области насыщения. Для вычисления T_{LIN} по (48) нужно знать баллистическую подвижность. Находим её согласно (45):

$$\mu_B = \frac{v_T L_{eff}}{2kT/q} = \frac{(1,12 \cdot 10^7) \times (30 \cdot 10^{-7})}{2 \times 0,026} = 658 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с}).$$

Тогда

$$T_{LIN} = \frac{\mu_{app}}{\mu_B} = \frac{220}{646} = 0,34.$$

По (49) оцениваем коэффициент прохождения в области насыщения:

$$T_{SAT} = \frac{2}{1 + v_T/v_{inj}} = \frac{2}{1 + 1,12 / 0,82} = 0,85.$$

Отношение тока I_{ON} к его баллистическому значению —

$$B_{SAT} = \frac{I_{ON}}{I_{ON}^{ball}} = \frac{T_{SAT}}{2 - T_{SAT}} = 0,72.$$

Эти результаты типичны для Si MOSFET. Они показывают, что данный транзистор работает прилично ниже баллистического предела в линейной области, однако, весьма близко к баллистическому пределу в области насыщения.

Для III–V НЕМТ (рис. 6) подгоночные параметры следующие:

$$R_{SD0} = R_{S0} + R_{D0} = 400 \text{ Ом} \cdot \text{мкм},$$

$$\mu_{app} = 1800 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с}), \quad v_{inj} = 3,5 \cdot 10^7 \text{ см/с}.$$

Для баллистической подвижности, коэффициентов прохождения и значения B_{SAT} находим:

$$\mu_B = 2088 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с}), \quad T_{LIN} = 0,86, \quad T_{SAT} = 0,98, \quad B_{SAT} = 0,96.$$

Эти результаты типичны для III–V НЕМТ. Они показывают, что этот транзистор в линейной области работает довольно близко к баллистическому пределу, а в области насыщения режим его работы существенно баллистический. Этот результат можно было бы предвидеть по двум причинам. Во-первых, средняя длина свободного пробега, найденная из диффузионной подвижности, оказалась равной 153 нм, в несколько раз большей, чем длина канала проводимости. Во-вторых, баллистическая подвижность оказалась меньше диффузионной подвижности.

Хотя этот транзистор и работает довольно близко к баллистическому пределу, если судить по току I_{ON} , однако, важно помнить,

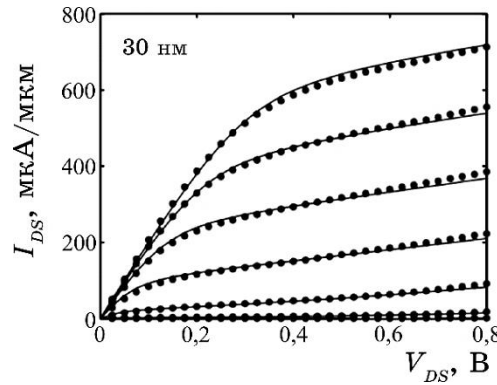


Рис. 6. Экспериментальные характеристики III–V НЕМТ с $L_{eff} = 30$ нм [24] (точки) и вписанные в них уравнения модели MVS/прохождения (линии) [32].⁶

что «вблизи баллистического предела» означает только, что критический участок канала проводимости короткий по сравнению со средней длиной свободного пробега.

Обсуждаемые результаты помогают нам понять работу транзистора через такие показатели, как коэффициент прохождения и отношение к I_{ON}^{ball} . Как сейчас будет показано, более тщательный анализ линейной области и области насыщения позволяет дополнительно получить полезные параметры. Наконец, отметим, что в этих расчётах есть некоторые неопределённости. Выбор в расчётах значений эффективных электронных масс зависит от степени механической напряжённости в кремниевой подложке, которая может увеличить или уменьшить m^* , и от степени непараболичности зоны проводимости, также влияющей на значение электронной массы, особенно в условиях квантовых ограничений. Высокие подзоны также могут быть заселены, так что невырожденная статистика может оказаться неприемлемой, особенно для III–V FET. Например, как будет показано далее, значение v_T можно получить непосредственно из анализа характеристик в области насыщения.

Анализ линейной области. Анализ линейной области FET позволяет обнаружить наличие баллистической компоненты в сопротивлении канала проводимости, а также открывает возможность измерения диффузионной подвижности μ . Процедура вписывания модели MVS/прохождения в экспериментальные данные позволяет извлечь физически существенное значение кажущейся подвижности. Из уравнений (43)–(45) находим, что

$$\frac{1}{\mu_{app}} = \frac{1}{\mu} + \frac{\lambda_0}{\mu} \frac{1}{L_{eff}}, \quad (51)$$

где второе слагаемое есть обратное значение баллистической по-

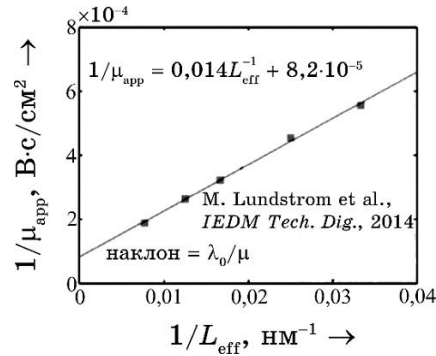


Рис. 7. Зависимость $1/\mu_{app} \propto 1/L_{eff}$ для III–V НЕМТ: из пересечения с осью ординат находим диффузионную подвижность, а по углу наклона определяем квазиравновесную среднюю длину свободного пробега [21].⁷

движности. Ожидается, что зависимость $\mu_{app}^{-1} \propto L_{eff}^{-1}$ должна быть прямой линией, пересечение которой с осью ординат даст обратное значение диффузионной подвижности, а угол наклона даст отношение средней длины свободного пробега к диффузионной подвижности. Если зависимость $\mu_{app}^{-1} \propto L_{eff}^{-1}$ окажется прямой линией с физически приемлемым углом наклона, то зависимость кажущейся подвижности от длины канала должна быть обязана в первую очередь зависимости баллистической подвижности (45) от длины канала. Именно эта концепция подтверждается экспериментальными данными (рис. 7). Из этого графика находим, что $\mu = 12195 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, а $\lambda_0 = 171 \text{ нм}$. Эти значения очень близки к значениям, ожидаемым для длинноканальных FET [21].

Зависимость $1/\mu_{app} \propto 1/L_{eff}$ не будет прямой линией, если угол наклона, определяемый отношением λ_0/μ , будет переменной величиной, т.е. когда средняя длина свободного пробега и/или диффузионная подвижность будут зависеть от длины канала. Так, для зависимости $1/\lambda_0 \propto 1/L_{eff}$ из тех же уравнений (43)–(45) находим, что

$$\frac{1}{\lambda_0(L_{eff})} = \frac{v_T}{2(kT/q)} \frac{1}{\mu_{app}} - \frac{1}{L_{eff}}, \quad (52)$$

откуда может быть определена зависимость $\lambda_0 \propto L_{eff}$. Эта зависимость была построена для ETSOI MOSFET (рис. 8).

Обращает на себя внимание уменьшение λ_0 с укорочением длины канала. Этот эффект возникает, возможно, из-за технологических особенностей изготовления транзистора, однако, он также был и предсказан как следствие дальнодействующих кулоновских осцилляций [35, 36].

Отметим, что в ситуации, когда диффузионная подвижность не зависит от длины канала, как на рис. 7; тогда для определения обо-

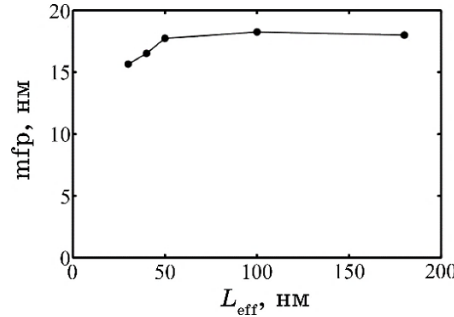


Рис. 8. Зависимость средней длины свободного пробега (mfp) λ_0 от длины канала проводимости ETSOI MOSFET при низком V_{DS} [32]. Альтернативный подход, в котором предполагается $\lambda_0 = \text{const}$, а прослеживается зависимость $\mu \propto L_{eff}$ путём учёта рассеяния назад, см. [33, 34].⁸

их параметров, — и диффузионной подвижности, и средней длины свободного пробега, — не требуется знания величины v_T . Если же подвижность изменяется с длиной канала, то зависимость $\lambda_0 \propto L_{eff}$ можно найти из (52), но потребуются знание тепловой скорости v_T . Это может вызвать затруднения без надёжных сведений об эффективных массах электронов и заселённости подзон. Однако далее будет показано, что значение v_T можно получить из анализа зависимости скорости впрыскивания от длины канала проводимости.

Анализ области насыщения. Скорость впрыскивания уменьшается с увеличением длины канала проводимости. Из (49) следует, что

$$v_{inj} = v_T \frac{\lambda_0}{\lambda_0 + 2\ell}, \quad (53)$$

что можно переписать как

$$\frac{1}{v_{inj}} = \frac{1}{v_T} + \frac{2\ell}{\lambda_0 v_T}. \quad (54)$$

Правдоподобно предположить, что критическая длина ℓ пропорциональна длине канала L_{eff} . Доказать строго это предположение затруднительно, однако, тщательный анализ экспериментальных данных указывает на то, что это допущение вполне приемлемо на практике [20]. Предположив, что

$$\ell = \xi L_{eff}, \quad (55)$$

перепишем (54) в виде

$$\frac{1}{v_{inj}} = \frac{1}{v_T} + \frac{2\xi}{\lambda_0 v_T} L_{eff}. \quad (56)$$

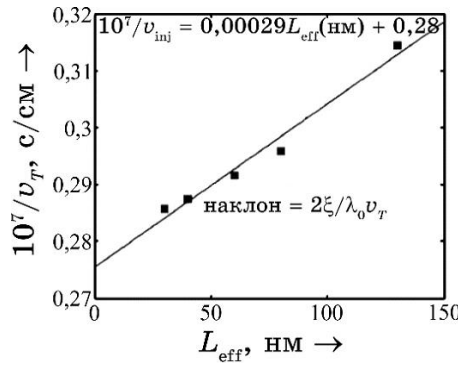


Рис. 9. Определение тепловой скорости v_T из анализа экспериментальных данных для III–V НЕМТ [21].⁹

Зависимость $1/\nu_{inj} \propto L_{eff}$ ожидается линейной. Пересечение с осью ординат позволит определить значение ν_T , а наклон даст значение коэффициента ξ , а стало быть, и критической длины ℓ , согласно (55). Результаты такого анализа для III–V HEMT [21] показаны на рис. 9. Из этого графика получаем $\nu_T = 3,57 \cdot 10^7$ см/с и $\xi = 0,09$. Это значение тепловой скорости очень близко к значению, ожидаемому по известной эффективной массе, а критическая длина действительно является лишь небольшой частью длины канала проводимости.

Анализ перехода линейной области к насыщению. Одна из проблем при моделировании наноразмерных MOSFET заключается в том, что нет аналитических выражений для зависимости $T \propto V_{DS}$. Уравнения (48) и (49) дают выражения для прохождения в пределе низких и высоких значений напряжений на стоке. Если бы мы имели аналитическую модель для $T \propto V_{DS}$, не было бы нужды в эмпирической функции насыщения тока стока F_{SAT} (36).

Из экспериментальных характеристик качественно собранных MOSFET можно извлечь «экспериментальные» зависимости $T \propto V_{DS}$. Процедура следующая. Сначала в экспериментальные характеристики вписываем модель MVS/прохождения. Далее генерируем собственные характеристики транзистора, положив $R_{S0} = R_{D0} = 0$ в модели MVS, и строим результирующие характеристики. Затем используем уравнение (36/[1]) в невырожденном пределе, а именно,

$$I_{DS} = WQ|(V_{GS}, V_{DS})| \nu_T \left(\frac{T}{2-T} \right) \frac{1 - e^{-qV_{DS}/kT}}{1 + \frac{T}{2-T} e^{-qV_{DS}/kT}}. \quad (57)$$

Инверсионный заряд $Q(V_{GS}, V_{DS})$ берём по (32) с параметрами, которые уже были определены при вписывании модели MVS/прохождения в экспериментальные характеристики. Предполагая, что баллистическая скорость впрыскивания ν_T известна, для любой точки (V_{Gi}, V_{Di}) вписываем (57) в ранее вычисленные собственные характеристики транзистора и тем самым получаем численные значения $T(V_{Gi}, V_{Di})$. Полученный таким образом график зависимости $T(V_{Gi}, V_{Di}) \propto V_{Di}$ при $V_{Gi} = V_{DD}$ показан на рис. 10 для двух каналов разной длины. Как и ожидалось, коэффициент прохождения увеличивается с ростом напряжения на стоке и прохождения меньше для более длинного канала проводимости.

Из графика $T(V_{Gi}, V_{Di}) \propto V_{Di}$ на рис. 10 можно определить критическую длину $L_C(V_{Di})$. Запишем коэффициент прохождения в виде

$$T(V_{Di}) = \frac{\lambda_0}{\lambda_0 + L_C(V_{Di})}. \quad (58)$$

Положив $\left. L_C \right|_{V_{Di}=0} = L_{eff}$ и воспользовавшись графиками на рис. 10,

получаются зависимости $L_C(V_{Di})$, показанные на рис. 11.

Как и ожидалось, $L_C = \ell \ll L_{eff}$ по мере того, как $V_{Di} \rightarrow V_{DD}$. Рисунки 10 и 11 подтверждают ожидаемое поведение коэффициента прохождения и критической длины с изменением напряжения на стоке. Из значения $T|_{V_{Di}=0}$ на рис. 10 и $L_C|_{V_{Di}=0} = L_{eff}$, согласно (58), находим следующие значения длины свободного пробега для каналов проводимости разной длины:

$$\lambda_0|_{L_{eff}=30 \text{ нм}} = 15,4 \text{ нм}, \quad \lambda_0|_{L_{eff}=180 \text{ нм}} = 17,8 \text{ нм}.$$

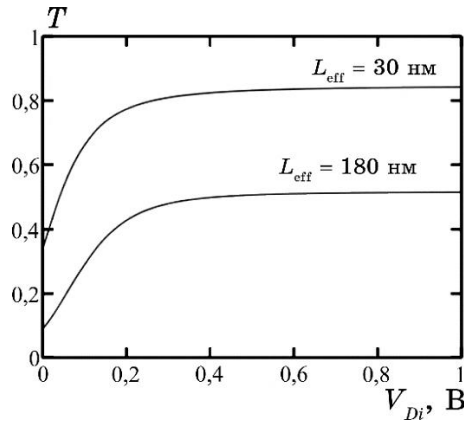


Рис. 10. Зависимость «экспериментального» коэффициента прохождения T от напряжения на стоке для ETSOI MOSFET с каналами разной длины [32].¹⁰

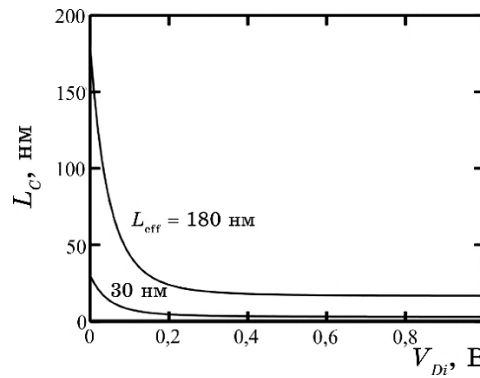


Рис. 11. Зависимость «экспериментальной» критической длины с учётом рассеяния назад от напряжения на стоке для ETSOI MOSFET с каналами разной длины [32].¹¹

Модель виртуального истока даёт полуэмпирическое описание вольт-амперных характеристик полевых нанотранзисторов. Подбирая значения лишь нескольких параметров модели, удастся с высокой точностью воспроизвести экспериментальные характеристики. Обобщённая транспортная модель Ландауэра–Датта–Лундстрёма позволяет параметрам модели придать физический смысл. Приведённые выше примеры иллюстрируют возможности модели MVS/прохождения извлечь из экспериментальных характеристик физически значимую информацию о транспортных процессах в нанотранзисторах. К такой информации относятся сведения о баллистической скорости впрыскивания v_T , средней длине свободного пробега с учётом рассеяния назад λ_0 , диффузионной подвижности μ , критической длине канала проводимости ℓ и др. Позже мы обсудим ограничения и неопределённости, присущие этой модели.

Подведём итоги. Было показано, что модель прохождения может быть тесно увязана с моделью виртуального истока. Простой заменой диффузионной подвижности μ в модели виртуального истока на кажущуюся подвижность μ_{app} для линейного тока получаем корректные результаты от баллистического до диффузионного предела. Заменой лимитируемой рассеянием скорости насыщения v_{sat} на скорость впрыскивания v_{inj} получаем корректную величину тока I_{ON} . Сравнение экспериментально измеренных характеристик показывает, что нанотранзисторы на кремниевой подложке работают весьма далеко от баллистического предела, тогда как наноразмерные III–V FET работают очень близко к баллистическому пределу.

К модели прохождения есть две серьёзные претензии. Одна из них связана с трудностью вычисления зависимости $I_{DS} \propto V_{DS}$ из-за проблем расчёта $T(V_{DS})$. А другая вызвана трудностями предсказания тока I_{ON} , что в свою очередь связано с трудностью вычисления критической длины ℓ при высоком напряжении на стоке, в результате чего трудно предсказать величину T_{SAT} . Из-за этих ограничений модели прохождения и виртуального истока объединяют таким образом, что параметры модели прохождения берутся из вписывания экспериментальных результатов в модель виртуального истока, а физический смысл параметров берётся из модели прохождения.

Показано, каким образом можно анализировать ВАХ нанотранзисторов на основе модели MVS/прохождения. Разнообразие типов транзисторов порождает новые частные задачи, однако методология анализа экспериментальных данных принципиально не меняется. Подчёркивалось, что применение модели MVS/прохождения обосновано, если транзистор собран качественно. Для таких транзисторов модель позволяет надёжно получить физически значимые параметры.

В основу настоящего обзора положены лекции Марка Лундстрорма ‘Fundamentals of Nanotransistors’ [32], прочитанные им в 2016 году в рамках инициативы Purdue University/nanohub.org/u.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА—REFERENCES

1. Yu. A. Kruglyak, *Nanosistemi, Nanomateriali, Nanotehnologii*, **17**, No. 2: 225 (2019) (in Russian); Ю. А. Кругляк, *Наносистемы, наноматериалы, нанотехнологии*, **17**, вып. 2: 225 (2019). [7]
2. Yu. A. Kruglyak, *Nanosistemi, Nanomateriali, Nanotehnologii*, **17**, No. 1: 57 (2019) (in Russian); Ю. А. Кругляк, *Наносистемы, наноматериалы, нанотехнологии*, **17**, вып. 1: 57 (2019). [6]
3. P. Palestri, D. Esseni, S. Eminent, C. Fiegna, E. Sangiorgi, and L. Selmi, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **52**: 2727 (2005).
4. P. Palestri, R. Clerc, D. Esseni, L. Lucci, and L. Selmi, *Intern. Electron Dev. Mtg. (IEDM), Technical Digest*, 945 (2006).
5. R. Clerc, P. Palestri, L. Selmi, and G. Ghibaudo, *J. Appl. Phys.*, **110**: 104502 (2011).
6. Yu. A. Kruglyak, *Nanosistemi, Nanomateriali, Nanotehnologii*, **17**, No. 1: 25 (2019) (in Russian); Ю. А. Кругляк, *Наносистемы, наноматериалы, нанотехнологии*, **17**, вып. 1: 25 (2019). [5]
7. M. Lundstrom, *Fundamentals of Carrier Transport* (Cambridge, UK: Cambridge Univ. Press: 2000).
8. Y. Tsidividis and C. McAndrew, *Operation and Modeling of the MOS Transistor* (New York: Oxford Univ. Press: 2011).
9. K. Y. Lim and X. Zhou, *Solid State Electron.*, **45**: 193 (2001).
10. M. J. Chen, H. T. Huang, K. C. Huang, P. N. Chen, C. S. Chang, and C. H. Diaz, *Intern. Electron Dev. Mtg. (IEDM), Technical Digest*, 39 (2002).
11. V. Barral, T. Poiroux, M. Vinet, J. Widiez, B. Previtali, P. Grosgeorges, G. Le Carval, S. Barraud, J. L. Autran, D. Munteanu, and S. Deleonibus, *Solid State Electron.*, **51**: 537 (2007).
12. M. Zilli, P. Palestri, D. Esseni, and L. Selmi, *Intern. Electron Dev. Mtg. (IEDM), Technical Digest*, 105 (2007).
13. R. Wang, H. Liu, R. Huang, J. Zhuge, L. Zhang, D. W. Kim, X. Zhang, D. Park, and Y. Wang, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **55**: 2960 (2008).
14. V. Barral, T. Poiroux, J. Saint-Martin, D. Munteanu, J. L. Autran, and S. Deleonibus, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **56**: 408 (2009).
15. V. Barral, T. Poiroux, D. Munteanu, J. L. Autran, and S. Deleonibus, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **56**: 420 (2009).
16. A. Khakifirooz and D. A. Antoniadis, *Intern. Electron Dev. Mtg. (IEDM), Technical Digest*, 667 (2006).
17. A. Khakifirooz and D. A. Antoniadis, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **55**: 1391 (2008).
18. A. Khakifirooz and D. A. Antoniadis, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **55**: 1401 (2008).
19. D. H. Kim, J. A. del Alamo, D. A. Antoniadis, and B. Brar, *Intern. Electron Dev. Mtg. (IEDM), Technical Digest*, 861 (2009).
20. A. Majumdar and D. A. Antoniadis, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **61**: 351

- (2014).
21. S. Rakheja, M. Lundstrom, and D. Antoniadis, *Intern. Electron Dev. Mtg. (IEDM)*, *Technical Digest*, 35.1.1 (2014).
 22. A. Majumdar, Z. Ren, S. J. Koester, and W. Haensch, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **56**: 2270 (2009).
 23. A. Majumdar, X. Wang, A. Kumar, J. R. Holt, D. Dobuzinsky, R. Venigalla, C. Ouyang, S. J. Koester, and W. Haensch, *IEEE Electron Dev. Lett.*, **30**: 413 (2009).
 24. D. H. Kim and J. A. del Alamo, *IEEE Electron Dev. Lett.*, **29**: 830 (2008).
 25. A. Khakifirooz, O. M. Nayfeh, and D. A. Antoniadis, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **56**: 1674 (2009).
 26. Sh. Rakheja and D. Antoniadis, *MVS 1.0.1 Nanotransistor Model (Silicon)*: www.nanohub.org/resources/19684.
 27. Sh. Rakheja and D. Antoniadis, *MVS Nanotransistor Model (Silicon) 1.1.1*: www.nanohub.org/publications/15/4.
 28. Yu. A. Kruglyak, *Nanosistemi, Nanomateriali, Nanotehnologii*, **16**, No. 4: 599 (2018) (in Russian); Ю. А. Кругляк, *Наносистемы, наноматериалы, нанотехнологии*, **16**, вып. 4: 599 (2018).
 29. Y. Taur and T. Ning, *Fundamentals of Modern VLSI Devices* (New York: Oxford Univ. Press: 2013).
 30. M. S. Lundstrom, *IEEE Electron Dev. Lett.*, **18**: 361 (1997).
 31. Yu. A. Kruglyak, *Nanosistemi, Nanomateriali, Nanotehnologii*, **16**, No. 3: 465 (2018) (in Russian); Ю. А. Кругляк, *Наносистемы, наноматериалы, нанотехнологии*, **16**, вып. 3: 465 (2018).
 32. M. Lundstrom, *Fundamentals of Nanotransistors* (Singapore: World Scientific: 2018); www.nanohub.org/courses/NT.
 33. D. A. Antoniadis, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **63**: 2650 (2016).
 34. K. Natori, H. Iwai, and K. Kakushima, *J. Appl. Phys.*, **118**: 234502 (2015).
 35. M. V. Fischetti and S. E. Laux, *J. Appl. Phys.*, **89**: 1205 (2001).
 36. T. Uechi, T. Fukui, and N. Sano, *Phys. Status Solidi C*, **5**: 102 (2008).

Odesa State Environment University,
15, Lvivska Str.,
65016 Odesa, Ukraine

¹ Fig. 1. An illustration of how a linear current is related to the channel and terminal resistances. For a given gate voltage, the resistance of the conduction channel (21) is inversely proportional to the apparent mobility.

² Fig. 2. The MOSFET band diagram in the 'ON' mode, showing a bottleneck for a current with a small electric field and a high-field region of the conduction channel. This bottleneck is similar to the base in a bipolar transistor, and the high-field region is similar to the collector.

³ Fig. 3. Section ETSOI MOSFET and the dependence $n_S \propto V_{GS}$ obtained by writing experimental data (circles) in the model VS (line). SD extension (SDE) region, raised SD—RSD, and buried oxide/BOX layer with conduction channel length L_{eff} are shown [20].

⁴ Fig. 4. III–V HEMT [24] taken for analysis within the scope of the MVS/transmission model.

⁵ Fig. 5. Experimental characteristics of the ETSOI MOSFET with $L_{eff} = 30$ nm (points) and inscribed in the equations of the MVS/transmission model (lines). Data are given for eight values $V_{GS} = -0.2(0.1)0.5$ V [32].

⁶ Fig. 6. The experimental characteristics of III–V HEMT with $L_{eff} = 30$ nm [24] (points) and inscribed in the equations of the MVS/transmission model (line) [32].

⁷ **Fig. 7.** Dependence $1/\mu_{app} \propto 1/L_{eff}$ for III–V HEMT: from the intersection with the ordinate axis, we find the diffusion mobility, and from the angle of inclination, we determine the quasi-equilibrium mean free path [21].

⁸ **Fig. 8.** Dependence of the mean free path (mfp) λ_0 on the length of the ETSOI MOSFET conductivity channel at low V_{DS} [32]. An alternative approach, in which it is assumed that $\lambda_0 = \text{const}$, but a dependence $\mu \propto L_{eff}$ is observed by taking into account backscattering; see [33, 34].

⁹ **Fig. 9.** Determination of thermal velocity v_T from the analysis of experimental data for III–V HEMT [21].

¹⁰ **Fig. 10.** Dependence of the ‘experimental’ transmission coefficient T on the voltage on the drain for the ETSOI MOSFET with channels of different lengths [32].

¹¹ **Fig. 11.** Dependence of the ‘experimental’ critical length with allowance for backward scattering from the drain voltage for ETSOI MOSFET with channels of different lengths [32].