

УДК 532.516 : 536.242.1

© 1994 г. А. П. КУРЯЧИЙ

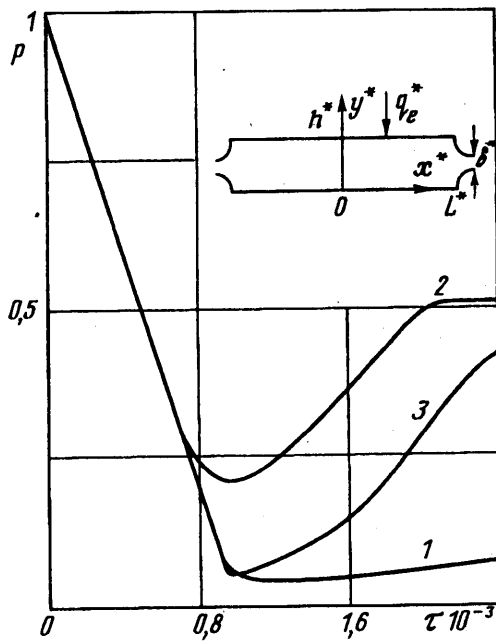
МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА В ПАРООТВОДЯЩЕМ КАНАЛЕ РАДИАЦИОННО-ИСПАРИТЕЛЬНОЙ ТЕПЛОВОЙ ЗАЩИТЫ

Сформулирована система уравнений и краевых условий для задачи моделирования процессов тепломассопереноса в плоском канале системы комбинированной тепловой защиты радиационно-испарительного типа при зависящих от времени внешних тепловом потоке и давлении. Рассмотрено влияние параметров задачи на основные характеристики изучаемых процессов. Установлена возможность немонотонного поведения скорости испарения и температуры поверхности испарения при монотонно возрастающем тепловом потоке. Дано физическое объяснение обнаруженных эффектов.

Система комбинированной тепловой защиты радиационно-испарительного типа [1] предназначена для защиты перспективных изделий авиационно-космической техники от интенсивного теплового воздействия в условиях гиперзвукового полета. Применение системы теплозащиты данного типа в тех случаях, когда возможно использование пассивной радиационной теплозащиты, например плиточной, позволяет уменьшить вес всей системы и толщину внешнего слоя высокотемпературной теплоизоляции [2], что особенно важно для малогабаритных изделий. При разработке данной системы наряду с экспериментальными исследованиями большое значение имеет построение физико-математических моделей достаточно сложных процессов тепломассопереноса в испарительной части системы комбинированной теплозащиты [3]. В [4] моделировалась схема комбинированной теплозащиты, аналогичная предложенной в [1], в которой слой внешней теплоизоляции был заменен термостойким экраном, воспринимающим внешний тепловой поток. Рассматривались процессы тепломассопереноса в пароотводящем канале в стационарных условиях. Настоящая работа посвящена исследованию особенностей этих процессов при изменении как внешнего теплового потока, так и давления окружающей среды.

1. Рассматривается плоский канал, образованный двумя параллельными плоскостями, находящимися на расстоянии h^* друг от друга (фиг. 1). Вводится прямоугольная система координат. Одна из поверхностей, образующих стенки канала, совпадает с плоскостью $y^* = 0$, другая — с $y^* = h^*$. В направлении оси z^* рассматриваемые поверхности предполагаются бесконечными, а в направлении оси x^* имеют длину $2L^*$. При $x^* = \pm L^*$ между двумя поверхностями имеются участки сужения, заканчивающиеся щелью шириной δ^* . На поверхность $y^* = h^*$ поступает тепловой поток $q_e^*(t^*)$, который моделирует поток тепла, проникающего сквозь слой внешней теплоизоляции, расположенный при $y^* \geq h^*$ и в настоящей задаче не рассматриваемый. Давление внешней среды p_e^* также зависит от времени. С поверхности $y^* = 0$ происходит испарение в канал охладителя, содержащегося в слое капиллярно-пористого материала, расположенного при $y^* \leq 0$.

Предполагается, что размеры канала удовлетворяют условию $h^*/L^* \ll 1$. В этом случае течение в нем с точностью порядка $(h^*/L^*)^2$ описывается системой



Фиг. 1

уравнений Прандтля [5], в которой продольный градиент давления является одной из неизвестных функций. Перепад давления вдоль канала складывается из инерционной и вязкой составляющих [6]

$$\Delta p^* = \Delta p_i^* + \Delta p_f^*, \quad \Delta p_i^* \sim \rho_0^* u_0^{*2}, \quad \Delta p_f^* \sim \frac{\Delta p_i^*}{\text{Re}}, \quad \text{Re} = \frac{\rho_0^* v_0^* h^*}{\mu_0^*} \quad (1.1)$$

где ρ_0^* и μ_0^* — характерные значения плотности и вязкости, u_0^* , v_0^* — соответственно x^* - и y^* -компоненты скорости газа. При $\text{Re} \geq 1$, как следует из (1.1),

$\Delta p^*/p^* \sim \rho_0^* u_0^{*2}/p^*$, где p^* — давление в канале. Поскольку расход газа $Q_L^* \sim \rho_0^* u_0^* h^*$ в крайнем сечении канала $x^* = L^*$ должен равняться расходу через дренажную щель Q_e^* , то, применяя для последнего выражение, описывающее адиабатическое истечение газа из полости [7]

$$Q_e^* = KQ(\varepsilon_p) \frac{\delta^* p^*}{\sqrt{R_s^* T^*}}, \quad K = \left[\gamma \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{(\gamma+1)/(\gamma-1)} \right]^{1/2} \quad (1.2)$$

$$Q(\varepsilon_p) = \left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^{1/(\gamma-1)} \varepsilon_p^{1/\gamma} \left[\frac{\gamma+1}{\gamma-1} (1 - \varepsilon_p^{(\gamma-1)/\gamma}) \right]^{1/2}, \quad \varepsilon_p > \varepsilon_{cr}$$

$$Q(\varepsilon_p) = 1, \quad \varepsilon_p \equiv \frac{p_e^*}{p^*} \leq \varepsilon_{cr} = \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\gamma/(\gamma-1)}$$

с учетом того, что $\rho_0^* \sim p^*/(R_s^* T^*)$, получим следующую оценку характерного значения x^* -компоненты скорости газа:

$$u_0^* \sim Q(\varepsilon_p) \frac{\delta^*}{h^*} \sqrt{R_s^* T^*} \quad (1.3)$$

В приведенных выражениях R_g^* — газовая постоянная, T^* — средняя температура газа, γ — показатель адиабаты.

На основании (1.1), (1.3) перепад давления вдоль канала оценивается выражением $\Delta p^*/\rho^* \sim (Q\delta^*/h^*)^2$. Поскольку $Q \leq 1$, то при $(\delta^*/h^*)^2 \ll 1$ перепад давления вдоль канала много меньше давления в нем, что и предполагается в дальнейшем. В этом случае при не зависящем от x^* тепловом потоке q_w^* продольные скорость газа u^* и градиент давления являются линейными функциями x^* [6], а остальные параметры течения в главном приближении от x^* не зависят [4]. При этом кроме неизвестных функций u^*/x^* , v^* , T^* , ρ^* , c , где c — массовая концентрация воздуха, зависящих от y^* и t^* , в систему уравнений тепломассопереноса войдут неизвестные величины p^* и d^2p^*/dx^{*2} , зависящие только от t^* . Для определения указанных функций служат уравнения неразрывности, импульса, диффузии, энергии и состояния, а для нахождения двух оставшихся величин необходимо иметь еще два соотношения.

Одним из этих соотношений является условие

$$Q_L^* \equiv \int_0^{h^*} \rho^* u^* (x^* = L^*, y^*, t^*) dy^* = Q_w^* \quad (1.4)$$

где Q_w^* определяется выражением (1.2).

Второе соотношение можно получить, предполагая, что давление пара у поверхности испарения $y^* = 0$ равно давлению насыщения при температуре этой поверхности. Поскольку давление в канале равно сумме парциальных давлений пара и воздуха, то искомое соотношение имеет вид

$$p^* = p_w^*(T_w^*) + \rho_w^* c_w^* R_g^* T_w^* \quad (1.5)$$

$$p_w^*(T_w^*) = 133,4 \exp \left(18,681 - \frac{4105}{T_w^* - 35} \right)$$

где $T_w^*(t^*)$ — температура поверхности $y^* = 0$, R_g^* — газовая постоянная воздуха, p_w^* — давление насыщенного пара, которое для рассматриваемого в дальнейшем случая использования в качестве охладителя воды определяется по эмпирической формуле [8].

Введем безразмерные величины (без верхнего индекса «звездочка») на основе следующих соотношений:

$$t^* = \frac{L^*}{u_0^*} \tau, \quad u_0^* = \frac{\delta^*}{L^*} (R_v^* T_0^*)^{1/2}, \quad x^* = L^* x, \quad y^* = h^* y, \quad u^* = u_0^* xU$$

$$\rho^* v^* = \rho_0^* u_0^* \frac{h^*}{L^*} V, \quad T^* = T_0^* T, \quad p^* = p_0^* p, \quad \rho^* = \frac{\rho_0^*}{R_v^* T_0^*} \rho$$

Для удобства интерпретации результатов расчетов в качестве характерных значений температуры и давления берутся соответственно $T_0^* = 273$ К, $p_0^* = 10^5$ Па, а R_v^* — газовая постоянная пара.

Система уравнений, начальных и граничных условий, описывающая нестационарные процессы тепломассопереноса в канале, с учетом соотношений (1.4), (1.5) имеет вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \rho U + \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \quad (1.6)$$

$$\rho \frac{\partial U}{\partial \tau} + \rho U^2 + V \frac{\partial U}{\partial y} + P = \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial U}{\partial y} \right) \quad (1.7)$$

$$\rho \frac{\partial c}{\partial \tau} + V \frac{\partial c}{\partial y} = \frac{1}{\text{Re Sc}} \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D \frac{\partial c}{\partial y} \right) \quad (1.8)$$

$$c_p \left(\rho \frac{\partial T}{\partial \tau} + V \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{1 - \gamma_v}{\gamma_v} \frac{\partial p}{\partial \tau} = \frac{1}{\text{Re}} \left[\frac{1}{\text{Pr}} \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\rho D}{\text{Sc}} (c_{pa} - 1) \frac{\partial T}{\partial y} \frac{\partial c}{\partial y} \right] \quad (1.9)$$

$$\rho = \frac{p}{RT}, \quad \int_0^1 \frac{U}{RT} dy = \frac{KQ}{(\langle R \rangle \langle T \rangle)^{1/2}}, \quad p = \frac{1 + (R_a - 1) c_w}{1 - c_w} p_{w*}(T_w) \quad (1.10)$$

$$t = 0, \quad 0 \leq y \leq 1: \quad U = V = 0, \quad p = p_0, \quad T = T_0, \quad c = \frac{p_0 - p_{w*}(T_0)}{p_0 + (R_a - 1) p_{w*}(T_0)} \quad (1.11)$$

$$y = 0, \quad t > 0: \quad U = 0, \quad \frac{\rho D}{\text{Re Sc}} \frac{\partial c}{\partial y} - Vc = 0 \quad (1.12)$$

$$rV + \frac{W}{\text{Ko}} \frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{1}{\text{Re Pr Ko}} \left[\lambda \frac{\partial T}{\partial y} + \varepsilon \text{St} (T_e^4 - T_w^4) \right] \quad (1.13)$$

$$y = 1, \quad t > 0: \quad U = V = \frac{\partial c}{\partial y} = 0, \quad \lambda \frac{\partial T}{\partial y} + \varepsilon \text{St} (T_e^4 - T_w^4) = q_e \quad (1.13)$$

$$R = 1 + (R_a - 1) c, \quad c_p = 1 + (c_{pa} - 1) c, \quad R_a = \frac{R_a^*}{R_v^*}, \quad c_{pa} = \frac{c_{pa}^*}{c_{pv}^*} \quad (1.14)$$

$$\gamma = \gamma_v \frac{1 + (c_{pa} - 1) c}{1 + (c_w - 1) c}, \quad c_w = \frac{\gamma_v}{\gamma_a} c_{pa}, \quad r = 1 - (c_l - 1) \frac{T}{\text{Ko}}, \quad c_l = \frac{c_l^*}{c_{pv}^*} \quad (1.15)$$

$$\text{Re} = \frac{\delta^* h^* p_0^*}{L^* \mu_0^*} (R_v^* T_0^*)^{-1/2}, \quad \text{Pr} = \frac{c_{pv}^* \mu_0^*}{\lambda_0^*}, \quad \text{Sc} = \frac{\mu_0^* R_v^* T_0^*}{\rho_0^* D_0^*}, \quad \text{Ko} = \frac{r_0^*}{c_{pv}^* T_0^*} \quad (1.15)$$

$$\text{St} = \frac{\sigma^* T_0^{*3} h^*}{\lambda_0^*}, \quad \varepsilon = \frac{\varepsilon_w \varepsilon_e}{\varepsilon_w + \varepsilon_e - \varepsilon_w \varepsilon_e}, \quad q_e = \frac{q_e^* h^*}{\lambda_0^* T_0^*}, \quad W = W_0 - c_l \int_0^1 V_w d\tau$$

Входящая в уравнение импульса (1.7) функция $P(\tau)$ является безразмерной производной $d^2 p^* / dx^{*2}$. Функция температуры p_{w*} , которая входит в уравнения (1.10), (1.11), есть отнесенное к p_0^* давление насыщенного пара, рассчитываемое по формуле (1.5). В начальных условиях (1.11) p_0 — безразмерное начальное давление в канале, равное внешнему, T_0 — отнесенная к T_0^* начальная температура всей системы. Второе граничное условие (1.12) является условием непроницаемости поверхности испарения для воздуха.

В граничных условиях для уравнения энергии (1.12), (1.13) учтен радиационный поток тепла между диффузно-серыми поверхностями. В выражение для этого потока входит приведенный коэффициент поглощения излучения ε , определяемый формулой (1.15), в которой ε_w , ε_e — коэффициенты поглощения поверхности испарения и поверхности $y=1$ соответственно. В этих выражениях $T_e = T(1, \tau)$, $T_w = T(0, \tau)$.

В соотношениях (1.14) c_l^* , c_{pa}^* , c_{pv}^* — удельные теплоемкости жидкости и теплоемкости воздуха и пара при постоянном давлении соответственно, $\gamma_v = 1,3$, $\gamma_a = 1,4$.

Во втором уравнении (1.10) Q — функция расхода, определяемая выражением (1.2), в которое входит показатель адиабаты γ , рассчитываемый по формуле (1.14), $\langle T \rangle$ — температура торможения потока, определяемая осреднением по методу, описанному в [4], $\langle R \rangle = R(\langle c \rangle)$, где $\langle c \rangle$ — осредненная по ширине канала концентрация воздуха, определяемая формулой

$$\langle c \rangle = \int_0^1 \rho U c dy \left(\int_0^1 \rho U dy \right)^{-1} \quad (1.16)$$

В критерии подобия (1.15) входят: σ^* — постоянная Стефана — Больцмана, $r_0^* = 3,2 \cdot 10^6$ Дж/кг — удельная теплота испарения воды при 0 К, μ_0^* , λ_0^* , D_0^* — соответственно коэффициенты динамической вязкости, теплопроводности и диффузии паровоздушной смеси, рассчитанные при p_0^* и T_0^* . Входящие в уравнения и граничные условия безразмерные коэффициенты переноса μ , λ , D являются функциями температуры и концентрации воздуха. Для определения μ используется формула Уилке [9]

$$\mu^* = x_a \mu_a^* (x_a + x_v G_{av})^{-1} + x_v \mu_v^* (x_v + x_a G_{va})^{-1}$$

$$G_{ij} = 2^{-3/2} \left[1 + \left(\frac{\mu_i^*}{\mu_j^*} \right)^{1/2} \left(\frac{M_i^*}{M_j^*} \right)^{1/4} \right]^2 \left(1 + \frac{M_i^*}{M_j^*} \right)^{-1/2}, \quad i, j = a, v$$

$$x_a = c M_v^* / C^*, \quad x_v = (1 - c) M_a^* / C^*, \quad C^* = c M_v^* + (1 - c) M_a^*$$

$$\mu_a^* = 1,51 \cdot 10^{-6} T^{*3/2} (T^* + 122)^{-1} \text{ кг/(м} \cdot \text{с)}$$

$$\mu_v^* = (-3,05 + 0,0406 T^*) \cdot 10^{-6} \text{ кг/(м} \cdot \text{с)}$$

где M_v^* , M_a^* — молекулярные веса пара и воздуха.

Коэффициент теплопроводности рассчитывается по формуле Лемана для смеси, состоящей из полярного и неполярного газа [10]

$$\lambda^* = (x_a \lambda_a^* + x_v \lambda_v^*) \left(1 + \frac{x_v - x_v^2}{3,5} \right)$$

$$\lambda_a^* = (-5,8 + 0,0856 T^*) \cdot 10^{-3}, \quad \lambda_v^* = \mu_a^* c_{pa}^* / 0,72 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$$

Формулы для коэффициентов переноса пара получены интерполяцией табличных значений из [11].

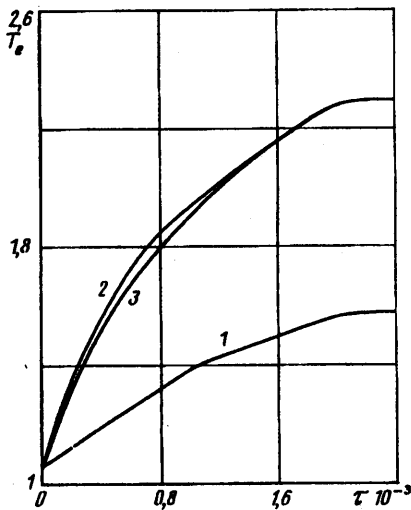
Для коэффициента диффузии используется формула $D^* = 2,16 \cdot 10^{-5} (T^*/273)^{1,8} \text{ м}^2/\text{с}$.

Необходимо отметить, что в настоящей постановке задачи не рассматриваются процессы тепломассопереноса в капиллярно-пористом материале. Эти процессы моделируются нестационарным членом в граничном условии для уравнения энергии (1.12), в которое входит параметр W , определяемый по формуле (1.15), учитывающей изменение массы жидкости в ее носителе вследствие испарения.

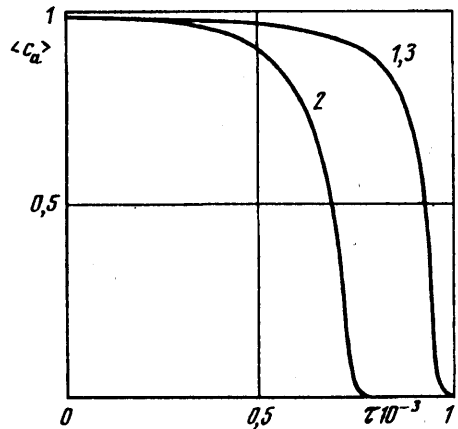
2. Сформулированная краевая задача (1.6)—(1.13) решалась численно на основе неявного метода второго порядка точности [12].

На начальном этапе исследуемого процесса при уменьшении внешнего давления p_e давление в канале очень мало отличается от p_e . При этом величину p можно исключить из числа неизвестных, а в уравнениях (1.6)—(1.10) использовать $p = p_e$. Второе уравнение (1.10) в этом случае служит лишь для определения момента, начиная с которого необходимо учитывать отличие p от p_e . При этом из (1.10) по рассчитанной левой части уравнения находится значение функции расхода Q . При $Q \leq Q_{\min}$, где $Q_{\min} = 0,05-0,1$, считается $p = p_e$, а при $Q > Q_{\min}$ необходимо решать полную систему уравнений (1.6)—(1.10).

Были проведены расчеты при постоянных значениях параметров задачи $Re = 10$, $Pr = 1,42$, $Ko = 5,86$, $Sc = 0,99$, $\varepsilon_w = \varepsilon_e = 0,8$, $St = 0,5$, $p_0 = 1$, $T_0 = 1,062$. Зависимости от времени внешних теплового потока и давления задавались в виде кусочно-линейных функций



Фиг. 2



Фиг. 3

$$q_e = \alpha_q \tau, \quad \tau \leq \tau_{mq} = q_{em} / \alpha_q; \quad q_e = q_{em}, \quad \tau > \tau_{mq} \quad (2.1)$$

$$p_e = 1 - \alpha_p \tau, \quad \tau \leq \tau_{mp} = (1 - p_{em}) / \alpha_p; \quad p_e = p_{em}, \quad \tau > \tau_{mp}$$

Входящие в (2.1) минимальное внешнее давление и скорость его уменьшения в проведенных расчетах были постоянными: $p_{em} = 3 \cdot 10^{-3}$, $\alpha_p = 10^{-3}$.

Кривые, отмеченные цифрой 1 на всех графиках, представляют результаты расчета при максимальном тепловом потоке и скорости его возрастания, входящих в (2.1), $q_{em} = 2$, $\alpha_q = 10^{-3}$ соответственно, и значении параметра $W_0 = 5 \cdot 10^2$. Кривые 2 соответствуют результатам, полученным при увеличении теплового потока до $q_{em} = 10$ и скорости его изменения до $\alpha_q = 5 \cdot 10^{-3}$ при неизменном значении W_0 . Вариант расчета, результаты которого отмечены цифрой 3, отличается от второго варианта возрастанием параметра W_0 до $2,5 \cdot 10^3$, что означает увеличение начального запаса охладителя. Все представленные графики характеризуют зависимости соответствующих величин от времени.

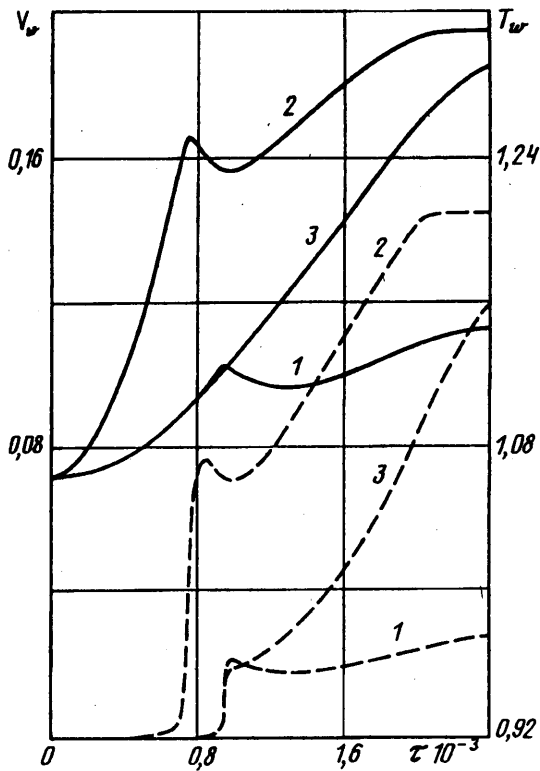
На фиг. 1 показано изменение давления в канале.

Фигура 2 отражает поведение температуры $T_e = T(1, \tau)$ поверхности, на которую поступает внешний тепловой поток. Значение температуры внешней стенки канала определяется главным образом величиной теплового потока. Увеличение начального запаса охладителя ведет лишь к незначительному уменьшению T_e на участке прогрева.

На фиг. 3 представлены зависимости от времени средней концентрации воздуха в канале, рассчитанной по формуле (1.16). Кривые 1 и 3 совпадают. Увеличение теплового потока при неизменном параметре W ведет к более раннему удалению воздуха из канала.

На фиг. 4 показано изменение температуры поверхности испарения (сплошные кривые) и скорости испарения (штриховые кривые). Характерным является наличие немонотонности в зависимостях $T_w(\tau)$ и $V_w(\tau)$ для вариантов 1 и 2.

Из сопоставления фиг. 4 с фиг. 3 следует, что резкое возрастание скорости испарения происходит одновременно со столь же резким падением концентрации воздуха в канале. Положение максимумов скорости испарения, наблюдаемых в вариантах 1 и 2, соответствует моменту достижения наибольшей по абсолютной величине скорости уменьшения температуры поверхности испарения. При достаточно большой тепловой инерционности системы (большом значении параметра W) как T_w , так и V_w возрастают монотонно.



Фиг. 4

Обнаруженный эффект немонотонной зависимости от времени T_w и V_w при монотонно возрастающем тепловом потоке q_e объясняется следующим образом. Из граничного условия (1.12), представленного в виде

$$\frac{dT_w}{d\tau} = \frac{q_w}{W \text{Re} \text{Pr}} - \frac{Ko}{W} r V_w \quad (2.2)$$

где q_w — поступающий на поверхность испарения тепловой поток, следует, что, поскольку при $V_w \ll 1$ выполняется $q_e/q_w \cong 1$ [4], при малом значении V_w скорость роста температуры поверхности испарения определяется отношением q_e/W . Так как для вариантов 1 и 3 это отношение одинаково, то на начальном этапе прогрева кривые $T_w(\tau)$ совпадают. Причем в силу линейной зависимости q_e от τ эти кривые имеют вид парабол.

При увеличении скорости испарения возрастание T_w замедляется. Значение и знак скорости изменения температуры поверхности испарения, определяемой выражением (2.2), зависят от соотношения между q_w и V_w . Для вариантов 1 и 3, как видно из фиг. 4, скорость испарения сначала почти совпадает. Поскольку в варианте 1 q_e меньше, то величина q_w оказывается недостаточной для обеспечения $dT_w/d\tau > 0$, что и приводит к появлению локального максимума в зависимости $T_w(\tau)$.

Наблюдаемое поведение скорости испарения объясняется следующими причинами. При уменьшении внешнего давления до тех пор, пока содержание воздуха в канале достаточно для того, чтобы сумма парциальных давлений пара и воздуха мало отличалась от p_e , расход газа через дренажную щель мал. При уменьшении $\epsilon_p = p_e/p$ расход Q_e возрастает, абсолютное содержание и концентрация воздуха падают, и с некоторого момента времени давление в полости

определяется давлением пара. При дальнейшем уменьшении внешнего давления при одновременном росте давления пара величина ϵ_p заметно уменьшается, что ведет к интенсивному росту расхода Q_e . Возрастание Q_e должно обеспечиваться увеличением скорости испарения. Если тепловой поток к моменту резкого возрастания V_w недостаточен, то мощность, необходимая для обеспечения требуемого уровня скорости испарения, поступает от охладителя за счет снижения его температуры. Уменьшение T_w сопровождается падением давления в полости, что ведет к уменьшению и расхода Q_e . В свою очередь при уменьшении Q_e требуемая для его обеспечения скорость испарения снижается и наблюдается минимум в зависимости $V_w(\tau)$.

При неизменном тепловом потоке q_e увеличение начального запаса охладителя (параметра W_0), как следует из (2.2), ведет к снижению скорости роста температуры поверхности испарения. По этой причине по сравнению с вариантом 1 в варианте 3 давление пара в канале на начальном этапе меньше, равенство $p \equiv p_a + p_v \approx p_e$ выполняется дольше, а при его нарушении вследствие меньшего значения p будет и меньшим расход Q_e . Это в свою очередь требует менее интенсивного испарения и поступающий тепловой поток достаточен для поддержания и требуемого значения V_w и дальнейшего повышения температуры охладителя.

Не только количественное, но и качественное различие результатов, полученных в вариантах расчетов 1 и 3, которые различаются только значениями параметра задачи W_0 , моделирующего процессы теплопереноса в носителе охладителя, указывают на важность исследования и учета этих процессов при разработке адекватной модели рассматриваемой системы комбинированной тепловой защиты [13]. В этом случае необходимо решать сопряженную задачу теплопереноса во влажном капиллярно-пористом материале и пароотводящем канале.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bridges J. H., Richmond F. D.* Design considerations for a reentry vehicle thermal protection system // Technol. Lunar Explor. N. Y.; L.: Acad. Press, 1963. P. 761—782.
2. *Ананьев В. Н., Курячий А. П. и др.* Сравнительные испытания моделей систем пассивной и комбинированной тепловой защиты // Теплофизика высоких температур. 1992. Т. 30. № 6. С. 1194—1202.
3. *Бобров И. Н., Курячий А. П.* Численное моделирование процессов теплопереноса в системе испарительной тепловой защиты // Инж.-физ. журн. 1992. Т. 62. № 2. С. 301—308.
4. *Курячий А. П.* Теплоперенос в плоском канале системы тепловой защиты радиационно-испарительного типа при течении пара с малыми скоростями // Изв. РАН. МЖГ. 1992. № 6. С. 22—28.
5. *Williams J. C.* Viscous compressible and incompressible flow in slender channels // AIAA Journal. 1963. V. 1. № 1. P. 185—195.
6. *Van Ooijen H., Hoogendoorn C. J.* Vapor flow calculations in a flat-plate heat pipe // AIAA Journal. 1979. V. 17. № 11. P. 1251—1259.
7. *Абрамович Г. Н.* Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1969. 824 с.
8. *Красников В. В.* Кондуктивная сушка. М.: Энергия, 1973. 288 с.
9. *Wilke C. R.* A viscosity equation for a gas mixtures // J. Chem. Phys. 1950. V. 18. № 4. P. 517—519.
10. *Бретшнайдер С.* Свойства газов и жидкостей. М.; Л.: Химия, 1966. 535 с.
11. *Вукалович М. П.* Теплофизические свойства воды и водяного пара. М.: Машиностроение, 1967. 160 с.
12. *Денисенко О. В., Провоторов В. П.* Исследование течений вязкого газа при умеренных числах Рейнольдса // Тр. ЦАГИ. 1985. Вып. 2269. С. 111—127.
13. *Бобров И. Н., Курячий А. П.* Особенности теплопереноса в испарительной теплозащите при изменении внешнего давления // Изв. РАН. МЖГ. 1993. № 1. С. 129—136.