

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ТЕМПЕРАТУРНЫЙ КОЭФФИЦИЕНТ НАПРЯЖЕНИЯ ПРОБОЯ МИКРОПЛАЗМ В НИЗКОВОЛЬТНЫХ КАРБИД-КРЕМНИЕВЫХ $p-n$ -СТРУКТУРАХ

Кондратьев Б. С., Попов И. В., Стрельчук А. М., Тиранов М. Л.

Приведены результаты экспериментальных исследований флуктуаций лавинного тока в одной выделенной микроплазме (МП) в низковольтных $6H-SiC$ $p-n$ -структурах в интервале температур $300 \div 700$ К.

Определены зависимости вероятностей включения (P_{01}) и выключения (P_{10}) от пере-напряжения и температуры, сопротивления МП (R_s), напряжения пробоя (U_b) и напряжения (U_0), при котором $P_{01} = P_{10}$, от температуры.

Показано, что температурные коэффициенты напряжения (ТКН) U_b и U_0 носят знакопеременный характер: от 300 до 360 К ТКН отрицательный, свыше 360 К — положительный.

Установлено соответствие температурных зависимостей параметров МП в области положительного ТКН модельным представлением для Si $p-n$ -структур. Обсуждаются возможные причины отрицательного ТКН.

Введение. Хорошо известным проявлением неоднородности пробоя $p-n$ -структур являются микроплазмы (МП), наличие которых приводит к флуктуации протекающего через них обратного тока. При описании МП используются такие их электрические характеристики, как напряжение пробоя, последовательное сопротивление и модельно-вероятностные характеристики — вероятности включения и выключения пробоя и другие [1-3]. В ряде работ (в основном на кремнии) рассматривают взаимосвязь температурных зависимостей параметров МП, включая и флуктуационные свойства, при положительном температурном коэффициенте напряжения (ТКН) пробоя, характерном для лавинного механизма пробоя, при отсутствии заметного влияния глубоких центров или других причин.

В карбиде кремния (SiC) эти вопросы остаются в настоящее время мало изученными. Известно, что в $6H-SiC$ $p-n$ -структурах наблюдаются отрицательный [4], положительный [5] и знакопеременный [6] ТКН. Отрицательный ТКН в случае однородного пробоя $p-n$ -перехода, согласно [4], связывается с минизонной структурой материала; в [6] высказано предположение о влиянии глубоких уровней.

Данная работа посвящена экспериментальному изучению электрических и вероятностных характеристик МП и их связи с ТКН в низковольтных $p-n$ -структурах $6H-SiC$ в широком интервале температур.

1. М е т о д и к а э к с п е р и м е н т а

Объектами исследований служили $6H-SiC$ $p-n$ -структуры, в которых МП были достаточно удалены друг от друга (более чем на десяток диаметров МП) и области нестабильности по току и напряжению отдельных МП не перекрывались. Структуры были получены различными методами — жидкофазной эпитаксией (ЖФЭ) и сублимацией [7, 8] и представляли собой меза-диоды диаметром 300 мкм, выполненные на одной подложке. $p-n$ -Переход был резкий и распола-

гался в плоскости, перпендикулярной направлению оси C кристалла. В качестве подложки использовались монокристаллы, полученные методом Лэлли. Концентрация нескомпенсированных доноров в подложке составляла $N_D - N_A = (2 \div 5) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, в эпитаксиальном n -слое, полученном методом ЖФЭ, — $N_D - N_A = (1 \div 2) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, методом сублимации, — $N_D - N_A \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Концентрация нескомпенсированных акцепторов в эпитаксиальном p -слое $N_A - N_D \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

В методике эксперимента мы исходили из рекомендаций, представленных в работах [9-11]. Средний ток $I_{\text{ср}}^{\text{МП}}(V)$, протекающий через $p-n$ -структуру в области МП флуктуаций, помимо непосредственной регистрации может определяться исходя из оценки средних времен пребывания МП во включенном τ_1

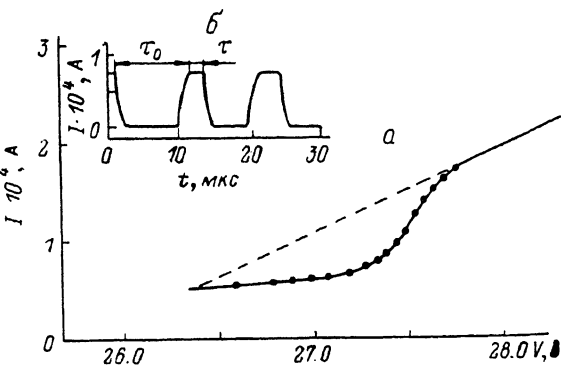


Рис. 1. Вольтамперная характеристика структуры, полученной методом ЖФЭ, с микроплазмой при комнатной температуре (а) и осциллограммы импульсов тока при $V=27.4$ В (б).

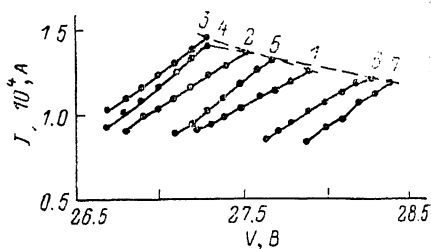


Рис. 2. Зависимость средней амплитуды импульсов тока I_1 от напряжения в области средних и больших перенапряжений для структуры 1 при различных температурах.

$T, \text{ К: } 1 - 293, 2 - 320, 3 - 370, 4 - 450, 5 - 545, 6 - 645, 7 - 690.$

(средняя длительность импульса тока) и выключенном τ_0 (средняя длительность паузы) состояниях и средней амплитуды тока I_1 в соответствии с выражением [12]

$$I_{\text{ср}}^{\text{МП}}(V) = I_1(V) P_1(V) = I_1 \left(\frac{P_{10}}{P_{01}} + 1 \right)^{-1},$$

где $P_1(V)$ — вероятность нахождения МП в проводящем состоянии.

МП токовые флуктуации представляются обычно моделью случайного процесса [9, 11], позволяющей связать средние длительности и паузы с так называемыми вероятностями включения $P_{01} = I/\tau_0$ и выключения $P_{10} = I/\tau_1$ МП в единицу времени, которые совместно с экстраполяционными параметрами — напряжением пробоя V_b и последовательным сопротивлением МП R_s — и составляют основные параметры МП [2].

В работе использовался аппаратно-программный комплекс измерений и обработки [11], определялись τ_1 и τ_0 с разрешением от $1.5 \cdot 10^{-6}$ до 0.5 с по исследуемым длительностям. Усреднение осуществлялось по числу импульсов $N = 8 \cdot 10^3$ в текущем времени.

Выбором нагрузочного сопротивления в цепи диода $R_n \ll R_d$, где R_d — дифференциальное сопротивление МП в области пробоя, достигалась практическая прямоугольность фронтов импульсов МП тока.

2. Результаты и их обсуждение

Хорошо известно, что при наличии МП ток, протекающий через $p-n$ -структуру, должен резко возрастать при незначительном превышении напряжения V над напряжением пробоя V_b , т. е. при перенапряжении $\delta V = V - V_b$ [2].

На рис. 1, а представлена вольтамперная характеристика (ВАХ) одной из $p-n$ -структур с МП в области пробоя. Видно, что область нестабильности составляет примерно $\Delta V \approx 1$ В, напряжение пробоя $V_p \approx 26.5$ В, а максимальная величина средних амплитуд флуктуаций $I_1 = 100 \div 200$ мкА. Величина обратного тока до пробоя $10 \div 80$ мкА для различных образцов. Указанные значения ΔV и I_1 были примерно одинаковыми и для МП, включающихся вслед за первой.

Из вида ВАХ в области пробоя отдельной МП можно сделать вывод о ее близости к линейной зависимости при больших перенапряжениях $\delta V > \Delta V$ в силу стремления вероятности нахождения МП в состоянии включения $P_1(V) \rightarrow 1$ и соответственно величины среднего тока МП к максимальной величине амплитудного тока МП $I_{\text{ср}}^{\text{МП}} \rightarrow I_1$. При этом последовательное сопротивление отдельной МП $R_s \approx (1 \div 2) \cdot 10^4$ Ом, оно примерно одинаково как для МП в различных $p-n$ -структурах (мезах) на одной подложке, так и для различных МП в одной структуре. Отметим, что максимальный ток, протекающий через МП в SiC $p-n$ -структурах, последовательное сопротивление R_s МП по порядку величины сов-

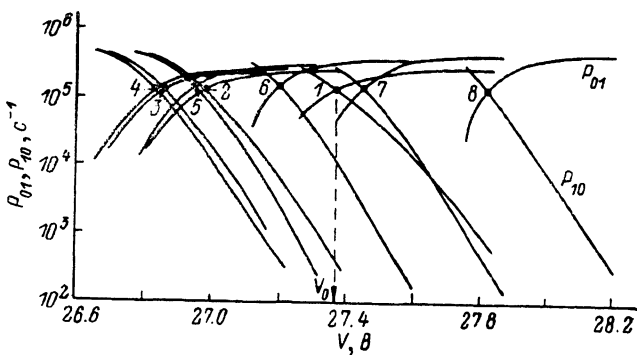


Рис. 3. Зависимости вероятности «включения» P_{01} и «выключения» P_{10} от напряжения для структуры 1 при различных температурах.

Т, К: 1 — 293, 2 — 330, 3 — 355, 4 — 400, 5 — 455, 6 — 530, 7 — 595, 8 — 680.

падают с аналогичными величинами для МП в $p-n$ -структурах на основе других материалов (Ge, Si, GaP и GaAs). Это подтверждает высказывание Шокли [13] о том, что эти величины слабо зависят от материала. В качестве примера рассмотрим первую МП.

а) *Амплитуда и вид импульсов тока.* На рис. 1, б представлены осциллограммы импульсов тока. Прямоугольный вид МП импульсов характерен для МП в низковольтных структурах большинства материалов и свидетельствует, согласно [1], о малой величине термической составляющей (R_s) последовательного сопротивления МП. В этом случае $R_s \approx R_c + R_0$, где R_0 и R_c — сопротивления растекания и объемного заряда подвижных носителей тока соответственно.

При увеличении напряжения амплитуда импульсов (величина лавинного тока) приблизительно линейно возрастала (рис. 2). Границы области нестабильности, которые определялись возможностью наблюдения на экране запоминающего осциллографа очень коротких и длинных импульсов, для различных температур устанавливались одинаковым образом, что позволило, например, по верхней границе диапазона в области больших перенапряжений (см. далее) оценивать закономерности изменения максимальной амплитуды импульсов тока I_0^* (рис. 2, штриховая линия) с температурой.

Оценки последовательного сопротивления по ВАХ и по изменению амплитуд пульсаций показали, что они не соответствуют друг другу, а оценка R_c и R_0 по известным выражениям [1] не позволяет категорично утверждать о доминировании какой-либо одной составляющей.

Следует указать, что темп генерации МП импульсов в единицу времени, а также величины средних длительностей импульсов и пауз при фиксированном напряжении не изменялись от времени наблюдения, несмотря на значительные величины обратного тока, что совместно с видом импульсов подтверждает вы-

сокую теплопроводность материала и свидетельствует об изотермичности условий протекания тока.

б) *Вероятностные характеристики* МП. Все характеристики — P_1 , P_{01} , P_{10} и I_1 являются функциями состояния МП и зависят от напряжения и температуры. Они определяют в конечном итоге характер развития флуктуационного процесса [3, 11].

Рассмотрим сначала зависимости P_{01} и P_{10} при фиксированных температурах от напряжения. Эти зависимости обладают следующими особенностями (рис. 3). Во-первых, существует некоторое напряжение $V \approx V_0$, при котором вероятности включения и выключения МП одинаковы ($P_{01} = P_{10}$, $\bar{\tau}_1 = \bar{\tau}_0 = 3 \div 6$ мкс), среднее число импульсов в единицу времени $N = \bar{N}_{\max} = 1/(\bar{\tau}_1 + \bar{\tau}_0)$. Во-вторых, в области напряжений, больших V_0 , наблюдается насыщение P_{01} , а отношение P_{01}/P_{10} сильно возрастает с ростом V и составляет более 2 порядков. В области напряжений, меньших V_0 , наоборот, достаточно сильное изменение P_{01} и слабое P_{10} . В общем же случае из приведенных данных видно, что абсолютное изменение P_{10} значительно больше P_{01} . Полученные данные о характере изменения P_{01} и P_{10} в области больших перенапряжений не противоречат модели [1], в которой указана слабая зависимость P_{01} от напряжения, а в области малых перенапряжений находятся в согласии с данными работы [3].

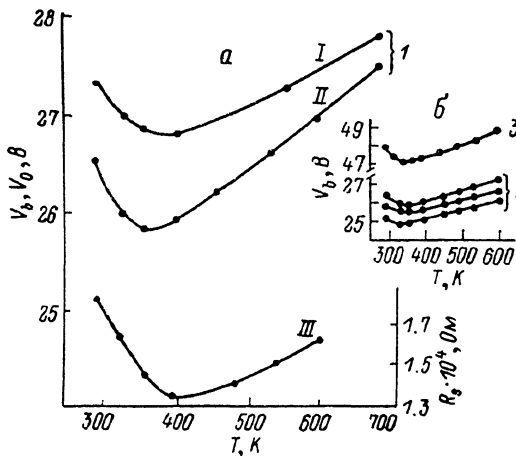


Рис. 4. Температурные зависимости напряжения пробоя первой МП V_b (I), напряжения V_0 (II) и сопротивления R_s (III) (a) для структуры I; напряжения пробоя для трех МП, включенных друг за другом (структура 2) и для первой МП (структура 3) (б).

Структуры получены методами: 1 — ЖФФ; 2, 3 — сублимации.

Подобное поведение P_{01} и P_{10} приводит и к специфике формирования среднего тока МП, а именно в области малых перенапряжений ($V < V_0$) рост среднего тока обязан прежде всего росту числа лавинных импульсов, а не росту их длительности, т. е. определяется прежде всего числом импульсов, а в области $V > V_0$, наоборот, — ростом средней длительности импульсов $\bar{\tau}_1$, т. е. механизм формирования лавинного тока в этих областях различный, что согласуется с представлениями работ [11, 14].

в) *Температурная зависимость МП параметров.* Важны при исследовании пробойных явлений знак и значение ТКН пробоя $\beta = V_b^{-1} (dV_b/dT)$. В классическом случае лавинного механизма пробоя напряжение V_b определяется путем экстраполяции линейной ВАХ МП в нуль тока [2]. На рис. 4 приведены температурные зависимости напряжения пробоя первой МП для нескольких структур и для одной структуры с несколькими МП. Зависимость $V_b(T)$ измерялась в режиме постоянного смещения и поддержания напряжения близким к пробивному и для одной из структур приведена на рис. 4, а. Причем как при увеличении температуры от комнатной до 700 К, так и при снижении от 700 К до комнатной кривые $V_b(T)$ воспроизводились, т. е. гистерезис отсутствовал. Таким же образом вела себя и зависимость $V_0(T)$. Видно, что ТКН знакопеременный. В температурном интервале 293–360 К (назовем его первым температурным интервалом) ТКН отрицательный, а во втором (360–700 К) — ТКН положительный с $\beta = (2 \div 3) \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$. Для других МП, включающихся вслед за первой, температурные зависимости те же (рис. 4, б). Точка инверсии знака ТКН для исследованных структур находится при температуре $T_n = 360 \pm 20 \text{ K}$ и хорошо воспроизводима. Характер флуктуаций тока МП при $T > T_n$ и $T < T_n$ еще раз подтверждает, что в первом температурном интервале лавинный пробой происходит с отрицательным ТКН.

Те же данные по знаку ТКН могут быть получены и из семейства температурных зависимостей лавинного тока $T_1(V)$ при $I_1 = \text{const}$ (рис. 2) или экстраполированной в нуль тока, как было показано в работах [2, 14]. Сопротивление МП, так же как и V_b , немонотонно зависит от температуры (рис. 4).

Зависимости вероятностей «включения» P_{01} и «выключения» P_{10} от напряжений при различных температурах приведены на рис. 3.

Рассмотрим температурные зависимости параметров МП в указанных выше двух температурных интервалах. Из сравнения семейства зависимостей P_{01} и P_{10} от температуры видна качественная разница в поведении — «сдвиг» этих характеристик происходит в разные стороны относительно небольшой области $T \approx T_n$.

Рассмотрим второй температурный интервал, в котором ТКН положителен. Нарастание температуры обычно приводит к затуханию МП пульсаций и выключению практически включенной МП при неизменном значении обратного смещения, приложенного к структуре [15]. Экспериментально это подтверждается увеличением отношения P_{10}/P_{01} от $P_{10}/P_{01} \ll 1$ до $P_{10}/P_{01} \gg 1$ и согласованном с этим уменьшением I_1 и соответственно среднего тока МП $I_{\text{ср}}^{\text{МП}}$. Обратим внимание на различие в динамике развития флуктуаций от напряжения при разных температурах.

В области напряжений $V < V_0$ увеличение температуры приводит к более «быстрому» включению МП. Это иллюстрируется увеличением скорости изменения состояния P_{01} или, что то же самое, большим темпом генерации импульсов. Вероятно, это обусловлено увеличением частоты попадания носителей в область сильного поля МП. В области $V > V_0$ P_{01} стремится к насыщению с ростом V и не зависит от температуры, а наклон экспоненциальной зависимости $P_{10}(V)$ от температуры практически не меняется. Одновременно с ростом температуры уменьшаются амплитуды импульсов МП тока, их разброс и флуктуация длительностей [16]. Такие закономерности отмечены и для других полупроводниковых соединений и материалов [11, 14]. Они согласуются с моделью Шокли для лавинного пробоя [13], т. е. соответствуют обычным температурным тенденциям параметров МП.

Таким образом, во втором температурном интервале изменение всех параметров приводит к обычному ходу развития лавинного процесса. В первом температурном интервале ситуация иная. Достижение того же среднего тока с уменьшением температуры происходит при большем значении I_1 и меньшем абсолютном значении P_{10}/P_{01} . При этом сопротивление МП увеличивается с уменьшением температуры (рис. 4).

Обсудим возможные причины отрицательного ТКН. Отрицательный ТКН нельзя объяснить только уменьшением напряжения пробоя с ростом температуры, связанным с уменьшением ширины запрещенной зоны E_g , поскольку относительное изменение электрического поля $\Delta \varepsilon/\varepsilon$ больше относительного изменения ширины запрещенной зоны $\Delta E_g/E_g$ [17]. Влияние же глубоких уровней, если считать этот эффект полностью идентичным наблюдаемому в кремнии, должно привести к гистерезису зависимости $V_b(T)$ [18].

Как известно, положительный ТКН пробоя, наблюдаемый в большинстве материалов, обусловлен уменьшением длины свободного пробега λ с ростом температуры при рассеянии на фононах. Можно предположить, что в области температур, где доминирует рассеяние на ионизованных примесях и λ увеличивается с ростом температуры, должен наблюдаться отрицательный ТКН. По данным температурных измерений эффекта Холла, в SiC такой механизм рассеяния доминирует до $T \sim 250$ К и больше и зависит от компенсации [19]. Набор энергии носителями при ударной ионизации происходит в слое объемного заряда. Здесь в отличие от квазинейтральной области отсутствует экранирование ионов примеси свободными носителями, и рассеяние на них должно быть сильнее и, следовательно, проявляться до более высоких температур. Затем, как и в других материалах, начинает преобладать рассеяние на фононах. Следует также отметить, что знакопеременный ТКН можно объяснить и наличием микронной структуры зоны проводимости, если, например, предположить, что из-за высокой напряженности электрического поля в слое умножения переходы

носителей между мини-зонами могут осуществляться за счет эффекта Френкеля или туннельного эффекта.

Таким образом, проведенные исследования обнаруживают как аналогичные с другими материалами электрические характеристики и общие закономерности развития флуктуаций лавинного тока в МП SiC $p-n$ -структур, так и определенные различия, которые требуют дальнейшего изучения.

Авторы благодарят М. М. Аникина, В. А. Дмитриева, А. Л. Сыркина, за изготовление $p-n$ -структур, А. Н. Именкова, Б. В. Царенкова и В. А. Козлова за полезные обсуждения работы.

Список литературы

- [1] McInture R. J. // J. Appl. Phys. 1961. V. 32. N 6. P. 983—995.
- [2] Haitz R. J. // J. Appl. Phys. 1964. V. 35. N 5. P. 1370—1376.
- [3] Аладинский В. К. // ФТП. 1972. Т. 6. В. 11. С. 2034—2041.
- [4] Дмитриев А. П., Константинов А. О., Литвин Д. П., Санкин В. Й. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 6. С. 1093—1098.
- [5] Аникин М. М., Лебедев А. А., Попов И. В., Стрельчук А. М., Суворов А. В., Сыркин А. Л., Челноков В. Е. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 5. С. 844—848.
- [6] Аникин М. М., Левинштейн М. Е., Попов И. В., Растегаев В. П., Стрельчук А. М., Сыркин А. Л. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 9. С. 1574—1579.
- [7] Дмитриев В. А., Иванов П. А., Коркин И. В., Морозенко Я. В., Попов И. В., Сядорова Т. А., Стрельчук А. М., Челноков В. Е. // Письма ЖТФ. 1985. Т. 11. В. 4. С. 238—241.
- [8] Аникин М. М., Лебедев А. А., Попов И. В., Растегаев В. П., Стрельчук А. М., Сыркин А. Л., Таиров Ю. М., Цветков В. Ф., Челноков В. Е. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 2. С. 298—301.
- [9] Аладинский В. К., Королев О. В. // Электрон. техн. Сер. 2. 1972. № 4. С. 46—54.
- [10] Кондратьев Б. С., Соболев Н. А. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 1. С. 133—136.
- [11] Кондратьев Б. С., Соболев Н. А., Тутыгин В. С., Тиранов М. Л. // Препринт ФТИ им. А. Ф. Иоффе. Л., 1988. № 1252.
- [12] Аладинский В. К., Курнышева Г. И. // Электрон. техн. Сер. 2. 1970. № 7. С. 44—48.
- [13] Chynoweth G. J. // Charge Multiplication Phenomena. Semiconductors and Semimetals. N. Y., 1968. V. 4. P. 263.
- [14] Аладинский В. К., Дашин В. И. // Радиотехн. и электрон. 1973. Т. 18. В. 2. С. 342—349.
- [15] Грехов И. В., Серезкин Ю. Н. Лавинный пробой $p-n$ -перехода в полупроводниках. Л., 1980. 152 с.
- [16] Кондратьев Б. С., Попов И. В., Стрельчук А. М., Тутыгин В. С. // Тез. докл. V Всес. конф. по флуктуационным явлениям в физических системах. Вильнюс, 1988. С. 75—77.
- [17] Choike W., Patrik L. // Phys. Rev. 1962. V. 127. N 6. P. 1868—1877.
- [18] Астрова Е. В., Волле В. М., Воронков В. Б., Козлов В. А., Лебедев А. А. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 11. С. 2122—2125.
- [19] Ломакина Г. А. // Автореф. канд. дис. Л., 1967.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 30.05.1989
Принята к печати 14.11.1989