

©1994 г.

ПОЛЕВОЙ ТРАНЗИСТОР НА ОСНОВЕ 6H-SiC: ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПРОВОДИМОСТИ *n*-КАНАЛА

П.А.Иванов

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Получена 30 декабря 1993 г. Принята к печати 13 января 1994 г.)

Исследована температурная зависимость проводимости эпитаксиального *n*-канала в полевом транзисторе на основе 6H-SiC с *p-n*-затвором в направлении, перпендикулярном гексагональной оси *C* кристалла, в интервале температур 160÷680 К. Канал транзистора легирован азотом до концентрации $(N_d - N_a) = 4.0 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, степень компенсации ~ 0.1 .

Удельная электропроводность σ канала равномерно распределена по толщине его проводящей части. С ростом температуры она изменяется немонотонно и имеет максимум при температуре вблизи комнатной ($\sigma_{\text{max}} = 4.3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$). Анализ температурной зависимости удельной электропроводности показал следующее: концентрация свободных электронов n с ростом температуры в интервале 160–520 К увеличивается за счет ионизации доноров, а затем не изменяется, откуда следует, что удельная электропроводность максимальна при неполной ионизации нескомпенсированных доноров [степень ионизации $n/(N_d - N_a) = 0.4$]; дрейфовая подвижность электронов μ уменьшается с ростом температуры во всем интервале 160÷680 К: $\mu [\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}] = 170(T [\text{K}]/300)^{-2.4}$.

Введение

Карбид кремния — один из немногих широкозонных полупроводников, в которых примесная проводимость *n*- и *p*-типа может быть изменена легированием в широких пределах. Проводимость SiC *n*- и *p*-типа и температурные зависимости ее составляющих (концентрации и подвижности основных носителей) достаточно детально изучались ранее холловскими методами (см., например, [1–7]). Объектами исследований были, как правило, объемные монокристаллы. В результате холловских исследований были определены некоторые параметры зонной структуры SiC, установлены доминирующие механизмы рассеяния носителей тока и, кроме того, были определены энергии ионизации основных легирующих примесей.

В настоящее время, в связи с прогрессом в технологии высокотемпературных n -канальных полевых транзисторов (ПТ) на основе SiC [8-14] становятся актуальными исследования проводимости легированных (концентрация электронов $10^{17} \div 10^{18} \text{ см}^{-3}$) тонких (толщина порядка 0.1 мкм) эпитаксиальных n -слоев (относительно оптимальных параметров структуры ПТ на основе $6H$ -SiC с легированным n -каналом см. в [15]). Исследования проводимости таких слоев должны включать изучение распределений концентрации доноров и удельной электропроводности по толщине слоев, влияния на проводимость границ раздела, а также температурных зависимостей концентрации и дрейфовой подвижности электронов.

В данной работе такие исследования проведены для n -канального ПТ на основе $6H$ -SiC с p - n -затвором в интервале температур $160 \div 680 \text{ К}$.

Объект исследования

Технология, структура и характеристики исследуемого транзистора при комнатной температуре описаны ранее в работе [9]. Структура ПТ содержит p^+ - и n -слои (легированные соответственно Al и N), выращенные в указанной последовательности методом вакуумной сублимационной эпитаксии на подложке n - $6H$ -SiC с ориентацией (0001)Si. Область пространственного заряда (ОПЗ) сильно асимметричного p^+ - n -затвора расположена в n -канале. Меза-структура ПТ (рис. 1, а), сформированная сухим травлением, такова, что активной областью канала является часть n -слоя, утоньшенная травлением, между омическими контактами истока и стока. Электрическое сопротивление этой части канала длиной $L = 10 \text{ мкм}$, шириной $Z = 0.4 \text{ мм}$ и толщиной $d \simeq 0.2 \text{ мкм}$ много больше сопротивления контактов и сопротивления n -слоя под истоковым и стоковым выступами; электрический ток в активной области канала протекает в перпендикулярном гексагональной оси С направлении.

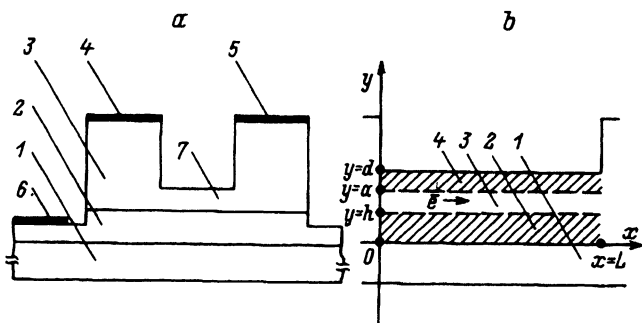


Рис. 1. а — поперечное сечение меза-структуры n -канального ПТ на основе $6H$ -SiC с p - n -затвором: 1 — подложка n - $6H$ -SiC{(0001)Si}, 2 — эпитаксиальный p^+ -слой, 3 — эпитаксиальный n -слой, 4 — исток, 5 — сток, 6 — затвор, 7 — активная область канала. б — схематическое изображение активной области канала: 1 — p^+ -область, 2 — область пространственного заряда p - n -затвора, 3 — квазинейтральная (проводящая) часть канала, 4 — приповерхностная область пространственного заряда.

Проводимость канала $G_{ds} = I_d/V_{ds}$ при разных напряжениях затвор-исток V_{gs} измерялась на начальном (линейном) участке характеристик ток стока I_d — напряжение сток-исток V_{ds} . В этом случае продольное электрическое поле в нейтральной части канала много меньше поперечного поля в ОПЗ затвора, так что при всех напряжениях V_{gs} толщина ОПЗ h не зависит от координаты x (рис. 1, б).

Для измерения концентрации нескомпенсированных доноров $N_{d^*} = N_d - N_a$, удельной электропроводности σ и их распределения по толщине канала использовался G - C -метод, основанный на одновременных измерениях зависимости дифференциальной барьерной емкости затвора C и зависимости проводимости канала G_{ds} от напряжения затвор-исток V_{gs} .

Концентрация доноров N_{d^*} и ее распределение по толщине канала находится дифференцированием экспериментальной C - V_{gs} -характеристики, построенной в координатах C^{-2} - V_{gs} :

$$N_{d^*}(h) = \frac{2dV_{gs}}{q\varepsilon(ZL)^2d(C^{-2})}, \quad (1)$$

где $h(V_{gs}) = \varepsilon ZL/C$ — толщина ОПЗ p - n -затвора, q — заряд электрона, ε — диэлектрическая проницаемость полупроводника.

Удельная электропроводность σ и ее распределение по толщине канала находятся дифференцированием G_{ds} - h -характеристики, которая получается из экспериментальной G_{ds} - V_{gs} -характеристики с использованием зависимости $h(V_{gs})$:

$$\sigma(h) = -\frac{L}{Z} \frac{dG_{ds}}{dh}. \quad (2)$$

Дрейфовая подвижность электронов μ и ее распределение по толщине канала могут быть найдены по зависимостям $N_{d^*}(h)$ (1) и $\sigma(h)$ (2), если известна степень ионизации доноров k в электронейтральной части канала (т.е. концентрация свободных электронов $n = kN_{d^*}$):

$$\mu(h) = \frac{\sigma}{qkN_{d^*}}. \quad (3)$$

Экспериментальные результаты

C - V_{gs} -характеристики p - n -затвора, измеренные низкочастотным (1 кГц) мостовым методом, оказались линейными в координатах C^{-2} - V_{gs} (рис. 2). Это означает, что нескомпенсированные доноры распределены равномерно по толщине канала (концентрация $N_{d^*} = 4.0 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Наклон зависимости $C^{-2}(V_{gs})$ незначительно уменьшается с ростом температуры.

G_{ds} - V_{gs} -характеристики, измеренные на постоянном токе и перестроенные в координатах G_{ds} - h , также оказались линейными (рис. 3).

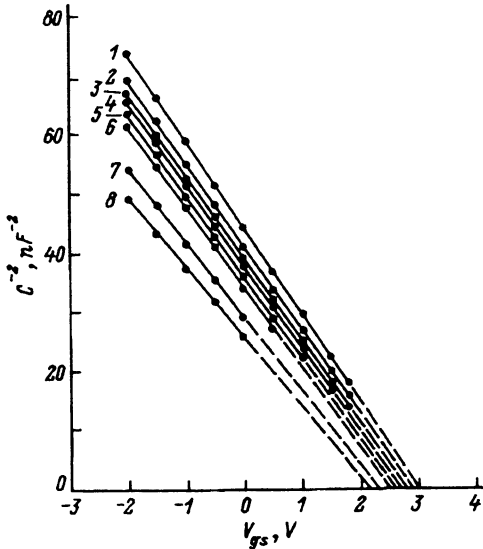


Рис. 2. $C-V_{gs}$ -характеристики $p-n$ -затвора.

Частота измерений 1 кГц. T, K : 1 — 164, 2 — 183, 3 — 298, 4 — 379, 5 — 478, 6 — 528, 7 — 579, 8 — 679.

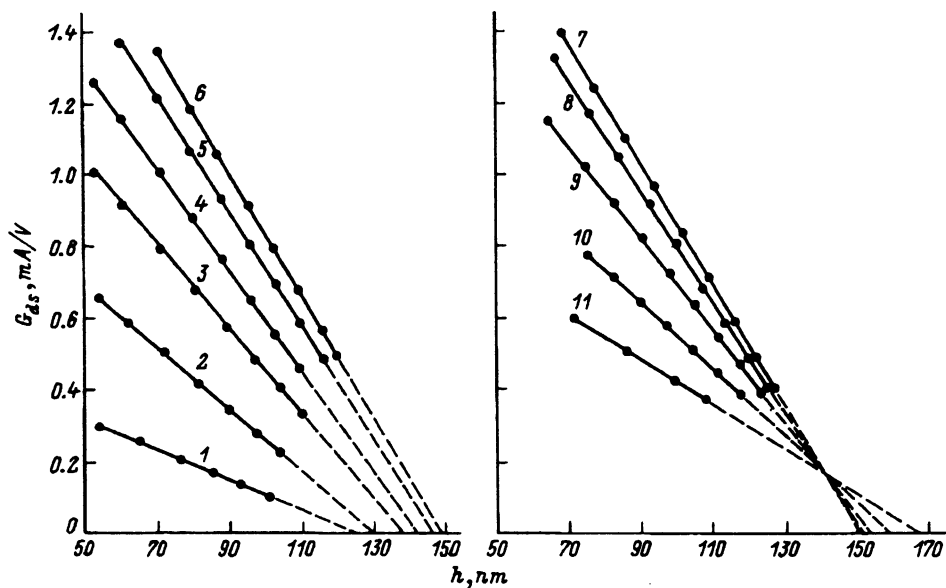


Рис. 3. Зависимости проводимости канала G_{ds} от толщины ОПЗ h .

T, K : 1 — 164, 2 — 183, 3 — 205, 4 — 223, 5 — 245, 6 — 270, 7 — 298, 8 — 379, 9 — 478, 10 — 579, 11 — 679.

Это свидетельствует о равномерном распределении удельной электропроводности и дрейфовой подвижности электронов по толщине проводящей части канала. Наклон $G_{ds}-h$ -характеристик увеличивается в температурном интервале 160÷300 К, достигая максимума, а затем уменьшается с ростом температуры в интервале 300÷680 К. Как видно из $G_{ds}-h$ -характеристик, толщина канала a , определяемая из условия $G_{ds}|_{h=a} = 0$, с ростом температуры в интервале 160÷680 К возра-

стает от 125 нм до 167 нм. Отметим, что определяемая таким способом толщина канала суть расстояние от металлургической границы p - n -перехода до границы проводящей части канала в n -слое. Как будет показано далее, эта граница не совпадает с поверхностью эпитаксиального n -слоя.

Анализ экспериментальных результатов

Данный раздел посвящен анализу G_{ds} - h -характеристик при разных температурах. Цель анализа — определение температурных зависимостей удельной электропроводности канала $\sigma(T)$, дрейфовой подвижности $\mu(T)$ и концентрации электронов $n(T)$. Кроме того, обсуждается причина зависимости от температуры толщины канала, $a(T)$.

Удельная электропроводность $\sigma(T)$, найденная по наклону G_{ds} - h -характеристик, проходит через максимум ($\sigma_{\max} = 4.3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$) при температуре вблизи комнатной (рис. 4). В случае n -6H-SiC, имеющего сравнительно большие энергии ионизации доноров, естественно ожидать, что температурное положение σ_{\max} будет определяться двумя конкурирующими при нагревании процессами: увеличением концентрации свободных электронов за счет ионизации нескомпенсированных доноров и падением дрейфовой подвижности электронов при их фоновом рассеянии.

Падение удельной электропроводности при температурах выше 520 К происходит по степенному закону: $\sigma \sim T^{-2.4}$. Аналогичные температурные зависимости наблюдались ранее для холловской подвижности электронов в образцах 6H-SiC n -типа проводимости [3,5].

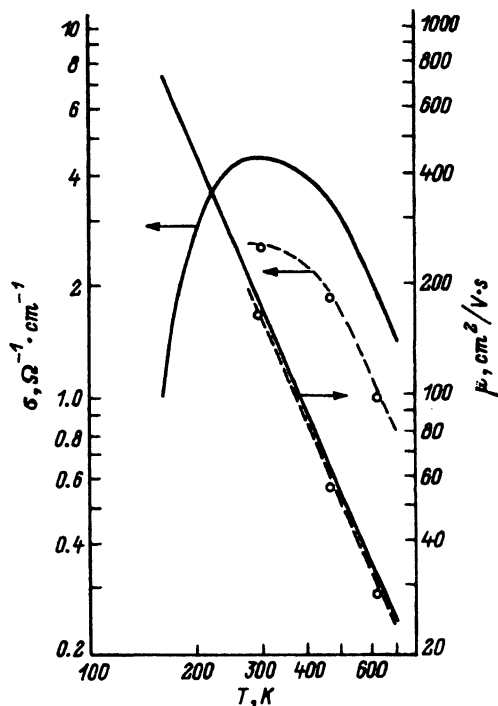


Рис. 4. Температурные зависимости удельной электропроводности канала и дрейфовой подвижности электронов (сплошные линии). Штриховыми линиями показаны результаты анализа для n -канального ПТ на основе 6H-SiC, изготовленного CVD-эпитаксией [14].

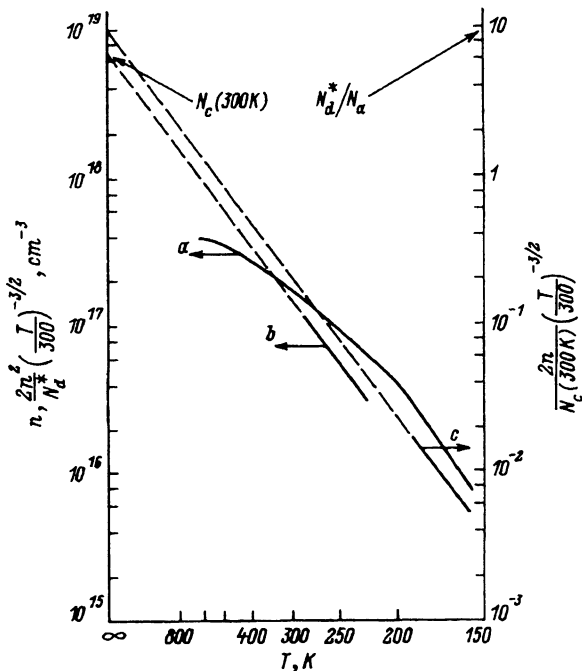


Рис. 5. Температурная зависимость концентрации свободных электронов в квазинейтральной части канала (а) и эти же результаты в виде, обработанном применительно к анализу зависимости $n(T)$ по статистике частично компенсированного полупроводника (b, c): $N_c(300\text{ K}) = 6.8 \cdot 10^{18}\text{ см}^{-3}$, $\Delta E_d = 100\text{ мэВ}$, $N_a/N_d = 0.1$.

На этом основании можно предположить, что при температурах выше 520 К температурная зависимость электропроводности определяется только зависимостью от температуры подвижности электронов (в то время как некомпенсированные доноры уже полностью ионизованы: $n = N_{d^*} = 4.0 \cdot 10^{17}\text{ см}^{-3}$). Используя соотношение (3), для температурной зависимости дрейфовой подвижности электронов получаем эмпирическую формулу

$$\mu [\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}] = 170 \left(T [\text{K}]/300 \right)^{-2.4}. \quad (4)$$

Анализ температурной зависимости $\sigma(T)$ при температурах ниже 520 К проведем следующим образом. Предположим, что дрейфовая подвижность электронов изменяется в соответствии с формулой (4) во всем интервале температур 160÷680 К (рис. 4), что не противоречит данным по исследованиям холловской подвижности в умеренно легированных образцах n -6H-SiC. Тогда из экспериментальной зависимости $\sigma(T)$ и формулы (4) можно рассчитать температурную зависимость концентрации свободных электронов $n(T)$, которая показана на рис. 5 (кривая а).

В рассчитанной зависимости $n(T)$ при температурах ниже 270 К прослеживаются два участка, имеющие термоактивационный характер. Анализ этих участков согласно статистике электронов в частично компенсированном невырожденном n -полупроводнике (см., например, [16]) показал следующее.

На первом участке ($220 < T < 270$ К) зависимость $n(T)$ (как видно из рис. 5, прямая *b*) описывается известной из статистики формулой

$$n(T) = \sqrt{\frac{N_{d^-} N_c}{2}} \exp\left(-\frac{\Delta E_1}{kT}\right), \quad (5)$$

где $\Delta E_1 = 50$ мэВ, $N_c(T) [\text{см}^{-3}] = 6.8 \cdot 10^{18} (T[\text{К}]/300)^{3/2}$. Величина энергии активации ΔE_1 на этом участке составляет половину от энергии ионизации доноров ($\Delta E_d = 100$ мэВ), а величина эффективной плотности состояний в зоне проводимости при комнатной температуре ($N_c = 6.8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) близка к той, которая была ранее получена в результате холловских исследований.

На втором участке ($160 < T < 200$ К) зависимость $n(T)$ (как следует из рис. 5, прямая *c*) описывается другой известной формулой:

$$n(T) = \frac{N_{d^-} N_c}{2N_a} \exp\left(-\frac{\Delta E_2}{kT}\right), \quad (6)$$

где энергия активации $\Delta E_2 = 100$ мэВ составляет уже полную энергию ионизации доноров. Как видно из рис. 5, (кривая *a*), найденная концентрация компенсирующих акцепторов $N_a = 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ совпадает с концентрацией электронов n , при которой в частично компенсированном n -полупроводнике на термоактивационной зависимости $n(T)$ происходит смена первого участка (где $N_a < n < N_{d^-}$ и $\Delta E_1 = E_d/2$) на второй (где $n < N_a < N_{d^-}$ и $\Delta E_2 = \Delta E_d$). Отметим, что степень компенсации ~ 0.1 для слоев n -6H-SiC, выращенных тем же методом вакуумной сублимационной эпитаксии, была зафиксирована ранее методами нестационарной емкостной спектроскопии [17].

Таким образом, проведенный анализ удельной электропроводности канала позволяет считать достоверными результаты по определению температурных зависимостей дрейфовой подвижности электронов и их концентрации. При этом очевиден тот факт, что при комнатной температуре, когда удельная электропроводность, а следовательно, проводимость канала и крутизна транзистора максимальны, доноры в нейтральной части канала ионизованы только частично: $n = 0.4N_{d^-} = 1.6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Обсудим далее температурную зависимость толщины канала $a(T)$. Эффект расширения проводящей части канала с ростом температуры связан с существованием приповерхностной области пространственного заряда (ПОПЗ) вблизи границы раздела канал-воздух. ПОПЗ образуется вследствие диффузии свободных электронов из объема n -слоя к поверхности и их захвата на поверхностные состояния. При этом канал на толщине ПОПЗ h_s оказывается непроводящим, так что

$$a = d - h_s, \quad (7)$$

где d — полная толщина эпитаксиального n -слоя. Толщина ПОПЗ h_s выражается через поверхностный потенциал φ_s и концентрацию некомпенсированных доноров N_{d^-} в виде

$$h_s = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varphi_s}{qN_{d^-}}}. \quad (8)$$

В свою очередь поверхностный потенциал φ_s определяется разницей в положении уровня Ферми относительно зоны проводимости на поверхности и в объеме n -слоя и может быть записан в виде

$$q\varphi_s = \Delta E_t - \chi_e, \quad (9)$$

где ΔE_t — глубина залегания поверхностных ловушек, «закрепляющих» уровень Ферми, χ_e — электронный химический потенциал в электронейтральной части канала. Если предположить неизменным положение уровня Ферми на поверхности канала относительно зоны проводимости («пиннинг» уровня Ферми) при всех температурах, то естественно ожидать, что в области высоких температур φ_s будет линейно уменьшаться при нагревании из-за линейного роста χ_e , а толщина a будет соответственно увеличиваться. Используя формулу (7), получаем для производной da/dT в области высоких температур

$$\frac{da}{dT} = -\frac{dh_s}{dT} = -\frac{dh_s}{d\varphi_s} \cdot \frac{d\varphi_s}{dT} = \frac{\text{const}}{d-a}.$$

Отсюда следует, что

$$a = d - \text{const} \cdot (da/dT)^{-1}. \quad (10)$$

Из формулы (10) видно, что экстраполицией линейной части зависимости $a - (da/dT)^{-1}$ в области высоких температур к $(da/dT)^{-1} = 0$ можно определить полную толщину эпитаксиального n -слоя. Действительно, зависимость $a - (da/dT)^{-1}$ при температурах выше 520 К оказалась линейной (рис. 6); толщина $d = 173$ нм. При известной величине d с использованием экспериментальной зависимости $a(T)$ и формул (7) и (8) легко находятся зависимости $h_s(T)$ и $\varphi_s(T)$. В частности, при комнатной температуре толщина ПОПЗ $h_s = 23$ нм, а поверхностный потенциал $\varphi_s = 0.2$ В.

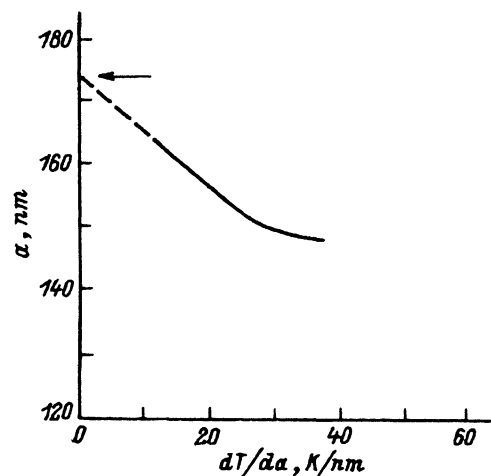


Рис. 6. $a - (da/dT)^{-1}$ -характеристика (пояснения в тексте).

Кроме сублимационного метода, аналогичные n -канальные ПТ на основе $6H$ -SiC с p - n -затвором были изготовлены химическим осаждением из газовой фазы (CVD-эпитаксией) [13,14]. Можно сравнить температурные зависимости составляющих проводимости канала, $\sigma(T)$ и $\mu(T)$, для транзисторов, изготовленных по этим двум технологиям. В работе [14] приведены I_d - V_{ds} -характеристики транзистора при трех температурах (300, 473 и 623 К) и данные о его структуре ($L = 2$ мкм, $Z = 1$ мм, $N_{d^+} = 2.1 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$). В связи с тем что I_d - V_{ds} -характеристики представлены в крупном обзорном масштабе, что не позволяет достаточно точно определить по ним G - V_{gs} -зависимости, в методику анализа были внесены некоторые изменения, касающиеся определения G_{ds} - h -характеристик.

Во-первых, для длинноканального транзистора проводимость канала $G_{ds}(V_{gs})$ можно определять по крутизне транзистора $g_m(V_{gs})$ на участке насыщения характеристик ток стока I_d — напряжение сток-исток V_{ds} (модель Шокли [16]). Мы воспользовались именно этой ха-

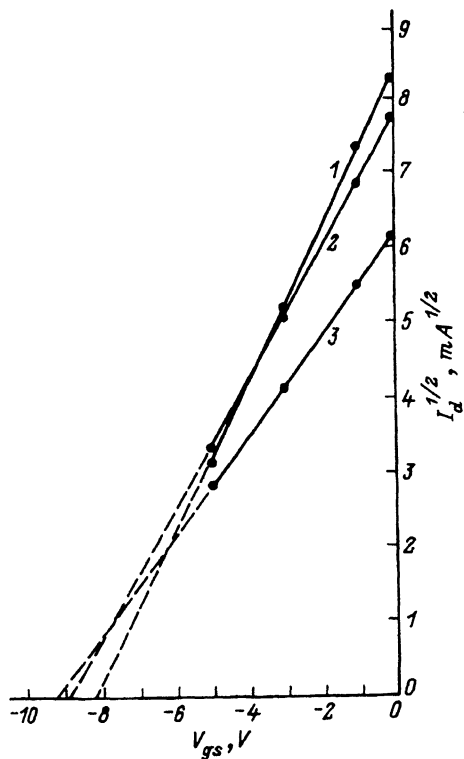


Рис. 7. Зависимости $(I_d)^{1/2}$ - V_{gs} для n -канального ПТ на основе $6H$ -SiC с p - n -затвором [14], рассчитанные по приведенным в статье выходным характеристикам.

$V_{ds} = 20$ В. T , К: 1 — 300, 2 — 473, 3 — 673.

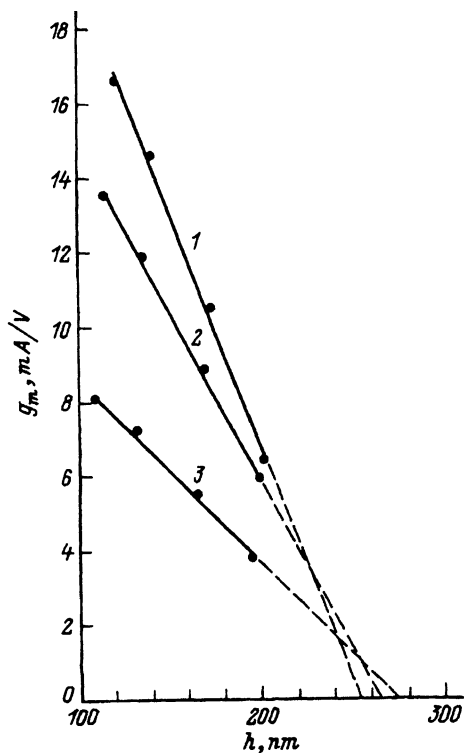


Рис. 8. Зависимости крутизны g_m от толщины ОПЗ h для ПТ на основе $6H$ -SiC [14].

T , К: 1 — 300, 2 — 473, 3 — 673.

рактической, которая находится следующим образом:

$$g_m(V_{gs}) = \frac{2\sqrt{I_d(V_{gs}=0) \cdot I_d(V_{gs})}}{V_T} \quad (11)$$

где $I_d(V_{gs})$ — экспериментальные значения насыщенного тока стока, V_T — пороговое напряжение, определяемое для ПТ Шокли экстраполяцией линейной зависимости в координатах $I_d^{1/2} - V_{gs}$ к $I_d = 0$ (рис. 7).

Во-вторых, для расчета $h - V_{gs}$ -характеристик использовалась формула

$$h = \frac{2\varepsilon(V_{gs} + V_{bi})}{qN_{d^*}} \quad (12)$$

где V_{bi} — диффузионная разность потенциалов $p-n$ -перехода в 6H-SiC (температурная зависимость $V_{bi}(T)$ была взята из [18]).

Результаты анализа (см. рис. 8, а затем рис. 4) показали следующее. Во-первых, характер температурных зависимостей удельной электропроводности $\sigma(T)$ и толщины канала $a(T)$ для ПТ, изготовленных методами сублимационной эпитаксии и CVD-эпитаксии, качественно совпадают. Во-вторых, дрейфовые подвижности электронов одинаковы по крайней мере при температурах 300–623 К. В-третьих, при одинаковой подвижности электронов удельная электропроводность n -канала ПТ, изготовленного CVD-эпитаксией, почти в два раза ниже, по сравнению с ПТ, полученным сублимационным методом, из-за более слабого легирования канала донорами.

Работа выполнена при частичной поддержке Министерства обороны США.

Список литературы

- [1] Г.А. Ломакина. ФТТ, **7**, 600 (1965).
- [2] L. Patric. J. Appl. Phys., **38**, 50 (1967).
- [3] D.L. Barrett, R.B. Campbell. J. Appl. Phys., **38**, 53 (1967).
- [4] Г.А. Ломакина, Ю.А. Водаков, Е.Н. Мохов, В.Г. Одинг, Г.Ф. Холуянов. ФТТ, **12**, 2918 (1970).
- [5] B.W. Wessels, H.S. Gatos. J. Phys. Chem. Sol., **38**, 345 (1977).
- [6] R.S. Allgaier. J. Phys. Chem. Sol., **40**, 327 (1979).
- [7] T. Tachibana, H.S. Kong, Y.C. Wang, R.F. Davis. J. Appl. Phys., **67**, 6375 (1990).
- [8] В.А. Дмитриев, П.А. Иванов, Н.Д. Ильинская, А.Л. Сыркин, Б.В. Царенков, В.Е. Челноков, А.Е. Черенков. Письма ЖТФ, **14**, 289 (1988).
- [9] М.М. Аникин, П.А. Иванов, А.Л. Сыркин, Б.В. Царенков, В.Е. Челноков. Письма ЖТФ, **15**, 36 (1989).
- [10] M.M. Anikin, P.A. Ivanov, A.L. Syркин, B.V. Tsarenkov. *Extend. Abstracts of the 176 Electrochem. Soc. Meet.*, (Hollywood Fla, 1989). P. 724
- [11] М.М. Аникин, П.А. Иванов, В.П. Растегаев, Н.С. Савкина, А.Л. Сыркин, В.Е. Челноков. ФТП, **27**, 102 (1993).
- [12] В.А. Дмитриев, П.А. Иванов, В.Е. Челноков, А.Е. Черенков. Письма ЖТФ, **17**, 1 (1991).
- [13] G. Kelner, S. Binari, M. Shur, K. Slegler, J. Palmour, H. Kong. *Abstracts of the E-MRS Full Meet.* (Strasbourg, France, 1990). Abstracts C-3.6.
- [14] J.W. Palmour, H.S. Kong, D.G. Waltz, J.A. Edmond, C.H. Carter. *1st HiTEC Transactions*, ed. by D.B.King, E.V.Thome. (Albuquerque NM 1991) p. 511
- [15] П.А. Иванов, Б.В. Царенков. ФТП, **25**, 1913 (1991).

- [16] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., 1984) т. 1.
[17] М.М. Аникин, Н.И. Кузнецов, А.М. Стрельчук, А.А. Лебедев, А.Л. Сыркин. *ФТП*, **24**, 1384 (1990).
[18] J.A. Edmond, D.G. Waltz, S. Brueckner, H.S. Kong, J.W. Palmour, C.H. Carter. *1st HiTEC Transactions*, ed. by D.B.King, E.V.Thome. (Albuquerque NM, 1991) p. 500

Редактор Л.В.Шаронова

Junction Field-Effect Transistor in 6H-SiC: Temperature Dependence of the n -Channel Conductance

P.A.Ivanov

A.F.Ioffe Physico-Technical Institute Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia

The dependence of conductance of the n -channel 6H-SiC JFET on temperature has been studied in the range 160–680 K. The n -type epi-layer was uniformly doped with nitrogen ($N_d - N_a = 4.0 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$). The channel conductivity was found to be maximal at room temperature ($\sigma_{\text{max}} = 4.3 \text{ Ohm}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$). It is due to the fact that the concentration of free electrons increases with increasing temperature in the range 160–520 K while the drift mobility of electrons decreases continually with increasing temperature: $\mu = 170 \cdot (T/300)^{-2.4} \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ (T [K]).
