

УДК 621.382.333

ДИФфуЗИОННЫЙ ШУМ В ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРАХ С СУБМИКРОНЫМ ЗАТВОРОМ

А. Б. Пашковский, А. С. Тагер

Описаны модель и результаты расчета неравновесного диффузионного шума в полевом транзисторе с субмикронным затвором на барьере Шоттки (ПТШ) из GaAs с учетом нелокальных эффектов. В предположении отсутствия корреляции локальных флуктуаций скорости электронов как по длине, так и по ширине канала выполнен расчет минимального коэффициента шума F_{\min} ПТШ с длиной затвора 0,3 мкм. Результаты удовлетворительно согласуются с известными экспериментальными данными. Показано, что существует зависимость F_{\min} от параметров рабочего слоя, связанная с изменением формы домена сильного поля под затвором.

Как известно, основным источником шума в полевых транзисторах с затвором на барьере Шоттки (ПТШ) является тепловой шум различных участков полупроводниковой структуры и металлических электродов. Для физической интерпретации и практических расчетов эти участки удобно разделить на омические, в которых тепловой шум является равновесным с энергией kT_i (k — постоянная Больцмана, T_i — температура соответствующего участка), и неомические, где в рабочем режиме генерируется неравновесный тепловой шум, энергия которого может существенно превышать kT_i . К первым, наряду с металлическими электродами, относятся включенные в прямом направлении контакты металл — полупроводник и участки полупроводника, где носители заряда (обычно электроны) движутся в слабом (не греющем) электрическом поле с независимой от поля подвижностью μ_0 и коэффициентом диффузии D , связанными соотношением Эйнштейна $D = \mu_0 kT/q$ (где q — заряд электрона).

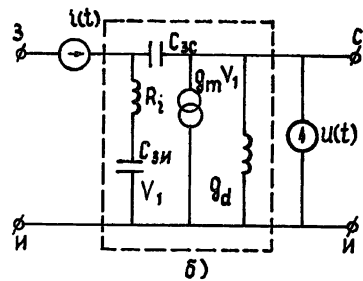
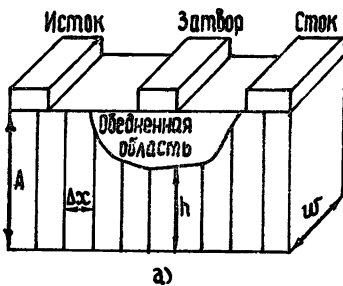


Рис. 1.

Неравновесный тепловой (называемый также диффузионным) шум возникает в участке полупроводниковой структуры с сильным электрическим полем, вызывающим заметный разогрев электронов и падение их подвижности. В ПТШ из GaAs — это канал под затвором (рис. 1а), в большей части которого напряженность электрического поля лежит в области отрицательной дифференциальной подвижности (ОДП) электронов. Принципиальную проблему представляет расчет электрических флуктуаций именно в этой области.

Такой расчет для ПТШ со сравнительно длинным затвором ($L > 1$ мкм) выполнен в ряде работ (см., например, [1–3]) в предположе-

ний локальной зависимости дрейфовой скорости v и коэффициента диффузии D электронов от электрического поля. При этом полагалось, что флуктуации скорости электронов полностью коррелированы по ширине затвора и некоррелированы по его длине. По-видимому, вследствие этого допущения для согласования расчетов с экспериментом приходилось сильно занижать значение коэффициента диффузии, полагая его равным величине ($\approx 50 \text{ см}^2/\text{с}$), соответствующей сильным электрическим полям за областью ОДП. В действительности, однако, как показывают расчеты, в большей части канала коэффициент диффузии в несколько раз превышает эту величину.

Расчет шума ПТШ с субмикронным затвором ($L \leq 1 \text{ мкм}$), учитывающий нелокальности зависимостей v и D , выполнен в работах [4, 5], согласно которым нелокальные эффекты существенно уменьшают коэффициент шума ПТШ и ослабляют его зависимость от напряжения на затворе $U_{и.з}$ и рабочего тока I . Однако в [4, 5] приведена лишь общая схема численного расчета без детального описания принятых при этом предположений и допущений, что не позволяет судить о достоверности приведенных результатов.

В настоящей работе предложена нелокальная модель расчета диффузионных шумов ПТШ с субмикронным затвором. Для нее составлены алгоритмы и программы численного расчета шумовых характеристик ПТШ. Рассмотрены основные факторы, определяющие коэффициент шума и его зависимость от физических параметров и структуры транзистора. Численный анализ частично подтвердил общие выводы работ [4, 5] и дал ряд новых результатов.

1. Описание модели. В основу анализа положена квазидвумерная нелокальная модель транзистора [8], в которой дрейфовая скорость и энергии электронов определяются из решения уравнений сохранения импульса и энергии. На первом этапе по результатам численного решения уравнений модели определялись распределения дрейфовой скорости, энергии, концентрации электронов, напряженности электрического поля в активном слое транзистора, заряд в обедненной области в зависимости от напряжений исток — сток $U_{и.с}$ и исток — затвор $U_{и.з}$. По этим данным и вольт-амперным характеристикам прибора (ВАХ) определялись параметры эквивалентной схемы (рис. 1б) и Y параметры ПТШ.

При анализе шумовых характеристик транзистора учитывался только неравновесный тепловой шум, обусловленный флуктуациями дрейфовой скорости электронов. Рабочая область прибора между истоком и стоком разбивалась на секции (рис. 1а) и делались следующие предположения.

- 1) Флуктуации скорости электронов в каждой i -секции некоррелированы между собой.
- 2) Флуктуации скорости электронов некоррелированы не только по длине, но и по ширине затвора.
- 3) Коэффициент диффузии $D(\varepsilon)$ — явная локальная функция энергии электронов.
- 4) Зависимость $D(\varepsilon)$ одинакова в стационарных и нестационарных условиях.

Для расчета шумов ПТШ в схеме с общим истоком надо от распределенных по оси транзистора источников шума перейти к флуктуациям $i(t)$ -тока в цепи исток — затвор и флуктуациям $u(t)$ -напряжения в цепи исток — сток со спектральными плотностями S_I и S_V соответственно (рис. 1б). Для этого необходимо знать спектральную плотность флуктуаций скорости электронов в каждой секции, а также изменения напряжения исток — сток ΔV_i и заряда под затвором ΔQ_i , вызванные флуктуацией тока ΔI в i -секции.

При этом предположение о некоррелированности флуктуаций по ширине затвора ведет к важным следствиям. Обычно в расчетах [1–3]

считалось, что для описания малозумящего ПТШ с малой (по сравнению с длиной волны) длиной затвора достаточна двумерная или квазидвумерная модель. Это предположение полностью оправдано при расчете таких характеристик ПТШ, как ВАХ, крутизна, параметры эквивалентной схемы, куда ширина канала входит как линейный множитель. Однако оно обычно переносится без достаточных обоснований и на расчет шумовых характеристик транзистора, что позволяет (в одномерной или квазидвумерной модели) просто рассчитать отклик всей системы на флуктуации. Однако такой подход эквивалентен допущению, что флуктуация скорости электронов, локализованная в i -секции, вызывает изменение потенциала между этой секцией и стоком и соответствующее изменение высоты проводящего канала, одинаковые по всей ширине затвора. При таком подходе отклик системы на внутреннюю флуктуацию аналогичен отклику на внешнее воздействие. В результате сильно завышается значение изменения напряжения $\Delta V_i(\Delta I)$, вызванное флуктуацией тока в канале. Поэтому, чтобы согласовать результаты вычислений и эксперимента (для компенсации завышенного отклика ΔV_i), авторам [2, 3] пришлось неоправданно сильно (в несколько раз) занижать значение коэффициента диффузии электронов. Отсюда они делали вывод, что область канала, где коэффициент диффузии велик, крайне мала. Однако расчет распределений напряженности электрического поля и энергии электронов показывает, что в большей части канала под затвором коэффициент D отнюдь не мал и значительно превосходит свое значение в сильных полях.

Более достоверной представляется модель, в которой флуктуации скорости электронов и основной отклик канала на них локализованы в физически малых как в продольном, так и в поперечном направлениях областях, за пределами которых высота канала меняется мало. Строгий расчет такого процесса весьма сложен, так как требует решения трехмерных уравнений Пуассона и уравнений движения с учетом того, что в области флуктуации, вообще говоря, находится счетное число электронов. Поэтому в настоящей работе проводится приближенный расчет отклика системы на «локальную» флуктуацию, основанный на предположении, что изменение заряда в обедненной области «размазано» по всей ширине затвора и не вызывает модуляции высоты канала на участке флуктуация — сток. Иначе говоря, изменение высоты канала не учитывается при вычислении ΔV_i , а используется только для расчета ΔQ_i .

При расчете шума ПТШ с малой длиной затвора отклик прибора на локальную флуктуацию тока — это единственный момент, когда существенна трехмерность задачи. После того как эта трехмерность как-либо учтена, дальнейший анализ можно проводить, используя двумерные или квазидвумерные модели по известной схеме (см., например, [2-5]).

Спектральная плотность флуктуаций тока в i -секции канала определяется выражением [7]

$$S_i = 4q^2 D(\epsilon_i) n_i h_i \omega / \Delta x_i,$$

где q — заряд электрона, n_i — концентрация электронов, h_i — высота канала в i -секции, ω — ширина канала, Δx_i — длина секции.

Флуктуация тока затвора, вызванная флуктуацией тока в i -секции, вычисляется по формуле

$$\Delta I_s^i = (d/dt) \Delta Q_i',$$

где $\Delta Q_i' = \Delta Q_i - C_{з.с} \Delta V_i$, $C_{з.с}$ — емкость затвор — сток. В предположении малою угла пролета электронов в канале

$$\Delta I_s^i = j \omega \Delta Q_i', \quad (1)$$

где $\omega/2\pi$ — частота анализа.

Спектральные плотности источников флуктуаций напряжения источник — сток, заряда в обедненной области под затвором, соответству-

ющих флуктуации тока ΔI в i -секции, и их взаимная спектральная плотность вычисляются как

$$S_V^i = S_i \left(\frac{\Delta V_i}{\Delta I} \right)^2, \quad S_Q^i = S_i \left(\frac{\Delta Q_i'}{\Delta I} \right)^2, \quad S_{VQ}^i = S_i \left(\frac{\Delta V_i \Delta Q_i'}{\Delta I \Delta I} \right).$$

В предположении отсутствия корреляции флуктуаций в разных секциях полные мощности источников флуктуаций запишутся:

$$S_V = \sum_i S_V^i, \quad S_Q = \sum_i S_Q^i, \quad S_{VQ} = \sum_i S_{VQ}^i,$$

а флуктуаций тока затвора —

$$S_I = \omega^2 S_Q.$$

Коэффициент корреляции между флуктуациями тока затвора и флуктуациями напряжения на стоке, с учетом (1), определяется соотношением

$$C = j \frac{S_{VQ}}{(S_V S_Q)^{1/2}}.$$

Дальнейший расчет сводится к пересчету шумовых источников на вход транзистора с помощью найденных ранее его Y параметров (рис. 16). Минимальный коэффициент шума ПТШ вычисляется по формуле [8]

$$F_{\min} = 1 + 2R_{\text{ш}}(G_{0F} + G_{\text{кор}}),$$

где

$$G_{0F} = [(G_{\text{ш}} + R_{\text{ш}} G_{\text{кор}}^2) / R_{\text{ш}}]^{1/2}.$$

Выражения для $R_{\text{ш}}$, $G_{\text{ш}}$, $G_{\text{кор}}$, получаемые пересчетом шумовых источников на вход транзистора, имеют вид

$$R_{\text{ш}} = \frac{|Y_{22}|^2}{|Y_{21}|^2} \frac{S_V}{4kT_0}, \quad G_{\text{ш}} = \frac{S_I}{4kT_0} (1 - C^2),$$

$$G_{\text{кор}} = \text{Re}(\overline{i_{\text{ш}} U_{\text{ш}}^*} / |\overline{U_{\text{ш}}}|^2),$$

где $i_{\text{ш}}$, $U_{\text{ш}}$ — амплитуды шумовых источников на входе прибора.

Надо отметить, что упомянутые допущения и формулы справедливы, если длина релаксации импульса электронов l_p значительно меньше Δx_i :

$$l_p \ll \tau_p \bar{v} \ll \Delta x_i. \quad (2)$$

В GaAs, InP и других материалах, в которых в значительном интервале энергий ϵ_i электронов рассеяние импульса происходит преимущественно на полярных оптических фононах, время релаксации и длина релаксации импульса достигают $\tau_p \approx 10^{-13}$ с, $l_p \approx (1-5) \cdot 10^{-6}$ см. Условие (2) ограничивает применимость рассматриваемой модели приборами с не слишком малой длиной канала $L \geq 0,2$ мкм и определяет разумные значения интервалов Δx_i . При более коротких затворах следует учитывать пространственную корреляцию флуктуаций в канале ПТШ.

2. Результаты расчетов. На рис. 2 для арсенидгаллиевого транзистора с $L=2$ мкм приведены изменение между истоком и стоком дифференциального импеданса $\Delta Z_i = \Delta V_i / (\Delta x_i \Delta I)$ в случае некоррелированных (сплошная линия) и коррелированных (штриховая линия) по ширине затвора флуктуаций тока, а также коэффициент продольной диффузии электронов D (штрихпунктирная линия). Из рисунка следует, что, как и отмечалось выше, ΔV_i , а соответственно, и ΔZ_i при коррелированных по ширине затвора флуктуациях намного выше, чем в отсутствие корреляции. Видно также, что даже при длинном зат-

воре в большей части канала коэффициент диффузии значительно выше, чем на участке сильного поля, поэтому принятое в [2, 3] допущение о малости D в канале ПТШ неправомерно.

С другой стороны, учет некоррелированности флуктуаций по ширине затвора существенно снижает значения ΔV_i и ΔZ_i , так что и при реальном значении D расчетный коэффициент шума оказывается близким к экспериментальному.

Это подтверждается результатами сравнения расчетов минимального коэффициента шума F_{\min} , выполненных по описанной выше модели локальных флуктуаций (МЛФ), с экспериментальными данными, представленными на рис. 3а для транзистора с $L=2$ мкм на частоте $f=4$ ГГц [9] и на рис. 3б для транзистора с $L=0,3$ мкм на частоте $f=18$ ГГц [10]. В соответствии с технологией формирования активного слоя транзисторов, описанных в [9] и [10], при расчете профиль легирования этого слоя в первом случае полагался однородным, а во втором — соответствующим профилю ионной имплантации. Изменение концентрации доноров по глубине во втором случае аппроксимировалось параболой, параметры которой подбирались так, чтобы расчетные значения напряжения перекрытия и ВАХ совпадали с экспериментальными. Подобранные таким образом параметры структуры соответствовали паспортным данным. Штриховые линии на этих рисунках — расчетный коэффициент шума ПТШ без учета сопротивлений металлизации затвора и контактов, сплошные линии — с учетом сопротивлений, крестики и кружочки — экспериментальные данные, I — ток стока, I_0 — ток стока при открытом затворе.

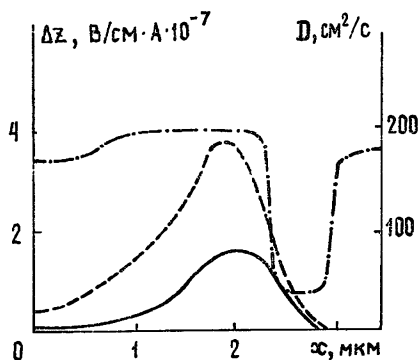


Рис. 2.

затвора и контактов, сплошные линии — с учетом сопротивлений, крестики и кружочки — экспериментальные данные, I — ток стока, I_0 — ток стока при открытом затворе.

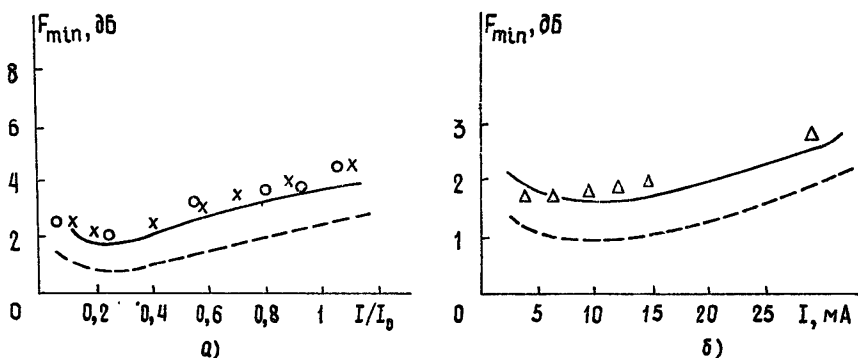


Рис. 3.

Из рис. 3 следует также, что паразитные сопротивления существенно влияют на коэффициент шума транзистора. Хорошее соответствие расчетных данных экспериментальным дает основание теоретически исследовать особенности шумовых характеристик ПТШ с субмикронным затвором.

На рис. 4 результаты расчета F_{\min} по МЛФ (сплошная линия) сопоставляются со значениями, рассчитанными в работах [4, 5] по локальной полевой модели (штриховая линия) и разработанной авторами [4, 5] нелокальной модели (штрихпунктирная линия). Рассматривался транзистор со следующей структурой: $L=0,4$ мкм, концентрация доноров в пленке $N=2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, толщина пленки $A=0,15$ мкм. Расчет проводился на частоте $f=10$ ГГц. Обе нелокальные модели

дают близкое значение F_{\min} при малых токах и резко различаются при приближении к току насыщения I_0 . В этой области согласно МЛФ F_{\min} быстро растет с приближением I к I_0 , в то время как согласно выводам [4, 5] нелокальные эффекты значительно снижают шумы ПТШ при всех напряжениях на затворе, обуславливая слабую зависимость $F_{\min}(I/I_0)$.

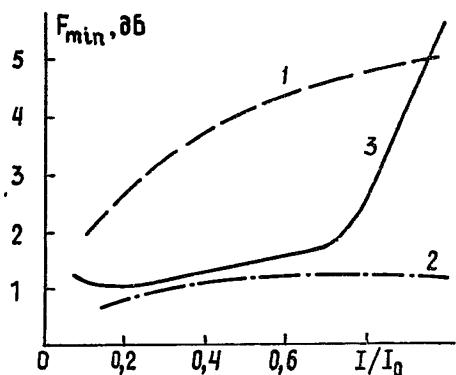


Рис. 4.

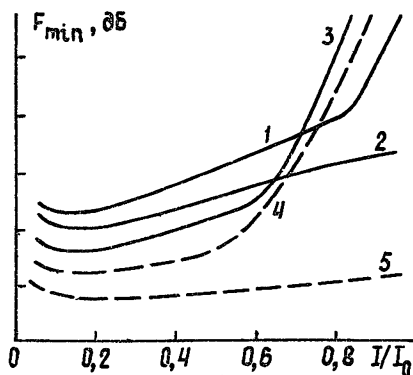


Рис. 5.

На рис. 5 приведены результаты расчета по МЛФ (без учета паразитных сопротивлений) зависимости $F_{\min}(I/I_0)$ в сантиметровом диапазоне длин волн для ПТШ, различающихся длиной затвора, толщиной пленки и подвижностью электронов, при $N=2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Сплошные линии соответствуют $L=0,5 \text{ мкм}$, штриховые — $L=0,25 \text{ мкм}$, кривые 1 и 2 относятся к ПТШ с $A_1=0,15 \text{ мкм}$, $A_2=0,12 \text{ мкм}$ при $\mu=4000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Кривые 1, 3 — к ПТШ с $\mu_1=4000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $\mu_3=6000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при $A=0,15 \text{ мкм}$. Кривые 4, 5 соответствуют ПТШ с $A_4=0,15 \text{ мкм}$, $A_5=0,11 \text{ мкм}$ при $\mu=4000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$.

Видно, что общий характер функции $F_{\min}(I/I_0)$ сильно зависит от толщины активного слоя (АС). Резкое возрастание F_{\min} при увеличении I/I_0 характерно для ПТШ с «толстым» АС (в данном случае $A=0,15 \text{ мкм}$) и не наблюдается в ПТШ с «тонким» АС (в данном случае $A=0,11 \div 0,12 \text{ мкм}$). Этот эффект проявляется при различных длинах затвора и подвижностях электронов в транзисторе и определяется, по существу, высотой проводящей части канала. Толщина канала (т. е. I/I_0), при которой начинается резкий рост F_{\min} , тем меньше, чем меньше L и выше μ . Уменьшение L , как и увеличение μ , сопровождается снижением F_{\min} лишь при достаточно «тонком» канале ($I/I_0 \ll 1$).

В ПТШ с достаточно «тонким» активным слоем при $L=0,25 \text{ мкм}$ функция $F_{\min}(I/I_0)$ близка к константе при всех I/I_0 . Это в какой-то мере подтверждает вывод [4, 5] о том, что при уменьшении длины затвора нелокальные эффекты приводят к ослаблению зависимости F_{\min} от I/I_0 . Однако это верно только для сравнительно «тонких» пленок.

Таким образом, оказывается, что вид функции $F_{\min}(I/I_0)$ для ПТШ с субмикронным затвором сильно зависит от совокупности параметров активного слоя и длины затвора. Как показали расчеты, это объясняется влиянием перечисленных факторов на форму статического домена в канале транзистора.

Рассмотрим изменение вдоль канала коэффициента диффузии D (штрихпунктирная линия), напряженности электрического поля E (штриховая линия), плотности спектральной мощности источников шума $S_V'/\Delta x$ (сплошная линия) при различных напряжениях на затворе транзистора (рис. 6): а) при открытом затворе $I=I_0$, б) при $I/I_0=0,15$. Параметры активного слоя и длина затвора ПТШ следующие: $A=0,15 \text{ мкм}$, $N=2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\mu=4000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $L=0,25 \text{ мкм}$. Видно, что форма статического домена сильного поля, образующегося у стокового края затвора, зависит от напряжения на затворе и параметров транзистора

(см. также [11]). Форма домена, в свою очередь, влияет на распределение вдоль канала энергии, дрейфовой скорости, коэффициента диффузии электронов. Изменение формы домена с изменением $U_{и.з}$ ведет к существенному изменению спектральной плотности флуктуаций (сплошная линия) в проводящем канале (рис. 6а,б). Кроме того, когда домен охватывает практически весь канал до стока (рис. 6а), мощность шумовых источников остается значительной и в области, где уже нет обедненного слоя. При этом сильно снижается коэффициент корреляции C между флуктуациями напряжения и наведенного тока затвора. Уменьшение C , в свою очередь, ведет к росту F_{\min} . Это явление характерно только для транзисторов с субмикронным затвором, при $L > 1$ мкм изменение формы домена наблюдается лишь в толстых АС при высоких концентрациях в них доноров. (Такие ПТШ обычно не реализуются из-за пробоя.) При коротких затворах ($L = 0,25$ мкм, например) «перестройка» домена наблюдается и в достаточно тонких АС при невысоких μ .

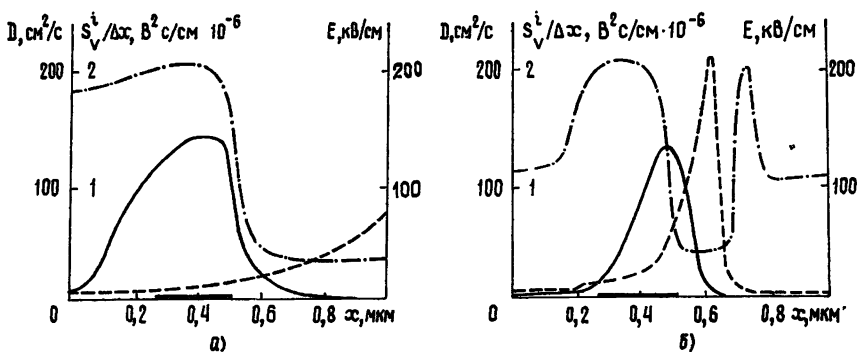


Рис. 6.

Таким образом, лишь в ПТШ со сравнительно тонким АС нелокальные эффекты уменьшают F_{\min} и его зависимость от тока. При «толстых» АС нелокальные эффекты оказывают существенное влияние на вид зависимости $F_{\min}(I/I_0)$, приводя к резкому росту F_{\min} при $I/I_0 \approx 1$.

Из рис. 6 следует, что, как и в ПТШ с $L > 1$ мкм (рис. 2), в транзисторах с субмикронным затвором в большей части канала, вплоть до домена сильного поля, коэффициент диффузии заметно превышает значение D в сильных полях. Вклад в шум прибора вносит вся область канала под обедненным слоем, хотя, в зависимости от длины затвора, доля различных участков его различна. Так, при $L = 2$ мкм «шумит», в основном, околостоксовая область канала, а при $L = 0,25$ мкм «шумящий» участок начинается у истокового края затвора и заметно выступает за стоковый край. Надо отметить, что из-за более сильного отклика на флуктуацию тока и более высокого коэффициента диффузии наибольший вклад в шум ПТШ в режиме, когда F_{\min} минимален, вносит не сама область домена сильного поля, а участок канала под затвором до домена.

Разработана нелокальная модель расчета высокочастотных шумов в ПТШ, пригодная для анализа характеристик транзисторов с широким диапазоном длин затвора.

Показано, что при расчете отклика напряжения на стоке транзистора на флуктуацию тока в канале необходимо учитывать отсутствие корреляции между флуктуациями тока как по длине, так и по ширине затвора. Результаты расчетов, учитывающих это обстоятельство, хорошо согласуются с экспериментальными данными без искусственных предположений о малой величине коэффициента диффузии электронов.

Низкий коэффициент шума ПТШ обусловлен не только высоким коэффициентом корреляции между флуктуациями тока в канале и наведенного тока затвора, но и в значительной мере локальностью флуктуаций, их некоррелированностью между собой.

Нелокальные эффекты, обусловленные нелокальным разогревом электронов, существенно сказываются на шумовых характеристиках ПТШ с длиной затвора $L < 1$ мкм. В транзисторах с субмикронным затвором нелокальные эффекты увеличивают максимальную частоту усиления по току и, как правило, снижают коэффициент шума. Однако это снижение существенно зависит от комплекса параметров транзистора (длины затвора, подвижности электронов, толщины эпитаксиальной пленки, концентрации доноров в ней) и режима работы. В этом отношении пленки можно разделить на «тонкие» и «толстые». В «тонких» пленках F_{\min} мал и мало зависит от напряжения на затворе. В «толстых» пленках эта зависимость сильна и может быть более резкой, чем рассчитанная по локальной полевой модели.

Физической причиной критичности F_{\min} к толщине активного слоя являются особенности формирования статического домена у стокового края субмикронного затвора в условиях нестационарного разогрева электронов.

Низкий собственный шум ПТШ с субмикронным затвором увеличивает вклад в коэффициент шума паразитных сопротивлений пассивных участков полупроводника и контактов.

Авторы благодарны Л. В. Манченко, Я. Б. Мартынову, С. Б. Порещу за помощь в расчетах и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Van der Ziel A. — Proc. IEEE, 1963, 51, № 3, p. 461.
2. Stats H., Haus H. A., Pussel R. A. — IEEE Trans., E.D., 1974, 21, № 9, p. 549.
3. Pussel R. A., Masse D. J., Krum C. F. — IEEE J. S.C., 1976, 11, № 2, p. 243.
4. Carnez B., Cappy A., Fauquemberque R., Constant E., Salmer G. — IEEE Trans., ED., 1981, 28, № 7, p. 787.
5. Carnez B., Cappy A., Salmer G., Constant E. — Acta Electronica, 1980, 23, № 2, p. 165.
6. Кальфа А. А., Пашковский А. Б., Тегер А. С. — Электронная техника, Сер. Электроника СВЧ, 1984, вып. 4 (364), с. 27.
7. Shockley W., Coreland J. A., James R. S. Quantum Theory of Atoms, Molecules and Solid State. — New York: Academ. Press., 1966, p. 537.
8. Шварц Н. З. Линейные транзисторные усилители СВЧ. — М.: Сов. радио, 1980, с. 120.
9. Gailion Dr., Brehm E., Vendelin G. D. — Microwaves, 1974, 13, № 2, p. 383.
10. Feng M., Kanber H., Eu V. K., Wathins E., Hackett L. R. — Appl. Phys. Lett., 1984, 44, № 2, p. 232.
11. Wroblewski R., Salmer G., Grosnier Y. — IEEE Trans., E.D., 1983, 30, № 2, p. 154.

Поступила в редакцию
4 ноября 1985 г.,
после доработки
15 апреля 1986 г.

DIFFUSION NOISE IN SUBMICRON SCHOTTKY BARRIER GATE FIELD EFFECT TRANSISTORS

A. B. Pashkovskij, A. S. Tager

A model and the result of the calculation for the non-equilibrium diffusion noise in Schottky barrier GaAs field-effect transistor with submicron gate is described, taking into account non-local effects. At the assumption of non-correlated local fluctuations of electron velocities both along and across the channel a minimal noise figure F_{\min} of Schottky barrier FET with the gate of 0.3 mkm has been calculated. The results are in a good agreement with the experimental data known. It is shown that F_{\min} is a function of active layer parameters, connected with the shape change of the strong field domain under the gate.