

Исследование процесса спада напряжения при ударно-ионизационном переключении силовых тиристоров

© А.И. Гусев^{1,2}, С.К. Любутин¹, С.Н. Рукин^{1,¶}, С.Н. Цыранов^{1,2}

¹ Институт электрофизики Уральского отделения Российской академии наук, 620016 Екатеринбург, Россия

² Уральский федеральный университет, 620002 Екатеринбург, Россия

¶ E-mail: rukin@ier.uran.ru

(Получена 6 октября 2016 г. Принята к печати 26 октября 2016 г.)

Исследован процесс спада напряжения на силовых тиристорах, переключаемых в проводящее состояние волной ударной ионизации, возбуждаемой подачей на основные электроды тиристора импульса пере-напряжения с наносекундным фронтом. В экспериментах на тиристор с рабочим напряжением 2 кВ подавалось напряжение со скоростью нарастания dU/dt в диапазоне 0.5–6 кВ/нс. Численное моделирование показало, что расчетные и экспериментально наблюдаемые времена спада напряжения имеют количественное согласие только в том случае, когда величина активной площади структуры, через которую проходит ток переключения, зависит от dU/dt . Активная площадь увеличивается с возрастанием dU/dt , а также с увеличением удельного сопротивления исходного кремния. При этом активная площадь монотонно приближается к полной площади структуры при $dU/dt > 12$ кВ/нс.

DOI: 10.21883/FTP.2017.05.44429.8367

1. Введение

Возбуждение волны ударной ионизации в базовых областях полупроводниковых приборов (диодов и ди-нисторов) импульсом перенапряжения с наносекундным фронтом позволяет реализовать сверхбыстрый процесс переключения прибора из блокирующего состояния в проводящее. Скорость движения ударно-ионизационного фронта существенно выше насыщенной скорости носителей, в связи с чем структура силового прибора с характерной толщиной базовых областей в сотни мкм и пролетным временем носителя в единицы наносекунд заполняется плазмой за время в сотни пикосекунд. На этом принципе коммутации в Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе РАН разработаны кремниевые динисторы с глубокими уровнями (ДГУ), имеющие время перехода в проводящее состояние менее 1 нс и способные коммутировать в нагрузку ток со скоростью нарастания до 200 кА/мкс. Принцип работы таких приборов и экспериментально реализованные параметры детально изложены в [1–5].

Недавно в [6,7] принцип коммутации на основе ударно-ионизационной волны был реализован в силовых промышленных тиристорах таблеточной конструкции. В экспериментах коммутатор из последовательно соединенных тиристоров с диаметром полупроводниковой структуры 40 мм запускался внешним импульсом перенапряжения с фронтом ~ 1 нс и коммутировал в нагрузку ток амплитудой в десятки кА со скоростью нарастания выше 100 кА/мкс.

В [8] экспериментально и методами численного моделирования исследован процесс переключения силовых тиристоров в режиме ударно-ионизационной волны. Было показано, что при скорости нарастания запуска-

ющего напряжения dU/dt в диапазоне $\sim (1-6)$ кВ/нс характерные времена переключения лежат в диапазоне $\sim (200-400)$ пс. Были найдены эмпирические соотношения, связывающие основные характеристики процесса переключения: напряжение включения U_m , время нарастания импульса до переключения t_r и время перехода в проводящее состояние t_s . Экспериментальные, эмпирические и расчетные зависимости $U_m = f(t_r)$ и $U_m = f(dU/dt)$ имели хорошее количественное согласие, отличаясь друг от друга на несколько процентов.

Однако результаты численного моделирования процесса спада напряжения на тиристоре имели существенное расхождение с экспериментом — расчетные величины t_s в несколько раз превышали экспериментальные. Настоящая работа фактически представляет собой продолжение работы [8], а ее цель заключается в исследовании методами численного моделирования процесса спада напряжения на силовых тиристорах при их переключении в режиме ударно-ионизационной волны.

2. Экспериментальная часть

Работа базируется на экспериментальном материале, полученном в [8]. Коротко опишем эти результаты. В экспериментах исследовались два типа тиристоров таблеточной конструкции производства ЗАО „Протон–Электротекс“ г. Орел [9], имеющие при одинаковом рабочем напряжении полупроводниковую структуру разного диаметра. Кроме этого, для экспериментов были подобраны экземпляры тиристоров с различным удельным сопротивлением исходного n -кремния. Первый тиристор марки Т343-500 имел рабочее напряжение 2 кВ

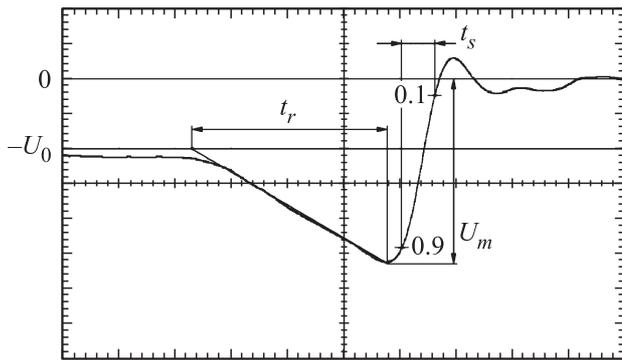


Рис. 1. Осциллограмма импульса напряжения при переключении тиристора диаметром 32 мм. $U_0 = 2$ кВ, масштаб по амплитуде 1 кВ/дел., развертка по времени 500 пс/дел.

(класс по напряжению — 20), диаметр полупроводникового элемента 40 мм и был изготовлен из кремния с удельным сопротивлением $\rho = 80\text{--}85$ Ом·см. Второй тиристор марки T133-320 с тем же рабочим напряжением имел диаметр полупроводникового элемента 32 мм и $\rho = 110\text{--}120$ Ом·см.

В начальном состоянии к тиристорам прикладывалось постоянное напряжение смещения $U_0 = 2$ кВ. Для запуска тиристора на его основные электроды подавался импульс перенапряжения от внешнего генератора. Типичная осциллограмма напряжения на тиристоре в процессе его переключения приведена на рис. 1. В экспериментах изменялась скорость подачи напряжения на тиристор dU/dt . Измерялись следующие параметры (см. рис. 1): время нарастания напряжения до момента переключения тиристора t_r , максимальное значение напряжения на тиристоре в момент переключения U_m , время перехода тиристора в проводящее состояние (время переключения) t_s , приращение напряжения $\Delta U = U_m - U_0$ и скорость нарастания напряжения $dU/dt = \Delta U/t_r$.

3. Расчетная часть

3.1. Описание модели и принятые подходы

Коротко напомним основные положения расчетной модели [8], которая используется и в настоящей работе. Расчет проводится с помощью физико-математической модели, заключающейся в совместном решении уравнений Кирхгофа, описывающих работу электрической схемы с тиристором, и уравнений динамики электронов и дырок в структуре тиристора. Для расчета процессов динамики электронов и дырок в структуре тиристора используется фундаментальная система уравнений, состоящая из уравнений непрерывности для электронов и дырок, уравнения Пуассона для электрического поля и уравнения для температуры. Учитывается зависимость подвижности электронов и дырок от электрического поля, температуры, электронно-дырочного рассеяния и

рассеяния на ионизированных примесях. В расчете учитываются процессы генерации-рекомбинации по модели Рида—Шокли—Холла, а также объемная скорость лавинной и туннельной генерации электронно-дырочных пар, включая процессы генерации носителей при ионизации глубоких уровней. Более подробное описание модели можно найти в [10,11].

В расчете используется реальный профиль распределения легирующих примесей в структуре исследуемых тиристоров. Тиристоры имеют структуру $p^+ - p - n - p - n^+$ -типа толщиной 520 мкм и изготовлены из кремния n -типа с различным удельным сопротивлением: $\rho = 80\text{--}85$ Ом·см для тиристора диаметром 40 мм (в расчете $\rho = 85$ Ом·см) и $110\text{--}120$ Ом·см (тиристор диаметром 32 мм, в расчете $\rho = 115$ Ом·см). Легирующие примеси распределены следующим образом: p^+ -область образована диффузией бора (10^{18} см $^{-3}$, 50 мкм), p -области — диффузией алюминия ($2 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$, 85 мкм), n^+ -область — диффузией фосфора (10^{19} см $^{-3}$, 20 мкм). Цифры в скобках обозначают граничную концентрацию и глубину залегания примеси.

Концентрация глубоких уровней N_{PI} в структуре тиристора (M уровень, 0,54 эВ) изменялась в [8] от 0 до 10^{13} см $^{-3}$. Для исключения запуска фронта за счет лавинного размножения нефизически малых концентраций свободных носителей [12] процессы ударной ионизации включались в момент времени, когда концентрация носителей в какой-либо точке структуры достигала значения n_0 , которое в [8] изменялось от $0,3 \cdot 10^9$ до $2 \cdot 10^9$ см $^{-3}$. Наилучшее совпадение расчетных и экспериментальных данных было получено при оптимальных значениях $N_{PI} = 10^{12}$ см $^{-3}$ и $n_0 = 0,5 \cdot 10^9$ см $^{-3}$.

Рис. 2 иллюстрирует полученные в [8] расчетные и экспериментальные зависимости напряжения от времени при переключении тиристора при двух значениях dU/dt и оптимальных N_{PI} и n_0 . Видно хорошее количественное согласие расчетных и экспериментальных зависимостей на стадии нарастания напряжения (величины U_m и t_r). Однако на стадии спада напряжения присутствует существенное расхождение с экспериментом — расчетные величины t_s в 5–6 раз превышают экспериментальные (измерение по уровню 0,1–0,9 от амплитудного значения).

Расхождение расчетных и экспериментальных данных может быть обусловлено неоднородностью распределения тока по площади структуры на стадии спада напряжения, которое в модели не учитывается. Величина активной площади структуры S_a , через которую проходит ток переключения, может быть существенно меньше полной площади структуры S . При этом увеличение плотности тока и соответственно скорости движения ударно-ионизационных волн по активным участкам структуры будет снижать расчетное время спада напряжения [13,14].

Вопросам поперечной неустойчивости фронта ионизации, которая может быть ответственна за неодно-

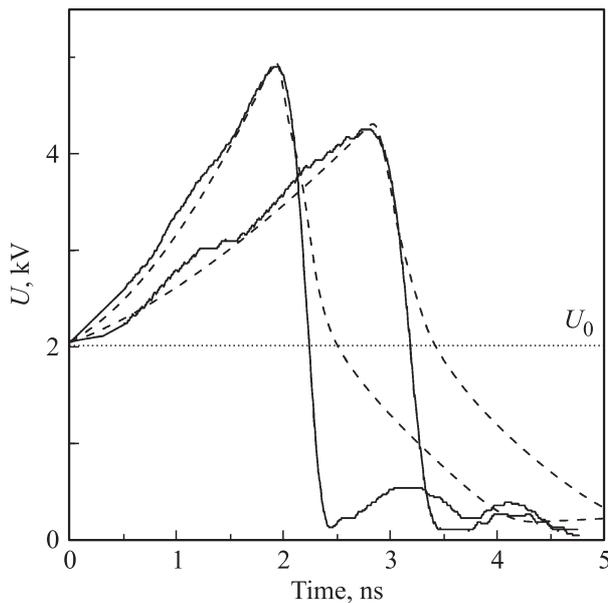


Рис. 2. Экспериментальные (сплошные кривые) и расчетные (штриховые кривые) зависимости напряжения от времени на тиристоре диаметром 40 мм при двух значениях скорости нарастания напряжения. В расчете $N_{PI} = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $n_0 = 0.5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$.

родное распределение тока по площади структуры в процессе переключения, посвящено значительное количество работ, однако общепринятые положения пока не установлены [15]. Различают коротковолновые и длинноволновые поперечные неустойчивости, приводящие к образованию на изначально однородном плоском фронте волны участков, движущихся с различной скоростью. В первом случае неоднородность проявляется в виде стримеров, обладающих принципиально неплоской геометрией [16,17]. Во втором локальная плоская геометрия фронта сохраняется, но фронт волны разбивается на быстро и медленно движущиеся участки [18,19]. Кроме этого, сам процесс возбуждения волны может быть изначально неоднороден по площади в силу разброса параметров материала структуры, фактических глубин залегания переходов и того обстоятельства, что локальная концентрация дефектов, включая концентрацию глубоких уровней, в отдельных участках структуры может отличаться от средней величины.

Дополнительная неопределенность связана с использованием в настоящей работе структур с большим поперечным размером — диаметры 32 и 40 мм. При скорости распространения электромагнитной волны в кремнии $\sim 8.8 \text{ см/нс}$ (диэлектрическая постоянная 11.7) наиболее отдаленные друг от друга участки структуры при значениях $t_s \sim (200-400) \text{ пс}$ оказываются электромагнитно не связаны между собой. Это же замечание относится и к измерению величин t_s в эксперименте. Датчик для измерения напряжения, имеющий контакт со структу-

рой вблизи края пластины, отражает процесс спада напряжения при минимальных значениях $t_s \sim 200 \text{ пс}$ на расстоянии не более 1.8 см от точки присоединения, что меньше диаметра пластины.

При проведении расчетов в настоящей работе приняты следующие допущения. В процессе нарастания напряжения после достижения условий начала ударной ионизации структура разбивается на активную часть, площадью S_a , где происходят процессы ионизации, и пассивную часть, где процессы ионизации отсутствуют. Как и в [14], вводится параметр $K = S/S_a$, равный отношению полной площади структуры и площади ее активной части. Полагаем, что электромагнитная развязка между частями отсутствует, и напряжение на них в любой момент времени одинаково, фронт ударно-ионизационной волны плоский, ток распределен однородно по площади активной и пассивной частей структуры, что позволяет применить одномерное приближение при моделировании динамики носителей. Для каждой части структуры решается система уравнений, описывающих динамику электронов и дырок в дрейфово-диффузионном приближении.

Концентрация глубоких уровней и начальная концентрация носителей для запуска процессов ударной ионизации соответствуют оптимальным значениям, полученным в [8], и составляют $N_{PI} = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и $n_0 = 0.5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ соответственно. Принято, что разделение структуры на активную и пассивную части происходит при одновременном соблюдении следующих условий:

$$n, p \geq n_0, \quad E \geq E_b, \quad (1)$$

где n, p — концентрации электронов и дырок; $E_b = 1.8 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ — величина электрического поля, соответствующая порогу ионизации в кремнии.

3.2. Отбор результатов численных расчетов

В расчетах на тиристор с напряжением смещения $U_0 = 2 \text{ кВ}$ подавались импульсы запуска с различной скоростью нарастания напряжения dU/dt . При этом параметр K варьировался в диапазоне от 1.4 до 10 и имел целые значения при $K > 2$. Результат каждого расчета сравнивался с экспериментом по трем основным величинам: напряжению включения U_m , время нарастания импульса до переключения t_r и время перехода в проводящее состояние t_s . Из всего массива расчетных результатов выбирались только те, в которых все три параметра каждого расчета были близки к соответствующим экспериментальным значениям.

Отобранные таким образом результаты расчета приведены на рис. 3–5 в виде светлых символов с индикацией использованного в расчете значения K . В качестве примера на рис. 5 показана методика отбора расчетных результатов. Для выбранного значения K проводились расчеты с различными dU/dt . С увеличением dU/dt расчетные точки группируются вдоль штриховых линий,

перемещаясь слева направо и снизу вверх. Для $K = 4$ эти результаты представлены в виде кружков. Кружки, наиболее близко совпадающие с областью экспериментальных величин, остаются для дальнейшего рассмотрения (кружки в квадрате на рис. 5), а остальные отбрасываются. Отклонение расчетных точек от экспе-

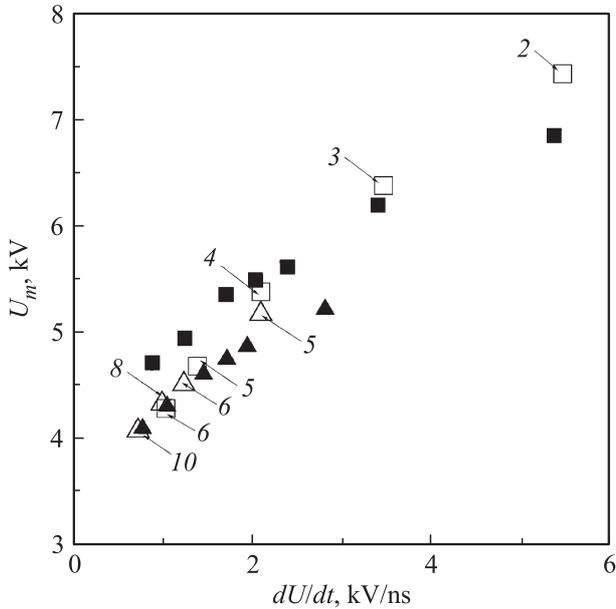


Рис. 3. Зависимость максимального напряжения от скорости роста напряжения на тиристоре диаметром 40 (треугольники) и 32 мм (квадраты). Темные символы — экспериментальные точки, светлые символы — численный расчет, цифра у символа — значение коэффициента $K = S/S_a$.

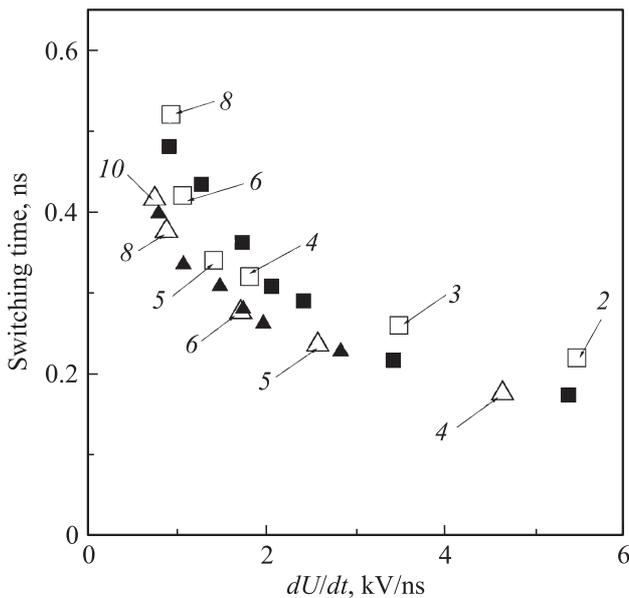


Рис. 4. Зависимость времени переключения от скорости роста напряжения на тиристоре диаметром 40 (треугольники) и 32 мм (квадраты). Темные символы — экспериментальные точки, светлые символы — численный расчет, цифра у символа — значение коэффициента K .

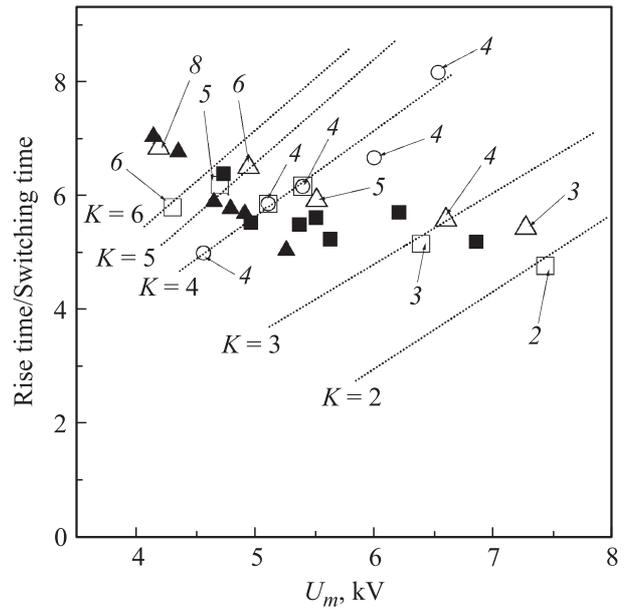


Рис. 5. Отношение времени нарастания напряжения к времени переключения в зависимости от напряжения переключения для тиристоров диаметром 40 (треугольники) и 32 мм (квадраты). Темные символы — экспериментальные точки, светлые символы — численный расчет, цифра у символа — значение коэффициента K , штриховые линии — пояснения в тексте.

риментальных зависимостей обусловлено в основном тем, что параметр K и величина dU/dt задаются в расчете в виде дискретных значений. Тем не менее, как видно из рис. 3–5, отобранные расчетные точки имеют хорошее количественное согласие с экспериментом.

3.3. Зависимость активной площади от скорости нарастания напряжения

Анализ результатов расчета показал, что значение параметра K для отобранных расчетных точек закономерно изменяется, а именно, с увеличением скорости роста напряжения на тиристоре значение параметра K снижается. Таким образом, оказалось, что модель адекватно описывает экспериментальные кривые спада напряжения на тиристоре только в том случае, когда величина активной площади структуры, через которую проходит ток переключения, увеличивается с возрастанием dU/dt . Для исследованных тиристоров отобранные выше расчетные точки представлены на рис. 6 в виде зависимостей параметра K от dU/dt .

Из рис. 6 видно, что активная площадь асимптотически приближается к полной площади прибора ($K = 1$) при $dU/dt > 12$ кВ/нс. Наоборот, при низкой скорости нарастания напряжения ($dU/dt < 0.5$ кВ/нс) значение параметра K неограниченно возрастает, что эквивалентно исчезновению активной площади структуры и соответственно отсутствию процесса переключения. Полученный результат находится в согласии с экспе-

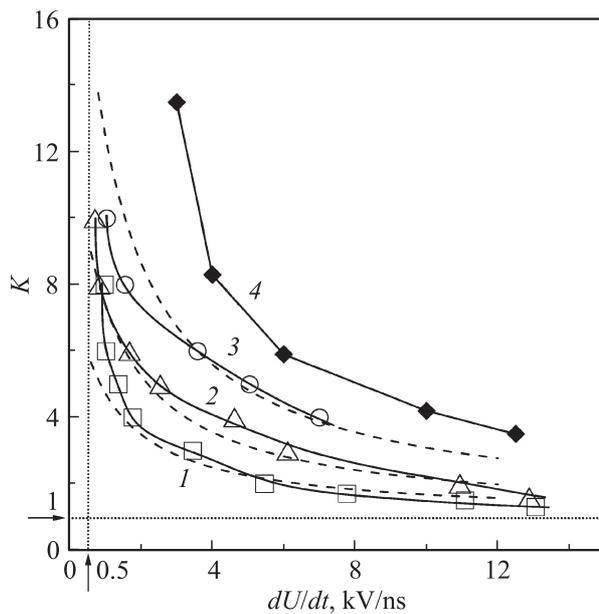


Рис. 6. Зависимость коэффициента K от скорости роста напряжения для тиристора диаметром 32 мм с удельным сопротивлением $\rho = 115 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ (1), 40 мм и $\rho = 85 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ (2) и модельного тиристора диаметром 40 мм и $\rho = 45 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ (3), пунктирные кривые — по формуле (2). Кривая 4 — обработка результатов [21], пояснения — в тексте.

риментальными наблюдениями исчезновения процесса переключения тиристора при $dU/dt < 0.5\text{--}0.6 \text{ кВ/нс}$ [8] и оказывается несколько ниже теоретической оценки критической скорости роста напряжения, при которой еще происходит запуск фронта ударной ионизации в диодных структурах ($\sim 2 \text{ кВ/нс}$) [20].

Из кривых 1 и 2 на рис. 6 также следует, что при одинаковых значениях dU/dt активная площадь оказывается больше в тиристоре с более высоким удельным сопротивлением исходного кремния ρ . Для более детальной оценки влияния величины ρ на активную площадь структуры были проведены расчеты для тиристора диаметром 40 мм, в котором величина ρ была снижена с 85 до 45 Ом·см. Расчеты проводились при различных величинах K и dU/dt , как описано выше (рис. 5). Результаты расчетов в виде зависимости параметра K от dU/dt для модельного тиристора с $\rho = 45 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ представлены кривой 3 на рис. 6.

Используя зависимости 1–3 на рис. 6, можно получить нелинейную аппроксимацию параметра K как функцию уровня легирования базы и величины dU/dt :

$$K = 1 + \frac{a}{dU/dt + 1}, \quad (2)$$

где $a = 90 - 20 \ln(\rho) = 20 \ln(N_d) - 621.7$, ρ — удельное сопротивление кремния, N_d — концентрация доноров в n -базе. На рис. 6 зависимости (2) для экспериментальных и модельного тиристорov изображены пунктирными

кривыми. При $dU/dt > 1 \text{ кВ/нс}$ ошибка данной аппроксимации не превышает 10%.

В работе [21] проводилось визуальное наблюдение процесса сверхбыстрого переключения арсенид-галлиевых диодных структур с концентрацией доноров в базе $N_d \sim (5\text{--}8) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ($\rho \sim 1 \text{ Ом} \cdot \text{см}$) и стационарным напряжением лавинного пробоя $\sim 350\text{--}400 \text{ В}$. На диод подавались импульсы обратного напряжения с фронтом $\sim 200 \text{ пс}$ и амплитудой от 600 до 2500 В, что соответствовало изменению скорости нарастания напряжения dU/dt от ~ 3 до $\sim 12.5 \text{ кВ/нс}$. Было установлено, что переключение происходит по отдельным токопроводящим каналам, число которых увеличивается с ростом dU/dt . Мы провели обработку фотографий, приведенных в [21], и оценили значение параметра K как отношение площади фаски и суммарной площади светящихся пятен на ней, отождествляемых авторами с каналами переключения. Результат обработки (кривая 4 на рис. 6) показывает, что зависимость параметра K от величины dU/dt для GaAs-диодов аналогична полученным зависимостям для кремниевых тиристорov. При этом кривая 4 расположена выше кривых 1–3, поскольку уровень легирования базы GaAs-диодов выше, чем у кремниевых тиристорov.

Характер изменения кривой 4 на рис. 6 дает основание полагать, что при дальнейшем увеличении скорости нарастания напряжения на GaAs-диодах их активная площадь, как и в кремниевых тиристорах, приближается к полной площади структуры ($K = 1$). Так, в работе [22] использовался электронно-оптический преобразователь для визуализации процесса переключения GaAs-диода при высокой скорости нарастания напряжения. При $dU/dt \sim 50 \text{ кВ/нс}$ авторы наблюдали однородный по всей площади диода пробой без образования локальных каналов переключения.

3.4. Процесс переключения

Далее рассмотрим подробнее процесс переключения на примере расчета тиристора диаметром 32 мм при $K = 4$ (рис. 7 и 8). Как видно из рис. 7, расчетные и экспериментальные характеристики процесса переключения имеют хорошее количественное согласие.

На рис. 7 по оси времени выделены стадии процесса переключения: накопление начальных носителей ($0\text{--}t_1$), формирование ударно-ионизационного фронта ($t_1\text{--}t_2$), распространение ударно-ионизационного фронта в области, обедненной носителями заряда (ООЗ) ($t_2\text{--}t_3$), распространение ударно-ионизационного фронта в p -областях ($t_3\text{--}t_4$) и завершающая стадия перехода распределений носителей и поля в равновесное состояние ($t > t_4$).

Перед подачей нарастающего импульса запуска на исследуемый тиристор к нему прикладывается напряжение смещения $U_0 = 2 \text{ кВ}$. Это приводит к формированию в низколегированных n - и p -базах ООЗ размером 215 и 30 мкм соответственно. Концентрация носителей в ООЗ не превышает 10^7 см^{-3} , максимум поля

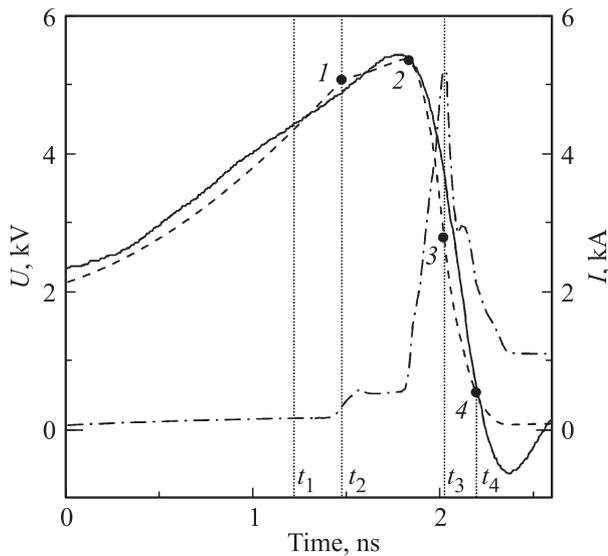


Рис. 7. Экспериментальная (сплошная кривая) и расчетная (штриховая кривая) зависимости напряжения от времени и расчетная зависимость тока (штрихпунктирная кривая) через активную площадь от времени для тиристора диаметром 32 мм при $K = 4$.

лежит в плоскости n - p -перехода и имеет величину $E_0 = 150$ кВ/см. В n - и p -базах вне ООЗ остаются нейтральные области размером 130 и 20 мкм.

На первой стадии ($0-t_1$) при подаче импульса нарастающего напряжения ширина ООЗ увеличивается, а размер нейтральных областей сокращается. Поле в структуре растет, а в окрестности его максимума, совпадающего с плоскостью n - p -перехода, из-за процессов ионизации глубоких уровней происходит накопление избыточных носителей. Во время генерации электронно-дырочных пар электрическое поле смещает дырки и электроны в противоположных направлениях. В структуре образуются концентрационные максимумы носителей слева и справа от n - p -перехода. Условие (1), соответствующее запуску процессов ударной ионизации, выполняется сначала в p -базе. В этот момент времени в расчетной модели тиристор разделяется на активную и пассивную части, размещенные параллельно друг другу. Отметим, что изменение момента времени разделения в интервале от 0 до t_2 не изменяет результатов расчетов.

На второй стадии (t_1-t_2) происходит формирование ударно-ионизационного фронта в плоскости n - p -перехода. После выполнения условия (1) в p -базе включается процесс лавинного размножения. Волна ударной ионизации со скоростью насыщения носителей движется вдоль p -базы к n - p -переходу. К моменту времени t_2 концентрация носителей в плоскости n - p -перехода начинает превышать уровень легирования n -базы, экранируя электрическое поле и запуская ударно-ионизационный фронт.

На третьей стадии (t_2-t_3) ударно-ионизационный фронт распространяется в обе стороны от n - p -перехода,

заполняя n - и p -базы плазмой с плотностью $\sim 2 \cdot 10^{15}$ и $\sim 0.4 \cdot 10^{15}$ cm^{-3} соответственно. На рис. 7 отмечены характерные моменты времени процесса распространения фронта: точка 1 соответствует моменту запуска фронта, 2 — максимуму напряжения на структуре, 3 — максимуму тока, протекающего через активную часть площади структуры. Соответствующие этим моментам времени распределения электрического поля и концентрации дырок показаны на рис. 8.

Между точками 1 и 2 процесс распространения ударно-ионизационного фронта начинает влиять на внешнее приложенное напряжение. За границей ударно-ионизационного фронта в n -базе концентрация носителей мала, и полный ток здесь является током смещения.

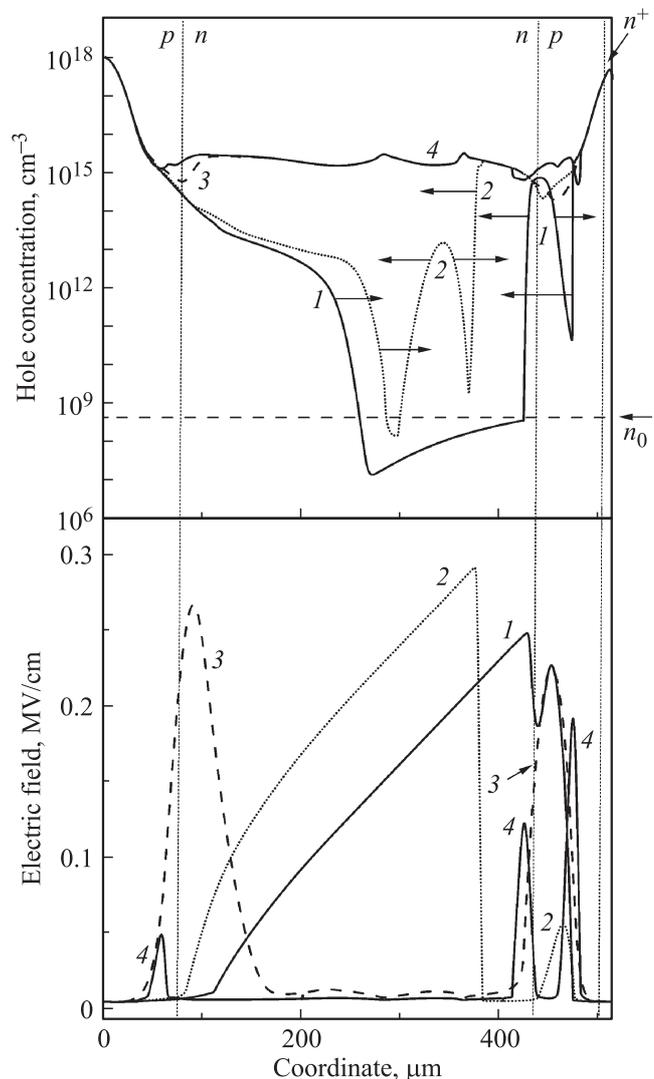


Рис. 8. Профили распределения концентрации дырок и напряженности электрического поля в активной части структуры тиристора, соответствующие моментам времени 1-4 на рис. 7. Момент времени и соответствующее ему напряжение на структуре: 1.44 нс, 5.06 кВ (1); 1.82 нс, 5.40 кВ (2); 2.06 нс, 2.78 кВ (3) и 2.22 нс, 0.54 кВ (4). Стрелки указывают направление движения фронтов ионизации.

Поэтому амплитуда электрического поля при движении фронта в n -базе непрерывно растет. Рост амплитуды поля приводит к увеличению напряжения, а сокращение ширины ООЗ к уменьшению напряжения в n -базе. В момент времени, соответствующий точке 2, рост поля полностью компенсируется сокращением ширины ООЗ, и напряжение на структуре достигает максимума. Ударно-ионизационный фронт распространяется также и в p -базе, и к моменту максимума напряжения на структуре (точка 2) фронт достигает границы ООЗ в p -базе.

В промежутке времени между точками 2 и 3 на движение фронта оказывают влияние носители, находящиеся перед фронтом. Их источником является сначала концентрационный максимум, возникший за счет ионизации глубоких уровней, а затем нейтральная область в n -базе. Эти носители приводят к образованию нескольких ударно-ионизационных фронтов (стрелки на рис. 8), сокращая время заполнения n -базы плазмой. При этом скорости фронтов в несколько раз превышают скорость насыщения носителей в кремнии $V_s \sim 10^7$ см/с. В момент времени, когда ударно-ионизационный фронт достигает p - n -перехода, амплитуда тока достигает максимального значения 5.2 кА (точка 3 на рис. 7).

В этом же интервале времени при нарастании тока через структуру в областях вблизи n - p - и p - n -переходов, где концентрация носителей минимальна, полный ток переносится в основном током смещения. Его величина достигает 80% от полного тока. Это приводит к росту амплитуды поля в областях по краям n -базы. В этот момент времени поле по краям n -базы превышает порог ионизации в кремнии, достигая ~ 260 кВ/см (кривая 3 на рис. 8).

На четвертой стадии (t_3-t_4) в структуре одновременно распространяются три ударно-ионизационных фронта в областях сильного поля: один вблизи p - n -перехода и два других вблизи n - p -перехода (переход между кривыми 3 и 4 на рис. 8). К моменту времени t_4 области вблизи n - p - и p - n -переходов оказываются заполненными плазмой с концентрацией, близкой к концентрации плазмы в n -базе, а электрическое поле в них становится ниже порога ионизации. Таким образом, как на стадии t_2-t_3 , так и на стадии t_3-t_4 реализуется многоволновой режим, когда в соответствующих областях структуры происходит практически одновременное распространение трех ударно-ионизационных фронтов. Это обеспечивает на стадиях t_2-t_3 и t_3-t_4 скорость заполнения структуры плазмой $\sim 10 V_s$ и $\sim 5 V_s$.

На завершающей стадии ($t > t_4$) происходит медленное снижение напряжения и тока, определяемое процессом разряда емкости пассивной части структуры через остаточное сопротивление активной части прибора.

С электротехнической точки зрения процесс спада напряжения на тиристоре можно рассматривать как последовательное срабатывание двух ключей. Сначала срабатывает первый ключ, представляющий собой распространение ударно-ионизационных фронтов в n -базе,

затем второй — распространение фронтов в областях вблизи n - p - и p - n -переходов. Такой режим включения обеспечивает близкий к линейному спад напряжения на тиристоре, наблюдаемый в экспериментах. Скорость срабатывания ключей пропорциональна плотности тока через активную часть прибора. При увеличении параметра K плотность тока возрастает как за счет снижения активной площади, так и за счет увеличения разрядного тока при возрастании емкости пассивной части прибора. Это в конечном итоге увеличивает быстродействие ключей и снижает время спада напряжения на тиристоре.

При снижении параметра K процесс спада напряжения меняется качественным образом. Так, в условиях настоящего расчетного примера при $K < 3$ величина разрядного тока становится меньше тока насыщения носителей в областях вблизи n - p - и p - n -переходов, и поле в этих областях не достигает пробивного значения. В итоге второй ключ не срабатывает, а емкость пассивной части медленно разряжается через остаточное сопротивление активной части прибора. Типичные для этого случая зависимости напряжения от времени при $K = 1$ были приведены выше на рис. 2.

4. Выводы и обсуждение результатов

Основной вывод работы заключается в том, что расчетные и экспериментально наблюдаемые времена спада напряжения имеют количественное согласие только в том случае, когда величина активной площади структуры S_a , через которую проходит ток переключения, зависит от параметра dU/dt определенным образом, как это показано на рис. 6. Такая зависимость свидетельствует о том, что в момент начала процесса спада напряжения изначально однородный плоский фронт волны ударной ионизации, охватывающий всю площадь структуры, по всей видимости, отсутствует, а участки активной площади формируются до этого момента, еще на стадии роста напряжения.

Остается открытым вопрос о количестве и поперечном размере локальных плазменных образований или каналов, по которым происходит переключение тиристора. Подобие зависимостей величины активной площади от скорости роста напряжения при разных значениях удельного сопротивления для исследуемых кремниевых тиристоров и GaAs-диодов (кривые 1–4 на рис. 6) косвенно свидетельствует о возможном сходстве процессов развития пробоя и переключения в этих приборах. Несмотря на существенное различие приборов по площади ($\sim 10^4$ раз), можно предположить, что переключение кремниевых тиристоров происходит так же, как и в GaAs-диодах, через отстоящие друг от друга плазменные каналы, число которых увеличивается с ростом dU/dt .

Очевидно, что этот вопрос требует проведения дальнейших экспериментальных исследований и расчетов. Тем не менее, не претендуя на полноту описания процесса пространственно неоднородного переключения

тиристора, далее мы качественно представляем один из возможных, на наш взгляд, сценариев образования активных областей на стадии роста напряжения, который не противоречит зависимостям на рис. 6.

Реальные структуры характеризуются технологическим разбросом параметров материала по площади, неоднородностью глубины залегания переходов, а также тем, что локальная концентрация дефектов, включая концентрацию глубоких уровней, в отдельных участках структуры может отличаться от средней величины. Перечисленные факторы неизбежно приводят к существованию участков структуры как с повышенной, так и с пониженной электрической прочностью. При подъеме напряжения указанные неоднородности приводят также и к неоднородному распределению величины максимального электрического поля в плоскости коллекторного перехода и появлению участков, в которых величина электрического поля превышает среднее значение.

Процессы ионизации начинаются в узком слое структуры вблизи коллекторного перехода, где электрическое поле максимально. При невысоких значениях dU/dt и соответственно низких значениях электрического поля в структуре возникновение плазменных образований, формирующих плазменные каналы, в первую очередь происходит в участках структуры с пониженной электрической прочностью и в участках, где поле превышает среднее значение.

С ростом величины dU/dt и соответствующем увеличении напряжения переключения происходит как расширение слоя структуры, в котором электрическое поле выше пробивного, так и возрастание средней величины поля в слое. При этом в процесс ионизации вовлекается все большее количество участков структуры, увеличивая число плазменных каналов и активную площадь структуры в процессе переключения. При $dU/dt > 12$ кВ/нс происходит почти полная ионизация слоя с высоким электрическим полем, а суммарная величина активной площади приближается к полной площади структуры ($K < 2$, рис. 6).

При одном и том же значении dU/dt в структурах с более высоким значением удельного сопротивления ширина слоя ионизации больше в силу более однородного распределения электрического поля. Это приводит к увеличению числа участков, вовлеченных в область сильного поля, для которых выполняется условие начала ионизации, что соответственно ведет к увеличению числа плазменных каналов и активной площади (кривые 1–3 на рис. 6).

Для описания процессов на стадии спада напряжения, когда происходит пространственно неоднородное распространение волн ударной ионизации из первоначально образованных участков активной площади, в первую очередь необходимы данные о количестве и поперечном размере локальных плазменных образований или каналов. Данное обстоятельство будет определять тип неустойчивости (коротко- или длинноволновая) и характер взаимодействия плазменных каналов через разность

потенциалов между внешними контактами структуры. При этом в рассматриваемом диапазоне времени спада напряжения ~ 200 – 400 пс и диаметре тиристора 32–40 мм контакты структуры, строго говоря, уже не являются эквипотенциальными поверхностями. В случае достаточно большого расстояния между каналами структуры необходимо рассматривать в виде радиальной линии, скорость распространения электромагнитной волны вдоль контактной поверхности которой имеет конечное значение (~ 8.8 см/нс).

Работа выполнена в рамках темы государственного задания № 0389-2014-0005, поддержана грантом РФФИ № 15-08-07821 и проектом УрО РАН № 15-17-2-42.

Список литературы

- [1] V.M. Efanov, A.F. Kardo-Sysoev, I.G. Tchashnikov, P.M. Yarin. *Proc. XXII Int. Power Modulator Symp.* (Boca Raton, USA, 1996) p. 22.
- [2] I.V. Grekhov, S.V. Korotkov, P.V. Rodin. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **36** (2), 378 (2008).
- [3] С.В. Коротков, Ю.В. Аристов, В.Б. Воронков, А.Л. Жмодиков, Д.А. Коротков, А.Г. Люблинский. *ПТЭ*, № 5, 90 (2009).
- [4] I.V. Grekhov. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **38** (5), 1118 (2010).
- [5] С.В. Коротков, Ю.В. Аристов, В.Б. Воронков, Д.А. Коротков. *ПТЭ*, № 4, 67 (2014).
- [6] А.И. Гусев, С.К. Любутин, С.Н. Рукин, С.Н. Цыранов. *Изв. вузов. Физика*, № 12/2, 152 (2014).
- [7] А.И. Гусев, С.К. Любутин, С.Н. Рукин, С.Н. Цыранов. *ПТЭ*, **3**, 65 (2015).
- [8] А.И. Гусев, С.К. Любутин, С.Н. Рукин, С.Н. Цыранов. *ФТП*, **50** (3), 398 (2016).
- [9] <http://www.proton-electrotex.com>.
- [10] С.К. Любутин, С.Н. Рукин, Б.Г. Словицкий, С.Н. Цыранов. *ФТП*, **46** (4), 535 (2012).
- [11] А.И. Гусев, С.К. Любутин, С.Н. Рукин, Б.Г. Словицкий, С.Н. Цыранов. *ФТП*, **48** (8), 1095 (2014).
- [12] P. Rodin, A. Rodina, I. Grekhov. *J. Appl. Phys.*, **98**, 094 506 (2005).
- [13] А.Ф. Кардо-Сысоев, М.В. Попова. *ФТП*, **30** (5), 803 (1996).
- [14] П.Б. Родин, А.М. Минарский, И.В. Грехов. *Письма ЖТФ*, **38** (11), 78 (2012).
- [15] M. Levinshtein, J. Kostamovaara, S. Vainshtein. *Breakdown phenomena in semiconductors and semiconductor devices*, ed. by T.K. Wei (World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., Singapore, 2005).
- [16] М.И. Дьяконов, В.Ю. Качоровский. *ЖЭТФ*, **94** (5), 321 (1988).
- [17] М.И. Дьяконов, В.Ю. Качоровский. *ЖЭТФ*, **95** (5), 1850 (1989).
- [18] А.М. Минарский, П.Б. Родин. *Письма ЖТФ*, **20** (12), 38 (1994).
- [19] А.М. Минарский, П.Б. Родин. *ФТП*, **31** (4), 432 (1997).
- [20] А.М. Минарский, П.Б. Родин. *ФТП*, **34** (6), 692 (2000).
- [21] С.Н. Вайнштейн, Ю.В. Жилиев, М.Е. Левинштейн. *Письма ЖТФ*, **14** (16), 1526 (1988).
- [22] И.В. Грехов, В.М. Ефанов. *Письма ЖТФ*, **16** (17), 9 (1990).

Редактор Г.А. Оганесян

Study of the voltage drop process in high-power thyristors switched in impact-ionization mode

A.I. Gusev^{1,2}, S.K. Lyubutin¹, S.N. Rukin¹,
S.N. Tsyranov^{1,2}

¹ Institute of Electrophysics,
Ural Branch of Russian Academy of Sciences,
620016 Yekaterinburg, Russia

² Ural Federal University,
620002 Yekaterinburg, Russia

Abstract Voltage drop process in high-power thyristors switched to a conducting state by an impact-ionization wave, which is excited by overvoltage pulse with a nanosecond rise time, has been investigated. In experiments the input voltage with a rise rate dU/dt in the range of 0.5 to 6 kV/ns was applied across the thyristor having 2 kV DC operating voltage. Numerical simulations show that calculated and experimentally observed times of the voltage drop are in good quantitative agreement in the case only when an active area of the structure, through which a switching current flows, depends on the value of dU/dt . The active area is increased with dU/dt increasing as well as with increasing of the silicon initial resistivity. The active area is approximated monotonously to the total area of the structure at dU/dt values of over 12 kV/ns.