

ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА МОП ТРАНЗИСТОРА С УЧЕТОМ ЗАВИСИМОСТИ ПОДВИЖНОСТИ ОТ ПРОДОЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Зебрев Г. И.

Посредством аналитического решения уравнения непрерывности для тока с учетом общепринятых феноменологических моделей для подвижности в сильных продольных полях найдены выражения для тока и распределения концентрации носителей и электрического поля вдоль канала МОП транзистора для разных значений напряжения на затворе. Полученная формула для ВАХ прибора дает при разных значениях параметров насыщение тока как за счет электростатического запираания канала, так и за счет насыщения дрейфовой скорости носителей.

Известно, что в сильных электрических полях средняя дрейфовая скорость носителей как в объеме полупроводника [1], так и в инверсионном слое МОП транзистора [2] стремится к насыщению, ограниченная сверху величиной порядка тепловой скорости. Поскольку электрическое поле в современных приборах может быть большим по величине и неоднородным по длине канала, подвижность, будучи функцией координаты, может существенно влиять на распределение полей и концентраций, а следовательно, на функциональный вид ВАХ транзистора. Цель данной работы: обобщив ранее предложенный подход [3], исследовать влияние зависимости подвижности от тянущего поля на работу МОП транзистора.

Приведем основные результаты работы [3] и их очевидные следствия. Выражение, описывающее ВАХ транзистора в режиме сильной инверсии, имеет вид

$$I = e \frac{Z}{L} \mu_0 n_s (kT/e\chi) \left[1 - \exp\left(-\chi \frac{eV_D}{kT}\right) \right], \quad (1)$$

где L и Z — длина и ширина канала, n_s — поверхностная концентрация носителей [для напряжения на затворе V_g выше порогового V_T имеем соотношение $en_s = C_0 (V_g - V_T)$], μ_0 — не зависящее от координаты и постоянное для данного поля значение подвижности, kT и V_D — температура (в энергетических единицах) и напряжение на стоке. Ключевую роль играет здесь безразмерный управляющий параметр χ , имеющий смысл отношения диффузионной и дрейфовой компонент полного тока и получаемый из уравнений электронейтральности и закона Гаусса:

$$\chi = [C_0 + \epsilon_s / 4\pi W] / (e n_s / d \zeta). \quad (2)$$

Здесь $C_0 = \epsilon_s / 4\pi d$ — емкость окисла, W — толщина обедненной области полупроводника в районе истока, $\zeta < 0$ — химический потенциал невырожденных электронов в инверсионном слое, производная $dn_s/d\zeta$ выражается формулой [3]

$$\frac{dn_s}{d\zeta} \cong \frac{en_s}{kT} \left[1 + \frac{N_A W}{n_s + N_A W} \right], \quad (3)$$

где все величины берутся в области истока. Далее для надпорогового режима везде будем считать, что $dn_s/d\zeta \cong en_s/2kT$, что приводит к значению

$$\kappa = 2(1 + \gamma) C_0 kT / e^2 n_s = 2(1 + \gamma) \frac{kT}{e(V_g - V_T)}, \quad (4)$$

где $\gamma \equiv 2\varepsilon_s d / \varepsilon_i W$.

В приближении постоянства κ вдоль канала изменение химического потенциала связано с изменением электростатического потенциала линейным образом:

$$\zeta(y) - \zeta(0) = -\kappa[\varphi(y) - \varphi(0)]. \quad (5)$$

Учитывая явный вид выражения для концентрации носителей при сильной инверсии и зависимости $\varphi(y)$ [формулы (3), (4) и (14) в работе [3]], легко получить распределение по координате поверхностной концентрации электронов при сильной инверсии:

$$en_s(y) \cong C_0 (V_g - V_T) \left\{ 1 - \frac{y}{L} \left[1 - \exp\left(\frac{-2V_D}{V_g - V_T} (1 + \gamma)\right) \right] \right\}^{1/2}. \quad (6)$$

Примем, что граничное значение напряжения, выше которого потенциал на стоке практически не влияет на ток, определяется равенством двойке показателя экспоненты в (1) $\kappa e V_{D \text{ sat}} / kT = 2$:

$$V_{D \text{ sat}} = 2 \frac{kT}{e\kappa} = \frac{V_g - V_T}{1 + \gamma}. \quad (7)$$

При напряжениях на стоке $V_D > V_{D \text{ sat}}$ в соответствии с (6) $n_s(L) \rightarrow 0$, все дополнительное приложенное напряжение начинает падать за счет уширения области пространственного заряда стока, электрическое поле у истока перестает расти и значение тока (без учета редукации длины канала) насыщается на уровне:

$$I_{\text{sat}} \cong e \frac{Z}{L} \mu_0 n_s \frac{kT}{e\kappa} = \frac{Z}{L} \frac{\mu_0}{2} \frac{C_0 (V_g - V_T)^2}{1 + \gamma}. \quad (8)$$

Зависимость локальной подвижности от величины тянущего электрического поля может существенно изменить ситуацию, поскольку при достаточно больших полях рост средней дрейфовой скоростей носителей замедляется, достигая некоторого максимального значения порядка тепловой скорости $v_{\text{max}} \sim v_T$. Это может привести к изменению распределения концентрации и полей вдоль канала и к другому функциональному виду ВАХ прибора. Из-за отсутствия адекватных теоретических моделей поведения сильнополевой подвижности в инверсионном слое будем рассматривать далее общепринятые полуэмпирические соотношения, удовлетворительно описывающие экспериментальные данные [4]:

$$\mu_\alpha = \frac{\mu_0}{[1 + (\mu_0 E / v_{\text{max}})^\alpha]^{1/\alpha}}, \quad (9)$$

где μ_0 — подвижность в слабых полях, α — эмпирический коэффициент, обычно полагаемый равным единице или двойке. Уравнение непрерывности для тока с учетом (9) будет иметь вид

$$\frac{dE}{dy} \left[1 + \frac{(E/E_c)^\alpha}{1 + (E/E_c)^\alpha} \right] = \kappa \frac{e}{kT} E^2. \quad (10)$$

Здесь используется обозначение $E_c \equiv v_{\text{max}} / \mu_0$, $\alpha = 1$ или 2 , ось y направлена вдоль канала. Формальное неявное решение обыкновенного дифференциального уравнения для двух случаев имеет вид

$$E(y) = \frac{E_0}{1 - \frac{eE_0}{kT} xy + \frac{E_0}{E_c} \ln \left[\frac{E(y)}{E_0} \frac{1 + E_0/E_c}{1 + E(y)/E_c} \right]} \quad (11)$$

для $\alpha=1$ и и для $\alpha=2$,

$$E(y) = \frac{E_0}{1 - \frac{eE_0}{kT} xy + \frac{E_0}{E_c} \operatorname{arctg} \left[\frac{E(y) - E_0}{E_c + (E(y) E_0)/E_c} \right]}, \quad (12)$$

где остается неопределенной константа $E_0 \equiv E(0)$, имеющая смысл величины тянущего электрического поля в районе истока. Принципиальным моментом является то, что для ее нахождения используется интегральное условие [3]

$$\int_0^L E(y) dy = V_D. \quad (13)$$

Для дальнейшего анализа сделаем одну итерацию по $E(y)$, подставив под знак логарифма и арктангенса зависимость $E^{(0)}(y)$, полученную для случая $E_c \rightarrow \infty$. Разлагая эти функции по малому параметру x до линейного члена, что обосновано для надпорогового случая, получаем приемлемое выражение для $E(y)$:

$$E(y) \cong \frac{E_0}{1 - \frac{eE_0}{kT} xy \frac{1}{1 + (E_0/E_c)^\alpha}}. \quad (14)$$

После этого, используя (13), легко получить неявное выражение для E_0 :

$$\frac{E_0}{1 + (E_0/E_c)^\alpha} = \frac{kT}{exL} \left\{ 1 - \exp \left[-x \frac{eV_D}{kT} \frac{1}{1 + (E_0/E_c)^\alpha} \right] \right\}. \quad (15)$$

Величина тока для случая сильной инверсии определяется формулой

$$I = eZ\mu_\alpha n_s E_0 = ZC_0 (V_g - V_T) \frac{\mu_0}{[1 + (E_0/E_c)^\alpha]^{1/\alpha}} E_0. \quad (16)$$

Учитывая (15), для значений $\alpha=1, 2$ ВАХ приобретает следующий вид:

$$I = \frac{Z}{L} \frac{\mu_0}{2} \frac{C_0 (V_g - V_T)^2}{1 + \gamma} \left[1 + \left(\frac{E_0}{E_c} \right)^\alpha \right]^{1-1/\alpha} \left[1 - \exp \left(- \frac{2V_D}{V_g - V_T} \frac{1 + \gamma}{1 + (E_0/E_c)^\alpha} \right) \right]. \quad (17)$$

Для построения явного вида ВАХ удобно ток и напряжение на стоке нормировать соответственно на значение тока при электростатическом насыщении (8) и на половину напряжения насыщения (7). Тогда, вводя безразмерную переменную $x \equiv 2V_D (1 + \gamma) / (V_g - V_T)$ и параметр $a \equiv (V_g - V_T) / [2(1 + \gamma) E_c L]$, можно легко показать, что

$$I = \frac{1}{a} \frac{E_0/E_c}{[1 + (E_0/E_c)^\alpha]^{1/\alpha}}, \quad (18a)$$

$$x = \left[1 + \left[\left(\frac{E_0}{E_c} \right)^\alpha \right] \ln \left\{ 1 - \frac{E_0/E_c}{a [1 + (E_0/E_c)^\alpha]} \right\}^{-1} \right]. \quad (18b)$$

Перебирая различные значения E_0/E_c , мы получаем относительный ход ВАХ $I=I(x)$ и $E_0=E_0(x)$ для разных значений безразмерного параметра a . При $a \ll 1$ эффекты насыщения дрейфовой скорости не играют существенной роли и приводят лишь к перенормировке подвижности $\mu_0 \rightarrow \mu_\alpha$. Электрическое поле в районе истока насыщается в этом случае раньше, чем становится заметной нелинейность дрейфовой скорости. В противоположном случае, когда $a \gg 1$, критическое значение продольного поля в окрестности истока дости-

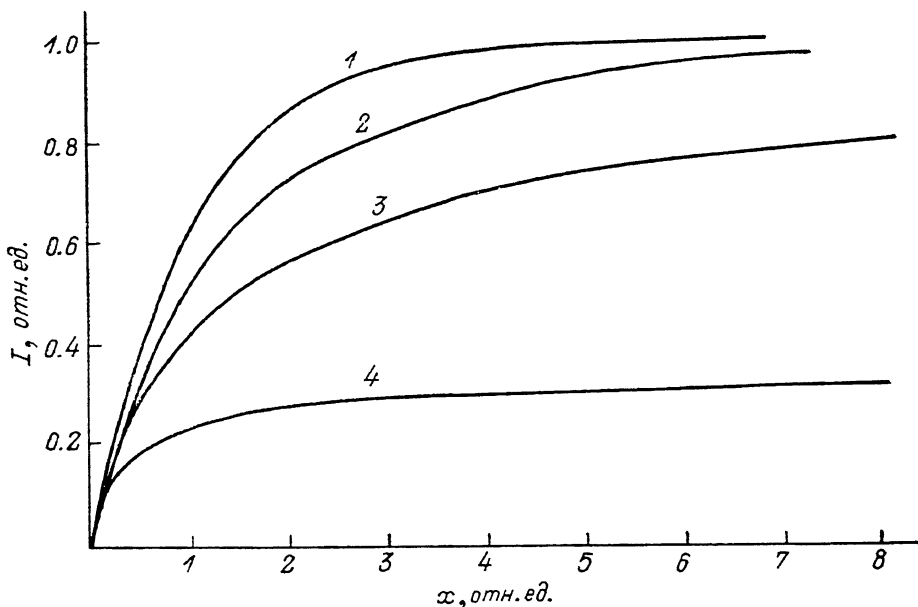


Рис. 1. Относительное поведение нормированного на $I_{\text{sat}} (a=0)$ тока в зависимости от безразмерного напряжения на стоке $x \equiv 2V_D (1 + \gamma) / (V_g - V_T)$ при разных значениях параметра $a \equiv (V_g - V_T) / 2(1 + \gamma) E_c L$.

a : 1 — 0, 2 — 0.5, 3 — 1.0, 4 — 3.0.

гается в пределах линейности $E_0 (V_D)$ и ток насыщается на уровне $I_{\text{sat}} = a^{-1}$, что в размерных переменных имеет вид [5]

$$I = ZC_0(V_g - V_T)v_{\text{max}} \quad (19)$$

вне зависимости от выбранной модели подвижности. Это соответствует тому обстоятельству, что насыщение дрейфовой скорости достигается раньше электростатического запираания канала. Электрическое поле при этом продолжает расти до значений

$$(E_0^{\text{max}}, E_c) = a(1 + a^\alpha), \quad (20)$$

если при этом не возникают эффекты ударной ионизации. В тех же приближениях, что и [6], распределение плотности носителей вдоль канала можно вычислять при сильной инверсии совместно с (18) с помощью формулы

$$en_s(y) = C_0(V_g - V_T) \left\{ 1 - \frac{y}{L} \left[1 - \exp\left(-\frac{x}{kT} \frac{eV_D}{1 + (E_0/E_c)^\alpha}\right) \right] \right\}^{\frac{1 + (E_0/E_c)^\alpha}{2}}. \quad (21)$$

Итак, в двух противоположных предельных случаях насыщение тока достигается либо за счет электростатического запираания канала (связанное с истощением заряда инверсионного слоя вблизи стока), либо в связи с достижением носителями максимальной дрейфовой скорости. В промежуточном случае, когда $a \sim 1$, оба эффекта присутствуют одновременно, что связано с тем, что тянущее поле вблизи стока достигает критического значения E_c раньше, чем поле у истока E_0 . Относительный ход ВАХ транзистора и электрического поля в области истока в зависимости от обезразмеренного напряжения на стоке для разных значений параметра a представлен на рис. 1 и 2 (рассмотрен случай $\alpha = 1$).

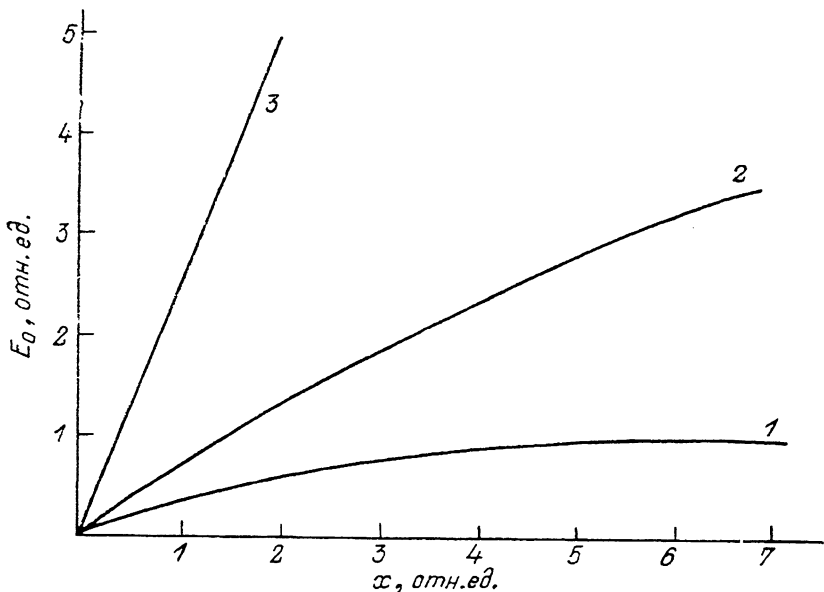


Рис. 2. Зависимость электрического поля у истока E_0 (в ед. E_c) от x при различных значениях параметра a .

a : 1 — 0.5, 2 — 1.0, 3 — 3.0.

Очевидно, чем больше параметр a для прибора, тем меньше его относительная крутизна и хуже быстродействие. Как видно, эти эффекты могут оказаться существенными. Например, для характерных значений напряжений питания цифровых схем $V_{DD} \approx V_g = 5$ В, $V_T \approx 1$ В, $E_c \approx 2 \cdot 10^4$ В/см, $\gamma \approx 0.5$, $L \approx 2 \cdot 10^{-4}$ см параметр a принимает значение $a \approx 0.3$. При дальнейшей миниатюризации прибора (уменьшении L) эффекты полевой зависимости подвижности (как и другие так называемые короткоканальные эффекты) становятся более значимыми. Поэтому, чтобы избежать увеличения a , нужно принимать специальные меры, например, снизить напряжение питания. Эта мера соотносится с общими принципами масштабной миниатюризации (скейлинга) приборов (см., например, обзор [7]). Отметим, что универсальность приведенных кривых, т. е. то, что они зависят только от a , но не от V_g , V_D и V_T по отдельности, существенно облегчает идентификацию входящих в данную модель параметров, которые вдобавок носят здесь физический характер.

В заключение перечислим основные допущения и приближения, используемые в статье. Во-первых, описание кинетических процессов в инверсионном слое с помощью выражений для локальной подвижности типа (9) возможно лишь при условии малости длин пробега носителей по сравнению с характерной длиной неоднородности поля (по крайней мере с длиной канала), во-вторых, в (9) мы пренебрегли зависимостью подвижности от локального значения прижимающего электрического поля и локальной температуры. Наконец, опущено рассмотрение различных усложняющих факторов: редукции длины канала, ударной ионизации, влияния заряда на поверхностных состояниях и т. п.

Автор выражает признательность Р. Г. Усеинову и В. Ш. Насибуллину за обсуждение и критику.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Конуэлл Э. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях. М., 1970. 384 с.
 [2] Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М., 1985. 415 с.

- [3] Зебрев Г. И., Усеинов Р. Г. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 5. С. 777—781.
- [4] Thornber K. K. // J. Appl. Phys. 1980. V. 51. P. 2127—2136.
- [5] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 2. М., 1984. 455 с.
- [6] Muller W., Eisele I. // Sol. St. Commun. 1980. V. 34. P. 447—449.
- [7] Гуляев Ю. В., Сандомирский В. Б., Суханов А. А., Ткач Ю. Я. // УФН. 1984. Т. 144. В. 3. С. 475.

Поступила 4.02.1991
Принята к печати 24.07.1991
