

## Теоретический анализ эффекта $dU/dt$ в тиристорных структурах на основе 4Н–SiC

© С.Н. Юрков, Т.Т. Мнацаканов, А.Г. Тандоев

Московский энергетический институт,  
111250 Москва, Россия  
e-mail: yurkov.sn@mail.ru

(Поступило в Редакцию 24 октября 2017 г. В окончательной редакции 26 марта 2018 г.)

На основе результатов численного моделирования проведен анализ особенностей эффекта  $dU/dt$  в тиристорных структурах на основе 4Н–SiC, связанных с реализацией в них недавно обнаруженного  $\alpha$ -механизма включения. Показано, что одним из проявлений этого механизма является катастрофическое снижение блокируемого тиристором напряжения при увеличении температуры структуры. Обсуждены практические пути устранения обнаруженного эффекта.

DOI: 10.21883/JTF.2018.10.46499.2529

### Введение

Эффект  $dU/dt$  хорошо известен в тиристорных структурах на основе кремния и подробно описан в литературе, например в работе [1]. Интерес к эффекту  $dU/dt$  в настоящее время связан с появлением тиристорных структур на основе новых широкозонных материалов, в частности SiC, в которых недавно был обнаружен новый механизм формирования критического заряда включения. В настоящей работе будет проведено исследование влияния этого механизма на  $dU/dt$ -стойкость 4Н–SiC тиристоров.

Недавно было обнаружено, что существуют два различных механизма формирования критического заряда включения тиристорных структур [2–4]. В традиционных кремниевых тиристорах реализуется так называемый  $\gamma$ -механизм, при котором на функционирование внутренней обратной связи определяющим образом влияет зависимость от тока коэффициента инжекции катодного эмиттерного перехода. Эта зависимость в основном обусловлена влиянием омической утечки в эмиттерном переходе. Для обеспечения утечки в конструкцию прибора специально вводятся технологические шунты. Второй механизм, названный авторами  $\alpha$ -механизмом, впервые описан в работах [3,4]. Для этого механизма определяющей является зависимость от тока коэффициента переноса носителей через широкую базу. Условия реализации каждого из этих механизмов могут быть записаны в следующем виде. Для реализации  $\gamma$ -механизма должна существовать утечка в эмиттерном переходе, а также выполняться неравенство

$$\gamma_{1S}\alpha_{T1} + \gamma_2\alpha_{T2L} > 1. \quad (1)$$

где  $\alpha_{T1}$  — коэффициент переноса неосновных носителей через узкую базу,  $\gamma_{1S}$  — значение коэффициента инжекции  $p$ – $n$ -перехода, примыкающего к узкой базе (без учета утечки). Величины  $\alpha_{T2}$  и  $\gamma_2$  соответственно относятся к широкой базе. Условием реализации  $\alpha$ -

механизма является система неравенств

$$\gamma_{1S}\alpha_{T1} + \gamma_2\alpha_{T2H} > 1, \quad (2)$$

$$\gamma_{1S}\alpha_{T1} + \gamma_2\alpha_{T2L} < 1, \quad (3)$$

где  $\alpha_{T2H}$  и  $\alpha_{T2L}$  — соответственно коэффициенты переноса неосновных носителей через широкую базу при высоком и низком уровнях инжекции,

$$\alpha_{T2L} = \operatorname{sech}\left(\frac{W}{L_n}\right), \quad \alpha_{T2H} = \frac{b + \operatorname{sech}\left(\frac{W}{L}\right)}{1 + b}, \quad (4)$$

$W$  — толщина базы,  $L_n$  — диффузионная длина для электронов,  $L$  — амбиполярная диффузионная длина,  $b = \mu_n/\mu_p$ ,  $\mu_n$ ,  $\mu_p$  — подвижности электронов и дырок.

Из выражений (2), (3) следует, что для реализации  $\alpha$ -механизма (для функционирования регенеративной обратной связи в тиристоре  $\alpha$ -типа) необходимо, чтобы в широкой базе выполнялись условия среднего уровня инжекции (СУИ) (промежуточный случай между низким и высоким уровнями инжекции).

### Постановка задачи

Исследование ( $dU/dt$ )-стойкости 4Н–SiC-тиристоров будет проведено на основе анализа зависимости динамического напряжения переключения  $U_{ДВО}$  от скорости нарастания прямого напряжения  $dU/dt$  при разных значениях температуры тиристорной структуры. Исследуемые зависимости будут получены путем численного моделирования процесса включения тиристора при подаче импульса прямого напряжения с линейным фронтом с помощью программы „Исследование“ [5].

В рамках анализа будут рассмотрены все возможные варианты тиристорных структур на основе 4Н–SiC:  $\gamma$ -тиристора,  $\alpha$ -тиристора без утечки и  $\alpha$ -тиристора с утечкой в эмиттерном переходе. Для определенности воспользуемся структурой тиристора с параметрами, близкими к параметрам 4Н–SiC-фототиристора на

Параметры 4H-SiC фототиристора на 18 kV [6]

Слой	$N, \text{cm}^{-3}$	$W, \mu\text{m}$	$\tau_{po} = \tau_{no}, \mu\text{s}$
$p^+$ -эмиттер	$2 \cdot 10^{19}$	2.5	$8 \cdot 10^{-4}$
$n^+$ -база	$10^{17}$	2.5	0.7
$p$ -база	$2 \cdot 10^{14}$	160	2
$p^+$ -буферный слой	$5 \cdot 10^{17}$	2.5	1.5
$n^+$ -подложка	$2 \cdot 10^{19}$	350	0.015

18 kV, рассмотренного в работе [6]. Основные параметры слоев этой структуры приведены в таблице. Отметим низкое значение времени жизни в слое  $p^+$ -эмиттера ( $\tau$ ). Значительное снижение времени жизни в слое приповерхностного  $p^+$ -эмиттера структур на основе 4H-SiC было обнаружено в работах [7,8]. На наш взгляд, это одна из причин реализации в 4H-SiC-тиристорах  $\alpha$ -механизма включения, поскольку неполная ионизация примеси алюминия в  $p^+$ -слое [4] и низкое значение времени жизни обуславливают малую величину коэффициента инжекции эмиттерного перехода  $\gamma_{IS}$ , в результате чего выполняется условие (3). Вместе с тем при увеличении  $\tau$  до значений  $\tau > 10^{-2} \mu\text{s}$  начинает выполняться условие (1), т.е. в тиристоре начинает работать  $\gamma$ -механизм. Таким образом, для моделирования процесса включения тиристора с  $\alpha$ -механизмом будут использоваться параметры полупроводниковой структуры из таблицы. Для моделирования тиристора с  $\gamma$ -механизмом — те же параметры структуры, но значение времени жизни в слое  $p^+$ -эмиттера будет увеличено до величины  $5 \cdot 10^{-2} \mu\text{s}$ .

Для работы тиристора с  $\gamma$ -механизмом включения принципиально необходима омическая утечка в эмиттерном переходе, в качестве которой используются технологические шунты. Как было показано в работе [9], для моделирования процессов в тиристорной структуре шунтировку можно заменить равномерно распределенной утечкой, характеризуемой эффективным сопротивлением утечек единицы площади эмиттерного перехода  $R_{\text{eff}}$ .

Что касается тиристора с  $\alpha$ -механизмом включения, то для его реализации омическая утечка в эмиттерных переходах не является принципиально необходимой. Однако для полноты исследования  $(dU/dt)$ -стойкости тиристоров с  $\alpha$ -механизмом включения будет рассмотрена сначала структура без омической утечки, а после также  $\alpha$ -тиристор с утечкой.

### Результаты моделирования и их анализ

Результаты моделирования  $dU/dt$  — стойкости тиристорных структур в виде зависимости  $U_{\text{ДВО}}(dU/dt)$  для тиристоров  $\gamma$ -типа и  $\alpha$ -типа на основе 4H-SiC при различных значениях температуры приведены соответственно

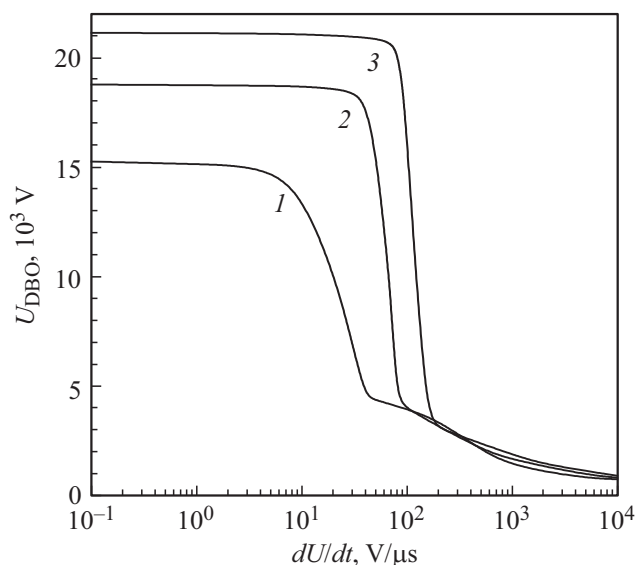


Рис. 1. Зависимость динамического напряжения переключения от скорости нарастания напряжения для тиристорной структуры  $\gamma$ -типа на основе 4H-SiC при различных температурах ( $R_{\text{eff}} = 10, \Omega \cdot \text{cm}^2$ )  $T, ^\circ\text{C}$ : 1 — 25, 2 — 80, 3 — 120.

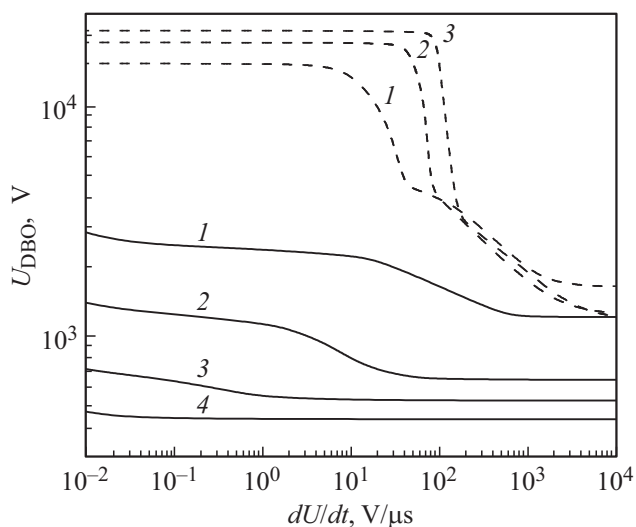


Рис. 2. Зависимость динамического напряжения переключения от скорости нарастания напряжения для тиристорной структуры  $\alpha$ -типа на основе 4H-SiC (сплошные кривые — без омической утечки в эмиттерных переходах, штриховые кривые — с утечкой  $R_{\text{eff}} = 10 \Omega \cdot \text{cm}^2$ ) при различных температурах  $T, ^\circ\text{C}$ : 1 — 25, 2 — 80, 3 — 120, 4 — 150.

на рис. 1 и 2. Анализ полученных данных показывает, что характеристики тиристоров  $\gamma$ -типа и  $\alpha$ -типа без утечки существенно различаются.

На графике зависимости  $U_{\text{ДВО}}(dU/dt)$  можно выделить три характерных участка. При малых значениях  $dU/dt$  величина  $U_{\text{ДВО}}$  с ростом  $dU/dt$  меняется слабо и практически совпадает со статическим напряжением переключения  $U_{\text{BO}}$ . На втором участке происходит

резкое падение величины  $U_{DVO}$ . На третьем участке зависимость  $U_{DVO}(dU/dt)$  асимптотически стремится к некоторой предельной величине  $U_{DVO\min}$ , ниже которой тиристор не может быть включен эффектом  $dU/dt$ . Такой ход зависимости наблюдается для традиционного тиристора  $\gamma$ -типа (рис. 1).

Данные, относящиеся к тиристорам  $\alpha$ -типа без утечки, представлены на рис. 2 в виде сплошных кривых. На первом участке зависимости в отличие от тиристора  $\gamma$ -типа динамическое напряжение переключения снижается с ростом  $dU/dt$  даже при малых скоростях нарастания напряжения. На втором участке скорость снижения  $U_{DVO}$  с ростом  $dU/dt$  значительно меньше, чем у  $\gamma$ -тиристора. Но главная особенность характеристики  $\alpha$ -тиристора состоит в том, что максимальная величина блокируемого напряжения ( $U_{DVO\max}$ ) при комнатной температуре и малых значениях  $dU/dt$  составляет всего  $\sim 2500$  В (у  $\alpha$ -тиристора  $U_{DVO\max} > 15$  кВ) и стремительно падает при увеличении температуры. Такое поведение характеристики  $\alpha$ -тиристора без утечки противоположно тому, что наблюдается для тиристора  $\gamma$ -типа.

Интересно также рассмотреть третий участок зависимости, где величина  $U_{DVO}$  асимптотически стремится к  $U_{DVO\min}$ . Для  $\gamma$ -тиристора характеристики на этом участке почти сливаются, причем, величина  $U_{DVO\min}$  с ростом температуры слабо растет. Для  $\alpha$ -тиристора наблюдается значительное снижение величины  $U_{DVO\min}$  с ростом температуры. Протяженность третьего участка для  $\alpha$ -тиристора увеличивается с ростом температуры, и при  $T = 150^\circ\text{C}$  третий участок занимает практически весь диапазон значений  $dU/dt$ , а характеристика вырождается в линию.

Для теоретического анализа полученных результатов воспользуемся классической теорией критического заряда включения тиристора, развитой А.И. Уваровым в работах [10,11].

Согласно результатам работы [11], можно записать следующее условие включения тиристора эффектом  $dU/dt$ :

$$Q_{in} \equiv (1 + \chi) \int_0^{t_f} J_c(t) \exp(-t/\tau_0) dt = Q_{crit}. \quad (5)$$

Здесь  $t_f$  — длительность фронта импульса напряжения, совпадающая с длительностью импульса емкостного тока,  $J_c$  — плотность емкостного тока,  $\tau_0$  — постоянная времени, характеризующая регенеративное нарастание тока на начальном этапе процесса включения.

Выражение в левой части (5) представляет заряд, накопленный в базовых областях тиристорной структуры за время нарастания анодного напряжения ( $Q_{in}$ ). Накопленный заряд приведен к моменту окончания импульса емкостного тока. Стоящая в правой части (5) величина  $Q_{crit}$  представляет плотность критического заряда включения. Особенность включения эффектом  $dU/dt$  состоит в том, что равный по величине ток управления

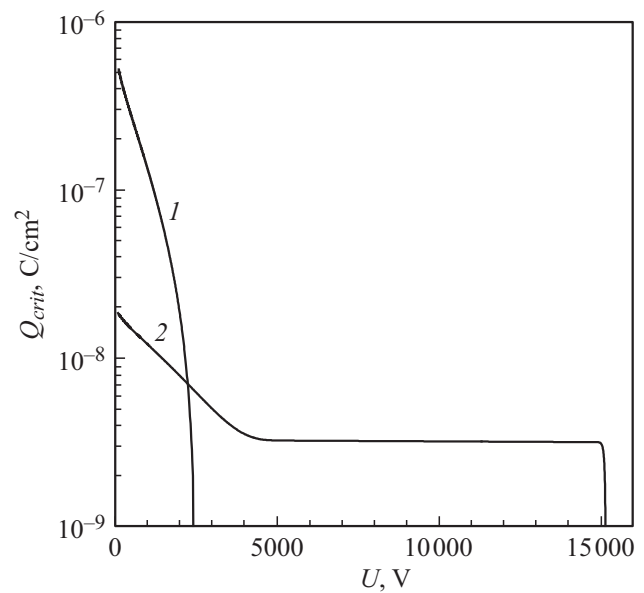


Рис. 3. Зависимость критического заряда включения тиристорной структуры на основе 4Н–SiC от напряжения: 1 —  $\alpha$ -тиристор без утечки, 2 —  $\gamma$ -тиристор ( $R_{eff} = 10 \Omega \cdot \text{cm}^2$ ).

поступает в обе базы тиристорной структуры. Однако эффективность этого заряда разная [11]. Эффективность заряда, поступающего в узкую базу, близка к единице, в то время как эффективность заряда в широкой базе, определяемая коэффициентом  $\chi$ , существенно меньше ( $\chi \sim 0.1$ ). В работах [3,10] получено выражение для критического заряда традиционного тиристора  $\gamma$ -типа. Оно имеет вид

$$Q_{crit} = \gamma_{1S} \tau_0 J_0, \quad (6)$$

где  $J_0$  — параметр модели Уварова, который характеризует омическую утечку в эмиттерном переходе. Выражения для критического заряда включения  $\alpha$ -тиристора получены в работе [3]. На рис. 3 приведены результаты расчета зависимости  $Q_{crit}(U)$  для рассматриваемых 4Н–SiC-структур  $\gamma$ - и  $\alpha$ -типов при комнатной температуре.

Как видно на рис. 3, величина критического заряда максимальна при малых напряжениях и снижается с ростом напряжения. Это связано с расширением слоя объемного заряда в широкой базе, которое приводит к уменьшению эффективной ширины базы. В свою очередь, это приводит к уменьшению времени пролета носителей через базу и к снижению величины  $\tau_0$ . На кривой 2 рис. 3, относящейся к тиристорам  $\gamma$ -типа, видно изменение характера зависимости вблизи точки  $U_{DVO} \approx 5000$  В. Эта точка соответствует смыканию слоя объемного заряда центрального перехода (ОПЗ) с границей буферного стоп-слоя. После смыкания со стоп-слоем величина  $Q_{crit}$  для  $\gamma$ -тиристора очень слабо зависит от приложенного напряжения вплоть до статического напряжения переключения  $U_{BO}$ , при приближении к которому  $Q_{crit}$  резко падает до нуля. В случае  $\alpha$ -тиристора

без утечки критический заряд быстро снижается с ростом напряжения и стремится к нулю при  $U \sim 2500$  V. Причину этого явления мы рассмотрим ниже. Отметим, что критический заряд включения  $\alpha$ -тиристора при малых напряжениях существенно (более чем на порядок) превышает  $Q_{\text{crit}}$  традиционного  $\gamma$ -тиристора. Эта интересная особенность  $\alpha$ -режима связана с необходимостью поддерживать в широкой базе требуемые условия переноса. Ранее говорилось, что особенностью  $\alpha$ -режима является средний уровень инжекции в широкой базе, без которого невозможно обеспечить работу регенеративной обратной связи и включение тиристора. Для обеспечения СУИ в базу требуется ввести большой заряд основных носителей.

Теперь рассмотрим подробнее зависимости, приведенные на рис. 1 и 2. Вначале рассмотрим тиристор  $\gamma$ -типа. При малых величинах  $dU/dt$  мал ток перезаряда барьерной емкости центрального перехода. Следовательно, мала величина введенного в базы заряда. Для того чтобы тиристор мог включиться эффектом  $dU/dt$ , в соответствии с условием (5) должна быть мала величина критического заряда включения. Как следует из рис. 3, малая величина критического заряда соответствует области больших значений  $U_{\text{DBO}}$ . При больших напряжениях ( $> 5000$  V) величина барьерной емкости центрального перехода перестает зависеть от приложенного напряжения и равна  $C_{\text{min}}$ , где

$$C_{\text{min}} = \varepsilon\varepsilon_0/W, \quad (7)$$

где  $W$  — толщина слаболегированной базы. Кроме того, при малой величине  $dU/dt$  и большой амплитуде должна быть большая длительность фронта импульса. Если  $t_f \gg \tau_0$ , то вместо (6) получим условие включения в виде:

$$(1 + \chi)C_{\text{min}}\tau_0 dU/dt = Q_{\text{crit}}. \quad (8)$$

В соответствии с (8) величина заряда, введенного в базовые области эффектом  $dU/dt$ , пропорциональна скорости нарастания напряжения. Зная зависимость  $Q_{\text{crit}}(U)$ , из (8) можно найти связь скорости нарастания напряжения и максимального динамического напряжения переключения  $U_{\text{DBO}}$ .

Соотношение (8) описывает первые два характерных участка на графике зависимости  $U_{\text{DBO}}(dU/dt)$ . С ростом  $dU/dt$  пропорционально растет величина введенного заряда, которая в соответствии с (8) должна равняться  $Q_{\text{crit}}$ . Рассмотрим зависимость  $Q_{\text{crit}}(U)$ , приведенную на рис. 3. Для  $\gamma$ -тиристора с ростом  $Q_{\text{crit}}$  величина  $U_{\text{DBO}}$  сначала не меняется и соответствует статическому напряжению переключения  $U_{\text{BO}}$ . Это соответствует первому характерному участку зависимости  $U_{\text{DBO}}(dU/dt)$ . Затем следует горизонтальный участок кривой 2 на рис. 3, где небольшой рост  $Q_{\text{crit}}$  приводит к существенному снижению  $U_{\text{DBO}}$  — это второй характерный участок. Для  $\alpha$ -тиристора ситуация немного сложнее, поскольку необходимо учитывать зависимость емкостного тока от напряжения, однако качественная картина ясна. Как

следует из поведения кривой 1 на рис. 3, начальная величина  $U_{\text{DBO}}$  составляет  $\sim 2500$  V. Затем при увеличении  $dU/dt$  величина  $U_{\text{DBO}}$  непрерывно снижается, что мы и наблюдаем на рис. 2.

На третьем участке зависимости  $U_{\text{DBO}}(dU/dt)$  при очень больших значениях  $dU/dt$ , когда  $t_f \ll \tau_0$ , выражение (5) можно упростить. При допущении о полном обеднении носителями ОПЗ центрального перехода, величину заряда основных носителей, вводимую в базовые области, в этом случае можно представить в виде

$$Q_{\text{in}} = (1 + \chi)qN_a X_p(U_m), \quad (9)$$

где  $q$  — заряд электрона,  $N_a$  — концентрация акцепторной примеси в широкой  $p$ -базе,  $X_p(U_m)$  — ширина ОПЗ в  $p$ -базе при амплитудном значении напряжения. Для резко асимметричного  $p$ - $n$ -перехода зависимость ширины обедненной области от приложенного напряжения выражается известной формулой

$$X_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 U_m}{qN_a}}. \quad (10)$$

Подставляя (8) в (7) и приравнявая  $Q_{\text{in}}$  и  $Q_{\text{crit}}$ , получим выражение для минимальной величины динамического напряжения переключения  $U_{\text{DBO min}}$ :

$$U_{\text{DBO min}} = \frac{Q_{\text{crit}}^2}{2\varepsilon\varepsilon_0 q N_a (1 + \chi)^2}. \quad (11)$$

Из выражения (11) следует, что температурная зависимость  $U_{\text{DBO min}}$  определяется зависимостью  $Q_{\text{crit}}(T)$ . Как известно, величина критического заряда падает с ростом температуры [12]. Поэтому с ростом температуры должна существенно снижаться величина  $U_{\text{DBO min}}$ . Такое поведение зависимости  $U_{\text{DBO min}}(T)$  соответствует результатам моделирования для тиристора  $\alpha$ -типа без утечки, приведенным на рис. 2. Однако, как следует из графика на рис. 1, для  $\gamma$ -тиристора на основе 4H-SiC минимальное динамическое напряжение не падает, а, наоборот, растет с ростом температуры.

Чтобы понять различие характеристик  $\alpha$ - и  $\gamma$ -тиристоров на третьем участке зависимости  $U_{\text{DBO}}(dU/dt)$ , необходимо учесть важное обстоятельство, на которое прежде не обращали внимания.

В работе [10] при линеаризации задачи о начальном этапе включения тиристора пренебрегли процессом перезаряда барьерной емкости эмиттерного перехода. При подаче тока управления часть введенного заряда расходуется на компенсацию объемного заряда эмиттерного перехода  $Q_c$ . В традиционных кремниевых тиристорах с эффективной технологической шунтировкой этим эффектом можно пренебречь, поскольку величина  $Q_{\text{crit}}$  обычно существенно больше заряда  $Q_c$ , теряемого за счет перезаряда барьерной емкости. В рассматриваемых структурах на основе 4H-SiC все иначе. По нашим оценкам  $Q_c \sim 1.5 \cdot 10^{-7}$  C/cm<sup>2</sup>. Анализируя рис. 3, мы приходим к выводу, что критический заряд превышает

величину  $Q_c$  только для  $\alpha$ -тиристора, а для  $\gamma$ -тиристора во всем диапазоне напряжений выполняется условие  $Q_c \gg Q_{crit}$ . Это связано, прежде всего с тем, что в широкозонном полупроводнике величина  $Q_c$  существенно больше, чем в тиристоре на основе кремния.

Воздействие обнаруженного эффекта перезаряда емкости эмиттерного перехода на характер зависимости  $U_{DVO}(dU/dt)$  зависит от длительности фронта импульса  $t_f$ , а значит, от величины  $dU/dt$ . При малых  $dU/dt$  (первый и второй характерный участок зависимости  $U_{DVO}(dU/dt)$ ) влияние эффекта мало, поскольку перезаряд осуществляется на начальном этапе импульса емкостного тока, который, согласно (5), вносит малый вклад в величину накопленного заряда  $Q_{in}$ . На третьем характерном участке зависимости  $U_{DVO}(dU/dt)$  при больших  $dU/dt$  выполняется условие  $t_f < \tau_0$ . Поэтому вместо (5) можно написать:

$$Q_{in} \equiv (1 + \chi)qN_aX_p(U_m) = Q_{crit} + Q_c. \quad (12)$$

А именно в критическом состоянии введенный за счет эффекта  $dU/dt$  заряд должен обеспечить перезаряд емкости эмиттерного перехода и накопление в базовых слоях заряда  $Q_{crit}$ , необходимого для включения. Таким образом, вместо (11) необходимо писать

$$U_{DVO\min} = \frac{(Q_{crit} + Q_c)^2}{2\epsilon\epsilon_0qN_a(1 + \chi)^2}. \quad (13)$$

Для  $\alpha$ -тиристора без утечки при малых напряжениях  $Q_{crit} > Q_c$ . Поскольку  $Q_{crit}$  падает с ростом температуры, то и величина  $U_{DVO\min}$  с ростом температуры снижается. Для  $\gamma$ -тиристора при малых напряжениях  $Q_{crit} \ll Q_c$  и температурная зависимость  $U_{DVO\min}$  определяется зависимостью  $Q_c(T)$ . Ранее отмечалось, что в структурах на основе 4Н-SiC из-за глубокого залегания акцепторной примеси наблюдается неполная ионизация примесных атомов в слое  $p^+$ -эмиттера. С ростом температуры степень ионизации возрастает, что приводит к некоторому росту величины  $Q_c$ . Этим обстоятельством обусловлено увеличение величины  $U_{DVO\min}$  с температурой для структур  $\gamma$ -типа.

Теперь попробуем объяснить ранее отмеченный результат, согласно которому для  $\alpha$ -тиристора с ростом температуры увеличивается область значений  $dU/dt$ , относящихся к третьему характерному участку зависимости  $U_{DVO}(dU/dt)$ , где  $U_{DVO} = U_{DVO\min}$ . Согласно данным на рис. 3, при  $T \geq 150^\circ\text{C}$  зависимость  $U_{DVO}(dU/dt)$  вырождается в линию. Связано это с тем, что для  $\alpha$ -тиристора при увеличении температуры снижается величина  $U_{DVO\max}$ . Уменьшение амплитудного значения импульса напряжения при фиксированной скорости нарастания приводит к уменьшению длительности фронта импульса. Когда начинает выполняться условие  $t_f < \tau_0$ , при котором справедливо выражение (12), величина  $U_{DVO}$  стремится к  $U_{DVO\min}$ , определяемой выражением (13).

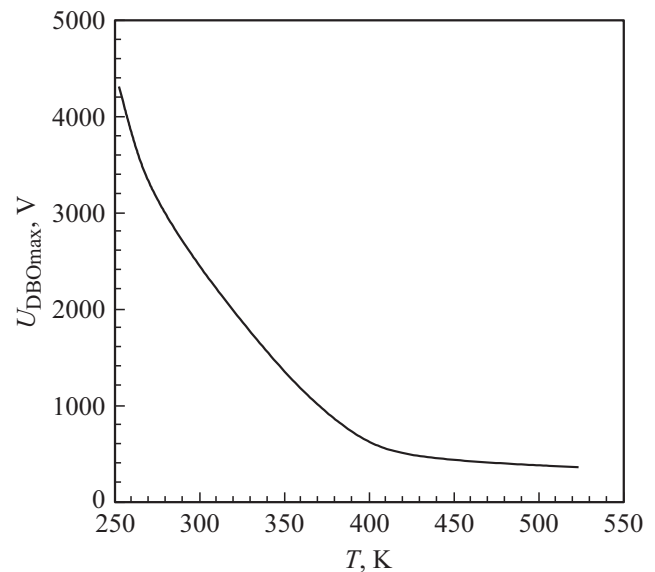
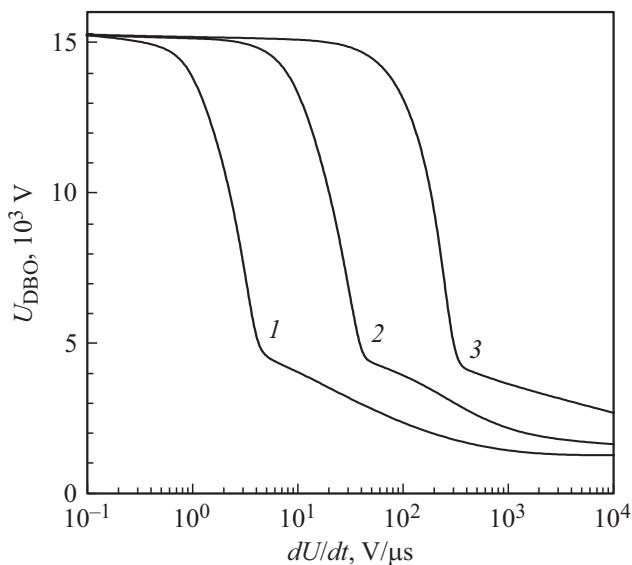


Рис. 4. Зависимость напряжения перехода тиристора на основе 4Н-SiC из  $\alpha$ -режима в  $\gamma$ -режим от температуры структуры.

Осталось разобраться с температурной зависимостью максимального динамического напряжения переключения  $U_{DVO\max}(T)$ . Это очень важный параметр тиристора, определяющий предельное блокируемое напряжение. Ранее мы отмечали, что основное отличие характеристик тиристорov  $\alpha$ - и  $\gamma$ -типа состоит в том, что с ростом температуры  $U_{DVO\max}$  для традиционных тиристорov  $\gamma$ -типа растет, а для тиристорov  $\alpha$ -типа без утечки стремительно падает.

Причина обнаруженного явления состоит в том, что с ростом напряжения за счет уменьшения эффективной ширины слаболегированной базы, происходит рост величины коэффициента переноса  $\alpha_{T2}$ . Этот рост может привести к переходу от условия (3) к условию (1). А именно тиристор может выйти из  $\alpha$ -режима и оказаться в  $\gamma$ -режиме. Ранее отмечалось, что для работы тиристора в  $\gamma$ -режиме принципиально необходима утечка в эмиттерном переходе. Если утечки нет, то невозможно обеспечить функционирование отрицательной обратной связи, которая обеспечивает помехоустойчивость тиристорной структуры. Поэтому максимальное динамическое напряжение переключения оказывается ограниченной величиной, при которой происходит переход тиристора из  $\alpha$ -режима в  $\gamma$ -режим включения. С ростом температуры возрастает время жизни в базовых слоях и в  $p^+$ -эмиттере. Кроме этого, возрастает степень ионизации примеси алюминия в  $p^+$ -слое. В целом это приводит к росту коэффициента инжекции анодного эмиттерного перехода  $\gamma_{1S}$  и коэффициентов переноса  $\alpha_{T1}$  и  $\gamma_{T2}$ . В результате переход от  $\alpha$ -режима к  $\gamma$ -режиму происходит при меньшей величине напряжения. А именно с ростом температуры падает величина максимального динамического напряжения переключения, что мы и наблюдаем на рис. 2.





**Рис. 5.** Зависимость динамического напряжения переключения от скорости нарастания напряжения для тиристорной структуры  $\alpha$ -типа на основе 4H-SiC с омической утечкой в эмиттерном переходе  $R_{\text{eff}}$ ,  $\Omega \cdot \text{cm}^2$ : 1 — 100, 2 — 10, 3 — 1.

Необходимо рассмотреть еще один интересный эффект. Если бы на зависимость  $\gamma_1(J)$  влияла только омическая утечка в эмиттерном переходе, то все было бы так, как описано выше. Однако, как видно на рис. 2 (сплошные кривые), при очень малых  $dU/dt$  динамическое напряжение начинает снова расти. Этот рост обусловлен так называемой рекомбинационной утечкой в эмиттерном переходе, которая связана с рекомбинацией подвижных носителей в слое объемного заряда эмиттерного перехода [13]. Рекомбинационная утечка присутствует всегда и тоже вносит свой вклад в величину критического заряда включения [10]. Однако вклад этот мал и в традиционных тиристорах с технологическими шунтами совсем не заметен. В данном случае при отсутствии омической утечки этот эффект смог проявиться. Но, как следует из рис. 2, эффект действительно слаб и начинает проявляться только при очень малых значениях  $dU/dt$  (меньше  $10^{-2} \text{ V}/\mu\text{s}$ ).

На рис. 4 приведена температурная зависимость напряжения  $U_{\text{ДВО max}}$ , устанавливающего границу между  $\alpha$ - и  $\gamma$ -режимами для  $\alpha$ -тиристора без утечки. При малых температурах наблюдается резкое падение  $(U_{\text{ДВО}})_{\text{max}}$ . Однако при  $T \geq 150^\circ\text{C}$  зависимость стремится к насыщению. Ранее уже отмечалось, что для  $\alpha$ -тиристора без утечки из-за падения  $U_{\text{ДВО max}}$  практически во всем диапазоне  $dU/dt$  выполняется условие  $t_f < \tau_0$ . При этом справедливо выражение (12), и величина  $U_{\text{ДВО max}}$  стремится к  $U_{\text{ДВО min}}$ . Согласно выражению (13), величина  $U_{\text{ДВО min}}$  пропорциональна  $(Q_{\text{crit}} + Q_c)^2$ . С ростом температуры критический заряд падает, а величина  $Q_c$  с температурой практически не меняется. Это является причиной насыщения зависимости  $U_{\text{ДВО max}}(T)$ .

Интересно сравнить полученные в настоящей работе результаты анализа  $(dU/dt)$ -стойкости 4H-SiC-тиристора с результатами анализа отпирающих токов управления для тех же тиристорных структур, выполненного в работе [4]. В этой работе была обнаружена сильная зависимость отпирающего тока управления от напряжения и температуры. При увеличении напряжения отпирающий ток падал почти до нуля, причем с ростом температуры напряжение, при котором происходило падение отпирающего тока до нуля, снижалось. При комнатной температуре такое падение происходило при  $U \approx 2500 \text{ V}$ . Как следует из рис. 2, для  $\alpha$ -тиристора без утечки при комнатной температуре потеря  $(dU/dt)$ -стойкости происходит при том же напряжении  $\sim 2500 \text{ V}$ . Таким образом, мы видим, что такие характеристики включения, как отпирающий ток управления и  $(dU/dt)$ -стойкость являются взаимосвязанными.

В работе [4] в качестве средства для устранения негативного эффекта снижения отпирающего тока управления тиристорных структур на основе 4H-SiC с ростом напряжения предлагалось ввести в эмиттерный переход омическую утечку. Посмотрим, как повлияет омическая утечка на  $(dU/dt)$ -стойкость  $\alpha$ -тиристора на основе 4H-SiC. На рис. 2 для нескольких значений температуры приведена зависимость  $U_{\text{ДВО}}(dU/dt)$  для  $\alpha$ -тиристора с омической утечкой в анодном эмиттерном переходе (штриховые кривые). Сравнивая графики на рис. 1 и 2, мы видим, что характеристики  $\alpha$ -тиристора после введения утечки практически совпали с характеристиками  $\gamma$ -тиристора. Изменился характер температурной зависимости максимального динамического напряжения переключения. После введения утечки прекратилось его снижение с ростом температуры.

Отличие характеристик  $\gamma$ -тиристора и  $\alpha$ -тиристора с утечкой все же есть. Оно касается последнего этапа зависимости  $U_{\text{ДВО}}(dU/dt)$ . Для  $\alpha$ -тиристора с утечкой величина напряжения  $U_{\text{ДВО min}}$  существенно больше, чем для  $\gamma$ -тиристора. Таким образом, после введения утечки  $(dU/dt)$ -стойкость  $\alpha$ -тиристора стала выше, чем для традиционного тиристора  $\gamma$ -типа.

Причиной наблюдаемого изменения характеристик  $\alpha$ -тиристора после введения утечки является сохранение функционирования отрицательной обратной связи при переходе прибора из  $\alpha$ -режима работы в  $\gamma$ -режим.

На рис. 5 приведена зависимость  $U_{\text{ДВО}}(dU/dt)$  для ряда значений величины  $R_{\text{eff}}$ , характеризующей утечку. Чем меньше сопротивление  $R_{\text{eff}}$ , тем выше  $(dU/dt)$ -стойкость. Причем снижение  $R_{\text{eff}}$  приводит к увеличению протяженности первого участка зависимости  $U_{\text{ДВО}}(dU/dt)$ , где величина  $U_{\text{ДВО}}$  слабо меняется с ростом  $dU/dt$ . В соответствии с полученными данными протяженность этого участка, т.е. значение  $dU/dt$ , при котором начинается этап быстрого падения динамического напряжения переключения  $(dU/dt)_{\text{drop}}$ , обратно пропорционально величине  $R_{\text{eff}}$ . Попробуем объяснить эту закономерность.

Как говорилось ранее,  $\alpha$ -тиристор при больших напряжениях переходит в  $\gamma$ -режим работы. В соответствии с работой [10], критический заряд включения для  $\gamma$ -тиристора определяется соотношением (6), т.е. пропорционален току утечки или обратно пропорционален сопротивлению утечек  $R_{\text{eff}}$ . Величину  $(dU/dt)_{\text{drop}}$  можно найти, приравняв  $Q_{\text{in}}$  из соотношения (9) величине  $Q_{\text{crit}}$  из (6):

$$(dU/dt)_{\text{drop}} = \frac{J_0 \gamma_{1s}}{(1 + \chi) C_{\text{min}}} = \frac{U_0 \gamma_{1s}}{(1 + \chi) C_{\text{min}} R_{\text{eff}}}. \quad (14)$$

Здесь  $U_0 \approx 2.6 \text{ V}$  — напряжение на эмиттерном переходе в состоянии тиристора, предшествующем включению.

Выражение (14) можно использовать при проектировании для нахождения величины  $R_{\text{eff}}$ , обеспечивающей требуемую стойкость к эффекту  $dU/dt$  как для традиционных тиристоров  $\gamma$ -типа, так и для тиристоров  $\alpha$ -типа с омической утечкой в эмиттерном переходе.

## Обсуждение результатов и выводы

Анализ выявил ряд особенностей характеристик  $(dU/dt)$ -стойкости тиристорov в  $\alpha$ -режиме по сравнению с традиционными приборами. Главная особенность заключается в низких значениях динамического напряжения переключения и их катастрофическом падении при увеличении температуры полупроводниковой структуры. Это свойство особенно огорчительно, если учесть, что основные преимущества тиристорov на основе  $4\text{H-SiC}$  как раз связаны с работой в области высоких напряжений и рабочих температур.

Однако есть и позитивный результат. Анализ показывает, что обнаруженный недостаток легко устраняется путем ввода в конструкцию прибора омической утечки в примыкающий к узкой базе эмиттерный переход.

В настоящее время конструкция  $4\text{H-SiC}$ -тиристорov не содержит технологических шунтов, которые являются обязательным элементом конструкции традиционных тиристорov на основе кремния. Однако есть основание полагать, что в этих приборах имеются неконтролируемые утечки, обусловленные дефектами полупроводниковой структуры. Может показаться, что наличие такой утечки решает проблему. Но это не так. Неконтролируемая величина и распределение утечки по площади структуры не позволяют обеспечить надежную работу прибора в области высоких температур и воспроизводимость параметров.

Таким образом, рассмотрение всевозможных режимов включения тиристорov позволяет прийти к выводу о том, что конструкция мощных тиристорov независимо от используемого полупроводникового материала должна всегда содержать технологические шунты.

Авторы благодарны А.С. Кюрегяну за полезное обсуждение полученных результатов. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 16-08-01038).

## Список литературы

- [1] Кузьмин В.А. Теория эффекта  $dU/dt$  в тиристорах. В сб.: Физика электронно-дырочных переходов и полупроводниковых приборов. М.: Наука, 1969. С. 106.
- [2] Mnatsakanov T.T., Yurkov S.N., Levinshtein M.E., Tandoev A.G., Agarwal A.K., Palmour J.W. // Sol. Stat. Electron. 2003. Vol. 47. P. 1581–1587.
- [3] Мнацаканов Т.Т., Юрков С.Н., Тандоев А.Г. // ФТП. 2005. Т. 39. Вып. 3. С. 372–377.
- [4] Yurkov S.N., Mnatsakanov T.T., Levinshtein M.E., Cheng L., Palmour J.W. // Semicond. Sci. Technol. 2014. Vol. 29. P. 125012.
- [5] Mnatsakanov T.T., Rostovtsev I.L., Philatov N.I. // Sol. Stat. Electron. 1987. Vol. 30. P. 579–583.
- [6] Mnatsakanov T.T., Yurkov S.N., Levinshtein M.E., Cheng L., Palmour J.W. // Semicond. Sci. Technol. 2014. Vol. 29. P. 055005.
- [7] Levinshtein M.E., Mnatsakanov T.T., Ivanov P., Palmour J.W., Rumyantsev S.L., Singh R., Yurkov S.N. // IEEE Transactions on Electron Devices. 2001. Vol. 48. N 8. P. 1703–1710.
- [8] Levinshtein M.E., Mnatsakanov T.T., Ivanov P.A., Singh R., Palmour J.W., Yurkov S.N. // Sol. Stat. Electron. 2004. Vol. 48. N 5. P. 807–811.
- [9] Кузьмин В.А., Юрков С.Н., Тандоев А.Г., Балашова Е.Л. // Электротехника. 1988. № 8. С. 72–75.
- [10] Уваров А.И. Критический заряд включения тиристора. В сб.: Физика электронно-дырочных переходов и полупроводниковых приборов. М.: Наука, 1969.
- [11] Уваров А.И. Условие включения тиристора посредством кратковременных токов управления. В сб.: Физика электронно-дырочных переходов и полупроводниковых приборов. М.: Наука, 1969.
- [12] Yurkov S.N., Mnatsakanov T.T., Levinshtein M.E., Ivanov P.A., Agarwal A.K., Palmour J.W. // Sol. Stat. Electron. 2005. Vol. 49. P. 2011–2015.
- [13] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 1. М.: Мир, 1984.