

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ, ЧИСЛЕННЫЕ МЕТОДЫ И КОМПЛЕКСЫ ПРОГРАММ

УДК 533.6.011.6

В.Н. Ковальногов, А.В. Королев, Р.В. Федоров

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПЛЕНОЧНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ, ОБТЕКАЕМОЙ СВЕРХЗВУКОВЫМ ДИСПЕРСНЫМ ПОТОКОМ С ВОЗДЕЙСТВИЯМИ¹

Ковальногов Владислав Николаевич, доктор технических наук, заведующий кафедрой «Теплоэнергетика» Ульяновского государственного технического университета. Имеет статьи, монографии, изобретения в области численного моделирования гидрогазодинамических процессов. [e-mail: kvn@ulstu.ru].

Королев Алексей Владимирович, аспирант кафедры «Теплоэнергетика» УлГТУ. Имеет статьи и изобретения в области численного моделирования гидрогазодинамических процессов. [e-mail: korolev86@inbox.ru].

Федоров Руслан Владимирович, кандидат технических наук, доцент кафедры «Теплоэнергетика» УлГТУ. Имеет статьи и изобретения в области численного моделирования гидрогазодинамических процессов. [e-mail: r.fedorov@ulstu.ru].

Аннотация

Предложена математическая модель и приведены результаты численного исследования влияния инерционного выпадения частиц конденсированной фазы на эффективность пленочного охлаждения поверхности, обтекаемой сверхзвуковым дисперсным потоком. Установлена возможность реализации парадокса академика А.И. Леонтьева на адиабатном участке поверхности, заключающегося в достижении температуры защищаемой поверхности, меньшей, чем температура охладителя на проницаемом участке формирования завесы.

Ключевые слова: пограничный слой, тепловая завеса, дисперсный поток, моделирование.

Vladislav Nikolaevich Kovalnogov, Doctor of Engineering; holds the Chair 'Heat and Power Engineering' at Ulyanovsk State Technical University; author of articles, monographs, inventions in the field of numerical modeling of hydrogasodynamic processes. e-mail: kvn@ulstu.ru.

Alexey Vladimirovich Korolev, post-graduate student at the Chair 'Heat and Power Engineering' of Ulyanovsk State Technical University; author of articles and inventions in the field of numerical modeling of hydrogasodynamic processes. e-mail: korolev86@inbox.ru.

Ruslan Vladimirovich Fedorov, Candidate of Engineering; Associate Professor at the Chair 'Heat and Power Engineering' of Ulyanovsk State Technical University; author of articles and inventions in the field of numerical modeling of hydrogasodynamic processes. e-mail: r.fedorov@ulstu.ru.

Abstract

The article provides a mathematical model and results of computational investigations into the effect of the inertial deposition of particles of condensed phase on the efficiency of film cooling of surface in supersonic flow dispersion.

¹ Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант РФФИ 12-08-00696-а).

The authors determine a possible realization of Leontyev paradox in adiabatic surface area, which consists in achieving protected surface temperature less than that of cooler in permeable area of protection creation.

Key words: boundary layer, thermal protection, mist flow, modeling.

ВВЕДЕНИЕ

Пленочное охлаждение поверхности - способ тепловой защиты, при котором охлаждающее вещество (газообразное или жидкое) вдувается в высокотемпературный поток газа через щель или проницаемый (перфорированный или пористый) участок поверхности и охлаждает не только область вдува охладителя, но и расположенный за ней участок поверхности за счет создания около него тонкого слоя относительно холодной завесы (пленки).

Пленочное охлаждение вдувом газа применяют для тепловой защиты камер сгорания и сопел воздушно-реактивных двигателей, при этом обычно используют воздух, отбираемый из тракта двигателя перед камерой сгорания. Пленочное охлаждение вдувом жидкости применяют для охлаждения и защиты от эрозии стенок камер сгорания и сопел жидкостных ракетных двигателей. При этом в качестве охладителя обычно используют горючее, которое подается на поверхность через щели или серию отверстий. Жидкость образует на поверхности тонкую пленку, увлекаемую вследствие трения потоком газа. По мере движения жидкость испаряется, отбирая дополнительную теплоту.

В подавляющем большинстве работ по исследованию и расчету эффективности пленочного охлаждения (см., например, [1]) влияние факторов, обусловленных аэродинамическим и тепловым воздействием конденсированных частиц в дисперсном потоке, не рассматривается. В отдельных работах влияние указанных факторов хотя и анализируется, но в основном применительно к дозвуковому течению. В то же время особенности развития завесы в сверхзвуковых потоках могут оказаться столь существенными, что приводят к парадоксальным на первый взгляд явлениям. Так, академик А.И. Леонтьев теоретически предсказал и подтвердил экспериментально парадокс [2], проявляющийся в том, что на адиабатном участке поверхности, обтекаемой сверхзвуковым потоком, достигима температура, меньшая температуры охладителя на проницаемом участке формирования завесы.

Для поиска условий, в которых реализуются подобные парадоксы и содержатся резервы совершенствования технологии пленочного охлаждения, необходима разработка теории и математических моделей, обеспечивающих достоверное и точное прогнозирование эффективности пленочного охлаждения с учетом отмеченных особенностей.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Система дифференциальных уравнений, описывающих движение и теплообмен дисперсного потока, представляется отражающими влияние частиц уравнениями пограничного слоя для несущей среды, содержащей внутренние источники теплоты и количества движения:

- дифференциальное уравнение энергии:

$$\rho c_p \left(\frac{\partial t}{\partial \tau} + u \frac{\partial t}{\partial x} + \frac{\partial t}{\partial y} \right) = \frac{1}{z''} \frac{\partial}{\partial y} \left[r^n (\lambda + \lambda_T) \frac{\partial T}{\partial y} \right] + (\mu + \mu_T) \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + u \frac{dp}{ax} + q_v, \tag{1}$$

- дифференциальное уравнение движения:

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial \tau} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \frac{1}{z''} \frac{\partial}{\partial y} \left[r^n (\mu + \mu_T) \frac{\partial u}{\partial y} \right] - \frac{dp}{dx} + s_v, \tag{2}$$

- дифференциальное уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{1}{r''} \left[\frac{\partial (\rho u r^n)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho v r^n)}{\partial y} \right] = 0, \tag{3}$$

- уравнение состояния:

$$R = \frac{p}{\rho T} \tag{4}$$

где ρ - динамический коэффициент вязкости, Па·с;

ρ_λ - плотность, $\frac{кг}{м^3}$;

c_p - удельная изобарная теплоемкость, $\frac{кДж}{кг \cdot K}$;

R - газовая постоянная, $\frac{кДж}{кг \cdot K}$;

λ - коэффициент теплопроводности, $\frac{кДж}{м \cdot K}$;

p - давление потока, Па;

u - продольная составляющая скорости, м/с;

v - поперечная составляющая скорости, м/с;

T - термодинамическая температура потока, К;

x - продольная координата, м;

y - поперечная координата, м;

X_T - коэффициент турбулентного переноса теплоты,

$\frac{кДж}{м \cdot K}$;

μ_T - коэффициент турбулентного переноса количества движения, $\frac{кДж}{кг \cdot K}$;

t - время, с;

n - параметр, численно равный 1 для осесимметричного пограничного слоя и 0 - для плоского пограничного слоя;

S_v - член, характеризующий интенсивность внутренних источников количества движения, Па/м;

q_v - член, характеризующий интенсивность внутренних источников теплоты, $\frac{Вт}{м^3}$.

Зависимости теплофизических свойств воздуха от температуры T в диапазоне ее изменения от 273 до 3000 К аппроксимированы функциями:

$$\mu_0 = \left(\frac{T}{m_0}\right)^{NM} \cdot \frac{c_p}{c_{p0}} - \left(\frac{T}{m_0}\right)^{NC} \cdot \frac{X}{\lambda_0} = \left(\frac{T}{m_0}\right)^{NL} \quad (5)$$

Интенсивность внутренних источников теплоты q_v и количества движения S_v применительно к дисперсному пограничному слою:

$$S_v = \frac{0,75 p_s \rho_s \beta_i}{\rho L_i} I u_s - u(u_s - u), \quad (6)$$

$$q_v = \frac{6 \alpha \rho}{\rho L} (m - m_s), \quad (7)$$

где a_s - коэффициент теплоотдачи конденсированных частиц дисперсной среды, $\text{м}^2 \cdot \text{К}$

c_{fs} - коэффициент сопротивления конденсированных частиц дисперсной среды;

ρ_s - плотность конденсированной фазы (масса конденсированных частиц в единице объема среды), $\text{кг}/\text{м}^3$;

ρ_s - плотность вещества частиц, $\text{кг}/\text{м}^3$;

u, T_s - скорость и температура частиц, $\text{м}/\text{с}$ и К соответственно.

Для определения параметров конденсированной фазы ρ_s, u_s, T_s осуществляется расчет траекторий и параметров частиц нескольких выделенных фракций в заданном поле несущей среды (методом последовательных приближений). В число этих фракций включается представительная фракция со среднемассовым диаметром частиц d_m . Температура T_{sm} и скорость u_{sm} частиц представительной фракции используются для расчета комплексов A и B :

$$A = \frac{q_v}{(T_{sm} - T)}, \quad B = \frac{S_v}{(u_{sm} - u)} \quad (8)$$

Комплексы A и B изменяются (по толщине пограничного слоя, в разных итерациях при уточнении поля течения несущей среды) значительно слабее величин q_v и S_v . Поэтому найденные в предыдущем приближении значения комплексов A и B усредняются по анализируемому сечению пограничного слоя, и эти усредненные значения используются для определения локальных параметров q_v и S_v по выражениям:

$$q_v = a (T_{sm} - T), \quad S_v = b (u_{sm} - u) \quad (9)$$

где a, b - усредненные по толщине пограничного слоя значения комплексов A и B .

Профили температуры T_{sm} и скорости u_{sm} частиц представительной фракции в сечениях пограничного слоя аппроксимируются зависимостями:

$$u_{sm} = u_{\infty} \left[\phi_a + \sqrt{1 - \phi_{\Gamma}} \right] \frac{m}{T_{\infty}}, \quad (10)$$

$$T_{SM} = T_{SM, \infty} \left[\phi_{\Gamma} + (1 - \phi_{\Gamma}) \right] \frac{m}{T_{\infty}},$$

где ϕ_a, ϕ_{Γ} - коэффициенты, сохраняющие постоянные

значения в анализируемом сечении пограничного слоя. Коэффициенты ϕ_a и ϕ_{Γ} могут изменяться в диапазоне от 0 до 1 и зависят в основном от толщины пограничного слоя, размеров частиц и скорости их поперечного перемещения. В тех областях, где скорость направленного поперечного перемещения частиц равна 0 (инерционное выпадение частиц на стенку отсутствует), коэффициенты ϕ_a и ϕ_{Γ} принимают значения, близкие к 0. Расчетное исследование в настоящей работе выполнено для условий $\phi_a = \phi_{\Gamma} = \phi$, где параметр ϕ , определяет характер относительного движения фаз (наличие или отсутствие инерционного выпадения конденсированных частиц на стенку).

Для определения значений коэффициентов $a, b, \phi_a, \phi_{\Gamma}$ проводится расчет траекторий и параметров частиц по известным методикам.

После определения численных значений искомых коэффициентов появляется возможность рассчитывать внутренние источники q_v и S_v в процессе интегрирования уравнений пограничного слоя с помощью выражений (8)-(10), а не автономно методом последовательных приближений. Значения этих коэффициентов зависят от структуры пограничного слоя значительно слабее величин q_v и S_v , поэтому достигается высокая скорость сходимости решения.

Начальные условия:

$$T = 0: u = u_0(x, y); \quad (11)$$

$$T = T_0(x, y); \quad p = p_0(x).$$

Граничные условия на поверхности стенки и на внешней границе пограничного слоя формируются одинаково при расчете как температуры T_w , так и температуры T_{ad} :

$$y = 0: u = 0; v = 0; \frac{\partial T}{\partial y} = 0;$$

$$y = \delta: \frac{\partial u}{\partial y} = 0; \frac{\partial v}{\partial y} = 0. \quad <12>$$

Граничные условия в исходном сечении пограничного слоя при расчете температуры T_r записываются в виде:

$$x = 0, y > 0: u = u_0; T = T_0. \quad (13)$$

Граничные условия в исходном сечении завесы при расчете температуры T_{ad} имеют вид:

$$x = 0, y > 0: u = u_0; T = T_0. \quad (14)$$

Вид функций $u(y)$ и $T(y)$, а также способ их определения зависят от способа создания завесы. Для завесы, создаваемой путем вдува охладителя через тангенциальную щель высотой s , условие (14) преобразуется к виду:

$$x = 0: 0 < y < s: u = u_{охл} \quad (15)$$

$$T = T_{охл} \text{ и } T = T_0$$

Для газовой завесы, формирующейся на проницаемой (пористой) вставке, и тепловой завесы, формирующейся на охлаждаемом участке стенки, функции $u(y)$ и $T(y)$ определяются в результате численного интегрирования системы уравнений пограничного слоя на соответствующем участке формирования завесы (на проницаемой вставке или на охлаждаемом участке стенки).

Для проницаемой вставки граничные условия на поверхности стенки формируются в виде:

$$\tau = 0: u = 0; \quad v = v_w, \quad T = T_w, \quad (16)$$

где значения v_w и T_w полагаются известными.

Для охлаждаемого участка на непроницаемой стенке условия (14) преобразуются к виду:

$$y = 0: u = 0; \quad v = 0; \quad T = T_w. \quad (17)$$

МЕТОДИКА ЧИСЛЕННОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

Аналитическому решению система дифференциальных уравнений (1)-(4) не поддается, поэтому для ее интегрирования применяют численные методы. Анализ различных разностных схем для решения системы уравнений пограничного слоя показывает, что наиболее эффективной является неявная шеститочечная схема [3].

Для составления неявной шеститочечной схемы на координатной плоскости X, y выбираются основная и две вспомогательные сетки.

Координаты узлов основной сетки X, y определяются соотношениями:

$$x_i = iAx, \quad y_j = jAy. \quad (18)$$

Координаты узлов вспомогательных сеток X_i, y_{j+V} и $X_{+1/2}, y$ рассчитываются по выражениям:

$$x_i = iAx, \quad y_{j+V} = (j + V/2)Ay; \quad (19)$$

$$x_{i+1/2} = (i + 1/2)Ax, \quad y_j = jAy, \quad (20)$$

где i, j - целые числа (0, 1, 2, ...); Ax, Ay - шаги сетки вдоль координат X и y соответственно (в общем случае могут быть переменными по толщине пограничного слоя и от сечения к сечению).

Любое из уравнений вида (1), (2) можно представить в единой форме:

$$a \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + b \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y} + c \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = a \frac{\partial}{\partial y} \left(m \frac{v}{\Delta y} \right) + gf + h, \quad (21)$$

где f - функция, которой может быть придан смысл любой из величин: скорости и, температуры; a, b, c, d, m, g, h - коэффициенты, которым может быть придан смысл коэффициентов в соответствующих уравнениях.

Значения любого из параметров f, a, b, c, d, m, g, h в узлах основной или вспомогательных сеток в момент времени $t + \Delta t$ обозначим следующим образом:

$u_{i \pm 1/2, j \pm 1/2, t + \Delta t}$; значения параметров a, b, c, d, m, g, h в расчетных сечениях i и значения координаты y в расчетных сечениях j обозначают соответствующими индексами (например, $f_{i,j}^n$). Значения тех же параметров в момент времени t обозначим аналогично, но со штрихом ($f_{i,j}^{n-1}$ и т.п.).

Используя метод разностной аппроксимации производных применительно к уравнениям (1)-(3), получаем их разностную схему. Так разностный аналог (разностная схема) уравнения вида (21) имеет вид:

$$\begin{aligned} & a_{i-1/2, j} \frac{f_{i,j}^n - f_{i,j}^{n-1} + f_{i,j}^n - f_{i,j}^{n-1}}{2\Delta t} + b_{i-1/2, j} \frac{f_{i,j}^n - f_{i,j}^{n-1}}{j \Delta y} + \\ & + c_{i-1/2, j} \frac{-y (f_{i,j+1}^n - f_{i,j}^n) + C^l - s}{y^n - y_{j-1}^n} = \\ & = \frac{2d_{i-1/2, j}}{i - y_{i-1}^n} \times \\ & \times \left[m_{i-1/2, j} \frac{(f_{i,j+1}^n - f_{i,j}^n) + f_{i,j}^n - s}{y^n - y_j^n} - \right. \\ & \left. - m_{i-1/2, j-1/2} \frac{s(f_{i,j}^n - f_{i,j-1}^n) + (1-s)(f_{i-1,j}^n - f_{i-1,j-1}^n)}{y_{j-1}^n - y_{j-1}^n} \right] + \\ & + S_{i-1/2, j} \frac{f_{i,j}^n - f_{i,j}^{n-1}}{2} + h_{i-1/2, j} \end{aligned} \quad (22)$$

где s - параметр усреднения, выбираемый из диапазона 0,5...1,0.

Разностный аналог уравнения неразрывности (3) представим в виде:

$$\begin{aligned} & M_{i-1/2, j} = \frac{1}{\Delta y} \left\{ M_{i-1/2, j-1} + 1 - V_{i-1/2, j-1} - \right. \\ & - \frac{y_j - y_{j-1}}{2(x_i - x_{i-1})} \left[(\rho u)_{i,j} r_{i,j}^n - (\rho u)_{i-1,j} r_{i-1,j}^n + \right. \\ & \left. + (\rho u)_{i,j-1} r_{i,j-1}^n - (\rho u)_{i-1,j-1} r_{i-1,j-1}^n \right] - \\ & \left. - \frac{r_{i-1/2, j-1/2}^n (y_j - y_{j-1})}{4\Delta t} (\rho_{i-1/2, j-1/2} + \rho_{i-1/2, j-1} + \right. \\ & \left. + \rho_{i-1/2, j-1} - \rho_{i-1/2, j} - \rho_{i-1/2, j-1} - \rho_{i-1/2, j-1} \sim \rho_{i-1/2, j-1}^n) \right\} \end{aligned} \quad (23)$$

Разностное уравнение (22) представим в более компактной форме:

$$a_{i,j} f_{i,j}^n - 1 + M_j + 4j f_{i,j}^n + 1 = S_j \quad (24)$$

где коэффициенты a, b, c, d, m, g, h определяются из условия тождественности выражений (22), (24).

Система алгебраических уравнений (24) совместно с уравнениями (23), а также с уравнениями, определяющими значения коэффициентов турбулентного переноса ρ_t, X_t (для турбулентного режима течения), и выражениями, определяющими зависимость теплофизических свойств ρ, μ, X, C_p от параметров состояния, решается методом прогонки.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Расчетное исследование с использованием модифицированных модели и алгоритма выполнено применительно к пластине длиной 2 м, обтекаемой турбулентным дисперсным потоком (несущая среда - воздух) с учетом зависимости теплофизических свойств несущей среды

от температуры. Скорость потока за пределами пограничного слоя при расчетах принималась постоянной, соответствующей числу Маха $M = 2,8$. Температура T^* и давление p^* заторможенного потока в расчетах полагались постоянными ($T^* = 500$ К; $p^* = 0,1$ МПа). Формирование пограничного слоя начиналось от передней кромки пластины, при этом на участке длиной 0,2 м моделировался вдув охладителя (воздуха). Относительное значение поперечной скорости охладителя $V_0 = V_0/u_{\infty}$, где u_{∞} - скорость за пределами пограничного слоя, на участке формирования завесы задавалось постоянным и равным 0,0008, а температура поверхности T_w на этом участке принималась равной 300 К. Расчеты в рамках настоящего исследования выполнены для следующих значений параметров: $Q = G$;

$$\Phi I = 0,95; \quad \Phi T = \Phi = 0.$$

Результаты исследования представлены на рисунке 1, где показано изменение по длине пластины адиабатной температуры стенки для разных условий течения.

Проводя анализ полученных данных, мы видим, что наличие конденсированных частиц в сверхзвуковом потоке приводит к снижению температуры $T_{ад}$. Это объясняется тем, что наличие частиц в сверхзвуковом потоке уменьшает коэффициент восстановления [4] и, как следствие, понижает температуру $T_{ад}$. Снижение температуры $T_{ад}$ оказывается тем большим, чем больше значение комплексов G и Q .

На рисунке 2 показано распределение по длине пластины эффективности завесы.

Проводя анализ полученных данных, мы видим, что наличие конденсированных частиц в сверхзвуковом потоке приводит к увеличению эффективности завесы θ .

На рисунке 3 показано изменение по длине пластины адиабатной температуры стенки для разных условий течения. Наличие конденсированных частиц в сверхзвуковом потоке приводит к снижению температуры $T_{ад}$ с увеличением числа Маха.

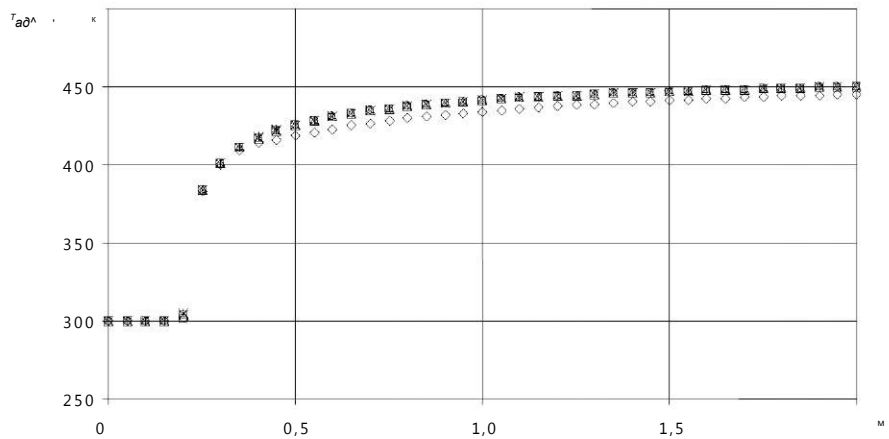


Рис. 1. Распределение адиабатной температуры стенки по длине пластины: \bullet - $Q = G = 540^{-5}$; \bullet - $Q = G = 540^{-6}$; \diamond - $Q = G = 540^{-7}$; \times - $Q = G = 540^{-8}$; \circ - однородный поток

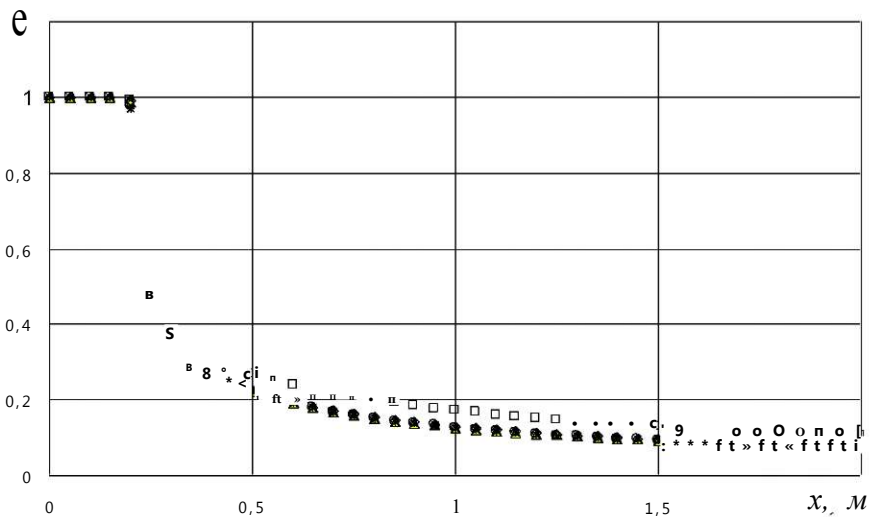


Рис. 2. Распределение эффективности завесы по длине пластины: \bullet - $Q = G = 540^{-5}$; \bullet - $Q = G = 540^{-6}$; \diamond - $Q = G = 540^{-7}$; \times - $Q = G = 540^{-8}$; \circ - однородный поток

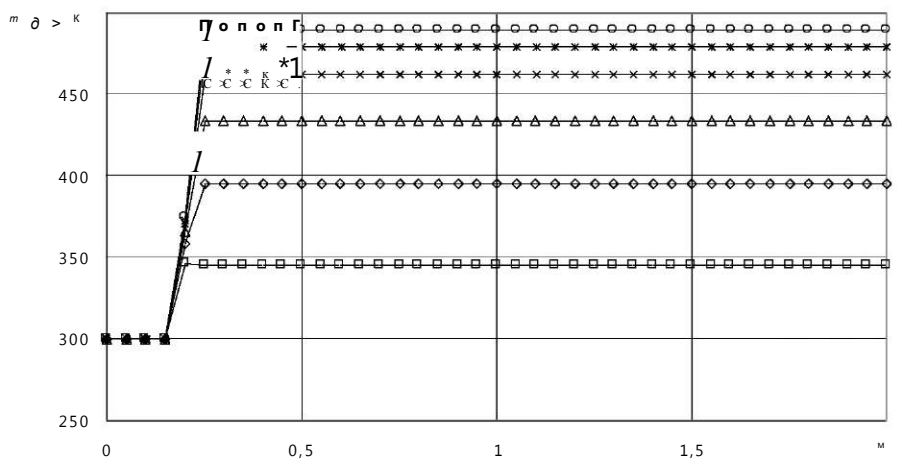


Рис. 3. Распределение по длине пластины адиабатной температуры стенки: \circ - $M = 0,7$; \ast - $M = 1$; \times - $M = 1,3$; \diamond - $M = 1,7$; \bullet - $M = 2,2$; \bullet - $M = 3$

На рисунке 4 показано распределение по длине пластины эффективности завесы.

Проводя анализ полученных данных, мы видим, что наличие конденсированных частиц в сверхзвуковом потоке с присутствием инерционного выпадения на стенку приводит к разрушению завесы.

Далее были проведены исследования влияния продольного градиента давления. На рисунке 5 показано изменение по длине пластины адиабатной температуры стенки для разных условий течения.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАДОКСА

ЛЕОНТЬЕВА ПРИ ПЛЕНОЧНОМ ОХЛАЖДЕНИИ ПОВЕРХНОСТИ, ОБТЕКАЕМОЙ СВЕРХЗВУКОВОМ ДИСПЕРСНЫМ ПОТОКОМ

Скорость потока за пределами пограничного слоя при расчетах принималась постоянной, соответствующей числу Маха $M = 2,8$. На части адиабатного участка длиной 0,6 м, расположенного вслед за участком формирования завесы, моделировалось движение потока с инерционным выпадением твердых частиц на поверхность, а на оставшейся части адиабатного участка - равновесное (без скоростного и температурного скольжения фаз) движение дисперсного потока без инерционного выпадения частиц.

Результаты исследования представлены на рисунках 6, 7. На рисунке 6 показано изменение по длине пластины адиабатной температуры стенки для разных условий течения. Наличие конденсированных частиц в сверхзвуковом потоке приводит на участке их инерционного выпадения на стенку к снижению температуры $T_{ад}$.

При $G > 10^{-3}$, $Q > 10^{-3}$ температура $T_{ад}$ оказывается даже ниже температуры охладителя, вдуваемого в поток на участке формирования завесы, что на первый взгляд кажется парадоксальным. Аналогичный «парадокс» наблюдался в работе в сверхзвуковых двухкомпонентных газовых потоках. В рассматриваемых условиях это явление связано с самоохлаждением пристенной зоны высокоскоростного потока посредством инерционно перемещающихся частиц. При этом, как видно из рисунка 7, эффективность завесы 0 на участке инерционного выпадения частиц по сравнению с однородным потоком повышается и может оказаться даже большей 1.

Следует заметить, что сама низкотемпературная завеса под действием инерционно выпадающих частиц разрушается, и за участком инерционного выпадения температура

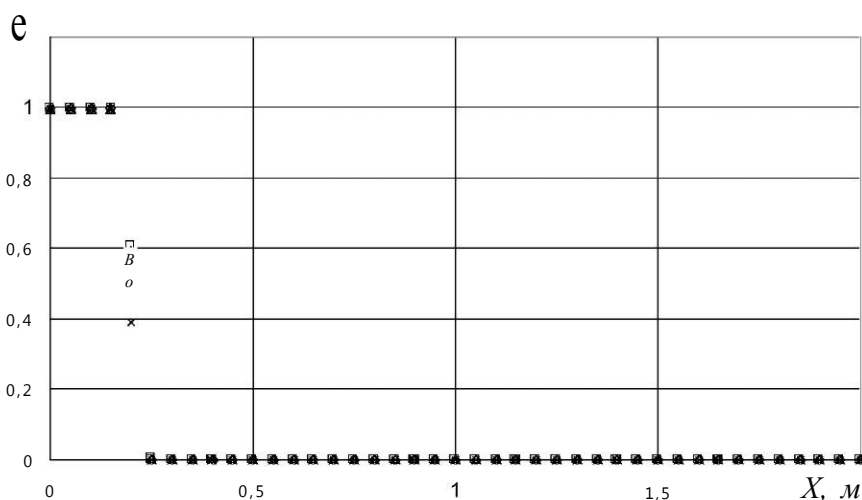


Рис. 4. Распределение эффективности завесы по длине пластины: $o - M = 0,7$; $\square - M = 1$; $x - M = 1,3$; $\diamond - M = 1,7$; $\bullet - M = 2,2$; $\bullet - M = 3$

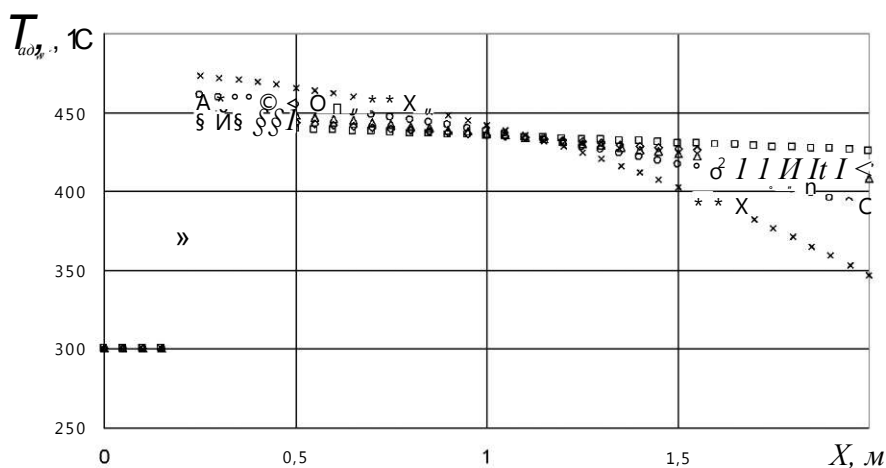


Рис. 5. Распределение адиабатной температуры стенки по длине пластины: $\bullet - K = 0,1$; $\bullet - K = 0,2$; $\diamond - K = 0,3$; $o - K = 0,5$; $x - K = 1$

$T_{ад}$ оказывается близкой к температуре T_f (соответствующей течению при отсутствии завесы). Эффективность завесы 0 за участком инерционного выпадения частиц близка к 0.

Заметим, что при уменьшении скорости потока эффект самоохлаждения пристенной зоны будет уменьшаться, а «парадокс», при котором $T_{ад} < T_{т0}$ возможен лишь при таких числах Маха M , при которых термодинамическая температура в ядре потока T_m оказывается ниже температуры $T_{т0}$. При достаточно малых скоростях движения потока эффект самоохлаждения сменится на эффект саморазогрева, и $T_{ад}$ окажется выше, а 0 - ниже своих значений для однородных потоков.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

На основе численного моделирования установлено принципиально различное влияние конденсированных частиц на эффективность пленочного охлаждения при на-

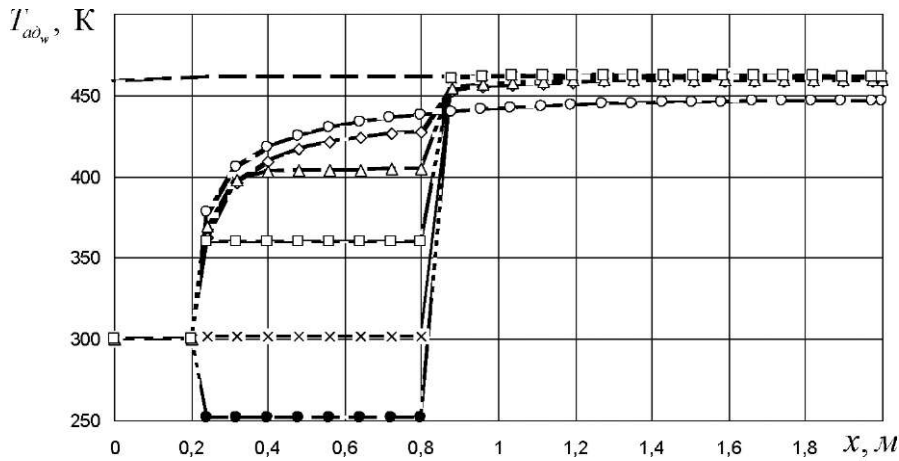


Рис. 6. Распределение адиабатной температуры стенки по длине пластины: линия - однородный поток при отсутствии завесы; о - однородный поток при наличии завесы; • - дисперсный поток при $G = 10^{-8}$ и наличии завесы; Д - то же при $G = 5 \cdot 10^{-8}$; • - $G = 10^{-5}$; х - $G = 10^{-3}$; • - $G = 5 \cdot 10^{-3}$

личии и отсутствии инерционного выпадения частиц на стенку. Физически обосновано наблюдаемое существенное интенсифицирующее влияние частиц на эффективность пленочного охлаждения в условиях их инерционного выпадения. В вычислительном эксперименте, выполненном с применением разработанного комплекса программ, подтверждена возможность реализации парадокса А.И. Леонтьева за счет инерционного выпадения частиц на стенку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Волчков Э.П. Пристенные газовые завесы. - Новосибирск : Наука, 1983. - 239 с.
2. Леонтьев А.И., Лущик В.Г., Якубенко А.Е. Особенности теплообмена на проницаемой поверхности // Тр. пятой Рос. нац. конф. по теплообмену. - М. : Изд-во МЭИ, 2010. - Т. 2. - С. 154-157.
3. Ковальногов Н.Н. Пограничный слой в потоках с интенсивными воздействиями. - Ульяновск : УлГТУ, 1996. - 246 с.
4. Магазинник Л.М. Численное моделирование теплоотдачи высокоскоростных дисперсных потоков: дис. ... канд. техн. наук : 05.13.18. - Ульяновск : УлГТУ, 2010. - 113 с.

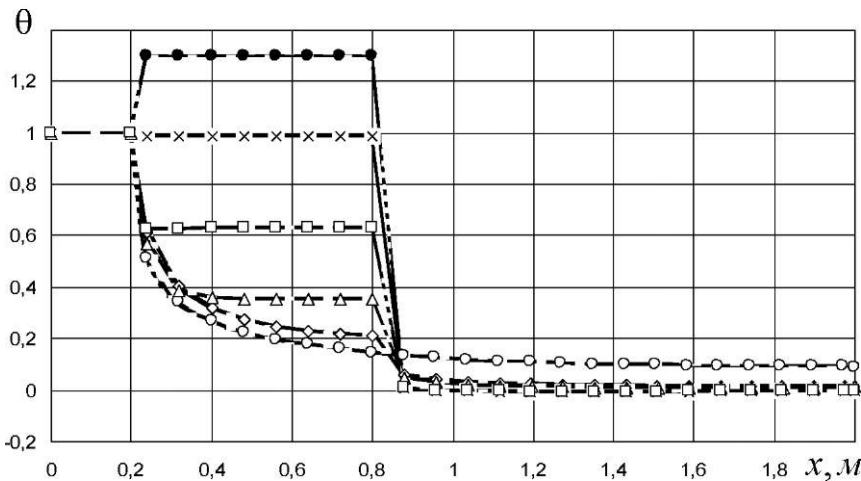


Рис. 7. Распределение эффективности завесы по длине пластины: о - однородный поток при наличии завесы; • - дисперсный поток при $G = 10^{-8}$ и наличии завесы; Д - то же при $G = 5 \cdot 10^{-8}$; • - $G = 10^{-5}$; х - $G = 10^{-3}$; • - $G = 5 \cdot 10^{-3}$