

Новый физический механизм формирования критического заряда включения тиристорных структур

© Т.Т. Мнацаканов[¶], С.Н. Юрков, А.Г. Тандоев

Всероссийский электротехнический институт,
111250 Москва, Россия

(Получена 21 июня 2004 г. Принята к печати 12 июля 2004 г.)

Продemonстрировано существование нового механизма формирования критического заряда включения Q_{cr} в тиристорных структурах. Построена новая аналитическая модель, позволившая получить соотношения, определяющие величину критического заряда в современных тиристорных структурах как на основе Si, так и на основе нового материала SiC. Справедливость предложенной аналитической модели критического заряда подтверждена с помощью численного эксперимента.

1. Введение

Концепция критического заряда позволяет с единой точки зрения описать совокупность основных характеристик тиристорной структуры: критическую скорость нарастания анодного напряжения $(\frac{dU}{dt})_{crit}$, минимальный отпирающий ток управления, скорость распространения включенного состояния, величину времени выключения тиристора и т.д. Концепция критического заряда Q_{cr} была предложена Уваровым [1] и развита в дальнейшем в работах [2–5].

Предложенная в работе [1] модель критического заряда широко применялась для описания характеристик кремниевых структур. Отметим, что в рамках концепции Уварова для реализации критического состояния принципиально необходимо существование утечки по крайней мере в одном из эмиттерных переходов тиристора. В работе [1] в качестве механизмов утечки рассматривались рекомбинация в области пространственного заряда и искусственная шунтировка эмиттерного перехода, причем основную роль в реальных кремниевых структурах играла искусственная шунтировка.

Недавно, однако, появились экспериментальные результаты, полученные при исследовании тиристорных структур на основе нового перспективного материала силовой электроники — карбида кремния SiC [6,7], которые существенно расходятся с предсказаниями модели критического заряда [1]. Особенностью тиристоров на основе SiC является отсутствие искусственной шунтировки. В этих условиях, согласно модели Уварова, рекомбинация в области пространственного заряда эмиттерного перехода является единственно возможным механизмом утечки. Между тем использование соотношений, предложенных для вычисления величины критического заряда в [1], дает в этом случае теоретическое значение Q_{cr} на 2 порядка меньше, чем экспериментальное значение, измеренное в работах [6,7]. Этот факт явился исходным для анализа существующей концепции критического заряда, проведенного в работе [8]. Анализ, проведенный в работе [8], продемонстрировал существование в структурах на основе SiC нового механизма формирования критического заряда.

Исследование критического состояния тиристорной структуры было проведено в работе [8] в рамках общего подхода, что позволяет надеяться, что новый механизм формирования критического заряда имеет универсальный характер и может реализоваться не только в карбид-кремниевых структурах. Вместе с тем следует отметить, что в [8] при проведении выкладок был сделан ряд упрощающих предположений.

Цель настоящей работы заключается в получении соотношений, позволяющих определить величину критического заряда в современных тиристорных структурах как на основе Si, так и на основе нового материала SiC, которые существенно отличаются от тиристорных 60-х годов, для которых создавалась модель критического заряда [1].

2. Физические механизмы формирования критического заряда

Классическая концепция критического заряда [1] основана на рассмотрении динамического баланса неравновесных носителей заряда в базовых слоях тиристорной структуры. Такой баланс определяется, с одной стороны, процессами регенерации, обусловленными положительной обратной связью и приводящими к росту числа частиц, а с другой стороны, процессами потерь, обусловленными рекомбинацией и утечками в эмиттерных переходах. При этом собственные коэффициенты инжекции обоих эмиттерных переходов полагались равными единице.

Существование положительной обратной связи в тиристорных структурах обуславливает S-образный вид их вольт-амперной характеристики (ВАХ). Такой вид ВАХ свидетельствует о существовании статических неустойчивых состояний, описываемых соотношением

$$\gamma_1 \alpha_{T1} + \gamma_2 \alpha_{T2} = 1 - \frac{j_{k0}}{j}, \quad (1)$$

где j_{k0} — генерационный ток коллекторного перехода, γ_1 и γ_2 — коэффициенты инжекции эмиттерных переходов, α_{T1} и α_{T2} — коэффициенты переноса носителей заряда через базовые слои составных транзисторов. Мы

[¶] E-mail: mnatt@vei.ru

будем придерживаться принятого в литературе правила, согласно которому обозначения γ_1 и α_{T1} используются для составного транзистора с тонкой, сильно легированной базой, а γ_2 и α_{T2} — для составного транзистора с толстой, слабо легированной базой.

Исследование баланса неравновесных носителей заряда в состояниях, близких к описываемым соотношением (1), позволило Уварову найти величину критического заряда Q_{cr} . Отметим, однако, что в [1] было принято, что γ_2 , α_{T1} и α_{T2} не зависят от тока, и только эффективный коэффициент инжекции γ_1 перехода 1 (между эмиттером и тонкой сильно легированной базой) зависит от плотности тока j . В кремниевых тиристорах, для которых была развита модель критического заряда [1], такое допущение часто оказывается оправданным. Это обусловлено тем, что даже в наиболее высоковольтных кремниевых тиристорах включение происходит, как правило, при условиях, когда коэффициенты переноса через базовые слои α_{T1} и α_{T2} могут с хорошей точностью считаться постоянными. Кроме того, в подавляющем большинстве случаев эмиттерный переход, прилегающий к узкой сильнолегированной базе, искусственно шунтируется сопротивлением R_{sh} . Наличие шунтировки делает зависимость $\gamma_1(j)$ вблизи точки переключения особенно резкой, что позволяет пренебречь зависимостью $\gamma_2(j)$.

В тиристорах на основе SiC реализуется иная ситуация. Прежде всего следует заметить, что во всех описанных в литературе тиристорах на основе SiC искусственная шунтировка отсутствует. (Однако величина собственного коэффициента инжекции эмиттерного $p^+ - n$ -перехода составного транзистора с узкой базой γ_1 мала из-за неполной ионизации легирующих атомов Al в p^+ -эмиттере). Далее, как было показано в работе [7], минимальный ток управления включения $j_{g \min}$ оказывается столь большим, что соответствует среднему уровню инжекции в толстой, слабо легированной базе тиристора. В таких условиях возможность выполнить условие (2)

$$(\gamma_1 \alpha_{T1} + \gamma_2 \alpha_{T2}) > 1 \quad (2)$$

с ростом тока может быть обусловлена не увеличением γ_1 , а возрастанием коэффициента переноса α_{T2} .

Действительно, при переходе от низкого уровня инжекции к высокому в слабо легированной p^0 -базе тиристора (отметим, что тиристоры на основе SiC имеют блокирующую базу p -типа, что связано с особенностями технологии карбид-кремниевых структур) коэффициент переноса α_{T2} изменяется [9] от $(\alpha_{T2})_L$

$$(\alpha_{T2})_L = \frac{1}{\text{ch}(W'_p/L_n)} \quad (3a)$$

до $(\alpha_{T2})_H$

$$(\alpha_{T2})_H = \frac{b}{b+1} + \frac{1}{b+1} \left(\frac{1}{\text{ch}(W'_p/L_a)} \right), \quad (3б)$$

где W'_p — толщина электронейтральной части широкой p^0 -базы, $L_n = \sqrt{D_n(\tau_n)_L}$, $L_a = \sqrt{D_a(\tau_n)_H}$, $D_a = \frac{2b}{b+1} D_p$ — амбиполярный коэффициент диффузии,

D_p — коэффициент диффузии дырок, $(\tau_n)_L$ и $(\tau_n)_H$ — времена жизни электронов в широкой p^0 -базе при низком и высоком уровнях инжекции соответственно. Численные оценки для высоковольтных структур на основе SiC [10] дают следующие значения: $(\alpha_{T2})_L \approx 0.4 - 0.5$ и $(\alpha_{T2})_H \approx 0.90 - 0.95$. Полученные оценки свидетельствуют о возможности существенного влияния зависимости $\alpha_{T2}(j)$ на изменение величины левой части уравнения (1) с ростом тока.

Кроме того, используемая в ряде современных кремниевых приборов шунтировка второго эмиттерного перехода тиристорной структуры также делает актуальной учет зависимости $\gamma_2(j)$.

Далее представлена аналитическая теория критического заряда включения тиристора, в которой учтены физически обоснованные зависимости от тока параметров $\gamma_1(j)$, $j_2(j)$ и $\alpha_{T2}(j)$. Результаты аналитического расчета сравниваются с данными численного эксперимента, проведенного с помощью компьютерной программы „Исследование“ [11].

3. Аналитическое исследование задачи

Для аналитического исследования задачи мы воспользуемся методом заряда [12,13], который с успехом использовался для расчета параметров, характеризующих процесс включения тиристоров как на основе Si [5,12,13], так и на основе SiC [10,15]. При выводе соотношений модели мы будем придерживаться упомянутого выше правила, согласно которому обозначения γ_1 и α_{T1} используются для составного транзистора с тонкой, сильно легированной базой, а γ_2 и α_{T2} — для составного транзистора с толстой, слабо легированной базой.

В рамках метода заряда [12,13] уравнения, описывающие изменение заряда неосновных носителей заряда в узкой базе $Q_1 = q \int_0^{W_1} n_1(x) dx$ и заряда неосновных носителей заряда в широкой базе $Q_2 = q \int_0^{W_2} n_2(x) dx$ структуры, имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{dQ_1}{dt} &= - \left[(1 - \gamma_1)k_1 + \frac{1}{\tau_1} \right] Q_1 + \gamma_1 k_2 Q_2 + \gamma_1 (j_{k0} - j_{R1}), \\ \frac{dQ_2}{dt} &= \gamma_2 k_1 Q_1 - \left[(1 - \gamma_2)k_2 + \frac{1}{\tau_2} \right] Q_2 + \gamma_2 (j_{k0} - j_{R2}), \end{aligned} \quad (4)$$

где $k_1 = \frac{\alpha_{T1}}{(1-\alpha_{T1})\tau_1}$, $k_2 = \frac{\alpha_{T2}}{(1-\alpha_{T2})\tau_2}$, τ_1 и τ_2 — времена жизни неосновных носителей заряда в узкой и широкой базах соответственно, j_{k0} — плотность генерационного тока коллекторного перехода. Плотности тока j_{R1} и j_{R2} введены по аналогии с работой [1] следующим образом. Предполагается, что токи, протекающие через эмиттерные $p^+ - n$ - и $n^+ - p$ -переходы, представляют собой сумму диффузионного тока и избыточных токов j_{R1} и j_{R2}

соответственно, которые следует рассматривать либо как рекомбинационные токи, либо как токи утечки в шунт.

Начальные условия для системы уравнений (4) имеют вид

$$\begin{aligned} Q_1|_{t=0} &= Q_{10}, \\ Q_2|_{t=0} &= Q_{20}, \end{aligned} \quad (5)$$

где Q_{10} и Q_{20} — начальные заряды в узкой и широкой базах соответственно.

Величина полного тока, протекающего через структуру, выражается при этом через величины Q_1 и Q_2 следующим образом:

$$j = k_1 Q_1 + k_2 Q_2 + j_{k0}. \quad (6)$$

Уравнения (4) можно преобразовать с учетом следующих особенностей тиристорных структур. Во-первых, довольно большая ширина запрещенной зоны позволяет пренебречь генерационным током j_{k0} в правой части уравнений (4). Во-вторых, заметим, что в процессе изменения уровня инжекции от низкого к высокому в широкой базе структуры в ней происходит изменение времени жизни электронов τ_2 и коэффициента переноса α_{T2} , что приводит к монотонному возрастанию параметра k_2 . Так же, как и в [8], воспользуемся для описания изменения коэффициента k_2 следующей монотонно возрастающей аппроксимацией:

$$\begin{aligned} k_2 &= (k_2)_L \equiv \frac{(\alpha_{T2})_L}{(1 - (\alpha_{T2})_L)(\tau_2)_L}, \quad \text{при } Q_2 \leq Q_{2L}, \\ k_2 &= k_{2eff} - \frac{j_{Rk}}{Q_2}, \quad \text{при } Q_{2L} \leq Q_2 \leq Q_{2H}, \\ k_2 &= (k_2)_H \equiv \frac{(\alpha_{T2})_H}{(1 - (\alpha_{T2})_H)(\tau_2)_H}, \quad \text{при } Q_2 > Q_{2H}, \end{aligned} \quad (7)$$

где $k_{2eff} = \frac{(k_2)_H Q_{2H} - (k_2)_L Q_{2L}}{Q_{2H} - Q_{2L}}$, $j_{Rk} = \frac{((k_2)_H - (k_2)_L) Q_{2L} Q_{2H}}{Q_{2H} - Q_{2L}}$, $Q_{2L} = \xi q N_2 W_p$, $Q_{2H} = (1/\xi) q N_2 W_p$, ξ — малый параметр, определяющий уровень инжекции в широкой базе ($\xi \approx 0.1$). Отметим, что параметр k_{2eff} близок по величине к $(k_2)_H$. Действительно,

$$\begin{aligned} k_{2eff} &= \frac{(k_2)_H - (k_2)_L \xi^2}{1 - \xi^2} \\ &\approx (k_2)_H + [(k_2)_H - (k_2)_L] \xi^2 \approx (k_2)_H. \end{aligned} \quad (8)$$

Аналогичную аппроксимацию используем для описания изменения величины τ_2 :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau_2} &= \frac{1}{(\tau_2)_L}, \quad \text{при } Q_2 \leq Q_{2L}, \\ \frac{1}{\tau_2} &= \frac{1}{(\tau_2)_{eff}} + \frac{j_{R\tau}}{Q_2}, \quad \text{при } Q_{2L} \leq Q_2 \leq Q_{2H}, \\ \frac{1}{\tau_2} &= \frac{1}{(\tau_2)_H}, \quad \text{при } Q_2 > Q_{2H}, \end{aligned} \quad (9)$$

где Q_{2L} , Q_{2H} , ξ определены так же, как и выше, а

$$j_{R\tau} = \frac{((\tau_2)_H - (\tau_2)_L) Q_{2H} Q_{2L}}{(Q_{2H} - Q_{2L})(\tau_2)_H (\tau_2)_L} \text{ и } \frac{1}{(\tau_2)_{eff}} = \frac{\frac{Q_{2H}}{(\tau_2)_H} - \frac{Q_{2L}}{(\tau_2)_L}}{Q_{2H} - Q_{2L}}.$$

С учетом введенных аппроксимаций система уравнений (4) в интересующей нас области плотностей тока приобретает вид

$$\begin{aligned} \frac{dQ_1}{dt} &= - \left[(1 - \gamma_1) k_1 + \frac{1}{\tau_1} \right] Q_1 \\ &\quad + \gamma_1 k_{2eff} Q_2 - \gamma_1 j_{R1} - \gamma_1 j_{Rk}, \\ \frac{dQ_2}{dt} &= \gamma_2 k_1 Q_1 - \left[(1 - \gamma_2) k_{2eff} + \frac{1}{\tau_{2eff}} \right] Q_2 \\ &\quad - \gamma_2 j_{R2} - j_{R\tau} + (1 - \gamma_2) j_{Rk}. \end{aligned} \quad (10)$$

Решение системы уравнений (10) с граничными условиями (5) имеет вид [14]

$$\begin{aligned} Q_1 &= \frac{\lambda_1 - b_2}{a_2} C_1 \exp(\lambda_1 t) \\ &\quad + \frac{\lambda_2 - b_2}{a_2} C_2 \exp(\lambda_2 t) - \frac{b_2 d_1 - b_1 d_2}{b_2 a_1 - b_1 a_2}, \\ Q_2 &= C_1 \exp(\lambda_1 t) + C_2 \exp(\lambda_2 t) + \frac{a_2 d_1 - a_1 d_2}{b_2 a_1 - b_1 a_2}, \end{aligned} \quad (11)$$

где константы интегрирования C_1 и C_2 определяются начальными условиями

$$\begin{aligned} C_1 &= \frac{a_2}{\lambda_1 - \lambda_2} \left[Q_{10} + \frac{\lambda_1 - a_1}{a_2} Q_{20} + \frac{1}{\lambda_1} \left(d_1 + d_2 \frac{\lambda_1 - a_1}{a_2} \right) \right], \\ C_2 &= - \frac{a_2}{\lambda_1 - \lambda_2} \left[Q_{10} - \frac{\lambda_1 - b_2}{a_2} Q_{20} + \frac{1}{\lambda_2} \left(d_1 - d_2 \frac{\lambda_1 - b_2}{a_2} \right) \right], \end{aligned} \quad (12)$$

параметры a_1 , b_1 , a_2 , b_2 , d_1 , d_2 могут быть выражены в виде $a_1 = - \left[(1 - \gamma_1) k_1 + \frac{1}{\tau_1} \right]$,

$$b_1 = \gamma_1 k_{2eff}, \quad a_2 = \gamma_2 k_1,$$

$$b_2 = - \left[(1 - \gamma_2) k_{2eff} + \frac{1}{\tau_{2eff}} \right], \quad d_1 = -\gamma_1 (j_{Rk} + j_{R1}),$$

$d_2 = -j_{R\tau} - \gamma_2 j_{R2} + (1 - \gamma_2) j_{Rk}$, а величины λ_1 и λ_2 являются корнями характеристического уравнения системы (10), которое имеет вид

$$\lambda^2 - (a_1 + b_2)\lambda + a_1 b_2 - a_2 b_1 = 0. \quad (13)$$

При выполнении условия включения тиристора $\gamma_1 \alpha_{T1} + \gamma_2 \alpha_{T2} > 1$ свободный член в левой части уравнения (13) отрицателен: $a_1 b_2 - a_2 b_1 < 0$ [15]. В этом случае корни характеристического уравнения λ_1 и λ_2 являются действительными и имеют разные знаки. Примем для определенности, что $\lambda_1 > 0$, а $\lambda_2 < 0$. Подставляя значения λ_1 и λ_2 в (11), а затем полученные величины Q_1 и Q_2 в соотношение (6), легко показать, что существованию стационарного состояния, отвечающего классической концепции критического заряда, соответствует условие

$$C_1 = 0. \quad (14)$$

Учитывая, что $1/\lambda_1 \equiv \tau_r$ (здесь τ_r — постоянная нарастания тока при включении тиристора), из условия (14) получим условие возникновения критического состояния в тиристоре

$$Q_{10} + \chi Q_{20} = Q_{cr}, \quad (15)$$

где $\chi = \frac{\lambda_1 - a_1}{a_2}$ — коэффициент эффективности заряда, накопленного в широкой базе [1], а величина критического заряда Q_{cr} определяется следующим выражением:

$$Q_{cr} = \tau_r [\gamma_1 (j_{R1} + j_{Rk}) + \chi (j_{Rr} + \gamma_2 j_{R2} - (1 - \gamma_2) j_{Rk})]. \quad (16)$$

Полученное выражение позволяет определить величину критического заряда для всех известных режимов включения тиристорных структур. В случае, когда зашунтирован только эмиттерный переход составного транзистора с узкой базой ($j_{R1} \neq 0$, но $j_{R2} = 0$), собственные коэффициенты инжекции обоих эмиттерных переходов равны 1 ($\gamma_1 = \gamma_2 = 1$) и включение происходит при неизменных уровнях инжекции в обоих базовых слоях ($j_{Rk} = 0$ и $j_{Rr} = 0$); выражение (16) вырождается в известный результат, полученный в [1],

$$Q_{cr} = j_{R1} \tau_r. \quad (17)$$

Рассмотрим теперь случай, когда утечка в обоих эмиттерных переходах отсутствует ($j_{R1} = 0$ и $j_{R2} = 0$), коэффициент инжекции эмиттера составного транзистора с широкой базой равен 1 ($\gamma_2 = 1$), но коэффициент инжекции эмиттера транзистора с узкой базой меньше 1 настолько, что для включения тиристора необходим переход к среднему уровню инжекции в широкой базе ($j_{Rk} \neq 0$ и $j_{Rr} \neq 0$). Величина критического заряда в этом случае практически совпадает с результатом, полученным в работе [8]:

$$Q_{cr} = \tau_r [\gamma_1 j_{Rk} + \chi j_{Rr}]. \quad (18)$$

Отличие соотношения (18) от аналогичной формулы из работы [8] обусловлено учетом изменения времени жизни носителей заряда в широкой базе при переходе к среднему уровню инжекции.

Из соотношения (16) следует, что эффективность факторов, определяющих величину критического заряда, сильно зависит от того, в какой из базовых областей проявляется их действие. Например, факторы, обусловленные утечкой в эмиттере транзистора с широкой базой и изменением в ней времени жизни носителей с ростом уровня инжекции, оказываются в χ раз менее эффективными, чем факторы, связанные с утечкой в эмиттере транзистора с узкой базой и с током j_{Rk} .

Зависимость Q_{cr} от γ_1 и γ_2 , описываемая соотношением (16), на первый взгляд кажется парадоксальной. Дело в том, что простые качественные соображения показывают, что с ростом γ_1 и γ_2 величина Q_{cr} должна уменьшаться, однако из формулы (16) формально следует, что Q_{cr} растёт с ростом γ_1 и γ_2 . На самом деле никакого противоречия в соотношении (16) не

содержится, поскольку постоянная нарастания тока при включении тиристора τ_r также зависит от γ_1 и γ_2 . Воспользовавшись выражениями для τ_r из работы [10], легко получить $dQ_{cr}/d\gamma_1 < 0$ и $dQ_{cr}/d\gamma_2 < 0$, что полностью соответствует результатам простого качественного рассмотрения.

Отметим, наконец, что соотношение (16) имеет общий вид и описывает величину критического заряда как в тиристорах на основе Si, так и в тиристорах на основе SiC. Следует просто учитывать, что в кремниевых тиристорах обычно широкая база оказывается n -типа, а узкая — p -типа. При этом все величины с индексом 1 характеризуют свойства неосновных электронов в узкой базе p -типа, а величины с индексом 2 определяют свойства неосновных дырок в широкой базе n -типа.

Карбид-кремниевые тиристоры отличаются тем, что у них широкая база оказывается p -типа, а узкая — n -типа. Поэтому при использовании соотношения (16) следует иметь в виду, что величины с индексом 1 характеризуют свойства неосновных дырок в узкой базе n -типа, а величины с индексом 2 определяют свойства неосновных электронов в широкой базе p -типа карбид-кремниевых тиристоров.

4. Результаты численного моделирования

Для подтверждения результатов аналитического рассмотрения был проведен численный эксперимент с помощью программы „Исследование“. Ранее эта программа с успехом использовалась для анализа статических и динамических характеристик как кремниевых [11,16–19], так и карбид-кремниевых [7,8,10–13,15,20] многослойных структур.

При численном исследовании задачи основное внимание было уделено анализу особенностей новой модели критического заряда включения тиристоров, предсказанных аналитически. Поскольку применимость новой модели к тиристорам на основе SiC уже была продемонстрирована в работе [8], обратимся теперь к кремниевому $n^+ - p - n^0 - p^+$ -тиристор, в котором сумма коэффициентов переноса через базовые слои не превышает 1. Мы специально выбрали тиристорную структуру с таким сочетанием коэффициентов переноса, поскольку исследование особенностей его включения позволит продемонстрировать эффективность нового механизма формирования критического заряда. В самом деле, согласно работе [1], в которой α_{T1} и α_{T2} считаются константами, такой тиристор не должен включаться, поскольку даже в случае $\gamma_1 = 1$ и $\gamma_2 = 1$ сумма коэффициентов передачи оказывается меньше 1, т.е. $\gamma_1 \alpha_{T1} + \gamma_2 \alpha_{T2} < 1$ и не выполняется условие включения (2). Напротив, согласно данной работе, новый механизм формирования критического заряда способен обеспечить выполнение условия (2), в результате чего тиристор включится. Отметим, что необходимое для этого увеличение α_{T2}

оказывается обусловленным изменением уровня инжекции носителей заряда в широкой n^0 -базе от низкого к высокому, что может быть легко выявлено при численном исследовании процесса включения структуры.

Схематически структура тиристора изображена на рис. 1. На этом же рисунке приведены основные параметры слоев структуры. Характеристики глубокого уровня, регулирующего время жизни носителей в n^0 -базе, были выбраны равными $\tau_{p0} = 0.1$ мкс, $\tau_{n0} = 4.9$ мкс, $n_1 = p_1 = n_i$.

Расчет с учетом указанных выше эффектов свидетельствует, что при низком уровне инжекции носителей заряда в обоих базовых слоях структуры сумма коэффициентов переноса носителей заряда через слои $\alpha_{T1} + \alpha_{T2} = 0.95 < 1$. Как уже было отмечено выше, такой тиристор не может быть включен в рамках представлений, развитых в работе [1]. Результаты численного расчета показывают тем не менее, что рассматриваемая тиристорная структура может быть включена, однако этап экспоненциального роста тока начинается лишь тогда, когда в широком базовом слое структуры происходит переход от низкого уровня инжекции носителей заряда к среднему. Это с очевидностью подтверждают распределения электронов (точечные линии) и дырок (пунктирные линии), представленные на том же рис. 1. Рассчитанные распределения носителей заряда полностью соответствуют выводам аналитической модели, описанной в предыдущем разделе.

Таким образом, численный эксперимент подтверждает существование нового механизма формирования критического заряда, обусловленного зависимостью $\alpha_{T2}(j)$ при изменении уровня инжекции носителей заряда в широком, слабо легированном базовом слое структуры.

На рис. 2 представлена рассчитанная зависимость плотности критического заряда включения тиристора от эффективного сопротивления шунтировки $n^+ - p$ -эмиттерного перехода (при расчете принималось, что

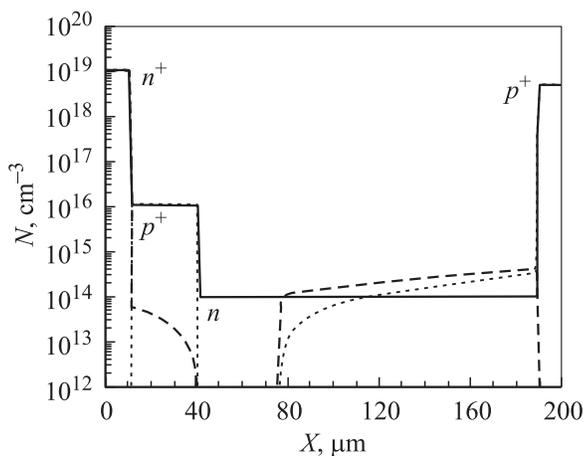


Рис. 1. Распределение носителей заряда на этапе экспоненциального роста тока через тиристорную структуру. Пунктирные линии соответствуют распределению электронов, а точки — распределению дырок. Сплошные линии описывают распределение легирующих примесей в исследуемой структуре.

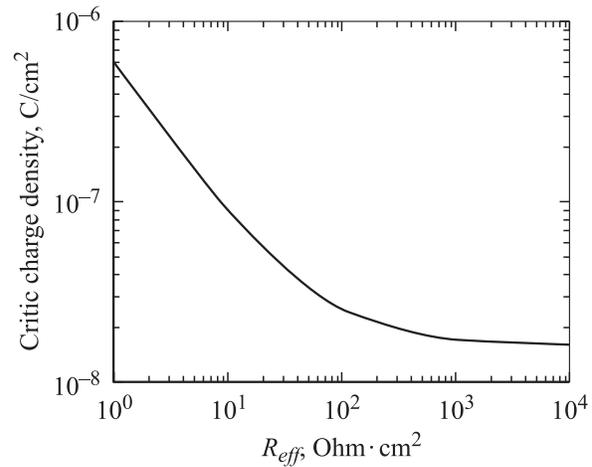


Рис. 2. Зависимость плотности критического заряда включения тиристора от величины эффективной шунтировки $n^+ - p$ -эмиттерного перехода.

у $p^+ - n$ -эмиттерного перехода шунтировка отсутствует). Приведенная на рисунке зависимость насыщается с ростом R_{eff} на уровне $1.7 \cdot 10^{-8}$ Кл/см², что находится в полном согласии с соотношением (16). Отметим, что для уваровского механизма формирования критического заряда [1] предельное, насыщенное значение критического заряда, обусловленное рекомбинацией в области пространственного заряда эмиттерного перехода, оказывается более чем на 2 порядка меньшим по величине и не превышает 10^{-10} Кл/см².

5. Заключение

В результате проведенного исследования продемонстрировано существование нового механизма формирования критического заряда включения тиристорных структур, обусловленного переходом от низкого уровня инжекции носителей заряда в слабо легированной базе тиристора к высокому. Предложенный механизм дополняет известный ранее механизм формирования критического заряда, связанный с утечкой носителей заряда в эмиттерном переходе тиристора [1]. Фактически объединение этих двух механизмов формирования Q_{cr} позволяет распространить концепцию критического заряда на область больших плотностей тока включения тиристора и тем самым способствует общности такой концепции, которая оказывается чрезвычайно полезной для описания динамических процессов как в карбид-кремниевых, так и в кремниевых тиристорах.

Получены соотношения, позволяющие определить величину критического заряда в современных тиристорных структурах с учетом всех известных факторов, оказывающих влияние на формирование Q_{cr} . Справедливость аналитической модели подтверждена с помощью численного эксперимента.

Авторы благодарны М.Е. Левинштейну за обсуждение работы и сделанные полезные замечания.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 02-02-16496).

Список литературы

- [1] А.И. Уваров. В сб.: *Физика электронно-дырочных переходов и полупроводниковых приборов* (Л., Наука, 1969) с. 151.
- [2] А.И. Уваров. В сб.: *Физика электронно-дырочных переходов и полупроводниковых приборов* (Л., Наука, 1969) с. 194.
- [3] Р.Э. Аязян, А.В. Горбатьюк, А.И. Паламарчук. РЭ, **23**, 1039 (1978).
- [4] А.В. Горбатьюк. ФТП, **14**, 1464 (1980).
- [5] В.А. Кузьмин, В.Я. Павлик, С.Ф. Пашуканис, А.Г. Тандоев. Электротехника, **11**, 47 (1984).
- [6] М.Е. Levinshtein, J.W. Palmour, S.L. Rummyantsev, R. Singh. IEEE Trans. Electron. Dev., **45**, 307 (1998).
- [7] М.Е. Levinshtein, P.A. Ivanov, T.T. Mnatsakanov, S.N. Yurkov, A.K. Agarwal, J.W. Palmour. Sol. St. Electron., **47**, 699 (2003).
- [8] T.T. Mnatsakanov, S.N. Yurkov, M.E. Levinshtein, A.G. Tandoev, A.K. Agarwal, J.W. Palmour. Sol. St. Electron., **47**, 1581 (2003).
- [9] А. Блихер. *Физика тиристоров* (Л. Энергоиздат, 1981). [Пер. с англ.: A. Blicher. *Thyristor Physics* (N. Y.–Heidelberg–Berlin, Springer Verlag, 1976)].
- [10] T.T. Mnatsakanov, M.E. Levinshtein, S.N. Yurkov, P.A. Ivanov, A.G. Tandoev, J.W. Palmour, A.K. Agarwal. Sol. St. Electron., **46**, 525 (2002).
- [11] T.T. Mnatsakanov, I.L. Rostovtsev, N.I. Philatov. Sol. St. Electron., **30**, 579 (1987).
- [12] R.L. Davies, J. Petruzella. Proc. IEEE, **55**, 1318 (1967).
- [13] В. Герлах. *Тиристоры* (М., Энергоатомиздат, 1985). [Пер. с нем.: W. Gerlach. *Thyristoren* (Heidelberg, Springer Verlag, 1981)].
- [14] Э. Камке. *Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям* (М., Наука, 1976). [Пер. с нем.: E. Kamke. *Differential Gleichungen* (Leipzig, 1959)].
- [15] М.Е. Levinshtein, T.T. Mnatsakanov, P.A. Ivanov, A.K. Agarwal, J.W. Palmour, S.L. Rummyantsev, A.G. Tandoev, S.N. Yurkov. Sol. St. Electron., **45**, 453 (2001).
- [16] М.Е. Levinshtein, T.T. Mnatsakanov, S.N. Yurkov, P.A. Ivanov, A.G. Tandoev, A.K. Agarwal, J.W. Palmour. Sol. St. Electron., **46**, 1953 (2002).
- [17] T.T. Мнацаканов, И.Л. Ростовцев, Н.И. Филатов. РЭ, **37**, 296 (1992).
- [18] T.T. Mnatsakanov, D. Schröder, A. Schlogl. Sol. St. Electron., **42**, 153 (1998).
- [19] A. Schlogl, T.T. Mnatsakanov, H. Kuhn, D. Schröder. IEEE Trans. Power Electron., **15**, 1267 (2000).
- [20] T.T. Mnatsakanov, M.E. Levinshtein, P.A. Ivanov, J.W. Palmour, A.G. Tandoev, S.N. Yurkov. J. Appl. Phys., **93**, 1095 (2003).

Редактор Л.В. Беляков

A new physical mechanism for the thyristor critical charge formation

T.T. Mnatsakanov, S.N. Yurkov, A.G. Tandoev

All-Russian Electrotechnical Institute,
111250 Moscow, Russia

Abstract Existence of a new mechanism of the critical charge Q_{cr} formation in thyristor structures has been demonstrated. A new analytical model valid for description of modern thyristor structures based on both Si and SiC has been developed. The validity of the analytical model has been confirmed by the computer simulation.