

ТЕПЛОМАССОБМЕН И ФИЗИЧЕСКАЯ ГАЗОДИНАМИКА

УДК 536.46:536.245.022

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА В СИСТЕМАХ ПОРИСТОГО ОХЛАЖДЕНИЯ ПРИ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ

© 2012 г. А. Н. Голованов, А. С. Якимов, А. А. Краснов

Томский государственный университет

Поступила в редакцию 19.09.2011 г.

Рассмотрено взаимодействие системы пористого охлаждения с высокоэнтальпийным газовым потоком. Исследуется влияние процесса фазового превращения на характеристики теплообмена в теплозащитном материале.

ВВЕДЕНИЕ

Известно [1–6], что наиболее перспективным методом тепловой защиты является охлаждение жидкостью, испаряющейся внутри нагреваемого проницаемого материала. Жидкость обладает лучшими, чем газ, теплофизическими свойствами, главным образом высоким значением коэффициента удельной теплоемкости, большой теплотой испарения, возможностью достижения низких температур, малым удельным объемом жидкого охладителя.

Процессы теплообмена (ТМП) с фазовыми превращениями занимают важное место в современных технологиях: тепловой защите, сушке материалов, металлургии и т.д. Задачи теплообмена с фазовыми превращениями для проницаемых тел при вдуве вещества через пористую поверхность необходимо рассматривать как сопряженные [4, 7]. Наиболее сложным вопросом при математической формулировке таких задач является правильная запись краевых условий на границе фазового перехода [4].

Цель статьи: 1) разработать теоретическую модель системы двухфазного пористого охлаждения; 2) сравнить результаты расчета с экспериментом и оценить предел применимости математической модели.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Считается, что пористая пластина (рис. 1) толщиной L_1 подвержена воздействию внешнего теплового потока. В качестве охладителя используется вода с начальной температурой T_n . Вода продавливается сквозь проницаемую стенку I–II под действием перепада давления $P_{L_1} - P_n$. По мере движения внутри пористой пластины вода поглощает тепло и ее температура возрастает. Далее с увеличением температуры падает давление жидкости. При достижении давления и температуры насыщения происходит ее фазовое превращение.

Испарение происходит в пластине на расстоянии x_* от внешней нагреваемой поверхности. Разность давлений на поверхности раздела фаз, обусловленная влиянием эффектов поверхностного натяжения, принимается малой по сравнению с перепадом давления на пластине. Образующийся пар поглощает тепло на участке от зоны испарения до внешней поверхности и в перегретом состоянии вытекает в окружающую среду. По мере движения двухфазной смеси давление понижается, а температура смеси не успевает падать вслед за температурой насыщения – смесь становится перегретой. Возрастающая доля пара в двухфазном потоке снижает интенсивность теплообмена, что при постоянном объемном тепловыделении приводит к постепенному росту температуры пористого материала.

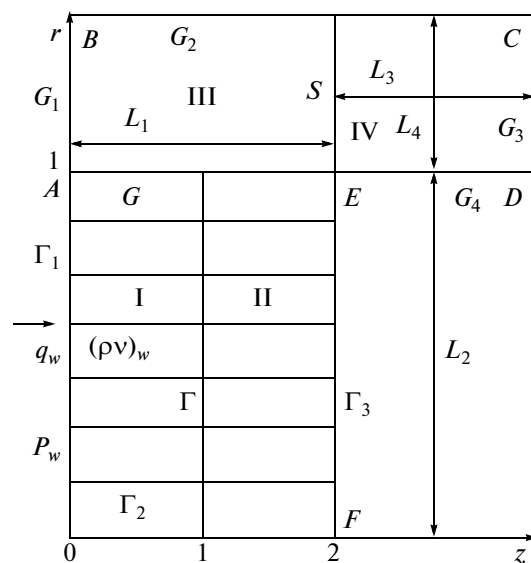


Рис. 1. Схема обтекаемого тела.

Условие термодинамического равновесия фазового превращения определяет положение поверхности раздела фаз и замыкает задачу

$$x = x_*, P_* = P_*(T_*). \quad (1)$$

На движущейся границе раздела фаз $x_* = x_*(P_*, T_*)$ записывается условие Стефана [4], т.е. условие баланса тепла, учитывающее поглощение скрытой теплоты фазового перехода Q . Кроме того, используется дополнительное условие равенства температур обеих фаз. При этом каждая из них равна температуре фазового перехода T_* (условие равновесия фазового перехода):

$$T_2^I|_{x_*} = T_2^{II}|_{x_*} = T_* = \text{const}. \quad (2)$$

Для упрощения анализа будем аналогично [2, 8] считать, что:

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

2) теплозащитный материал (ТЗМ) является двухтемпературной средой, т.е. парожидкостная и конденсированная фазы имеют различные температуры;

3) поток массы по нормали к обтекаемой пластине значительно больше, чем вдоль этой пластины (рис. 1, $L_1 \ll L_2$);

4) проницаемая среда I–II (рис. 1) состоит из трех компонентов: инертного каркаса (сталь), воды и пара; пористая окантовка III – из каркаса и воздуха; область IV – сплошная сталь;

5) плотность парожидкостной фазы определяется из уравнения Клапейрона–Менделеева;

6) при достижении давления и температуры, соответствующих насыщению, происходит фазовое превращение жидкости;

7) капиллярное давление, обусловленное силами поверхностного натяжения в области испарения, пренебрежимо мало по сравнению с полным перепадом давления на пластине;

8) краевая задача по пространственным переменным предполагается двумерной при распространении тепла кондукцией.

Расход газа-охлаждителя будем определять из совместного решения стационарного уравнения неразрывности и нелинейного закона Дарси [6, 7]. Дело в том, что при больших массовых скоростях $(\rho v)_w$ ($Re > 10$) наблюдается турбулентный режим фильтрации [6], который характеризуется квадратичной зависимостью перепада давления от скорости.

Так как краевая задача двумерна, а границу x_* из (1) надо предварительно находить, то целесообразно ввести преобразование первоначальных пространственных координат x и y : вдоль оси x в области I – $z = x/x_*$, $z \in [0, 1]$, $0 \leq x \leq x_*$; в области II – $z = x/L_1 + 1$, $z \in (1, 2]$, $x_* < x \leq L_1$; вдоль оси y –

$r = y/L_2$, $0 \leq y \leq L_2 + L_4$, $r \in [0, 1 + L_4/L_2]$. Тогда в новой системе координат r, z имеем

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial r} \frac{\partial r}{\partial x}, \quad \frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial r} \frac{\partial r}{\partial y},$$

$$\frac{\partial z}{\partial x} = x_*^{-1}, \quad \frac{\partial r}{\partial y} = L_2^{-1},$$

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} = x_*^{-2} \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad z \in [0, 1], \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} = L_1^{-2} \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad z \in (1, 2],$$

$$\frac{\partial^2}{\partial y^2} = L_2^{-2} \frac{\partial^2}{\partial r^2}, \quad r \in [0, 1 + L_4/L_2].$$

Задача расчета характеристик ТМП сводится к решению системы уравнений сохранения [4, 8]. Тогда, используя (3), имеем

в области I–II (см. рис. 1)

$$\frac{\partial(\rho_2 v \varphi)}{\partial z} = 0, \quad (4)$$

$$A\mu^I v + B\rho_2^I \varphi v |v| = -\frac{\partial P}{x_* \partial z}, \quad z \in [0, 1], \quad (5)$$

$$A\mu^{II} v + B\rho_2^{II} \varphi v |v| = -\frac{\partial P}{L_1 \partial z}, \quad z \in (1, 2], \quad (6)$$

$$P = \frac{\rho_2 R T_2}{M}, \quad (7)$$

$$c_{p2} \left(\rho_2 \varphi \frac{\partial T_2}{\partial t} + \rho_2 v \varphi \frac{\partial T_2}{x_* \partial z} \right)^I = x_*^{-2} \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_2 \varphi \frac{\partial T_2}{\partial z} \right)^I + \quad (8)$$

$$+ L_2^{-2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_2 \varphi \frac{\partial T_2}{\partial r} \right)^I + A_{v1} (T_1 - T_2)^I, \quad z \in [0, 1],$$

$$c_{p2} \left(\rho_2 \varphi \frac{\partial T_2}{\partial t} + \rho_2 v \varphi \frac{\partial T_2}{L_1 \partial z} \right)^{II} = L_1^{-2} \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_2 \varphi \frac{\partial T_2}{\partial z} \right)^{II} + \quad (9)$$

$$+ L_2^{-2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_2 \varphi \frac{\partial T_2}{\partial r} \right)^{II} + A_{v1} (T_1 - T_2)^{II}, \quad z \in (1, 2],$$

$$\rho_1 c_{p1} (1 - \varphi) \frac{\partial T_1}{\partial t} = L_1^{-2} \frac{\partial}{\partial z} \left[\lambda_1 (1 - \varphi) \frac{\partial T_1}{\partial z} \right] + \quad (10)$$

$$+ L_2^{-2} \frac{\partial}{\partial r} \left[\lambda_1 (1 - \varphi) \frac{\partial T_1}{\partial r} \right] - A_{v1} (T_1 - T_2), \quad z \in [0, 2];$$

в области III

$$\left(c_{p2} \rho_2 \varphi \frac{\partial T_2}{\partial t} \right)^{III} = L_1^{-2} \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_2 \varphi \frac{\partial T_2}{\partial z} \right)^{III} + \quad (11)$$

$$+ L_2^{-2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_2 \varphi \frac{\partial T_2}{\partial r} \right)^{III} + A_{v2} (T_1 - T_2)^{III}, \quad z \in [0, 2),$$

$$\left[\rho_1 c_{p1} (1 - \varphi) \frac{\partial T_1}{\partial t} \right]^{III} = L_1^{-2} \frac{\partial}{\partial z} \left[\lambda_1 (1 - \varphi) \frac{\partial T_1}{\partial z} \right]^{III} + \quad (12)$$

$$+ L_2^{-2} \frac{\partial}{\partial r} \left[\lambda_1 (1 - \varphi) \frac{\partial T_1}{\partial r} \right]^{III} - A_{v2} (T_1 - T_2)^{III}, \quad [0, 2);$$

в области IV

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = L_1^{-2} \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + L_2^{-2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right), \quad (13)$$

$z \in [2, 2 + L_4/L_1]$.

В статье [9] на основе аппроксимационных расчетных зависимостей, полученных в [10], предлагается формула для нахождения теплового потока на проницаемой пластине, обтекаемой турбулентным потоком газа:

$$\frac{St}{St_0} = \frac{\gamma \exp\left(\frac{1-Pr}{1+Pr} \gamma\right)}{1 + \frac{2\gamma}{Pr} \exp\left(\frac{\gamma}{1+Pr}\right) - \exp\left(\frac{1-Pr}{1+Pr} \gamma\right)}, \quad (14)$$

где $St = \frac{q_w}{(\rho v)_e (h_e - h_w^I)}$; $\gamma = \frac{(\rho v)_w}{(\rho v)_e St_0}$; $St_0 = \frac{(\alpha/c_p)_0}{(\rho v)_e}$;
 $Pr = \left(\frac{c_p \mu}{\lambda}\right)_e$, $h_w^j = (c_{p2} T_{1w})^j$; $c_{p2}^j = a_1 + 2a_2 T_{2w}^j$, $j = I, III$.

Тогда согласно (14) в области I ($0 \leq r < 1$) имеем

$$q_w^I = \frac{(\rho v)_w (h_e - h_w^I) \exp\left(\frac{1-Pr}{1+Pr} b\right)}{1 + \frac{2b}{Pr} \exp\left(\frac{b}{1+Pr}\right) - \exp\left(\frac{1-Pr}{1+Pr} b\right)}, \quad (15)$$

$b = \frac{(\rho v)_w}{(\alpha/c_p)_0}$.

В завесной зоне III воспользуемся формулой из [11], в которой учитывается влияние вдува на тепловой поток в виде модификации В.П. Мугалева [6]

$$q_w^{III} = \left(\frac{\alpha}{c_p}\right)_0 (1 - k_1 b^{k_2}) (h_e - h_w^{III}), \quad (16)$$

где $b = \frac{(\rho v)_w (r=0)}{(\alpha/c_p)_0 (\pi/2 - r)}$, $1 \leq r \leq 1.5$, k_1, k_2 – постоянные.

В приведенных уравнениях и в дальнейшем используются следующие обозначения: A – коэффициент вязкости в законе Дарси; A_{vi} ($i = 1, 2$) – коэффициент объемного теплообмена между охладителем и каркасом; a_1, a_2 – постоянные; B – инерционный коэффициент в законе Дарси; c_p – коэффициент удельной теплоемкости; h – энтальпия; L_i , $i = 1, 2, 3, 4$ – толщины и длины оболочек I–IV на рис. 1; M – молекулярная масса охладителя в зонах I–II или воздуха в области III; Nu_v – число Нуссельта; P – давление; Pe – число Пекле; Pr – число Прандтля; q_w – конвективный тепловой поток из газовой фазы; Q – теплота испарения; r – безразмерная продольная пространственная координата; R – универсальная газовая постоянная; Re – число Рейнольдса; St – число Стантона; t – время; T – температура; v – скорость фильтрации охладителя в областях I–II; x и y – поперечная и продольная пространственные координаты; z – безразмерная попе-

речная пространственная координата; $(\alpha/c_p)_0$ – коэффициент теплообмена в отсутствие вдува; δ – коэффициент теплоотдачи на внутренней поверхности пластины; ε – излучательная способность поверхности каркаса; λ – коэффициенты теплопроводности; μ – коэффициент динамической вязкости; ρ – плотность; $(\rho v)_w$ – расход охладителя в порах ТЗМ; σ – постоянная Стефана–Больцмана; φ – пористость. Индексы: w – внешняя нагреваемая поверхность обтекаемого тела; ∞, e соответствуют набегающему газу-полю потока на бесконечности и на внешней границе пограничного слоя; I–II сверху – проницаемая среда с охладителем вода; III – пористая окантовка с воздушной средой; 1 и 2 внизу – каркас и охладитель в областях I–III; n – начальное значение; $*$ – характерная величина; 0 – отсутствие вдува с поверхности; k – момент окончания теплового воздействия; L_1 – внутренняя граница стенки по толщине; v – объемная величина.

Систему уравнений (4)–(6), (8)–(13) необходимо решать с учетом следующих начальных и граничных условий:

$$T_2^i|_{r=0} = T_n, \quad i = I-III; \quad (17)$$

$$T_1^i|_{r=0} = T|_{r=0} = T_n, \quad i = I, III;$$

на внешней нагреваемой поверхности пористой пластины OA (область I на рис. 1) имеют место балансовые граничные условия [8]

$$(q_w - \varepsilon \sigma T_{1w}^4)(1 - \varphi) = -(1 - \varphi) \left(\lambda_1 \frac{\partial T_1}{x^* \partial z} \right) \Big|_{\Gamma_1}, \quad (18)$$

$$q_w^I \varphi = -\varphi \left(\lambda_2 \frac{\partial T_2}{x^* \partial z} \right) \Big|_{\Gamma_1}; \quad (19)$$

на линии сопряжения Γ областей I и II имеем согласно [4]

$$\varphi \left(\lambda_2 \frac{\partial T_2}{x^* \partial z} \right) \Big|_{\Gamma_-} = \frac{\varphi}{L_1} \left(\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial z} \right) \Big|_{\Gamma_+} + Q(\rho v)_w|_{\Gamma}, \quad T_2^I|_{\Gamma_-} = T_2^{II}|_{\Gamma_+} = T^*; \quad (20)$$

на внешней нагреваемой поверхности пористой пластины AB (область III на рис. 1) аналогично (18), (19)

$$(q_w - \varepsilon \sigma T_{1w}^4)^{III} (1 - \varphi) = -(1 - \varphi) \left(\lambda_1 \frac{\partial T_1}{L_1 \partial z} \right) \Big|_{G_1}, \quad (21)$$

$$q_w^{III} \varphi = -\varphi \left(\lambda_2 \frac{\partial T_2}{L_1 \partial z} \right) \Big|_{G_1}; \quad (22)$$

на внутренней поверхности DEF [8]

$$\begin{aligned} \left(-\lambda \frac{\partial T}{\partial r}\right)_{G_4} &= \delta(T|_{G_4} - T_H), \\ \left(-(1-\varphi)\lambda_1 \frac{\partial T_1}{L_1 \partial z}\right)_{\Gamma_3} &= \delta(T_1|_{\Gamma_3} - T_H), \\ T_2|_{\Gamma_3} &= \frac{\delta}{c_{p2}(\rho v)_w} (T_1|_{\Gamma_3} - T_H) + T_H; \end{aligned} \quad (23)$$

на оси симметрии $0F$

$$\left(\frac{\partial T_i}{\partial r}\right)_{\Gamma_2} = 0, \quad i = 1, 2; \quad (24)$$

на поверхности пористой и сплошной стальной оболочки $B CD$ задаются условия тепловой изоляции

$$\left(\frac{\partial T_1^{III}}{\partial r}\right)_{G_2} = 0, \quad \left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)_{G_3} = 0, \quad \left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_{G_2} = 0; \quad (25)$$

на границах сопряжения G и S областей I—II и III—IV выставляется условие идеального контакта

$$\left(\lambda_1 \frac{\partial T_1}{L_2 \partial r}\right)_{G_-} = \left(\lambda_1 \frac{\partial T_1}{L_2 \partial r}\right)_{G_+}, \quad (26)$$

$$T_1|_{G_-} = T_1^{III}|_{G_+}, \quad T_1|_G = T_2|_G,$$

$$(1-\varphi) \left(\lambda_1 \frac{\partial T_1}{L_1 \partial z}\right)_{S_-} = \lambda \left(\frac{\partial T}{L_1 \partial z}\right)_{S_+}, \quad T_1^{III}|_{S_-} = T|_{S_+}; \quad (27)$$

на внешней и внутренней поверхностях области I—II имеет место равенство давлений в порах и во внешней среде

$$P_w|_{\Gamma_1} = P_H, \quad P|_{\Gamma_3} = P_{L_1}. \quad (28)$$

МЕТОДИКА РАСЧЕТА И ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Давление на внутренней “холодной” поверхности оболочки сферы бралось в виде

$$P_{L_1} = k P_w, \quad (29)$$

где k — некоторая постоянная. Это обеспечивало необходимый расход охладителя (в частности, не достигалась температура плавления каркаса стальной оболочки [6]) на участке теплового воздействия от $t = 0$ до $t = t_k$.

Квазистационарное уравнение неразрывности $\rho_2 \varphi v = -(\rho v)_w$ (знак минус обусловлен тем, что нормальная составляющая координата x направлена в глубь тела (см. рис. 1), а охладитель течет в противоположном направлении) совместно с выражением (7), нелинейным законом Дарси (5), (6) и граничными условиями (28) можно проинтегрировать и найти расход охладителя и давление в пористой пластине I—II [8]:

$$\begin{aligned} (\rho v)_w(r) &= \\ &= \frac{[2(P_{L_1}^2 - P_w^2)\varphi M D_{L_1}/(L_1 R) + E_{L_1}]^{0.5} - E_{L_1}}{2D_{L_1}}, \end{aligned}$$

$$P(z, r) = \{P_w^2 + 2Rs(\rho v)_w[(\rho v)_w D + E]/(M\varphi)\}^{0.5},$$

$$s = \begin{cases} x^*, & 0 \leq z \leq 1, \\ s = L_1, & 1 < z \leq 2, \end{cases}$$

$$D(z, r) = B \int_0^z T_2(r, z) dz; \quad E(z, r) = A \int_0^z \mu T_2(r, z) dz.$$

Коэффициент объемного теплообмена A_{v1} между газом и каркасом в области I—II определялся из формул [12]

$$Nu_v = v_1 Pe^{v_2}, \quad 0.5 < Pe < 80, \quad v_2 = 1-1.3,$$

где $Nu_v = A_{v1} l^2 / \lambda_2$, $Pe = (\rho v)_w l c_{p2} / \lambda_2$, $l = B/A$.

Краевая задача (8)—(13), (17)—(27) решалась численно при помощи локально-одномерного метода расщепления [13]. Использовалась неявная, абсолютно устойчивая, монотонная разностная схема с суммарной погрешностью аппроксимации $O(\tau + H_z^2 + H_r^2)$, где H_z — шаг по пространству вдоль координаты z , H_r — шаг по пространству вдоль координаты r , τ — шаг по времени. Для опорного варианта проведено тестирование численного метода. Расчет осуществлен при прочих равных входных данных для разных шагов по пространству $H_1 = H_z = 10^{-2}$, $h_1 = H_r = 0.025$, $H_2 = H_z/2$, $H_3 = H_z/4$, $H_4 = H_z/8$, $h_2 = H_r/2$, $h_3 = H_r/4$, $h_4 = H_r/8$. Температура каркаса и охладителя фиксировалась по глубине тела в различные моменты времени. Во всех вариантах задача решалась с переменным шагом по времени, который выбирался из условия заданной точности, одинаковой для всех шагов по пространству. Различие $\Delta = \max[\Delta_{T_1}, \Delta_{T_2}]$ относительной погрешности по температуре падало и к моменту времени $t = t_k$ составляло $\Delta_1 = 5.7\%$, $\Delta_2 = 2.4\%$, $\Delta_3 = 1.3\%$. Ниже результаты расчета получены для шагов по пространству $H_3 = 2.5 \times 10^{-3}$ м, $h_3 = 6.25 \times 10^{-3}$ м.

Теплофизические и структурные характеристики пористого материала для образца из спеченного порошка нержавеющей стали взяты из [8, 14], для воды и водяного пара — из [15] (таблицы II, IV, V), а воздуха — из [16].

Приводимые ниже результаты получены при $T_H = 293$ К, $(\alpha/c_p)_0 = 0.2$ кг/(с м²), $A = 10^{10}$ м⁻², $B = 2.27 \times 10^6$ м⁻¹, $T_e = 3600$ К, $\lambda_e = 0.782$ Вт/(м К), $c_{pe} = 4024$ Дж/(кг К), $h_e = 1.449 \times 10^7$ Дж/кг, $\rho_e = 0.088$ кг/м³, $\mu_e = 1.747 \times 10^{-4}$ кг/(м с), $R = 8.314$ Дж/(моль К), $M = 18$ кг/кмоль, $\sigma = 5.67 \times 10^{-8}$ Вт/(м² К⁴), $Q_H = 2.2 \times 10^6$ Дж/кг, $L_1 = 10^{-3}$ м,

$L_2 = 7 \times 10^{-3}$ м, $L_3 = 3.5 \times 10^{-3}$ м, $L_4 = 2 \times 10^{-2}$ м, $\delta = 100$ Вт/(К м²), $x_{*н} = 10^{-5}$ м, $\lambda_1 = 2.92 + 4.5 \times 10^{-3} \times T_1$ Вт/(м К), $\rho_1 c_{p1} = (1252 + 0.544 \times T_1) \times 10^3$ Дж/(К м³), $\lambda = 23$ Вт/(м К), $c_p = 600$ Дж/(кг К), $\rho = 7800$ кг/м³, $P_H^{III} = 10^5$ Н/м², $t_k = 10$ с, $A_{v2} = 10^6$ Вт/(м³ К), $P_w = P_H = 10^5$ Н/м², $a_1 = 965.5$, $a_2 = 0.0735$, $\varepsilon = 0.9$, $\varphi = 0.27$, $k_1 = 0.285$, $k_2 = 0.165$, $\nu_1 = 0.004$, $\nu_2 = 1$.

Величины $x_{*н}$, Q_H при $t = 0$ задавались, при этом для $t > 0$ $x_{*н}$ находилась из условий (1), (2) и табличных данных [15], а $Q(T^*)$ известна из [17] (рис. 1.2). Предполагалось, что в уравнениях (8), (9) плотность воды в области I–II при $T_2 \leq 373$ К равна $\rho_2 = \rho_{2н}$, а для $T_2 > 373$ К ρ_2 находилось из уравнения состояния (7).

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ДВУХФАЗНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

Экспериментальное исследование системы двухфазного охлаждения производилось в струе воздушной плазмы, генерируемой плазмотроном ЭДП-104А/50 (конструкция ИТФ СО РАН г. Новосибирск) с параметрами $T_\infty = 3600$ К, $V_e = 56$ м/с по методике, изложенной в работе [18]. Модель 1 (рис. 2), выполненная в форме усеченного конуса, в малое основание которого заделывалась порницаемая вставка 2. Через внутренний объем модели и вставку, навстречу плазменной струе 3 подавалась охлаждающая жидкость (вода) 4.

Вставки изготовлены из пористой стали, полученной спеканием нитей нержавеющей стали Х10Н10. Пористость составляла $\varphi = 0.27$, диаметр — 14×10^{-3} м, толщина — 10^{-3} м.

В процессе проведения экспериментов расход жидкости G контролировался с помощью ротаметров типа РС, РМЖ и поддерживался постоянным в течение опыта. Давление в камере P_{L1} регистрировалось манометром типа МО–5, температура стенки T_{1w} в окрестности лобовой критической точки определялась с помощью инфракрасного пирометра АК ИП–9311 – 6 как функция времени.

Коэффициент излучения составлял $\varepsilon = 0.9$. Сигнал с ЖК-дисплея пирометра записывался на цифровой фотоаппарат Canon PowerShot A95 (частота кадров – 15 к/с) с последующей компьютерной обработкой результатов измерений. Суммарные погрешности определения параметров составляли $\delta G \leq 4.5\%$, $\delta P_{L1} \leq 0.5\%$, $\delta T_w \leq 3\%$.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

На рис. 3 представлены некоторые зависимости температуры стенки в окрестности лобовой

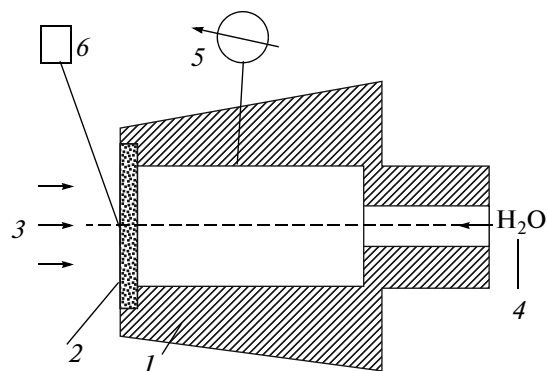


Рис. 2. Схема испытываемых моделей.

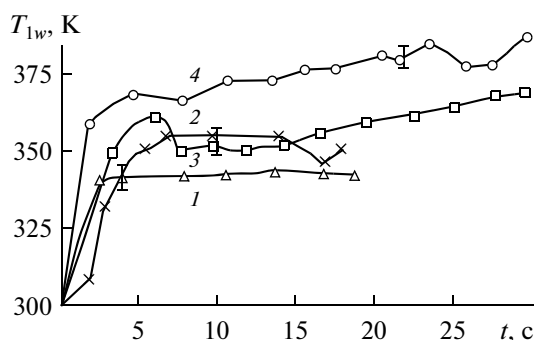


Рис. 3. Зависимость температуры внешней поверхности каркаса от времени. Кривые получены для расходов жидкости: 1 – 4.12×10^{-3} , 2 – 2.72×10^{-3} , 3 – 0.42×10^{-3} , 4 – 0.39×10^{-3} кг/с.

критической точки от времени. Кривые 1–4 получены для расходов жидкости G соответственно $(4.12, 2.72, 0.42, 0.39) \times 10^{-3}$ кг/с. Анализ результатов, представленных на рис. 3, свидетельствует о том, что при вдуве жидкости через вставку пористого материала температура стенки слабо изменяется (кривые 1, 2), отличие стационарных значений T_{1w} не превышало 10%.

При низких расходах жидкости (кривые 3, 4) наступает паровой режим охлаждения. Наблюдаются неустойчивые процессы, вероятно связанные с переходом фазового превращения из областей внутри камеры, пористой вставки и внешней зоны со стороны набегающей плазмы. Неустойчивые процессы в системах двухфазного охлаждения также наблюдались в работах [2, 3, 18].

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ

На рис. 4 приведены зависимости внешней температуры поверхности каркаса T_{1w} (а), конвективного теплового потока q_w из газовой фазы (б) и расхода охладителя $(\rho v)_w$ (в) с поверхности ТЗМ от продольной координаты y (r). Сплошные кривые получены при $k = 3$ в формуле (29), а штрихо-

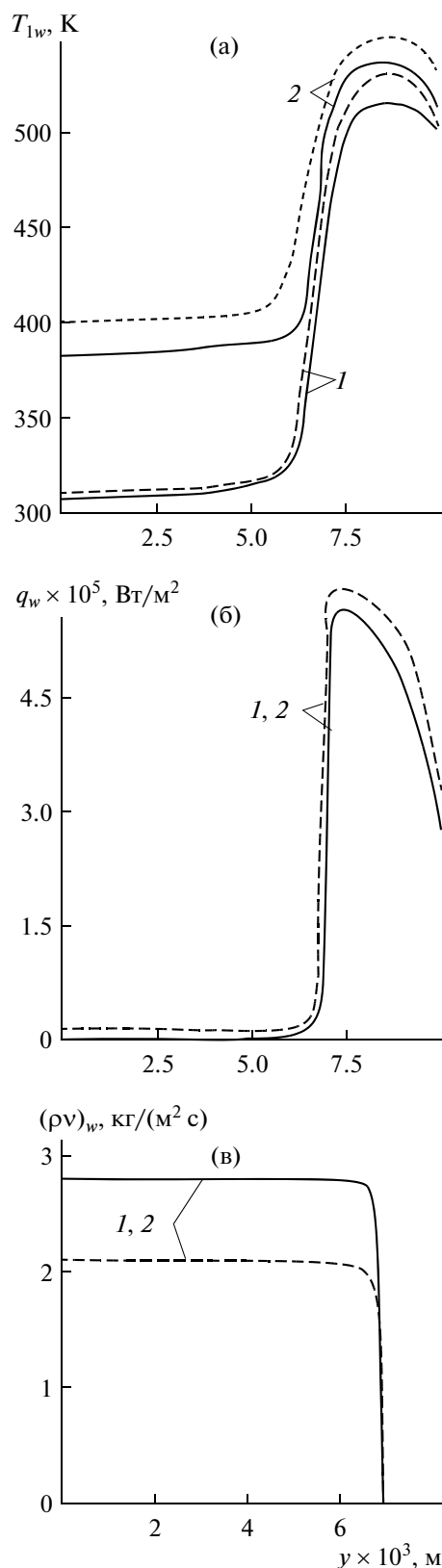


Рис. 4. Зависимость температуры внешней поверхности каркаса (а), конвективного теплового потока из газовой фазы (б) и расхода охладителя (в) вдоль пластины соответственно. Сплошные кривые получены при $k = 3$, штриховые – $k = 2.5$ и t : 1 – 1 с, 2 – t_k .

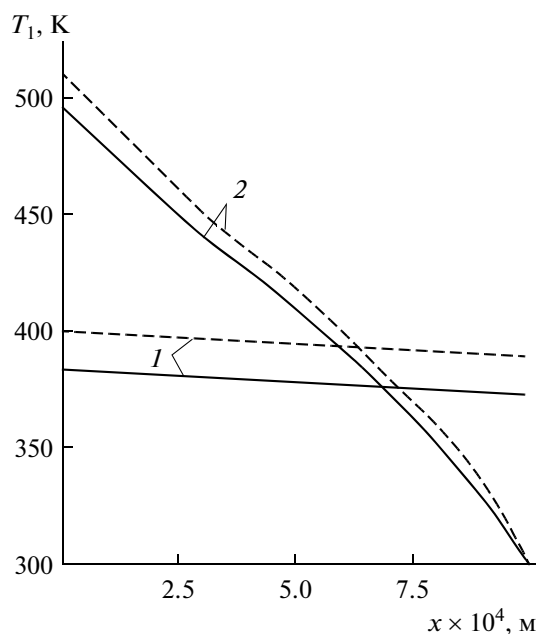


Рис. 5. Зависимость температуры каркаса по толщине пластины на оси симметрии $0F$ (кривые 1) и на стыке зон I–II и III (кривые 2) при $t = t_k$. Обозначения те же, что и на рис. 4.

вые – $k = 2.5$ и отвечают моментам времени t : 1 – 1 с, 2 – t_k .

Из анализа кривых рис. 4 следует, что в области I происходит существенное ослабление теплового потока охладителем согласно (15) при $k = 3$ (сплошные кривые на рис. 4б). Расчеты показали, что охладитель с более низкой температурой (большим расходом $(\rho v)_w$, рис. 4в) обладает значительным эффектом охлаждения проницаемой пластины, что не противоречит результатам [19]. Отметим, что в завесной зоне III (не охлаждаемой пористой окантовки) тепловой поток (16) и температура поверхности каркаса значительно выше.

Поведение температуры каркаса по толщине ТЗМ x (z) на оси симметрии при $y = 0$ (кривые 1) и на стыке с окантовкой $y = L_2$ (кривые 2) для $t = t_k$ приведено на рис. 5. Здесь сплошные кривые также отвечают $k = 3$, а штриховые – $k = 2.5$. Как и следовало ожидать, температура каркаса T_1 охлаждаемой пластины со стороны действия конвективного потока в области I и частично в области II ниже, чем на стыке с областью III. Это связано как с поглощением тепла при фильтрации охладителя в порах ТЗМ, так и с процессом образования пара.

Со стороны внутренней поверхности оболочки $y = L_1$ области II, где закачивается под давлением вода при начальной температуре $T_n = 293$ К, в результате стока тепла в более “холодную” проницаемую часть пластины и сплошную окантовку

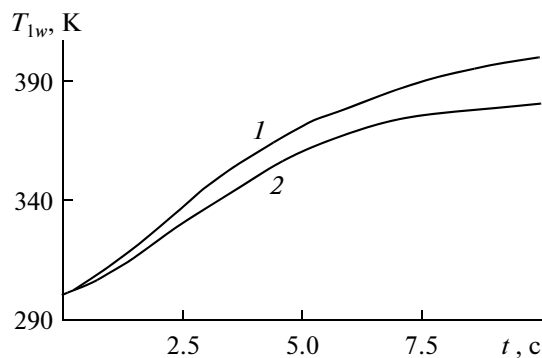


Рис. 6. Зависимость температуры внешней поверхности каркаса при $r = 0$ от времени для $k = 2.5 - 1$ и $k = 3 - 2$.

IV температура каркаса T_1 ($y = L_2$) ниже, чем T_1 ($y = 0$).

На рис. 6 представлены зависимости внешней температуры поверхности каркаса $T_{1w}(r = 0)$ от времени при $k = 2.5 - 1$ и $k = 3 - 2$ в формуле (29). Результату численного решения задачи при $k = 2.5$ отвечают расход охладителя $(\rho v)_w = 2.23 \text{ кг}/(\text{с м}^2)$ и температура поверхности каркаса $T_{1w}(r = 0) = 390 \text{ К}$, при $k = 3 - (\rho v)_w = 2.83 \text{ кг}/(\text{с м}^2)$ и $T_{1w}(r = 0) = 376 \text{ К}$ для $t = 7.5 \text{ с}$. Экспериментальному результату соответствует $G = 0.39 \times 10^{-3} \text{ кг}/\text{с}$, $S = \pi L_2^2 = 0.154 \times 10^{-3} \text{ м}^2$, $(\rho v)_w = G/S$, $(\rho v)_w = 2.52 \text{ кг}/(\text{с м}^2)$, $T_{1w} = 369 \text{ К}$, а значения $G = 0.42 \times 10^{-3} \text{ кг}/\text{с}$ — $(\rho v)_w = 2.72 \text{ кг}/(\text{с м}^2)$, $T_{1w} = 361 \text{ К}$ для $t = 7.5 \text{ с}$ (см. рис. 6 и кривые 3, 4 на рис. 3). Отличие относительной погрешности численного решения от эксперимента составляет по расходу охладителя 11.7% и 6%, а по температуре поверхности — 4% и 4.1% соответственно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Разработана математическая модель для расчета характеристик ТМП в системе двухфазного пористого охлаждения.

2. Получено качественное и количественное согласование результатов расчета с экспериментом при моменте времени $t = 7.5 \text{ с}$.

3. Фазовое превращение жидкости в пористом материале приводит к неустойчивым процессам охлаждения, возникают колебания температуры стенки при $t > 7.5 \text{ с}$, что на данном этапе исследования не учитывается в математической модели.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы ФАО “Развитие научного потенциала высшей школы (2009–2011 гг.)”, РН 2.1.1/2269 и ЕЗН-1.19.09.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кутателадзе С.С., Стырикович М.А. Гидродинамика газожидкостных систем. М.: Энергия, 1976. 296 с.
2. Васильев Л.Л., Майоров В.А. Аналитическое исследование устойчивости равновесной системы двухфазного пористого охлаждения // Проблемы тепло- и массопереноса. Минск: Наука и техника, 1976. С. 219.
3. Майоров В.А., Васильев Л.Л. Аналитическое исследование сопротивления и теплообмена при двухфазном охлаждении пористого тепловыделяющего элемента // Проблемы тепло- и массопереноса. Минск: Наука и техника, 1976. С. 232.
4. Павлокевич Н.В., Горелик Г.Е., Левданский В.В. и др. Физическая кинетика и процессы переноса при фазовых превращениях. Минск: Наука и техника, 1980. 280 с.
5. Поляев В.М., Майоров В.А., Васильев Л.Л. Гидродинамика и теплообмен в пористых элементах конструкций летательных аппаратов. М.: Машиностроение, 1988. 168 с.
6. Полежаев Ю.В., Юревич Ф.Б. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976. 391 с.
7. Гришин А.М., Фомин В.М. Сопряженные и нестационарные задачи механики реагирующих сред. Новосибирск: Наука, 1984. 319 с.
8. Гришин А.М., Голованов А.Н., Якимов А.С. Сопряженный теплообмен в композиционном материале // ПМТФ. 1991. № 4. С. 141.
9. Совершенный В.Д. Инженерные формулы для расчета трения на проницаемой поверхности в турбулентном потоке газа // ИФЖ. 1967. Т. 12. № 4. С. 538.
10. Совершенный В.Д. Турбулентный пограничный слой на проницаемой поверхности // Изв. АН СССР. МЖГ. 1966. № 3. С. 45.
11. Буреев А.В., Зинченко В.И. Расчет пространственного обтекания сферически затупленных конусов в окрестности плоскости симметрии при различных режимах течения в ударном слое и вдуве газа с поверхности // ПМТФ. 1991. № 6. С. 72.
12. Занемонец В.Ф., Родионов В.И. Экспериментальное исследование теплообмена в зернистом связанном слое // Теплообмен. ММФ. Минск: ИТМО АН БССР, 1988. Секц. 7. С. 42.
13. Самарский А.А. Введение в теорию разностных схем. М.: Наука, 1971. 552 с.
14. Алифанов О.М., Трянин А.П., Ложкин А.Л. Экспериментальное исследование метода определения коэффициента внутреннего теплообмена из решения обратной задачи // ИФЖ. 1987. Т. 52. № 3. С. 461.
15. Вукалович М.П., Ривкин С.А., Александров А.А. Таблицы теплофизических свойств воды и водяного пара. М.: Изд-во стандартов, 1969. 408 с.
16. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Физматгиз, 1963. 670 с.
17. Зверев И.Н., Смирнов Н.Н. Газодинамика горения. М.: МГУ, 1987. 308 с.
18. Голованов А.Н. О возникновении автоколебательных процессов при подаче жидкости в плазменную струю // ИФЖ. 1991. Т. 61. № 4. С. 650.
19. Дорот В.Л., Стрелец М.Х. Пористое охлаждение в сверхзвуковом турбулентном пограничном слое // ТВТ. 1973. Т. 11. № 6. С. 551.