

УДК 536.46:629.782

Моделирование системы тепловой защиты, основанной на термоэмиссионной технологии

**В.П. Зимин¹, К.Н. Ефимов², В.А. Керножицкий³, А.В. Колычев³,
В.А. Овчинников², А.С. Якимов²**

¹*Томский политехнический университет*

²*Томский государственный университет*

³*Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ»
им. Д.Ф. Устинова*

E-mail: ziminvp55@gmail.com; yakimovas@mail.ru; vakern@mail.ru

Численно исследуется математическая модель процесса нестационарного теплообмена системы термоэмиссионной тепловой защиты при высокоэнтальпийном нагреве. Показано влияние испарения электронов с поверхности эмиттера на понижение температуры многослойной оболочки термоэмиссионной тепловой защиты. Исследовано влияние некоторых теплоносителей в составной оболочке на режимы теплообмена в теле. Получено качественное согласование результатов расчета с известными данными.

Ключевые слова: тепловая защита, термоэмиссионный преобразователь, эмиттер, коллектор, теплообмен, охладитель.

Введение

При создании гиперзвуковых летательных аппаратов (ГЛА) важным аспектом 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 [1–7]. Перспективным направлением разработки тепловой защиты может быть способ, основанный на термоэмиссионном методе [8–10]. Такой метод позволяет преобразовать тепловую энергию, полученную при нагреве оболочки ГЛА, непосредственно в электрическую. При этом испарение тепловых электронов с эмиттера сопровождается понижением температуры последнего [11]. В системе тепловой защиты, основанной на термоэмиссионном методе, протекает множество взаимосвязанных процессов [11]: эмиссионных, электрических, плазменных, тепловых, адсорбционных и др. Экспериментальные исследования на термоэмиссионных установках довольно сложны и дорогостоящи [12, 13], поэтому уделяется большое внимание математическому моделированию протекающих в них процессов [11, 14–17]. В настоящей работе представлена и исследована модель термоэмиссионной тепловой защиты (ТЭТЗ). Показано, что путем выбора параметров защиты возможно существенно уменьшить температуру ее конструкций.

1. Постановка задачи

Пусть имеется многоэлементная конструкция из электрогенерирующих элементов (ЭГЭ) с воздушной прослойкой, у каждого из которых существует своя зона влияния. С целью упрощения анализа будем считать, что элементы ЭГЭ представляют собой слоеный конус, затупленный по сфере. На рис. 1 схематично представлены слои тепловой 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: $0 \leq n \leq L_2$ при $s = s_A$ (за исключением области коллектора $L_4 \leq n \leq L_5$) и $L_5 < n \leq L_8$ при $s = s_k$ (за исключением области эмиттера $L_2 \leq n \leq L_3$). Координата n направлена от поверхности вглубь оболочки (см. рис. 1), где слой 1 — внешняя поверхность оболочки, состоящей из тантала [18, 19] или его сплава с вольфрамом, 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 слои — емкость теплоносителя из Al_2O_3 , слой 6 — охлаждающий теплоноситель (воздух или гелий), слой 8 — потребитель электрической энергии (электрическая нагрузка), эмиттер 3 и коллектор 4 составляют термоэмиссионный элемент, через d обозначена величина межэлектродного зазора; $L_j, j = 1, \dots, 8$ — расстояния от начала координат по n областей 1–3, зазора и областей 4–7; $\delta_j, j = 1, \dots, 7$ — толщины областей 1, ..., 7, приведенных на рис. 1; n и s — поперечная и продольная составляющие естественной системы координат.

Исследование характеристик ЭГЭ основывается на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) изотермического термоэмиссионного преобразователя (ТЭП) [11–14, 16], которые, в свою очередь, являются интегральными характеристиками многообразных процессов в межэлектродном зазоре и на электродах [11, 15–17] и определяются переносом частиц и энергии в плазме, ионизационными, адсорбционными и другими процессами. Для изучения процессов в ТЭТЗ необходимо решать самосогласованную задачу, состоящую из электрической и тепловой моделей. В результате ее решения получим

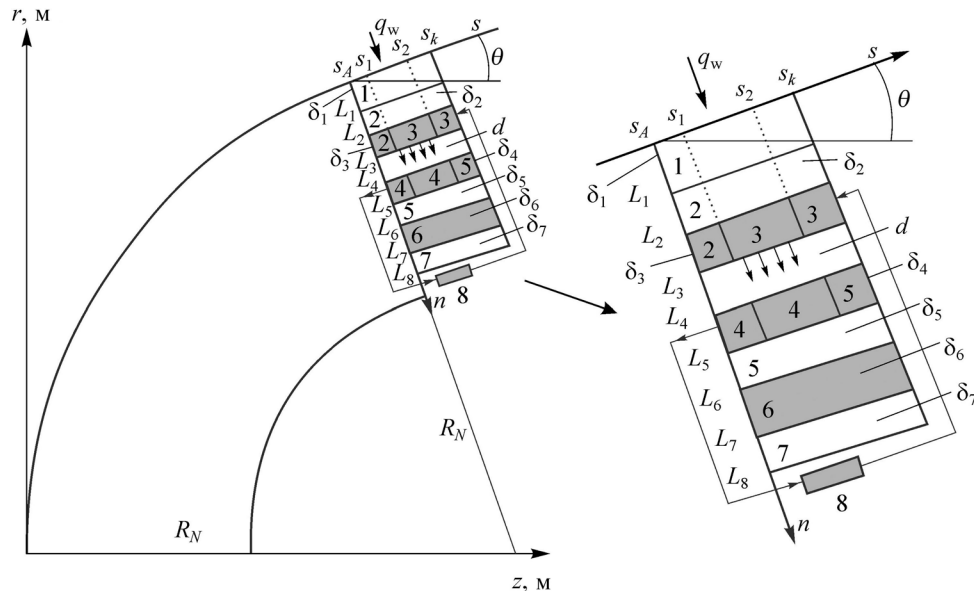


Рис. 1. Схема конструкции ТЭТЗ с электрогенерирующим элементом.
 r и z — поперечная и продольная составляющие в цилиндрической системе координат.

распределения потенциальных, токовых, тепловых и прочих полей конструкции защиты. Электрическая модель взята из работы [14], но в настоящем исследовании рассмотрен общий случай, когда коллектор не эквипотенциален и электропроводность электродов и коммутационных деталей зависит от их температуры.

Для нахождения прототипов ГЛА, на которых может быть оправдана установка ТЭТЗ, желательно определить 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 найти величину высокоэнтальпийных потоков от аэродинамического нагрева внешней части тугоплавкого металла (область 1 на рис. 1). Тепловые потоки для внешних открытых частей областей 3 и 4 рассчитываются следующим образом [11, 14]:

$$q_{L_3} = -(q_1 + q_\varepsilon + q_{Cs}), \quad q_{L_4} = q_2 + q_\varepsilon + q_{Cs}, \quad (1)$$

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

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

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

где φ_j , $j = 1, 2$ — эффективная работа выхода электрона материалов эмиттера и коллектора соответственно; $J = J(T_{2,4}, T_{1,3}, \Delta V)$ — ВАХ изотермического ТЭП, ΔV — разность потенциалов между эмиттером и коллектором, k — постоянная Больцмана, e — заряд электрона. Джоулево тепловыделение коммутационных деталей эмиттера и коллектора вычисляется как

$$G_{Ec} = I_R^2 \int_{s_2}^{s_3} \xi_1 ds, \quad G_{Cc} = I_R^2 \int_{s_4}^{s_1} \xi_2 ds. \quad (5)$$

Погонное джоулево тепловыделение эмиттера и коллектора находится из соотношений

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

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

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

где $I_1(s) = 2\pi R_1 \int_s^s J(T_{2,4}, T_{1,3}, \Delta V) ds$, $I_2(s) = 2\pi R_1 \int_s^{s_2} J(T_{2,4}, T_{1,3}, \Delta V) ds$ — силы токов, текущих по эмиттеру и коллектору, $I_1(s) + I_2(s) = I_R$ — сила тока внешней цепи, S_1, S_2 — площади поперечных сечений эмиттера и коллектора: $S_1 = 2\pi\delta_3(R_1 + \delta_3/2)$, $R_1 = R_N - L_3$ и $S_2 = 2\pi\delta_4(R_2 - \delta_4/2)$, $R_2 = R_N - L_4$, R_N — радиус сферического затупления.

При постановке тепловой модели задачи сделаем следующие допущения:

— число Рейнольдса в набегающем гиперзвуковом потоке воздуха достаточно велико ($Re_\infty \gg 1$), и в окрестности поверхности тела сформировался пограничный слой;

— воздух на внешней границе пограничного слоя находится в состоянии термодинамического равновесия, явления переноса здесь рассматриваются при упрощающих предположениях о равенстве коэффициентов диффузии; число Льюиса $Le = 1$;

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

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

$$c_{pj}(T_{1,j})\rho_j \frac{\partial T_{1,j}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial n} \left[\lambda_j(T_{1,j}) \frac{\partial T_{1,j}}{\partial n} \right] + \frac{\partial}{\partial s} \left[\lambda_j(T_{1,j}) \frac{\partial T_{1,j}}{\partial s} \right] + \frac{\lambda_j(T_{1,j})}{r} \left(\frac{\partial T_{1,j}}{\partial s} \sin \theta - \frac{\partial T_{1,j}}{\partial n} \cos \theta \right), \quad (8)$$

$j = 1, 2, \quad 0 < n < L_2, \quad s_A < s < s_k,$

$$c_{p2}(T_{1,3})\rho_2 \frac{\partial T_{1,3}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial n} \left[\lambda_2(T_{1,3}) \frac{\partial T_{1,3}}{\partial n} \right] + \frac{\partial}{\partial s} \left[\lambda_2(T_{1,3}) \frac{\partial T_{1,3}}{\partial s} \right] + \frac{\lambda_2(T_{1,3})}{r} \left(\frac{\partial T_{1,3}}{\partial s} \sin \theta - \frac{\partial T_{1,3}}{\partial n} \cos \theta \right), \quad (9)$$

$L_2 < n < L_3, \quad s_A < s < s_1,$

$$c_{p3}(T_{1,3})\rho_3 \frac{\partial T_{1,3}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial n} \left[\lambda_3(T_{1,3}) \frac{\partial T_{1,3}}{\partial n} \right] + \frac{\partial}{\partial s} \left[\lambda_3(T_{1,3}) \frac{\partial T_{1,3}}{\partial s} \right] + \frac{\lambda_3(T_{1,3})}{r} \left(\frac{\partial T_{1,3}}{\partial s} \sin \theta - \frac{\partial T_{1,3}}{\partial n} \cos \theta \right) + G_1^V, \quad (10)$$

$L_2 < n < L_3, \quad s_1 < s < s_k,$

$$c_{p4}(T_{2,4})\rho_4 \frac{\partial T_{2,4}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial n} \left[\lambda_4(T_{2,4}) \frac{\partial T_{2,4}}{\partial n} \right] + \frac{\partial}{\partial s} \left[\lambda_4(T_{2,4}) \frac{\partial T_{2,4}}{\partial s} \right] + \frac{\lambda_4(T_{2,4})}{r} \left(\frac{\partial T_{2,4}}{\partial s} \sin \theta - \frac{\partial T_{2,4}}{\partial n} \cos \theta \right) + G_2^V, \quad (11)$$

$L_4 < n < L_5, \quad s_A < s < s_2,$

$$c_{p5}(T_{2,4})\rho_5 \frac{\partial T_{2,4}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial n} \left[\lambda_5(T_{2,4}) \frac{\partial T_{2,4}}{\partial n} \right] + \frac{\partial}{\partial s} \left[\lambda_5(T_{2,4}) \frac{\partial T_{2,4}}{\partial s} \right] + \frac{\lambda_5(T_{2,4})}{r} \left(\frac{\partial T_{2,4}}{\partial s} \sin \theta - \frac{\partial T_{2,4}}{\partial n} \cos \theta \right), \quad (12)$$

$L_4 < n < L_5, \quad s_2 < s < s_k,$

$$c_{pj}(T_{2,j})\rho_j \frac{\partial T_{2,j}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial n} \left[\lambda_j(T_{2,j}) \frac{\partial T_{2,j}}{\partial n} \right] + \frac{\partial}{\partial s} \left[\lambda_j(T_{2,j}) \frac{\partial T_{2,j}}{\partial s} \right] + \frac{\lambda_j(T_{2,j})}{r} \left(\frac{\partial T_{2,j}}{\partial s} \sin \theta - \frac{\partial T_{2,j}}{\partial n} \cos \theta \right), \quad (13)$$

$L_5 < n < L_8, \quad s_A < s < s_k, \quad j = 5, 6, 7,$

где $r = (R_N - n) \cos \theta + (s - s_A) \sin \theta$, T — температура, t — время; c_{pj} , λ_j , ρ_j , $j = 1, \dots, 7$ — коэффициенты удельной теплоемкости, теплопроводности и плотность слоев конструкций ТЭТЗ соответственно, r — коэффициент Ламэ.

Систему уравнений (8)–(13) необходимо решать с учетом следующих начальных и граничных условий.

Начальные условия:

$$T_1|_{t=0} = T_0, \quad 0 \leq n \leq L_3, \quad T_2|_{t=0} = T_0, \quad L_4 \leq n \leq L_8. \quad (14)$$

Граничные условия на обтекаемой внешней поверхности оболочки ($n = 0$):

$$q_w - \varepsilon_1 \sigma T_{1w}^4 = -\lambda_1 \frac{\partial T_{1,1}}{\partial n} \Big|_w, \quad s_A \leq s \leq s_k, \quad (15)$$

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:

$$-\lambda_2 \frac{\partial T_{1,3}}{\partial n} \Big|_{n=L_3} = \Delta_1 (T_{1,3} \Big|_{n=L_3} - T_{1*}) - \varepsilon_2 \sigma T_1^4 \Big|_{n=L_3}, \quad s_A \leq s \leq s_1, \quad (16)$$

на поверхности третьего слоя — эмиттера ($n = L_3$) — согласно первой формулы (1) ставится условие

$$q_{L_3} = -\lambda_3 \frac{\partial T_{1,3}}{\partial n} \Big|_{n=L_3}, \quad s_1 < s < s_2, \quad (17)$$

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:

$$-\lambda_3 \frac{\partial T_{1,3}}{\partial n} \Big|_{n=L_3} = \Delta_1 (T_{1,3} \Big|_{n=L_3} - T_{1*}) - \varepsilon_3 \sigma T_1^4 \Big|_{n=L_3}, \quad s_2 \leq s \leq s_k, \quad (18)$$

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

$$-\lambda_4 \frac{\partial T_{2,4}}{\partial n} \Big|_{n=L_4} = \Delta_2 (T_{2,4} \Big|_{n=L_4} - T_{2*}), \quad s_A \leq s < s_1, \quad (19)$$

на внешней поверхности четвертого слоя — коллектора ($n = L_4$, $s_1 \leq s < s_2$) — из второй формулы (1) следует условие

$$q_{L_4} = -\lambda_4 \frac{\partial T_{2,4}}{\partial n} \Big|_{n=L_4}, \quad s_1 \leq s < s_2, \quad (20)$$

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

$$-\lambda_5 \frac{\partial T_{2,4}}{\partial n} \Big|_{n=L_4} = \Delta_2 (T_{2,4} \Big|_{n=L_4} - T_{2*}), \quad s_2 \leq s \leq s_k, \quad (21)$$

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

$$-\lambda_7 \frac{\partial T_{2,7}}{\partial n} \Big|_{n=L_8} = \delta (T_{2,7} \Big|_{n=L_8} - T_0), \quad s_A \leq s \leq s_k. \quad (22)$$

На линиях сопряжения $n = L_j, j = 1, 2$ и $n = L_i, i = 5, 6, 7$ выписываются условия идеального контакта и равенства температур:

$$\lambda_i \frac{\partial T_{1,i}}{\partial n} \Big|_{n=L_i-0} = \lambda_{i+1} \frac{\partial T_{1,i+1}}{\partial n} \Big|_{n=L_i+0}, \quad i = 1, 2, \quad \lambda_{i-1} \frac{\partial T_{2,i-1}}{\partial n} \Big|_{n=L_i-0} = \lambda_i \frac{\partial T_{2,i}}{\partial n} \Big|_{n=L_i+0}, \quad i = 5, 6, 7,$$

$$T_{1,i} \Big|_{n=L_i-0} = T_{1,i+1} \Big|_{n=L_i+0}, \quad i = 1, 2, \quad T_{2,i-1} \Big|_{n=L_i-0} = T_{2,i} \Big|_{n=L_i+0}, \quad i = 5, 6, 7. \quad (23)$$

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

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

$$\frac{\partial T_{2,i}}{\partial s} \Big|_{s=s_A} = 0, \quad i = 5, 6, 7, \quad \frac{\partial T_{2,i}}{\partial s} \Big|_{s=s_k} = 0, \quad i = 4, 5, 6, 7, \quad (24)$$

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

$$-\lambda_4 \frac{\partial T_{2,4}}{\partial s} \Big|_{s=s_A} = \Delta_2 (T_{2,4} \Big|_{s=s_A} - T_{2*}), \quad (25)$$

на правом торце эмиттера ($s = s_k$) выставляется граничное условие третьего рода и учитывается отвод тепла от излучения поверхности вольфрама:

$$-\lambda_3 \frac{\partial T_{1,3}}{\partial s} \Big|_{s=s_k} = \Delta_1 (T_{1,3} \Big|_{s=s_k} - T_{1*}) - \varepsilon_3 \sigma T_{1,3}^4 \Big|_{s=s_k}, \quad (26)$$

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

$$\lambda_2 \frac{\partial T_{1,3}}{\partial s} \Big|_{s=s_1-0} = \lambda_3 \frac{\partial T_{1,3}}{\partial s} \Big|_{s=s_1+0}, \quad \lambda_4 \frac{\partial T_{2,4}}{\partial s} \Big|_{s=s_2-0} = \lambda_5 \frac{\partial T_{2,4}}{\partial s} \Big|_{s=s_2+0},$$

$$T_{1,3} \Big|_{s=s_1-0} = T_{1,3} \Big|_{s=s_1+0}, \quad T_{2,4} \Big|_{s=s_2-0} = T_{2,4} \Big|_{s=s_2+0}. \quad (27)$$

Эффективность ТЭТЗ оценивается как по степени снижения температуры ее конструкций, так и традиционным способом — через коэффициент полезного действия (КПД) электрогенерирующих элементов преобразования тепловой энергии в электрическую [14]. 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 ТЭТЗ.

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

$$\eta = G_M / (G_\Sigma + Q_\Sigma). \quad (28)$$

Общая тепловая мощность эмиттера содержит четыре составляющие (см. формулы (5)–(7)):

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

$$Q_1 = 2\pi R_1 \int_{s_1}^{s_2} q_1 ds, \quad Q_2 = 2\pi R_1 \int_{s_1}^{s_2} q_2 ds, \quad Q_\varepsilon = 2\pi R_1 \int_{s_1}^{s_2} q_\varepsilon ds, \quad Q_{Cs} = 2\pi R_1 \int_{s_1}^{s_2} q_{Cs} ds.$$

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

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

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

2. Метод расчета и исходные данные

Краевая задача (8)–(27) решалась численно локально-одномерным методом расщепления [20]; использовалась неявная, абсолютно устойчивая, монотонная разностная схема с суммарной погрешностью аппроксимации $O(\tau + H_n^2 + H_s^2)$, $H_n = \max H_i$, $i = 1-7$. Для проверки программы численного расчета использовалась последовательность сгущающихся сеток по пространству для тела: $H_1 = 2 \cdot 10^{-4}$ м, $H_2 = 10^{-4}$ м, $H_3 = 10^{-4}$ м, $H_j = 10^{-4}$ м для $j = 4-7$; $H_s = 10^{-2}$ м; также выбиралось $h_{s_1} = 2 \cdot H_s$, $h_{s_2} = H_s$, $h_{s_3} = H_s/2$, $h_{s_4} = H_s/4$; $h_{1i} = 2 \cdot H_{1i}$, $h_{2i} = H_{1i}$, $h_{3i} = H_{1i}/2$, $h_{4i} = H_{1i}/4$, $i = 1-7$. Температура слоев фиксировалась по глубине и ширине тела в различные моменты времени: $T_{1,i}$, $i = 1-3$, $T_{2,j}$, $j = 4-7$. Во всех вариантах задача решалась с переменным шагом по времени, который выбирался из условия заданной точности, одинаковой для всех шагов по пространству. Разница относительной погрешности по температуре падала, и к моменту времени $t = t_z$ она соответствовала значению ψ_3 : $\psi_1 = 8,7\%$, $\psi_2 = 4,8\%$, $\psi_3 = 2,3\%$. Представленные ниже результаты расчета получены для шагов по пространству $h_{3i} = H_{1,i}/2$, $i = 1-7$, $h_{s_3} = H_s/2$.

Важным элементом электрической модели ЭГЭ являются вольт-амперные характеристики изотермического термоэмиссионного преобразователя, которые определяют диапазон генерируемого элементом тока. Для расчета ВАХ ТЭП использовался алгоритм [15], модификация которого в исследовании [16] состояла в аппроксимации характеристик в области плотностей токов $J \leq 6$ А/м². Это позволило приближенно описать диффузионную ветвь ВАХ и автоматизировать расчеты вплоть до напряжения холостого хода. Данный алгоритм расчета ВАХ изотермического ТЭП использовался для изучения характеристик распределенных термоэмиссионных систем [12, 16, 17, 21, 22] и было получено удовлетворительное согласование модельных и экспериментальных ВАХ распределенных термоэмиссионных систем. Отметим, что моделировалась только обратная ветвь ВАХ ТЭП, т.е. явления поджига дуги не моделировались.

В настоящей работе рассчитывалось семейство ВАХ изотермического ТЭП (рис. 1) для величины межэлектродного зазора $d = 2,5 \cdot 10^{-4}$ м и давления насыщенных паров цезия $p_{Cs} = 666,61$ Па ($p_{Cs} = 5$ мм рт. ст.), что соответствует температуре резервуара с цезием $T_{Cs} = 606,9$ К. Температура эмиттера изменялась в диапазоне $1400 \leq T_1 \leq 2700$ К, коллектора — $600 \leq T_2 \leq 2400$ К, напряжение между электродами находилось в диапазоне $-0,4 \leq \Delta V \leq 1,6$ В. Эффективная работа выхода электрона представлялась в виде кривых Рейзора [23], т.е. в виде соотношений $\varphi_i = \varphi_i(T_i/T_{Cs})$ для материала $i = 1, 2$. Для эмиттера задавалась кривая Рейзора, соответствующая вакуумной работе выхода материала электрода (монокристалл W(110)) $\varphi_1^0 = 5,0$ эВ [24, 25]. Для коллектора задавалась кривая Рейзора, соответствующая Мо, — $\varphi_2^0 = 4,32$ 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 кривые Рейзера эмиттера в области больших значений T_1/T_{Cs} и коллектора в области малых значений T_2/T_{Cs} выходят на насыщение. Такое поведение кривой Рейзера коллектора приводит к тому, что вольт-амперные характеристики перестают изменяться для $T_2 \leq 700$ К. Для используемого в данной работе семейства ВАХ изотермического ТЭП область насыщения для кривой Рейзера эмиттера не достигалась.

Коэффициент теплопроводности паров цезия в уравнении (4) принимался равным $\lambda_{Cs} = 1,65 \cdot 10^{-4} \sqrt{T}$ Вт/(м К) [11, 12]. Как отмечалось выше, коэффициенты электропроводности электродов ЭГЭ зависят от температуры, и эта зависимость имеет вид

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

Так, для экспериментальных результатов из работы [26] были найдены их линейные аппроксимации для эмиттера и для коллектора, которые составили соответственно $\xi_{10} = 3,82 \cdot 10^{-8}$ Ом·м, $\xi_{1\alpha} = 8,14 \cdot 10^{-3}$ 1/К и $\xi_{20} = 3,284 \cdot 10^{-8}$ Ом·м, $\xi_{2\alpha} = 9,0138 \cdot 10^{-3}$ 1/К. Указанная формула справедлива для диапазона $350 \text{ К} \leq T \leq 2500 \text{ К}$.

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 непреобразовательную область и электронное охлаждение электродов неэффективно. В этой связи в настоящей работе на начальном интервале времени велся расчет только с использованием тепловой части модели, а электрическая модель могла подключаться при температурах эмиттера $T_{L_3} \geq 1350 - 1400$ К и температурах коллектора $T_{L_4} \geq 350 - 400$ К. Исследования показали, что в диапазоне $T_{L_3} \approx 1350 - 1700$ К момент подключения к расчету электрической модели слабо влияет на процессы в ТЭТЗ. Поэтому дальнейшие исследования проводились для $T_{L_3}^* = 1700$ К.

При задании конвективного теплового потока из газовой фазы на конической части тела q_w воспользуемся формулами для пространственного случая при турбулентном режиме течения в пограничном слое [27]:

$$q_w = \alpha_w (h_{e0} - h_w), \quad h_w = T_{1w} c_1 + c_2 T_{1w}^2 / 2,$$

$$\alpha_w = \frac{16,4 v_\infty^{1,25} \rho_\infty^{0,8}}{R_N^{0,2} (1 + h_w / h_{e0})^{2/3}} \cdot \frac{2,2 \bar{p} (u_e / v_m)}{\zeta^{0,4} \bar{r}_2^{0,2}}.$$

$$\bar{p} = P_e / P_{e0}, \quad u_e / v_m = (1 - \bar{p}^\chi)^{0,5}, \quad \chi = (\gamma_{ef} - 1) / \gamma_{ef},$$

$$\bar{r}_2 = \cos \theta + (\bar{s} - \bar{s}_A) \sin \theta, \quad \zeta = (\gamma_{ef} - 1 + 2 / M_\infty^2) / (\gamma_{ef} + 1).$$

Расчеты обтекания конуса с углом полураствора $\theta = 5^\circ$ потоком химически равновесного воздуха проводились для следующих условий, которые соответствуют высоте полета: $H_\infty = 3,0 \cdot 10^4$ м, $h_{e0} = 5,92 \cdot 10^6$ Дж/кг, $v_\infty = 3,36 \cdot 10^3$ м/с, $P_\infty = 1,197 \cdot 10^3$ Н/м², $\rho_\infty = 1,84 \cdot 10^{-2}$ кг/м³, $g_\infty = 9,73$ м/с², $a_\infty = 257$ м/с, $M_\infty = 13,07$, а безразмерное давление $\bar{p} = P_e / P_{e0}$ и эффективный показатель адиабаты γ_{ef} определялись согласно [28].

Таблица

Некоторые геометрические и теплофизические характеристики ТЭП

№ слоя	1	2	3	4	5	6	7	8
$\delta_i \cdot 10^3, \text{ м}$	2	1	1	1	1	1	1	–
$L_i \cdot 10^3, \text{ м}$	2	3	4	4,25	5,25	6,25	7,25	8,25
$\rho, \text{ кг/м}^3$	$\rho_1 = 16650$	$\rho_2 = 6600$	$\rho_3 = 19200$	$\rho_4 = 10200$	$\rho_5 = 3920$	–	$\rho_7 = 3920$	–

Расстояния слоев оболочки вглубь по n , их толщины и плотности даны в таблице. Теплофизические характеристики первого слоя отвечают танталу ($\rho_1 = 16650 \text{ кг/м}^3$) и приведены в исследованиях [18, 19]. Теплофизические характеристики третьего слоя (эмиттер на рис. 1) отвечают вольфраму, второго — карбиду циркония, четвертого (коллектор на рис. 1) — молибдену, пятого и седьмого слоев (подложка) соответствуют Al_2O_3 и взяты из работ [29, 30], шестого слоя (гелия, воздушной среды) — из [30, 31]. Приводимые ниже результаты получены при $c_1 = 965,5 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$, $c_2 = 0,147 \text{ (Дж/кг}\cdot\text{К}^2)$, $T_0 = 283 \text{ К}$, $\varepsilon_1 = 0,203$, $\varepsilon_2 = 0,302$, $\varepsilon_3 = 0,31$, $\varepsilon_s = 0,25$, $s_A = 0,1484 \text{ м}$, $s_1 = 0,1584 \text{ м}$, $s_2 = 0,1984 \text{ м}$, $s_k = 0,2084 \text{ м}$, $\Delta_1 = 10^3 \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{К)}$, $\Delta_2 = 200 \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{К)}$, $\delta = 10^4 \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{К)}$, $T_{1*} = 1800 \text{ К}$, $T_{2*} = 700 \text{ К}$, $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{К}^4)$, $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$, $e = 1,6 \cdot 10^{-23} \text{ Кл}$, $R_N = 0,1 \text{ м}$, $d = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ м}$, $L_k = 0,04 \text{ м}$.

3. Результаты численного решения и их анализ

На рис. 2, 3 приведены зависимости внешней температуры поверхности тела T_w и эмиттера T_{L_3} вдоль оболочки по s . Кривые 1–5 отвечают моментам времени $t = 20$ (1), 25 (2), 30 (3), 40 с (4) и $t = t_z$ (5) ($t_z = 60 \text{ с}$ 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. Штриховые кривые на указанных рисунках отвечают варианту, когда в те же самые моменты времени термоэмиссионное охлаждение эмиттера отсутствует. Видно, что наличие термоэмиссионного охлаждения снижает максимальную температуру поверхности оболочки T_w на 170 К при $t = 30 \text{ с}$, а температура поверхности эмиттера уменьшается на некоторых участках

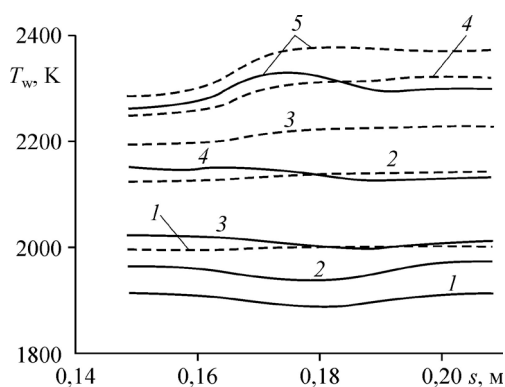


Рис. 2. Зависимость внешней температуры поверхности тела от продольной координаты для опорного режима теплообмена в различные моменты времени при наличии ЭГЭ (сплошные кривые) и в его отсутствие (штриховые кривые). $t = 20$ (1), 25 (2), 30 (3), 40 (4) с, $t = t_z$ (5).

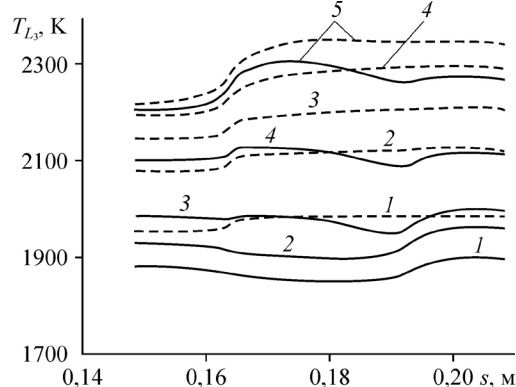


Рис. 3. Зависимость температуры поверхности эмиттера от продольной координаты для опорного режима прогрева. Обозначения см. на рис. 2.

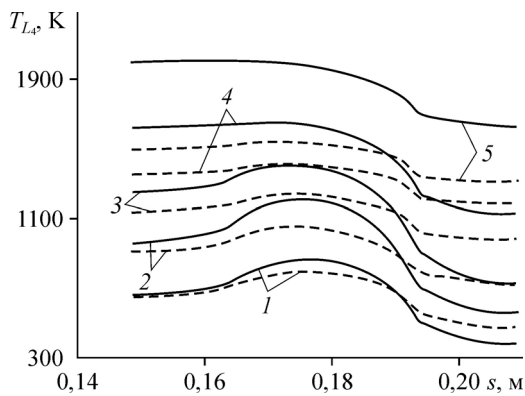


Рис. 4. Зависимость температуры поверхности коллектора от продольной координаты в те же моменты времени, что и на рис. 2. Сплошные кривые — опорный режим прогрева, штриховые — теплоноситель гелий в шестом слое составной оболочки.

траектории на 166–223 К. Уменьшение температуры внешней оболочки, связанное с электронным охлаждением эмиттера, качественно согласуется с данными работ [8–11]. Отметим также, что в области больших величин плотности эмиссионного тока J распределения внешней температуры поверхности T_w и эмиттера T_{L_3} имеют вогнутость (см. сплошные кривые 1–3 на рис. 2, 3), а распределение температуры поверхности коллектора T_{L_4} (см. рис. 4) — выпуклость в области действия термоэмиссионного охлаждения, при этом максимальная температура коллектора достигает $T_{L_4} = 1992$ К для $t = t_z$.

Если в качестве теплоносителя в шестом слое рассматривать гелий с начальной температурой $T_2(\delta_6) = 200$ К, теплофизические характеристики которого известны [30], то температура поверхности коллектора (рис. 4, штриховые кривые) при $t = t_z$ не превышает $T_{L_4} = 1522$ К, а эмиттера — $T_{L_3} = 2140$ К. Как известно [1], гелий как теплоноситель оказывается более эффективным с точки зрения тепловой защиты.

Снижение температуры внешней поверхности тела при работающем ТЭП обусловлено дополнительным переносом тепла через межэлектродный зазор (слой 4 на рис. 1). В этом случае температура коллектора (слой 5) становится выше (рис. 4), а температура эмиттера (слой 3) ниже (рис. 3), чем при неработающем ТЭП. При неработающем ТЭП в межэлектродном зазоре происходит незначительный перенос тепла, связанный с разницей излучений с внешних поверхностей эмиттера и коллектора. В результате этого тепло, поступающее вследствие аэродинамического нагрева, в основном аккумулируется в трех верхних слоях. При включении ТЭП через межэлектродный зазор посредством электронной эмиссии осуществляется дополнительный перенос тепла от эмиттера к коллектору и вглубь ТЭП. Аккумуляция тепла происходит в большем объеме ТЭП. За счет этого температура внешней поверхности тела снижается на некоторых участках траектории более, чем на 100 К. В целом ТЭП позволяет таким образом управлять тепловыми режимами и вырабатывать некоторое количество электрической энергии.

В практическом аспекте представляет интерес величина температуры внутренней стенки T_{L_8} конструкции для коллектора.

На рис. 5 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, что и на рис. 2.

Рис. 5. Зависимость температуры коллектора от глубины n в центре тела s_* в те же моменты времени, что и на рис. 2. Обозначения см. на рис. 4.

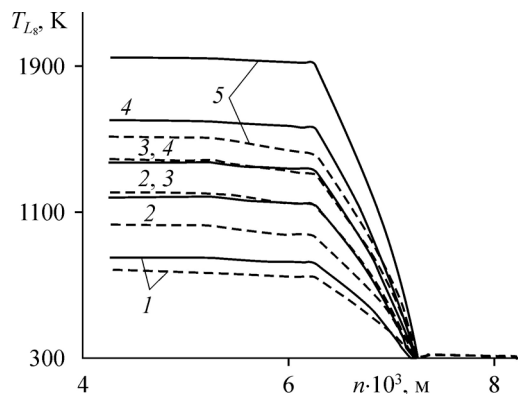


Рис. 6. Распределения плотности тока эмиссии (сплошные кривые) и силы тока (штриховые кривые) в области 3 от продольной координаты для опорного режима прогрева в те же моменты времени, что и на рис. 2.

Видно, что температура внутренней стенки подложки увеличилась незначительно в момент $t = t_z$: до $T_{L_8} = 298$ К.

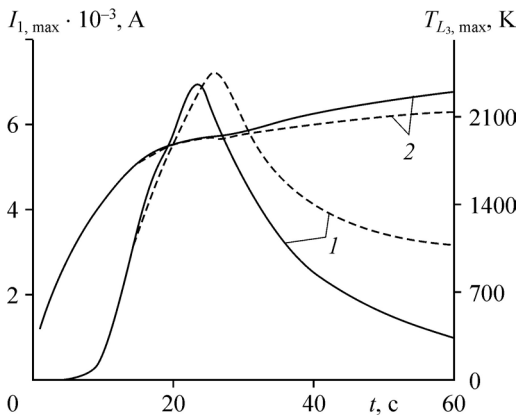
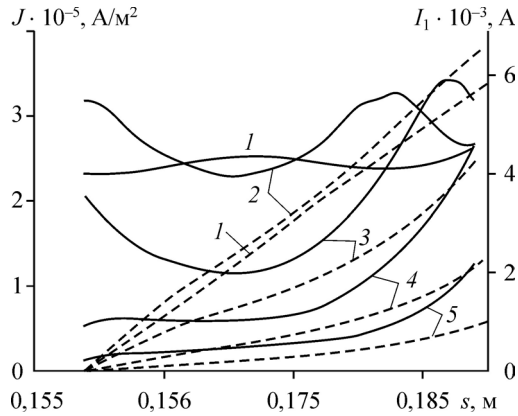
На рис. 6 приведены распределения плотности эмиссионного тока J (сплошные кривые) и силы тока I_1 (штриховые кривые), текущего по эмиттеру в области 3 для воздушного теплоносителя в шестом слое (см. рис. 1) вдоль координаты s в те же самые моменты времени, что и на рис. 2. Из сравнения рис. 3 и 6 видно, что наибольший эффект охлаждения эмиттера на рассматриваемой траектории отвечает максимальным значениям J и I_1 при $t = 25-30$ с.

Важным моментом исследований процессов в ТЭТЗ является выбор рабочей точки на вольт-амперных характеристиках ЭГЭ. Эффективность ТЭТЗ прямо пропорциональна силе тока ЭГЭ, поэтому рабочая точка на ВАХ ЭГЭ выбиралась в области максимальной мощности. Напряжение на нагрузке (на выходе ЭГЭ) фиксировалось на уровне $U_R = 0,6$ В и сохранялось в течение времени полета ГЛА. На рис. 7 представлены ампер-секундные характеристики ЭГЭ для разных типов теплоносителя — $I_{1\max} = I_R$ (кривые 1). Обе кривые имеют подобную асимметричную форму с максимумом в районе $t = 20-25$ с. Асимметричность формы характеристики ЭГЭ объясняется как различной чувствительностью ВАХ ТЭП к температуре эмиттера, так и разной скоростью нарастания последней. При $T_{L_3} \geq 2100$ К крутизна характеристик ТЭП и скорость нарастания температуры эмиттера ЭГЭ (кривые 2) заметно уменьшаются, поэтому правая часть характеристик ЭГЭ имеет более пологий вид. 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 (см. рис. 4).

Эффективность ТЭТЗ 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 и в работах [12, 14]:

$$k_{T_1} = T_{1\max} \sqrt{\left[(s_2 - s_1)^{-1} \int_{s_1}^{s_2} T_1(s) ds \right]}.$$

Рис. 7. Зависимость ампер-секундных характеристик $I_{1, \max} = I_R(I)$ и максимальных температур поверхности эмиттера (2) от времени. Сплошные кривые — опорный режим прогрева, штриховые — теплоноситель гелий в шестом слое составной оболочки.



Коэффициенты неравномерности остальных распределенных параметров ТЭТЗ находились аналогичным образом. Исследования показали, что наибольшие изменения соответствует коэффициенту неравномерности распределения плотности тока по сечениям ЭГЭ k_j . Так, при изменении времени полета ГЛА в интервале 20–60 с он изменяется более чем в 4 раза: от 1,09 до 4,6. Вследствие этого, согласно выражениям (2), (3), аналогично изменяются коэффициенты неравномерности плотностей тепловых потоков электронных составляющих с эмиттера на коллектор. Коэффициенты неравномерности остальных распределений параметров ТЭТЗ меняются в пределах 10 %. Таким образом, для выбранной длины электродов неравномерность параметров ЭГЭ оказывается существенной, что влияет на эффективность тепловой защиты.

КПД ЭГЭ, полученный по (28), уменьшается в процессе полета ГЛА с $\eta = 1,6\%$ в момент времени $t = 20$ с до $\eta = 0,48\%$ при $t = t_z$. Отдельный интерес представляет модельное исследование влияния параметров ЭГЭ на генерацию им электрической энергии в составе ТЭТЗ.

Выводы

Разработана и исследована математическая модель системы термоэмиссионной тепловой защиты при высокотемпературном обтекании многослойной коаксиальной оболочки. Обнаружено понижение внешней температуры поверхности оболочки и температуры поверхности эмиттера в результате тепловой эмиссии электронов с поверхности эмиттера. Исследовано влияние различных теплоносителей на режимы теплообмена в многослойной оболочке. Результаты численных расчетов качественно согласуются с известными данными [11].

Обозначения

a_∞ — скорость звука, м/с,	r — коэффициент Ламэ, м,
$c_p, i = 1, 2$ — постоянные, Дж/(кг·К), Дж/(кг·К ²),	$R_i, i = 1, 2$ — внутренний радиус эмиттера и внешний радиус коллектора, м,
e — заряд электрона, Кл,	s — продольная составляющая естественной системы координат, м,
G — электрическая мощность, Вт,	S_1, S_2 — площади поперечных сечений эмиттера и коллектора, м ² ,
g_∞ — ускорение свободного падения, м/с ² ,	U_R — падение напряжения во внешней цепи, В,
h — энтальпия, Дж/(кг·К),	v_∞ — скорость набегающего потока, м/с,
H_n — максимальный шаг по пространству вдоль координаты n , м,	α_w — коэффициент теплообмена, кг/(м ² ·с),
H_∞ — высота полета, м,	$\varepsilon_i, i = 1, 2, 3$ — интегральная излучательная способность поверхностей тантала, карбида циркония и вольфрама,
H_s — шаг по пространству вдоль координаты s , м,	ε_s — приведенная излучательная способность поверхностей электродов,
$I_j, j = 1, 2$ — сила тока, текущего по электродам, А,	θ — угол конусности, град,
I_R — сила тока внешней цепи, А,	σ — постоянная Стефана–Больцмана, Вт·(м ² ·К ⁴),
k — постоянная Больцмана, Дж/К,	τ — шаг по времени, с,
M_∞ — число Маха,	$\xi_{iR}, i = 1, 2$ — коэффициенты электропроводности эмиттера и коллектора, Ом·м.
n — нормальная составляющая естественной системы координат, м,	
P — давление, Н/м ² ,	
$q_w, q_i, i = 1, 2$ — тепловые потоки, Вт/м ² ,	
Q — тепловая мощность, Вт,	

Индексы

1 и 2 отвечают параметрам эмиттера и коллектора соответственно,	Σ — суммарная величина параметра,
вторые индексы для температуры (см. рис. 1) отвечают слоям оболочки,	∞ — величина на бесконечности,
A — граница сопряжения сфера–конус на рис. 1,	черта «вверх» — безразмерная величина,
w — поверхность обтекаемого тела,	z — время окончания теплового воздействия,
Cs — пары цезия,	0 — начальное значение,
Cc — токовывод на аноде,	k — конечное значение по координате s ,
Cc — токовывод на катоде,	* — характерное значение,
	ef — эффективная величина.

Список литературы

1. Полежаев Ю.В., Юревич Ф.Б. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976. 392 с.
2. Никитин П.В. Тепловая защита. М.: Московский авиационный институт, 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 ТГУ, 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. Томск: Изд-во ТГУ, 2018. 164 с.
6. Зинченко В.И., Ефимов К.Н., Якимов А.С. Расчет характеристик сопряженного тепломассообмена при пространственном обтекании затупленного тела с использованием системы комбинированной тепловой защиты // Теплофизика высоких температур. 2011. Т. 49, № 1. С. 81–91.
7. Ефимов К.Н., Овчинников В.А., Якимов А.С. Математическое моделирование влияния вращения на характеристики сопряженного тепломассообмена при высокочастотном обтекании затупленного по сфере конуса под углом атаки // Теплофизика и аэромеханика. 2017. Т. 24, № 5. 677–689.
8. Пат. № 2404087 РФ, МПК⁵¹ В64С 1/38, В64G 1/50. Термоэмиссионный способ защиты частей летательного аппарата при их аэродинамическом нагреве / В.А. Керножицкий, А.В. Кольчев, Д.М. Охочинский. Патентообладатель Балтийский гос-ный техн. ун-т «Военмех». № 2009140802/11; заявл. 03.11.2009; опубл. 20.11.2010, Бюл. 32.7 с.
9. Кольчев А.В. Активная тепловая защита элементов конструкций высокоскоростного летательного аппарата на новых физических принципах при аэродинамическом нагреве // Электронный журнал «Труды МАИ». 2012. Вып. 51. С. 1–18.
10. Кольчев А.В., Керножицкий В.А., Макаренко А.В. Разработка методики расчета многоэлементной термоэмиссионной тепловой защиты гиперзвуковых летательных аппаратов // Электронный журнал «Труды МАИ». 2014. Вып. 75. С. 1–23.
11. Ушаков Б.А., Никитин В.Д., Емельянов И.Я. Основы термоэмиссионного преобразования энергии. Москва: Атомиздат, 1974. 288 с.
12. Снявский В.В. Методы и средства экспериментальных исследований и реакторных испытаний термоэмиссионных электрогенерирующих сборок. М: Энергоатомиздат, 2000. 375 с.
13. Квасников Л.А., Кайбышев В.З., Каландаришвили А.Г. Рабочие процессы в термоэмиссионных преобразователях ядерных энергетических установках. М.: МАИ, 2001. 208 с.
14. Бровальский Ю.А., Рожкова Н.М., Снявский В.В., Юдицкий В.Д. Обобщенный расчет вольт-амперных характеристик и полей температуры термоэмиссионных преобразователей на основе данных испытаний изотермического ТЭП. Термоэмиссионные преобразователи энергии. М.: ВНИИТ, 1969. С. 281–294.
15. Коноплев А.А., Юдицкий В.Д., Пушина Л.И. Эмпирический метод расчета вольт-амперных характеристик разрядного режима термоэлектронного преобразователя // Журнал техн. физики. 1975. Т. 45, вып. 2. С. 14–321.
16. Бабушкин Ю.В., Зимин В.П. Методы расчета вольт-амперных характеристик термоэмиссионных электрогенерирующих сборок // Изв. Томского политехнического университета. 2006. Т. 309, № 2. С. 135–139.
17. Бабушкин Ю.В., Зимин В.П., Хомяков Е.А. Программное обеспечение и результаты моделирования термоэмиссионных систем // Изв. Томского политехнического университета. 2006. Т. 309, № 3. С. 53–57.
18. Пелецкий В.Е., Воскресенский В.Ю. Теплофизические свойства тантала при температурах выше 1000° С // Теплофизика высоких температур. 1966. № 4. С. 336–342.
19. Бодряков В.Ю. Теплоемкость твердого тантала: самосогласованный расчет // Теплофизика высоких температур. 2013. № 2. С. 233–242.
20. Самарский А. А. Введение в теорию разностных схем. М.: Наука, 1971. 552 с.
21. Мендельбаум М.А., Савинов А.П., Снявский В.В. Метод расчета батарей термоэмиссионных преобразователей // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1982. № 6. С. 140–147.
22. Бабушкин Ю.В., Мендельбаум М.А., Савинов А.П. Алгоритм расчета характеристик термоэмиссионных электрогенерирующих сборок // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1981. № 2. С. 115–122.
23. Rasor N.S., Warner C. Correlation of emission processes for adsorbed alkali films on metal surfaces // J. App. Physics. 1965. Vol. 35, No. 9. P. 2589–2599.
24. Смит Дж., Смит А. Простая эмпирическая формула для электронной эмиссии с поверхности металлов, покрытых цезием. Прямое преобразование тепловой энергии в электрическую и топливные элементы. М.: Изд-во ВИНТИ, 1971. Вып. 6. С. 105–111.
25. Миронов В.С., Сидельников В.Н. Предельные выходные характеристики ТЭП // Тезисы докладов Международной конференции «Ядерная энергетика в космосе». Обнинск, 1990. Ч. 1. С. 90–92.

26. **Рябиков С.В., Агеева В.С., Елисеев В.Б.** Технология термоэмиссионных преобразователей. Справочник. М.: Атомиздат, 1974. 231 с.
27. **Землянский Б.А., Степанов Г.И.** О расчете теплообмена при пространственном обтекании тонких затупленных конусов гиперзвуковым потоком воздуха // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1981. № 5. С. 173–177.
28. **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.
29. **Зиновьев В.Ф.** Теплофизические свойства металлов при высоких температурах. Справочник. М.: Металлургия, 1989. 383 с.
30. **Чиркин В.С.** Теплофизические свойства материалов ядерной техники. Справочник. М.: Атомиздат, 1968. 484 с.
31. **Варгафтик Н.Б.** Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: ФМГИ, 1963. 670 с.

*Статья поступила в редакцию 15 февраля 2019 г.,
после доработки — 26 августа 2019 г.,
принята к публикации 6 ноября 2019 г.*