

УДК 536.46:629.782

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АКТИВНОЙ ТЕРМОЭМИССИОННОЙ ТЕПЛОВОЙ ЗАЩИТЫ ПРИ ВЫСОКОЭНТАЛЬПИЙНОМ ОБТЕКАНИИ МНОГОСЛОЙНОЙ ОБОЛОЧКИ

© 2019 г. В. П. Зимин¹, К. Н. Ефимов², В. А. Овчинников², А. С. Якимов², *

¹Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Томск, Россия

²Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, Россия

*E-mail: yakimovas@mail.ru

Поступила в редакцию 05.06.2018 г.

После доработки 11.03.2019 г.

Принята к публикации 18.06.2019 г.

Представлена математическая модель процесса нестационарного теплообмена системы термоэмиссионной тепловой защиты при конвективном нагреве. Исследовано влияние испарения (эмиссии) электронов с поверхности эмиттера на понижение его температуры. Показано влияние типа теплоносителя в составной оболочке на режимы теплообмена активной тепловой защиты. Получено качественное согласие результатов расчета с известными данными.

DOI: 10.1134/S0040364419060188

ВВЕДЕНИЕ

При создании гиперзвуковых летательных аппаратов (ГЛА) актуальным является проведение исследований, связанных с созданием систем тепловой защиты от аэродинамического нагрева. Температура некоторых участков тела при полете может достигать 2500–3000 К [1, 2]. Известно много различных методов пассивной, активной и комбинированной тепловой защиты [1–9].

Отметим один из перспективных способов активной тепловой защиты, основанной на термоэмиссионном методе [8, 9]. Данный метод позволяет преобразовать тепловую энергию, полученную при нагреве оболочки ГЛА, непосредственно в электрическую. При этом испарение тепловых электронов с эмиттера сопровождается понижением температуры последнего [10]. В системе тепловой защиты, основанной на термоэмиссионном методе, протекают множество взаимосвязанных процессов [10]: эмиссионных, электрических, плазменных, тепловых, адсорбционных и др. Экспериментальные исследования термоэмиссионных установок довольно сложны и дорогостоящи [11, 12], поэтому уделяется большое внимание математическому моделированию протекающих в них процессов [10, 13–18]. В данной работе представлена и исследована модель активной термоэмиссионной тепловой защиты (АТЭТЗ). Показано, что выбором параметров защиты возможно существенно уменьшить температуру ее конструкций.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Пусть имеется многоэлементная конструкция из электрогенерирующих элементов (ЭГЭ) и у каждого из них есть своя зона влияния с характерным размером L_k . С целью упрощения анализа рассмотрим один ЭГЭ, представляющий собой слоеный коаксиальный аксиально симметричный цилиндр с небольшой долей конусности. На рис. 1 схематично представлены слои актив-

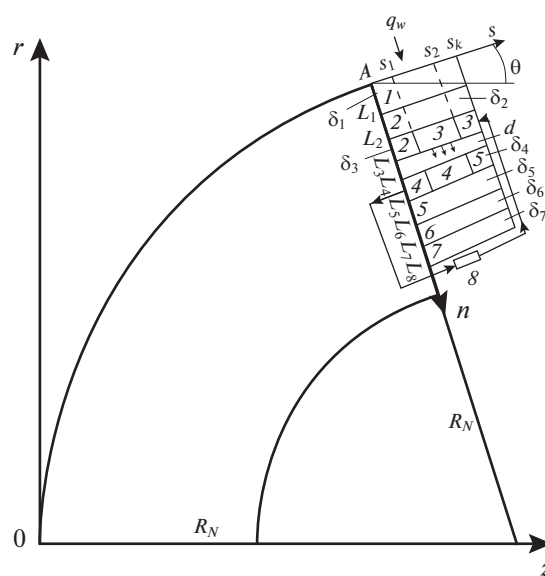


Рис. 1. Схема конструкции с электрогенерирующим элементом.

ной защиты для фиксированного аксиального угла со своей зоной влияния и характерным поперечным размером $L_k = s_k - s_A$. Исследуем задачу о теплообмене внутри типичного ЭГЭ, под которым будем понимать составную область с теплоизолированной стенкой при $s = s_A$ $0 \leq n \leq L_2$ (кроме коллектора $L_4 \leq n \leq L_5$) и $s = s_k$ $L_5 < n \leq L_8$ (кроме эмиттера $L_2 \leq n \leq L_3$). Координата n направлена от поверхности в глубь оболочки (см. рис. 1), где слой 1 – внешняя поверхность оболочки: сплав молибдена с вольфрамом [19]; слой 2 – эмиттерная изоляция из карбида циркония; слой 3 включает изолятор 2, эмиттер из вольфрама 3 и вольфрамовый токоввод 3; слой 4 состоит из молибденового токовывода 4, коллектора из молибдена 4 и изолятора 5; 5, 7 – емкость теплоносителя из Al_2O_3 ; 6 – охлаждающий теплоноситель (воздух или гелий); 8 – потребитель электрической энергии (электрическая нагрузка); эмиттер 3 и коллектор 4 составляют термоэмиссионный элемент, через d обозначена величина межэлектродного зазора (МЭЗ); $L_j, j = 1-8$ – расстояния от начала координат по n областей 1–3, зазора, областей 4–7; $\delta_j, j = 1-7$ – толщины областей 1–7 на рис. 1.

Исследование характеристик ЭГЭ основывается на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) изотермического термоэмиссионного преобразователя (ТЭП) [10–13, 15], которые в свою очередь являются интегральными характеристиками многообразных процессов в МЭЗ и на электродах [10, 14, 15] и определяются переносом частиц и энергии в плазме, ионизационными, адсорбционными и другими процессами.

При создании математических моделей одной из проблем является выбор их типов: нестационарные, стационарные, эмпирические и т.д. Характерное время тепловых процессов составляет $\tau_T \sim 5-50$ с и определяется теплофизическими свойствами используемых материалов, размерами конструктивных элементов, условиями охлаждения, уровнем тока, проходящего через электроды. В изотермическом ТЭП в зависимости от соотношения величины межэлектродного зазора и длины свободного пробега частиц плазмы, характера ионизационных процессов в МЭЗ может реализоваться вакуумный или плазменные (квасивакуумный, прямопролетный, диффузионный, дуговой) режимы работы [10]. Для осуществления плазменных режимов в МЭЗ вводят атомы цезия, которые, во-первых, за счет ионизации образуют плазму и, во-вторых, за счет адсорбции на электродах значительно увеличивают их эмиссионную способность [10, 17]. Характерное время, определяемое адсорбцией-десорбцией атомов цезия на электродах, найденное из оценок [17], составляет $\tau_a \sim 10^{-5}-10^{-1}$ с. Характерное время

плазменных процессов в МЭЗ ТЭП в дуговом режиме работы определяется временем релаксации возмущений плотности плазмы и составляет $\tau_n \sim 10^{-6}-10^{-3}$ с [18], а время установления электрических характеристик много меньше, чем для плотности плазмы $\tau_s \ll \tau_n$. Таким образом, в интервале времени 5–50 с тепловые процессы будем рассматривать в нестационарной постановке, а остальные процессы в МЭЗ и, соответственно, ВАХ изотермического ТЭП – в квазистационарном приближении.

Для исследования процессов в АТЭТЗ необходимо решать самосогласованную задачу, состоящую из электрической и тепловой моделей. В результате ее решения получим распределения потенциальных, токовых, тепловых и других полей конструкции защиты.

Рассмотрим математическую формулировку электрической модели. В связи с тем, что по электродам течет постоянный ток и толщина электродов невелика, ограничимся одномерной моделью по координате s .

Падение потенциала по эмиттеру и коллектору при прохождении токов через поперечное сечение электродов в естественной системе координат определяется уравнениями

$$\frac{\partial V_i}{\partial n} \sin \theta + \frac{\partial V_i}{\partial s} \cos \theta = \frac{\xi_i}{S_i} I_i, \quad i = 1, 2,$$

где n и s – нормальная и продольная составляющие естественной системы координат; θ – угол конусности; $\xi_i, i = 1, 2$ – коэффициенты электропроводности эмиттера и коллектора; $S_1 = 2\pi\delta_3(R_1 + \delta_3/2)$, $S_2 = 2\pi\delta_4(R_2 - \delta_4/2)$ – площади поперечных сечений эмиттера и коллектора; $R_1 = R_N - L_3$ – внутренний радиус эмиттера; $R_2 = R_N - L_4$ – внешний радиус коллектора; R_N – радиус сферического затупления.

Для малых углов конусности $\theta \leq 5^\circ$ ($\sin \theta < 0.1$) распределение потенциала по длине электродов примет вид [10, 13]

$$\frac{dV_i}{ds} = \frac{\xi_i}{S_i} I_i, \quad i = 1, 2. \quad (1)$$

Если на участке эмиттера и коллектора плотность эмиссионного тока считать постоянной, то изменение силы тока эмиттера и коллектора вследствие термоэмиссии [10, 13] составляет

$$\begin{aligned} \frac{dI_1}{ds} &= 2\pi R_1 J(T_{2,4}, T_{1,3}, \Delta V), \\ \frac{dI_2}{ds} &= -2\pi R_2 J(T_{2,4}, T_{1,3}, \Delta V), \end{aligned} \quad (2)$$

где $J = J(T_{2,4}, T_{1,3}, \Delta V)$ – ВАХ изотермического ТЭП; $T_{2,4}, T_{1,3}$ – температуры внешней поверхно-

сти коллектора и внутренней поверхности эмиттера; ΔV – разность напряжения между эмиттером и коллектором. Отметим, что ВАХ изотермического ТЭП зависят также от величины МЭЗ, давления насыщенных паров цезия, работы выхода эмиттера и коллектора. Из уравнений (2) следует, что в любом сечении электродов, перпендикулярном оси s , выполняется соотношение

$$I_1(s) + I_2(s) = I_R,$$

где $I_1(s) = 2\pi R_1 \int_{s_1}^s J(T_{2,4}, T_{1,3}, \Delta V) ds$ – сила тока, текущего по эмиттеру; I_R – сила тока внешней цепи; $I_2(s) = 2\pi R_1 \int_s^{s_2} J(T_{2,4}, T_{1,3}, \Delta V) ds$ – сила тока, текущего по коллектору.

Комбинируя уравнения (1) и (2), запишем, как в [13], дифференциальное уравнение для разности потенциалов между электродами ЭГЭ

$$\begin{aligned} \frac{d}{ds} \Delta V = & \frac{R_1}{\delta_4(R_2 - \delta_4/2)} \int_s^{s_2} \xi_2 J(T_{2,4}, T_{1,3}, \Delta V) ds - \\ & - \frac{R_1}{\delta_3(R_1 + \delta_3/2)} \int_{s_1}^s \xi_1 J(T_{2,4}, T_{1,3}, \Delta V) ds, \end{aligned} \quad (3)$$

которое определяет условия генерации плотности тока в межэлектродном зазоре в каждой точке по координате s . В отличие от [13] в данной работе рассмотрен общий случай: коллектор не эквипотенциален и электропроводность электродов и коммутационных деталей зависит от их температуры.

Условимся, что потенциал эмиттера в точке $s = s_1$ равен $V_1(s = s_1) = 0$, а потенциал коллектора – $V_2(s = s_1) = V_1(s = s_2) + U_{Ec} + U_R + U_{Cc}$. При этом

$$V_1|_{s=s_2} = \frac{R_1}{\delta_3(R_1 + \delta_3/2)} \int_{s_1}^{s_2} \xi_1 J(T_{2,4}, T_{1,3}, \Delta V) ds$$

– падение напряжения на эмиттере; U_{Ec} , U_{Cc} – падение напряжения на коммутационной детали эмиттера и коллектора; U_R – падение напряжения на нагрузке ЭГЭ. Тогда начальное условие для уравнения (3) запишется в виде

$$\begin{aligned} \Delta V(s = s_1) = & \frac{R_1}{\delta_3(R_1 + \delta_3/2)} \int_{s_1}^{s_2} \xi_1 J(T_{2,4}, T_{1,3}, \Delta V) ds + \\ & + I_R \left(\frac{2\pi}{S_1} \int_{s_2}^{s_k} \xi_1 ds + \frac{2\pi}{S_2} \int_0^{s_1} \xi_2 ds \right) + U_R. \end{aligned} \quad (4)$$

При прохождении тока через электроды и коммутационные детали выделяется джоулево тепло. При значительной силе тока оно заметным образом влияет на тепловой баланс (поле температур) конструкции АТЭТЗ.

Джоулево тепловыделение коммутационных деталей эмиттера и коллектора вычисляется как

$$G_{Ec} = I_R^2 \int_{s_2}^{s_k} \xi_1 ds, \quad G_{Cc} = I_R^2 \int_0^{s_1} \xi_2 ds. \quad (5)$$

Погонное джоулево тепловыделение эмиттера и коллектора находится как

$$G_1(s) = \frac{\xi_1 I_1^2(s)}{S_1}, \quad G_2(s) = \frac{\xi_2 I_2^2(s)}{S_2}. \quad (6)$$

Объемное джоулево тепловыделение эмиттера и коллектора, являющееся источником тепла в уравнении теплопроводности для соответствующего электрода, запишется как

$$G_1^V(s) = \frac{\xi_1 I_1^2(s)}{S_1^2}, \quad G_2^V(s) = \frac{\xi_2 I_2^2(s)}{S_2^2}. \quad (7)$$

Для нахождения прототипов ГЛА, на которых может быть оправдана установка АТЭТЗ, желательно найти уровень тепловых потоков, снимаемых с внешней открытой оболочки эмиттера (область 3 на рис. 1) и внешней поверхности коллектора (область 4 на рис. 1) за счет электронного охлаждения и процессов излучения. Кроме того, надо знать высокоэнтальпийные потоки от аэродинамического нагрева внешней части тугоплавкого металла (область 1 на рис. 1). Тепловые потоки для внешних открытых частей областей 3 и 4 имеют вид [10, 13]

$$q_{L_3} = -(q_1 + q_\epsilon + q_{Cs}), \quad q_{L_4} = q_2 + q_\epsilon + q_{Cs}, \quad (8)$$

$$q_1 = J(T_{2,4}, T_{1,3}, \Delta V) [\varphi_1(T_{1,3}/T_{Cs})/e + 2kT_{1,3}/e], \quad (9)$$

$$q_2 = J(T_{2,4}, T_{1,3}, \Delta V) [\varphi_2(T_{2,4}/T_{Cs})/e + 2kT_{1,3}/e], \quad (10)$$

$$q_\epsilon = \sigma \epsilon_s (T_{1,3}^4 - T_{2,4}^4), \quad q_{Cs} = (\lambda_{Cs}/d)(T_{1,3} - T_{2,4}), \quad (11)$$

где k – постоянная Больцмана; e – заряд электрона; σ – постоянная Стефана–Больцмана; λ_{Cs} – коэффициент теплопроводности паров цезия в межэлектродном зазоре; $\varphi_j, j = 1, 2$ – работа выхода материалов эмиттера и коллектора; ϵ_s – приведенная излучательная способность поверхности эмиттера и коллектора. Нижние индексы 1 и 2 в левой части формул (9) и (10) отвечают параметрам эмиттера и коллектора, Cs – парам цезия, Ec, Cc – коммутационным деталям эмиттера и коллектора, R – внешней цепи; верхний индекс V – объемное джоулево тепловыделение эмиттера и коллектора, A – граница сопряжения сфероконус на рис. 1, k – конечное значение по координате s , $*$ – характерная величина.

При постановке тепловой модели задачи сделаем следующие допущения:

1) число Рейнольдса в набегающем гиперзвуковом потоке воздуха достаточно велико ($Re_\infty \gg 1$), и

в окрестности поверхности тела сформировался пограничный слой (ПС);

2) воздух на внешней границе ПС находится в состоянии термохимического равновесия, явления переноса в ПС рассматриваются при упрощающих предположениях о равенстве коэффициентов диффузии; число Льюиса $Le = 1$;

3) тепловое состояние конической части оболочки (рис. 1) определяется из решения (двухмерного по пространству) нестационарного уравнения сохранения энергии.

На основании допущений 1–3 задача расчета характеристик теплообмена при использовании естественных координат с учетом (7) сводится к решению системы уравнений [3] при $s_A < s < s_k$

$$c_{pj}(T_{1,j})\rho_j \frac{\partial T_{1,j}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial n} \left[\lambda_j(T_{1,j}) \frac{\partial T_{1,j}}{\partial n} \right] + \frac{\partial}{\partial s} \left[\lambda_j(T_{1,j}) \frac{\partial T_{1,j}}{\partial s} \right] + \frac{\lambda_j(T_{1,j})}{r} \left(\frac{\partial T_{1,j}}{\partial s} \sin \theta - \frac{\partial T_{1,j}}{\partial n} \cos \theta \right), \quad j = 1, 2, \quad 0 < n < L_2, \quad s_A < s < s_k, \quad (12)$$

$$c_{p2}(T_{1,3})\rho_2 \frac{\partial T_{1,3}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial n} \left[\lambda_2(T_{1,3}) \frac{\partial T_{1,3}}{\partial n} \right] + \frac{\partial}{\partial s} \left[\lambda_2(T_{1,3}) \frac{\partial T_{1,3}}{\partial s} \right] + \frac{\lambda_2(T_{1,3})}{r} \left(\frac{\partial T_{1,3}}{\partial s} \sin \theta - \frac{\partial T_{1,3}}{\partial n} \cos \theta \right), \quad L_2 < n < L_3, \quad s_A < s < s_1, \quad (13)$$

$$c_{p3}(T_{1,3})\rho_3 \frac{\partial T_{1,3}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial n} \left[\lambda_3(T_{1,3}) \frac{\partial T_{1,3}}{\partial n} \right] + \frac{\partial}{\partial s} \left[\lambda_3(T_{1,3}) \frac{\partial T_{1,3}}{\partial s} \right] + \frac{\lambda_3(T_{1,3})}{r} \left(\frac{\partial T_{1,3}}{\partial s} \sin \theta - \frac{\partial T_{1,3}}{\partial n} \cos \theta \right) + G_1^V, \quad L_2 < n < L_3, \quad s_1 < s < s_k, \quad (14)$$

$$c_{p4}(T_{2,4})\rho_4 \frac{\partial T_{2,4}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial n} \left[\lambda_4(T_{2,4}) \frac{\partial T_{2,4}}{\partial n} \right] + \frac{\partial}{\partial s} \left[\lambda_4(T_{2,4}) \frac{\partial T_{2,4}}{\partial s} \right] + \frac{\lambda_4(T_{2,4})}{r} \left(\frac{\partial T_{2,4}}{\partial s} \sin \theta - \frac{\partial T_{2,4}}{\partial n} \cos \theta \right) + G_2^V, \quad L_5 < n < L_6, \quad s_A < s < s_2, \quad (15)$$

$$c_{p5}(T_{2,4})\rho_5 \frac{\partial T_{2,4}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial n} \left[\lambda_5(T_{2,4}) \frac{\partial T_{2,4}}{\partial n} \right] + \frac{\partial}{\partial s} \left[\lambda_5(T_{2,4}) \frac{\partial T_{2,4}}{\partial s} \right] + \frac{\lambda_5(T_{2,4})}{r} \left(\frac{\partial T_{2,4}}{\partial s} \sin \theta - \frac{\partial T_{2,4}}{\partial n} \cos \theta \right), \quad L_5 < n < L_6, \quad s_2 < s < s_k, \quad (16)$$

$$c_{pj}(T_{2,j})\rho_j \frac{\partial T_{2,j}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial n} \left[\lambda_j(T_{2,j}) \frac{\partial T_{2,j}}{\partial n} \right] + \frac{\partial}{\partial s} \left[\lambda_j(T_{2,j}) \frac{\partial T_{2,j}}{\partial s} \right] + \frac{\lambda_j(T_{2,j})}{r} \times \left(\frac{\partial T_{2,j}}{\partial s} \sin \theta - \frac{\partial T_{2,j}}{\partial n} \cos \theta \right), \quad L_6 < n < L_8, \quad s_A < s < s_k, \quad j = 5-7, \quad (17)$$

где $r = (R_N - n) \cos \theta + (s - s_A) \sin \theta$; t – время; c_{pj} , λ_j , ρ_j , $j = 1-7$ – коэффициенты удельной теплоемкости, теплопроводности и плотность слоев конструкций АТЭТЗ.

Систему уравнений (12)–(17) необходимо решать с учетом следующих начальных и граничных условий.

Начальные условия:

$$T_1|_{t=0} = T_0, \quad 0 \leq n \leq L_3, \quad T_2|_{t=0} = T_0, \quad L_4 \leq n \leq L_8. \quad (18)$$

На обтекаемой внешней поверхности оболочки ($n = 0$):

$$q_w - \epsilon_1 \sigma T_{1w}^4 = -\lambda_1 \frac{\partial T_{1,1}}{\partial n} \Big|_w, \quad s_A \leq s \leq s_k; \quad (19)$$

на поверхности третьего слоя – изолятора ($n = L_3$, $s_A \leq s \leq s_1$) – выставляется условие теплообмена по закону Ньютона и учитывается отвод тепла от излучения поверхности карбида циркония

$$-\lambda_2 \frac{\partial T_{1,3}}{\partial n} \Big|_{n=L_3} = \Delta_1 (T_{1,3}|_{n=L_3} - T_1^*) - \epsilon_2 \sigma T_1^4 \Big|_{n=L_3}; \quad s_A \leq s \leq s_1; \quad (20)$$

на поверхности третьего слоя – эмиттера ($n = L_3$) – согласно первой формулы (8):

$$q_{L_3} = -\lambda_3 \frac{\partial T_{1,3}}{\partial n} \Big|_{n=L_3}, \quad s_1 < s < s_2; \quad (21)$$

на поверхности третьего слоя – эмиттера ($n = L_3$, $s_2 \leq s \leq s_k$) – выставляется граничное условие третьего рода и учитывается отвод тепла от излучения поверхности вольфрама

$$-\lambda_3 \frac{\partial T_{1,3}}{\partial n} \Big|_{n=L_3} = \Delta_1 (T_{1,3}|_{n=L_3} - T_1^*) - \epsilon_3 \sigma T_1^4 \Big|_{n=L_3}, \quad s_2 \leq s \leq s_k; \quad (22)$$

на внешней поверхности четвертого слоя – коллектора ($n = L_4$, $s_A \leq s < s_1$) – имеет место теплообмен по закону Ньютона

$$-\lambda_4 \frac{\partial T_{2,4}}{\partial n} \Big|_{n=L_4} = \Delta_2 (T_{2,4}|_{n=L_4} - T_2^*), \quad s_A \leq s < s_1; \quad (23)$$

на внешней поверхности четвертого слоя – коллектора ($n = L_4, s_1 \leq s < s_2$) – из второй формулы (8):

$$q_{L_4} = -\lambda_4 \frac{\partial T_{2,4}}{\partial n} \Big|_{n=L_4}, \quad s_1 \leq s < s_2; \quad (24)$$

на внешней поверхности четвертого слоя – изолятора Al_2O_3 ($n = L_4, s_2 \leq s \leq s_k$) – имеет место граничное условие третьего рода

$$-\lambda_5 \frac{\partial T_{2,4}}{\partial n} \Big|_{n=L_4} = \Delta_2 (T_{2,4}|_{n=L_4} - T_{2*}), \quad (25)$$

$$s_2 \leq s \leq s_k;$$

на поверхности седьмого слоя – подложке ($n = L_8$) – выставляется условие теплообмена по закону Ньютона

$$-\lambda_7 \frac{\partial T_{2,7}}{\partial n} \Big|_{n=L_8} = \delta (T_{2,7}|_{n=L_8} - T_0), \quad s_A \leq s \leq s_k. \quad (26)$$

На линиях сопряжения $n = L_j, j = 1, 2$ и $n = L_i, i = 5-7$ выписываются условия идеального контакта и равенства температур

$$\lambda_i \frac{\partial T_{1,i}}{\partial n} \Big|_{n=L_i-0} = \lambda_{i+1} \frac{\partial T_{1,i+1}}{\partial n} \Big|_{n=L_i+0}, \quad i = 1, 2;$$

$$\lambda_{i-1} \frac{\partial T_{2,i-1}}{\partial n} \Big|_{n=L_i-0} = \lambda_i \frac{\partial T_{2,i}}{\partial n} \Big|_{n=L_i+0}, \quad i = 5-7; \quad (27)$$

$$T_{1,i}|_{n=L_i-0} = T_{1,i+1}|_{n=L_i+0}, \quad i = 1, 2;$$

$$T_{2,i-1}|_{n=L_i-0} = T_{2,i}|_{n=L_i+0}, \quad i = 5-7.$$

На левом $s = s_A$ торце слоев 1–3 и правом $s = s_k$ торце слоев 1, 2, 4–7 имеет место условие тепловой изоляции

$$\frac{\partial T_{1,i}}{\partial s} \Big|_{s=s_A} = 0, \quad i = 1-3; \quad \frac{\partial T_{1,i}}{\partial s} \Big|_{s=s_k} = 0, \quad i = 1, 2;$$

$$\frac{\partial T_{2,i}}{\partial s} \Big|_{s=s_A} = 0, \quad i = 5-7; \quad \frac{\partial T_{2,i}}{\partial s} \Big|_{s=s_k} = 0, \quad i = 4-7; \quad (28)$$

на левом $s = s_A$ торце четвертого слоя осуществляется теплообмен по закону Ньютона

$$-\lambda_4 \frac{\partial T_{2,4}}{\partial s} \Big|_{s=s_A} = \Delta_2 (T_{2,4}|_{s=s_A} - T_{2*}); \quad (29)$$

на правом $s = s_k$ торце катода выставляется граничное условие третьего рода и учитывается отвод тепла излучением с поверхности вольфрама

$$-\lambda_3 \frac{\partial T_{1,3}}{\partial s} \Big|_{s=s_k} = \Delta_1 (T_{1,3}|_{s=s_k} - T_{1*}) - \epsilon_3 \sigma T_{1,3}^4 \Big|_{s=s_k}; \quad (30)$$

на линиях сопряжения $s = s_1$ областей 2, 3 на эмиттере и $s = s_2$ областей 4, 5 на коллекторе имеет место условие идеального контакта и равенства температур

$$\lambda_2 \frac{\partial T_{1,3}}{\partial s} \Big|_{s=s_1-0} = \lambda_3 \frac{\partial T_{1,3}}{\partial s} \Big|_{s=s_1+0},$$

$$\lambda_4 \frac{\partial T_{2,4}}{\partial s} \Big|_{s=s_2-0} = \lambda_5 \frac{\partial T_{2,4}}{\partial s} \Big|_{s=s_2+0}, \quad (31)$$

$$T_{1,3}|_{s=s_1-0} = T_{1,3}|_{s=s_1+0}, \quad T_{2,4}|_{s=s_2-0} = T_{2,4}|_{s=s_2+0},$$

где T_0 – начальная температура тела составной оболочки; $\epsilon_i, i = 1, 2$ – излучательная способность поверхности сплава (Mo + W) и ZrC; T_{1*}, T_{2*} – характерные температуры воздушной среды вблизи торца эмиттера при $s = s_A$ и коллектора при $s = s_k$; $\delta, \Delta_1, \Delta_2$ – коэффициенты теплоотдачи составной конструкции с внешней средой.

Эффективность АТЭТЗ оценивается как по степени снижения температуры ее конструкций, так и традиционным способом – коэффициентом полезного действия (КПД) ЭГЭ преобразования тепловой энергии в электрическую [13]. Отметим, что оцениваемый КПД ЭГЭ – это нестационарная величина, существующая только во время полета ГЛА в атмосфере, т.е. когда существуют значительные по величине температурные поля конструкций АТЭТЗ.

КПД ЭГЭ вычисляется для эмиттера как отношение полезной электрической мощности $G_M = U_R I_R$ к общим энергетическим затратам, которые включают общую тепловую мощность Q_Σ и суммарную генерируемую электрическую мощность G_Σ :

$$\eta = \frac{G_M}{(G_\Sigma + Q_\Sigma)}. \quad (32)$$

Общая тепловая мощность эмиттера содержит четыре составляющие (см. формулы (9)–(11)):

$$Q_\Sigma = Q_1 + Q_2 + Q_\epsilon + Q_{Cs},$$

$$Q_1 = 2\pi R_1 \int_{s_1}^{s_2} q_1 ds, \quad Q_2 = 2\pi R_1 \int_{s_1}^{s_2} q_2 ds,$$

$$Q_\epsilon = 2\pi R_1 \int_{s_1}^{s_2} q_\epsilon ds, \quad Q_{Cs} = 2\pi R_1 \int_{s_1}^{s_2} q_{Cs} ds.$$

Суммарная генерируемая электрическая мощность ЭГЭ включает нагрев электродов и их коммутационных деталей за счет джоулева тепловыделения (формулы (5), (6)) и полезную электрическую мощность

$$G_\Sigma = G_{\Sigma Ec} + G_{\Sigma Cc} + G_{\Sigma 1} + G_{\Sigma 2} + G_M,$$

$$G_{\Sigma Ec} = \int_{s_2}^{s_k} G_{Ec} ds, \quad G_{\Sigma Cc} = \int_0^{s_1} G_{Cc} ds,$$

$$G_{\Sigma 1} = \int_{s_1}^{s_2} G_1 ds, \quad G_{\Sigma 2} = \int_{s_1}^{s_2} G_2 ds.$$

МЕТОД РАСЧЕТА И ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

На каждом шаге по времени при известных распределениях температур эмиттера, коллектора и коммутационных деталях электродов решение задачи Коши (3), (4) определяет распределение тока и потенциала по эмиттеру, коллектору и коммутационным деталям электродов ЭГЭ в рабочей точке на ВАХ электрогенерирующего элемента на основе ВАХ изотермического ТЭП. Задача Коши решается итерационным численным методом [20] до тех пор, пока не выполнится условие

$$\left\| \frac{\Delta V_{i+1}(s) - \Delta V_i(s)}{\Delta V_{i+1}(s)} \right\| < \epsilon_{\Delta V},$$

где $\Delta V_{i+1}(s)$, $\Delta V_i(s) - i + 1$ -я и i -я итерации распределения $\Delta V = \Delta V(s)$, $\epsilon_{\Delta V}$ – заданная точность расчета. В условии, представленном выше, использована евклидова норма. Для расчета определенных интегралов в электрической части задачи и расчета КПД использован метод трапеций [20].

Краевая задача (12)–(31) решена численно локально-одномерным методом расщепления [21]. Использована неявная, абсолютно устойчивая, монотонная разностная схема с суммарной погрешностью аппроксимации $O(\tau + H_n^2 + H_s^2)$, где H_n – максимальный шаг по пространству вдоль координаты n ($H_n = \max H_i, i = 1-7$), H_s – шаг по пространству вдоль координаты s , τ – шаг по времени. Для проверки программы численного расчета в теле использовалась последовательность сгущающихся сеток по пространству $H_1 = 2 \times 10^{-4}$ м, $H_2 = 10^{-4}$ м, $H_3 = 10^{-4}$ м, $H_j = 10^{-4}$ м, $j = 4-7$; $H_s = 10^{-2}$ м и бралось $h_{s1} = 2H_s, h_{s2} = H_s, h_{s3} = H_s/2, h_{s4} = H_s/4; h_{1i} = 2H_{1i}, h_{2i} = H_{1i}, h_{3i} = H_{1i}/2, h_{4i} = H_{1i}/4, i = 1-7$. Фиксировалась температура слоев $T_{1,i}, i = 1-3; T_{2,j}, j = 4-7$ по глубине и ширине тела в различные моменты времени. Во всех вариантах задача решалась с переменным шагом по времени, который выбирался из условия заданной точности, одинаковой для всех шагов по пространству. Различие относительной погрешности по температуре падало и к моменту времени $t = t_z$ составляло $\psi_1 = 8.4\%, \psi_2 = 4.5\%, \psi_3 = 2.24\%$. Ниже результаты расчета получены для шагов по пространству $h_{3i} = H_{1i}/2, i = 1-7, h_{33} = H_s/2$.

Важным элементом электрической модели ЭГЭ являются ВАХ изотермического ТЭП, которые определяют диапазон генерируемого тока элемента. Для расчета ВАХ ТЭП использовался алгоритм [14], модификация которого в [15] состояла в аппроксимации характеристик в области плотностей токов $J \leq 6$ А/м². Это позволило прибли-

женно описать диффузионную ветвь ВАХ и автоматизировать расчеты вплоть до напряжения холостого хода. Данный алгоритм расчета ВАХ изотермического ТЭП использовался для исследования характеристик распределенных термоэмиссионных систем [11, 15, 16, 22, 23], где получено удовлетворительное согласие модельных и экспериментальных ВАХ распределенных термоэмиссионных систем. Отметим, что моделировалась только обратная ветвь ВАХ ТЭП, т.е. не моделировались явления поджига дуги.

В данной работе рассчитывалось семейство ВАХ изотермического ТЭП (рис. 1) для величины МЭЗ $d = 2.5 \times 10^{-4}$ м и давления насыщенных паров цезия $p_{Cs} = 666.61$ Па ($p_{Cs} = 5$ мм рт. ст.). Это соответствует температуре резервуара с цезием $T_{Cs} = 606.9$ К. Температура эмиттера изменялась в диапазоне $1400 \leq T_1 \leq 2300$ К, коллектора – $600 \leq T_2 \leq 2400$ К, напряжение между электродами: $-0.4 \leq \Delta V \leq 1.6$ В. Работы выхода электродов представлялись в виде кривых Рейзора [24], т.е. в виде соотношений $\phi_i = \phi_i(T_i/T_{Cs}), i = 1, 2$. Для эмиттера задавалась кривая Рейзора, соответствующая вакуумной работе выхода материала электрода (монокристалл W(110)) $\phi_1^0 = 5.0$ эВ [25, 26]. Для коллектора задавалась кривая Рейзора, соответствующая Мо ($\phi_2^0 = 4.32$ эВ). Кривая Рейзора эмиттера и температура резервуара с цезием выбирались таким образом, чтобы в диапазоне температур эмиттера $1400 \leq T_1 \leq 2300$ К его эмиссионная плотность тока соответствовала диапазону $J \sim 10^5-10^6$ А/м², т.е. плотностям тока, когда существенен эффект термоэмиссионного охлаждения.

Отметим, что кривая Рейзора эмиттера в область больших значений T_1/T_{Cs} и коллектора в области малых значений T_2/T_{Cs} выходят на насыщение. Такое поведение кривой Рейзора коллектора приводит к тому, что ВАХ ТЭП перестают изменяться для $T_2 \leq 700$ К. Для используемого в данной работе семейства ВАХ изотермического ТЭП область насыщения для кривой Рейзора эмиттера не достигалась.

Коэффициент теплопроводности паров цезия в (11) принимался равным $\lambda_{Cs} = 1.65 \times 10^{-4} \sqrt{T}$ Вт/(м К) [13, 14].

Как отмечалось выше, коэффициенты электропроводности электродов ЭГЭ зависят от температуры:

$$\xi_i = \xi_{i0}[1 + \xi_{i\alpha}(T - T_0)], \quad i = 1, 2.$$

Брались экспериментальные результаты из [27] и находилась их линейная аппроксимация: для эмиттера – $\xi_{10} = 3.82 \times 10^{-8}$ Ом м, $\xi_{1\alpha} =$

Некоторые геометрические и тепловые характеристики ТЭП

№	1	2	3	4	5	6	7	8
$\delta_i \times 10^3, \text{ м}$	2	1	1	1	1	1	1	
$L_i \times 10^3, \text{ м}$	2	3	4	4.25	5.25	6.25	7.25	8.25
$\rho, \text{ кг/м}^3$	ρ_1	ρ_2	ρ_3	ρ_4	ρ_5	ρ_7	c_1	c_2
c_i	11600	6600	19200	10200	3920	3920	965.5	0.0735
ε_i	ε_1	ε_2	ε_s	ε_3	\bar{s}_A	\bar{s}_1	\bar{s}_2	\bar{s}_k
	0.203	0.302	0.25	0.31	1.484	1.584	1.984	2.084
$\Delta_0, \Delta_i, \delta$	Δ_1	$T_{1*}, \text{ К}$	$T_{2*}, \text{ К}$	δ	Δ_2	$R_N, \text{ м}$	$d, \text{ м}$	$L_k, \text{ м}$
$\text{Вт}/(\text{м}^2 \text{ К})$	1000	1800	700	10^4	200	0.1	2.5×10^{-4}	0.04

$= 8.14 \times 10^{-3} \text{ 1/К}$ и для коллектора – $\xi_{20} = 3.284 \times 10^{-8} \text{ Ом м}$, $\xi_{i\alpha} = 9.0138 \times 10^{-3} \text{ 1/К}$. Формулы справедливы для диапазона $350 \leq T \leq 2500 \text{ К}$.

При низких температурах эмиттера и коллектора дуговой режим работы ТЭП может отсутствовать. При повышении температур эмиттера и коллектора дуговые вольт-амперные характеристики ТЭП существенно сдвинуты в необработавательную область и электронное охлаждение электродов неэффективно. Поэтому в данной статье на начальном интервале по времени велся расчет только с использованием тепловой части модели, а электрическая модель могла подключаться при температурах эмиттера $T_{L_3} \geq 1350\text{--}1400 \text{ К}$ и температурах коллектора $T_{L_4} \geq 350\text{--}400 \text{ К}$. Исследования показали, что в диапазоне $T_{L_3} \approx 1350\text{--}1700 \text{ К}$ момент подключения к расчету электрической модели слабо влияет на процессы в АТЭТЗ. Поэтому дальнейшие исследования проводились для $T_{L_3}^* = 1700 \text{ К}$.

Для расчета конвективного теплового потока из газовой фазы на конической части тела q_w использовались формулы [28] для пространственного случая при турбулентном режиме течения в ПС:

$$q_w = \alpha_w(h_{e0} - h_w), \quad h_w = T_{1w}c_1 + c_2T_{1w}^2/2,$$

$$\alpha_w = \frac{16.4v_\infty^{1.25} \rho_\infty^{0.8}}{R_N^{0.2}(1 + h_w/h_{e0})^{2/3}} \frac{2.2\bar{p}(u_e/v_m)}{\zeta^{0.4} \bar{r}_2^{0.2}},$$

$$\zeta = (\gamma_{ef} - 1 + 2/M_\infty^2)/(\gamma_{ef} + 1),$$

$$\bar{p} = P_e/P_{e0}, \quad u_e/v_m = (1 - \bar{p}^x)^{0.5},$$

$$\chi = (\gamma_{ef} - 1)/\gamma_{ef}, \quad \bar{r}_2 = \cos\theta + (\bar{s} - \bar{s}_A) \sin\theta,$$

где v_∞ – скорость набегающего потока, h – энтальпия, M_∞ – число Маха, $c_i, i = 1, 2$ – постоян-

ные. Индексы: w отвечает параметрам внешней границы тела первого слоя; e и $e0$ – величинам на внешней границе ПС и в точке торможения тела; ∞ – величинам набегающего газового потока на бесконечности; черта вверху – безразмерным параметрам; z – времени окончания теплового воздействия; ef – эффективной величине; 0 – начальной величине; m – максимальному значению.

Расчеты обтекания конуса с углом полураствора $\theta = 5^\circ$ потоком химически равновесного воздуха проводились для следующих условий, которые соответствуют высоте полета: $H_\infty = 3.0 \times 10^4 \text{ м}$, $h_{e0} = 5.92 \times 10^6 \text{ Дж/кг}$, $v_\infty = 3.36 \times 10^3 \text{ м/с}$, $P_\infty = 1.197 \times 10^3 \text{ Н/м}^2$, $\rho_\infty = 1.84 \times 10^{-2} \text{ кг/м}^3$, $g_\infty = 9.73 \text{ м/с}^2$, $M_\infty = 13.07$, а безразмерное давление $\bar{p} = P_e/P_{e0}$ и эффективный показатель адиабаты γ_{ef} определялись согласно [29].

Расстояния слоев оболочки вглубь по n (излучательные способности эмиттера, коллектора), их толщины, плотности, а также некоторые входные данные в уравнениях (11), (19), (20), (22), (23) даны в таблице. Теплофизические характеристики первого слоя отвечают сплаву молибден–вольфрам ($\rho_1 = 11600 \text{ кг/м}^3$) в соотношении (83.5% Мо + 16.5% W) и приведены в [19]. Этот сплав не подвержен коррозии и используется в соплах реактивных двигателей при температурах больше 3000 К. Теплофизические характеристики третьего слоя (эмиттер на рис. 1) отвечают вольфраму, второго слоя – карбиду циркония, четвертого слоя (коллектор на рис. 1) – молибдену, пятого и седьмого слоев (подложка) – Al_2O_3 и взяты из [30, 31], а шестого слоя (гелия, воздушной среды) даны в [31, 32]. Приводимые ниже результаты получены при $T_0 = 273 \text{ К}$.

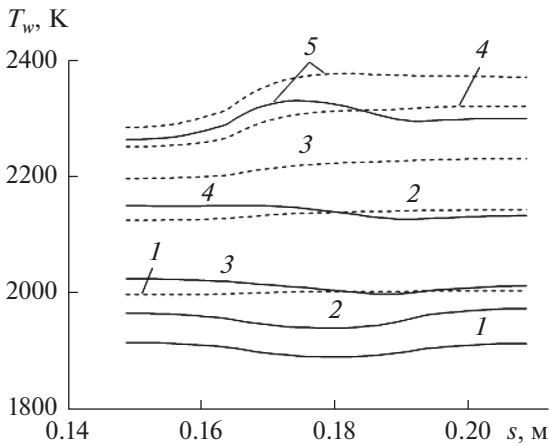


Рис. 2. Зависимость внешней температуры поверхности тела от продольной координаты для опорного режима теплообмена в различные моменты времени: сплошные кривые – при наличии ЭГЭ, штриховые – при его отсутствии.

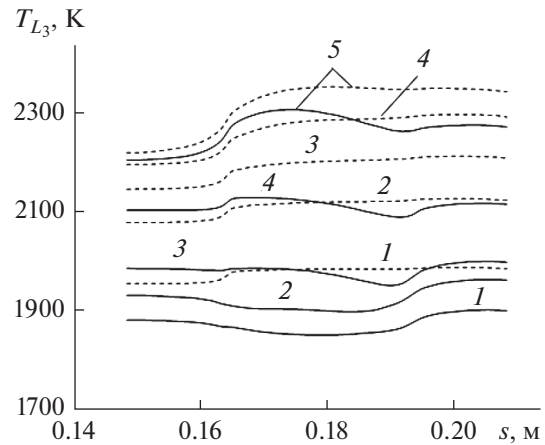


Рис. 3. Зависимость температуры поверхности эмиттера от продольной координаты для опорного режима прогрева: обозначения – как на рис. 2.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ И ИХ АНАЛИЗ

На рис. 2, 3 приведены зависимости температур внешней поверхности тела T_w и эмиттера T_{L_3} вдоль оболочки по s . Кривые 1–5 на рис. 2, 3 отвечают следующим моментам времени t : 1 – 20 с, 2 – 25 с, 3 – 30 с, 4 – 40 с, 5 – $t = t_z$ ($t_z = 60$ с соответствует стационарному режиму процесса нагрева тела) и получены для опорного режима прогрева, когда в шестом слое составной оболочки (см. рис. 1) в качестве теплоносителя используется воздух. На рис. 2, 3 штриховые кривые отвечают варианту отсутствия термоэмиссионного охлаждения (ТЭО) эмиттера в те же самые моменты времени. Видно, что наличие ТЭО снижает максимальную температуру поверхности оболочки T_w на 170 при $t = 30$ с, а температура поверхности эмиттера уменьшается на некоторых участках траектории на 166–223 К. Уменьшение температуры внешней оболочки, связанное с электронным охлаждением катода, качественно согласуется с данными [10].

Отметим также, что в области больших величин плотности эмиссионного тока J (рис. 4) распределения внешней температуры поверхности T_w , эмиттера T_{L_3} имеют вогнутость (сплошные кривые 1–3 на рис. 2, 3), а распределение температуры поверхности коллектора T_{L_4} – выпуклость (рис. 5) в области действия ТЭО, при этом максимальная температура анода достигает $T_{L_4} = 1992$ К для $t = t_z$.

Если в качестве теплоносителя в шестом слое взять гелий с начальной температурой $T_2(\delta_6) = 200$ К, теплофизические характеристики которого известны [31], то максимальная температура по-

верхности коллектора (штриховые кривые на рис. 5) не превышает $T_{L_4} = 1522$ К, а эмиттера – $T_{L_3} = 2140$ К при $t = t_z$. Как известно [1], теплоноситель гелий оказывается более эффективным с точки зрения тепловой защиты.

Для практики представляет интерес величина температуры внутренней стенки T_{L_8} конструкции для коллектора. На рис. 6 сплошные кривые отвечают распределению температуры по глубине n в центре тела ($s_* = (L_k - s_A)/2$) для опорного режима прогрева, штриховые – теплоносителю гелию в те же самые моменты времени. Оказалось, что температура внутренней стенки подложки увеличилась незначительно в момент $t = t_z$ до $T_{L_8} = 288$ К.

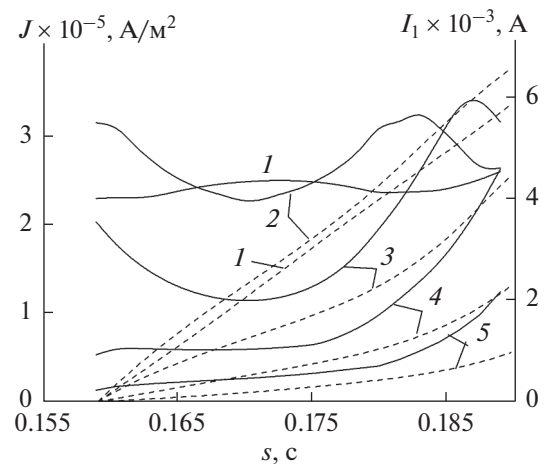


Рис. 4. Распределение плотности тока эмиссии (сплошные кривые) и силы тока (штриховые) в области 3 от продольной координаты для опорного режима прогрева в те же моменты времени, что и на рис. 2.

На рис. 4 даны распределения плотности эмиссионного тока J (сплошные кривые) и силы тока I_1 (штриховые кривые), текущего по эмиттеру в области 3 для воздушного теплоносителя в шестом слое (см. рис. 1) вдоль координаты s в те же самые моменты времени. Из сравнения рис. 3 и 4 видно, что наибольший эффект охлаждения эмиттера на траектории отвечает максимальным значениям J и I_1 при $t = 25-30$ с.

Важным моментом исследований процессов в АТЭТЗ является выбор рабочей точки на ВАХ ЭГЭ. Эффективность АТЭТЗ прямо пропорциональна силе тока ЭГЭ. Поэтому рабочая точка на ВАХ ЭГЭ выбиралась в области максимальной мощности. Фиксировалось напряжение на нагрузке (на выходе ЭГЭ) $U_R = 0.06$ В и сохранялось в течение времени полета ГЛА. На рис. 7 представлены ампер-секундные характеристики ЭГЭ (кривые 1) для разных типов теплоносителя. Обе кривые имеют подобную ассиметричную форму с максимумом в районе $t = 20-25$ с. Ассиметричность формы характеристики ЭГЭ объясняется как различной чувствительностью ВАХ ТЭП по отношению к температуре эмиттера, так и разной скоростью нарастания последней. При $T_{L3} \geq 2100$ К крутизна характеристик ТЭП и скорость нарастания температуры эмиттера ЭГЭ (кривые 2) заметно уменьшаются, поэтому правая часть характеристик ЭГЭ более пологая. Кроме этого, ампер-секундная характеристика ЭГЭ с гелиевым охлаждением имеет большее значение максимума, чем характеристика ЭГЭ с воздушным охлаждением, что объясняется уменьшением на 200–500 К температуры коллектора (рис. 5).

Эффективность АТЭТЗ также оценивалась с помощью коэффициентов неравномерности распределений ее параметров, т.е. оценки однородности условий работы разных частей электродов ЭГЭ. Например, для температуры эмиттера коэффициент неравномерности рассчитывался как [11, 13] $k_{T_1} = T_{1max} / \left[(s_2 - s_1)^{-1} \int_{s_1}^{s_2} T_1(s) ds \right]$.

Коэффициенты неравномерности остальных распределенных параметров АТЭТЗ находились аналогичным образом. Исследования показали, что наиболее сильно изменяется коэффициент k_j , характеризующий неравномерность распределения плотности тока по сечениям ЭГЭ. Так, в интервале времени полета ГЛА 20–60 с он изменяется более чем в четыре раза – от 1.09 до 4.6. Как следствие, согласно выражениям (9), (10), аналогично изменяются коэффициенты неравномерности плотностей тепловых потоков электронных составляющих с эмиттера и на коллектор. Коэффициенты неравномерности остальных распределений параметров АТЭТЗ меняются в пределах 10%. Таким образом, для выбранной

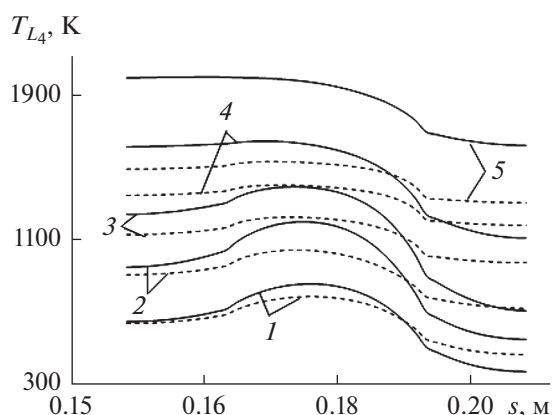


Рис. 5. Зависимость температуры поверхности коллектора от продольной координаты в те же моменты времени, что и на рис. 2: сплошные кривые – опорный режим прогрева, штриховые – теплоноситель гелий в шестом слое составной оболочки.

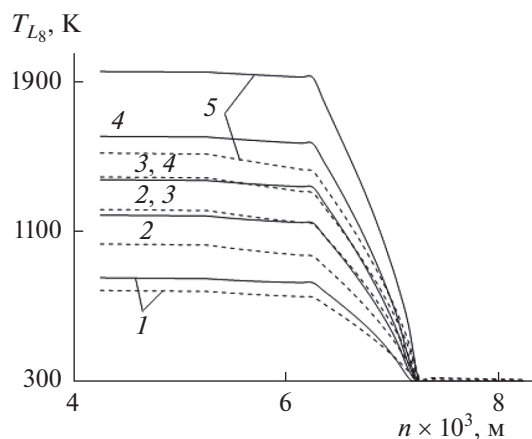


Рис. 6. Зависимость температуры коллектора по глубине n в центре тела s_* в те же моменты времени, что и на рис. 2: обозначения – как на рис. 5.

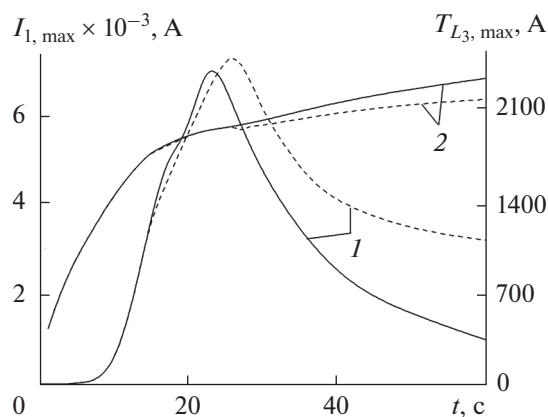


Рис. 7. Зависимость ампер-секундных характеристик (1) и максимальных температур поверхности эмиттера (2) от времени: сплошные кривые – опорный режим прогрева, штриховые – теплоноситель гелий в шестом слое составной оболочки.

длины электродов неравномерность параметров ЭГЭ оказывается существенной, что влияет на эффективность тепловой защиты.

КПД ЭГЭ (32) уменьшается в процессе полета ГЛА от $\eta = 1.6\%$ при $t = 20$ с до $\eta = 0.48\%$ при $t = t_z$. Представляет отдельный интерес модельное исследование влияния параметров ЭГЭ на генерацию им электрической энергии в составе АТЭТЗ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана математическая модель активной термоэмиссионной тепловой защиты при высокотемпературном обтекании многослойной коаксиальной оболочки. Обнаружено понижение температуры поверхности оболочки и температуры поверхности эмиттера в результате тепловой эмиссии электронов с поверхности эмиттера. Исследовано влияние типа теплоносителя на режимы теплообмена в многослойной оболочке. Результаты численных расчетов качественно согласуются с известными данными [10].

Статья написана при поддержке фонда Д.И. Менделеева (грант № 8.2.15.2018).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Полежаев Ю.В., Юревич Ф.Б.* Тепловая защита. М.: Энергия, 1976. 392 с.
2. *Никитин П.В.* Тепловая защита. М.: МАИ, 2006. 512 с.
3. *Гришин А.М., Голованов А.Н., Зинченко В.И., Ефимов К.Н., Якимов А.С.* Математическое и физическое моделирование тепловой защиты. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 2011. 358 с.
4. *Горский В.В.* Теоретические основы расчета абляционной тепловой защиты. М.: Научный мир, 2015. 688 с.
5. *Якимов А.С.* Математическое моделирование тепловой защиты и некоторых задач тепломассообмена. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 2015. 197 с.
6. *Степанова Е.В., Якимов А.С.* Математическое моделирование процесса тепломассообмена в теплозащитном покрытии при пульсациях газового потока // ТВТ. 2015. Т. 53. № 2. С. 236.
7. *Зинченко В.И., Ефимов К.Н., Якимов А.С.* Расчет характеристик сопряженного тепломассообмена при пространственном обтекании затупленного тела с использованием системы комбинированной тепловой защиты // ТВТ. 2011. Т. 49. № 1. С. 81.
8. *Керножицкий В.А., Колычев А.В., Охочинский Д.М.* Термоэмиссионный способ защиты частей летательного аппарата при их аэродинамическом нагреве. А.с. № 2009140802/11 РФ // Б.И. 2010. № 32. 7 с.
9. *Керножицкий В.А., Колычев А.В., Макаренко А.В.* Разработка методики расчета многоэлементной термоэмиссионной тепловой защиты гиперзвуковых летательных аппаратов // Тр. МАИ. Электр. журн. 2014. Вып. № 75. С. 1.

10. *Ушаков Б.А., Никитин В.Д., Емельянов И.Я.* Основы термоэмиссионного преобразования энергии. М.: Атомиздат, 1974. 288 с.
11. *Синяевский В.В.* Методы и средства экспериментальных исследований и реакторных испытаний термоэмиссионных электрогенерирующих сборок. М.: Энергоатомиздат, 2000. 375 с.
12. *Квасников Л.А., Кайбышев В.З., Каландаршвили А.Г.* Рабочие процессы в термоэмиссионных преобразователях ядерных энергетических установках. М.: МАИ, 2001. 208 с.
13. *Бровальский Ю.А., Рожкова Н.М., Синяевский В.В. и др.* Обобщенный расчет вольт-амперных характеристик и полей температуры термоэмиссионных преобразователей на основе данных испытаний изотермического ТЭП // Термоэмиссионные преобразователи энергии. М.: ВНИИТ, 1969. С. 281.
14. *Коноплев А.А., Юдицкий В.Д., Пушина Л.И.* Эмпирический метод расчета вольт-амперных характеристик разрядного режима ТЭП // ЖТФ. 1975. Т. 45. Вып. 2. С. 314.
15. *Бабушкин Ю.В., Зимин В.П.* Методы расчета вольт-амперных характеристик термоэмиссионных электрогенерирующих сборок // Изв. Томск. политех. ун-та. 2006. Т. 309. № 2. С. 135.
16. *Бабушкин Ю.В., Зимин В.П., Хомяков Е.А.* Программное обеспечение и результаты моделирования термоэмиссионных систем // Изв. Томск. политех. ун-та. 2006. Т. 309. № 3. С. 53.
17. *Сергеев Д.Н., Титков А.С.* Адсорбирующие электроды. М.: Энергоиздат, 1982. 128 с.
18. *Лидоренко Н.С., Лошкарев А.И.* Динамические характеристики плазменного диода в режиме низковольтного дугового разряда. 1. Теория динамических характеристик // ЖТФ. 1973. Т. 43. Вып. 5. С. 989.
19. *Заричняк Ю.П., Лисненко Т.А., Басов А.Е.* Теплофизические свойства сплавов твердых растворов вольфрам–молибден // ТВТ. 1977. Т. 15. № 4. С. 918.
20. *Бахвалов Н.С.* Численные методы (анализ, алгебра, обыкновенные дифференциальные уравнения). М.: Наука, 1975. 632 с.
21. *Самарский А.А.* Введение в теорию разностных схем. М.: Наука, 1971. 552 с.
22. *Мендельбаум М.А., Савинов А.П., Синяевский В.В.* Метод расчета батарей термоэмиссионных преобразователей // Энергетика и транспорт. 1982. № 6. С. 140.
23. *Бабушкин Ю.В., Мендельбаум М.А., Савинов А.П. и др.* Алгоритм расчета характеристик термоэмиссионных электрогенерирующих сборок // Энергетика и транспорт. 1981. № 2. С. 115.
24. *Rasor N.S., Warner C.* Correlation of Emission Processes for Adsorbed Alkali Films on Metal Surfaces // J. Appl. Phys. 1965. V. 35. № 9. P. 2589.
25. *Smith J.R., Smith A.L.* A Simple Empirical Formulation of Electron Emission from Cesium Metal Surfaces // Report on Thermionic Conversion Specialist Conference. Carmel, California, USA, 1969. P. 53.

26. *Мионов В.С., Сидельников В.Н.* Предельные выходные характеристики ТЭП // Ядерная энергетика в космосе. Докл. сов. специалистов. Междун. конф. Обнинск, 1990. С. 90.
27. *Рябиков С.В., Агеева В.С., Елисеев В.Б. и др.* Технология термоэмиссионных преобразователей. Спр. М.: Атомиздат, 1974. 232 с.
28. *Землянский Б.А., Степанов Г.И.* О расчете теплообмена при пространственном обтекании тонких закругленных конусов гиперзвуковым потоком воздуха // Изв. АН СССР. МЖГ. 1981. № 5. С. 173.
29. *Лунев В.В., Магомедов К.М., Павлов В.Г.* Гиперзвуковое обтекание притупленных конусов с учетом равновесных физико-химических превращений. М.: ВЦ АН СССР, 1968. 203 с.
30. *Зиновьев В.Ф.* Теплофизические свойства металлов при высоких температурах. Спр. М.: Metallurgy, 1989. 383 с.
31. *Чиркин В.С.* Теплофизические свойства материалов ядерной техники. Спр. М.: Атомиздат, 1968. 484 с.
32. *Варгафтик Н.Б.* Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: ФМГИ, 1963. 670 с.