

РАСЧЕТ ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАВИННО-ПРОЛЕТНОГО ДИОДА НА КАРБИДЕ КРЕМНИЯ

К. В. Василевский

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021, Санкт-Петербург, Россия

(Получена 9.03.1992. Принята к печати 27.04.1992)

Теоретически рассмотрена возможность применения карбида кремния для создания лавинно-пролетного диода коротковолновой части миллиметрового диапазона. С помощью локально-полевой модели рассчитаны динамические характеристики однопролетной структуры, сформированной на грани {0001} 6H-SiC. Показано, что в режиме коротких импульсов может быть достигнута выходная удельная мощность генерации $1.5 \cdot 10^6$ Вт/см² при максимальном КПД, равном 7%, плотности тока 150 кА/см² и максимальном перегреве структуры в течение длительности импульса не более 500 град. Исследовано влияние температуры и удельного последовательного сопротивления потерь на работу карбид-кремниевых лавинно-пролетных диодов.

Введение. Уникальные электрофизические, тепловые, химические свойства карбида кремния давно известны и определяют постоянное внимание к нему как к полупроводниковому материалу для создания мощных высокотемпературных приборов. В настоящее время уже созданы выпрямительные диоды и транзисторы на карбиде кремния с рабочей температурой до 923 К [1, 2]. Возможность использования карбида кремния для изготовления лавинно-пролетных диодов (ЛПД) также обсуждалась неоднократно [3-6]. Это связано с тем, что по сравнению с традиционными для ЛПД материалами (кремний, арсенид галлия) карбид кремния имеет более высокие значения напряженности поля лавинного пробоя ($E_M = 5 \cdot 10^6$ В/см), насыщенной скорости дрейфа электронов ($v_0 = 2 \cdot 10^7$ см/с), теплопроводности ($\lambda = 4.9$ Вт·см⁻¹·град⁻¹). Сделанные оценки [3, 5] показывают, что карбид-кремниевые ЛПД (SiC-ЛПД) могут иметь существенно большую мощность генерации в миллиметровом диапазоне длин волн, чем существующие диоды. Однако при расчете реально достижимых параметров SiC-ЛПД необходимо принимать во внимание такие электрофизические свойства SiC, как отрицательный температурный коэффициент напряжения пробоя, низкая подвижность носителей, большое переходное сопротивление существующих омических контактов.

В настоящей работе с помощью моделирования по локально-полевой модели теоретически исследуется возможность получения СВЧ генерации в коротковолновой части миллиметрового диапазона и рассчитываются динамические характеристики SiC-ЛПД: полная проводимость диода, выходная мощность и КПД.

Выбор моделируемой структуры и режима работы диода

Расчеты динамических характеристик импульсного однопролетного ЛПД на частоте 140 ГГц проводились для $p^+ - n - n^+$ -структуры на грани {0001} полиптипа 6H-SiC с длиной пролета $W_p = 0.45 \div 0.75$ мкм и уровнем легирования $N_D - N_A = (2 \div 4.5) \cdot 10^{17}$ см⁻³. Такой выбор обусловлен следующим.

1. **Материал.** Возможность изготовления ЛПД на любом полупроводниковом материале определяется в первую очередь наличием технологии создания диодной

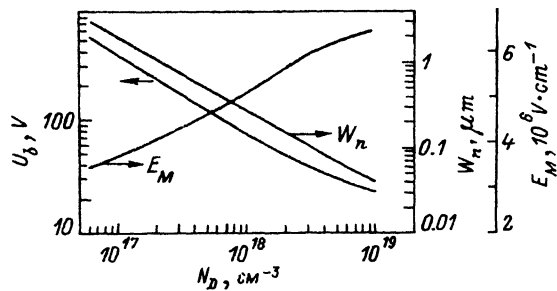


Рис. 1. Пробивное напряжение U_b , максимальное предпробное поле E_M и предпробная ширина ОПЗ W_n в зависимости от концентрации донорной примеси в базе резкого $p-n$ -перехода на грани $\{0001\}$ $6H$ -SiC при $T = 600$ К.

структуры с определенным профилем легирования, характеризующейся лавинным пробоем $p-n$ -перехода. Политипизм карбида кремния позволяет выби-

рать из большого количества материалов с существенно отличающимися свойствами, но благодаря достигнутому низкому контактному сопротивлению и высокой подвижности электронов наиболее перспективными для СВЧ электроники считаются политипы 3С и 4Н [3]. Однако структуры с однородным лавинным пробоем в настоящее время получены только на $6H$ -SiC [7-11], а закономерности лавинного пробоя детально изучены лишь в p^+-n -переходах на грани $\{0001\}$ $6H$ -SiC (плоскость $p-n$ -перехода перпендикулярна оси С) [4, 12, 13]. Такие переходы созданы: вакуумной сублимацией [7, 14], бесконтейнерной жидкостной эпитаксией [8], низкотемпературной жидкостной эпитаксией [9], газотранспортной эпитаксией [10], а также ионной имплантацией [11]. На подложках с такой ориентацией отработаны технологии изготовления меза-структур методом плазмо-химического травления [15], изготовления контактов [16], управляемого легирования при эпитаксиальном росте [17].

2. *Параметры структуры.* Как известно [18], для получения наилучших энергетических характеристик ЛПД необходимо использовать двухпролетную ($n^+-n-p-p^+$) структуру. Однако насыщенная скорость дрейфа дырок в карбиде кремния неизвестна, а от ее величины зависят длина p -области и концентрация в ней акцепторов. Это может привести к тому, что на рабочей частоте p -область с произвольно выбранной длиной будет представлять собой просто дополнительное последовательное сопротивление, уменьшающее эффективность работы диода. С другой стороны, в структуре p^+-n-n^+ -типа дырки не дают вклад в отрицательное сопротивление, а параметры пролетной области определяются свойствами электронов в SiC, что позволяет рассчитать характеристики однопролетного ЛПД и оптимизировать параметры диода для генерации на заданной частоте.

В созданных к настоящему времени p^+-n-n^+ -структурах на грани $\{0001\}$ политипа $6H$ -SiC концентрация нескомпенсированной донорной примеси $N_D - N_A$ в базе меняется в пределах $10^{16} - 10^{19}$ см^{-3} , при этом напряжение пробоя изменяется в диапазоне 1000—30 В. Но необходимый для изготовления ЛПД обратимый однородный лавинный пробой наблюдается при напряжениях меньше 300 В и соответственно при $N_D - N_A$ более 10^{17} см^{-3} . При этом предпробная ширина области пространственного заряда (ОПЗ) составляет 1.5—0.05 $\mu\text{м}$ (рис. 1). В то же время минимальная толщина n -слоя, воспроизводимое получение которой может быть обеспечено существующими технологическими методами, составляет порядка 0.3 $\mu\text{м}$ [19]. Таким образом, в настоящее время для создания ЛПД может быть изготовлена структура p^+-n-n^+ -типа на грани $\{0001\}$ политипа $6H$ -SiC с $W_n = 0.3 - 1.5$ $\mu\text{м}$ и соответственно $N_D - N_A = (8 - 1) \cdot 10^{17}$ см^{-3} .

3. *Режим работы диода.* Исходя из указанной ширины n -области и принимая во внимание, что насыщенная скорость дрейфа электронов равна $2 \cdot 10^7$ $\text{см}/\text{с}$, можно определить, что пролетная частота таких структур лежит в миллиметровом и субмиллиметровом диапазоне (100—500 ГГц). В нижней части этого диапазона и выбрана рабочая частота моделируемой структуры (140 ГГц). Кроме того, надо учитывать, что особенностью однородного лавинного пробоя p^+-n -перехода на грани $\{0001\}$ $6H$ -SiC является знакопеременный температурный коэффициент

напряжения пробоя [12, 13]. Поэтому для предотвращения шнурования тока и выгорания меза-структуры необходимо использовать специальный режим работы диода (например, импульсный, с предварительным нагревом структуры).

Модель и параметры материала

Расчет динамических характеристик $p^+ - n - n^+$ -структуры в режиме большого сигнала выполнен в рамках локально-полевой модели [20, 21]. Для этого численно решались уравнения непрерывности для дырок и электронов совместно с уравнением Пуассона:

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dx} &= \frac{e}{\epsilon\epsilon_0} (p - n + N_D - N_A), \\ \frac{dp}{dt} &= -\frac{1}{e} \frac{dJ_p}{dx} + G, \\ \frac{dn}{dt} &= \frac{1}{e} \frac{dJ_n}{dx} + G, \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} J_p &= epv_p - eD_p \frac{dp}{dx}, \\ J_n &= env_n + eD_n \frac{dn}{dx} \end{aligned} \quad (2)$$

— плотности токов дырок и электронов,

$$G = \alpha_n nv_n + \alpha_p pv_p \quad (3)$$

— скорость генерации электронно-дырочных пар. Дрейфовые скорости v_p и v_n табулировались с учетом низкополевой подвижности и насыщенной скорости носителей. Туннельная составляющая тока в уравнениях непрерывности не учитывалась, так как для карбида кремния туннельный ток дает существенный вклад при напряжении пробоя менее 20 В [3, 22].

Напряжение на диоде задавалось в виде

$$U = U_0 + U_1 \sin\left(\frac{ft}{2\pi}\right), \quad (4)$$

где f — частота генерации.

Плотность полного тока диода равна

$$J = \frac{1}{(W_p + W_n)} \int_{-W_p}^{W_n} (J_p + J_n) dx + \frac{\epsilon\epsilon_0}{(W_p + W_n)} \frac{dU_g}{dt}, \quad (5)$$

где $U_g = U - J \cdot R_s$ — падение напряжения на моделируемой области ($-W_p, W_n$), R_s — удельное последовательное сопротивление потерь. Для определения плотности проводимости на частоте f и режима работы диода по постоянному току численно находились первые и нулевая гармоники плотности полного тока (5).

При расчетах были взяты следующие параметры материала.

1. Коэффициенты ударной ионизации электронов (α_n) и дырок (α_p). Существующие в литературе выражения для α_n и α_p [5, 23] не учитывают температурную зависимость α_n и α_p . В то же время для достижения оптимальных условий СВЧ генерации необходимо реализовать работу SiC-ЛПД в режиме с

большой удельной входной мощностью. Возникающее при этом сильное увеличение температуры p — n -перехода приведет к изменению в течение длительности импульса характеристик диода и условий его согласования с внешней цепью. Поэтому для учета влияния температуры на энергетические и импедансные характеристики диода при вычислениях использовались аппроксимационные формулы, полученные по экспериментальным данным работы [12]:

$$\begin{aligned} \alpha_p &= \beta_0 [1 + K_p (T - T_0)] \cdot \exp(-E_p/E), \\ \alpha_n &= \alpha_0 [1 + K_n (T - T_0)] \cdot \exp(-E_n/E), \end{aligned} \quad (6)$$

где $T_0 = 300$ К, $\beta_0 = 2.75 \cdot 10^7$ см⁻¹, $K_p = -1.1 \cdot 10^{-3}$ град⁻¹, $E_p = 2.0 \cdot 10^7$ В/см,

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= \begin{cases} 3.6 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1} & \text{при } E < 6.0 \cdot 10^6 \text{ В/см} \\ 1.65 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1} & \text{при } E > 6.0 \cdot 10^6 \text{ В/см} \end{cases}, \\ K_n &= \begin{cases} 1.80 \cdot 10^{-2} \text{ град}^{-1} & \text{при } E < 6.0 \cdot 10^6 \text{ В/см} \\ 0.0 & \text{при } E > 6.0 \cdot 10^6 \text{ В/см} \end{cases}, \\ E_n &= \begin{cases} 2.50 \cdot 10^7 \text{ В/см} & \text{при } E < 6.0 \cdot 10^6 \text{ В/см} \\ 4.75 \cdot 10^7 \text{ В/см} & \text{при } E > 6.0 \cdot 10^6 \text{ В/см} \end{cases}. \end{aligned}$$

В формулах (6) учтены как полевая, так и температурная зависимости коэффициентов ударной ионизации. Перед проведением расчета динамических характеристик диода с целью начального подбора параметров структуры были определены напряжение пробоя и ширина ОПЗ при различных концентрациях доноров в p^+ — n -переходе. Для этого в рамках модели с резкой границей ОПЗ численно решалось уравнение Пуассона с одновременной проверкой условия лавинного пробоя. Результаты расчета напряжения пробоя, приведенные на рис. 1, хорошо совпадают с экспериментом [1, 12].

2. Насыщенная скорость дрейфа электронов v_n :

$$v_n = v_0 \left(\frac{\text{th}(\hbar\omega_0/2kT)}{\text{th}(\hbar\omega_0/2kT_0)} \right)^{0.5}, \quad (7)$$

где $T_0 = 300$ К, $\hbar\omega_0 = 120.5$ мэВ — энергия продольного оптического фонона [6], $v_0 = 2 \cdot 10^7$ см/с [6]. Это значение v_0 (насыщенная скорость дрейфа электронов при $T = 300$ К) было получено для образцов $6H$ -SiC n -типа проводимости в поле, перпендикулярном оси C , но других результатов измерений насыщенной скорости дрейфа электронов в SiC в настоящее время не опубликовано. Неизвестна и температурная зависимость v_n , но именно она наряду с α_n и α_p определяет температурное изменение характеристик диода. Поэтому при расчетах предполагалось изменение v_0 с температурой в виде (7), характерном для рассеяния на оптических фононах.

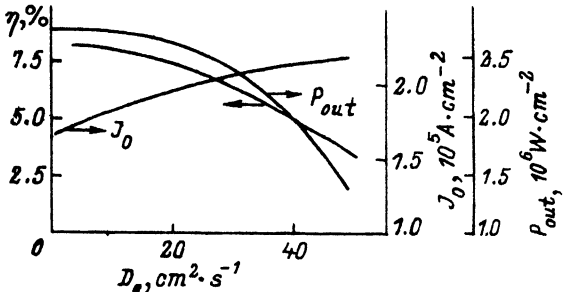
3. Насыщенная скорость дрейфа дырок в карбиде кремния неизвестна, и, поскольку влияние ее на характеристики p^+ — n — n -структуры невелико, независимо от температуры v_p принималась равной v_0 .

4. Низкополевая подвижность электронов [24]:

$$\mu_e = \mu_0 (T/T_0)^{-2.5}, \quad (8)$$

где $\mu_0 = 290$ см²/В·с. Вообще говоря, подвижность электронов в карбиде кремния зависит от способа изготовления структуры, политипа, концентрации легирующей примеси. Оценка максимально возможной μ_0 в $6H$ -SiC проведена в [24] и составляет 360 см²/В·с; величина 290 см²/В·с типична для эпитаксиальных пленок с $N_D - N_A \sim 10^{17}$ см⁻³.

рис. 2. Зависимости максимального КПД η , максимальной плотности выходной мощности и плотности тока при максимальном КПД от коэффициента диффузии электронов. $W_p = 0.6$ мкм, $N_D = 3.5 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$; $f = 140$ ГГц; $T = 600$ К.



5. Низкополевая подвижность дырок была принята $15 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ [25] независимо от температуры.

6. Коэффициенты диффузии дырок (D_p) и электронов (D_n) в сильных полях в карбиде кремния неизвестны, но, если в SiC сохраняются общие закономерности, характерные для кремния, D_n и D_p должны иметь значения меньше измеренных в отсутствие электрического поля. Кроме того, влияние коэффициента диффузии дырок на работу однопролетного диода невелико, и значение $D_p = 5.5 \text{ см}^2/\text{с}$ было выбрано с целью обеспечения устойчивости решения в сильно легированной p^+ -области. Влияние D_n на характеристики ЛПД было исследовано предварительными расчетами, результаты которых показаны на рис. 2,¹ и существенно лишь при $D_n > 10 \text{ см}^2/\text{с}$. Во всех дальнейших расчетах полагалось, что $D_n = 10 \text{ см}^2/\text{с}$ — величина, равная коэффициенту диффузии электронов в карбиде кремния в отсутствие электрического поля.

7. Диэлектрическая проницаемость SiC — $\epsilon = 9.7$ [3].

Результаты расчетов и их обсуждение

Моделируемая структура представляла собой p — n -переход с p -областью длиной $W_p = 0.15$ мкм и линейно возрастающей от плоскости перехода концентрацией акцепторов до $N_A = 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Концентрация доноров и длина n -области при расчетах менялись с целью получения максимального КПД структуры на заданной рабочей частоте. При расчетах отношение U_1/U_0 выбиралось таким, при котором достигается максимальный КПД. На рис. 3 показано, что для однопролетного SiC-ЛПД с $R_s = 10^{-5} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ оптимальным является $U_1/U_0 = 0.4$.

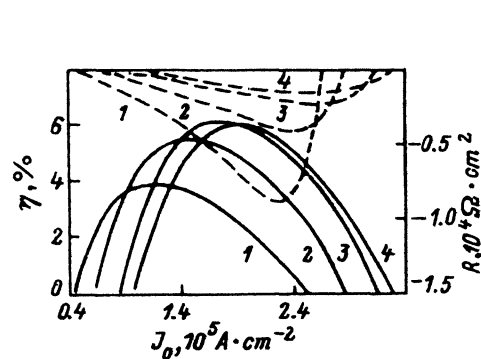


рис. 3. Зависимости КПД η (сплошные линии) и удельного сопротивления (штриховые линии) ЛПД от плотности тока при различных амплитудах переменного напряжения. U_1/U_0 : 1 — 0.2, 2 — 0.3, 3 — 0.4, 4 — 0.45. $W_p = 0.7$ мкм; $N_D = 4.0 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; $R_s = 10^{-5} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$; $f = 140$ ГГц; $T = 600$ К.

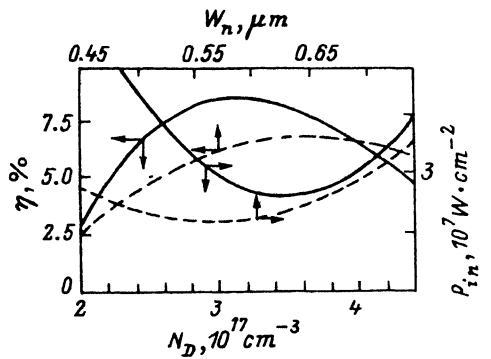


рис. 4. Зависимости максимального КПД η и плотности входной мощности при максимальном КПД от длины базы диода при $N_D = 4.0 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (штриховые линии) и от концентрации донорной примеси в базе при $W_p = 0.7$ мкм (сплошные линии). $R_s = 10^{-5} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$; $f = 140$ ГГц; $T = 600$ К.

¹ Поскольку площадь меза-структуры зависит от условий согласования с внешней цепью и теплового режима, результаты приведены на рис. 2—8 в удельных единицах.

Такая величина переменного напряжения на диоде устанавливается при идеальном согласовании с внешней цепью и соответствующей плотности рабочего тока. Из результатов расчетов (рис. 3) видно, что моделируемая структура имеет отрицательное сопротивление в широком диапазоне плотностей токов, причем пусковая плотность тока на частоте 140 ГГц составляет порядка 40 кА/см². Рабочее напряжение при этом равно 140 В, и удельная входная мощность P_{in} получается порядка $6 \cdot 10^6$ Вт/см². Рассеивание такой плотности мощности является сложной проблемой, даже учитывая отличную теплопроводность карбида кремния и большой допустимый перегрев структуры. В связи с этим при оптимизации параметров структуры наиболее важным становится достижение минимальной плотности входной мощности. На рис. 4 показаны зависимости от длины базы диода W_n и концентрации доноров N_D максимального КПД диода и P_{in} , при которой он достигается. Видно, что для реализации режима работы диода с максимальным КПД на частоте 140 ГГц необходима $p^+ - n - n^+$ -структура с $W_n = (0.45 \div 0.7)$ мкм и $N_D = (3.0 \div 4.0) \cdot 10^{17}$ см⁻³. При этом достигается КПД $\approx 7\%$ при $P_{in} < 3 \cdot 10^7$ Вт/см² и оптимальной плотности тока < 170 кА/см².

Для сравнения аналогичные расчеты характеристик кремниевых ЛПД, хорошо совпадающие с экспериментом, можно найти в [18]. Так, для наиболее эффективной двухпролетной структуры на частоте 140 ГГц при таком же R_s КПД равно 6% при $J_0 = 200$ кА/см², $P_{in} = 3 \cdot 10^6$ Вт/см² и выходной удельной мощности $P_{out} = 1.4 \cdot 10^5$ Вт/см². Увеличение на порядок выходной удельной мощности в карбиде кремния связано с более высоким, чем в кремнии, полем лавинного пробоя. Кроме того, большой КПД однопролетного SiC-ЛПД, сравнимый с КПД двухпролетного Si-ЛПД, можно объяснить тем, что в $p-n$ -переходах, сформированных на грани {0001} политипа 6H-SiC, коэффициент ударной ионизации дырок существенно больше, чем электронов, что приводит к сильной локализации области лавинного умножения в $p^+ - n - n^+$ -структуре и улучшению фазового соотношения между током носителей и переменным напряжением.

На рис. 5 показана частотная зависимость энергетических характеристик диода с $W_n = 0.7$ мкм и $N_D = 4.0 \cdot 10^{17}$ см⁻³. Максимальные КПД и P_{out} для этой структуры с ростом частоты достигаются при все более высокой плотности рабочего тока J_0 , что обуславливает сильный рост P_{in} и делает работу диода на частоте, при которой реализуется режим с максимальной выходной удельной мощностью, невозможной даже в импульсном режиме. Однако на более низких частотах (130—150 ГГц) КПД диода составляет $\approx 6\%$ и практически не меняется. При этом $P_{out} \approx 1.5 \cdot 10^6$ Вт/см² и $P_{in} \approx 2.5 \cdot 10^7$ Вт/см².

Таким образом, для работы однопролетного SiC-ЛПД на частоте 140 ГГц в режиме с максимальным КПД, т. е. при рабочей плотности тока $J_0 \approx 150$ кА/см², необходимо обеспечить отвод тепловой плотности мощности $\approx 2.5 \cdot 10^7$ Вт/см². Считая, что при установке в корпус структура находится на алмазном теплоотводе, можно оценить ее перегрев при работе в режиме коротких импульсов. Для бесконечно тонкого активного слоя с учетом двухстороннего теплоотвода перегрев в конце импульса длительностью t равен [26]

$$\Delta T = \frac{2 \sqrt{t/\pi} P_{in}}{(\delta_{SiC} + \delta_D)}, \quad (9)$$

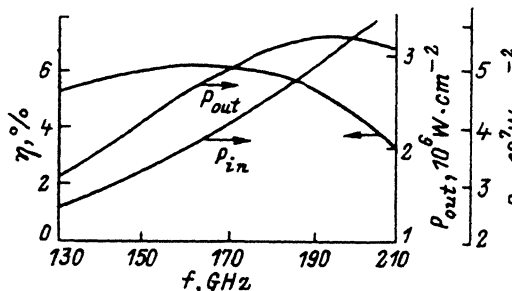


Рис. 5. Частотные зависимости максимального КПД η ; максимальной удельной выходной мощности и удельной входной мощности при максимальном КПД. $W_n = 0.7$ мкм; $N_D = 4.0 \cdot 10^{17}$ см⁻³; $R_s = 10^{-5}$ Ом · см²; $T = 600$ К.

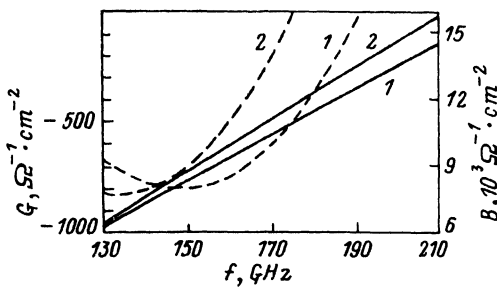


Рис. 6. Частотные зависимости активной G (штриховые линии) и реактивной B (сплошные линии) составляющих полной удельной проводимости диода при различных температурах. T, K : 1 — 300, 2 — 750. $W_n = 0.7$ мкм; $N_D = 4.0 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$; $R_s = 10^{-5}$ Ом · см 2 ; $U_1/U_0 = 0.4$.

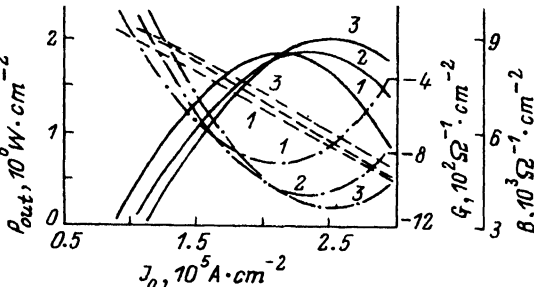


Рис. 7. Зависимости удельной выходной мощности (сплошные линии), активной G (штрихпунктирные) и реактивной B (штриховые) составляющих полной удельной проводимости диода от плотности тока при различных температурах. T, K : 1 — 300, 2 — 600, 3 — 750. $W_n = 0.7$ мкм; $N_D = 4.0 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$; $R_s = 10^{-5}$ Ом · см 2 ; $f = 140$ ГГц; $U_1/U_0 = 0.4$.

где $\delta = (\lambda \rho c)^{0.5}$, λ — теплопроводность, ρ — плотность, c — теплоемкость, с соответствующими индексами относящиеся к карбиду кремния и алмазу. Для того, чтобы перегрев активного слоя не превышал 500 град, при $P_{in} \approx 2.5 \cdot 10^{17}$ Вт/см 2 длительность импульса должна быть не более 40 нс.

Увеличение температуры структуры в течение импульса может привести к сильному изменению полной проводимости диода и частоты генерации. Влияние температуры на энергетические и импедансные характеристики SiC-ЛПД показано на рис. 6, 7. При расчете были учтены экспериментальные температурные зависимости коэффициентов ударной ионизации (6) и подвижности электронов (8). Изменение v_n аппроксимировалось по формуле (7). Градиент температуры по длине активного слоя не учитывался. Как и для кремниевых ЛПД [27], с ростом температуры уменьшается частота лавинного резонанса структуры, и максимум отрицательной проводимости смещается в сторону более низких частот. Но, несмотря на большой перегрев структуры, относительная величина этого изменения (в отличие от кремния) невелика. Это объясняется очень слабой зависимостью v_n от T (7), что связано с большой энергией оптических фононов в SiC. На рис. 7 показано влияние температуры на характеристики диода при фиксированной частоте генерации. Видно, что можно подобрать режим работы диода ($J_0 \approx 170$ кА/см 2), при котором изменение полной проводимости структуры минимально и условия согласования диода с внешней цепью не зависят от температуры. Как и для кремниевых ЛПД, с ростом температуры максимальная P_{out} на фиксированной частоте увеличивается. Но удельная входная мощность при увеличении температуры до 600 К уменьшается и медленно возрастает с дальнейшим повышением температуры, что обусловлено знакопеременным температурным коэффициентом напряжения пробоя в p - n -переходах на грани {0001} 6H-SiC.

Однако приведенные выше результаты могут быть получены на практике только при наличии высокотемпературного контакта к карбиду кремния, причем удельное последовательное сопротивление потерь, в которое кроме контактного входит еще и сопротивление подложки, не должно превышать $2 \cdot 10^{-5}$ Ом · см 2 , чтобы не оказывать заметного влияния на характеристики диода. Такое R_s характерно для кремниевых ЛПД в коротковолновой части миллиметрового диапазона, но это почти на порядок меньше, чем удельное сопротивление лучших из имеющихся на сегодняшний день контактов к 6H-SiC [16].

На рис. 8 для той же структуры, что и на рис. 5—7, приведены токовые зависимости P_{in} и P_{out} при $R_s = 2 \cdot 10^{-4}$ Ом · см 2 . С ростом R_s уменьшается амплитуда

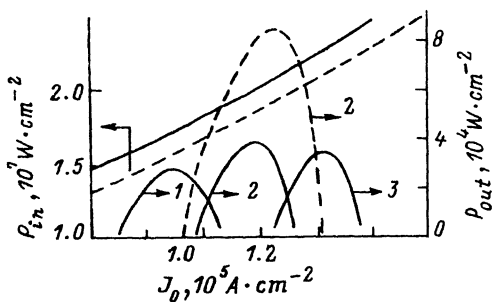


Рис. 8. Зависимость удельной выходной и входной мощности от плотности тока при температурах 300 К (сплошные линии) и 600 К (штриховые). U_1/U_0 : 1 — 0,07; 2 — 0,1; 3 — 0,12. $W_n = 0,7$ мкм; $N_D = 4,0 \cdot 10^{17}$ см⁻³; $R_s = 2 \cdot 10^{-4}$ Ом · см²; $f = 110$ ГГц.

переменного напряжения, при которой достигается максимальная P_{out} , пусковая плотность тока увеличивается, весь диапазон плотностей токов, в котором сопротивление диода отрицательно, сужается и смещается в сторону больших J_0 . Кроме того, увеличивается доля входной удельной мощности, выделяемая на R_s . Все это приводит не только к снижению КПД, но и к сильному увеличению P_{in} . В результате на частоте 140 ГГц, на которой при $R_s = 2 \cdot 10^{-5}$ Ом · см² моделируемая структура имела максимальный КПД, теперь оптимальная плотность тока равна 190 кА/см² при $P_{in} = 4,0 \cdot 10^7$ Вт/см². Поскольку из-за тепловых ограничений реализовать такой режим работы диода невозможно, при расчете характеристик, приведенных на рис. 8, частота генерации была взята равной 110 ГГц. При этом уменьшилась плотность рабочего тока, что и компенсировало увеличение P_{in} , вызванное дополнительным падением напряжения на R_s . Максимальная $P_{out} \approx 8 \cdot 10^4$ Вт/см² на частоте 110 ГГц достигается при $U_1 = 0,1U_0 = 18$ В, $P_{in} < 2,0 \cdot 10^7$ Вт/см² и оказывается сравнимой с P_{out} кремниевых ЛПД этого частотного диапазона.

Заключение. Приведенные результаты численного моделирования динамических характеристик однопролетного ЛПД показывают, что, используя структуру $p^+ - n - n^+$ -типа на грани {0001} 6H-SiC, изготовленную по современной технологии, можно получить импульсную генерацию СВЧ излучения в коротковолновой части миллиметрового диапазона. При этом перегрев структуры не будет превышать допустимых для карбида кремния значений, а удельная выходная мощность будет сравнима с получаемой на кремниевых ЛПД. В случае решения проблемы создания низкоомных высокотемпературных контактов к 6H-SiC с удельным сопротивлением не выше, чем для кремния ($R_s \approx 10^{-5}$ Ом · см²), возможна работа импульсного однопролетного SiC-ЛПД в режиме с максимальным КПД, равным $\approx 7\%$. Выходная удельная мощность при этом составит $P_{out} \approx 1,5 \cdot 10^6$ Вт/см², что на порядок больше, чем у существующих кремниевых ЛПД коротковолновой части миллиметрового диапазона.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] J. A. Edmond, D. G. Waltz, S. Brueckner, H.-Sh. Kong., L. W. Palmour, C. H. Carter. In: Trans. First International High Temperature Electronics Conf. with Short Course, 207. New Mexico (1991).
- [2] J. W. Palmour, H.-Sh. Kong, D. G. Waltz, J. A. Edmond, C. H. Carter. In: Trans. First International High Temperature Electronics Conf. with Short Course, 229. New Mexico (1991).
- [3] А. С. Тагер. В сб.: Проблемы физики и технологии широкозонных полупроводников (II Всес. совещание по широкозонным полупроводникам), 211. Л. (1979).
- [4] H. J. Olzhanen. Diss. Dokt.-Ing. Hannover (1983).
- [5] I. Mehdi, G. I. Haddad, R. K. Mains. J. Appl. Phys., 64, 1533 (1988).
- [6] W. Muench, E. Pettenpaul. J. Appl. Phys., 48, 4823 (1977).
- [7] А. О. Константинов. ФТП, 17, 2124 (1983).
- [8] В. А. Дмитриев, П. А. Иванов, А. М. Стрельчук, А. Л. Сыркин, И. В. Попов, В. Е. Челноков. Письма ЖТФ, 11, 976 (1985).
- [9] С. Н. Вайнштейн, В. А. Дмитриев, М. Е. Левинштейн, С. В. Рендакова. Письма ЖТФ, 13, 741 (1987).
- [10] W. Muench, I. Pfaffender. J. Appl. Phys., 48, 4831 (1977).
- [11] Г. Б. Лисенков, А. И. Мельников, Ю. К. Першин, В. П. Снегирев, А. С. Тагер. Электрон. техн., Сер. 1, Электроника СВЧ, 65 (1987).
- [12] А. О. Константинов. ФТП, 23, 52 (1989).

- [13] М. М. Аникин, М. Е. Левинштейн, И. В. Попов, В. П. Растегаев, А. М. Стрельчук, А. Л. Сыркин. ФТП, 22, 1574 (1988).
- [14] М. М. Аникин, А. А. Лебедев, И. В. Попов, В. П. Растегаев, А. М. Стрельчук, А. Л. Сыркин, Ю. М. Таиров, В. Ф. Цветков, В. Е. Челноков. ФТП, 22, 298 (1988).
- [15] И. В. Попов, А. Л. Сыркин, В. Е. Челноков. Письма ЖТФ, 11, 976 (1985).
- [16] М. М. Anikin, M. G. Rastegaeva, A. L. Syркиn, I. V. Chuiko. In: Proc. of the ICACSC'90 (ed. by M. G. Spencer, C. Y.-W. Yang), 191. Washington (1990).
- [17] В. А. Дмитриев, А. Е. Черенков. Письма ЖТФ, 17, 43 (1991).
- [18] Н. П. Белоусов, В. В. Новожилов, В. Е. Чайка. Электрон. техн., Сер. 1. Электроника СВЧ, № 4, 19 (1982).
- [19] V. A. Dmitriev. In: Proc. Int. Semiconductor Device Research Symp., 745. USA (1991).
- [20] D. L. Scharfetter, H. K. Gummel. IEEE Trans. Electron. Dev., ED-16, 64 (1969).
- [21] Н. П. Белоусов, И. А. Гудзь, В. В. Новожилов, В. Е. Чайка. Электрон. техн., Сер. 1. Электроника СВЧ, № 2, 55 (1979).
- [22] С. Зи. Физика полупроводниковых приборов, кн. 1. М. (1984).
- [23] А. С. Кюрегян, С. Н. Юрков. ФТП, 23, 1819 (1989).
- [24] В. М. Wessels, H. C. Gatos. J. Phys. Chem. Sol., 38, 345 (1977).
- [25] V. A. Dmitriev, L. M. Kogan, Ya. V. Morozenko, B. V. Tzarenkov. In: Extend Abstr. of the 176th Meet. of Electrochem. Soc., 710. Hollywood (1989).
- [26] А. С. Тарер. Электрон. техн., Сер. 1, Электроника СВЧ, № 5, 3 (1981).
- [27] Н. П. Белоусов, В. В. Новожилов. Электрон. техн., Сер. 1, Электроника СВЧ, № 3, 23 (1987).

Редактор: Л. В. Шаронова
