

Динамическая локализация тока при выключении мощных биполярных переключателей с микрозатворами

© А.В. Горбатюк[¶], И.В. Грехов, Д.В. Гусин*

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

* Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 26 мая 2010 г. Принята к печати 21 июня 2010 г.)

Рассматривается процесс выключения полупроводниковых переключателей с распределенными микрозатворами при наличии небольших встроенных технологических неоднородностей параметров их структур. Динамика этого процесса исследуется на основе аналитической модели отеснения остаточной плазмы и динамики области объемного заряда в базе с учетом ионизации в сильных электрических полях. Пространственно-неоднородная структура переключателя моделируется двумя группами управляемых ячеек с различающимися параметрами — коэффициентами инжекции эмиттеров или временами жизни носителей в n -базах. Связь всех ячеек по напряжению дополняется взаимодействием прибора с внешней цепью. В рамках предложенной модели исследован опасный эффект локализации тока на стадии выключения, возникающий даже при относительно малом разбросе параметров. Полученные результаты позволяют количественно характеризовать влияние технологических неоднородностей на область безопасной работы мощных биполярных переключателей с микрозатворами.

1. Введение

Биполярные переключатели с распределенными микрозатворами (БПМЗ) — общий класс мощных полностью управляемых полупроводниковых ключей, используемых в преобразовательной технике. Современные приборы этого класса (в частности тиристоры с полевым управлением и биполярные транзисторы с изолированным затвором — БТИЗ) выпускаются в виде интегральных схем с большим числом (10^4 – 10^5) параллельно соединенных управляемых ячеек. В каждой из них имеются высоковольтная биполярная структура (транзисторного или тиристорного типа) и затвор, управляющий токами инжекции и экстракции носителей.

Параметры управляемых ячеек в силовых интегральных схемах могут различаться в связи с несовершенством технологических процессов. Неоднородности распределения легирующих примесей и центров с глубокими уровнями приводят к разбросу коэффициентов инжекции эмиттеров и времен жизни в базах ячеек. Кроме того, в структуре высоковольтного БПМЗ некоторые ячейки, например краевые, могут обладать сниженной блокирующей способностью по сравнению с остальными.

В таких неидеальных приборных структурах малые технологические неоднородности параметров инициируют на стадии выключения выраженные локализации тока. Многократное превышение усредненной плотности тока на малом участке рабочей площади инициируется нарушением однородности распределения тока еще в начальном (включенном) состоянии и возникновением лавинного пробоя коллекторного перехода в процессе выключения. Перераспределение тока может приводить к избыточному локальному разогреву структуры и в конечном счете к выходу из строя всего переключателя.

Эффекты динамического пробоя и локализации тока определяют предельные эксплуатационные параметры и надежность силовых приборов. Первые расчетно-теоретические исследования в данной области были проведены в конце 1980-х—начале 1990-х гг. и посвящены запираемым тиристорам [1,2]. С тех пор не удавалось построить замкнутую аналитическую теорию, способную учитывать влияние технологических неоднородностей на область безопасной работы [3,4] переключателя. Трудности в описании локализаций тока связаны с тем, что они не сводятся к слабым отклонениям от однородного распределения, и поэтому разработанные для малых возмущений методы анализа в данном случае неприменимы. Широко используемым исследовательским инструментом стало имитационное компьютерное моделирование всей совокупности электрофизических процессов в двумерной геометрии конкретной приборной структуры [3,5,6]. Вместе с тем компактные аналитико-численные методы полезны для планирования подобных вычислительных экспериментов, а также для исследования возможностей создания силовых приборов на основе новых конструкций и материалов. Цель настоящей работы состоит в создании нестационарной модели процесса выключения в структурах со встроенными неоднородностями, позволяющей анализировать возможные опасные его сценарии.

2. Постановка задачи

Величина и пространственный масштаб неоднородностей параметров управляемых ячеек биполярного переключателя определяются технологическими процессами его изготовления. Точное измерение параметров отдельных ячеек (элементов) обычно затруднительно. Отвлекаясь от конкретного типа неоднородности, мы

[¶] E-mail: agorpulse@mail.ioffe.ru

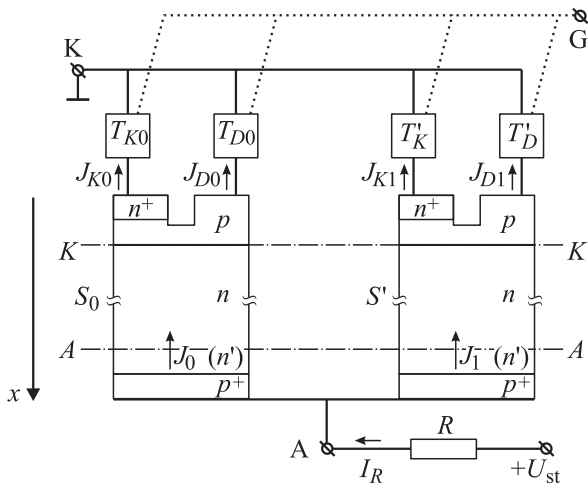


Рис. 1. Представление неидеальной структуры биполярного переключателя в виде двух групп управляемых ячеек: S_0 — большой площади, S' — малой площади. К, А — внешние контакты катода и анода БПМЗ, G — вывод цепи управления затвора; T_{K0} , T_{D0} и T_K , T_D — катодные управляющие элементы; К, А — катодная и анодная границы n -базы. Показан дополнительный буферный n' -слой для ограничения поля при проколе n -базы.

выделим из общего числа n_0 такие ячейки (в количестве n), параметры которых отклоняются от предусмотренных конструкцией номинальных значений. Поэтому для анализа процессов локализации тока все управляемые элементы БПМЗ целесообразно разделить на две группы: к первой относятся $n_0 - n$ ячеек, а вторая объединяет оставшиеся n , причем $n/(n_0 - n) \ll 1$. Геометрические размеры всех управляемых ячеек, как правило, одинаковы. Будем в дальнейшем рассматривать эти две группы как пару приборов S_0 и S' , составляющих исследуемый БПМЗ. Они различаются только технологическими параметрами (временами жизни в n -базе и коэффициентами инжекции распределенных эмиттеров ячеек, входящих в разные группы) и рабочей площадью (отношение площадей $N = S_0/S' = (n_0 - n)/n \gg 1$). Управляемые элементы в пределах каждой группы будем считать идентичными по параметрам, поэтому S_0 и S' условно изображены на рис. 1 как две дискретные ячейки. Плотности полного тока в них обозначены через J_0 и J_1 соответственно. Выводы катода, анода и цепи управления соединены параллельно и включены во внешнюю цепь. В рассматриваемом далее случае она содержит источник постоянного напряжения U_{st} и активную нагрузку сопротивлением R .

Номинальные режимы работы БПМЗ предусматривают однородность распределения силового тока по площади. При этом абсолютная величина тока через прибор S_0 многократно (в N раз) превышает ток через S' . В данной работе, исходя из предположения о локальности малой технологической неоднородности, мы примем оценку отношения $N \sim 10^3$. Полный ток БПМЗ остается приближенно равным $J_0 S_0$, если перераспределение тока

не нарушает условия $J_1/J_0 \ll N$. Падение напряжения на S' в этом случае полностью задается функционированием „большого“ прибора, согласованным с работой внешней цепи.

Независимо от конкретной конструкции БПМЗ ширина управляемой ячейки значительно меньше толщины слаболегированной n -базы, поэтому процессы инжекции и экстракции в пределах биполярной части одной ячейки могут считаться локально-одномерными. Динамика остаточной электронно-дырочной плазмы и блокирующего полевого домена в n -базе может быть адекватно описана недавно предложенной одномерной моделью процесса выключения [7,8], применимой ко всем структурам класса БПМЗ. Для наших целей потребует дальнейшее ее развитие путем дополнительного учета ударной ионизации в области объемного заряда (ООЗ) коллекторного перехода. Чтобы использовать данную модель при описании процесса выключения ячеек каждого из приборов S_0 и S' , необходимо также предусмотреть связь ячеек по напряжению через общие эквипотенциальные контакты анода и катода (А и К на рис. 1).

Для определения начальных условий предварительно будет рассмотрено включенное состояние системы. Далее будет сформирована система алгебраических и дифференциальных уравнений, описывающих нестационарное перераспределение токов между S_0 и S' . Ее решение численными методами позволит выполнить поставленные задачи — найти минимальную величину неоднородности параметров структуры, способную инициировать опасную для переключателя локализацию тока, а также исследовать различные критические сценарии выключения.

3. Основные положения модели

3.1. Начальное включенное состояние

В проводящем состоянии биполярного переключателя слаболегированная n -база любой его ячейки находится в условиях высокого уровня инжекции. В силу квазинейтральности плазмы локальные концентрации электронов и дырок в ней совпадают. Начальные распределения концентраций инжектированных носителей $p_0(x)$ в базах ячеек приборов S_0 и S' оказывают существенное влияние на последующее протекание процесса выключения. Из-за различия параметров S_0 и S' накопленные концентрации плазмы и стационарные значения плотности тока $J_0^{(0)}$ и $J_1^{(0)}$ также различны. Распределения плазмы в базе диодной и тиристорной структур при протекании прямого тока подробно рассмотрены, например, в [9]. Мы ограничимся характерными для современных силовых интегральных схем (БТИЗ и тиристоры с полевым управлением) концентрациями инжектированной плазмы, не превышающими нескольких единиц 10^{16} см^{-3} . При этом допустимо пренебречь оже-рекомбинацией, электронно-дырочным рассеянием и учесть только рекомбинацию Шокли–Рида. В резуль-

тате из уравнения амбиполярной диффузии в базе следует известное стационарное распределение концентраций $p_0(x) = p_{\min} \text{ch}[(x - x_{\min})/L_h]$, где ось x направлена вдоль n -базы ($x = 0$ у катодной границы базы и $x = w_0$ у анодной границы). В данном выражении x_{\min} — положение минимума концентрации, p_{\min} — концентрация в минимуме, $L_h = \sqrt{D_h \tau_h}$ — диффузионная длина, $D_h = 2bD_p/(b + 1)$ — коэффициент амбиполярной диффузии, D_p — коэффициент диффузии дырок, b — отношение подвижностей электронов и дырок в слабых полях, τ_h — время жизни в базе при высоком уровне инжекции.

Параметры x_{\min} и p_{\min} распределений плазмы в базах приборов S_0 и S' находятся из граничных условий для дырочной компоненты плотности тока при высоком уровне инжекции: $J_p = [1/(b + 1)]J - qD_h \nabla p$, J — полный ток. При рассматриваемых здесь концентрациях допустимо пренебречь токами утечки носителей из n -базы в приграничные сильнолегированные слои, нелинейно зависящими от концентрации $p(x)$. Для прибора S_0 граничные условия для при $x = 0$ и $x = w_0$ имеют вид

$$-qD_{h0} \left. \frac{dp_0}{dx} \right|_{x=0} = J_0^{(0)}(\gamma_{K0} - \gamma_n^d), \quad (1)$$

$$qD_{h0} \left. \frac{dp_0}{dx} \right|_{x=w_0} = J_0^{(0)}(\gamma_{A0} - \gamma_p^d); \quad (2)$$

аналогичные условия справедливы и для S' . Введенные здесь коэффициенты инжекции со стороны катода, γ_{K0} , и анода, γ_{A0} , определяются обычными соотношениями $\gamma_{K0} = J_n(0)/J_0^{(0)}$ и $\gamma_{A0} = J_p(w_0)/J_0^{(0)}$; $\gamma_n^d = b/(b + 1)$, $\gamma_p^d = 1/(b + 1)$. Коэффициенты инжекции на границах n -базы будут считаться технологически заданными и постоянными величинами, характеризующими эффективность эмиттеров. Заметим, что используемое решение уравнения амбиполярной диффузии справедливо, когда $\Delta\gamma_{A0} = \gamma_{A0} - 1/(b + 1) \geq 0$ и $\Delta\gamma_{K0} = \gamma_{K0} - b/(b + 1) \geq 0$. После его подстановки в (1), (2) и решения получаемой системы уравнений относительно $x_{\min 0}$ и $p_{\min 0}$ (нижний индекс „0“ относится к прибору S_0) находим:

$$x_{\min 0} = L_{h0}$$

$$\times \text{arsh} \left\{ \frac{\text{sh}^2(w_0/L_{h0})}{[\text{ch}(w_0/L_{h0}) + (\Delta\gamma_{A0}/\Delta\gamma_{K0})]^2 - \text{sh}^2(w_0/L_{h0})} \right\}^{1/2}, \quad (3)$$

$$p_{\min 0} = \frac{L_{h0} J_0^{(0)} \Delta\gamma_{K0}}{q D_{h0} \text{sh}(x_{\min 0}/L_{h0})}. \quad (4)$$

Полное падение напряжения на структуре S_0 складывается из падений на плазме $U_{pl0}(J_0^{(0)}, x_{\min 0}, p_{\min 0})$ в n -базе и на p - n -переходах:

$$U_{S0} = U_{pl0} + \frac{kT}{q} \ln \frac{p_0(0)p_0(w_0)}{n_i^2}, \quad (5)$$

где n_i — собственная концентрация в данном полупроводнике. Основной вклад в U_{pl0} дает омическое

падение напряжения, поэтому для его вычисления нужно выразить проводимость $\sigma(x) = q(b + 1)\mu_p p_0(x)$ (μ_p — подвижность дырок) и проинтегрировать величину $J_0^{(0)}/\sigma(x)$ по длине базы [8]. Для плотности тока $J_1^{(0)}$, координаты $x_{\min 1}$ и концентрации $p_{\min 1}$ в n -базе прибора S' справедлива система из уравнений, аналогичных (1), (2), а также условия $U_{S0} = U_{S'}$:

$$\frac{qD_{h1} p_{\min 1}}{L_{h1}} \text{sh} \frac{x_{\min 1}}{L_{h1}} = \Delta\gamma_{K1} J_1^{(0)}, \quad (6)$$

$$\frac{qD_{h1} p_{\min 1}}{L_{h1}} \text{sh} \frac{w_0 - x_{\min 1}}{L_{h1}} = \Delta\gamma_{A1} J_1^{(0)}, \quad (7)$$

$$\frac{2J_1^{(0)} L_{h1}}{p_{\min 1} (b + 1) q \mu_p} \text{arctg} \left\{ \frac{\text{sh}(w_0/2L_{h1})}{\text{ch}[(x_{\min 1} - w_0/2)/L_{h1}]} \right\} + \frac{kT}{q} \ln \frac{p_{\min 1}^2 \text{ch}(x_{\min 1}/L_{h1}) \text{ch}[(w_0 - x_{\min 1})/L_{h1}]}{n_i^2} = U_{S0}. \quad (8)$$

3.2. Динамика процесса выключения

В настоящей работе рассматривается номинальный режим запираия, когда восстановление коллекторного p - n -перехода происходит при полностью прерванной инжекции электронов со стороны катода. Этот процесс представляет собой экстракцию дырок из слаболегированной n -базы и расширение ООЗ коллекторного перехода, оттесняющей остаточную плазму в направлении анода. Согласно аналитической модели [7], при выключении БПМЗ смещаются границы переходного слоя между плазменной областью \mathcal{P} и ООЗ \mathcal{F} , а профиль концентрации $p_0(x)$ в области \mathcal{P} остается неизменным (рис. 2). Здесь предполагается, что диффузия ответственна только за формирование этого профиля во включенном состоянии, а также за изменение концентрации в переходном слое.

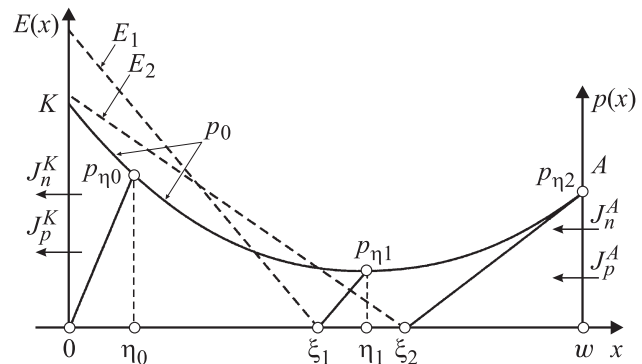


Рис. 2. Процесс оттеснения плазмы в n -базе: K , A — катодная и анодная границы n -базы БПМЗ; E_1 , E_2 — профили электрического поля в ООЗ; J_p^K , J_n^K , J_p^A , J_n^A — дырочная и электронная компоненты плотности тока у катодной и анодной границ базы соответственно; 0, 1, 2 относятся к трем моментам времени: $0 = t_0 < t_1 < t_2$.

Получим уравнения движения лидирующей, $\eta(t)$, и отстающей, $\xi(t)$, границ переходного слоя с учетом ударной ионизации в ООЗ. Рассмотрим ячейку одного из двух приборов, на которые мы условно разделили БПМЗ. Начальным этапом процесса оттеснения плазмы является этап задержки (времена $t < t_0$), когда ООЗ еще не возникает, толщина переходного слоя изменяется от 0 до η_0 , а левая граница ξ остается в точке $x = 0$ (рис. 2). Для наших целей этот этап не представляет интереса, и в дальнейшем изменением плотности тока в этот период и длительностью задержки мы будем пренебрегать. На следующем этапе (времена $t_0 \leq t < t_2$) обе границы движутся в направлении от катода к аноду. Оттеснение плазмы сопровождается ростом напряжения на структуре и падением анодного тока. Когда лидирующая граница достигает анодной границы n -базы, ООЗ продолжает расширяться за счет изменения ξ на интервале времени $t \geq t_2$.

В точке ξ , где переходный слой $\xi \leq x \leq \eta$ граничит с ООЗ, концентрация дырок и электронов пренебрежимо мала по сравнению с концентрацией инжектированных носителей в области \mathcal{P} . Возрастание концентрации от 0 до $p_\eta = p_0|_{x=\eta}$ в переходном слое аппроксимируем линейной зависимостью. Рекомбинацией носителей в период $t_0 \leq t < t_2$ будем пренебрегать (этот этап протекает существенно быстрее, чем завершающая стадия $t \geq t_2$). Скорость изменения абсолютной величины заряда электронов Q в переходном слое обусловлена вытеканием тока $bJ/(b+1)$ в сторону анода, втеканием электронного тока из локализованного у коллектора слоя лавинного умножения с сильным полем и движением самой границы ξ :

$$\frac{dQ}{dt} = -\frac{b}{b+1}J + J_n^{\text{av}} + qp_\eta \frac{d\xi}{dt}. \quad (9)$$

Здесь через J обозначена плотность полного тока в области объемного заряда. В силу линейности изменения концентрации в переходном слое

$$p_\eta = \frac{dp}{dx}\Big|_{x=\eta} (\eta - \xi). \quad (10)$$

Приравняв электронную компоненту тока $J_n = J - J_p$ в плоскости η к генерируемому лавинному току J_n^{av} , выражая производную $dp/dx|_{x=\eta}$ и подставляя в (10), получаем

$$p_\eta = \frac{1}{qD_h} \left(\frac{b}{b+1}J - J_n^{\text{av}} \right) (\eta - \xi). \quad (11)$$

После дифференцирования по времени это равенство примет вид

$$\left(1 - \frac{qD_h dp/dx|_{x=\eta}}{\gamma_n^d J - J_n^{\text{av}}} \right) \frac{d\eta}{dt} + \frac{qD_h p_\eta (\gamma_n^d dJ/dt - dJ_n^{\text{av}}/dt)}{(\gamma_n^d J - J_n^{\text{av}})^2} = \frac{d\xi}{dt}. \quad (12)$$

С другой стороны, дифференциал dQ может быть выражен, исходя из геометрических соображений, как изменение площади переходного слоя при приращении от ξ , η к $\xi + d\xi$, $\eta + d\eta$ (учитываются только линейные по $d\xi$ и $d\eta$ слагаемые [7]). После приравнивания этого дифференциала, деленного на dt , и правой части (9) имеем:

$$qp_\eta \left(1 - \frac{1}{2} \frac{qD_h}{\gamma_n^d J - J_n^{\text{av}}} \frac{dp}{dx}\Big|_{x=\eta} \right) \frac{d\eta}{dt} + \frac{q^2 p_\eta^2 \gamma_n^d D_p (\gamma_n^d dJ/dt - dJ_n^{\text{av}}/dt)}{(\gamma_n^d J - J_n^{\text{av}})^2} = \gamma_n^d J - J_n^{\text{av}}. \quad (13)$$

После того как лидирующая граница $\eta(t)$ достигает положения $\eta = w_0$, наступает завершающая стадия оттеснения плазмы ($t \geq t_2$ на рис. 2), описываемая уравнением для $\xi(t)$. Это уравнение обобщает (2) из [8] путем учета лавинного умножения. Вывод основывается на зарядовом приближении и на предположении о квазистатическом перемещении границы ξ . Выразим скорость изменения остаточного заряда как

$$\frac{dQ}{dt} = -\frac{Q}{\tau_h} - (1 - \gamma_A)J + J_n^{\text{av}} \quad (14)$$

и, с другой стороны,

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{1}{2D_h} \frac{d}{dt} [(\gamma_n^d J - J_n^{\text{av}})(w_0 - \xi)^2]. \quad (15)$$

Из (14) и (15) получаем искомое уравнение:

$$\frac{d\xi}{dt} = \frac{(w_0 - \xi)(\gamma_n^d dJ/dt - dJ_n^{\text{av}}/dt)}{2(\gamma_n^d J - J_n^{\text{av}})} + \frac{w_0 - \xi}{2\tau_h} + \frac{(1 - \gamma_A)JD_h - J_n^{\text{av}}D_h}{(w_0 - \xi)(\gamma_n^d J - J_n^{\text{av}})}. \quad (16)$$

Здесь величина γ_A представляет собой коэффициент инжекции анодного эмиттера; вообще говоря, он зависит от плотности тока. Однако при наличии буферного n' -слоя у анода с легированием $\sim 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и исключении полевого прокола n -базы коэффициент инжекции будет считаться постоянным.

Для получения замкнутой системы уравнений необходимо учесть еще связь плотности тока J с положением границ ξ, η и ввести ток генерации

$$J_n^{\text{av}} = J \int_0^{\xi(t)} \alpha_{\text{eff}}(E(x')) dx'. \quad (17)$$

Эффективный коэффициент ударной ионизации, аппроксимируемый выражением

$$\alpha_{\text{eff}}(E(x)) = \alpha^\infty \exp[-E^\infty/E(x)], \quad (18)$$

определяется теми носителями, которые имеют более высокий параметр α^∞ и более низкий E^∞ . Плотность полного тока связана с $\xi(t)$ уравнением Пуассона в ООЗ с граничным условием $E|_{x=\xi(t)} = 0$. В приближении

насыщенной скорости дрейфа, а также малой толщины слоя лавинного умножения по сравнению с полной толщиной ООЗ распределение поля имеет вид:

$$E(x) = \frac{1}{\varepsilon \varepsilon_0 v_s} [q N_d v_s + J(1 - 2I)] (\xi - x),$$

$$U_F = \frac{1}{2} \xi E|_{x=0}, \quad (19)$$

где I — ионизационный интеграл J_n^{av}/J , N_d — концентрация легирования n -базы, ε — диэлектрическая проницаемость материала базы, q — заряд электрона, v_s — насыщенная скорость дрейфа дырок, U_F — падение напряжения на ООЗ, которое на стадии выключения приближенно равно полному напряжению на структуре U . Для прибора S_0 оно связано с текущей плотностью тока уравнением цепи нагрузки:

$$U(t) = U_{st} \left[1 - \frac{J_0(t)}{J_0^{(0)}} \right], \quad (20)$$

где U_{st} — напряжение источника (блокируемое запертым прибором), $J_0^{(0)}$ — плотность тока включенного состояния (определяемая сопротивлением нагрузки R и площадью S_0). Подстановка решения $E(x)$ в (18) приводит к трансцендентному уравнению для интеграла ионизации (17). Напряжение $U(t)$ входит в уравнения прибора S' через выражение, аналогичное (19).

В представленной аналитической модели лавинное умножение учитывается при восстановлении коллекторных переходов в обоих приборах S_0 и S' , составляющих исследуемый БПМЗ. Генерируемый лавинный электронный ток нигде не предполагается малым по сравнению с полным током в ООЗ. Это дает возможность не ограничиваться (как в [10]) исследованием только ранней стадии динамического лавинного пробоя. В настоящей работе моделируются процессы пробоя со значительным вкладом ударно-ионизационной компоненты тока, а также стационарные состояния, когда генерируемых носителей достаточно для поддержания конечной величины тока через прибор в течение сколь угодно большого времени.

3.3. Максимальный выключаемый ток

Построенная модель описывает общие особенности физики процесса выключения биполярных приборов класса БПМЗ. Их конструктивные различия проявляются, в частности, в величине максимального тока, который может протекать по каналу экстракции при запертом катодном эмиттере (рис. 1). Падение напряжения на конечном сопротивлении R_{eff} данного канала представляет собой прямое смещение эмиттерного $n^+ - p$ -перехода. Когда смещение достигает величины 0.7–0.8 В (для кремния), происходит отпирание этого перехода и возобновляется инжекция электронов. В результате выключение БПМЗ становится невозможным.

Плотность максимального выключаемого тока, следовательно, оценивается как $J_{mcc} \approx 0.7/R_{eff}$, где R_{eff} выражено в Ом·см². Величину R_{eff} определяют конструкция затвора и механизм запирапия: шунтирование n^+ -эмиттера через канал встроенного МДП транзистора (в тиристоре с полевым управлением) либо через „глухой“ p^+ -шунт (в БТИЗ), а также так называемый каскадный режим выключения (в некоторых типах запираемых тиристоров [11]). Поэтому J_{mcc} сильно варьируется в различных типах БПМЗ: наибольшие значения (~ 20 кА/см²) характерны для БТИЗ, более низкие — для тиристоров с полевым управлением в интегральном или гибридном исполнениях (1–2 кА/см² и менее). Наименьшая величина J_{mcc} свойственна тиристорным модулям со встречно-штырьевой конфигурацией катодных и управляющих электродов и одним мощным МДП транзистором для выключения всех управляемых элементов [12]. Для крайних ячеек за счет наибольшего вклада сопротивления проводящих шин в R_{eff} получается самое низкое критическое значение J_{mcc} .

Следует отметить, что из-за отклонения технологических параметров приборов S_0 и S' в последнем возможно превышение плотности тока J_{mcc} уже в открытом состоянии (что делает невозможным переход к стадии запирапия). Наибольший интерес представляет локализация тока в процессе выключения. Ее результатом может стать возобновление инжекции электронов из катодного эмиттера, вызывающей дальнейший рост плотности тока в приборе S' , избыточное выделение тепла на малом участке площади и полный выход БПМЗ из строя.

4. Результаты расчетов и их обсуждение

При проведении вычислений фиксировались параметры прибора с большей площадью S_0 и начальная плотность тока в нем и изменялся один из параметров (τ_{h1} , γ_{K1} , γ_{A1}) прибора S' . Величина J_0 выбрана близкой к верхней границе диапазона плотностей токов в современных БПМЗ ($J_0 = 80$ А/см²). Время жизни при высоком уровне инжекции полагалось $\tau_{h0} = 36$ мкс в базе прибора S_0 , а коэффициенты инжекции заданы величинами $\gamma_{A0} = 0.251$, $\gamma_{K0} = 0.775$. Такой выбор обеспечивает расположение минимума профиля концентрации инжектированных носителей у анодной границы n -базы. Рассчитанное полное падение напряжения в открытом состоянии равно 1.972 В. Уровень легирования и толщина базы во всех ячейках БПМЗ одинаковы: $N_{d0} = N_{d1} = 2.5 \cdot 10^{13}$ см⁻³, $w_0 = w_1 = 450$ мкм. Параметры в выражении (18) для коэффициента ударной ионизации в кремнии: $\alpha^\infty = 6.3 \cdot 10^5$ см⁻¹ и $E^\infty = 1.3 \cdot 10^6$ В/см.

Анализ включенного состояния обнаруживает резкую зависимость плотности тока J_1 от различия во временах жизни или коэффициентах инжекции в S_0 и S' : при относительном различии параметров всего на несколько процентов J_1 может превышать J_0 в несколько раз. Так,

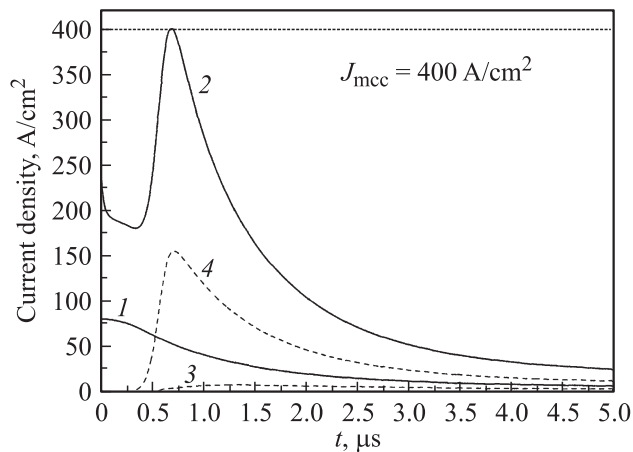


Рис. 3. Плотности полного (1,2) и лавинного (3,4) токов через приборы S_0 (1,3) и S' (2,4) в процессе выключения. Предельная плотность выключаемого тока 400 A/cm^2 .

при $\tau_{h1} = 38 \text{ мкс}$ (т.е. $\Delta\tau_h/\tau_{h0} = 5.5\%$) и таких же γ_{A0} , γ_{K0} получается $J_1 = 326.6 \text{ A/cm}^2$. Таким образом, стационарное распределение плотности тока весьма чувствительно к технологическим неоднородностям параметров структуры переключателя.

Рассмотрим теперь локализацию тока в переходном процессе выключения БПМЗ с областью локально повышенного времени жизни. Такая область структуры представлена нами как прибор S' . За счет большей концентрации инжектированных носителей в его базе плотность тока включенного состояния выше, чем в S_0 . В процессе выключения имеет место неравенство $J_1 > J_0$ при одинаковых падениях напряжения на ООЗ приборов S_0 и S' . Поэтому в динамических условиях максимальная напряженность поля выше в базе S' , что инициирует более интенсивную ударную ионизацию и более раннее вхождение в режим лавинного пробоя. Происходит локализация тока в S' , и в некоторый момент времени $t^* = 0.7 \text{ мкс}$ плотность тока J_1 достигает максимума $J_{1\max} > J_1^{(0)}$. В то же время в „большом“ приборе спад тока происходит монотонно, и J_0 при $t = t^*$ составляет 62% от начального значения. Максимум J_1 оказывается равным заданной величине $J_{\text{мсс}}$ (в качестве примера мы принимаем $J_{\text{мсс}} = 400 \text{ A/cm}^2$) при $\tau_{h1}^{\text{cr}} = 37.62 \text{ мкс}$. Временные диаграммы плотностей тока для этого критического случая представлены на рис. 3. Кратковременность локализации тока обусловлена характером внешней цепи, которая в данном случае содержит только активное сопротивление.

При большем разбросе времен жизни ($\tau_{h1} > \tau_{h1}^{\text{cr}}$) в приборе S' превышает критическая величина $J_{\text{мсс}}$. Отпирание катодного эмиттера означает появление инжекционной электронной компоненты тока $J_n^g \approx \gamma_{K1}[J_1(t) - J_{\text{мсс}}]$, которая должна быть учтена в уравнениях построенной модели так же, как ударно-ионизационная компонента J_n^{av} .

Чтобы предотвратить отпирание катодного эмиттерного перехода, ведущее к аварии БПМЗ, необходимо

ограничить начальный прямой ток $J_0^{(0)}$. Найдем максимальный ток открытого состояния, при выключении которого порог $J_{\text{мсс}}$ не превышаетея ни в каком управляемом элементе (т.е. ни в одном из приборов S_0 и S'). С технической точки зрения целесообразно ввести запас по этому порогу, например, определять критический начальный ток J_0^* по достижению в S' максимального уровня $0.95J_{\text{мсс}}$. В рассматриваемом случае из условия $J_{1\max} = 380 \text{ A/cm}^2$ (на 5% ниже порога) было найдено $J_0^* = 54.4 \text{ A/cm}^2$. Здесь и далее приводимые результаты получены для времен жизни 36 мкс в S_0 и 38 мкс в S' и стационарных профилей $p(x)$ с минимумами у анодного края базы. Рабочее напряжение полагалось равным 3.1 кВ; меньшим напряжениям соответствует больший критический ток J_0^* .

Получаемый набор значений U_{st} и J_0^* ограничивает область безопасной работы неидеального БПМЗ с локальной технологической неоднородностью времени жизни в базе (рис. 4). По мере снижения U_{st} возрастает допустимая величина J_0^* (и полный прямой ток $J_0^* S_0 \approx I_0^*$); соответственно растет и $J_1^{(0)}$ — ток включенного состояния в приборе S' . Сниженному до 1.8 кВ рабочему напряжению отвечает ток $J_0^* = 93 \text{ A/cm}^2$, при котором $J_1^{(0)} = 0.95J_{\text{мсс}}$. Значит, в диапазоне напряжений $U_{\text{st}} \leq 1.8 \text{ кВ}$ область безопасной работы нашего БПМЗ ограничена по току уровнем 93 A/cm^2 . С другой стороны, при напряжениях $U_{\text{st}} > 3.2 \text{ кВ}$ более жестким оказывается ограничение, связанное с установлением стационарного режима пробоя „большого“ прибора. Генерируемых лавинным умножением носителей достаточно для сколь угодно длительного поддержания конечного тока через БПМЗ при падении напряжения, несколько меньшем напряжения источника. Такой режим связан со значительными тепловыми потерями в не полностью запертом приборе и поэтому неприменим при эксплуатации.

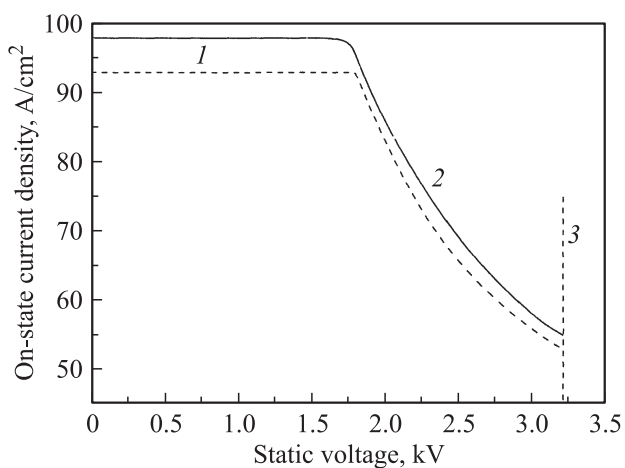


Рис. 4. Область безопасной работы биполярного переключателя и ограничивающие ее факторы: достижение предельного выключаемого тока в открытом состоянии (1) и в процессе выключения (2) на малом участке рабочей площади; установление самоподдерживающегося лавинного пробоя (3).

Как показали численные расчеты, в общем случае для построения границы области безопасной работы во всем практически реализуемом интервале напряжений (от нуля до минимального из напряжений статического пробоя для S_0 и S') необходимо, кроме возможности отпириания катодных эмиттеров, учитывать и другие факторы. К ним относятся установление самоподдерживающегося пробоя коллектора S_0 и динамический полевой прокол базы прибора S' . Последний эффект состоит в полном вытеснении плазмы из слаболегированной базы и достижении границей ООЗ анодного края базы. Очевидно, такое состояние возможно только в структуре с буферным n' -слоем со стороны анода.

5. Заключение

В работе построена нестационарная модель, позволяющая без решения двумерной полномасштабной задачи исследовать комплекс явлений, связанных с динамическим лавинным пробоем и локализацией тока при выключении мощных биполярных приборов ключевого типа. При помощи аналитико-численных расчетов определено влияние локальных технологических неоднородностей приборной структуры БПМЗ на степень локализации тока, препятствующей переходу всей структуры в блокирующее состояние. Модель применима ко всем приборам класса БПМЗ с технологическими неоднородностями параметров, в частности времен жизни в базах управляемых ячеек или в коэффициентах инжекции их катодных и анодных эмиттеров.

Установлено, что различия времен жизни или коэффициентов инжекции всего на несколько процентов достаточно для достижения на малом участке структуры максимальной плотности выключаемого тока, определяемой свойствами затвора БПМЗ. Следствием этого является невозможность запириания управляемой ячейки (или небольшой по сравнению с их полным числом группы ячеек) и разрушение всего прибора. Данный сценарий может реализоваться как в открытом состоянии, так и в процессе выключения. В работе найдены и построены границы области безопасной работы БПМЗ с учетом нескольких факторов: ограничения по максимальному выключаемому току (в стационарных условиях и в переходном процессе) и по максимальному блокируемому напряжению, связанному с установлением самоподдерживающегося пробоя. Учет совокупности этих факторов существенно дополняет представления о границе области безопасной работы БПМЗ, полученные ранее из простейшей аналитической модели ранней стадии пробоя.

Предложенный метод исследования динамических локализаций тока требует задания небольшого числа параметров системы и может быть реализован с использованием сравнительно простых программных средств. Применение метода возможно и в качестве самостоятельного исследовательского инструмента, и как средства планирования полномасштабных численных и натуральных экспериментов, а также для адекватной интерпретации их результатов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 07-08-00689).

Список литературы

- [1] K. Lilja, H. Gruning. *Conf. Record. 21st Annual IEEE Power Electron. Specialists* (San Antonio, USA, 1990) p. 398.
- [2] A. Jaecklin, K. Muraoka, H. Gruning. *Proc. 2nd Int. Symp. Power Semicond. Dev. and Int. Circuits* (1990) p. 83.
- [3] Y. Liu, B. You, A.Q. Huang. *Sol. St. Electron.*, **47**, 1 (2003).
- [4] T. Ogura, H. Ninomiya, K. Segiyama, T. Inoue. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **51** (4), 629 (2004).
- [5] J. Oetjen, R. Jungblut, U. Kuhlmann, J. Arkenau, R. Sittig. *Sol. St. Electron.*, **44**, 117 (2000).
- [6] X. Yuan, F. Udrea, L. Coulbeck, P.R. Waind, G.A.J. Amaratunga. *Solid-State Electronics*, **46**, 75 (2002).
- [7] А.В. Горбатюк. *Письма ЖТФ*, **34** (5), 54 (2008).
- [8] А.В. Горбатюк, И.В. Грехов. *Письма ЖТФ*, **34** (10), 61 (2008).
- [9] В.П. Григоренко, П.Г. Дерменжи, В.А. Кузьмин, Т.Т. Мнацаканов. *Моделирование и автоматизация проектирования силовых полупроводниковых приборов* (М., Энергоатомиздат, 1988).
- [10] А.В. Горбатюк, И.В. Грехов, Д.В. Гусин. *ЖТФ*, **79** (10), 80 (2009).
- [11] H. Gruning, A. Zuckerberger. *Proc. IEEE Industrial Applications Soc., 31st Annual Meeting* (San Diego, USA, 1996) p. 1474.
- [12] И.В. Грехов, Т.Т. Мнацаканов, С.Н. Юрков, А.Г. Тандоев, Л.С. Костина. *ЖТФ*, **75** (7), 80 (2005).

Редактор Л.В. Шаронова

Dynamic current localization during turn-off process of power microgate bipolar switches

A.V. Gorbatyuk, I.V. Grekhov, D.V. Gusin*

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

* St. Petersburg State Polytechnical University,
195251 St. Petersburg, Russia

Abstract The paper deals with the turn-off process of power microgate bipolar switching devices which inherent technological imperfectness in the structure parameters. The transient process dynamics is investigated on the basis of analytical model for the residual plasma pressing back and space charge region dynamics in the base layer taking into account impact ionization in high electric fields. The spatially-inhomogeneous structure of the switch is presented by the two groups of controlled cells with the distinctive parameters — injection coefficients or carrier lifetimes in n -base layers. Voltage coupling between all cells is supplemented by the device interaction with the external circuit. In the frames of the model suggested a dangerous current localization effect at the turn-off stage is studied, which is the consequence of an even small spread of parameters. The results obtained allow quantitative characterization of the technological imperfectness influence upon the safe operating area of the power microgate bipolar switches.