

УДК 629.782

Оценка параметров функционирования термоэмиссионной тепловой защиты гиперзвуковых летательных аппаратов

Колычев А.В.

Балтийский государственный технический университет «Военмех»

им. Д.Ф. Устинова, БГТУ «Военмех» им. Д. Ф. Устинова, ул. 1-я Красноармейская,

1, Санкт-Петербург, 190005, Россия,

e-mail: migom@mail.ru

Аннотация

Целью данной работы является проведение численных оценок параметров функционирования термоэмиссионной тепловой защиты (ТЭТЗ) элементов конструкции (ЭК) гиперзвукового летательного аппарата (ГЛА) при аэродинамическом нагреве. На основе полученных оценок можно сделать вывод о целесообразности интегрирования ТЭТЗ в состав ГЛА различных типов и назначений и определить возможные бортовые потребители генерируемой электрической энергии.

Ключевые слова: термоэлектронная эмиссия; электронное охлаждение; электрическая энергия; гиперзвуковой летательный аппарат; тепловая защита.

Разработка и создание гиперзвуковых летательных аппаратов (ГЛА) является актуальной и крайне необходимой областью развития Ракетно-Космической и

Авиационной техники. ГЛА могут явиться основой перспективных многоразовых систем выведения полезного груза на околоземную орбиту, а также комплексов летательных аппаратов (ЛА) призванных решать важнейшие стратегические задачи в интересах страны.

Основными проблемами на пути массового создания ГЛА являются: интенсивный нагрев элементов конструкции, таких как передние кромки крыльев и носовые части, и двигатель, обеспечивающий тягу равную или превосходящую силу лобового сопротивления. Известно, что в процессе полета температура указанных выше участков корпуса может достигать 3000°K [1,2].

Для решения проблемы нагрева ГЛА существует множество различных методов тепловой защиты: теплопроводностью с использованием теплоемкости конденсированных веществ, конвекцией, массообменом, излучением, с помощью электромагнитных полей и за счет физико-химических превращений [3]. Однако, эффективность данных методов в настоящий момент не подтверждена результатами многократных летных испытаний.

Данная работа посвящена численным оценкам параметров функционирования термоэмиссионной тепловой защиты, основанной на явлении термоэлектронной эмиссии [4,5]. Основной особенностью данной теплозащиты является существенное снижение теплового воздействия на элементы конструкции (ЭК) ГЛА при аэродинамическом нагреве за счет преобразования тепловой энергии нагрева ЭК в значительное количество электрической энергии на борту ГЛА [6-11]. При этом

устройства реализации ТЭТЗ можно разделить на два типа: с внутренней эмиссией [6-10] и с внешней эмиссией [11].

Основные элементы ТЭТЗ передней кромки крыла моделируется многослойной пластиной, чем по существу и является катод и анод ТЭТЗ. Распределение подводимых тепловых потоков аэродинамического нагрева приближенно можно считать зависимым только от одной координаты [1-3,12]. Поэтому допускается, что в каждом сечении пластины тепловая картина примерно одинакова.

На рис. 1. изображена схема одноэлементной и многоэлементной ТЭТЗ с основными конструктивными узлами: внешняя оболочка 1, катодная изоляция 2, катод 3, анод 4, анодная изоляция 5, труба с теплоносителем 6, охлаждающим анод, потребитель электрической энергии 7. Через катод, анод, потребитель электрической энергии протекает ток. Катод 3 и анод 4 представляют собой термоэмиссионный элемент (ТЭ) ТЭТЗ.

Разработанная имитационная модель состоит из четырех разделов:

1. Аэродинамический нагрев внешней поверхности внешней оболочки ТЭТЗ.

Для определения тепловых потоков аэродинамического нагрева $q_{wаэродин}$ используются готовые формулы и методы расчета конвективных тепловых потоков к простейшим телам (сфера, цилиндр, и др.). Так, в [13] получена зависимость для тепловых потоков в критической точки сферического затупления при равновесном ламинарном обтекании:

$$q_{\text{исферы}} = 2.56 \cdot 10^{-5} \cdot \sqrt{\frac{\rho_{\infty}}{R_N}} \cdot V_{\infty}^{3.25} \cdot \left(1 - \frac{h_w}{h_s}\right) \text{Вт/м}^2, \quad (1)$$

где $\rho_{\infty}, V_{\infty}$ - плотность и скорость набегающего потока, R_N - радиус носового закругления, h_w и h_s - энтальпии на стенке, и на внешней границе пограничного слоя.

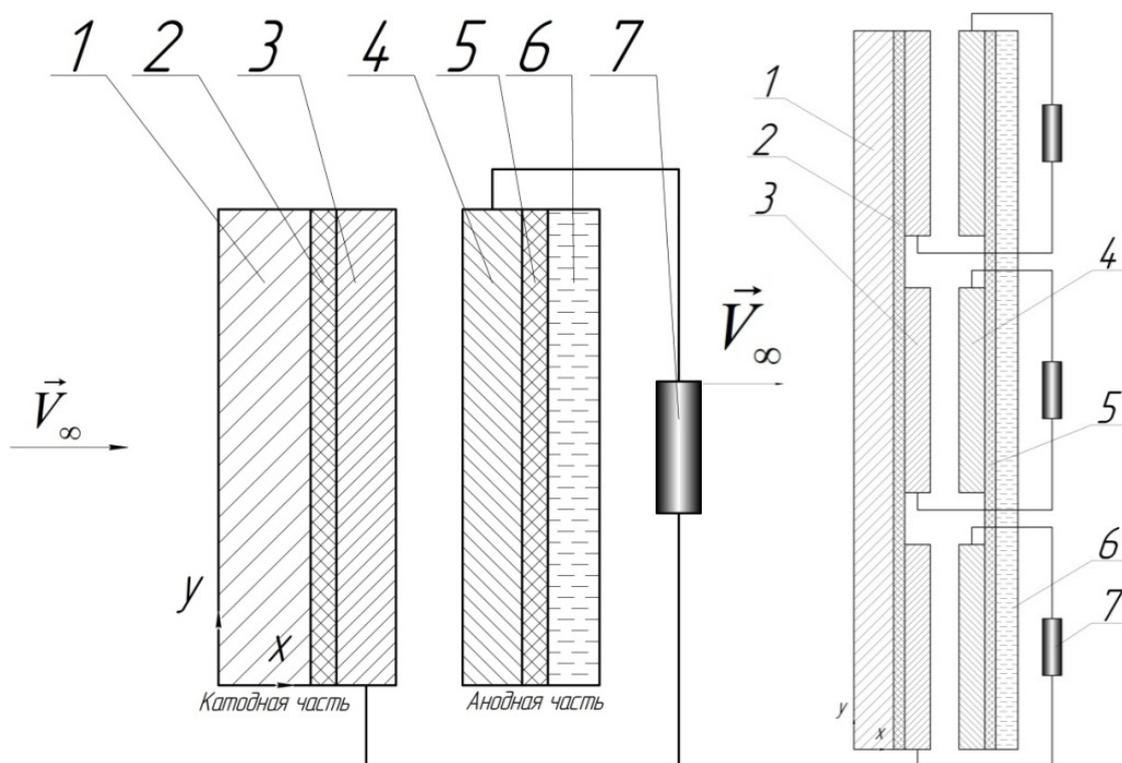


Рис. 1 Схема одноэлементной и многоэлементной ТЭТЗ передней кромки для описания имитационной модели

Данная формула была получена в результате численных расчетов тепловых потоков по формуле Фэя и Риддела, применимой для высот от 7 до 37 км и скоростей от 1770 до 7000 м/с и температуры стенки от 300К до 3000К и хорошо согласуется с результатами экспериментов [14].

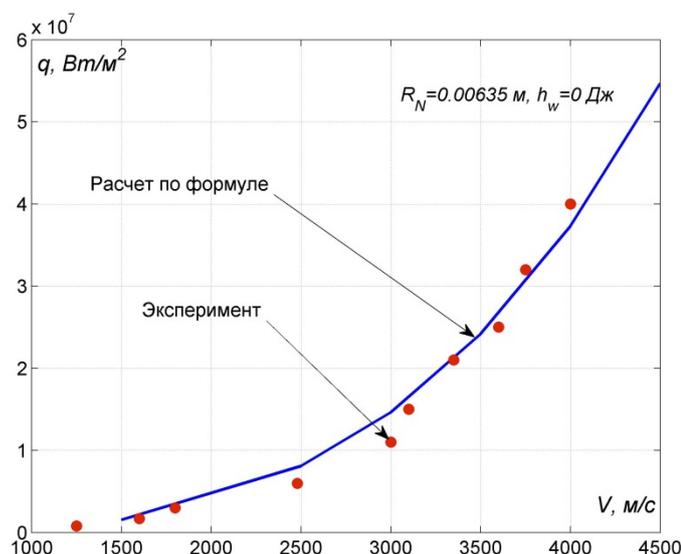


Рис. 2 Сравнение экспериментальных данных [14] с расчетом по формуле (1)

Для оценки тепловых потоков на линии растекания боковой поверхности цилиндра, которой моделируется передняя кромка крыла, использовалось рекомендуемое в научно-технической литературе соотношение [2]:

$$q_{\text{цил}} / q_{\text{сферы}} = 0.71 . \quad (2)$$

По формуле для боковой поверхности цилиндра можно выполнить расчет тепловых потоков к передней кромке стреловидного крыла с эффективным углом стреловидности χ [2,12]. Для крыла ГЛА с углом стреловидности χ , углом развала Π , и углом атаки α имеем:

$$\sin \chi_{\text{эфф}} = \cos \alpha \cdot \sin \chi + \sin \alpha \cdot \cos \chi \cdot \cos \Pi. \quad (3)$$

Тогда тепловой поток к цилиндрической кромке стреловидного крыла равен:

$$q_{\text{цил}}(\chi_{\text{эфф}}) = q_{\text{цил}}(0) \cdot \cos^{1.25} \chi_{\text{эфф}} \quad (4)$$

На сфере и на конусе со сферическим затуплением при больших скоростях потока сохраняется отношение q_w / q_{w0} , где q_{w0} – тепловой поток в критической точке на носовом затуплении. Для ламинарного пограничного слоя на сфере:

$$q_w / q_{w0} = 0.2 \cdot (1 + 4 \cos^2 \theta), \quad (5)$$

где θ угол, отсчитываемый от оси симметрии.

В случае турбулентного пограничного слоя максимум теплового потока находится не в критической точке, а примерно в звуковой точке ($\theta = \theta_*$), где число Маха на поверхности сферы становится равным единице (невязкое решение). Координату звуковой точки θ_* можно приближенно определить с помощью зависимости:

$$\theta_* = 34 + 40 \rho_\infty / \rho_s \quad \text{град.} \quad (6)$$

Для максимального значения теплового потока существует формула [2]

$$q_w = 1.32 \cdot 10^8 \sqrt{\frac{\rho_\infty}{\rho_3}} \frac{1}{\sqrt{R_N}} \left(\frac{V_\infty}{V_I} \right)^{3.25} \left(1 - \frac{h_w}{h_0} \right) \text{Вт/м}^2, \quad (7)$$

$$V_c = 7.9 \text{ км/с.}$$

С внешней поверхности внешней оболочки отводится тепло посредством излучения:

$$q_{\text{изл.внешн}} = \varepsilon_{K \text{ внешн}} \sigma T_K^4, \quad (8)$$

где $\varepsilon_{K \text{ внешн}}$ – степень черноты внутренней и внешней поверхности катода, а также анода, σ – постоянная Стефана – Больцмана.

2. Распространение тепла в элементах конструкции ТЭТЗ.

Распространение тепла в многослойных частях (катодной и анодной) описывается двумерными нестационарными уравнениями теплопроводности с источниками тепла (джоулев нагрев катода $q_{ДжК}$ и анода $q_{ДжА}$), обусловленными протеканием тока в электродах:

$$c_K(T_K)\rho_K \frac{\partial T_K}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_K(T_K) \frac{\partial T_K}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_K(T_K) \frac{\partial T_K}{\partial y} \right) + \frac{q_{ДжК}}{S_K}, \quad (9)$$

$$c_A(T_A)\rho_A \frac{\partial T_A}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_A(T_A) \frac{\partial T_A}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_A(T_A) \frac{\partial T_A}{\partial y} \right) + \frac{q_{ДжА}}{S_A}, \quad (10)$$

где T_K, T_A - температуры катода и анода, $c_K(T_K)$, $\lambda_K(T_K)$, $c_A(T_A)$ и $\lambda_A(T_A)$ - удельная теплоемкость и коэффициент теплопроводности катодной и анодной части, зависмые от температуры, ρ_K , ρ_A - плотность катодной и анодной части.

Джоулев нагрев катода и анода определяется по формулам:

$$q_{ДжК} = I_K^2(x) \frac{\sigma_K}{S_K} \quad \text{и} \quad q_{ДжА} = I_A^2(x) \frac{\sigma_A}{S_A}, \quad (11)$$

где I_K, I_A ток, проходящий по катоду, σ_K, σ_A - удельное электрическое сопротивление материала катода, $S_K = L_{эмисс} \delta_K$ и $S_A = L_{эмисс} \delta_A$ поперечные сечения катода, $L_{эмисс}$ - ширина катода и анода (в направлении перпендикулярном рисунку), δ_K, δ_A - толщина катода и анода.

3. Отвод тепла с внутренней поверхности катода ГЭТЗ осуществляется:

а) электронами (электронное охлаждение катода):

$$q_{Эл\text{катода}} = j(T_K, T_A, \Delta U) \left(\varphi_K + 2 \frac{k}{e} T_K \right), \quad (12)$$

б) излучением

$$q_{\text{изл внутр}} = \sigma (\varepsilon_{K \text{ внутр}} T_K^4 - \varepsilon_A T_A^4), \quad (13)$$

в) теплопроводностью паров цезия в зазоре [5]

$$q_{Cs} = \frac{2.382 \cdot 10^{-2} [(T_K - T_A)/2]^{1/2} (T_K - T_A)}{d + 2.584 \cdot 10^{-3} (T_K - T_A)/(2p_{Cs})}. \quad (14)$$

4. Нагрев внешней поверхности анода ТЭТЗ осуществляется:

а) электронами

$$q_{\text{Эл анода}} = j(T_K, T_A, \Delta U) \left(\varphi_A + 2 \frac{k}{e} T_A \right), \quad (15)$$

б) излучением (см. (13)), в) парами цезия (см. (14)),

где φ_K и φ_A - работа выхода материалов катода и анода, k - постоянная Больцмана, e - заряд электрона, $\varepsilon_{K \text{ внутр}}, \varepsilon_A$ - степень черноты внутренней и анода, d - величина межэлектродного зазора, p_{Cs} - давление паров цезия. Для определения тепловых потоков электронного охлаждения необходимо совместно с уравнениями (12) и (15) решать следующие уравнения:

Сила тока катода и анода, изменяемые вследствие термоэмиссии:

$$\frac{\partial I_K}{\partial y} = L_{\text{эмисс}} j(T_K, T_A, \Delta U), \quad \text{и} \quad \frac{\partial I_A}{\partial y} = -L_{\text{эмисс}} j(T_K, T_A, \Delta U). \quad (16)$$

Падение потенциала при прохождении токов в катоде и аноде:

$$\frac{\partial V_K}{\partial y} = \sigma_K \frac{1}{S_K} I_K, \quad \text{и} \quad \frac{\partial V_A}{\partial y} = \sigma_A \frac{1}{S_A} I_A. \quad (17)$$

Разность потенциалов между противоположащими точками катода и анода:

$$\Delta U(y) = U_{\text{полезн}} + U_R + \int_a^y V_K(y) dy + \int_y^b V_A(y) dy, \quad (18)$$

где индекс «К» относится к параметрам катода, а «А» – анода,

$j(T_K, T_A, \Delta U) = j(T_K, T_A, \Phi_K^e, \Phi_A^e, p_{Cs}, d, U)$ - плотность электрического тока в зазоре,

$\Delta U(x)$ - разность потенциалов между катодом и анодом, $U_{\text{полезн}}$ - падение

напряжения на потребителе электрической энергии, U_R - падение напряжения на

токовводах и токовыводах и связующих их с нагрузкой проводниках тока,

$I_\Sigma = I_K + I_A$ - суммарный электрический ток ТЭ.

Граничные условия для уравнений (9),(10),(16)-(18):

$$\lambda(T_K) \frac{\partial T_K}{\partial x} \Big|_{x=0} = q_{\text{аэродин}} + q_{\text{излвнешн}}, \quad (19)$$

$$\lambda(T_K) \frac{\partial T_K}{\partial x} \Big|_{x=\delta} = q_{\text{элК}} + q_{\text{излвнутр}} + q_{Cs}, \quad (20)$$

$$\lambda(T_K) \frac{\partial T_K}{\partial x} \Big|_{y=0} = 0, \quad (21)$$

$$\lambda(T_K) \frac{\partial T_K}{\partial x} \Big|_{y=L} = 0, \quad (22)$$

$$\lambda(T_A) \frac{\partial T_A}{\partial x} \Big|_{x=0} = q_{\text{элА}} + q_{\text{излвнутр}}, \quad (23)$$

$$\lambda(T_A) \frac{\partial T_A}{\partial x} \Big|_{x=\delta} = q_{\text{охл}}, \quad (24)$$

$$\lambda(T_A) \frac{\partial T_A}{\partial y} \Big|_{y=0} = 0, \quad (25)$$

$$\lambda(T_A) \frac{\partial T_A}{\partial y} \Big|_{y=L} = 0 \quad (26)$$

$$\frac{\partial V_K}{\partial x} \Big|_{y=0} = -\frac{\sigma_K}{S_K} I_\Sigma, \quad (27)$$

$$\frac{\partial V_K}{\partial x} \Big|_{x=L} = 0, \quad (28)$$

$$\frac{\partial V_A}{\partial x} \Big|_{y=0} = 0, \quad (29)$$

$$\frac{\partial V_A}{\partial y} \Big|_{y=L} = \frac{\sigma_A}{S_A} I_\Sigma, \quad (30)$$

$$I_K \Big|_{y=0} = I_\Sigma, \quad (31)$$

$$I_A \Big|_{y=0} = 0, \quad (32)$$

Граничные условия в точке контакта двух слоев ТЭТЗ:

$$\begin{aligned} T_1(t, x^*) &= T_2(t, x^*) \\ -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} \Big|_{x=x^*} &= -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} \Big|_{x=x^*} \end{aligned} \quad (33)$$

Где $q_{\text{изл.внутр}}$ и $q_{\text{изл.внешн}}$ - тепловые потоки излучения во внешнюю среду и на анод, q_{Cs} - тепловые потоки теплопроводностью паров цезия, $q_{\text{ДжК}}$ и $q_{\text{ДжА}}$ - Джоулево тепло, выделяемое при прохождении тока в электродах, $q_{\text{охл}}$ - тепловой поток к охладителю анода $I_\Sigma = I_K + I_A$ - суммарный электрический ток термоэмиссионного элемента (ТЭ).

Для уравнений (16) - (18) задается полезная разность потенциалов (падение напряжения на нагрузке и проводников тока), и высчитывается соответствующее распределение разности потенциалов между электродами.

Мощность ТЭ ТЭТЗ определяется по формуле:

$$P_{TЭ} = I_{\Sigma} U_{\text{полезн}}. \quad (34)$$

Тогда КПД ТЭ ТЭТЗ равен:

$$\eta = \frac{P_{TЭ}}{Q_{элK} + Q_{изл\text{ внутр}} + Q_{изл\text{ внешн}} + Q_{Cs} - Q_{Дж}}. \quad (35)$$

где $Q_{элK} = \int_0^L q_{элK} dy$, $Q_{изл\text{ внешн}} = \int_0^L q_{изл\text{ внешн}} dy$, $Q_{изл\text{ внутр}} = \int_0^L q_{изл\text{ внутр}} dy$, $Q_{Cs} = \int_0^L q_{Cs} dy$,

$Q_{ДжK} = \int_0^L q_{ДжK} dy$ - суммарное тепло, отводимое при функционировании ТЭ тепловыми потоками электронного охлаждения, излучения, теплопроводностью паров цезия, а также суммарное Джоулево тепло выделяемое на катоде при прохождении тока $I_K(y)$.

Двумерные нестационарные уравнения теплопроводности (9), (10) учитывают потоки тепла в двух направлениях вследствие градиента температуры. Данные уравнения используются, как для расчета ТЭТЗ ЭК в виде элементарных тел типа пластинки, осесимметричных (сфера, конус – носовая часть) и плоских тел (боковая поверхность цилиндра – передняя кромка крыла ГЛА). Определяющим для каждого случая является распределение тепловых потоков по внутренней и внешней поверхности указанных тел при том, что толщина внешней многослойной оболочки

ТЭТЗ во много раз меньше длины. Через граничные условия (19) – (33) учитываются излучение нагретых тел, теплопередача в межэлектродном зазоре теплопроводностью цезия, перенос энергии электронами термоэмиссии, аэродинамический нагрев и нагрев проходящим электрическим током, а также охлаждение теплоносителем. Уравнения (17) получаются из закона Ома для участков электрической цепи на эмиттере и коллекторе. Уравнения (18) соответствуют приращению (уменьшению) тока в эмиттере (коллекторе) за счет электронов эмиссии и зарядов, рождаемых в межэлектродном зазоре. Сумма электрических токов катода и анода элемента ТЭТЗ есть величина постоянная в любой точке электродов и при их последовательном соединении равна току электрогенерирующего элемента. При расчете стационарного обтекания (полета на заданной высоте с заданной скоростью и углом атаки) вместо уравнений (9) и (10) можно использовать соответствующие стационарные двумерные уравнения теплопроводности.

Важнейшей составляющей одномерной математической модели ТЭТЗ является расчет $j(T_K, T_A, \Delta U) = j(T_K, T_A, \Phi_K^e, \Phi_A^e, p_{Cs}, d, U)$. Среди прочих режимов работы ТЭТЗ наибольший практический интерес для реализации ТЭТЗ ГЛА представляет дуговой режим работы. Это связано со значительно большей плотностью тока эмиссии, а, следовательно, электронного охлаждения, удельной мощности и КПД при относительно большой величине межэлектродного промежутка до 0.1-0.5мм, что особенно важно в условиях различного рода физических воздействий на ТЭТЗ со стороны набегающего потока [1-3,10]. Данный

режим использовался при проектировании ядерных энергетических установок с термоэмиссионными реакторами преобразователями «Топаз», поэтому будем предполагать, что на всех устанавливаемых типах ТЭТЗ реализуется дуговой (разрядный) режим. Так для определения $j(T_K, T_A, \Delta U)$ в математической модели используется представленная в работе [5] методика, построения вольтамперной характеристики (ВАХ) дугового режима. Данная методика является полуэмпирической и основана на обобщении экспериментальных результатов и на основных соотношениях, отражающих законы сохранения энергии и непрерывности тока (в данном случае ВАХ – кривая зависимости плотности тока эмиссии с единицы поверхности катода от разности потенциалов между двумя противоположными точками катода и анода) [4,5]. При этом $j(y) = j(T_K, T_A, \Phi_K^e, \Phi_A^e, p_{Cs}, d, U)$ является функцией температур катода и анода, работ выхода в вакууме анода и катода, давления паров цезия в зазоре и величины зазора.

Для описания работы ТЭТЗ в составе ГЛА и оценки происходящей при этом охлаждающей генерации, как было показано выше, необходимо иметь зависимости плотности тока эмиссии от параметров ТЭТЗ. К таким параметрам относятся температуры (T_K и T_A) и работ выхода эмиттера (катода) и коллектора (анода) в вакууме, величина межэлектродного зазора d и давление паров цезия, которая в общем случае зависит от температуры жидкой фазы цезия в резервуаре – источнике цезия $p_{Cs}(T_{Cs})$. Порядок расчета характеристики описан в [5].

Данная методика дает возможность получить значение плотности тока эмиссии в зависимости от температуры катода и анода, характеристик материала в

парах цезия, межэлектродного зазора и давления паров цезия, а, значит, и произвести подробный расчет оценки электротеплофизических параметров функционирования ТЭТЗ.

Полученные таким образом значения $j(T_K, T_A, \Delta U)$ достаточно хорошо согласуется с экспериментами, проводимых в СССР/России и США [5,15,16] (см. рис. 3).

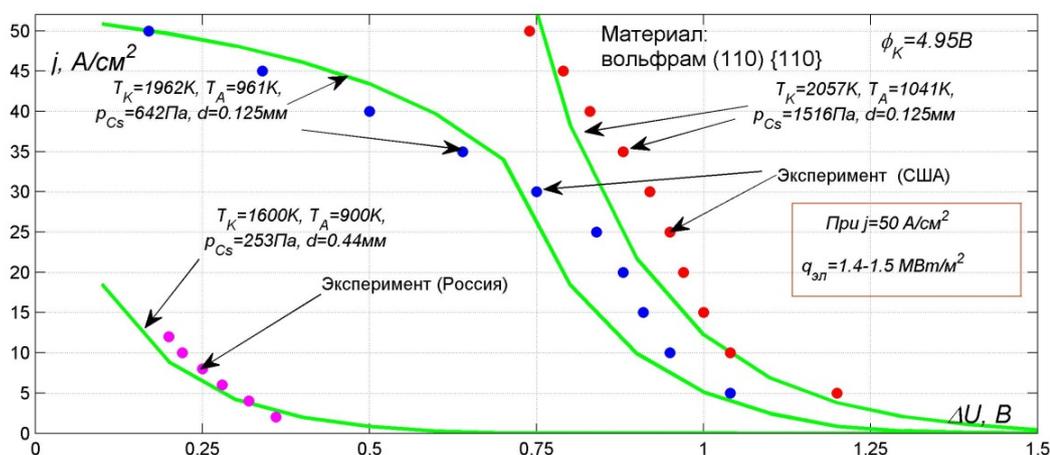


Рис.3 Сравнение расчетных и экспериментальных значений

$$j(T_K, T_A, \Phi_K^e, \Phi_A^e, p_{Cs}, d, \Delta U)$$

При этом из формулы (12) видно, что плотность тока эмиссии $j = 50 \text{ A/cm}^2$ соответствует тепловым потокам электронного охлаждения $q_{\text{Электроды}} = 1.4-1.5 \text{ МВт/м}^2$ и вполне достижима уже на сегодняшнем уровне науки и техники.

В первом случае будем читать, что в каждой точке внутренней поверхности передней кромки разность потенциалов между катодом и анодом соответствует значению максимальной мощности или КПД для заданной температуры, при соответствующих параметрах термоэмиссионного преобразования, таких как

величина межэлектродного зазора и давление паров цезия и др. То есть не учитывалось падение напряжения при протекании тока по электродам и проводникам, а также джоулев нагрев. Данное существенное упрощение позволяет при заданных вольтамперных характеристиках оценить максимальную эффективность работы ТЭТЗ. Создание такой ТЭТЗ возможно, если использовать ТЭ очень малых размеров. Ввиду указанных особенностей данный вариант ТЭТЗ можно считать основным. Тогда такие ТЭ будут генерировать очень малые токи, а это значит, что омические потери и джоулев нагрев будут незначительны (см., например, формулы (11), (17)), а суммарное напряжение при этом существенно вырастет.

Результаты расчета основного варианта ТЭТЗ приведены на рис. 4.

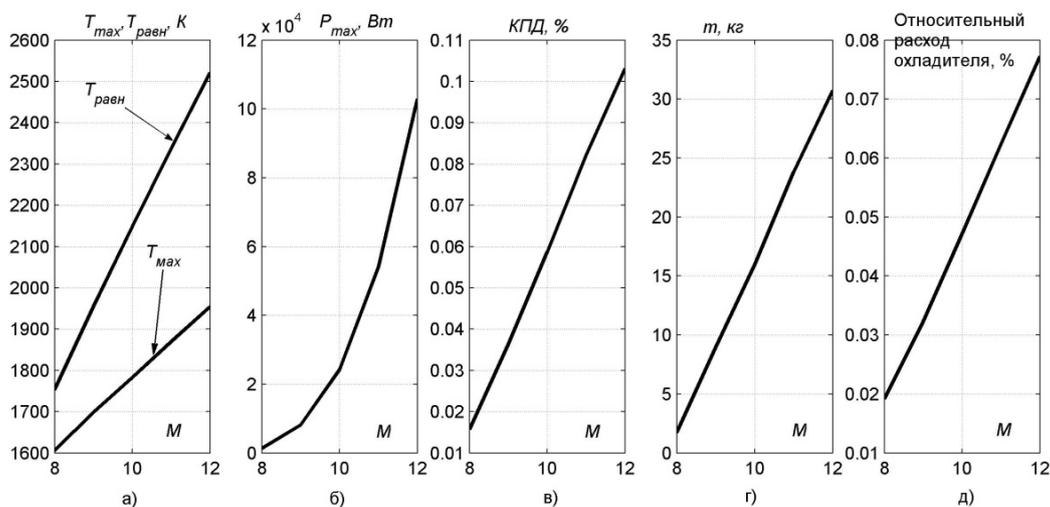


Рис. 4 Характеристики ТЭТЗ без омических потерь и джоулева нагрева для полусферы радиусом $R_N = 0.5 м$, на высоте $H = 25 км$ в зависимости от скорости полета: а) – максимальная температура, б) – суммарная электрическая мощность, в) – КПД, г) – масса, д) – относительный расход

Для такой идеализированной полусферы характерны высокие энергомассовые характеристики, а именно, около 3000Вт/кг при относительно неограниченной емкости, что существенно превосходит существующие химические источники электроэнергии. Технически, такие характеристики достижимы. В случае предельных характеристик для ТЭТЗ передней кромки крыльев ГЛА энергомассовые характеристики будут выше, поскольку высокоэнергетическая область для полусферы находится в области критической точки, тогда как для передней кромки это область линии растекания, то есть выше процент высокоэнергетичных элементов.

На рис. 5 изображены характеристики ТЭТЗ для передней кромки крыла радиусом $R_N=0.1$ м, длиной около 5м. Как видно, в данном случае энергомассовые характеристики ТЭТЗ без омических потерь и джоулева нагрева составляют величину около 5000Вт/кг.

На рис. 6. изображены результаты численного расчета в виде зависимости параметров функционирования ТЭТЗ от скорости для случая полусферы радиусом $R_N = 0.5$ м, движущейся в атмосфере с гиперзвуковой скоростью на высоте $H = 25$ км. Длина катода и анода принята равной 3см. На рис. 6а изображены значения максимальной температуры при функционировании ТЭТЗ в сравнении с равновесной температурой в критической точке сферы. Как видно в данном диапазоне скоростей достигается снижение максимальной температуры на 500К, что обусловлено наличием электронного охлаждения.

При этом указанная разница обуславливает температуру, при которой прочностные свойства материалов, например, вольфрамовых сплавов и углерод-углеродных композиционных материалов (УУКМ), находятся на достаточно высоком уровне.

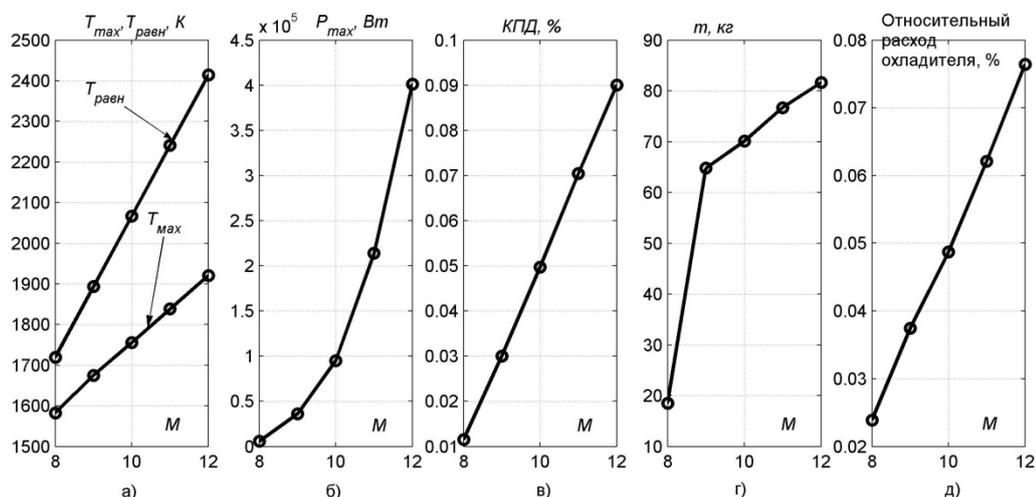


Рис. 5. Характеристики ТЭТЗ без омических потерь и джоулева нагрева для передней кромки крыла радиусом $R_N=0.1$ м, на высоте $H=25$ км, $d=0.2$ мм, $p_{Cs}=938$ Па, в зависимости от скорости полета: (а) – максимальная температура, б) – суммарная электрическая мощность в) – масса)

На рис. 6б изображено значение суммарной электрической мощности в зависимости от числа М. Как видно, электрическая мощность ТЭТЗ полусферы при длительном полете на 12М может суммарно достигать 50-80кВт электрической энергии в процессе полета. При расчетной массе 80кг (рис. 6г, вместе с внешней оболочкой, наличие которой необходимо и при отсутствии ТЭТЗ) энергомассовый показатель составляет 1 кг/кВт (1000Вт/кг). Как видно, в режиме максимальной мощности максимальная температура и мощность ниже, чем в режиме максимального КПД. Это объясняется тем, что в режиме максимальной мощности

ТЭ работают при более низких значениях напряжений и больших токах, а значит и при большем электронном охлаждении.

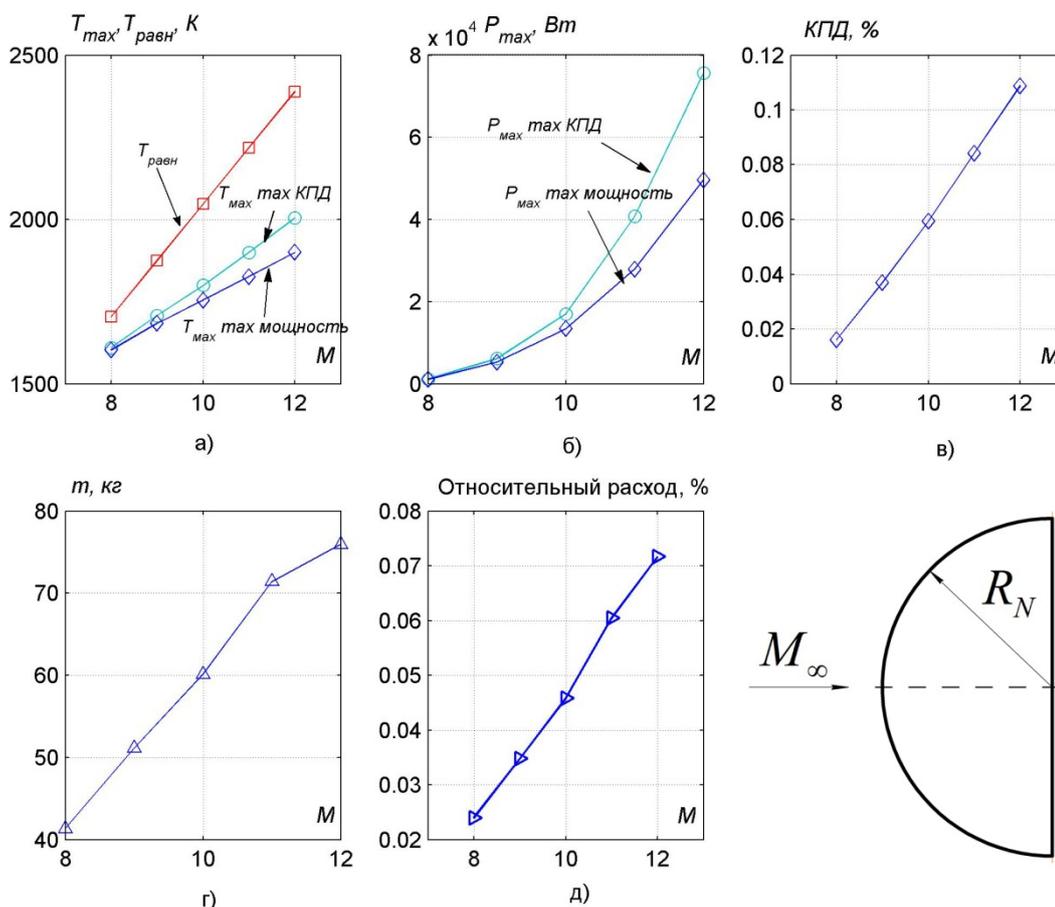


Рис. 6. Характеристики ТЭТЗ для полусферы радиусом $R_N = 0.5 м$, на высоте $H = 25 км$ в зависимости от скорости полета: а) – максимальная температура, б) – суммарная электрическая мощность, в) – КПД, г) – масса, д) – относительный расход

А меньшие температуры обуславливают меньшую энергетику и электрическую мощность. Поэтому с точки зрения энергетики режим максимального КПД предпочтительнее. Все это делает ТЭТЗ хорошим источником электрической энергии для ГЛА. Относительно низкое значение КПД в 11% (рис.

бв) объясняется тем, что тепло аэродинамического нагрева существенным образом рассеивается через излучение во внешнюю среду. То есть, по отношению к тепловой энергии идущей на нагрев (конвективный тепловой поток минус излучение во внешнюю среду) оболочки ЭК КПД составляет порядка 25%.

При этом стоит отметить, что расход охладителя (в данном случае топливо - керосин T_1 [17], (см. рис. 6г) необходимого для поддержания направленного движения электронов составляет малую часть от расхода топлива, необходимого для поддержания тяги гипотетического ГПВРД (теоретический удельный импульс 10000 м/с), равной силе лобового сопротивления для данной полусферы (аэродинамические характеристики типовых форм брались из [18]). При меньших скоростях ЭК не прогревается до температур, при которых обеспечивается функционирование ТЭТЗ. При больших температурах также происходит рост плотности тока эмиссии и электронного охлаждения, однако, в данном случае существенную роль играют прочностные свойства материалов при высокой температуре.

На рис. 6 видно, что существенно снизилось генерируемая электрическая мощность по сравнению со случаем ТЭТЗ с малыми ТЭ. Это обуславливается влиянием омических потерь и джоулева нагрева.

Стоит отметить, что результаты получены для режима максимального КПД. Для режима максимальной мощности характерны более высокие тепловые потоки электронного охлаждения, меньшая температура, а, следовательно, меньшие напряжения и мощность.

На рис. 7 дано семейство характеристик ТЭТЗ для полусферы $R_N=0.5$ м, но на разных высотах.

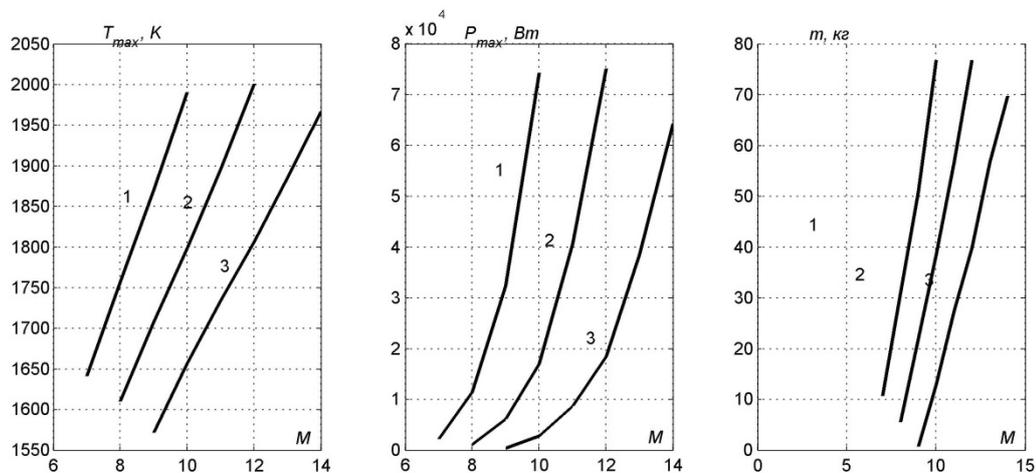


Рис. 7 Характеристики ТЭТЗ для полусферы радиусом $R_N=0.5$ м, $d=0.2$ мм, $p_{Cs}=938$ Па на различных высотах (1- $H=15$ км, 2- $H=25$ км, 3- $H=35$ км), в зависимости от скорости полета (а) – максимальная температура, б) – суммарная электрическая мощность, в) – масса)

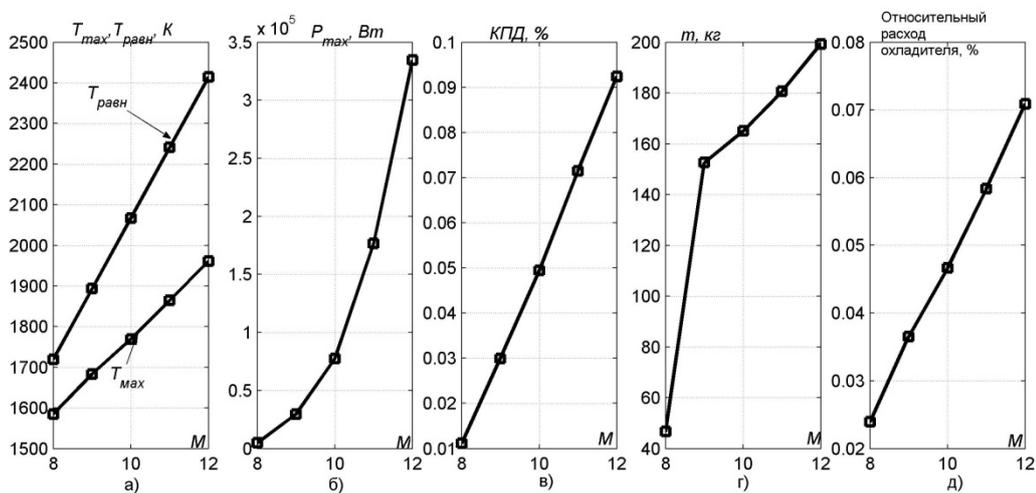


Рис. 8 Характеристики ТЭТЗ для затупленных треугольных крыльев под углом атаки $\alpha=10^\circ$, $R_N=0.5$ м, на высоте $H=25$ км, $d=0.2$ мм, $p_{Cs}=938$ Па, в зависимости от скорости полета: а) – максимальная температура, б) – суммарная электрическая мощность, в) – КПД, г) – масса, д) – относительный расход

На рис. 8 изображены те же характеристики, что и рис. 6, но для треугольной затупленной пластины под углом атаки в зависимости от скорости полета.

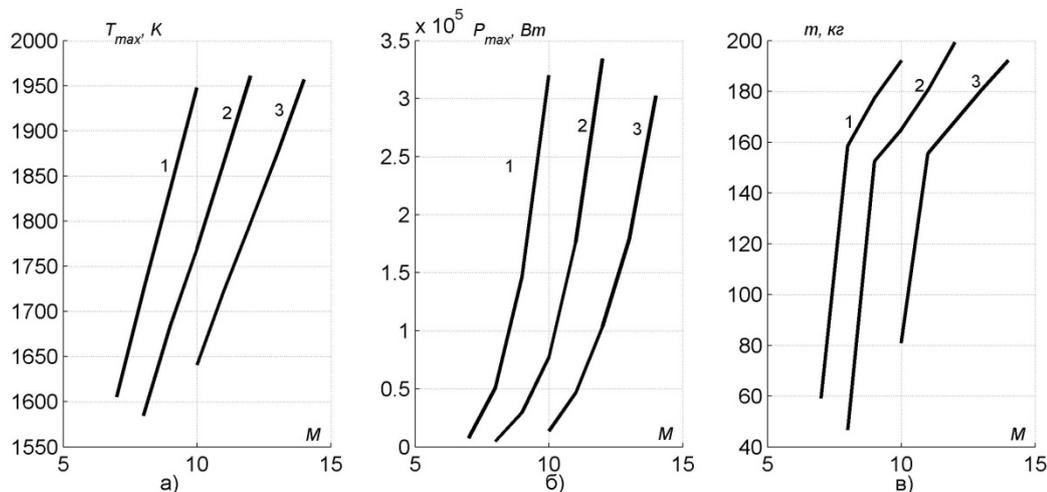


Рис. 9 Характеристики ТЭТЗ для затупленных треугольных крыльев под углом атаки $\alpha=10^\circ$, $R_N=0.5$ м, $d=0.2$ мм, $p_{Cs}=938$ Па на различных высотах (1- $H=15$ км, 2- $H=25$ км, 3- $H=35$ км), в зависимости от скорости полета (а) – максимальная температура, б) – суммарная электрическая мощность, в) – масса)

Рассчитав длину указанной выше кромки из соотношения радиуса передней кромки к ее длине для орбитального самолета Space Shuttle можно определить средние удельные характеристики для ТЭТЗ передней кромки, которая составляет примерно 5 Вт/см^2 . Такое небольшое значение объясняется тем, что нагрев по кромке неравномерен и температура по длине сильно изменяется, как и удельная электрическая мощность.

ЭК в виде конуса и клина тоже имеют затупление, а потому приведенные результаты можно экстраполировать и на эти ЭК. Действительно, на форменную особенность ЭК имеющие схожую форму в схожих условиях испытывают на себе примерно одинаковый нагрев (на преодоление атмосферы затрачивается примерно

одинаковое количество энергии топлива). Примерно с одним и тем же КПД тепловая энергия преобразуется в эклектическую энергию.

Электротеплофизические характеристики ТЭТЗ для затупленных треугольных крыльев аналогичны полусферическим, однако ТЭТЗ передней кромки имеет более высокие энергомассовые характеристики, ввиду того, что высокоэнергитичный участок у сферы располагается в области критической точки, а у крыльев вблизи линии растекания.

Таким образом, при функционировании ТЭТЗ происходит существенное снижение температуры ЭК типа носовых частей и передних кромок крыльев и одновременно на борту генерируется большое количество электрической энергии. При этом ТЭТЗ органично вписывается в конструкцию ГЛА, в том числе в аспекте обеспечения охлаждения анода, поскольку затрачиваемое количество на этот процесс охладителя – топлива ГПВРД меньше, чем требуется топлива для обеспечения тяги, равной силе лобового сопротивления. Это означает, что ТЭТЗ сможет функционировать в течение времени работы ГПВРД, что выгодно отличает ТЭТЗ от других систем тепловой защиты, время работы которых при умеренной массе может существенно не совпадать со временем работы ГПВРД.

В настоящее время активно развивается новая область науки и техники: магнитоплазменная аэродинамика (МПА). Фундаментальные исследования в этой области проводятся как в России, так и за рубежом [19].

Ожидается, что плазменные технологии могут стать основой для решения целого ряда задач внутренней и внешней аэродинамики, таких как:

- управление аэродинамическими характеристиками ЛА,
- управление тепловыми потоками на поверхности ГЛА при больших числах Маха

- управление поджигом и горением топливно-воздушных смесей в ГПВРД,
- уменьшение интенсивности звукового удара сверхзвукового ЛА и ГЛА,
- улучшение экологии воздушного пространства за ЛА и т.д.

Наиболее важной из перечисленных задач на данный момент является инициация и поддержание горения топливно-воздушной смеси в камере сгорания ГПВРД [19]. Трудность данной задачи связана с тем, что время прохождения потока ТВС достаточно мало по сравнению со временем смешения, воспламенения и горения ТВС. Предполагается, что решением данной задачи может явиться взаимодействие сверхзвукового потока с создаваемыми в КС плазменными образованиями. Для этого необходимо достаточно большое количество электрической энергии [19].

Наличие плазменных образований приводит к тому, что в КС увеличивается температура газа и образование химически активных частиц. Эти факторы, как по отдельности, так и совместно являются причиной уменьшения времени воспламенения и поддержания и горения ТВС.

Например, в [19] приводятся некоторые данные для различных типов разрядов и их достоинств/недостатков и диапазон электрической мощности вкладываемой в разряд для горения ТВС приведены в таблице ниже. Однако эти данные сугубо приближенные. Работы в данных и смежных областях продолжаются, в том числе в

направлении поиска оптимальных условий воспламенения и горения ТВС с использованием плазменных технологий.

Таким образом, реализация ТЭТЗ с ее особенностью снижения температуры нагреваемых в полете ЭК и получением значительных количеств электрической энергии может привести к реализации других уникальных методов и технологий, обеспечивающих длительный гиперзвуковой полет, в том числе методов магнитоплазменной аэродинамики. Это означает появление летательных аппаратов более высокого технического уровня и исполнения, обладающими новыми техническими возможностями выполнения задач более высокой сложности, в том числе в интересах Ракетно-Космического Комплекса. Разработка не имеет мировых аналогов, а более высокий уровень научного задела СССР, а теперь и России, в области термоэмиссионного преобразования делает маловероятным появление подобной конкурентоспособной тепловой защиты на международной арене.

Автор статьи выражает благодарность научному руководителю к.т.н., доценту Керножицкому В.А.

Библиографический список

1. Никитин П.В. Тепловая защита: Учебник. – М.: Изд-во МАИ, 2006. – 512с.: ил.
2. Нейланд В.Я., Тумин А.М., «Аэротермодинамика воздушно-космических самолетов. Конспект лекций».–г. Жуковский: ФАЛТ МФТИ, 1991г., 201с.
3. Полежаев Ю.В., Юревич Ф.Б., Тепловая защита. / Под ред. А.В. Лакова. М.: «Энергия», 1976. 392с.
4. Б.А. Ушаков, В.Д. Никитин, И.Я. Емельянов «Основы Термоэмиссионного преобразования энергии». Москва.: Атомиздат, 1974, 288 с.
5. Л.А. Квасников, В.З. Кайбышев, А.Г. Каландаришвили. «Рабочие процессы в термоэмиссионных преобразователях ядерных энергетических установок». М. МАИ. 2001г. 208 с.
6. Термоэмиссионный способ тепловой защиты частей летательных аппаратов при их аэродинамическом нагреве [Текст]: пат. 2404087 Рос. Федерация: МПК В64С 1/38, В64G 1/50. / Керножицкий В.А., Колычев А.В., Охочинский Д.М.; заявитель и патентообладатель БГТУ "ВОЕНМЕХ" им. Д.Ф. Устинова. - № 2009140802/11; заявл. 03.11.2009; опубл. 20.11.2010 Бюл. № 32. – 7с.
7. Крыло гиперзвукового летательного аппарата в условиях его аэродинамического нагрева [Текст]: пат. 2430857 Рос. Федерация: МПК В64С 1/38 / Керножицкий В.А., Колычев А.В., Охочинский Д.М.; заявитель и патентообладатель

БГТУ "ВОЕНМЕХ" им. Д.Ф. Устинова. - № 2009144640/11; заявл. 01.12.2009; опубл. 10.10.2011 Бюл. № 38. – 9с.

8. Крыло гиперзвукового летательного аппарата в условиях его аэродинамического нагрева [Текст]: пат. на полезную модель 95637 Рос. Федерация: МПК В64С 1/38 / Керножицкий В.А., *Колычев А.В.*, Охочинский Д.М.; заявитель и патентообладатель БГТУ "ВОЕНМЕХ" им. Д.Ф. Устинова. - № 2010107010/22; заявл. 25.02.2010; опубл. 10.07.2010 Бюл. № 19. – 12с.

9. Колычев А.В. Керножицкий В.А. Активная тепловая защита элементов конструкции гиперзвукового летательного аппарата на новых физических принципах при аэродинамическом нагреве. Электронный журнал «Труды МАИ». Выпуск № 51. – 2012г.

10. Колычев А.В. Активная термоэмиссионная тепловая защита элементов конструкции гиперзвукового летательного аппарата при их аэродинамическом нагреве и границы ее применимости. Электронный журнал «Труды МАИ». Выпуск № 68. – 2013г.

11. Крыло гиперзвукового летательного аппарата в условиях его аэродинамического нагрева [Текст]: пат. на полезную модель №132050 Рос. Федерация: МПК В64С 1/38 / Колычев А.В., Горский В.В., Макаренко А.В., Денисенко А.А.; заявители и патентообладатели БГТУ Колычев А.В., Горский В.В., Макаренко А.В., Денисенко А.А. - № 2013120647/11; заявл. 29.04.2013; опубл. 10.09.2013 Бюл. № 25.

12. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике: Учебник для авиационных специальностей вузов/ В.С. Авдуевский, Б.М. Галицейский, Г.А. Глебов и др.; Под общ.ред. В.С. Авдуевского, В.К. Кошкина. – 2-е изд., перераб. И доп. – М.: Машиностроение, 1992. – 528 с.
13. Кемп, Ридделл «Теплоотдача спутнику при входе его в атмосферу» Сборник статей. Научные проблемы искусственных спутников. — М.: Издательство иностранной литературы, 1959. С. 297-319.
14. Роуз, Старк. Измерение теплообмена в лобовой точке в диссоциированном воздухе. // Сборник статей. Проблемы движения головной части ракет дальнего действия. — М.: Издательство иностранной литературы, 1959. С. 277-311.
15. V. C. Wilson, S. P. Podkulski, Characteristics of a thermionic converter with a chloride vapor deposited tungsten emitter (110) and a nickel collector // NASA contractor report CR-1416. – WASHINGTON, D.C., 1969. – 41 p.
16. Космонавтика XXI века и ядерные термоэмиссионные энергетические установки / Ф.А. Аскеров, В.Д. Атамасов, Б.И. Полетаев. – М.: Наука, 2001. –380 с.
17. Варгафтик Н.Б. Теплофизические свойства некоторых авиационных топлив в жидком и газообразном состоянии. – М.: Государственное научно-техническое издательство Оборонгиз, 1961. - 162 с.
18. Лунев В.В. Течения реальных газов с большими скоростями. – М.: ФИЗМАЛИТ, 2007. – 760с.

19. Sergey B Leonov. Control of Flow Structure and Ignition of Hydrocarbon Fuel in Cavity and behind Wallstep of Supersonic Duct by Filamentary DC Discharge / Final Project Technical Report AFRL-AFOSR-UK-TR-2010-0013, 2010.