

06;12

Особенности процесса выключения мощного интегрального тиристора с внешним полевым управлением

© И.В. Грехов,¹ С.Н. Юрков,² Т.Т. Мнацаканов,² А.Г. Тандоев,² Л.С. Костина¹¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия² Всероссийский электротехнический институт им. В.И. Ленина,
Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 11 октября 2005 г.)

Представлены результаты качественного и количественного анализа основных этапов процесса выключения мощного интегрального тиристора с внешним полевым управлением. Развита аналитическая модель этапа задержки выключения, адекватность которой проверена численным расчетом переходного процесса спада тока при выключении $n^+pnn'p^+$ -структуры. Обнаружен эффект гиперзадержки, который возникает при приближении запираемого анодного тока к предельной величине, зависящей от параметров тиристорной структуры и цепи управления. Выполнен расчет удельной энергии потерь и показано, что основная часть потерь при выключении приходится на этап медленного спада тока.

PACS: 85.30.Rs

Введение

Мощный интегральный тиристор с полевым управлением (MOS-controlled Thyristor — МСТ) представляет собой быстродействующий силовой прибор, кремниевый чип которого состоит из нескольких сотен тысяч работающих параллельно микротиристоров размером около $20 \mu\text{m}$ со встроенным в p -базу каждого микротиристора МОП-транзистором, используемым для выключения [1–3]. Несомненным достоинством МСТ, в сравнении с широко используемым в настоящее время в силовой полупроводниковой технике биполярно-полевым транзистором (IGBT), является существенно более низкое остаточное падение напряжения в проводящем состоянии; серьезным недостатком — сложность конструкции элементарной ячейки и технологии изготовления прибора в целом. В [4–6] было предложено вместо встраивания МОП-структуры в каждую элементарную ячейку использовать для выключения всех ячеек один внешний мощный низковольтный полевой транзистор с очень малым ($R_m = 0.02\text{--}0.04 \Omega$) сопротивлением канала. Такой вариант МСТ, успешно сочетающий в себе свойства высоковольтного и высокочастотного ключа и свободный от недостатков IGBT, отличается относительной конструктивной простотой и достаточно легко осуществим на технологических линиях с разрешением $\sim 1 \mu\text{m}$. В [7] рассмотрены особенности конструкции такого прибора, проанализировано влияние параметров тиристорной структуры на вольт-амперную характеристику во включенном состоянии, приведены расчетные зависимости максимального запираемого тока от сопротивления канала внешнего МОП-транзистора. В данной статье мы продолжаем начатый в [7] теоретический анализ физических процессов в мощном интегральном тиристоре с внешним полевым управлением. Особое внимание уделяется качественному и количественному анализу основных этапов процесса выключения и расче-

ту энергии потерь при выключении, что представляется чрезвычайно важным с точки зрения практической реализации этих приборов.

Исходные предпосылки и общее описание процесса выключения

Для моделирования использовалась $n^+pnn'p^+$ -структура, толщина которой и распределение легирующих примесей представлены на рис. 1. Площадь исследуемой структуры полагалась равной 1cm^2 . Моделирование процесса выключения проводилось для цепи, содержа-

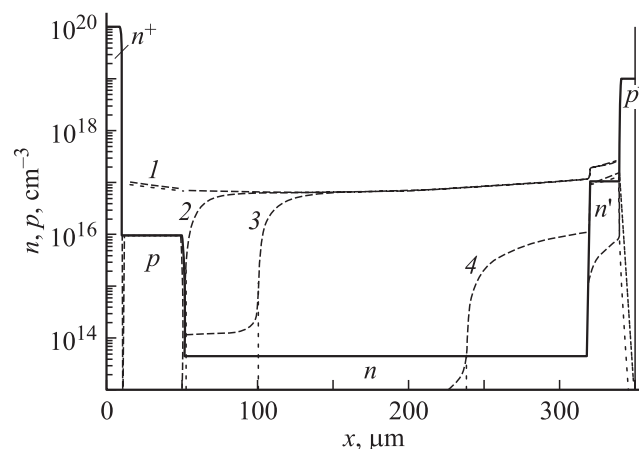


Рис. 1. Распределение концентрации легирующих примесей и подвижных носителей заряда в исследуемой $n^+pnn'p^+$ -структуре на различных этапах процесса выключения. Кривые 1 — исходное проводящее состояние; 2 — завершение этапа задержки; 3 — этап быстрого спада тока; 4 — этап медленного спада тока. Сплошные кривые — распределение легирующих примесей; штриховые — распределение дырок; пунктирные — распределение электронов.

шей активное сопротивление нагрузки и генератор напряжения. При расчетах полагалось, что рекомбинация происходит через уровень, расположенный в середине запрещенной зоны, с типичным для кремниевых структур соотношением $\tau_{p0} = 3\tau_{n0}$. Численный эксперимент осуществлялся на основе использования квазиодномерной программы „Исследование“ [8], учитывающей полную совокупность физических эффектов, влияющих на перенос, генерацию и рекомбинацию носителей: рекомбинацию через глубокие центры, эффекты сильного поля и высокого уровня инжекции (электронно-дырочное рассеяние, Оже-рекомбинация), эффекты высокого уровня легирования (сужение ширины запрещенной зоны, снижение подвижности, коэффициентов диффузии и шоклиридовского времени жизни, Оже-рекомбинация).

В рамках этого подхода сопротивление растекания тока в узкой p -базе и сопротивление МОП-транзистора в цепи затвора могут быть представлены величиной распределенного эффективного сопротивления утечки R_{sh} , характеризующего распределенную утечку единицы площади катодного эмиттерного перехода. В соответствии с результатами, полученными нами в [7], величина R_{sh} для „полосковой“ топологии ячеек тиристорной структуры может быть рассчитана с помощью следующего соотношения:

$$R_{sh} = \frac{\rho_p}{W_p} \frac{X_e^2}{2} + S_a R_m, \quad (1)$$

где ρ_p/W_p — листовое сопротивление p^+ -базы, X_e — полуширина полоски n^+ -эмиттера микротиристорной ячейки, S_a — активная площадь прибора, R_m — сопротивление канала МОП-транзистора вместе с сопротивлением металлизации эмиттерной и базовой разводки.

На рис. 2 приведены результаты расчета спада анодного тока для ряда значений времени жизни неосновных носителей заряда (ННЗ) в n -базе при высоком уровне инжекции (ВУИ). В переходном процессе выключения выделяются три характерных этапа: задержки, быстрого спада тока („фронт“) и медленного спада тока („хвост“). На рис. 1 приведено распределение концентрации подвижных носителей заряда в слоях микротиристора в исходном проводящем состоянии и для каждого этапа процесса выключения. Рассмотрим кратко эти этапы.

В исходном проводящем состоянии между процессами инжекции носителей эмиттерными переходами и их рекомбинацией поддерживается динамическое равновесие. Все pn -переходы смещены в прямом направлении, и в базовых слоях накоплен заряд неравновесных носителей Q (рис. 1, кривые 1).

На первом этапе (задержки) шунтирование катодного эмиттерного n^+p -перехода каналом МОП-транзистора нарушает динамическое равновесие в сторону рекомбинации, что приводит к уменьшению накопленного в обеих базах заряда. Анодный ток практически не изменяется, как и концентрация ННЗ в n -базе у анодного эмиттера. Шунтирование катодного эмиттера сопровождается возрастанием тока удержания тиристорной структуры. Если новое значение тока удержания окажется больше

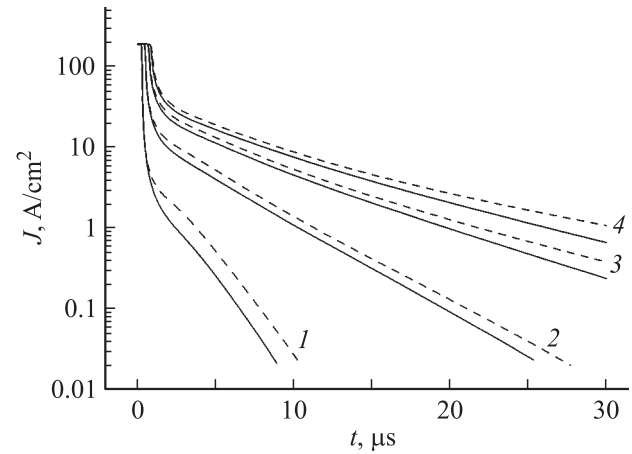


Рис. 2. Переходный процесс выключения тиристорной структуры для различных значений времени жизни неравновесных носителей заряда в n -базе при высоком уровне инжекции τ : кривые 1 — 2; 2 — 5; 3 — 10; 4 — 15 μs . Напряжение генератора $U_0 = 100 \text{ V}$. Легирование буферного n' -слоя $N_{n'} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Сплошные кривые для структур с буферным слоем, пунктирные — без буферного слоя.

прямого тока, изначально протекающего через прибор, то тиристор выключится. Завершается этап задержки восстановлением центрального коллекторного перехода (рис. 1, кривые 2).

На втором этапе („фронт“) происходит быстрый спад анодного тока. При этом напряжение генератора перераспределяется между нагрузкой и p^+npn^+ -структурой. Рост напряжения на тиристоре сопровождается выносом заряда из области прибора вблизи центрального перехода и формированием области пространственного заряда (ОПЗ) (рис. 1, кривые 3).

На третьем этапе (медленный спад тока — „хвост“) характер переходного процесса определяется поведением избыточных носителей заряда в n -базе. После восстановления центрального перехода поле в ОПЗ препятствует уходу электронов. Если коэффициент инжекции анодного эмиттерного перехода близок к единице, то заряд неравновесных электронов из n -базы может быть удален только в результате рекомбинации. Постепенное уменьшение концентрации ННЗ в базовой n -области приводит к дальнейшему медленному снижению тока. На рис. 1 кривые 4 соответствуют третьему этапу процесса выключения.

Аналитическая модель этапа задержки выключения

Для анализа процесса выключения на этапе задержки воспользуемся методом заряда. Поскольку в течение практически всего этапа задержки в базовых областях структуры сохраняется ВУИ носителей заряда (НЗ), для описания динамики заряда можно воспользоваться

уравнением следующего вида:

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{Q_0 - Q}{\tau} - J(\gamma_{n0} - \gamma_{nt}), \quad (2)$$

где Q_0 — заряд, соответствующий начальному проводящему состоянию p^+npn^+ -структуры, J — плотность анодного тока, полагаемая постоянной на всем протяжении первого этапа, τ — время жизни ННЗ при ВУИ, γ_{n0} и γ_{nt} — коэффициент инжекции катодного n^+ -перехода до и после включения шунтирующего сопротивления соответственно. Величина Q_0 связана с J очевидным соотношением

$$Q_0 = J\tau(\gamma_{n0} + \gamma_p - 1), \quad (3)$$

которое представляет собой условие равновесия процессов инжекции и рекомбинации в исходном стационарном состоянии тиристорной структуры. При наличии буферного n' -слоя под величиной γ_p понимается отношение J_{p2}/J , где J_{p2} — дырочный ток на границе n' - и n -слоев. Учитывая то, что плотность тока, протекающего через n^+p -переход $J = J_n + J_p + J_{sh}$, где J_n — плотность электронного тока, J_p — плотность дырочного тока, а J_{sh} — плотность тока через распределенное эффективное сопротивление утечки R_{sh} , можно представить коэффициент инжекции $\gamma_{nt} = \frac{J_n}{J}$ в виде

$$\gamma_{nt} = \gamma_{nt0} \left(1 - \frac{J_{sh}}{J}\right), \quad (4)$$

где γ_{nt0} — собственный коэффициент инжекции n^+p -перехода (без учета влияния шунтирующей цепи затвора).

Решение уравнения (2) с начальным условием $Q(t=0) = Q_0$ имеет вид

$$Q(t) = Q_0 - J\tau(\gamma_{n0} - \gamma_{nt})(1 - e^{-t/\tau}). \quad (5)$$

Если утечка недостаточно велика, то установится новое динамическое равновесие, а прибор останется во включенном состоянии. Из (5) следует, что при $t \rightarrow \infty$ заряд неравновесных носителей будет стремиться к величине

$$Q_{\text{new}} = Q_0 - J\tau(\gamma_{n0} - \gamma_{nt}). \quad (6)$$

Если Q_{new} превышает величину критического заряда Q_{crit} (под Q_{crit} понимается заряд неравновесных носителей в базовых областях, соответствующий точке удержания статической ВАХ тиристора), то прибор останется включенным. Нетрудно показать, что

$$Q_{\text{new}} = J\tau(\gamma_{nt} + \gamma_p - 1). \quad (7)$$

Сравнивая (7) и (3), видим, что в этом случае имеет место новое равновесное состояние при зашунтированном эмиттерном переходе.

Как уже было сказано, этап задержки заканчивается восстановлением блокирующей способности центрального перехода. Обозначим через Q_{off} заряд неравновесных носителей в базовых слоях, соответствующий

моменту восстановления центрального перехода при заданной величине тока J . Тогда из соотношения (5) можно найти длительность этапа задержки

$$t_{\text{off}} = \tau \ln \left[\frac{J\tau(\gamma_{n0} - \gamma_{nt})}{J\tau(\gamma_{n0} - \gamma_{nt}) - (Q_0 - Q_{\text{off}})} \right]. \quad (8)$$

Для статического случая величина Q_{off} определяется очевидным выражением

$$Q_{\text{off}} = \gamma_{nt}(1 - \beta_n)J\tau_n + \gamma_p(1 - \beta_p)J\tau. \quad (9)$$

Здесь β_n и β_p — коэффициенты переноса электронов через p -базу и дырок через n -базу соответственно, τ_n — время жизни электронов в p -базе (предполагается, что в конце этапа задержки в большей части p -базы реализуются условия низкого уровня инжекции). Динамическое значение Q_{off} отличается от статического, определяемого выражением (9), однако, чем больше длительность этапа задержки, тем меньше разница между этими величинами. Поэтому когда длительность этапа задержки достигает больших величин, для расчета Q_{off} можно использовать выражение (9).

Рассмотрим предельный случай, когда восстановление блокирующей способности центрального коллекторного перехода происходит при $t \rightarrow \infty$. Из выражения (5) следует

$$Q_0 - J\tau(\gamma_{n0} - \gamma_{nt}) = Q_{\text{off}}. \quad (10)$$

Для расчета Q_{off} воспользуемся статической моделью. Подставив в (10) Q_{off} из (9), получим

$$\gamma_{nt}\beta_n + \gamma_p\beta_p = 1. \quad (11)$$

Соотношение (11) свидетельствует о том, что в этом предельном случае после шунтирования катодного эмиттерного перехода тиристор переходит в состояние удержания, при котором накопленный в базах заряд неравновесных носителей в точности равен критическому. Значение прямого тока J , соответствующее этому предельному случаю, будем называть предельным запираемым током J_{max} . При $J > J_{\text{max}}$ накопленный в базах заряд будет больше Q_{crit} , и тиристор не выключится. Величина J_{max} определяется параметрами тиристорной структуры и величиной шунтирующего сопротивления R_{sh} . Подставив в соотношение (11), описывающее состояние удержания, выражение (4) для γ_{nt} , получим

$$J_{\text{max}} = \frac{J_{sh}}{1 - (1 - \gamma_p\beta_p)/\gamma_{nt0}\beta_n}. \quad (12)$$

Здесь $J_{sh} = U_e/R_{sh}$, где U_e — напряжение на катодном эмиттерном переходе при протекании тока J_{max} . Величина U_e является логарифмически слабой функцией тока и составляет 0.75–0.8 В. Найдем зависимость длительности этапа задержки t_{off} от отношения J_{max}/J . Для этого выразим J_{sh} через J_{max} с помощью соотношения (12) и подставим в формулу (8). В результате получим

$$t_{\text{off}} = \tau \ln \left[\frac{\frac{\gamma_{n0} - \gamma_{nt0}}{\gamma_{nt0}\beta_n + \gamma_p\beta_p - 1} + \frac{1}{\beta_n} \frac{J_{\text{max}}}{J}}{\frac{J_{\text{max}}}{J} - 1} \right]. \quad (13)$$

Как следует из (13), при приближении тока J к предельному запираемому J_{\max} задержка будет возрастать, стремясь к бесконечности при $J = J_{\max}$.

Для проверки адекватности аналитической модели проводился численный расчет переходных процессов в $n^+pnn'p^+$ -структуре, параметры которой были указаны выше. В процессе расчета определялась плотность заряда ННЗ в базовых слоях $Q(t)$. Напряжение генератора полагалось равным 100 В. На рис. 3 приведены результаты расчета $Q(t)$ для ряда значений R_{sh} , моделирующего сопротивление цепи, шунтирующей катодный эмиттерный переход. Заряд ННЗ в базовых слоях тиристорной структуры падал от исходного значения Q_0 , соответствующего проводящему состоянию прибора (величина Q_0 вычислялась по формуле (3)), до значения Q_{off} , соответствующего восстановлению центрального перехода. Пересечение кривых $Q(t)$ с прямой $Q = Q_{\text{off}}$ (рис. 3) свидетельствует о завершении этапа задержки и начале этапа быстрого спада тока, при этом характер кривых $Q(t)$ резко меняется. Момент времени в точке пересечения, соответствует длительности этапа задержки t_{off} . Как следует из рис. 3, с ростом шунтирующего сопротивления R_{sh} длительность этапа задержки возрастает и становится очень большой при приближении R_{sh} к критическому значению ($J = J_{\max}$). Величину критического значения R_{sh} при заданном токе J можно найти с помощью выражения (12). На рис. 3 критическому значению R_{sh} ($0.015 \Omega \cdot \text{cm}^2$) соответствует кривая 5, для которой $Q(t)$ стремится к Q_{off} при $t \rightarrow \infty$. На рис. 4 приведена зависимость нормированной длительности этапа задержки выключения от отношения J/J_{\max} , полученная с помощью численной модели. Данные, приведенные на рис. 3, 4, свидетельствуют о хорошем согласии результатов, полученных с помощью аналитической и численной моделей.

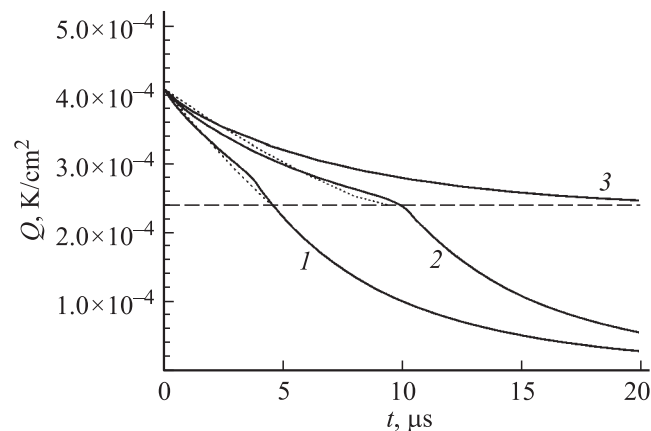


Рис. 3. Изменение заряда неравновесных носителей в базовых слоях $n^+pnn'p^+$ -структуры на этапе задержки выключения при различных значениях сопротивления, шунтирующего эмиттерный n^+ - p -переход R_{sh} : кривые 1 — 0.01; 2 — 0.013; 3 — $0.015 \Omega \cdot \text{cm}^2$. Пунктирные кривые — расчет по формуле (5); штриховая — величина Q_{off} рассчитанная по формуле (9).

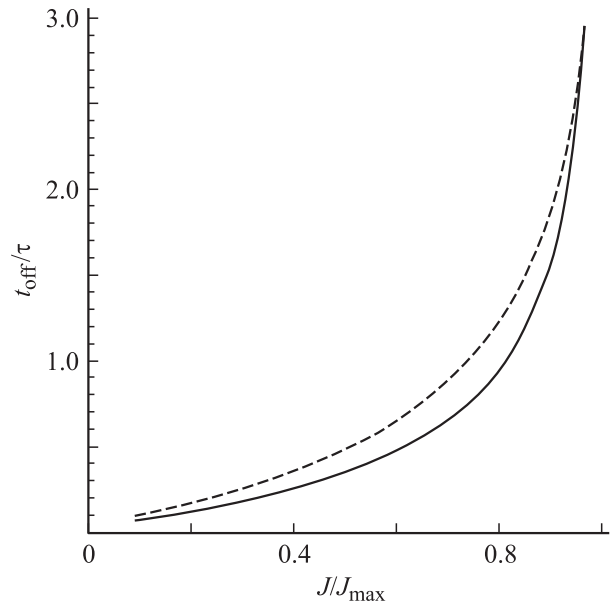


Рис. 4. Зависимость длительности этапа задержки выключения, нормированной на время жизни τ , от отношения плотности запираемого тока к плотности максимального запираемого тока J/J_{\max} . Сплошная кривая — результат численного расчета, пунктирная — расчет по формуле (13).

Анализ этапов быстрого и медленного спада тока

Анализ второго и третьего этапов процесса выключения выполнен с помощью численного моделирования. На этих этапах происходит рост анодного напряжения, приводящий к движению эффективной границы n -базы; в большом диапазоне меняется ток анода, следствием чего является изменение условий инжекции.

Второй этап начинается с момента восстановления запирающей способности центрального перехода, который после восстановления препятствует уходу неравновесных электронов из n -базы. Если сопротивление внешнего МОП-транзистора, шунтирующего n^+p -эмиттерный переход, достаточно мало, то инжекция электронов практически полностью прекращается, и очень быстро происходит вынос заряда ННЗ из узкой базы p -типа. После этого ход процесса выключения определяется динамикой заряда неравновесных электронов, накопленных в широкой базе $pnn'p^+$ -транзисторной секции. Заряд электронов из n -базы может быть выведен в результате рекомбинации или утечки в p^+n' -эмиттерном переходе. По мере уменьшения заряда электронов снижается величина анодного тока, и растет напряжение на тиристорной структуре.

В отличие от этапа задержки, этапы быстрого и медленного спада тока не имеют четких границ. Однако существуют физические особенности процесса выключения, позволяющие выделить эти этапы. Как показывает численный расчет, на этапе быстрого спада тока не происходит снижения концентрации ННЗ в n -базе у

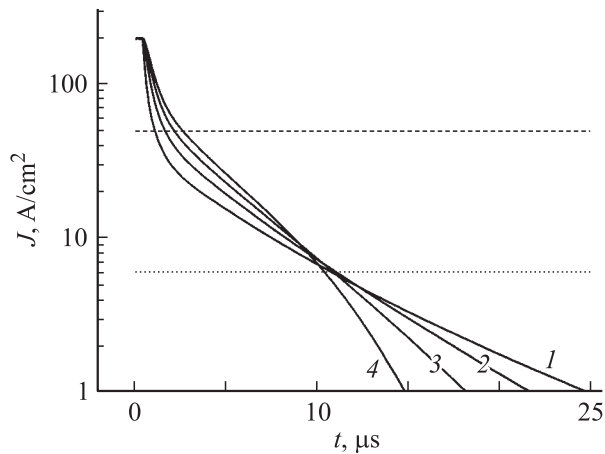


Рис. 5. Переходный процесс выключения $n^+pnn'p^+$ -структуры для различных значений напряжения генератора U_0 : кривая 1 — 100; 2 — 500; 3 — 1000, 4 — 1500 V.

границы с n' -слоем (рис. 1, кривая 3). На этапе медленного спада тока граничная концентрация снижается пропорционально току (рис. 1, кривая 4), здесь можно выделить два участка. На первом велико влияние процесса перераспределения напряжения генератора между прибором и нагрузкой — рост напряжения на тиристоре сопровождается расширением ОПЗ от центрального перехода в глубь n -базы. На втором участке влияние этого эффекта несущественно. На рис. 5 приведены результаты расчета переходного процесса выключения тиристорной структуры для ряда значений напряжения генератора. Штриховая линия на рис. 5 разделяет второй и третий этапы процесса выключения, а пунктирная — начальную фазу третьего этапа, когда напряжение на приборе растет, но еще не достигло своего наибольшего значения, и фазу, на которой напряжение практически не меняется. Как показывает расчет, конец третьего этапа характеризуется экспоненциальным спадом тока (ниже пунктирной линии), причем постоянная времени спада тока зависит от эффективной толщины n -базы. Чем выше прикладываемое к прибору напряжение, тем меньше эффективная ширина n -базы и постоянная спада тока, тем быстрее идет процесс выключения на последнем этапе. Таким образом, как следует из рис. 5, при увеличении анодного напряжения замедляется спад тока на втором и начале третьего этапа, зато окончание процесса выключения („хвост“) идет значительно быстрее. Отметим особенность выключения тиристора при малых анодных напряжениях (рис. 5, кривая 1). Здесь расширение ОПЗ центрального перехода очень слабо влияет на переходный процесс, и практически весь третий этап характеризуется экспоненциальным снижением тока.

Ранее говорилось о том, что процесс выключения тиристора на этапах быстрого и медленного спада тока в значительной степени определяется выносом заряда неравновесных электронов из n -базы через утечку эмиттерного p^+n' -перехода и за счет рекомбинации в n -базе

и в n' -слое. В работе исследовалось влияние указанных факторов на процесс выключения. На рис. 2 приведены результаты расчета характеристик выключения для ряда значений времени жизни ННЗ в базовых слоях тиристора. Видно, что увеличение времени жизни сказывается на всех этапах процесса, приводя к их увеличению. Спад тока на последнем этапе, как отмечалось выше, носит экспоненциальный характер. Результаты, приведенные на рис. 2, показывают, что постоянная спада тока меняется пропорционально времени жизни в n -базе. На том же рисунке пунктирными кривыми показаны характеристики выключения для случая отсутствия буферного n' -слоя. Видно, что буферный слой ускоряет спад тока, однако это влияние не столь заметно, как влияние времени жизни.

Расчет энергии потерь

В качестве параметра, характеризующего процесс выключения, удобно использовать удельную энергию потерь на единицу активной площади. При проведении расчетов учитывались общие потери на всех этапах процесса выключения. Чтобы исключить влияние на уровень потерь гиперзадержки, возникающей с приближением запираемого тока к предельной величине, сопротивление шунтирующей цепи полагалось очень малым ($R_{sh} = 0.0001 \Omega \cdot \text{cm}^2$). На рис. 6 приведена зависимость удельных потерь энергии E от времени жизни в широком диапазоне значений τ (от 2 до $15 \mu\text{s}$). Как видно из графика, эта зависимость близка к линейной, причем величина энергии потерь при изменении τ от 15 до $2 \mu\text{s}$ снижалась более чем в 15 раз.

Исследовалось влияние буферного n' -слоя на энергию потерь. На рис. 7 приведена зависимость удельных потерь от поверхностной концентрации примеси в n' -слое для ряда значений напряжения генератора.

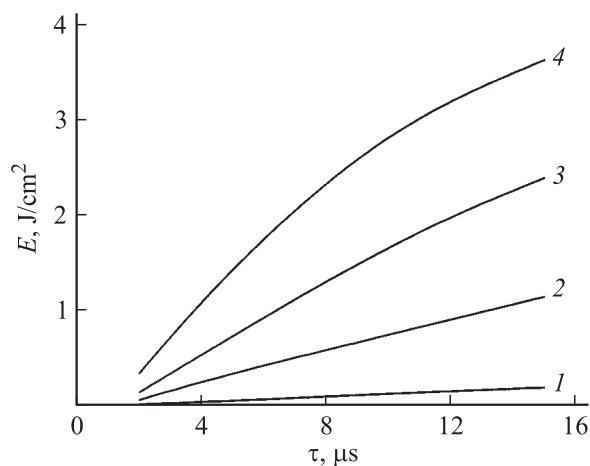


Рис. 6. Зависимость энергии потерь при выключении $n^+pnn'p^+$ -структуры E от времени жизни ННЗ в базовых слоях при высоком уровне инжекции τ для ряда значений напряжения генераторов U_0 : кривая 1 — 100; 2 — 500; 3 — 1000; 4 — 1500 V.

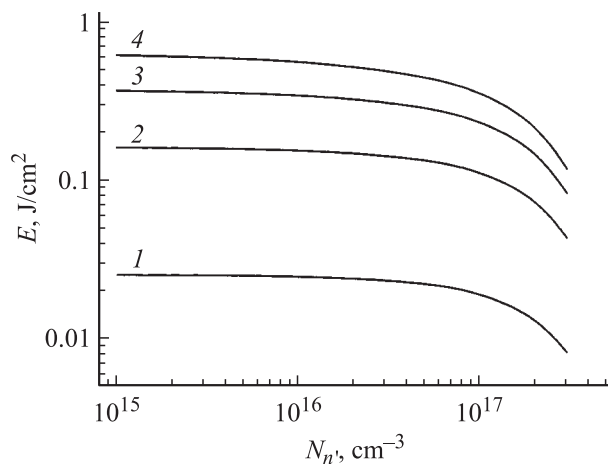


Рис. 7. Зависимость энергии потерь при выключении тиристорной структуры E от концентрации легирующей примеси в буферном n' -слое $N_{n'}$ для ряда значений напряжения генератора U_0 : кривая 1 — 100; 2 — 500; 3 — 1000; 4 — 1500 V.

Расчеты показывают, что величина потерь E снижается с увеличением степени легирования буферного слоя, однако это снижение весьма незначительно при $N_{n'} < 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Заметный спад E начинается с приближением N_n к некоторой пороговой величине $N_{n'crit}$, при которой прибор перестает включаться. В нашем случае $N_{n'crit} \sim 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Но даже с увеличением $N_{n'}$ почти до критического значения, потери при выключении снижаются всего в 2–3 раза. Необходимо отметить, что с приближением $N_{n'}$ к критическому значению наблюдается значительное увеличение прямого падения напряжения на тиристоре в проводящем состоянии, что обусловлено выходом тиристора из состояния насыщения за счет снижения коэффициента усиления составляющей $pnn'p^+$ -транзисторной секции. Таким образом, снижение потерь при выключении за счет увеличения концентрации примеси в буферном слое не очень эффективно.

Заключение

На основе численного моделирования и построения аналитических моделей исследованы особенности процесса выключения мощного интегрального тиристора с внешним полевым управлением.

Обнаружен эффект гиперзадержки, который возникает с приближением запираемого анодного тока к предельной величине, зависящей от параметров тиристорной структуры и цепи управления. Поскольку работа тиристора в режиме гиперзадержки характеризуется большой длительностью процесса выключения, большими потерями энергии и опасностью возникновения поперечной неустойчивости, необходимо, чтобы рабочий ток прибора был существенно ниже предельного выключаемого тока. Для определения электрофизических параметров структуры, позволяющих обеспечить доста-

точный запас по величине запираемого тока, можно воспользоваться предложенной нами в работе [7] моделью, которая связывает предельную величину запираемого тока с параметрами многослойной структуры и цепи управления.

Численный анализ процесса выключения показал, что после этапа задержки, который завершается восстановлением запирающей способности центрального pn -перехода, следует этап быстрого спада тока, в течение которого происходит перераспределение напряжения генератора между тиристорной структурой и сопротивлением нагрузки. На этом этапе быстрое снижение анодного тока происходит при неизменной концентрации подвижных носителей в широкой базе n -типа у анодного эмиттерного перехода. Далее следует этап более медленного спада тока, сопровождаемый пропорциональным снижением концентрации. На этом этапе можно выделить два участка. На первом продолжается процесс перераспределения напряжения генератора между прибором и нагрузкой, а на втором напряжение на тиристоре практически не меняется, и спад тока подчиняется экспоненциальному закону. Постоянная времени экспоненциального спада тока пропорциональна времени жизни и зависит от напряжения генератора и параметров буферного n' -слоя.

Результаты численного расчета показывают, что основная часть потерь энергии при выключении (более 85%) приходится на этап медленного спада тока. Существует два способа снижения потерь энергии: снижение времени жизни неравновесных носителей в базовых слоях и увеличение степени легирования буферного n' -слоя. Расчеты показывают, что первый способ предпочтительнее, поскольку энергия потерь довольно слабо зависит от легирования буферного слоя до тех пор, пока концентрация примеси в нем не приблизится к некоторой критической величине, при которой катастрофически возрастает остаточное падение напряжения в проводящем состоянии.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 05-02-17827.

Список литературы

- [1] Temple V.A.K. // IEEE Trans. Electron Devices. 1986. Vol. ED-33. P. 1609–1618.
- [2] Bauer F., Hollenbeck H., Stockmeier T., Fichtner W. // IEEE Electron Device Lett. Vol. EDL-12. P. 297–299.
- [3] Baliga B.J. Power Semiconductor Devices. Boston: PWS Publishing Company, 1994. 600 p.
- [4] Huang Q., Amartunga A.J., Narayaman E.M.S., Milne W.I. // IEEE Trans. Electron Devices. 1991. Vol. ED-38. P. 1612–1618.
- [5] Temple V.A.K. // Proc. European Pulse Power Symp. Saint Louis (France). 2002. P. 19/1–19/3.
- [6] Huang Q. // Report Prepared for Silicon Power Corporation by CPES Virginia Tech. 2001.
- [7] Грехов И.В., Мнацаканов Т.Т., Юрков С.Н., Тандоев А.Г., Костина Л.С. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 7. С. 80–87.
- [8] Mnatsakanov T.T., Rostovtsev I.L., Philatov N.I. // Sol. St. Electron. 1987. Vol. 30. P. 579.