

УДК 621.382

Стойкость к эффекту du/dt силовых запираемых тиристоров

П. Г. Дерменжи

ГУП "Всероссийский электротехнический институт им. В. И. Ленина", Москва, Россия

Из-за отсутствия технологической шунтировки катодных эмиттерных $p-n$ -переходов высокая стойкость силовых запираемых тиристоров (СЗТ) к эффекту du/dt обеспечивается путем внешнего шунтирования указанных переходов резистором R_G с приложением (иногда без приложения) обратного напряжения U_{RG} . Получено аналитическое выражение, позволяющее рассчитать максимально допустимое значение R_G в зависимости от U_{RG} и требуемой стойкости к эффекту du/dt при известных значениях электрофизических и конструктивных параметров $p-n-p-n$ -структур СЗТ.

Наиболее обширные исследования в области физики СЗТ пришлось на 60-е и 70-е гг. [1], а наиболее бурное развитие самих СЗТ и преобразователей на их основе — на 80-е [2] и отчасти на 90-е гг. прошлого века. В последние годы СЗТ все активнее вытесняются мощными IGBT модульного и таблеточного исполнений. Например, в работе [3] прогнозировалось, что в ближайшие несколько лет IGBT вытеснят СЗТ из большинства приводов электроподвижного состава, питающихся от сетей постоянного тока с напряжением от 600 до 1500 В, а в перспективе — и от сетей с напряжением 3000 В. Однако в этой же работе прогнозировалось, что в обозримом будущем в приводах локомотивов для высокоскоростных дорог и грузовых перевозок, питающихся от сетей с напряжением 25 кВ, будут по-прежнему применяться мощные СЗТ.

О том, что в обозримой перспективе мощные СЗТ сохранят свою значимость, свидетельствуют и сообщения ведущих фирм о новых разработках супермощных приборов. Например, в [4] сообщается о создании фирмой Mitsubishi Electric СЗТ типа FG6000AU-120D на импульсный запираемый ток 6000 А и повторяющееся напряжение 6000 В. Весьма перспективной разновидностью СЗТ являются так называемые тиристоры, коммутируемые по управляющему электроду [4–6]. Эти приборы отличаются от традиционных СЗТ более "тонкой" технологией катодного эмиттера, чрезвычайно малой паразитной индуктивностью цепи управления (единицы наногенри) и встроенным в единый модуль блоком управления.

Несмотря на многочисленные публикации по СЗТ, до настоящего времени отсутствуют работы, посвященные анализу их стойкости к эффекту du/dt . В информационных материалах на конкретные типы СЗТ зачастую указывается, что критическая скорость нарастания напряжения в закрытом состоянии $(du/dt)_{cr}$ равна или превышает 1000 В/мкс. При этом, как правило, оговаривается, что обратное напряжение на управляющем электроде U_{RG} равно 2 В (иногда 5 В), но не указывается соответствующее максимально допустимое значение сопротивления R_G в этой цепи.

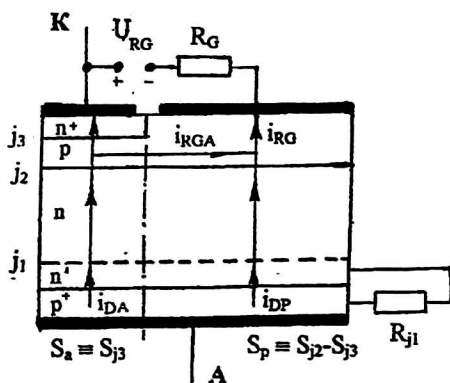
Модель кремниевой структуры СЗТ

Дискретные катодные эмиттерные ячейки современных СЗТ, окруженные со всех сторон управляющим электродом, имеют ширину W_{ce} около 100–200 мкм. В то же время сопротивление растекания p -базы R_{spb} даже при мак-

симально допустимой температуре структуры $T_{j\max}$, обычно равной 125 °С, не превышает примерно 400—500 Ом/□. При этих значениях W_{ce} и R_{spb} и плотностях тока, характерных для эффекта du/dt (единицы ампер на квадратный сантиметр или даже меньше), вполне можно пренебречь падением напряжения в p -базе по ширине каждой катодной ячейки.

Все дискретные катодные ячейки, объединенные общим катодным электродом, можно представить одной сплошной активной областью, имеющей площадь S_a , как показано на рис. 1. Сопротивление растекания p -базы этой области считаем, таким образом, равным нулю. Аналогично всю "пассивную" односвязную часть базового p -слоя, объединенную разветвленным управляющим электродом, представляем в виде сплошной пассивной области площадью S_p .

Рис. 1. Модель кремниевой структуры СЗТ для расчетов $(dU/dt)_{cr}$



Большинство современных СЗТ являются асимметричными и, как правило, содержат в n -базе на границе с анодным переходом так называемый буферный n -слой (см. рис. 1). Уровень легирования этого слоя донорной примесью выше уровня легирования n -базы. При этом используется дискретная технологическая шунтировка анодного эмиттерного перехода j_1 , что условно изображено на рис. 1 резистором R_{j1} . Более раннее поколение асимметричных СЗТ не содержало буферного n -слоя в n -базе. Для их описания достаточно положить, что толщина буферного n -слоя W_n равна нулю.

В настоящее время, кроме асимметричных, выпускаются и симметричные (по напряжению) СЗТ, которые используются в инверторах тока. Для их описания достаточно в модели, изображенной на рис. 1, принять $W_n = 0$ и $R_{j1} \rightarrow \infty$.

Между управляющим электродом СЗТ и катодом в общем случае подключены резистор R_G и источник обратного напряжения U_{RG} (см. рис. 1).

Кроме сказанного, будем считать справедливыми следующие допущения:

1. Коэффициенты инжекции катодного перехода γ_3 и анодного γ_1 переходов (при отсутствии его технологической шунтировки) равны 1.
2. Продольный (вдоль плоскости p — n -переходов) ток в n -базе из активной в пассивную область кремниевой структуры СЗТ пренебрежимо мал.
3. Продольный ток $i_{RGA}(t)$ в базовом p -слое (см. рис. 1) может изменить направление на противоположное, показанному в течение определенного интервала времени, если $i_{DP}(t)R_G > U_{RG}$.
4. Обратный ток коллекторного перехода j_2 пренебрежимо мал по сравнению с его емкостным током.
5. Лавинное умножение электронов и дырок в области пространственного заряда (ОПЗ) коллекторного перехода отсутствует.
6. Вследствие модуляции толщин базовых областей их коэффициенты переноса зависят от прикладываемого к коллекторному переходу напряжения.

При подаче на СЗТ импульса анодного напряжения с амплитудой U_D , нарастающей со скоростью $(du_D/dt)_{cr}$, коэффициенты переноса электронов через p -базу β_p и дырок через n -базу β_n скачкообразно нарастают до значений, соответствующих эффективным толщинам этих баз W_p^* и W_n^* при напряжении на коллекторном переходе, равном U_D .

7. Сопротивление дискретной технологической шунтировки анодного перехода j_1 (при ее наличии) заменяется эквивалентным сопротивлением омических утечек R_{j1} , непрерывно распределенных по площади перехода j_1 .

Обоснование практически всех этих допущений применительно к обычным тиристорам, не выключаемым по цепи управления, можно найти в работах [7, 8], и мы на них здесь останавливаться не будем.

Вывод соотношения для расчетов $(du_D/dt)_{cr}$

Как и в работах [7, 8], вывод указанного соотношения проводится путем решения нестационарных уравнений непрерывности для электронов в p -базе и дырок в n -базе. Начальные условия для обеих баз принимаются равными нулю, а в качестве граничных используются следующие условия (см. рис. 1):

$$p(w_n^*, t) = n(w_p^*, t) = 0;$$

$$i_D(t) = i_{j1}(t) = i_{DA}(t) + i_{DP}(t);$$

$$i_D(t) = i_{j2}(t) = [i_{DA}(t) + i_{DP}(t)] \beta_n(t) + i_{j3}(t) \beta_p(t) + i_{c2}(t);$$

$$i_D(t) = i_{j3}(t) + i_{RG}(t),$$

где $p(w_n^*, t)$ и $n(w_p^*, t)$ — концентрации, соответственно, дырок в n -базе и электронов в p -базе на границах этих баз с ОПЗ коллекторного перехода;

$i_D(t)$ — полный ток через кремниевую структуру СЗТ;

$i_{j1}(t)$, $i_{j2}(t)$ и $i_{j3}(t)$ — токи через анодный, коллекторный и катодный переходы, соответственно;

$\beta_p(t)$ и $\beta_n(t)$ — нестационарные коэффициенты переноса электронов через p -базу и дырок через n -базу, соответственно;

$i_{c2}(t)$ — емкостный ток коллекторного перехода в период нарастания импульса анодного напряжения со скоростью du_D/dt .

$$i_{c2} = (S_a + S_p) C_{j2}(u) (du_D/dt);$$

$C_{j2}(u)$ — зависящая от напряжения удельная барьерная емкость коллекторного перехода.

Кроме перечисленных, используется дополнительное условие, связывающее напряжение на катодном переходе $U_{j3}(t)$ с обратным током $i_{RG}(t)$, протекающим по цепи управления (см. рис. 1):

$$U_{j3}(t) = i_{RG}(t) R_G - U_{RG}.$$

Из решения операционным методом нестационарных уравнений непрерывности для электронов в p -базе и дырок в n -базе с учетом перечисленных начальных и граничных условий находится изображение по Лапласу-Карсону тока $i_D(t)$. Знаменатель этого изображения имеет бесконечное множество отрицательных корней и только один единственный положительный корень τ_n , который определяется из уравнения

$$\bar{\beta}_p(\tau_n) + \bar{\beta}_n(\tau_n) = 1, \tag{1}$$

где $\bar{\beta}_p$ и $\bar{\beta}_n$ — изображения по Лапласу-Карсону, соответственно, $\beta_p(t)$ и $\beta_n(t)$.

При переходе к оригиналам ток $i_D(t)$ описывается бесконечным рядом экспоненциальных членов, однако только одно слагаемое экспоненциально нарастает с постоянной времени τ_H . Критическая скорость нарастания напряжения в закрытом состоянии $(du_D/dt)_{cr}$ определяется из условия, что числитель этого слагаемого равен нулю. В противном случае произойдет включение СЗТ. Полученное описанным способом выражение для расчета $(du_D/dt)_{cr}$ имеет вид:

$$\left(\frac{du_D}{dt}\right)_{cr} \int_0^{t_0} c_{j2}(u) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) dt = \frac{\beta_p(\tau_H)\tau_H}{S_a + S_p} \left(\frac{U_{j3cr} + U_{RG}}{R_G} + \frac{U_{j1cr}}{r_{j1}} S_a\right), \quad (2)$$

где t_0 — длительность переднего фронта импульса напряжения с амплитудой U_D :

$$t_0 = U_D / (du_D/dt)_{cr};$$

r_{j1} — удельное эквивалентное сопротивление технологической шунтировки анодного перехода (Ом·см²);

U_{j1cr} и U_{j3cr} — критические значения напряжения на анодном и катодном переходах, соответствующие выполнению критического условия включения тиристорной структуры.

Удельное эквивалентное сопротивление r_{j1} в соответствии с [8] может быть рассчитано по формуле

$$r_{j1} \cong 0,5 R_{sn} l_{sh}^2 \left[\ln(l_{sh}/d_{sh}) - 0,5 + 0,5(d_{sh}/l_{sh})^2 \right],$$

где l_{sh} — расстояние между центрами соседних технологических шунтов;

d_{sh} — диаметр технологических шунтов анодного перехода;

R_{sn} — сопротивление растекания n -базы (с учетом n' -слоя при его наличии и с учетом модуляции толщины n -базы при напряжении U_D).

V_{j1cr} и V_{j3cr} рассчитываются путем решения следующей системы уравнений:

$$\exp\left(\frac{qU_{j3cr}}{kT}\right) = \frac{1}{\beta_{p0} J_{sj3}} \left[J_{sj1} \exp\left(\frac{qU_{j1cr}}{kT}\right) (1 - \beta_{n0}) + \frac{U_{j1cr}}{r_{j1}} \right]; \quad (3)$$

$$\frac{U_{j3cr} + U_{RG}}{R_G} = S_a \left[J_{sj1} \exp\left(\frac{qU_{j1cr}}{kT}\right) + \frac{U_{j1cr}}{r_{j1}} - J_{sj3} \exp\left(\frac{qU_{j3cr}}{kT}\right) \right], \quad (4)$$

где J_{sj1} и J_{sj3} — плотности дырочного тока насыщения анодного перехода и электронного тока насыщения катодного перехода, соответственно;

β_{p0} и β_{n0} — стационарные коэффициенты переноса электронов через p -базу и дырок через n -базу, соответственно. Остальные обозначения — общепринятые.

Примеры расчетов $(du_D/dt)_{cr}$

Рассмотрим СЗТ на повторяющийся импульсный запираемый ток $I_{TORM} = 1250$ А и повторяющееся напряжение в закрытом состоянии $U_{DRM} = 2400$ В. Такие СЗТ изготавливаются на основе кремниевых пластин диаметром 56 мм. Удельное сопротивление исходного кремния $\rho_n \cong 100$ Ом·см. Активная площадь $S_a \cong 5$ см² и пассивная площадь $S_p \cong 19,6$ см².

Положим, что в случае как асимметричного, так и симметричного СЗТ параметры катодного n^+ -слоя и базового p -слоя одинаковы, а именно (рис. 2, а):

- поверхностные концентрации фосфора в n^+ -слое $N_{SP} \cong 1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, галлия в базовом p -слое $N_{SGa} \cong 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и алюминия в базовом p -слое $N_{SAI} \cong 1,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; максимальная результирующая концентрация акцепторов в p -базе $N_{am} \cong 7,8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$;

- глубины залегания катодного перехода $x_{j3} \cong 22 \text{ мкм}$ и коллекторного перехода $x_{j2} \cong 85 \text{ мкм}$;

- в точке x_{Ga} концентрация галлия N_{Ga} равна концентрации алюминия N_{Al} , причем $N_{Ga} = N_{Al} \cong 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $x_{Ga} \cong 37 \text{ мкм}$.

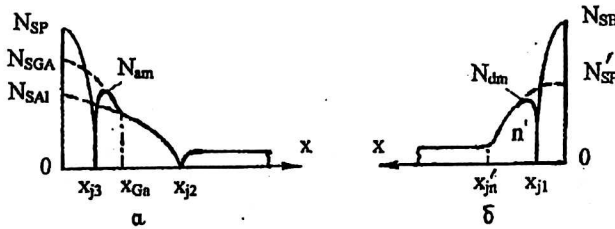


Рис. 2. Распределение легирующих примесей:

а — в катодном эмиттере и базовом p -слое СЗТ;

б — в анодном эмиттере и буферном n' -слое асимметричных СЗТ

По действующим стандартам $(du_D/dt)_{cr}$ измеряется при $U_D = 2/3 U_{DRM}$, т. е. в нашем случае при $U_D = 1600 \text{ В}$. При этом значении U_D толщина слоя ОПЗ коллекторного перехода в p -базе $x_p \cong 23,2 \text{ мкм}$, а эффективная толщина p -базы $W_p^* \cong x_{j2} - x_{j3} - x_p \cong 39,8 \text{ мкм}$. Усреднение по толщине эффективной p -базы значения встроенного электрического поля E_{p0} , коэффициента диффузии D_n и времени жизни электронов τ_n равны, соответственно, $35,4 \text{ В/см}$, $31 \text{ см}^2/\text{с}$ и $1,0 \text{ мкс}$.

Значения β_{p0} и J_{sj3} рассчитываются по известным формулам [9]:

$$\beta_{p0} = \exp \eta'_p / [\text{ch} \eta'_p + (\eta_p / \eta'_p) \text{sh} \eta'_p]; \quad (5)$$

$$J_{sj3} = (q D_n n_p / W_p^*) (n_p + \eta'_p \text{cth} \eta'_p); \quad (6)$$

где

$$\eta_p = W_p^* / L_{ndr}; \quad L_{ndr} = 2kT / (qE_{p0}); \quad \eta'_p = \frac{W_p^*}{L_n} \sqrt{1 + \left(\frac{L_n}{L_{ndr}} \right)^2};$$

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n}; \quad n_p \cong n_i^2 / N_{am}.$$

Симметричный СЗТ

В этом случае буферный n' -слой в n -базе и технологическая шунтировка анодного перехода отсутствуют. Параметры анодного слоя аналогичны параметрам базового p -слоя (см. рис. 2, а). Толщина n -базы W_n и время жизни дырок τ_p в этой базе для исследуемых СЗТ, рассчитанные в соответствии с [8, 9], равны примерно 330 мкм и 8 мкс , соответственно. При $U_D = 1600 \text{ В}$ толщина слоя ОПЗ коллекторного перехода в n -базе $x_n \cong 197,4 \text{ мкм}$ и, следовательно, $W_n^* = W_n - x_n \cong 132,6 \text{ мкм}$.

Выражение для $\bar{\beta}_p(\tau_n)$ в любом из рассматриваемых случаев имеет вид, совпадающий с (5) с той лишь разницей, что теперь

$$\eta'_p \equiv \eta'_p(\tau) = \left(W_p^*/L_n \right) \sqrt{ \left(L_n/L_{ndr} \right)^2 + 1 + \tau_n/\tau_n }.$$

Выражение для $\beta_n(\tau_n)$ имеет вид

$$\beta_n(\tau_n) = \text{sch} \left[\left(W_n^*/L_p \right) \sqrt{ 1 + \tau_p/\tau_n } \right], \quad L_p = \sqrt{ D_p \tau_p }. \quad (7)$$

J_{sj1} рассчитывается по формуле

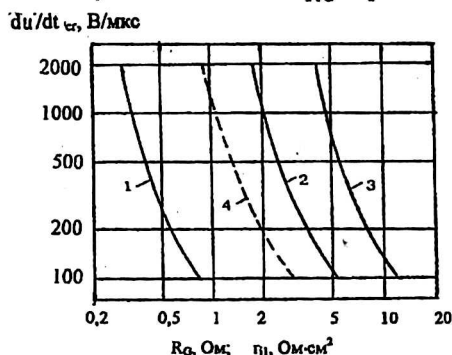
$$J_{sj1} = \left(q D_p p_n / W_n^* \right) \text{cth} \left(W_n^*/L_p \right),$$

а β_{n0} — по формуле (7) с подстановкой $\tau_n \rightarrow \infty$.

Интеграл в левой части (2) зависит от ρ_n и от диффузионного профиля алюминия. При расчетах было принято, что диффузионный профиль Al, как и других легирующих примесей, описывается функцией Гаусса. Интеграл в левой части (2) рассчитывался также в предположении, что коллекторный переход является резким и несимметричным [8].

Расчетные зависимости $(du_D/dt)_{cr}$ от R_G при трех значениях U_{RG} приведены на рис. 3. Видно, что $(du_D/dt)_{cr}$ весьма резко зависит от R_G и при уменьшении R_G примерно в три раза (при любом значении U_{RG}) возрастает от 100 до 2000 В/мкс. Причем R_G существенно возрастает с увеличением U_{RG} при заданном значении $(du_D/dt)_{cr}$.

Рис. 3. Расчетные зависимости $(dU/dt)_{cr}$ симметричных СЗТ от R_G (сплошные кривые) и асимметричных СЗТ от r_{j1} (пунктирная кривая):
1 и 4 — $U_{RG} = 0$ В; 2 — $U_{RG} = 2$ В; 3 — $U_{RG} = 5$ В



Асимметричный СЗТ

Параметры катодного n^+ -слоя и базового p -слоя такие же, как и в предыдущем случае. Поверхностные концентрации (см. рис. 2, б) бора N_{SB} в анодном p^+ -слое и фосфора N_{SP} в n' -слое примерно равны $5 \cdot 10^{18}$ и $1 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$, соответственно. Глубины залегания анодного перехода x_{j1} и n' - n -перехода x'_{jn} равны примерно 15 и 35 мкм, соответственно (координата x'_{jn} соответствует точке, в которой концентрация доноров в n -базе после формирования n' -слоя удваивается). Максимальная результирующая концентрация доноров в n' -слое $N_{dm} \approx 4,1 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$. Толщина n -базы W_n равна 250 мкм, а толщина всей кремниевой структуры $W_{Si} \approx 370$ мкм (в предыдущем случае она равнялась 500 мкм). Время жизни дырок в n -базе $\tau_p \approx 5$ мкс, а в n' -слое $\tau'_p \approx 1$ мкс.

Параметры шунтировки анодного перехода: $d_{sh} \approx 0,15$ мм и $l_{sh} \approx 0,5$ мм.

При $U_d = 1600$ В ОПЗ коллекторного перехода не доходит до n' -слоя. Толщина немодулированной части n -базы $W_n^* \approx 52,6$ мкм. Удельное сопро-

тивление технологической шунтировки анодного перехода $r_{j1} \cong 0,89 \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ (с учетом n' -слоя и немодулированной части n -базы).

Коэффициент переноса дырок через n' -слой β'_{n0} и его изображение по Лапласу-Карсону описываются формулами, аналогичными соответствующим формулам для p -базы с заменой всюду индекса n на индекс p ; J_{sj1} тоже рассчитывается по формуле, аналогичной (6).

С учетом n' -слоя и электронейтральной части n -базы при расчетах U_{j1cr} и U_{j3cr} по формулам (3), (4) и τ_n — по формуле (1) вместо β_{n0} и $\bar{\beta}_n(\tau_n)$ подставляются произведения $\beta_{n0} \beta'_{n0}$ и $\bar{\beta}_n(\tau_n) \beta'_n(\tau_n)$, соответственно.

На рис. 3 представлена расчетная зависимость $(dU_D/dt)_{cr}$ от r_{j1} при условии, что $R_G \rightarrow \infty$. Видно, что принятые выше значения параметров шунтировки анодного перехода, когда $r_{j1} \cong 0,89 \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$, обеспечивают значения $(dU_D/dt)_{cr}$, превышающие 2000 В/мкс даже при $R_G \rightarrow \infty$. Однако обеспечение высоких значений $(dU_D/dt)_{cr}$ при наличии n' -слоя и шунтировке анодного перехода еще не означает, что можно отказаться от резистора R_G и источника напряжения U_{RG} (см. рис. 1). Обусловлено это следующим. В СЗТ значения β_{p0} близки к 1 (в рассматриваемом случае $\beta_{p0} \cong 0,94$) и при $U_D = U_{DRM}$ произведение $\beta_{p0} M_n$, где M_n — коэффициент умножения электронов в ОПЗ коллекторного перехода, превышает 1. Это означает, что при $U_{RG} = 0$ и $R_G \rightarrow \infty$ напряжение пробоя составляющего n^+p-n -транзистора $U_{(BR)npn}$ меньше U_{DRM} . В то же время для СЗТ с $U_{DRM} = 2400 \text{ В}$ с запасом в 10% $U_{(BR)npn}$ должно быть не меньше 2640 В. Расчетные значения R_G , при которых обеспечивается указанное значение $U_{(BR)npn}$, равны примерно 2,6; 33,4 и 81,3 Ом при $U_{RG} = 0,2$ и 5 В, соответственно.

Литература

1. Грехов И. В., Линийчук И. А. Тиристоры, выключаемые током управления. — Л.: Энергоиздат, 1982.
2. Дерменжи П. Г., Приходько А. И., Потанчук В. Б. Силовые запираемые тиристоры за рубежом //Электротехническая пром-сть. Сер. 05. Полупроводниковые силовые приборы и преобразователи на их основе: Обзор. информ. 1987. Вып. 4 (14). С. 1—68.
3. White R. D. GTO and IGBT traction three phase inverter drives//Proc. of Power Electronics and Variable Speed Drives Conference. — London, 21—23 September. 1998. P. 358—362.
4. Mitsubishi Electric: Seminar materials. — Moscow, Russia. 1998. March 17—18. Part II.
5. ABB, Short form catalogue "High power semiconductors", 2001.
6. Surma A. M., Prikhodko A. I., Poczovsky S. V. Fast high power switch-emitter commutated thyristor: Proc. of Power Electronics and Variable Speed Drives Conference. — London, 1998. 21—23 September. P. 242—245.
7. Боронин К. Д., Дерменжи П. Г. Взаимосвязь стойкости $p-n-p-n$ -структур к эффекту du/dt с их параметрами и величиной предварительного смещения прямой и обратной полярности//Радиотехника и электроника. 1973. № 10. С. 2123—2132.
8. Расчет силовых полупроводниковых приборов/П. Г. Дерменжи, В. А. Кузьмин, Н. Н. Крюкова и др./Под ред. В. А. Кузьмина. — М.: Энергия, 1980.
9. Моделирование и автоматизация проектирования силовых полупроводниковых приборов/В. П. Григоренко, П. Г. Дерменжи, В. А. Кузьмин, Т. Т. Мнацканов/Под ред. В. А. Кузьмина. — М.: Энергоатомиздат, 1988.

GTO thyristors resistance to the effect of du/dt

P. G. Dermenji

The Lenin's All-Russian Electrotechnical Institute, Moscow, Russia

Because of absence of the cathode emitter p-n-junctions technology shunts a high resistance of GTO thyristors to the du/dt effect is secured by outer shunting abovesaid junctions with resistor R_G and applying (sometimes without applying) reverse voltage V_{RG} . An analytical expression was derived which allows to calculate maximal permissible value of R_G depending on V_{RG} and required resistance to the du/dt effect at known values of electrophysical and constructive parameters of GTO thyristor structures.