

ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В МАТЕРИАЛЕ АНОДА ПЛАЗМОТРОНА ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ ДУГИ

О.С. Дутова, А.С. Басин

Институт теплофизики СО РАН, г. Новосибирск, Россия

В работе рассмотрено воздействие движущегося дугового пятна на материал электрода плазмотрона с учетом изменения теплофизических и механических свойств материала. Рассчитана динамика температурных полей и оценены поля термонапряжений. Показано, что в материале электрода образуется пластическая зона, которая может расти и вызывать необратимые изменения состояния материала.

Работа многих устройств энергетического оборудования сопровождается большими тепловыми потоками. В зависимости от их параметров (формы контактной зоны, распределения, времени воздействия) и теплофизических свойств материала в поверхностных слоях и объеме материала развиваются высокие температуры и большие градиенты температуры. Как следствие, возникают значительные переменные термомеханические напряжения, которые существенно изменяют общее напряженное состояние конструкции и влияют на его работоспособность и надежность всего устройства [1]. К таким устройствам теплотехники относятся, в частности, электродуговые плазмотроны для высокотемпературного нагрева газового потока и дисперсных частиц в нём.

В общем случае при постановке задачи теплового воздействия электродуги учитываются: газодинамические процессы, процессы плавления и испарения, процессы термомеханического разрушения и пластической деформации с учетом изменения структурного состояния и изменяющихся физикомеханических характеристик материала [1]. Однако в первом приближении допустимо ограничиться исследованием напряженно-деформированного состояния для структурно-стабильных зон электрода (рис. 1).

В наших исследованиях рассматривается воздействие принудительно движущегося пятна электрической дуги на рабочую поверхность медного анода линейного плазмотрона. Наблюдения следа, который оставляет дуга на поверхности электрода, показывают значительную неоднородность следа. Причиной этого является неоднородная структура электродуги в зоне контакта [2, 3]. Для исследования интегрального термического воздействия дуговых пятен на электрод можно пренебречь их сложной микроструктурой и микропроцессами на их поверх-

ности и использовать упрощенное представление дугового пятна как эквивалентного поверхностного источника круговой формы с равномерной плотностью теплового потока, равной среднеинтегральному значению q_0 (рис.1).

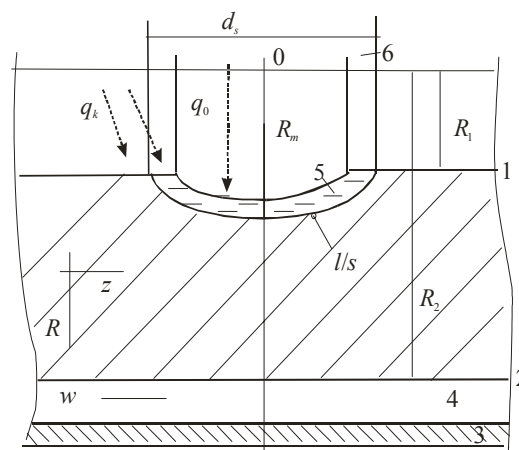


Рисунок 1 – Расчетная схема анода. 1 – внутренняя поверхность, 2 – наружная поверхность, 3 – наружная стенка, 4 – охлаждающий канал, 5 – пленка расплава под пятном дуги, 6 – столб дуги. R, z – координаты

К основным параметрам, характеризующим дуговое пятно как поверхностный источник, относятся диаметр пятна d_s , скорость его движения v и плотность q_0 . Процесс теплообмена принимается следующим. Тепловой поток q_k от плазмы определяется конвекцией и излучением, в пятне к нему добавляется поток q_0 из приэлектродной области дуги. Наружная поверхность электрода R_2 охлаждается высокоскоростным потоком воды, чем задаются условия регулируемого теплосъема α_w , зависящие от T_2 и скорости воды w . Пятно считается круглым (диаметр d_s). Поскольку пятно дуги перемещается, локальный источник q_0 для произвольной точки или площадки поверхности R_1 является импульсным. Для определения температурных полей решаются одно-, трехмерные задачи теплопроводности. В нашей работе учитывается плавление на поверхности материала, но гидродинамические процессы в жидкой пленке не рассматриваются. Предполагается, что: 1) жидкая фаза неподвижна и

единственным механизмом распространения теплоты в ней является теплопроводность; 2) нет деформации свободной поверхности расплава внешним давлением; 3) нет уноса материала в виде капель и пара. Все расчеты проводятся с учетом температурных зависимостей теплофизических и механических свойств рассматриваемого материала, однако значительная доля их получена методом экстраполяции [3].

1.1 Тепловые задачи

Одномерное температурное поле $T(R, t)$ в длинной толстостенной трубе

$$c(T)\rho(T)\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\lambda(T)R \frac{\partial T}{\partial R} \right), \quad R_1 \leq R \leq R_2 \quad (1)$$

где c - удельная теплоемкость;
 λ - теплопроводность; ρ - плотность;
 t - текущее время.

Начальные условия: $T(R, 0) = T_0, t = 0$

Граничные условия:

$$-\lambda(T)\frac{\partial T}{\partial R} = q_0 + q_k, \quad R = R_1, \quad t_v \cdot [t/t_v] \leq t \leq t_v \cdot [t/t_v] + t_w, \quad (2)$$

$$-\lambda(T)\frac{\partial T}{\partial R} = q_k, \quad R = R_1, \quad t_v \cdot [t/t_v] + t_i < t < t_v \cdot [t/t_v] + t_v, \quad (3)$$

$$-\lambda(T)\frac{\partial T}{\partial R} = \alpha_w(T - T_w), \quad R = R_2, \quad t > 0, \quad (4)$$

где $t_i = d_s / v$ - время, прохождения пятна через точку поверхности (продолжительность импульса); $t_v = 2\pi R_1 / v$ - период вращения пятна дуги; α_w - коэффициент теплоотдачи на поверхности R_2 ; T_w - температура охлаждающей воды.

Условие Стефана на границе фаз "жидкое-твердое" (l/s):

$$-\lambda_s \frac{\partial T(R_m, t)}{\partial R} = -\lambda_l \frac{\partial T(R_m, t)}{\partial R} + \rho H_m \frac{\partial R_m}{\partial t}, \quad (5)$$

где R_m - положение границы между двумя фазами; λ_l, λ_s - теплопроводность расплава и материала; T_m - температура плавления материала; H_m - энтальпия плавления.

Отвод тепла от термического следа дугового пятна ввиду его малых размеров по

отношению к размерам электрода, как правило, носит неоднородный характер. Для получения реальной картины распределения температуры в электроде плазмотрона решали трехмерную задачу. Используя энтальпийную постановку, рассматривали симметричную задачу относительно оси следа пятна

$$\rho \frac{\partial H}{\partial t} = \lambda \nabla^2 T, \quad R_1 \leq R \leq R_2, \quad \varphi_0 \leq \varphi \leq \varphi_k, \quad 0 \leq z \leq L, \quad t > 0, \quad (6)$$

где H - энтальпия материала;

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} + \frac{1}{R^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}; \quad \varphi -$$

угловая координата; z - координата по длине анода (рис. 1); L - длина, рассматриваемого участка электрода.

Граничные условия:

$$-\lambda(T)\frac{\partial T}{\partial R} = q_0 + q_k, \quad R = R_1, \quad 0 \leq r \leq r_s, \quad (7)$$

$$-\lambda(T)\frac{\partial T}{\partial R} = q_k, \quad R = R_1, \quad z \geq 0 \quad (8)$$

$$-\lambda(T)\frac{\partial T}{\partial R} = \alpha_w(T - T_w), \quad R = R_2, \quad z \geq 0 \quad (9)$$

$$\frac{\partial T}{\partial z} = 0, \quad z = 0 \quad (10)$$

Температура T и энтальпия H связаны соотношениями

$$H(T) = \begin{cases} cT, & T < T_m, \\ cT + H_m, & T \geq T_m, \end{cases} \quad T = \begin{cases} H/c, & H < cT_m, \\ T_m, & cT_m \leq H \leq cT_m + H_m, \\ (H - H_m)/c, & H > cT_m + H_m, \end{cases} \quad (11)$$

где r_s - радиус пятна дуги,
 $r = \sqrt{(\varphi - \varphi_0)^2 + z^2}$, (φ_0, z_0) - геометрический центр пятна ($z_0 = 0$), положение которого определяется по формуле $v \cdot t$.

1.2 Особенности температурных полей

Численные расчеты проводились для медного анода при различных тепловых потоках $q_0 = 0.1 \div 5$ кВт/мм² и скорости перемещения пятна дуги $v = 10, 20, 40$ м/с.

На рис. 2 представлено изменение температуры внутренней поверхности электрода

ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В МАТЕРИАЛЕ АНОДА ПЛАЗМОТРОНА ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ ДУГИ

(кривая 1), $T_1(t)$, для режима нагрева $q_0 = 5$ кВт/мм² ($v = 40$ м/с). Как видно, огибающая максимальных температур нагрева T_{1h} заметно растет, поэтому при $q_0 = 5$ кВт/мм² с $t_i = 50$ мкс почти сразу появляется тонкий расплавленный слой ($\sim 0.01 \div 0.015$ мм). Поверхность раздела фаз l/s находится на радиусе $R_m > R_1$, далее которого температура не превышает T_m . В глубине стенки анода температурный импульс $T(t)$ превращается в температурную волну и быстро затухает (рис. 2).

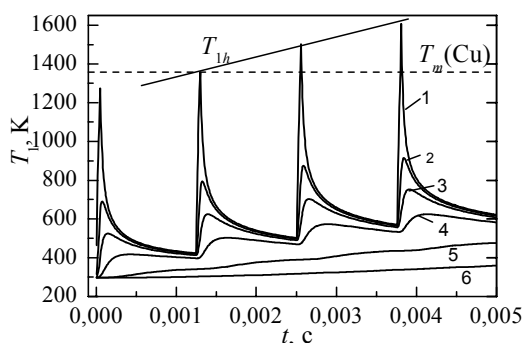


Рисунок 2 – Начало импульсного процесса с параметрами $v = 40$ м/с, $q_0 = 5$ кВт/мм². Распространение тепловой волны вглубь материала: 1 – R_1 ; 2 – 6 – $R - R_1 = 0,07; 0,14; 0,3; 0,7; 1,4$ мм

На рис.3. представлены огибающие линии процессов разогрева T_{1h} и охлаждения T_{1c} внутренней поверхности анода при различных условиях ($v = 20$ м/с и различные тепловые потоки $q_0 = 0,1, 0,5, 1$ кВт/мм²: кривые 1-3, соответственно).

Из анализа расчетных данных можно сделать вывод, что исходя из уровня теплового потока и скорости перемещения пятна дуги, возможны следующие режимы:

1. Существование расплавленного слоя в следе пятна (кривые 3) на рис.3;
2. Подплавление и последующее застывание материала (кривые 2) на рис.3;
3. Разогрев до температур ниже температуры плавления (кривые 1).

Расчеты полей $T(R, \varphi, z, t)$ в трехмерной постановке показали, что максимальная температура имеет место точно на задней кромке движущегося пятна на оси следа (рис.4). При сравнении температур, рассчитанных по формулам (1), (6), видно, что в одномерной постановке $T(1)$ на краю следа завышена. Это результат бокового растекания тепла от пятна. Реальное температурное поле на поверхности R_1 с течением времени вытягива-

ется по φ , приобретает каплевидную форму (рис. 5) и в таком стационарном виде перемещается вслед за источником тепла с той же скоростью. Характерным признаком распределения $T(R)$ (рис. 2), являются большие градиенты температуры $dT/dR \sim 10000$ К/мм в узкой зоне вблизи поверхности.

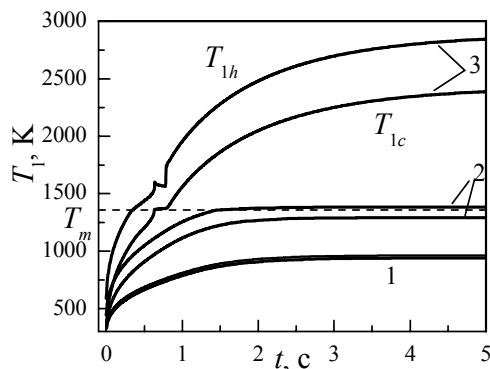


Рисунок 3 – Значения температур максимального разогрева (T_{1h}) и межимпульсного остывания (T_{1c}) внутренней поверхности электрода при скорости дуги 20 м/с; 1–3– $q_0 = 0,1; 0,5; 1$ кВт/мм²

Именно здесь возникают большие термические напряжения. Характер распределения температуры вдоль электрода показывает, что в центре пятна тепловое поле является практически одномерным.

2 Термонапряжения в аноде плазмотрона при вращении дуги

При воздействии пятна дуги на поверхность электрода вследствие локального характера нагрева уже в начале процесса происходит интенсивное объемное расширение металла в зоне дугового воздействия, причем интенсивность и величина расширения определяются скоростью и температурой нагрева T_1 электрода. Увеличению объема препятствуют холодные слои, окружающие область нагрева, в результате чего в зоне температурного влияния развиваются сжимающие напряжения, величина которых тем больше, чем выше температура нагрева металла. Рост сжимающих напряжений происходит до тех пор, пока нагреваемый металл не станет пластичным и возникшие напряжения частично или полностью не снимутся. Для определения временных температурных напряжений, обусловленных действием импульсного источника, использовали квазистатическую задачу термоупругости.

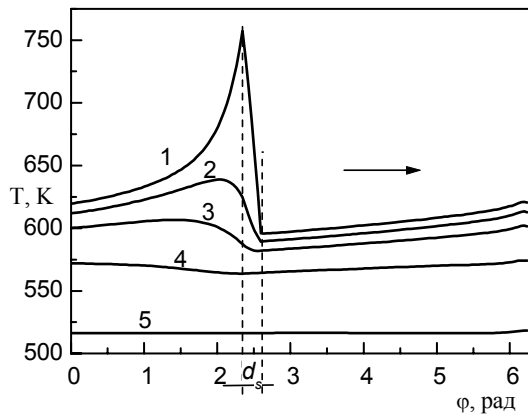


Рисунок 4 – Форма бегущего теплового импульса: 1 – изменение температуры на рабочей поверхности R_1 ; 2 – 5 на расстоянии 0,1; 0,4 0,5 мм от R_1

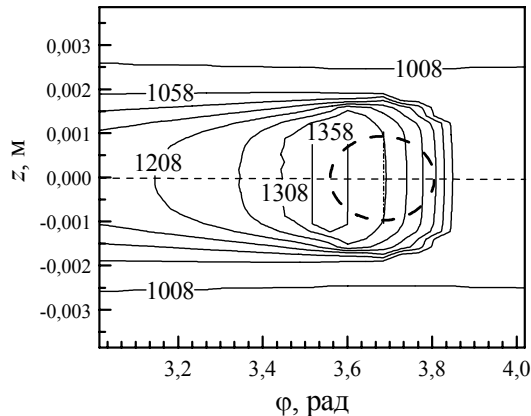


Рисунок 5 – Температурное поле $T_1(z, \varphi)$ на внутренней поверхности анода в области воздействия пятна дуги (штриховая линия)

Однако предел текучести чистой меди при $T \rightarrow T_m$ очень мал, поэтому исследовали также упругопластическое состояние электрода, используя деформационную теорию термопластичности. Задачу решали в предположении малых деформаций с условием текучести Мизеса и методом "упругих" решений с применением операторов дополнительных напряжений. Для анализа основных особенностей напряженного поля использовались решения тепловой задачи $T(t)$ и $T(R)$.

2.1 Математическая модель

1. Квазистатическая задача термоупругости [4]:

Уравнение равновесия в перемещениях

$$(\lambda' + \mu) \left(\frac{\partial^2 u}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial u}{\partial R} - \frac{u}{R^2} \right) = \alpha(3\lambda' + 2\mu) \frac{\partial T}{\partial R}, \quad (12)$$

На основе соотношений между деформациями и перемещениями и закона Гука для компонент напряжения получим выражения:

$$\sigma_{RR} = (\lambda' + \mu) \frac{\partial u}{\partial R} + \lambda' \frac{u}{R} - (3\lambda' + 2\mu) \alpha T, \quad (13)$$

$$\sigma_{\varphi\varphi} = (\lambda' + \mu) \frac{u}{R} + \lambda' \frac{\partial u}{\partial R} - (3\lambda' + 2\mu) \alpha T, \quad (14)$$

$$\sigma_{zz} = \sigma_{\varphi\varphi} + \sigma_{RR}. \quad (15)$$

Начальные условия:

$$u(R, 0), \frac{\partial u}{\partial R}(R, 0) = 0. \quad (16)$$

Граничные условия:

$$\sigma_{RR} = 0 \text{ при } R = R_1, R = R_2,$$

$$\int_{R_1}^{R_2} \sigma_{zz}(R) R dR = 0, \quad (17)$$

где u - перемещение; $\alpha(T)$ - коэффициент линейного расширения материала;

$$\lambda' = \frac{\nu E}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)}, \quad \mu = \frac{E}{2(1 + \nu)}; \quad E(T) -$$

модуль упругости; $\nu(T)$ - коэффициент Пуассона; $T = f(R, t)$ - приращение температуры.

2. Задача пластичности [5]:

Условие пластичности материала

$$(\sigma_{\varphi\varphi} - \sigma_{zz})^2 + (\sigma_{zz} - \sigma_{RR})^2 + (\sigma_{RR} - \sigma_{\varphi\varphi})^2 = \sigma_i^2 = 2\sigma_T^2 \quad (18)$$

где σ_i - интенсивность напряжений; $\sigma_T(T)$ - предел текучести.

Выражение для вычисления упругопластических напряжений:

$$\sigma_{jk} = 2G \left(\varepsilon_{jk} + \delta_{jk} \frac{\nu\theta}{1-2\nu} - \delta_{jk} \frac{1+\nu}{1-2\nu} \alpha t \right) - \sigma_{jk}^*, \quad (19)$$

$$(\delta_{jk}) = \begin{cases} 1 & \text{при } j = k \\ 0 & \text{при } j \neq k \end{cases},$$

где $G(T)$ - модуль сдвига; ε - деформация; σ_{jk}^* - оператор дополнительных напряжений;

$$\theta = \varepsilon_R + \varepsilon_\varphi + \varepsilon_z.$$

ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В МАТЕРИАЛЕ АНОДА ПЛАЗМОТРОНА ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ ДУГИ

2.2 Некоторые расчеты термомеханического состояния анода

Характер поведения напряжений меняется со временем нагрева электрода. Расчеты показали, что импульсное тепловое воздействие пятна дуги приводит к знакопеременному распределению напряжений в толще стенки цилиндра (рис.6..). Радиальные напряжения σ_{RR} являются всегда сжимающими, но относительно небольшими. Главную роль в термонапряженном состоянии анода играют тангенциальные $\sigma_{\varphi\varphi}$ и аксиальные σ_{zz} напряжения. В квазистатической постановке получено, что в медном электроде растягивающие напряжения могут превышать уровень разрушающих σ_B где-то в середине толщины, а сжимающие - у горячей внутренней поверхности цилиндра (рис.6.).

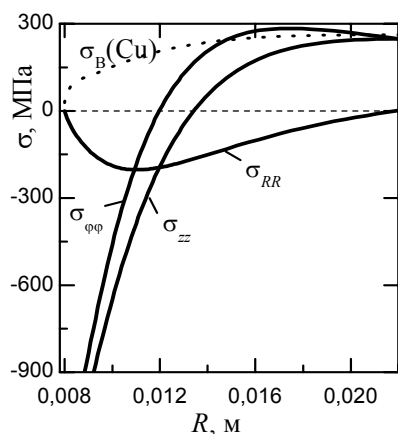


Рисунок 6 – Общий вид распределения упругих термонапряжений в начале прогрева стенки анода; $R_1 = 8$ мм, $\sigma_B(T)$ – предел прочности

Значения напряжений могут превышать также предел текучести меди. При этом образуется пластическая зона (рис.7.), которая может расти при дальнейшем повторно-переменном воздействии пятна дуги и вызывать необратимые изменения состояния материала.

Но переменные напряжения сжатия могут приводить и к упрочнению поверхности, с чем могут быть связаны известные провалы пластичности меди. На периферийных участках зоны термического влияния пятна преобладают напряжения растяжения, которые способствуют формированию микротрещин.

В дальнейшем всё это может вызвать изменения в распределении температуры вследствие изменений ρ и λ материала (повышение температуры поверхности, испарение, увеличение эрозии материала).

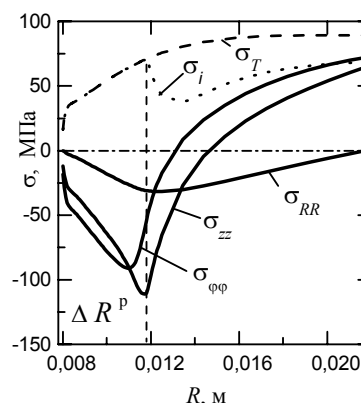


Рисунок 7 – Общий вид распределения упруго-пластических напряжений в аноде (ΔR^p – зона пластичности, σ_T – предел текучести)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ:

1. Басин А. С., Ипатьева О.С., Попов В.Н. Моделирование температурных полей в трубчатом электроде плазмотрона от нестационарного воздействия пятна дуги // Теплофизика и аэромеханика. – 1998. – Т.5. №4. – С. 583-592,
2. Teste Ph., Leblanc T., Chabrierie J.P. Study of the arc root displacement and three-dimensional modelling of the thermal phenomena occurring in hollow cathode submitted to an electric moving arc // J. Phys. D: Appl. Phys. 1995. V. 28. P. 888-898.
3. Ипатьева О.С., Басин А. С. Моделирование теплового и напряженного состояния анода при перемещении пятна дуги // Актуальные вопросы теплофизики и физической гидродинамики. Сборник трудов V Международной конференции молодых ученых. – Новосибирск: ИТ СО РАН, 1998. – С.324-334.
4. Боли Б.В., Уэйнер Дж. Теория температурных напряжений. – М.: Мир, 1964. – 520 с.
5. Шевченко Ю. Н., Бабашко М.Е. Пространственные задачи термопластичности. – Киев: Наук. думка, 1980. – 265 с.