

УДК 621 382.3

НЕЛОКАЛЬНЫЕ И ДИФFUЗИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРАХ С СУБМИКРОНЫМ ЗАТВОРОМ

А. А. Кальфа, А. Б. Пашковский, А. С. Тагер

Разработана квазидвумерная модель для расчета характеристик полевых транзисторов с затвором на барьере Шоттки субмикронной длины. Модель основана на совместном решении уравнений непрерывности, сохранения средних значений скорости и энергии электронов, а также уравнения Пуассона в квазидвумерном приближении. Она позволяет учесть как нелокальные эффекты, обусловленные нестационарной динамикой электронов в канале транзистора, так и диффузией носителей заряда. Проведено сопоставление нелокальных и диффузионных эффектов. Обсуждается их влияние на распределения электрического поля, концентрации, скорости и энергии электронов вдоль канала, а также статические и СВЧ характеристики транзистора.

Частотный диапазон работы большинства полупроводниковых приборов СВЧ определяется временем пролета электронов через активную область. В полевых транзисторах с затвором на барьере Шоттки (ПТШ) роль активной области выполняет проводящая часть канала под затвором, поэтому в высокочастотных ПТШ длину затвора L стремятся сделать по возможности малой. При уменьшении L до размеров менее 1 мкм в канале возникает ряд новых эффектов, существенно влияющих на работу ПТШ. Первая группа эффектов связана с соизмеримостью времени пролета электронов под затвором с характерными временами их разогрева и междолинных переходов, вследствие чего дрейфовая скорость электронов не успевает установиться, а ее связь с напряженностью электрического поля становится нелокальной. Одним из наиболее ярких проявлений этих эффектов (их называют нелокальными) можно считать «всплеск» скорости — резкое ее возрастание при влете электронов в область сильного поля под затвором и последующее уменьшение до стационарного значения. Вторая группа эффектов (мы будем называть их диффузионными) связана с большими градиентами концентрации электронов в той же области сильного поля и, соответственно, с большой диффузионной составляющей скорости $v_{\text{диф}}$. Оценка по формуле $v_{\text{диф}} = -D \frac{1}{n} \frac{dn}{dx}$, где D — коэффициент диф-

фузии, n — концентрация электронов, при $D \approx 50 \text{ см}^2/\text{с}$, $\Delta x = 10^{-5} \text{ см}$ дает $v_{\text{диф}} \approx 5 \cdot 10^6 \text{ см}/\text{с}$, в то время как максимальное статистическое значение дрейфовой скорости при значениях подвижности $\mu = 3000 \div 4000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ составляет $1,3 \cdot 10^7 \text{ см}/\text{с}$.

Нелокальные эффекты в ПТШ подробно исследованы в ряде работ [1–3], однако диффузионные либо не рассматривались вообще [1, 3], либо учитывались недостаточно последовательно [2], а результаты их учета не приводились. Данная работа посвящена описанию простой модели, включающей как нелокальные, так и диффузионные эффекты, и исследованию влияния каждого из этих эффектов на вольт-амперные (ВАХ) и СВЧ характеристики ПТШ из GaAs.

1. Система уравнений. Для описания динамики электронов в арсениде галлия с учетом нелокальных и диффузионных эффектов широко распространен способ, основанный на совместном решении уравнений сохранения средних значений числа частиц, импульса и энергии в каждой из двух неэквивалентных долин ($i=1, 2$) [4]:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla n_i v_i = I_{ni}; \quad (1a)$$

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

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

где q , v , ε , T — заряд, скорость, энергия и температура электронов соответственно, E — напряженность электрического поля, Q_i — поток тепла, вызванный теплопроводностью электронного газа, I_{ni} , I_{pi} , I_{ei} — интегралы столкновений числа частиц, импульса и энергии в каждой из долин, k — постоянная Больцмана. Складывая уравнения сохранения числа частиц (1a) для первой и второй долины, учитывая, что $I_{n1} = -I_{n2}$, и вводя обозначения $n = n_1 + n_2$, $v = (n_1 v_1 + n_2 v_2)/n$ получаем

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla n v = 0. \quad (2a)$$

Предположим далее, что характерные времена рассматриваемых процессов много больше времени перехода из одной долины в другую, т. е. отказываясь от детального анализа процесса междолинных переходов и считая, что все электроны движутся с эффективной скоростью $v = v_1 = v_2$, сложим уравнения сохранения импульса электронов (1б) для первой и второй долин. Тогда, вводя обозначения $m^* = (m_1 n_1 + m_2 n_2)/n$, $T = (n_1 T_1 + n_2 T_2)/n$, учитывая (2a) и записывая интеграл столкновений в приближении времени релаксации, зависящего исключительно от энергии электронов $(I_{p1} + I_{p2})/n = m^*(\varepsilon) v / \tau_p(\varepsilon)$, получаем

$$\frac{\partial m^* v}{\partial t} + (v \nabla) m^* v = q E - \frac{m^* v}{\tau_p(\varepsilon)} - \frac{1}{n} \nabla (n k T). \quad (2б)$$

Аналогично, складывая уравнения сохранения энергии электронов (1в) в каждой из долин, пренебрегая теплопроводностью электронного газа и записывая соответствующий интеграл столкновений в виде $(I_{e1} + I_{e2})/n = (\varepsilon - \varepsilon_0) / \tau_\varepsilon(\varepsilon)$, с учетом (2a) получаем

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + v \nabla \varepsilon = q v E - \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\tau_\varepsilon(\varepsilon)} - \frac{1}{n} \nabla (n v k T), \quad (2в)$$

где $\varepsilon = (\varepsilon_1 n_1 + \varepsilon_2 n_2)/n$, а ε_0 — равновесное значение средней энергии электронов. Для квадратичного закона дисперсии в (2б), (2в) можно записать $kT = \frac{2}{3} \left(\varepsilon - \frac{1}{2} m^*(\varepsilon) v^2 \right)$, после чего система (2) примет вид

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla n v = 0; \quad (3a)$$

$$\frac{\partial m^* v}{\partial t} + (v \nabla) m^* v = q E - \frac{m^* v}{\tau_p} - \frac{2}{3n} \nabla \left[n \left(\varepsilon - \frac{1}{2} m^* v^2 \right) \right]; \quad (3б)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla \varepsilon = q \mathbf{v} E - \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\tau_\varepsilon} - \frac{2\frac{1}{2}}{3n} \nabla \left[n \mathbf{v} \left(\varepsilon - \frac{1}{2} m^* v^2 \right) \right]. \quad (3\text{в})$$

Разумеется, при такой записи уравнений строгое вычисление времен релаксации τ_p , τ_ε лишено смысла. Однако их можно определить через статические характеристики, известные из эксперимента или расчетов методом Монте-Карло. Для этого из уравнений (3б), (3в), отбрасывая слагаемые, содержащие пространственные и временные производные (см. подробно [2]), вычисляем $\tau_p(\varepsilon)$ и $\tau_\varepsilon(\varepsilon)$ через зависимости $\varepsilon_s(E)$, $m^*(E)$, $v_s(E)$ (индекс s указывает статическое значение). В результате получаем

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla n \mathbf{v} = 0; \quad (4\text{а})$$

$$\frac{\partial m^* \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) m^* \mathbf{v} = q \left(E - \frac{\mathbf{v}}{v_s(\varepsilon)} E_s(\varepsilon) \right) - \frac{2}{3n} \nabla \left[n \left(\varepsilon - \frac{1}{2} m^* v^2 \right) \right]; \quad (4\text{б})$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla \varepsilon = q (E \mathbf{v} - v_s(\varepsilon) E_s(\varepsilon)) - \frac{2}{3n} \nabla \left[n \mathbf{v} \left(\varepsilon - \frac{1}{2} m^* v^2 \right) \right]. \quad (4\text{в})$$

Система уравнений (4) носит, разумеется, в определенной степени феноменологический характер. Для проверки обоснованности сделанных выше допущений ее решение в однородном приближении сравнивалось с выполненным методом Монте-Карло расчетом реакции системы на мгновенное включение и выключение сильного электрического поля. В широком интервале полей результаты совпали с высокой точностью, что служит аргументом в пользу сделанных приближений. Система уравнений (4) в отличие от уравнений, использованных в [1-3], позволяет учитывать как нелокальные, так и диффузионные эффекты, не делая априорных предположений о величине коэффициента диффузии $D(E)$.

2. Описание модели. Модель полевого транзистора строится на предположениях, аналогичных сделанным в работе [3]. Предполагается, что граница между однородно легированным активным и буферным слоями резкая, как и граница между полностью обедненным слоем под затвором и каналом. Предполагается также, что электроны не проникают в буферный и обедненный слой и движутся вдоль силовых линий электрического поля. Продольные составляющие электрического поля E_x , дрейфовой скорости v_x , энергия и концентрация электронов явно не зависят от координаты y (рис. 1). Тогда высота проводящей части канала [3]

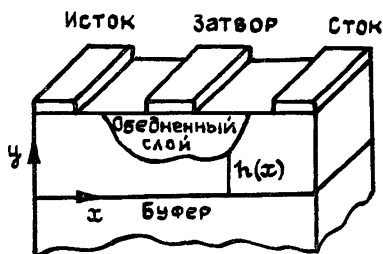


Рис. 1.

$$h(x) = A - \left[\frac{2\kappa\kappa_0}{qN} (U_{з.-н.} + \varphi_6 + \varphi(x)) \right]^{1/2}, \quad (5)$$

где A — толщина эпитаксиального слоя, N — концентрация доноров в нем, κ , κ_0 — относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника и диэлектрическая проницаемость вакуума соответственно, $U_{з.-н.}$ — напряжение исток—затвор, φ_6 — потенциал барьера Шоттки, $\varphi(x)$ — текущий потенциал ($\partial\varphi(x)/\partial x = -E_x(x)$).

В статическом случае уравнение непрерывности тока в канале имеет вид

$$I = qWh(x)v_x(x)n(x), \quad (6)$$

где W — ширина затвора транзистора, а I — ток исток—затвор. Если $v_x(x)$ определяется из системы уравнений (4), то в (6) будут учтены как дрейфовая, так и диффузионная составляющие тока, а также нелокальные эффекты. Для тождественности уравнений (4а) и (6) необходима следующая связь между $v_x(x)$ и $v_y(x, y)$:

$$v_y(x, y) = v_x(x) \frac{y}{h(x)} \frac{\partial h(x)}{\partial x}. \quad (7)$$

С учетом сделанных выше допущений из (7) следует соотношение

$$E_y(x, y) = E_x(x) \frac{y}{h(x)} \frac{\partial h(x)}{\partial x}, \quad (8)$$

которое позволяет свести двумерное уравнение Пуассона к одномерному

$$\frac{\partial(E_x h)}{\partial x} = \frac{q}{\kappa \kappa_0} (N - n) h. \quad (9)$$

Из (4) — (7) в статическом случае получаем систему уравнений для определения $v_x(x)$ и $\varepsilon(x)$:

$$v_x \frac{\partial m^* v_x}{\partial x} = q \left(E_x - \frac{v_x}{v_s(\varepsilon)} E_s(\varepsilon) \right) - \frac{2}{3n} \frac{\partial}{\partial x} \left[n \left(\varepsilon - \frac{1}{2} m^* v_x^2 \beta \right) \right]; \quad (10)$$

$$v_x \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = \frac{3q}{5} (v_x E_x \beta - E_s(\varepsilon) v_s(\varepsilon)) + \frac{1}{5} v_x \frac{\partial}{\partial x} (m^* v_x^2 \beta), \quad (11)$$

где $\beta = 1 + (1/3) (\partial h(x)/\partial x)^2$. При заданных величинах тока I и напряжения $U_{з.-и.}$ система уравнений (5), (6), (9) — (11) позволяет рассчитать зависимости $n(x)$, $h(x)$, $v_x(x)$, $E_x(x)$, $\varepsilon(x)$. Интегрируя затем $E_x(x)$ вдоль канала с учетом падения напряжения на пассивных элементах цепи, можно вычислить напряжение исток—сток $U_{и.-с.}$, т. е. рассчитать ВАХ ПТШ. Кроме того, зная зависимость величины заряда в обедненном слое от $U_{з.-и.}$, $U_{и.-с.}$ и распределения $E_x(x)$, $n(x)$, можно рассчитать параметры эквивалентной схемы прибора, а по ним и его выходные СВЧ характеристики.

Явными численными методами проинтегрировать систему уравнений (5), (6), (9) — (11) не удастся из-за неустойчивости соответствующих вычислительных процессов. Не удастся ее проинтегрировать и используя неявный метод Эйлера [5], как это сделано в работе [3], так как наличие в уравнении (10) дополнительного диффузионного слагаемого делает его неустойчивым. Поэтому была применена итерационная процедура, алгоритм которой имеет вид

$$I = qWh_m v_m^l n_m^l,$$

$$E_m^l h_m - E_{m-1}^l h_{m-1} = \frac{q}{\kappa \kappa_0} \left(\frac{h_m + h_{m-1}}{2} \right) (N - n_m^l) \Delta x,$$

$$m^* (\varepsilon_m^l) (v_m^l)^2 \left(1 + \frac{\beta_m}{3} \right) = m^* (\varepsilon_{m-1}^l) v_m^l v_{m-1}^l + \frac{\beta_{m+1}}{3} \times$$

$$\begin{aligned} & \times \frac{m^* (\epsilon_{m+1}^{l-1}) (v_{m+1}^{l-1})^2}{n_m^l} + q \Delta x \left(E_m^l - \frac{v_m^l}{v_s(\epsilon_m^l)} E_s(\epsilon_m^l) \right) - \\ & - \frac{2}{3n_m^l} (n_{m+1}^{l-1} \epsilon_{m+1}^{l-1} - n_m^l \epsilon_m^l), \\ & \epsilon_m^l = \epsilon_{m-1}^l + \frac{3q \Delta x}{5} \left(E_m^l \beta_m - \frac{E_s(\epsilon_m^l) v_s(\epsilon_m^l)}{v_m^l} \right) + \\ & + (1/5) (m^* (\epsilon_m^l) (v_m^l)^2 \beta_m - m^* (\epsilon_{m-1}^l) (v_{m-1}^l)^2 \beta_{m-1}), \end{aligned}$$

где l — номер внешней итерации, m — номер узла сетки. Таким образом, на каждом шаге сетки получается система трансцендентных уравнений, которая решается итерационным методом Ньютона. В качестве исходных данных для первой итерации берется результат расчета, выполненного без учета диффузии [3]. Итерационный процесс практически сходится после 2—4 итераций. Каждая итерация занимает в среднем столько же счетного времени, как и расчет без учета диффузии. Поэтому счетное время возрастает в 3—5 раз по сравнению с [3].

3. Результаты расчетов и их обсуждение. Расчет характеристик ПТШ проводился для различных значений длины затвора L , толщины эпитаксиального слоя A и концентрации примесей в нем N . Общие выводы справедливы для всех исследованных транзисторных структур. Типичные распределения $E_x(x)$, $v_x(x)$, $n(x)$, $\epsilon(x)$, полученные с учетом диффузии (сплошные линии) и без ее учета (штриховые линии), приведены на рис. 2. Они относятся к ПТШ с $L=0,25$ мкм, $A=0,15$ мкм,

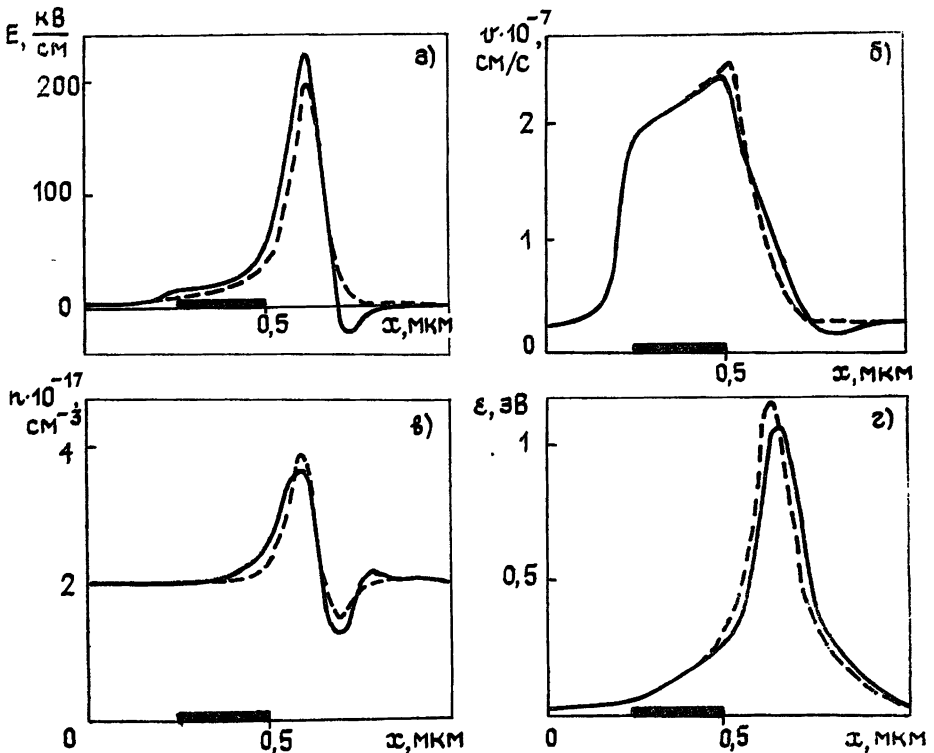


Рис. 2.

$N=2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и расстоянием исток—сток 1 мкм при $U_{з-и.} = -1,5 \text{ В}$, $U_{и.-с.} = 3 \text{ В}$. Как видно из рис. 2а, у стокового края затвора образуется домен сильного поля, максимальная напряженность которого достигает 200 кВ/см. Всплеск скорости электронов начинается еще у истокового края затвора при значениях E порядка пороговых (3—4 кВ/см). Его величина относительно невелика и не более чем в 2 раза превышает максимальное значение статической дрейфовой скорости. Это в несколько раз меньше, чем, например, в высокочастотных диодах Ганна [6]. Малую величину всплеска нетрудно объяснить, если учесть сравнительно малую подвижность электронов в сильно легированном канале ПТШ и плавное изменение напряженности поля в домене при значениях поля, близких к пороговому.

Распределения, полученные с учетом диффузионных эффектов и без их учета в целом близки между собой, хотя в последнем случае они становятся более плавными. Качественно отличаются лишь распределения напряженности электрического поля (рис. 2а). Так, учет диффузии может привести к появлению в домене области отрицательных полей, а сами распределения оказываются несколько сдвинутыми друг относительно друга. Объяснить практически полное совпадение зависимостей $v_x(x)$, $\varepsilon(x)$, $n(x)$ и различия в зависимостях $E_x(x)$ можно следующим образом. За счет нелокальных эффектов на переднем крае статического домена (рис. 2б, в) дрейфовая скорость электронов почти в 2 раза выше своего максимального статического значения, и поэтому на ее фоне диффузионная добавка менее заметна. Всплеск дрейфовой скорости электронов довольно чувствителен к напряженности электрического поля. Из рис. 2 видно, что учет диффузии увеличивает напряженность электрического поля на переднем крае домена. Соответственно и всплеск дрейфовой скорости. Это компенсирует диффузионную составляющую, направленную от стока к истоку. В области, где градиент концентрации электронов отрицателен, учет диффузии уменьшает напряженность электрического поля, вследствие чего последняя может принимать отрицательные значения. Этот эффект приводит к более резкому падению дрейфовой составляющей скорости и, следовательно, к компенсации диффузионной составляющей, направленной в этом случае от истока к стоку. По этой причине распределения дрейфовых скоростей, энергий и концентраций электронов в расчетах с учетом диффузии и без ее учета отличаются очень незначительно, а распределения напряженности электрического поля сдвинуты друг относительно друга.

Нелокальные и диффузионные эффекты по-разному сказываются и на ВАХ ПТШ. На рис. 3 представлены ВАХ исследованного транзистора, вычисленные с использованием системы уравнений (5) (сплошные линии) и по локальной полевой модели (штриховые линии). Как следует из рисунка, учет нелокальных эффектов заметно увеличивает ток насыщения. Вместе с тем расчет ВАХ без учета диффузии приводит

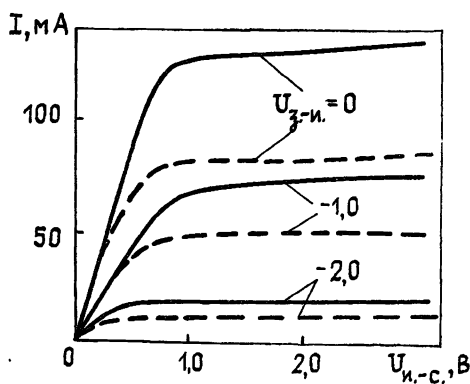


Рис. 3.

к полному их совпадению в масштабах рисунка с результатом, полученным из уравнений (5). Пренебрежимо мало в этом случае и изме-

нение величины параметров эквивалентной схемы. Отметим, что в транзисторах с субмикронным затвором роль нелокальных эффектов резко возрастает с уменьшением длины затвора. Так, если в ПТШ с $L = 0,7$ мкм их учет привел к увеличению тока насыщения на 20% [3], то для $L = 0,25$ мкм ток насыщения увеличился более чем в полтора раза.

Диффузионные эффекты слабо влияют и на СВЧ характеристики ПТШ. Так, расчетные значения предельной частоты усиления по току f_T при $U_{з.-и.} = -1$ В, $U_{и.-с.} = 2$ В и коэффициента усиления на частоте $f = 0,75 f_T$, найденные с учетом и без учета диффузии, различаются на 2,5 и 3% соответственно. Вместе с тем пренебрежение нелокальными эффектами приводит к занижению величины f_T примерно на 30%.

Разработана квазидвумерная модель ПТШ для расчета распределений электрического поля, концентрации, скорости и энергии электронов вдоль его канала, а также статических и СВЧ характеристик, позволяющая учитывать как нелокальные, так и диффузионные эффекты. Показано, что на статические и СВЧ характеристики ПТШ с субмикронным затвором нелокальные эффекты оказывают определяющее влияние, причем их роль растет с уменьшением длины затвора. Однако диффузия слабо влияет на распределение электрического поля, концентрации, скорости и средней энергии электронов вдоль канала и практически не меняет величину СВЧ параметров, поскольку диффузионная добавка практически полностью компенсируется всплеском дрейфовой скорости электронов. Учитывая, что нами исследовался ПТШ с весьма малой длиной затвора, который в настоящее время может быть создан лишь методом электронной литографии, это позволяет в расчетах реальных приборов пренебрегать диффузионными эффектами, уменьшая тем самым время расчета их характеристик на ЭВМ в 3—5 раз.

Авторы благодарны В. Б. Горфинкель за обсуждение вопросов, связанных с обоснованием уравнений (5), и Е. И. Голанту за помощь в выводе разностных уравнений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Shur M. S. — Electron. Lett., 1976, 12, № 23, p. 615.
2. Carnev V., Sappu A., Kaszynski A., Constant E., Salmer G. — J. Appl. Phys., 1980, 51, № 1, p. 784.
3. Кальфа А. А., Пашковский А. Б., Тагер А. С. — Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ, 1983, вып. 4 (364), с. 27.
4. Бонч-Бруевич В. Л., Звягин И. П., Миронов А. Г. Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках. — М.: Наука, 1972, с. 66.
5. Форсайт Дж., Малькольм М., Моулер К. Машинные методы математических вычислений. — М.: Мир, 1980, с. 143.
6. Кальфа А. А., Пореш С. Б., Тагер А. С. — Обзоры по электронной технике. Сер. Электроника СВЧ, 1984, вып. 4 (1008), с. 19.

Поступила в редакцию
25 декабря 1984 г.

UNLOCAL AND DIFFUSION EFFECTS IN SUBMICRON SCHOTTKY BARRIER GATE FIELD EFFECT TRANSISTORS

A. A. Kal'fa, A. B. Pashkovskij, A. S. Tager

The quasi-two-dimensional model for computer simulation of submicron Schottky barrier gate field-effect transistors (FET) is developed. The model is based on the combined solution of the equations of continuity, conservation of averaged velocity and energy of electrons and quasi-two-dimensional Poisson equation as well. It gives the opportunity to take into account both unlocal effects due to nonstationary dynamics of electrons in FET's channel and the diffusion of charge carriers. Unlocal and diffusion effects are compared. Their influence on the distribution of the electric field, concentration, velocity and energy of electrons in the channel and on the static and microwave FET's parameters is discussed.