

SiC СВЧ ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ: ГРАНИЧНАЯ ЧАСТОТА—МОЩНОСТЬ

Иванов П. А., Царенков Б. В.

Проанализированы граничная частота и соответствующая ей СВЧ мощность полевых транзисторов (с $p-n$ затвором либо с затвором Шоттки) на основе известной аналитической модели, учитывающей насыщение дрейфовой скорости электронов в сильных электрических полях.

Рассчитаны возможные значения граничной частоты и мощности полевых транзисторов на основе карбида кремния политипа $6H$ — полупроводника, у которого напряженность поля лавинного пробоя ($\approx 5 \cdot 10^6$ В/см) на порядок, а насыщенная скорость дрейфа электронов ($2 \cdot 10^7$ см/с) в 2 раза больше, чем у кремния и арсенида галлия.

Проведено сопоставление характеристик граничная частота—мощность SiC ($6H$)- и GaAs-транзисторов с длиной затвора $1.5 \div 0.3$ мкм. Показано, что SiC($6H$)-транзисторы могут работать в диапазоне частот $10 \div 100$ ГГц с выходной мощностью $100 \div 7$ Вт, тогда как GaAs-транзисторы — в диапазоне частот $10 \div 50$ ГГц с выходной мощностью $4 \div 0.2$ Вт.

Таким образом, показано, что SiC($6H$) может стать реальной основой для создания мощных (в десятки ватт) транзисторов миллиметрового диапазона СВЧ уже при современных возможностях литографии.

Введение. В настоящее время практически весь прогресс транзисторной СВЧ электроники обусловлен развитием монополярных приборов на полупроводниках $A^{III}B^V$ (главным образом на основе арсенида галлия). Если говорить о мощных полевых транзисторах (ПТ), то выходная мощность GaAs-ПТ с затвором Шоттки (ПТШ) превышает 1 Вт только на частотах до 20 ГГц [1].

Продвижение мощных (более 1 Вт) ПТ в миллиметровый диапазон (30–300 ГГц) связывают в принципе с более широкозонными полупроводниками, которые имеют большие, чем в GaAs, значения напряженности поля лавинного пробоя, насыщенной скорости дрейфа электронов и теплопроводности [2, 3].

Цель настоящей работы: во-первых, оценить (исходя из возможностей современной литографии), какие граничную частоту и соответствующую ей выходную мощность могут иметь карбид-кремниевые ПТ, и, во-вторых, сравнить по этим параметрам SiC- и GaAs-ПТ.

1. Анализ предельных параметров мощных СВЧ ПТ

1.1. *Исходная модель* ПТ. В работе используется аналитическая модель полевого транзистора, которая учитывает насыщение дрейфовой скорости электронов в сильных электрических полях [4, 5]; мы воспроизводим ее достаточно подробно, для того чтобы провести детальный анализ применительно к мощным СВЧ ПТ.

Модель основана на кусочно-линейной аппроксимации зависимости дрейфовой скорости электронов v от поля E (рис. 1); при достаточно большом напряжении стока в канале ПТ под затвором есть две области (рис. 2).

В области I длиной L_1 скорость электронов пропорциональна полю:

$$v(x) = \mu E(x), \quad 0 \leq x \leq L_1,$$

где μ — дрейфовая подвижность электронов. Толщина слоя объемного заряда (СОЗ) $n(x)$ в этой области рассчитывается согласно приближению «плавного канала» Шокли [6].

В области 2 длиной L_2 скорость электронов не зависит от поля и равна скорости насыщения:

$$v(x) = v_s, \quad L_1 \leq x \leq L.$$

Толщина СОЗ в области 2 $h_s = a - \delta_s$ неизменна по координате x , что следует из непрерывности тока в канале ПТ

$$I_{ch} = qnv(x)\delta(x)Z, \quad 0 \leq x \leq L, \quad (1)$$

где q — заряд электрона, n — концентрация электронов в открытой части канала толщиной $\delta(x)$ и шириной Z .

Полное падение напряжения V_i на участке канала под затвором ($0 \leq x \leq L$) получено в работе [5]:

$$V_i = V_1 + V_2 = V_p(u_s^2 - u_0^2) + \frac{2}{\pi} a E_s \operatorname{sh} \left(\frac{\pi L_2}{2a} \right), \quad (2)$$

где $V_p = qNa^2/2\epsilon$ — напряжение отсечки канала (N — концентрация нескомпенсированных доноров, a — толщина канала, ϵ — диэлектрическая проницае-

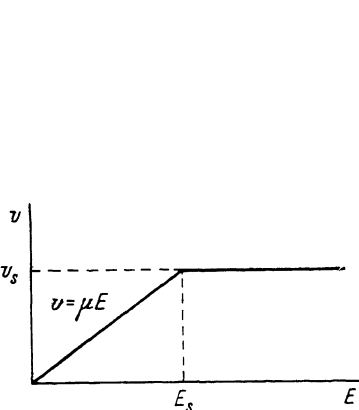


Рис. 1. Кусочно-линейная аппроксимация полевой зависимости дрейфовой скорости электронов в полупроводнике.

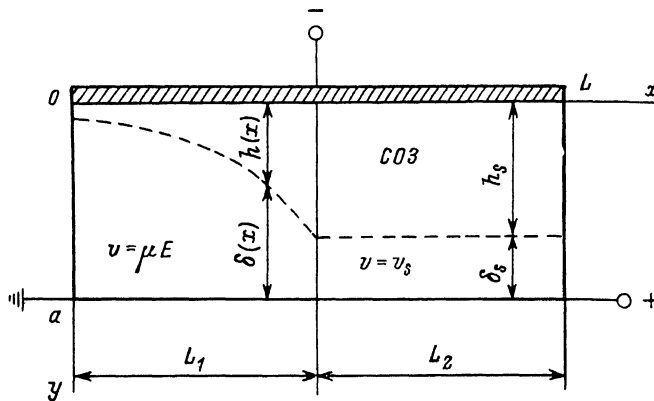


Рис. 2. Схематическое изображение сечения канала ПТ под затвором для модели двух областей.

мость полупроводника); $u_s = h_s/a$ — относительная толщина СОЗ в области 2; $u_0 = h_0/a$ — относительная толщина СОЗ в области 1 у истока (при $x=0$); $E_s = v_s/\mu$ — поле, необходимое для насыщения скорости электронов. Первое слагаемое в (2) отражает одномерное распределение электрического поля в СОЗ области 1 (согласно приближению «плавного канала»), а второе (для области 2) получено решением двумерного уравнения Пуассона для СОЗ и уравнения Лапласа для нейтральной части канала.

Выражение (1) для тока в канале транзистора I_{ch} можно представить, рассматривая области 1 и 2, в следующем виде (см., например, [7]):

$$\text{область 1: } I_{ch} = qna\mu \frac{V_p}{L_1} Z \left[u_s^2 - u_0^2 - \frac{2}{3} (u_s^3 - u_0^3) \right], \quad (3a)$$

$$\text{область 2: } I_{ch} = qnav_s Z (1 - u_s). \quad (3b)$$

Система уравнений (2) и (3) в неявном виде связывает ток в канале ПТ с падением напряжения на участке канала длиной L . Она может быть решена численным методом: задавая значения u_s из интервала $u_0 \leq u_s < 1$ и приравнявая (3a) и (3b), можно вычислить длину L_1 по формуле

$$L_1 = \frac{\mu V_p}{v_s} \Phi_1(u_s), \quad (4)$$

где $\Phi_1(u_s) = [u_s^2 - u_0^2 - (2/3)(u_s^3 - u_0^3)] / (1 - u_s)$; значения тока в канале I_{ch} и соответствующие им величины падения напряжения V_i вычисляются путем подстановки параметров u_s и $L_1(u_s)$ в уравнения (3б) и (2).

1.2. Анализ условий реализации длинно- и короткоканального ПТ. Рассмотренная аналитическая модель ПТ описывает характеристику $I_{ch} - V_i$ лишь для таких значений напряжения V_i , при которых область 2 существует. При этом увеличение тока I_{ch} с ростом V_i происходит за счет увеличения толщины δ_2 и длины L_2 области 2 (рис. 3), как это следует из выражений для тока (3б) и для падения напряжения (2).

В дальнейшем нас будет интересовать значение тока в канале, соответствующее условию $V_i = V_p$ и максимально допустимому прямому смещению затвора. При этом возможны два предельных случая:

1) длина и толщина области с насыщенной скоростью очень малы, так что ток в канале может быть аппроксимирован известной формулой Шокли

$$I_{ch} = I_D^s = qn\alpha\mu \frac{V_p}{L} Z \left(\frac{1}{3} - u_0^2 + \frac{2}{3} u_0^3 \right), \quad (5)$$

такой транзистор мы будем называть *длинноканальным*;

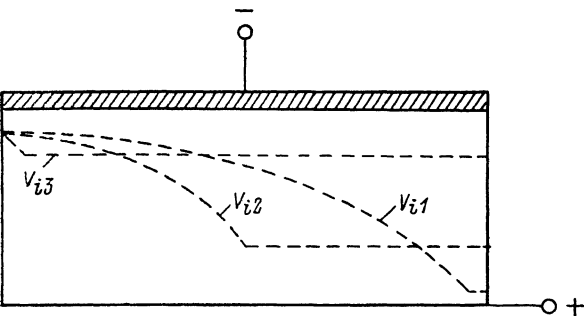


Рис. 3. Динамика измерения формы СОЗ под затвором ПТ для модели двух областей при различных значениях V_i .

$$V_{i3} > V_{i2} > V_{i1}.$$

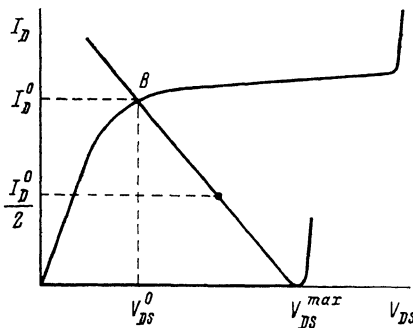


Рис. 4. Выходные характеристики мощного ПТ с нагрузочной прямой.

2) область с насыщенной скоростью занимает практически весь канал, так что ток в канале достигает своего максимального значения

$$I_{ch} = I_{ch}^m = qn\alpha v_s Z (1 - u_0), \quad (6)$$

такой транзистор мы будем называть *короткоканальным*.

Определим условия, при которых реализуются длинно- и короткоканальный транзисторы.

Длинноканальный ПТ. Выражения (3а) и (3б) строго переходят в формулу Шокли (5), если $L_1 \rightarrow L \rightarrow \infty$, а $u_s \rightarrow 1$. Однако формулой Шокли можно пользоваться и при конечной длине L , но с определенной погрешностью.

Положим $L_1 = L$ и, используя (3а), определим вначале значения u_s , при которых ток в канале с относительной погрешностью $k = (I_D^s - I_{ch}) / I_D^s$ можно вычислять по формуле Шокли. Получаем

$$\frac{I_{ch}}{I_D^s} = \frac{u_s^2 - u_0^2 - \frac{2}{3}(u_s^3 - u_0^3)}{\frac{1}{3} - u_0^2 + \frac{2}{3}u_0^3} \geq 1 - k,$$

или

$$u_s^2 \left(1 - \frac{2}{3}u_s \right) \geq \frac{1}{3} - k \left(\frac{1}{3} - u_0^2 + \frac{2}{3}u_0^3 \right).$$

Видно, что значения u_s , удовлетворяющие этому неравенству, тем ближе к единице, чем меньше заданная погрешность k и чем больше значения $u_0 = h_0/a$,

которые обычно находятся в пределах $0.2 \div 0.5$. Указанному интервалу u_0 при погрешности $k=0.1$ соответствуют значения $u_s \geq 0.82 \div 0.86$.

Теперь, приравнявая (36) и (5), получаем, что относительная длина канала L/a , при которой реализуется длинноканальный транзистор, должна удовлетворять неравенству

$$\frac{L}{a} \geq (0.82 \div 0.64) \frac{\mu E_p}{v_s}, \quad (7)$$

где $E_p = 2V_p/a$ — напряженность поля затвора в режиме отсечки.

Короткоканальный ПТ. Для определения относительной длины L/a , при которой реализуется короткоканальный ПТ, рассмотрим ситуацию, когда область 2 толщиной $\delta_s = a - h_0$ ($u_s = u_0$) занимает всю подзатворную область ($L_2 = L$) при условии $V_i \leq V_p$. После соответствующих подстановок в (2) получаем, что относительная длина канала должна удовлетворять

$$\frac{L}{a} \leq \frac{2}{\pi} \operatorname{arsh} \left(\frac{\pi}{4} \frac{\mu E_p}{v_s} \right). \quad (8)$$

Говоря о возможных минимальных значениях относительной длины канала, следует иметь в виду, что эффективное управление потоком электронов со стороны затвора возможно лишь при $L > a$; как правило, $L/a > 2$.

Таким образом, если ввести характерное для структуры ПТ отношение синтетического параметра μE_p (имеющего размерность скорости) к скорости насыщения v_s : $k_s = \mu E_p / v_s$, то переход от длинноканального ПТ Шокли к короткоканальному с насыщенной скоростью происходит при изменении относительной длины канала в пределах

$$0.7k_s \leq \frac{L}{a} \leq \frac{2}{\pi} \operatorname{arsh} \left(\frac{\pi}{4} k_s \right). \quad (9)$$

1.3. Граничная частота ПТ. Физическим процессом, ограничивающим рабочую частоту ПТ, является запаздывание переноса заряда свободными носителями по отношению к изменению напряжения на затворе.

В качестве максимальной рабочей частоты ПТ мы будем использовать граничную частоту усиления по току $f_t = 1/2 \pi \tau$ (τ — время пролета электронов), на которой коэффициент усиления по току равен единице. Целесообразность выбора частоты f_t в качестве максимальной обусловлена тем, что в этом случае остается усиление по мощности. Действительно, коэффициент усиления по мощности G_p и КПД транзистора η могут быть выражены через частоту f_t и предельную частоту генерации f_m (обычно $f_m > f_t$) в виде [8]

$$G_p = \left(\frac{f_m}{f_t} \right)^2, \quad \eta = 1 - G_p^{-1}.$$

Кроме того, для грубой оценки будем пользоваться малосигнальным приближением, определяя граничную частоту в режиме, который соответствует точке В выходной характеристики сток—исток (рис. 4).

Полное время пролета электронов под затвором ПТ τ определяется суммой времен пролета через области 1 и 2.

В области 1 электроны дрейфуют со скоростью, которая определяется их низкополевой подвижностью, поэтому время пролета имеет вид [9]

$$\tau_1 = \int_0^{L_1} \frac{dx}{\mu E(x)} = \frac{\mu V_p}{v_s^2} \Phi_2(u_s),$$

где $\Phi_2(u_s) = [u_s^2 - u_0^2 - 4/3(u_s^3 - u_0^3) + 1/2(u_s^4 - u_0^4)] / (1 - u_s)^2$.

В области 2 скорость электронов насыщена, поэтому

$$\tau_2 = \frac{L_2}{v_s}.$$

Длину области 2 выражаем через параметр u_s , используя формулу (2) при условии $V_i = V_p$:

$$L_2 = \frac{2}{\pi} a \operatorname{arsh} \left[\frac{\pi}{4} k_p \Phi_3(u_s) \right], \quad (10)$$

где $\Phi_3(u_s) = 1 - u_s^2 + u_s^3$.

В результате граничная частота f_t выражается через параметр u_s в виде

$$f_t = \frac{1}{2\pi\tau} = \frac{v_s}{2\pi a} \left\{ \frac{k_p}{2} \Phi_2(u_s) + \frac{2}{\pi} \operatorname{arsh} \left[\frac{\pi}{4} k_p \Phi_3(u_s) \right] \right\}^{-1}, \quad (11)$$

а длина L — в виде

$$L = a \left\{ \frac{k_p}{2} \Phi_1(u_s) + \frac{2}{\pi} \operatorname{arsh} \left[\frac{\pi}{4} k_p \Phi_3(u_s) \right] \right\}. \quad (12)$$

Соотношения (11) и (12) позволяют установить связь $f_t - L$ численным методом, подставляя различные значения u_s из интервала $u_0 \leq u_s \leq 1$.

Нетрудно показать, что для длинноканального ПТ $f_t \sim L^{-2}$:

$$f_t = \frac{\mu V_p}{2\pi L^2} \frac{\left(\frac{1}{3} - u_0^2 + \frac{2}{3} u_0^3 \right)^2}{\frac{1}{6} - u_0^2 + \frac{4}{3} u_0^3 - \frac{1}{2} u_0^4}, \quad (13)$$

а для короткоканального ПТ $f_t \sim L^{-1}$:

$$f_t = \frac{v_s}{2\pi L}. \quad (14)$$

Отметим, что средняя скорость дрейфа электронов в канале

$$\bar{v} = \frac{L}{\tau} = v_s \frac{\frac{k_p}{2} \Phi_1(u_s) + \frac{2}{\pi} \operatorname{arsh} \left[\frac{\pi}{4} k_p \Phi_3(u_s) \right]}{\frac{k_p}{2} \Phi_2(u_s) + \frac{2}{\pi} \operatorname{arsh} \left[\frac{\pi}{4} k_p \Phi_3(u_s) \right]}$$

тем выше, чем больше значение параметра μE_p . Так, для длинноканального ПТ средняя скорость дрейфа электронов прямо пропорциональна μE_p :

$$\bar{v} = (0.34 \div 0.26) \mu E_p \frac{a}{L}, \quad u_0 = 0.2 \div 0.5. \quad (15)$$

При сравнении (15) и (7) видно, что ПТ при укорочении канала практически остается длинноканальным до тех пор, пока средняя скорость дрейфа электронов приблизительно в 2.4 раза меньше скорости насыщения.

1.4 *Выходная мощность ПТ на синусоидальном сигнале.* Выходную мощность ПТ на переменном сигнале будем определять в режиме класса А по нагрузочной характеристике, показанной на рис. 4:

$$P_{\sim} = \frac{1}{8} I_b^0 (V_{DS}^{max} - V_{DS}^0). \quad (16)$$

Напряжение V_{DS}^{max} будем определять, исходя из допущения о квазиодномерном лавинном пробое между стоком и затвором:

$$V_{DS}^{max} \simeq V_b - V_p, \quad (17)$$

где $V_b = \epsilon E_b^2 / 2qN$ — напряжение пробоя, а E_b — напряженность поля лавинного пробоя.

Ток стока I_b^0 будем рассчитывать на основе принятой аналитической модели ПТ, полагая, что при максимально допустимом прямом смещении затвора все напряжение, приложенное к стоку, падает только на участке канала под затвором, т. е. $V_{DS} = V_i$. Характерный ток I_b^0 будем рассчитывать для значения $V_{DS} = V_p$.

Мощность P_{\sim} нельзя беспредельно увеличивать за счет увеличения ширины канала Z из-за ограничения, налагаемого снизу на внутренний реактанс транзистора $X_C = 1/2\pi fC$ условиями согласования с внешней СВЧ цепью (f — частота переменного сигнала, $C = \epsilon Z a/L$ — емкость канала между истоковой и стоковой областями). Тогда, выражая Z через X_C , получаем

$$P_{\sim} = \frac{1}{16\pi} J_D^0 \frac{V_b - 2V_p}{\epsilon f X_C} \frac{L}{a}, \quad (18)$$

где $J_D^0 = I_D^0/Z$ — ток стока на единичную ширину канала Z , рассчитанный при $V_{DS} = V_p$ и при максимально допустимом прямом смещении затвора. Выходная мощность P_{f_i} , соответствующая граничной частоте f_i , с учетом (36), (12) и (13) выражается через u_s в виде

$$P_{f_i} = \frac{1}{32\pi} E_p^2 \frac{L(u_s)(1-u_s)}{\epsilon f_i(u_s) X_C} \left(\frac{V_b}{V_p} - 2 \right). \quad (19)$$

1.5. *Связь выходной мощности ПТ с граничной частотой.* Для СВЧ приборов обычно анализируют связь $P_{f_i} - f_i$ при фиксированном значении внутреннего реактанта прибора X_C . Выражения для мощности переменного сигнала P_{f_i} (19) и для граничной частоты f_i (11) ПТ позволяют найти искомую связь в общем случае только численным методом. Однако для длинно- и короткоканального ПТ зависимость P_{f_i} от f_i можно представить в явном виде. Это наиболее интересно сделать для такого ПТ, у которого электрическое поле затвора в режиме отсечки E_p близко к полю лавинного пробоя полупроводника E_b , так что $E_p^{\text{opt}} \simeq \simeq E_b/\sqrt{3}$ [это соответствует максимальной мощности P_{\sim} (16)].

В случае длинноканального ПТ [относительная длина его канала определяется условием (7)] зависимость $P_{f_i}(f_i)$ с учетом выражения для тока (5) принимает вид

$$P_{f_i} f_i X_C = \frac{1}{96\pi} \mu E_b^2 V_p \left(\frac{1}{3} - u_0^2 + \frac{2}{3} u_0^3 \right), \quad (20)$$

откуда видно, что произведение $P_{f_i} X_C \sim f_i^{-1}$, а коэффициент пропорциональности определяется, кроме параметров полупроводника μ и E_b , напряжением отсечки канала V_p .

В случае короткоканального ПТ [относительная длина его канала определяется условием (8)] зависимость $P_{f_i}(f_i)$ с учетом выражения для тока (6) принимает вид

$$P_{f_i} f_i^2 X_C = \frac{1}{192\pi^2} E_b^2 v_s^2 (1 - u_0). \quad (21)$$

Полученная для короткоканального ПТ формула (21) функционально повторяет известное соотношение Джонсона [10], который показал, что для большинства типов СВЧ приборов произведение $P_{f_i} X_C \sim f_i^{-2}$, если носители тока перемещаются в дрейфовой области с насыщенной скоростью.

Отметим, что связь $P_{f_i} - f_i$ для короткоканального ПТ определяется фундаментальными параметрами полупроводника E_b , v_s и слабо зависит от V_p (через параметр u_0).

2. Сравнительная оценка параметров мощных СВЧ SiC (6H)- и GaAs-ПТ

2.1. *Связь некоторых параметров SiC (6H)- и GaAs-ПТ со свойствами этих полупроводников.* Преимущества SiC по сравнению с GaAs для ПТ — это на порядок большая величина напряженности поля лавинного пробоя E_b (для SiC (6H) $E_b = (3 \div 6) \cdot 10^6$ В/см) и в 2 раза большая величина насыщенной скорости дрейфа электронов (для SiC (6H) $v_s = 2 \cdot 10^7$ см/с [11]). Рассмотрим, как эти факторы могут повлиять на ряд параметров мощных СВЧ ПТ.

Во-первых, большая величина E_b позволяет SiC (6H)-транзистору работать при большом напряжении стока. Так, из выражения (17) видно, что напряже-

ние V_b в случае SiC (6H)-ПТ может составлять около 60 В даже при такой высокой концентрации доноров в канале, как $N=1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Для сравнения: в случае GaAs-ПТ при $N=1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ напряжение $V_b \approx 15 \text{ В}$ (для GaAs-ПТШ специальными конструктивными приемами его удается увеличить до 25–40 В [12]).

Во-вторых, большая величина E_b позволяет создать в канале SiC (6H)-ПТ большой заряд электронов, отнесенный к единице площади затвора ($Q_s=qna$). Действительно, если положить $n=N$, то, поскольку $qNa/\epsilon = E_p \ll E_b$, заряд Q_s для SiC (6H)-ПТ может достигать значения $\approx 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, тогда как для GaAs-ПТ обычно $Q_s^g \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, т. е. на порядок меньше.

В-третьих, именно большая величина E_b , несмотря на малую подвижность электронов [в SiC (6H) $\mu=100\text{--}250 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$], позволяет реализовать условие (как и для GaAs-ПТ), при котором электроны дрейфуют в открытом канале

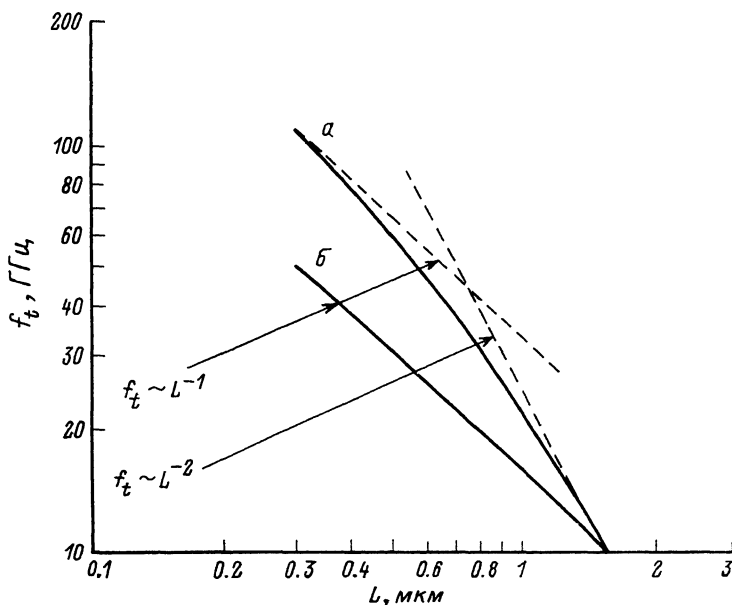


Рис. 5. Зависимости граничной частоты ПТ f_z от длины затвора L при $a=0.15 \text{ мкм}$.

а) SiC (6H)-ПТ: $N=1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $V_p=20 \text{ В}$; б) GaAs-ПТ: $N=1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $V_p=3 \text{ В}$.

со скоростью насыщения практически по всей длине, т. е. создать короткоканальный ПТ на основе SiC (6H): относительная длина канала L/a [см. выражение (8)] должна быть в пределах 2–3.

В-четвертых, средняя скорость дрейфа электронов, при которой SiC (6H)-ПТ еще будет соответствовать модели Шокли [см. формулы (7) и (15)], $\bar{v} \approx 9 \cdot 10^6 \text{ см/с}$. Это значение близко к значению предельной (насыщенной) скорости электронов в канале мощного GaAs-ПТ, т. е. даже длинноканальный SiC (6H)-ПТ может не уступать по скоростным качествам короткоканальному GaAs-ПТ.

2.2. Граничная частота—мощность SiC (6H)- и GaAs-ПТ. Граничную частоту и соответствующую ей СВЧ мощность SiC (6H)- и GaAs-ПТ будем рассчитывать, исходя из следующих посылок.

Ограничим нижний предел длины затвора ПТ величиной $L=0.3 \text{ мкм}$, что отражает возможности сегодняшней литографии. Тогда, если допустить $(L/a)_{\min}=2$, толщина канала a должна быть 0.15 мкм .

Далее, если для SiC (6H)-ПТ концентрацию доноров N положить равной $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (этому значению N соответствует напряженность поля лавинного пробоя $E_b=5 \cdot 10^6 \text{ В/см}$), то напряженность поля затвора в режиме отсечки канала $E_p=qNa/\epsilon=2.7 \cdot 10^6 \text{ В/см}$, т. е. она будет равна оптимальному значению $E_p^{\text{opt}}=E_b/\sqrt{3}$. Аналогично, если для GaAs-ПТ положить $N=1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ($E_b=6 \cdot 10^5 \text{ В/см}$), $E_p=3.7 \cdot 10^5 \text{ В/см}$, что тоже соответствует E_p^{opt}

Полупровод- ники	Параметры							
	a , мкм	N , см ⁻³	E_p , В/см	V_p , В	см ² /В · с	V_{DS}^{max} , В	u_0	X_C , Ом
SiC (6H)	0.15	$1.0 \cdot 10^{18}$	$2.7 \cdot 10^6$	20	120	40	0.2	50
GaAs	0.15	$1.5 \cdot 10^{17}$	$3.6 \cdot 10^5$	3	4700	9	0.5	50

Из этого следует, что напряжение отсечки канала $V_p = E_p a / 2$ равно 20 В для SiC (6H)-ПТ и 3 В для GaAs-ПТ.

Наконец, для X_C возьмем стандарт величиной 50 Ом.

Зависимости $f_t(L)$ и $P_{f_t}(f_t)$ получены численным решением уравнений (11), (12) и (19). Необходимые для расчета этих зависимостей параметры SiC (6H)- и GaAs-ПТ сведены в таблицу.

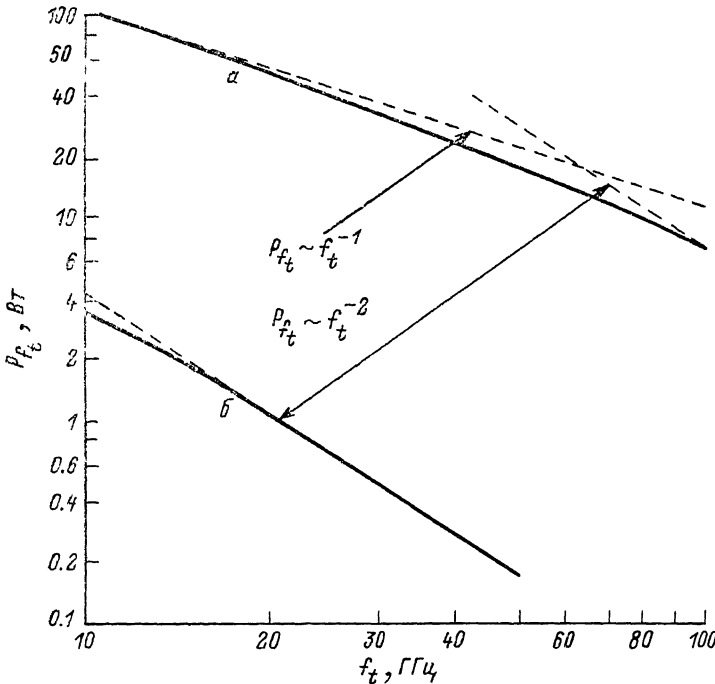


Рис. 6. Зависимости выходной мощности ПТ P_{f_t} от граничной частоты f_t при $X_C = 50$ Ом.
 а) SiC (6H)-ПТ : $N = 1 \cdot 10^{18}$ см⁻³, $V_p = 20$ В; б) GaAs-ПТ : $N = 1.5 \cdot 10^{17}$ см⁻³, $V_p = 3$ В.

Расчетные зависимости $f_t(L)$ и $P_{f_t}(f_t)$ для SiC (6H) ПТ (рис. 5, а и 6, а) показывают, что при длинах затвора L , изменяющихся в интервале $1.5 \div 0.3$ мкм, граничная частота оказывается в пределах $10 \div 100$ ГГц, а выходная мощность — в пределах $100 \div 7$ Вт. Из этих графиков видно, что в заданном интервале длин затвора SiC (6H)-ПТ занимает промежуточное положение между длинноканальным и короткоканальным ПТ: средняя скорость дрейфа электронов изменяется в пределах от $v_s / 2.4$ ($9 \cdot 10^6$ см/с) до v_s ($2 \cdot 10^7$ см/с).

Расчетные зависимости $f_t(L)$ и $P_{f_t}(f_t)$ для GaAs ПТ (рис. 5, б и 6, б) показывают, что при тех же длинах затвора граничная частота оказывается в пределах $10 \div 50$ ГГц, а выходная мощность превышает 1 Вт лишь на частотах до 20 ГГц. Из этих графиков видно, что в интервале длин затвора $L = 0.3 \div 0.8$ мкм GaAs-ПТ — короткоканальный и слабо отличается от него вплоть до $L = 1.5$ мкм: средняя скорость дрейфа электронов $\bar{v} \approx v_s = 1 \cdot 10^7$ см/с.

Таким образом, сравнение SiC (6H)- и СВЧ GaAs-ПТ показывает следующее:

— при одинаковой длине затвора в интервале $0.3 \div 1.5$ мкм SiC (6H)-ПТ могут превосходить GaAs-ПТ как по частоте, так и по мощности;

— при одинаковой мощности в несколько единиц ватт SiC (6H)-ПТ могут работать на частотах ~ 100 ГГц, а GaAs-ПТ — лишь на частотах ~ 10 ГГц;

— при одной и той же граничной частоте 20 ГГц мощность SiC (6H)-ПТ по крайней мере на порядок превосходит мощность GaAs-ПТ (50 и 1 Вт соответственно).

Однако следует подчеркнуть, что такое преимущество SiC (6H) ПТ по сравнению с GaAs-ПТ достигается лишь при большем, чем у GaAs-ПТ, напряжении отсечки канала, что приведет к большей мощности, рассеиваемой во входной цепи затвор—исток.

Необходимо заметить, что представленные результаты расчетов остаются оценочными, поскольку сделаны при ряде упрощающих допущений: полной ионизации доноров в нейтральной части канала, простейшей аппроксимации полевой зависимости скорости электронов, отсутствия падения напряжения на участке канала между затвором и стоком при максимально допустимом прямом смещении затвора и др. Естественно, надо не забывать, что на величину максимальной мощности будут оказывать влияние и тепловые процессы.

Заключение. Итак, карбид кремния политипа 6H может стать реальной основой для создания мощных (в десятки ватт) полевых транзисторов миллиметрового диапазона СВЧ уже при современных возможностях литографии.

На пути к этому уже созданы SiC (6H)-ПТ с $p-n$ -затвором, у которых управляющее поле затвора составляет около $2 \cdot 10^6$ В/см [13, 14].

Развитие СВЧ SiC (6H)-ПТ будет связано с уровнем решения таких задач, как создание барьеров Шоттки с малыми утечками, низкоомных омических контактов, уменьшение последовательных паразитных сопротивлений истока и стока. Кроме того, необходимы исследования пробоя планарных барьеров Шоттки, а также полевой зависимости дрейфовой скорости электронов в сильно легированном SiC (6H).

Список литературы

- [1] Полевые транзисторы на арсениде галлия / Под ред. Д. В. ДиЛоренцо и Д. Д. Канделуола. М., 1988. 495 с.
- [2] Тагер А. С. // Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника. 1979. Т. 22. № 10. С. 5—16.
- [3] Keyes R. W. // Proc. of Int. Conf. «Silicon Carbide-1973». Columbia S. C. 1974. P. 531—534.
- [4] Grebene A. B., Ghandi S. R. // Sol. St. Electron. 1969. V. 12. N 7. P. 573—579.
- [5] Pucel R., Haus H., Statz H. // Adv. in Electron a. Electron. Phys. N. Y., 1975. V. 38. P. 195—265.
- [6] Shockley W. // Proc. IRE. 1952. V. 40. N 11. P. 1365—1376.
- [7] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 1. М., 1984. 455 с.
- [8] Полупроводниковые приборы в схемах СВЧ / Под ред. М. Хауса и Д. Моргана. М., 1979. 444 с.
- [9] Валиев К. А., Пашинцев Ю. И., Петров Г. В. Применение контакта металл—полупроводник в электронике. М., 1981. 304 с.
- [10] Jonson E. O. // RCA Rev. 1965. V. 26. N 1. P. 169—177.
- [11] Muench W., Pettenpaul E. // J. Appl. Phys. 1977. V. 48. N 11. P. 4823—4825.
- [12] Frenshley W. R. // IEEE Trans. on Electron Dev. 1981. V. ED-28. N 8. P. 962—970.
- [13] Anikin M. M., Ivanov P. A., Syrkin A. L., Tsarenkov B. V. // Extend. Abstr. of the 176th Meet. of the Electrochem. Soc. Hollywood (Florida). 1989. P. 724.
- [14] Kelner G., Binari S., Sleger K., Palmour J. // Fall Conference E-MRS. Strasbourg. 1990. P. C—III—6.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Санкт-Петербург

Получена 20.05.1991
Принята к печати 17.06.1991