

## РАСЧЕТ НАГРЕВА МОЩНЫХ ТИРИСТОРОВ С ПРИПАЯННЫМИ КОНТАКТАМИ В СОСТАВЕ ЭЛЕКТРОННЫХ КЛЮЧЕЙ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСОВ ТОКА ПРОИЗВОЛЬНОЙ ФОРМЫ

Сосков А.Г., д.т.н., проф., Алаев П.Н., аспирант  
Харьковская государственная академия городского хозяйства  
Украина, 61002, г. Харьков, ул. Революции, 12, ХГАГХ, кафедра «Электротехника»,  
Тел.(0572) 45-90-11

Соскова И.А., к.т.н.,  
Украинская инженерно-педагогическая академия  
Украина, 61003, г. Харьков, ул. Университетская, 16, УИПА, кафедра «Теоретическая и общая электротехника»,  
Тел.(0572) 20-63-73

*На базі запропонованої авторами симетричної тришарової теплової моделі потужних тиристорів із припаяними контактами отримані аналітичні вирази, що дозволяють розраховувати тепловий режим цих тиристорів при впливі імпульсів струму довільної форми.*

*На базе предложенной авторами симметричной трехслойной тепловой модели мощных тиристорov с припаянными контактами получены аналитические выражения, позволяющие рассчитывать тепловой режим этих тиристорov при воздействии импульсов тока произвольной формы.*

Элементная база современной силовой электроники позволила расширить диапазон коммутируемых мощностей электронными ключами до единиц мегаватт при существенном увеличении верхнего уровня частоты их коммутации до сотен килогерц, что сделало возможным создавать на их основе гибридные и бесконтактные электронные аппараты управления, регулирования и защиты переменного и постоянного тока с высокими технико-экономическими показателями [1,2,3].

Однако в связи с тем, что и современные электронные ключи продолжают существенно уступать по перегрузочной способности по току контактными ключам традиционных аппаратов, по-прежнему, является актуальным решение тепловых задач, направленных на определение предельной перегрузочной способности электронных ключей, выполненных, как правило, на основе мощных тиристорov и используемых в составе указанных выше аппаратов. Это положение объясняется спецификой работы последних, где электронные ключи в отличие от устройств преобразовательной техники должны не только пропускать кратковременно аварийные токи, но и надежно их отключать, обеспечивая, таким образом, нормальное функционирование потребителей электрической энергии.

Целью данной работы является разработка аналитического метода расчета теплового режима широко распространенных мощных тиристорov (на токи до 320 А) с припаянными контактами при воздействии на них кратковременных (до 20 мс) импульсов тока произвольной формы, в том числе и имеющей место при использовании их в составе электронных ключей аппаратов.

В тиристорах этой конструкции кремниевая пластина с полупроводниковой структурой находится через слой припоя в тесном тепловом контакте с верхним и нижним вольфрамовыми термокомпенсаторами, которые, в свою очередь, припаяны к выпол-

ненным из меди верхнему выводу прибора и нижнему его основанию соответственно.

Авторами предлагается тепловая модель (рис.1) максимально отражающая реальную конструкцию тиристора с припаянными контактами, в которой учет слоев припоев был произведен за счет расширения слоя вольфрама на толщину, которая по тепловому сопротивлению была эквивалентна слою припоя [4].

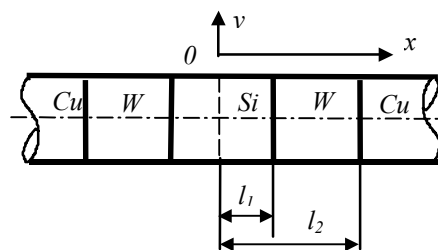


Рис.1. Тепловая модель тиристора с припаянными контактами

Представление вывода прибора и его основания в виде полуограниченных тел не вносит в расчет заметной погрешности, так как за рассматриваемый короткий промежуток времени (до 20 мс) тепло, как показано в [5], не успевает проникнуть более чем на несколько миллиметров вглубь этих материалов.

Расчет теплопроводности в предложенной модели проводится при следующих допущениях: отвод тепла от боковой поверхности при малом времени нагрева ( $t_u \leq 20$  мс) отсутствует; распространение тепла в модели симметрично; все элементы конструкции (слои кремния, вольфрама и меди) имеют одинаковый диаметр, равный диаметру кремниевой пластины в ее узкой части; вся энергия потерь выделяется равномерно по объему слоя кремния; теплофизические параметры материалов не зависят от температуры; вольтамперная характеристика тиристора в прямом направлении аппроксимируется пороговым напряжением  $U_0$  и линейной зависимостью от тока при  $u > U_0$ ,

определяемой дифференциальным сопротивлением  $R_d$ . Правомерность таких допущений показана в [5,6]. Характер тепловых процессов в предложенной тепловой модели тиристора в течение воздействия теплового импульса определяется следующей системой уравнений

$$\begin{cases} \frac{\partial \theta_1}{\partial t} = a_1 \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial x^2} + \frac{q}{c_1 \gamma_1}, \frac{\partial \theta_2}{\partial t} = a_2 \frac{\partial^2 \theta_2}{\partial x^2} \\ \frac{\partial \theta_3}{\partial t} = a_3 \frac{\partial^2 \theta_3}{\partial x^2} \end{cases}, \quad (1)$$

где переменные и параметры с индексом 1 - для кремниевой пластины, с индексом 2 - для вольфрама и индексом 3 - для меди;  $\theta$  - превышение температуры;

$a = \frac{\lambda}{c \cdot \gamma}$  - коэффициент температуропроводности;

$\lambda$  - коэффициент теплопроводности;  $c$  - удельная теплоёмкость;  $\gamma$  - удельная плотность;  $q = \frac{P}{V_1}$  - удельная

мощность, выделяемая в кремниевой пластине объемом  $V_1$ ;  $p = i_T(U_0 + i_T R_d)$ ;  $i_T$  - мгновенное значение тока, протекающего через тиристор.

Решение системы уравнений (1) проводится при следующих граничных и начальных условиях:

$$1) x = 0, \frac{\partial \theta_1}{\partial x} = 0; 2) x = l_1, \begin{cases} \theta_1 = \theta_2 \\ -\lambda_1 \frac{\partial \theta_1}{\partial x} = -\lambda_2 \frac{\partial \theta_2}{\partial x}; \end{cases}$$

$$3) x = l_2, \begin{cases} \theta_2 = \theta_3 \\ -\lambda_2 \frac{\partial \theta_2}{\partial x} = -\lambda_3 \frac{\partial \theta_3}{\partial x}; \end{cases} 4) x \rightarrow \infty, \theta_3 = 0$$

при  $t = 0$   $\theta_1 = \theta_2 = \theta_3 = 0$ .

Используя интегральное преобразование Лапласа, получим систему уравнений (1) в операторной форме

$$\begin{cases} p\theta_1(p) = a_1 \frac{\partial^2 \theta_1(p)}{\partial x^2} + F_1(p), p\theta_2(p) = a_2 \frac{\partial^2 \theta_2(p)}{\partial x^2} \\ p\theta_3(p) = a_3 \frac{\partial^2 \theta_3(p)}{\partial x^2} \end{cases} \quad (2)$$

где  $F_1(p) = f_1(t) = \frac{q}{c_1 \gamma_1} = \frac{i_T}{c_1 \gamma_1 V_1} (U_0 + i_T R_d)$ .

Решения данной системы:

$$\begin{aligned} \theta_1(p) &= A_1 sh \sqrt{\frac{p}{a_1}} x + A_2 ch \sqrt{\frac{p}{a_1}} x + \frac{F_1(p)}{p}, \\ \theta_2(p) &= B_1 sh \sqrt{\frac{p}{a_2}} x + B_2 ch \sqrt{\frac{p}{a_2}} x, \\ \theta_3(p) &= C_1 sh \sqrt{\frac{p}{a_3}} x + C_2 ch \sqrt{\frac{p}{a_3}} x. \end{aligned} \quad (3)$$

Для определения коэффициентов воспользуемся граничными условиями. После соответствующих преобразований:  $A_1 = 0$ ;

$$A_2 = A = -\frac{F_1(p)}{p} \cdot \frac{b_2 sh \sqrt{\frac{p}{a_2}} (l_2 - l_1) + ch \sqrt{\frac{p}{a_2}} (l_2 - l_1)}{K_1(p)},$$

$$K_1(p) = b_1 sh \sqrt{\frac{p}{a_1}} l_1 \left[ b_2 ch \sqrt{\frac{p}{a_2}} (l_2 - l_1) + sh \sqrt{\frac{p}{a_2}} (l_2 - l_1) \right] + ch \sqrt{\frac{p}{a_1}} l_1 \left[ b_2 sh \sqrt{\frac{p}{a_2}} (l_2 - l_1) + ch \sqrt{\frac{p}{a_2}} (l_2 - l_1) \right];$$

$$b_1 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \sqrt{\frac{a_2}{a_1}}; \quad b_2 = \frac{\lambda_2}{\lambda_3} \sqrt{\frac{a_3}{a_2}}; \quad B_1 = -B_2 K_2(p);$$

$$B_2 = \frac{A ch \sqrt{\frac{p}{a_1}} l_1 + \frac{F_1(p)}{p}}{ch \sqrt{\frac{p}{a_2}} l_1 - K_2(p) sh \sqrt{\frac{p}{a_2}} l_1};$$

$$K_2(p) = \frac{b_2 sh \sqrt{\frac{p}{a_2}} l_2 + ch \sqrt{\frac{p}{a_2}} l_2}{b_2 ch \sqrt{\frac{p}{a_2}} l_2 + sh \sqrt{\frac{p}{a_2}} l_2};$$

$$C_1 = -C_2 = \frac{B_1 sh \sqrt{\frac{p}{a_2}} l_2 + B_2 ch \sqrt{\frac{p}{a_2}} l_2}{sh \sqrt{\frac{p}{a_3}} l_2 - ch \sqrt{\frac{p}{a_3}} l_2};$$

Подставив значения коэффициентов в выражения (3), можно получить в операторном виде температуру в любом слое модели. Для искомой температуры полупроводниковой структуры  $\theta_1(p)$  получим

$$\theta_1(p) = F_1(p) \left\{ \frac{1}{p} - \frac{ch \sqrt{\frac{p}{a_1}} \left[ b_2 sh \sqrt{\frac{p}{a_2}} (l_2 - l_1) + ch \sqrt{\frac{p}{a_2}} (l_2 - l_1) \right]}{p K_1(p)} \right\}$$

или  $\theta_1(p) = F_1(p) F_2(p)$ , (5)

где  $F_2(p)$  - выражение, стоящее в фигурных скобках.

Оригинал  $F_1(p)$  известен. Для нахождения оригинала  $F_2(p)$  воспользуемся теоремой обращения [7]

$$f_2(t) = \frac{2}{2\pi i} \int_{\alpha - i\infty}^{\alpha + i\infty} F_2(p) e^{pt} dp \quad (6)$$

Применяя для решения интеграла (6) теорию вычетов [7], после ряда преобразований получим

$$f_2(t) = \frac{2b_1 b_2}{\pi} \int_0^\infty \frac{\sin p_1 u \cdot \cos p_1 \frac{x}{l_1} u \cdot e^{-u^2 t}}{u(A_0^2 + B_0^2)} du \quad (7)$$

где  $u$  - действительная переменная;

$$p_1 = \frac{l_1}{\sqrt{a_1}}; \quad p_2 = \frac{l_2}{\sqrt{a_2}};$$

$$A_0 = \cos p_1 u \cdot \cos p_2 u - b_1 \sin p_1 u \cdot \sin p_2 u;$$

$$B_0 = b_1 b_2 \sin p_1 u \cdot \cos p_2 u + b_2 \sin p_2 u \cdot \cos p_1 u.$$

На основании теоремы Бореля:

$$\theta_1(x,t) = \int_0^t f_1(t-\tau) \cdot f_2(\tau) d\tau. \quad (8)$$

$$\theta_1(x,t) = K \int_0^t i_T(t-\tau) [U_0 + i_T(t-\tau)R_\delta] \times$$

$$\times \int_0^\infty \frac{\sin p_1 u \cdot \cos p_1 \frac{x}{l_1} u \cdot e^{-u^2 \tau} du}{u(A_0^2 + B_0^2)} d\tau \quad (9)$$

где  $K = \frac{2b_1 b_2}{\pi v_1 c_1 \gamma_1} = \frac{2\lambda_1 \sqrt{a_3}}{\pi \lambda_3 \sqrt{a_1} v_1 c_1 \gamma_1}$ ,  $0 < t \leq t_u$ ,  $t_u$  - длительность импульса тока.

Превышение температуры в центре кремниевой пластины ( $x = 0$ ) является основным, т. к. характеризует температуру в самой нагретой части структуры.

$$\theta_1(0,t) = \theta_m(t) = K \int_0^t i_T(t-\tau) [U_0 + i_T(t-\tau)R_\delta] \cdot f_{2m}(\tau) d\tau, \quad (10)$$

$$\text{где } f_{2m}(\tau) = \int_0^\infty \frac{\sin p_1 u \cdot e^{-u^2 \tau} du}{u(A_0^2 + B_0^2)} d\tau.$$

Ниже приводятся выражения для определения температуры полупроводниковой структуры при воздействии импульсов тока наиболее распространенных форм в цепях электронных ключей при использовании их в составе аппаратов:

а) импульс тока прямоугольный,  $i_T(t) = I_u$

$$\theta_m(t) = KI_u(U_0 + I_u R_\delta) \cdot \int_0^t f_{2m}(\tau) d\tau, \quad 0 < t \leq t_u \quad (11)$$

где  $I_u$  - величина тока в импульсе;

б) импульс тока изменяется по синусоидальному закону,  $i_T = I_m \sin(\omega t + \varphi)$

$$\theta_m(t) = KI_m \cdot \int_0^t \{U_0 \sin[\omega(t-\tau) + \varphi] + I_m R_\delta \sin^2[\omega(t-\tau) + \varphi]\} \cdot f_{2m}(\tau) d\tau$$

$0 < t \leq \frac{\pi - \varphi}{\omega}$ , где  $I_m$  - амплитуда тока,  $\varphi$  - угол включения тиристора,  $\omega = 2\pi f$ ,  $f$  - частота сети;

в) импульс тока изменяется по экспоненциальному закону,  $i_T = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$

$$\theta_m(t) = KI_0 \cdot \int_0^t (U_0 e^{-\frac{t-\tau}{\tau_1}} + I_0 R_\delta e^{-\frac{2(t-\tau)}{\tau_1}}) f_{2m}(\tau) d\tau, \quad (13)$$

$$0 < t \leq t_u$$

г) импульс тока представляет сумму синусоидальной и экспоненциальной составляющих. Такой ток имеет место в случае симметричного трехфазного короткого замыкания в цепи электронного ключа

$$i_T = I_{nm} \left[ \sin(\omega t - \varphi_K) + e^{-\frac{t}{T_K}} \sin \varphi_K \right],$$

где  $I_{nm}$  - амплитудное значение установившегося тока короткого замыкания;  $\varphi_K$  - угол нагрузки в цепи короткого замыкания;  $T_K = \frac{L_K}{R_K}$ ,  $L_K, R_K$  - суммарные значения индуктивности и активного сопротивления в контуре короткого замыкания.

$$\theta_m(t) = KI_{nm} \cdot \int_0^t \left\{ \sin[\omega(t-\tau) - \varphi_K] + e^{-\frac{t-\tau}{T_K}} \sin \varphi_K \right\} \times$$

$$\times \left\{ U_0 + I_{nm} R_\delta \left\{ \sin[\omega(t-\tau) - \varphi_K] + e^{-\frac{t-\tau}{T_K}} \sin \varphi_K \right\} \right\} f_{2m}(\tau) d\tau,$$

$0 < t \leq t_u$ , а  $t_u$  может в пределе достигать величины периода питающей сети  $T_C$  (для промышленной частоты  $T_C = 20$  мс).

Таким образом, зная аналитическое выражение для импульса тока через тиристор  $i_T(t)$ , мы всегда сможем с помощью ПК, используя стандартные программы для численного решения выражения (10), найти перегрев полупроводниковой структуры тиристора на любом отрезке времени от 0 до  $t_u$ , в том числе и значение температуры структуры в конце импульса тока, которая и определяет возможность тиристора обеспечить надежное отключение электрической цепи.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Электрические и электронные аппараты: Учебник для вузов // Под редакцией Ю.К. Розанова. 2-е изд. Перераб. и доп. - М.: Информэлектро, 2001. - 420 с.
- [2] Сосков А.Г., Соскова И.А., Форкун Я.Б., Ягуп В.Г. Основные направления развития низковольтных электронных аппаратов и их анализ // Вестник ХГПУ. - 2000. - Вып. 128. - С. 158-164.
- [3] Сосков А.Г., Соскова И.А., Форкун Я.Б. Современные направления разработки низковольтных электронных контакторов постоянного тока // Вестник ХГПУ. - 2000. - Вып. 84. - С. 176-178.
- [4] Рабинерсон А.А., Ашкинази Г.А. Режимы нагрузки силовых полупроводниковых приборов. - М.: Энергия, 1976. - 296 с.
- [5] Намитоков К.К., Сосков А.Г., Юрченко С.М. К методике расчета нестационарного температурного поля тиристора // Электромеханика. - 1988. - №11. - С. 79-82.
- [6] Соскова И.А. Исследование нагрева силовых тиристорov в полупроводниковых ключах электронных аппаратов // Вестник ХГПУ. - 1999. - Вып. 45. - С. 61-63.
- [7] Лавренчев М.А., Шабат Б.В. Методы теории функций комплексного переменного. - М.: Наука, 1973. - 253 с.
- [8] Соскова И.А. Исследование нагрева полупроводниковой структуры силового тиристора в импульсном режиме на основе упрощенной модели // Информационные технологии: наука, техника, технология, образование, здоровье: Сб. науч. тр. ХГПУ. - 1999. - Вып. 7. - Ч.3. - С. 160-165.

Поступила 15.03.03