МЕХАНИКА
ЖИДКОСТИ И ГАЗА
№ 6 • 1992

УДК 532.516:536.423.1

© 1992 г. А. П. КУРЯЧИЙ

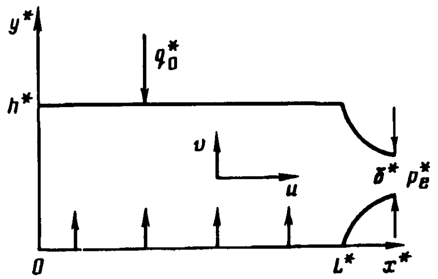
ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ СИСТЕМЫ ТЕПЛОВОЙ ЗАЩИТЫ РАДИАЦИОННО-ИСПАРИТЕЛЬНОГО ТИПА ПРИ ТЕЧЕНИИ ПАРА С МАЛЫМИ СКОРОСТЯМИ

Получено автомодельное решение, описывающее процессы тепломассопереноса при радиационно-кондуктивном теплообмене между стенками плоского канала и испарении с одной из стенок. Предполагается, что среда является оптически прозрачной, а геометрические параметры канала и значения теплового потока и давления пара таковы, что характерное число Маха течения M_0 удовлетворяет условию $M_0^2 << 1$.

Изучению процессов тепломассопереноса в каналах при различных граничных условиях на их стенках посвящено большое количество работ [1, 2], что объясняется широким практическим применением рассматриваемых процессов. В частности, исследование тепло- и массообмена при наличии испарения на одной из стенок канала, обусловленного подводом тепла путем излучения и теплопроводности от другой более нагретой стенки, представляет интерес для задач радиационной сушки [3], а также разработки систем тепловой защиты [4].

1. Постановка задачи. В настоящей работе рассматривается модель системы радиационно-испарительной тепловой защиты плоской поверхности от воздействия внешнего теплового потока. Схема рассматриваемой модели представлена на фиг. 1. Предполагается, что с защищаемой поверхности возможно испарение хладагента, который может содержаться, например, в слое влагоудерживающего материала, находящегося на защищаемой поверхности. Ось x^* прямоугольной системы координат располагается на поверхности испарения, ось y^* — перпендикулярно к ней. На расстоянии h^* от поверхности испарения параллельно ей находится термостойкий экран, на который поступает внешний тепловой поток q_0^*, частично сбрасываемый наружу излучением внешней поверхности экрана. Поверхность испарения и экран образуют плоский канал длиной $2L^*$, который с обоих концов заканчивается участком сужения, имеющим выходное отверстие шириной δ^*. Через это дренажное отверстие происходит истечение пара в окружающую среду с давлением p_e^*. Здесь и ниже верхним индексом звездочка обозначаются размерные величины, нижним индексом ноль — характерные значения размерных величин.

При выполнении условия $h^*/L^* << 1$ течение в плоском канале с точностью порядка $(h^*/L^*)^2$ описывается системой уравнений Прандтля [5], в которой градиент давления не является заданной функцией, а определяется в процессе решения. Для получения оценок характерных значений величин в рассматриваемой задаче характерная температура T_0^* определяется из равенства $q_0^* = \sigma^* T_0^{*4}$, где σ^* — постоянная Стефана — Больцмана. Определяя плотность пара соотношением $\rho_0^* = p_0^*/(R^* T_0^*)$, где p_0^* — характерное значение давления в канале, R^* — газовая постоянная пара, для скорости испарения имеем оценку $\rho_0^* v_0^* = q_0^*/r_0^*$, где r_0^* — удельная теплота испарения при 0 К. Из уравнения неразрывности получим оценку для продольной скорости течения пара $u_0^* =$



Фиг. 1

$= v_0^* L^*/h^*$, откуда для характерного значения числа Маха течения имеем выражение

$$M_0 = \frac{q_0^* L^*}{r_0^* p_0^* h^*}\sqrt{\frac{R^* T_0^*}{\gamma}} \tag{1.1}$$

В приближении Прандтля давление пара поперек канала постоянно, а его отличие от давления насыщения при температуре поверхности испарения T_w^* можно оценить по формуле Герца — Кнудсена $\rho_0^* v_0^* \sim (p_s^* - p_0^*)/(2\pi R^* T_w^*)^{1/2}$, откуда $(p_s^* - p_0^*)/p_0^* \sim M_0 h^*/L^*$, где p_s^* — давление насыщения. Поскольку $M_0 < 1$, а $h^*/L^* << 1$, то давление пара в канале с указанной точностью можно считать равным давлению насыщения при T_w^*.

Перепад давления Δp_L^* на участке испарения $0 \le x^* \le L^*$ складывается из инерционной и вязкой составляющих [6]

$$\Delta p_L^* = \Delta p_i^* + \Delta p_f^*,\quad \Delta p_i^* \sim \rho_0^* u_0^{*2},\quad \Delta p_f^* = 5\Delta p_i^*\,\mathrm{Re}^{-1}$$

Таким образом, при не очень малых значениях числа Рейнольдса $\mathrm{Re} = \rho_0^* v_0^* h_0^*/\mu_0^*$ для перепада давления вдоль канала имеем оценку $\Delta p_L^*/p_0^* \sim \gamma M_0^2$, где $\gamma = c_p^*/c_v^*$ — показатель адиабаты. Следовательно, безразмерное давление в канале (отнесенное к p_0^*) можно представить в виде $p(x) = 1 + \gamma M_0^2 P(x)$, где $x = x^*/L^*$. В этом случае в обезразмеренном уравнении импульса будет присутствовать член $P' \equiv dP/dx$, в уравнении энергии члены вязкой диссипации и работы сил давления войдут с коэффициентом $(\gamma - 1)\,M_0^2$, безразмерная плотность будет иметь вид $\rho = (1 + \gamma M_0^2 P)/T$ (для пара используется уравнение состояния совершенного газа).

Как следует из (1.1), величина числа Маха определяется отношением ширины канала к его длине, а также значениями теплового потока и давления пара. Характерное значение давления в канале при докритическом режиме истечения пара через дренажное отверстие по порядку величины равно внешнему давлению p_e^*. При достижении критического режима истечения (при больших значениях q_0^* или малых p_e^*) давление в канале не зависит от p_e^* и оценивается на основе формулы для адиабатического истечения из отверстия [7] $\rho_0^* v^* L^* = q_0^* L^*/r_0^* \sim$ $\sim \delta^* p_0^* (R^* T_0^*)^{-1/2}$, откуда $M_0 h^*/\delta^* \sim 1$.

Таким образом, при малых значениях p_e^*, когда реализуется критический режим истечения, давление пара в канале определяется отношением площади дренажного отверстия к площади испарения, а характерное число Маха — отношением ширины отверстия к ширине канала. В дальнейшем предполагается, что значения h^*, L^*, q_0^*, p_0^* таковы, что $M_0^2 << 1$. Например, при $q_0^* \sim 10^4$ Вт/м^2, $T_0^* \sim 700$ K, $r_0^* = 3{,}2\cdot 10^6$ Дж/кг, $h^*/L^* \sim 10^{-2}$ число $M_0 < 0{,}1$ при $p_0^* > 10^3$ Па. Отметим также, что при ширине канала $h^* \sim 10^{-2}$ м имеем $\mathrm{Re} \sim 1$.

При сделанном предположении в уравнениях Прандтля можно пренебречь членами порядка M_0^2, температуры поверхности испарения и экрана не будут зависеть от x^* при равномерном тепловом потоке q_0^*. В этом случае продольная скорость течения и градиент давления являются линейными функциями x^* [6], и безразмерные переменные будут иметь следующий вид:

$$u(x, y) = xU(y), \; P'(x) = xP'', \; T(x, y) = T(y) \tag{1.2}$$

$$V(x, y) \equiv \rho v = V(y), \; y = \frac{y^*}{h^*}, \; x = \frac{x^*}{L^*}$$

Подставляя (1.2) в уравнения Прандтля, получим следующую краевую задачу для системы обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\frac{U^2}{T} + V\frac{dU}{dy} + P'' = \frac{1}{\mathrm{Re}}\frac{d}{dy}\left(\mu\frac{dU}{dy}\right) \tag{1.3}$$

$$V\frac{dT}{dy} = \frac{1}{\mathrm{Re\,Pr}}\frac{d}{dy}\left(\mu\frac{dT}{dy}\right), \quad V = \int_y^1 \frac{U}{T}\,dy$$

$$y = 0: \; U = 0, \; r_w V_w = \frac{\mu_w}{\mathrm{Re\,Pr\,Ko}}\frac{dT_w}{dy} + \varepsilon\,(T_e^4 - T_w^4) \tag{1.4}$$

$$y = 1: \; U = 0, \; \frac{\mu_e}{\mathrm{Re\,Pr\,Ko}}\frac{dT_e}{dy} + \varepsilon\,(T_e^4 - T_w^4) = 1 - \varepsilon_0 T_e^4$$

$$\mu(T) = T^{3/2}\frac{1 + A}{T + A}, \; A = \frac{673}{T_0^*}, \; r(T) = 1 - (c_l - 1)\frac{T}{\mathrm{Ko}} \tag{1.5}$$

$$\mathrm{Re} = \frac{q_0^* h^*}{\mu^* r_0^*}, \; \mathrm{Pr} = \frac{c_p^*\mu_0^*}{\lambda_0^*}, \; \mathrm{Ko} = \frac{r_0^*}{c_p^* T_0^*}, \; \varepsilon = \frac{\varepsilon_w\varepsilon_e}{\varepsilon_w + \varepsilon_e - \varepsilon_w\varepsilon_e}$$

Отметим, что в уравнении энергии не учитывается радиационный член, т. е. среда предполагается оптически прозрачной, вследствие чего для результирующего радиационного потока, входящего в граничные условия (1.4), используется формула для лучистого теплообмена между изотермическими диффузно-серыми поверхностями [8], в которую входит приведенный коэффициент поглощения $\varepsilon = \varepsilon_w\varepsilon_e/(\varepsilon_w + \varepsilon_e - \varepsilon_w\varepsilon_e)$, где ε_e, ε_w — коэффициенты поглощения нижней поверхности экрана и поверхности испарения соответственно. В четвертое условие (1.4) входит ε_0 — коэффициент поглощения внешней поверхности экрана, который, вообще говоря, может отличаться от ε_e. Экран предполагается термически тонким. Для вязкости водяного пара используется формула Сазерленда [9], в выражение для удельной теплоты испарения (1.5) входит величина $c_l = c^*/c_p^*$ — отношение теплоемкостей жидкости и пара.

Краевая задача (1.3)—(1.5) не является полностью определенной, так как в первое уравнение (1.3) входит неизвестная величина P''. Она определяется из условия совпадения расхода пара в сечении $x = 1$ с расходом через дренажное отверстие. Это условие может быть получено на основе использования формул для адиабатического истечения газа из отверстия в среду с заданным давлением, для чего необходимо провести осреднение параметров течения в сечении $x = 1$.

Осреднение осуществляется при условиях сохранения импульса и энергии в рассматриваемом сечении [7]. В каждой точке разностной сетки по y по рассчитанным профилям $U(y)$ и $T(y)$ находится число Маха $\mathrm{M}(y) = \mathrm{M}_0 U(y)/\sqrt{T(y)}$, коэффициент скорости $\lambda(y) = \mathrm{M}\,[(\gamma + 1)/(2 + (\gamma - 1)\,\mathrm{M}^2)]^{1/2}$ и температура торможения $T_t(y) = T(y)/\tau(\lambda)$, где $\tau(\lambda) = 1 - \lambda^2(\gamma - 1)/(\gamma + 1)$. Из условия сохранения при осреднении энергии потока определяется средняя температура торможения в сечении

$$\langle T_t\rangle = \int_0^1 Y(\lambda)\sqrt{T_t}\,dy\left[\int_0^1 \frac{Y(\lambda)}{\sqrt{T_t}}\,dy\right]^{-1},\quad Y(\lambda) = \left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{1/(\gamma-1)}\frac{\lambda}{\tau(\lambda)}$$

Отсюда находится среднее значение критической скорости звука $\langle a^*_{cr}\rangle = [2\gamma R^* T^*_0 \langle T_t\rangle/(\gamma+1)]^{1/2}$.

Средний коэффициент скорости в сечении определяется из условия сохранения импульса

$$\frac{\gamma+1}{2\gamma} J^* \langle a^*_{cr}\rangle\, z(\langle\lambda\rangle) = h^* \int_0^1 \frac{p^*}{j(\lambda)}\,dy,\quad z(\lambda) = \lambda + \frac{1}{\lambda},\quad j(\lambda) = \frac{\tau(\lambda)}{1+\lambda^2}$$

где $J^* = L^* \int_0^1 (\rho^* v^*)_w\,dx = q^*_0 L^* V^*_w/r^*_0$ — суммарный расход в сечении $x = 1$. Обезразмеривая приведенное выражение для импульса потока с учетом того, что $p^* = p_0^*$ не зависит от y, получим уравнение для определения среднего коэффициента скорости

$$\langle\lambda\rangle + \frac{1}{\langle\lambda\rangle} = \sqrt{\frac{2}{\gamma+1}}\,\frac{1}{\mathrm{M}_0 V_w \langle T_t\rangle^{1/2}}\int_0^1 \frac{dy}{j(\lambda)}$$

Из двух корней этого уравнения берется $\langle\lambda\rangle < 1$.

Среднее значение полного давления $\langle p_t\rangle = 1/\pi(\langle\lambda\rangle)$, где $\pi(\lambda) = \tau(\lambda)^{\gamma/(\gamma-1)}$.

Течение пара на участке сужения канала предполагается изэнтропическим, поэтому для коэффициента скорости в сечении дренажного отверстия справедливо выражение, полученное из условия сохранения полного давления

$$\lambda_e = \left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1}\right)^{1/2}\{1 - [\varepsilon_p \pi(\langle\lambda\rangle)]^{(\gamma-1)/\gamma}\}^{1/2},\quad \varepsilon_p = \frac{p^*_e}{p^*_0}$$

Расход пара через дренажное отверстие определяется выражением [7]

$$J^* = \frac{\delta^* p^*_0}{(R^* T^*_0)^{1/2}}\,\frac{N}{\pi(\langle\lambda\rangle)}\,\frac{Q(\lambda_e)}{\langle T_t\rangle^{1/2}},\quad N = \sqrt{\gamma}\left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{(\gamma+1)/2(\gamma-1)} \tag{1.6}$$

где $Q(\lambda_e)$ — функция расхода

$$Q(\lambda_e) = \begin{cases} \left(\dfrac{\gamma+1}{2}\right)^{1/(\gamma-1)} \lambda_e \left(1 - \dfrac{\gamma-1}{\gamma+1}\lambda_e^2\right)^{1/(\gamma-1)}, & \varepsilon_p \ge \varepsilon_{cr} \\ 1, \quad \varepsilon \le \varepsilon_{cr} = \dfrac{1}{\pi(\langle\lambda\rangle)}\left(\dfrac{2}{\gamma+1}\right)^{\gamma/(\gamma-1)} & \end{cases}$$

Выражение (1.6), представленное в безразмерном виде, и является дополнительным условием, служащим для определения величины P''

$$V_w - \frac{\delta^*}{h^*}\frac{1}{\mathrm{M}_0}\frac{N}{\pi(\langle\lambda\rangle)}\frac{Q(\lambda_e)}{(\gamma\langle T_t\rangle)^{1/2}} = 0 \tag{1.7}$$

2. Метод решения. При решении задачи (1.3)—(1.5), (1.7) можно рассматривать левую часть уравнения (1.7) в качестве функции величины P'' и искать ее ноль, например, методом секущих. В этом случае при каждом значении P'', полученном на итерациях, решается краевая задача (1.3)—(1.5). Однако при таком методе нужно достаточно точно задавать начальное приближение для P'', поскольку в процессе итераций при докритических режимах истечения из дренажного отверстия можно выйти за область определения функции (1.7), которая, очевидно, определена при $p^*_0 \ge p^*_e$, а ноль ее расположен при $p^*_0 > p^*_e$. По этой причине для решения рассматриваемой задачи используется более сложный алгоритм, который тем не менее обеспечивает сходимость всей процедуры решения в широком диапазоне параметров задачи.

В этом методе левая часть уравнения (1.7) рассматривается как функция давления p_0^*. При заданных параметрах L^*, h^*, δ^*, q^*_0 определяется значение $p^*_* = q^*_0 L^* \sqrt{R^* T^*_0}/(N\delta^* r^*_0)$ — характерное значение давления в канале при сверхкритическом истечении. При выполнении условия

$p_s^* > p_e^* \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\gamma/\gamma-1}$ в качестве начального приближения берется $p_0^* = p_*^*$, в противном случае — $p_0^* = p_e^*$. Как указывалось ранее, давление пара в канале можно считать равным давлению насыщения при температуре поверхности испарения T_w. Используется формула Филоненко для давления насыщенного водяного пара [10]

$$p_s^*(T^*) = 133 \exp\left(18{,}681 - \frac{4105}{T^* - 35}\right) \tag{2.1}$$

По выбранному в качестве начального приближения значению p_0^* на основе формулы (2.1) определяется температура поверхности испарения T_w. Затем решается краевая задача (1.3)—(1.5), в которой второе граничное условие (1.4) при $y = 0$ заменяется на условие $T(0) = T_w$, где T_w определена выше. Методом секущих ищется значение P'', при котором удовлетворяется замененное граничное условие (1.4). При каждом фиксированном значении P'' решение нелинейной краевой задачи (1.3)—(1.5) осуществляется методом двухточечной прогонки второго порядка точности [11] с использованием простых итераций.

Вся указанная процедура повторяется для второго значения T_w (или p_0^*), которое задается большим или меньшим первого в зависимости от того, положительно или отрицательно значение функции (1.7). Далее методом секущих находится значение температуры поверхности испарения T_w и связанного с ней выражением (2.1) давления в канале p_0^*, при которых выполняется условие (1.7). Причем если на некоторой итерации получается значение $p_0^* < p_e^*$ (что происходит при ε_p, близком к единице), то вместо этого значения берется $p_0^* = p_e^*$ (и соответствующее ему T_w), а следующее приближение для p_0^* определяется по значениям функции (1.7), полученным на предыдущей итерации и для $p_0^* = p_e^*$.

Как будет показано ниже, величина P'' достаточно сильно зависит от основных модельных критериев задачи Re и ε. Для сходимости описанной выше процедуры в качестве начального приближения достаточно задать значение $P'' = -4/\mathrm{Re}$.

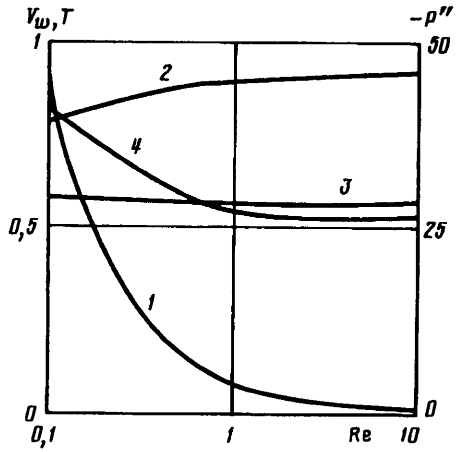
3. Результаты расчетов. Решение рассматриваемой задачи помимо критериев подобия, приведенных в (1.5), зависит также, как следует из (1.1) и (1.7), от параметра δ^*/L^*. Отметим, что параметр h^*/L^* при сделанном допущении $M_0^2 << 1$ очень слабо влияет на решение (от него в некоторой степени зависят результаты осреднения, так как здесь используется число M_0). Из указанных критериев подобия число Прандтля считалось постоянным, равным единице. Число Коссовича Ко [10] меняется при изменении теплового потока, но весьма слабо, поэтому в расчетах оно задавалось постоянным, равным 2,94 ($r_0 = 3{,}2 \cdot 10^6$ Дж/кг, $c_p = 1{,}9 \cdot 10^3$ Дж/(кг К), $q_0^* = 5 \cdot 10^3$ Вт/м^2).

На фиг. 2 представлены зависимости от числа Рейнольдса величины P'' (кривая *1*), температуры экрана T_e (кривая *2*), температуры поверхности испарения T_w (кривая *3*) и скорости испарения V_w (кривая *4*) при постоянных значениях $h^*/L^* = 10^{-2}$, $\delta^*/L^* = 10^{-4}$, $\gamma = 1{,}3$. Как видно из фиг. 2, наиболее существенные изменения приведенных величин имеют место в диапазоне Re < 1. В зависимости V_w (Re) наблюдается слабо выраженный минимум при Re = 6. Давление внешней среды в расчетах, представленных на всех фигурах, равнялось 10^3 Па. В этом случае реализовался сверхкритический режим истечения. При увеличении p_e^* на порядок реализуется докритический режим истечения во всем рассматриваемом диапазоне чисел Re. При этом наиболее заметно изменяется температура T_w (и соответственно давление в канале), возрастая от 0,5809 до 0,5936 при Re = 0,1 и от 0,5655 до 0,5907 при Re = 10. Незначительно возрастает T_e и уменьшается V_w.

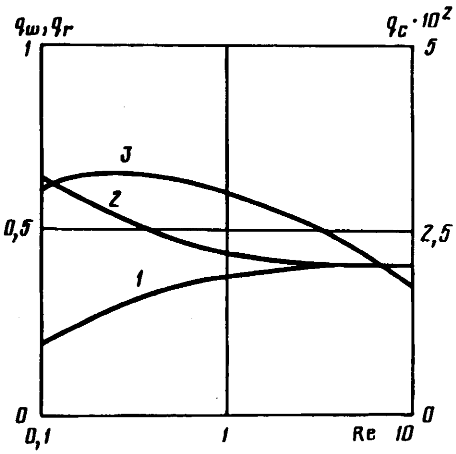
На фиг. 3 изображены зависимости от Re радиационного потока $q_r = \varepsilon (T_e^4 - T_w^4)$ (кривая *1*), суммарного потока энергии q_w, затрачиваемого на испарение хладагента и равного $r(T_w)\, V(T_w)$ (кривая *2*), и разности потока тепла q_e, поступающего в канал, и q_w (кривая *3*). Эта разность потоков, как следует из уравнения энергии (1.3), определяется выражением

$$q_c \equiv q_e - q_w = \left(\int_0^1 U\,dy - V_w T_w\right) \mathrm{Ko}^{-1}$$

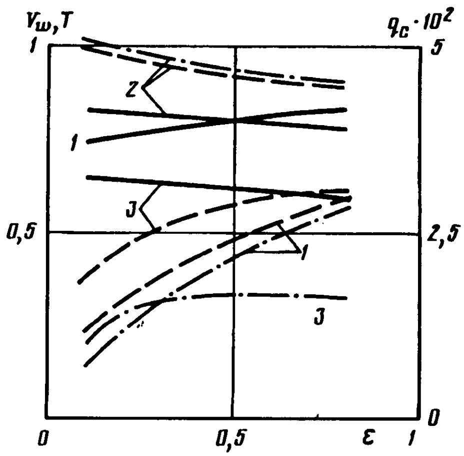
Результаты, представленные на фиг. 3, показывают, что при Re < 1 в суммарном количестве энергии, затрачиваемой на испарение, значительную долю



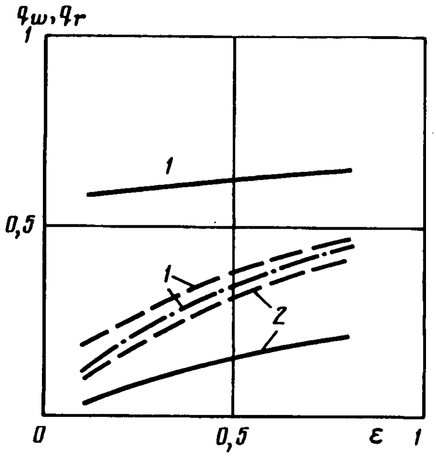
Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

составляет поток тепла, обусловленный теплопроводностью газовой среды, а при Re > 4 эта часть теплового потока весьма незначительна. Кроме этого, не весь тепловой поток, поступающий в канал системы теплозащиты, затрачивается на испарение хладагента, причем значения q_c достигают 6% от q_w.

Отметим, что тепловой поток, сбрасываемый излучением экрана наружу, равен $1 - q_w - q_c$.

Результаты, представленные на фиг. 2, 3, получены при $\varepsilon = 0{,}667$ ($\varepsilon_w = \varepsilon_e = 0{,}8$).

На фиг. 4 и 5 показано влияние приведенного коэффициента поглощения ε на основные характеристики рассматриваемой системы теплозащиты. Величина ε может варьироваться за счет, например, применения покрытий с низким коэффициентом поглощения на внутренней поверхности экрана.

Зависимости, представленные на фиг. 4, 5 сплошными кривыми, соответствуют числу Re = 0,1, пунктирными — Re = 1, штрихпунктирными — Re = 10.

На фиг. 4 цифрой *1* отмечены графики V_w, *2* — T_e, *3* — q_c. Температура поверхности испарения, не представленная на графике, возрастает при увеличении ε в диапазоне (0,1—0,8): от 0,5779 до 0,5814 при Re = 0,1 и от 0,5278 до 0,5684 при Re = 10. Температура экрана, как видно из фиг. 4, наоборот, снижается. Уменьшение коэффициента поглощения приводит к заметному уменьшению скорости испарения, особенно при больших значениях числа Re, когда мал вклад кондуктивной составляющей теплового потока. Отметим, что при уменьшении ε минимум в зависимости V_w (Re) смещается в сторону увеличения Re.

Характер поведения разности тепловых потоков q_c при изменении ε зависит от значения числа Рейнольдса: при Re = 0,1 q_c уменьшается с ростом ε, при Re = 1 — возрастает, при Re = 10 — возрастает, достигая слабо выраженного максимума, а затем уменьшается.

На фиг. 5 представлены зависимости тепловых потоков q_w (кривые *1*) и q_r (*2*). Как и следовало ожидать, величина q_w уменьшается при уменьшении ε. Особенно этот эффект значителен при больших числах Re.

Величина P'' уменьшается при увеличении ε. Эта зависимость P'' от ε незначительна при малых значениях Re, например при Re = 0,1 изменение ε от 0,1 до 0,8 ведет к уменьшению P'' от —43,85 до —46,78, а при Re = 1 P'' уменьшается от —1,722 до —4,220. При Re = 10 величина P'' примерно пропорциональна ε, изменяясь от —0,1178 до —0,8743.

Расчеты, проведенные при значении параметра $\delta^*/L^* = 10^{-5}$, показывают, что уменьшение площади дренажного отверстия на порядок приводит прежде всего к повышению температуры T_w и соответственно к возрастанию давления p_0^* в 8,6 раза при Re = 0,1 и в 9,2 раза при Re = 10. Незначительно возрастает и температура экрана T_e. Тепловой поток q_w уменьшается примерно на 10% при Re = 0,1 и на 7% при Re > 1. Однако вследствие уменьшения удельной теплоты испарения, обусловленного возрастанием T_w, скорость испарения уменьшается только на 7% при Re = 0,1 и 3—2% при Re > 1.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ерошенко В. М., Зайчик Л. И.* Гидродинамика и тепломассообмен на проницаемых поверхностях. М.: Наука, 1984. 274 с.
2. *Tamonis M., Zukauskas A.* Radiation and combined heat transfer in channels. Washington e. a.: Hemisphere Publ. Corp., 1987. P. 239.
3. *Кришер О.* Научные основы техники сушки. М.: Изд-во иностр. лит., 1961. 539 с.
4. *Bridges J. H., Richmond F. D.* Design considerations for a re-entry venicle thermal protection system//Technol. Lunar Explorat. N. Y.; L.: Acad. Press, 1963. P. 761—782.
5. *Williams J. C.* Viscous compressible and incompressible flow in slender channels//AIAA Journal. 1963. V. 1. № 1. P. 186—195.
6. *Van Oojen H., Hoogendoorn C. J.* Vapor flow calculations in a flate-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. *Бай Шии.* Динамика излучающего газа. М.: Мир, 1968. 323 с.
9. Таблицы физических величин: Справочник/Под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976. 1006 с.
10. *Красников В. В.* Кондуктивная сушка. М.: Энергия, 1973. 288 с.
11. *Денисенко О. В., Провоторов В. П.* Исследование течений вязкого газа при умеренных числах Рейнольдса//Тр. ЦАГИ. 1985. Вып. 2269. С. 111—127.

Москва

Поступила в редакцию
17.VI.1991