

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССОБМЕНА ПРИ ОБТЕКАНИИ ТЕЛ СВЕРХЗВУКОВЫМ ЗАПЫЛЕННЫМ ПОТОКОМ¹

В. В. Винников¹, Т. В. Ершова², Д. С. Михатулин², Д. Л. Ревизников¹, А. В. Способин¹

¹ Кафедра вычислительной математики и программирования, Московский авиационный институт (государственный технический университет), Москва, Россия

² Отдел теплообмена, Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

Аннотация

Работа посвящена вопросам численного моделирования теплоэрозионного разрушения тел в сверхзвуковом потоке газа с примесью частиц. Представлена комплексная математическая модель, включающая модель двухфазного течения в ударном слое и модель теплопереноса в разрушающемся теплозащитном покрытии. Модель двухфазного ударного слоя построена на сочетании эйлерового описания газовой фазы и лагранжевого описания дисперсной фазы. Используется полномасштабный вариант дискретно-элементного метода, подразумевающий прямое численное моделирование динамики примеси. Представлены результаты численного моделирования теплоэрозионного разрушения кругового цилиндра при обтекании двухфазным потоком и проанализирована роль учета таких факторов, как столкновения частиц в потоке и отражение частиц от обтекаемой поверхности, обратное влияние дисперсной фазы на несущую, обратное влияние изменения формы обтекаемого тела вследствие уноса массы на характеристики двухфазного ударного слоя.

¹ Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 05-08-01478-а)

Список обозначений

α_{pn} - угол между вектором скорости частицы в момент удара и нормалью к поверхности в точке удара;

γ - показатель адиабаты;

μ - коэффициент вязкости газа;

ρ - плотность газа;

ω_p - угловая скорость частицы;

c_{pm} - удельная теплоемкость материала частицы;

E_{kp} - кинетическая энергия частицы в момент удара о поверхность;

\mathbf{f}_p - силы, действующие на частицу со стороны газа;

H_{er} - эффективная энтальпия эрозионного разрушения;

I_p - момент инерции частицы;

M_p - число Маха относительного поступательного движения частицы;

m_p - масса частицы;

m_{er} - масса теплозащитного материала, унесенная в результате одиночного удара частицы;

q_c - конвективный тепловой поток от газовой фазы к частице;

q_r - радиационный тепловой поток к частице;

R - газовая постоянная;

\mathbf{r} - радиус – вектор центра масс частицы;

r_p - радиус частицы;

Re_p - число Рейнольдса относительного поступательного движения частицы;

Re_ω - число Рейнольдса относительного вращательного движения частицы;

T - температура газа;

t - время;

\mathbf{T}_ω - момент сил, действующий на частицу со стороны газа;

T_p - средняя по объему температура частицы;

u - проекция скорости газа на ось x ;

v - проекция скорости газа на ось y ;

\mathbf{v} - скорость газа;

v^n - нормальная составляющая скорости газа вблизи поверхности;

v^r - тангенциальная составляющая скорости газа вблизи поверхности;

\mathbf{v}_p - скорость частицы.

Введение

Интерес к математическому моделированию обтекания тел гетерогенным потоком обусловлен в первую очередь необходимостью решения ряда практических задач, таких как создание паровых и газовых турбин, движение летательных аппаратов в запыленной атмосфере, абразивная обработка материалов. В настоящее время накоплен значительный опыт математического моделирования гетерогенных потоков, построены модели различной степени сложности и разработаны алгоритмы их реализации. Подробное изложение достижений в этой области можно найти в широко известных монографиях и обзорах [напр., 1-7].

На сегодняшний день широкое распространение получили два подхода к численному моделированию обтеканию тел двухфазным потоком. В первом из них дисперсная фаза, как и несущая, рассматривается как сплошная среда. Данный подход использовался, например, в

работах [8, 9]. В моделях данного типа значительную сложность представляет адекватный учет взаимодействия частиц примеси друг с другом и их отражение от поверхности обтекаемого тела. Вместе с тем, в работе [5] показано существенное влияние данных факторов на параметры воздействия дисперсной фазы на обтекаемую поверхность даже при малых концентрациях примеси. Другой подход, сочетающий эйлерово описание несущей среды с лагранжевым описанием динамики дисперсной фазы, лежит в основе широко распространенного дискретно-траекторного метода [10] и его развития на случай нестационарных течений – дискретно-элементного метода [3].

В настоящей работе используется дискретно-элементный метод в своем наиболее полном варианте, предполагающем интегрирование системы уравнений движения каждой частицы дисперсной фазы и расчет столкновений с другими частицами на основе пересечения их траекторий. При этом число моделирующих частиц соответствует их реальному числу при заданной концентрации примеси. Таким образом, осуществляется прямое численное моделирование динамики столкновительной примеси в потоке. Динамика несущей фазы описывается модифицированными уравнениями Эйлера, учитывающими обратное влияние примеси на течение газа. Численное решение уравнений газовой динамики осуществляется на адаптированной к геометрии области декартовой сетке с использованием метода погруженной границы с фиктивными ячейками [11].

Одной из ключевых задач математического моделирования гетерогенных течений является исследование их воздействия на поверхность тела, помещенного в поток. Этому вопросу посвящен ряд работ [напр. 8, 9, 12-14]. Можно выделить два основных механизма воздействия примеси на преграду. Первый заключается в непосредственной передаче части кинетической энергии частиц преграде вследствие неупругого соударения с поверхностью. Второй механизм связан с опосредованным влиянием примеси на поверхность через усиление конвективной составляющей теплового потока от газовой фазы.

В условиях обтекания тел запыленным потоком ударное воздействие частиц может приводить к разрушению конструкции [напр. 15-17]. В настоящей работе расчет тепломассопереноса в разрушающемся теплозащитном покрытии проводится с использованием модели, основанной на понятии эффективной энтальпии эрозионного разрушения [1, 17]. В качестве общей основы для сопряжения алгоритмов решения задач внешней аэродинамики, динамики дисперсной фазы, теплообмена и теплоэрозионного разрушения выступает метод погруженной границы аппроксимации краевых условий на криволинейных подвижных границах, позволяющий использовать стационарные прямоугольные сетки [11].

Математическая модель

Математическая модель двухфазного ударного слоя основана на сочетании эйлерового описания газовой фазы и лагранжевого описания динамики и теплообмена дисперсной фазы и представляет собой сопряжение полномасштабной модели столкновительной примеси и уравнений газовой динамики ударного слоя.

Модель динамики дисперсной фазы учитывает столкновения частиц в потоке и их отражение от обтекаемой поверхности. Частицы моделируются однородными шарами заданной плотности. Движение одиночной частицы в газовом потоке описывается системой уравнений

$$m_p \frac{d\mathbf{v}_p}{dt} = \mathbf{f}_p,$$

$$I_p \frac{d\boldsymbol{\omega}_p}{dt} = \mathbf{T}_\omega.$$

В качестве внешних сил, приложенных к частице, учитывались сила аэродинамического сопротивления \mathbf{F}_D и сила Магнуса \mathbf{F}_M , вызванная вращением частицы, $\mathbf{f}_p = \mathbf{F}_D + \mathbf{F}_M$. Угловая скорость частицы изменяется вследствие действия вращающего момента \mathbf{T}_ω .

Сила аэродинамического сопротивления обусловлена разницей скоростей газа и частицы и определяется выражением

$$\mathbf{F}_D = \frac{\pi r_p^2}{2} c_d \rho (\mathbf{v} - \mathbf{v}_p) |\mathbf{v} - \mathbf{v}_p|.$$

Коэффициент сопротивления сложным образом зависит от чисел Маха и Рейнольдса $c_d = c_d(Re_p, M_p)$ и определяется по формуле Хендерсона [18].

Вследствие столкновения с другими частицами или отражения от поверхности обтекаемого тела частица приобретает вращательное движение. Вращающаяся частица в газовом потоке подвержена действию силы Магнуса \mathbf{F}_M и момента \mathbf{T}_ω :

$$\mathbf{F}_M = \pi r_p^3 c_\omega \rho \left[\left(\frac{1}{2} \nabla \times \mathbf{v} - \boldsymbol{\omega}_p \right) \times (\mathbf{v} - \mathbf{v}_p) \right],$$

$$\mathbf{T}_\omega = \frac{r_p^5}{2} c_l \rho \left(\frac{1}{2} \nabla \times \mathbf{v} - \boldsymbol{\omega}_p \right) \left| \frac{1}{2} \nabla \times \mathbf{v} - \boldsymbol{\omega}_p \right|.$$

Коэффициент $c_\omega = c_\omega(Re_p, Re_\omega)$ определяется в соответствии с [19, 20]

$$c_\omega = \begin{cases} 1, & \frac{Re_\omega}{Re_p} \leq 0.45 \\ 0.45 \frac{Re_p}{Re_\omega} + \left(1 - 0.45 \frac{Re_p}{Re_\omega} \right) \cdot \exp(-0.05684 Re_\omega^{0.4} Re_p^{0.3}), & \frac{Re_\omega}{Re_p} > 0.45 \end{cases},$$

а коэффициент $c_l = c_l(Re_\omega)$ рассчитывается по формуле [21]:

$$c_l(Re_\omega) = \begin{cases} \frac{64\pi}{Re_\omega}, & Re_\omega \leq 32 \\ \frac{12.9}{Re_\omega^{0.5}} + \frac{128.4}{Re_\omega}, & Re_\omega > 32 \end{cases},$$

$$\text{здесь } Re_p = \frac{2 r_p \rho |\mathbf{v} - \mathbf{v}_p|}{\mu}, \quad Re_\omega = \frac{4 r_p^2 \rho \left| \frac{1}{2} \nabla \times \mathbf{v} - \boldsymbol{\omega}_p \right|}{\mu}, \quad M_p = \frac{|\mathbf{v} - \mathbf{v}_p|}{\sqrt{\gamma RT}}.$$

Температура частицы изменяется вследствие конвективного теплообмена с газовой фазой и излучения:

$$c_{pm} m_p \frac{dT_p}{dt} = q_c + q_r.$$

Система уравнений движения и теплообмена частицы интегрируется методом Рунге-Кутты пятого порядка.

Для определения параметров столкновений частиц на интервале времени $[t_k, t_{k+1}]$ используется аппроксимация траектории частицы полиномами второго порядка $\mathbf{r}(t) = \mathbf{r}_2(t - t_k)^2 + \mathbf{r}_1(t - t_k) + \mathbf{r}_0$. Условие столкновения пары частиц i и j выражается алгебраическим уравнением четвертой степени $|\mathbf{r}_i(t) - \mathbf{r}_j(t)|^2 = (r_{pi} + r_{pj})^2$, где r_{pi} , r_{pj} - радиусы частиц. Расчет параметров пары частиц после столкновения и характеристик частицы после отражения от поверхности производится согласно модели твердых сфер, приведенной в [3]. Последовательный учет всех столкновений осуществляется с использованием единой очереди событий, следующих в хронологическом порядке, причем за один расчетный шаг по времени частица может испытать несколько соударений с другими частицами и преградой.

В общем случае, даже при двумерном характере течения несущей фазы, динамика частиц столкновительной примеси должна рассматриваться в трехмерной постановке. Это

приводит к резкому повышению вычислительных затрат, что в значительной мере ограничивает возможность проведения широкомасштабного вычислительного эксперимента. В данной работе показано, что применительно к задачам поперечного обтекания тел цилиндрической формы высокая точность может быть достигнута с использованием квазитрехмерной модели. Предполагается, что движение частиц происходит в области, ограниченной двумя плоскостями, ортогональными оси цилиндра и расположенными на расстоянии h друг от друга. Движение частиц замкнуто относительно направления оси цилиндра, покидая расчетную область при пересечении одной плоскости, частица возвращается в область расчета через другую плоскость. При поиске соударений частиц учитываются возможные неоднократные пересечения частицами границ области (см. рис. 1).

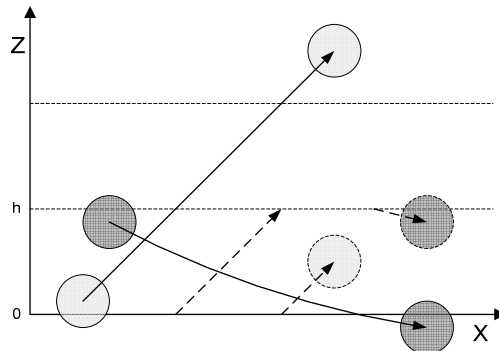


Рис. 1. Квазитрехмерная модель столкновительной примеси

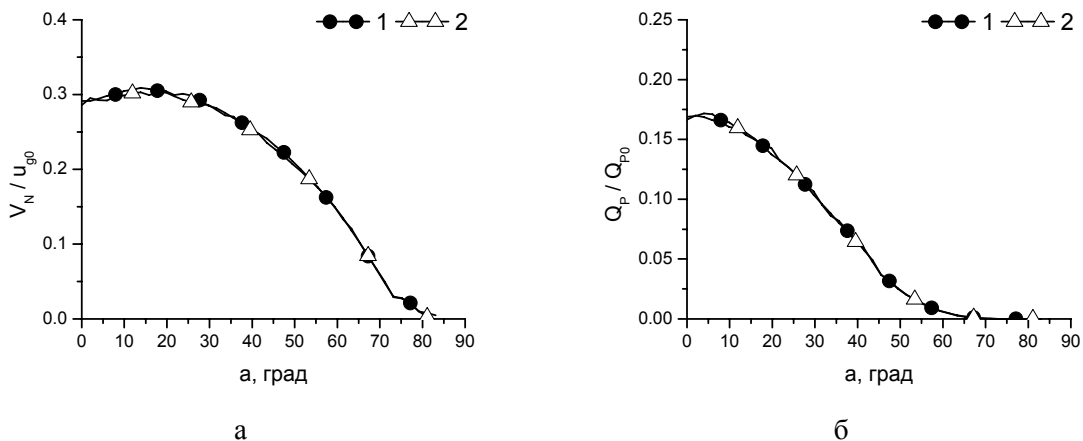


Рис. 2. Параметры воздействия столкновительной примеси частиц диаметром 10 мкм на обтекаемую поверхность, полученные с использованием трехмерной (1) и квазитрехмерной (2) моделей: средняя относительная скорость частицы в момент удара о тело (а), относительная плотность потока энергии от примеси к поверхности (б). Объемная концентрация примеси в области невозмущенного течения 10^{-5} .

Экспериментально показано, что для монодисперсной столкновительной примеси при расстоянии $h \geq 4r_p$ характеристики дисперсной фазы и параметры ее воздействия на поверхность цилиндра, полученные по квазитрехмерной модели, хорошо согласуются с аналогичными величинами, рассчитанными с использованием полноразмерной трехмерной модели (см. рис. 2). Применение квазитрехмерной модели позволяет существенно повысить эффективность вычислений.

Разработанный алгоритм прямого численного моделирования динамики столкновительной примеси используется совместно с алгоритмом расчета ударного слоя на прямоугольных сетках, который основан на реализации TVD-монотонизированных разностных схем и модифицированном методе погруженной границы с фиктивными ячейками.

Система модифицированных уравнений Эйлера, описывающая течение газа с учетом обратного влияния дисперсной фазы, в декартовой системе координат имеет вид

$$\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}(\mathbf{q})}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}(\mathbf{q})}{\partial y} = \mathbf{N},$$

$$\mathbf{q} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho E \end{pmatrix}, \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uH \end{pmatrix}, \mathbf{G} = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ \rho vH \end{pmatrix}, \mathbf{N} = \begin{pmatrix} 0 \\ -\langle f_{px} \rangle \\ -\langle f_{py} \rangle \\ -\langle \mathbf{f}_p \mathbf{v}_p + \mathbf{T}_\omega \boldsymbol{\omega}_p + q_c \rangle \end{pmatrix},$$

где \mathbf{q} - вектор консервативных переменных, а компоненты вектора \mathbf{N} имеют смысл плотности источников импульса и полной энергии от частиц к газовой фазе.

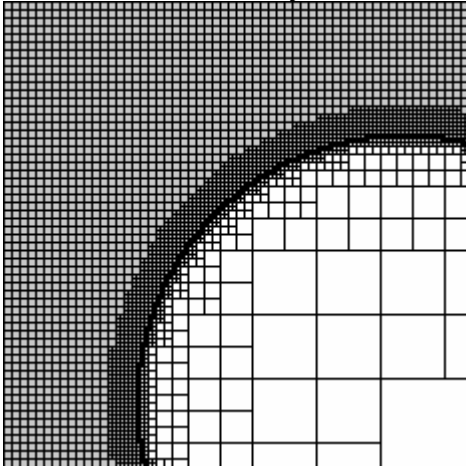


Рис. 3. Адаптированная к геометрии области прямоугольная сетка

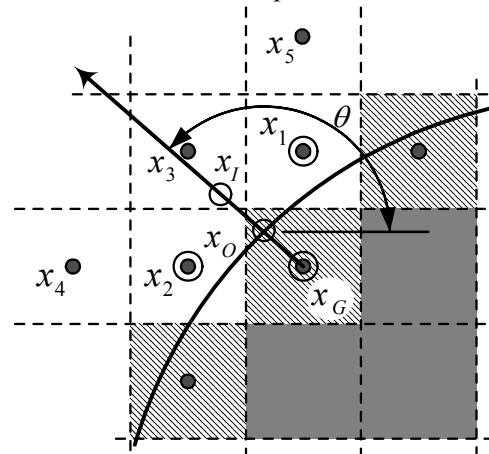


Рис. 4. Аппроксимация краевых условий на криволинейной границе

Дискретизация уравнений Эйлера осуществлялась на адаптированной к геометрии области и потоку прямоугольной сетке (см. рис. 3). Для численного решения уравнений Эйлера реализован TVD-монотонизированный вариант метода Хартена-Лакса-Ван Лира (HLL) [22, 23] второго порядка точности по пространству. Вычисление потоков вдоль оси x через грани ячейки осуществлялось согласно выражению:

$$\mathbf{F}_{i+1/2}^{\text{HLL}} = \begin{cases} \mathbf{F}_L, & 0 \leq \lambda_L \\ \frac{\lambda_R \mathbf{F}_L - \lambda_L \mathbf{F}_R + \lambda_L \lambda_R (\mathbf{q}_R - \mathbf{q}_L)}{\lambda_R - \lambda_L}, & \lambda_L \leq 0 \leq \lambda_R, \\ \mathbf{F}_R, & \lambda_R \leq 0 \end{cases}$$

где $\mathbf{F}_L = \mathbf{F}(\mathbf{q}_L)$, $\mathbf{F}_R = \mathbf{F}(\mathbf{q}_R)$.

Реконструкция векторов консервативных переменных на гранях ячейки выполнялась согласно выражениям:

$$\mathbf{q}_L = \mathbf{q}_i + 0.5 \cdot \delta x_i \cdot \text{limiter}(\Delta \mathbf{q}_{i-1}, \Delta \mathbf{q}_i), \quad \mathbf{q}_R = \mathbf{q}_{i+1} - 0.5 \cdot \delta x_{i+1} \cdot \text{limiter}(\Delta \mathbf{q}_{i+1}, \Delta \mathbf{q}_i),$$

где $\Delta \mathbf{q}_i = 0.5(\mathbf{q}_i - \mathbf{q}_{i-1})/(\delta x_i + \delta x_{i-1})$, а функция $\text{limiter}(\cdot)$ покомпонентно применяет одну из функций-ограничителей к паре векторных аргументов.

Собственные значения λ_L , λ_R на вертикальных гранях ячейки вычислялись по вектору усредненных значений физических переменных $U^* = (\rho^* \quad u^* \quad v^* \quad E^*)$:

$$\lambda_L = u^* - c, \quad \lambda_R = u^* + c, \quad c = \sqrt{\left(E^* - 0.5 \left((u^*)^2 + (v^*)^2 \right) \right) (\gamma - 1) \gamma},$$

где

$$\rho^* = \sqrt{\rho_L \rho_R}, \quad u^* = \frac{u_L \sqrt{\rho_L} + u_R \sqrt{\rho_R}}{\sqrt{\rho_L} + \sqrt{\rho_R}}, \quad v^* = \frac{v_L \sqrt{\rho_L} + v_R \sqrt{\rho_R}}{\sqrt{\rho_L} + \sqrt{\rho_R}}, \quad E^* = \frac{E_L \sqrt{\rho_L} + E_R \sqrt{\rho_R}}{\sqrt{\rho_L} + \sqrt{\rho_R}}.$$

Вычисление потоков через грани ячейки вдоль оси y осуществляется аналогичным образом.

Аппроксимация краевых условий на криволинейной границе производится согласно методу погруженной границы с фиктивными ячейками на прямоугольных сетках (рис.4) [11]. Опуская процедуру вывода, приведем конечные соотношения. Значения скоростей в фиктивном узле определяется по формулам:

$$\begin{cases} u_G^{k+1} = RHS_1 \cos \theta + RHS_2 \sin \theta, \\ v_G^{k+1} = RHS_1 \sin \theta - RHS_2 \cos \theta, \end{cases}$$

$$\text{где } RHS_1 = -\frac{b_1}{b_G}(u_1 \cos \theta + v_1 \sin \theta) - \frac{b_2}{b_G}(u_2 \cos \theta + v_2 \sin \theta),$$

$$RHS_2 = d_1(u_1 \sin \theta - v_1 \cos \theta) + d_2(u_2 \sin \theta - v_2 \cos \theta),$$

$$(b_1 \quad b_2 \quad b_G) = (1 \quad x_O \quad y_O) \begin{pmatrix} 1 & x_1 & y_1 \\ 1 & x_2 & y_2 \\ 1 & x_G & y_G \end{pmatrix}^{-1}.$$

Величина ρ_G определяется из краевого условия на границе $\partial \rho / \partial n = 0$, которое аппроксимируется линейным соотношением:

$$\rho_G = (1 \quad x_G \quad y_G) \begin{pmatrix} 1 & x_1 & y_1 \\ 1 & x_2 & y_2 \\ 0 & \cos \theta & \sin \theta \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \rho_1 \\ \rho_2 \\ (\partial \rho / \partial n)_O \end{pmatrix}.$$

Значение E_G определяется из краевого условия для давления на границе $\partial p / \partial n = (\rho(u^\tau)^2) / R$:

$$E_G = \frac{P_G}{\rho_G(\gamma - 1)} + \frac{1}{2}(u_G^2 + v_G^2),$$

$$P_G = (1 \quad x_G \quad y_G) \begin{pmatrix} 1 & x_1 & y_1 \\ 1 & x_2 & y_2 \\ 0 & \cos \theta & \sin \theta \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} p_1 \\ p_2 \\ (\partial p / \partial n)_O \end{pmatrix}$$

Величину u_O^τ в точке O на границе можно получить из уравнения:

$$u_O^\tau = (1 \quad x_O \quad y_O) \begin{pmatrix} 1 & x_1 & y_1 \\ 1 & x_2 & y_2 \\ 0 & \cos \theta & \sin \theta \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} u_1 \sin \theta - v_1 \cos \theta \\ u_2 \sin \theta - v_2 \cos \theta \\ (\partial u^\tau / \partial n)_O \end{pmatrix},$$

а величина ρ_O может быть определена из уравнения

$$\rho_O = (1 \quad x_O \quad y_O) \begin{pmatrix} 1 & x_1 & y_1 \\ 1 & x_2 & y_2 \\ 0 & \cos \theta & \sin \theta \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \rho_1 \\ \rho_2 \\ (\partial \rho / \partial n)_O \end{pmatrix}.$$

Расчет конвективного теплообмена между двухфазным ударным слоем и обтекаемым телом осуществляется в настоящей работе с помощью численного решения уравнений пограничного слоя. При этом влияние примеси на пограничный слой учитывается опосредованно через параметры на его внешней границе.

Численное моделирование процессов тепломассопереноса в разрушающемся теплозащитном покрытии проводится с использованием модели, основанной на понятии эффективной энтальпии эрозионного разрушения [1, 17]. Унос теплозащитного материала происходит при каждом ударе частицы о преграду:

$$m_{er} = \frac{E_{kp}}{H_{er}} |\cos \alpha_{pn}|.$$

Эффективная энтальпия эрозионного разрушения H_{er} является характеристикой материала теплозащитного покрытия. При решении уравнений теплопереноса в разрушающемся теле краевые условия на криволинейной подвижной границе аппроксимируются с помощью неявного варианта метода погруженной границы с фиктивными ячейками [24]. Для краевых условий третьего рода $\alpha T + \beta(\partial T / \partial n) = \delta$, можно построить следующие соотношения, замыкающие итоговую систему линейных алгебраических уравнений:

$$\left[\alpha \begin{pmatrix} 1 \\ x_o \\ y_o \end{pmatrix} + \beta \begin{pmatrix} 0 \\ \cos(\theta) \\ \sin(\theta) \end{pmatrix} \right]^T \begin{pmatrix} 1 & x_1 & y_1 \\ 1 & x_2 & y_2 \\ 1 & x_G & y_G \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_G \end{pmatrix} = \delta.$$

Решение итоговой системы осуществляется методом стабилизированных бисопряженных градиентов, приведенным, например, в работе [25].

Программная реализация описанных алгоритмов предназначена для многопроцессорных компьютеров и использует методику параллельных вычислений как на этапе решения уравнений газовой динамики, так и при решении уравнений движения и теплообмена частиц, поиске столкновений между ними, определении параметров ударов частиц о преграду.

Вычислительный эксперимент и анализ результатов

Проведена серия вычислительных экспериментов по моделированию теплоэрозионного разрушения кругового цилиндра радиусом 3 см при поперечном обтекании сверхзвуковым запыленным потоком в условиях атмосферы на высоте 10 км. Число Маха набегающего потока равно 6. Диаметр частиц примеси 10 мкм. Материал частиц - песок плотностью 2500 кг/м³. Объемная концентрация примеси в области невозмущенного течения составляла 10⁻⁴. Степень неупругости столкновений между частицами задается коэффициентом восстановления скорости после соударения. В проведенных расчетах он принят равным 0.5. Аналогичный коэффициент для неупругого взаимодействия частиц с преградой принимается зависящим от скорости частицы в момент соударения [5]. В ходе вычислительных экспериментов анализировалась роль следующих факторов: столкновения частиц в потоке и отражение частиц от обтекаемой поверхности, обратное влияние дисперсной фазы на несущую, обратное влияние изменения формы обтекаемого тела вследствие уноса массы на характеристики двухфазного ударного слоя.

Рассмотрены следующие расчетные режимы.

1. Разрушение преграды под воздействием пассивной (не влияющей на газовую фазу) безстолкновительной примеси без учета обратного влияния изменения формы обтекаемого тела вследствие уноса массы на характеристики двухфазного ударного слоя.
2. Разрушение преграды под воздействием пассивной безстолкновительной примеси с учетом обратного влияния изменения формы обтекаемого тела в ходе разрушения на характеристики двухфазного ударного слоя. В данном случае решаются уравнения газовой динамики в области с подвижной границей, но обратное влияние примеси на газ и столкновения частиц не учитываются.
3. Разрушение преграды под воздействием активной безстолкновительной примеси, когда учитывается влияние изменения формы тела на ударный слой и влияние дисперсной фазы на несущую;

4. Разрушение преграды под воздействием двухфазного потока с учетом всех рассматриваемых факторов (активная столкновительная примесь с учетом обратного влияния изменения формы тела на ударный слой).

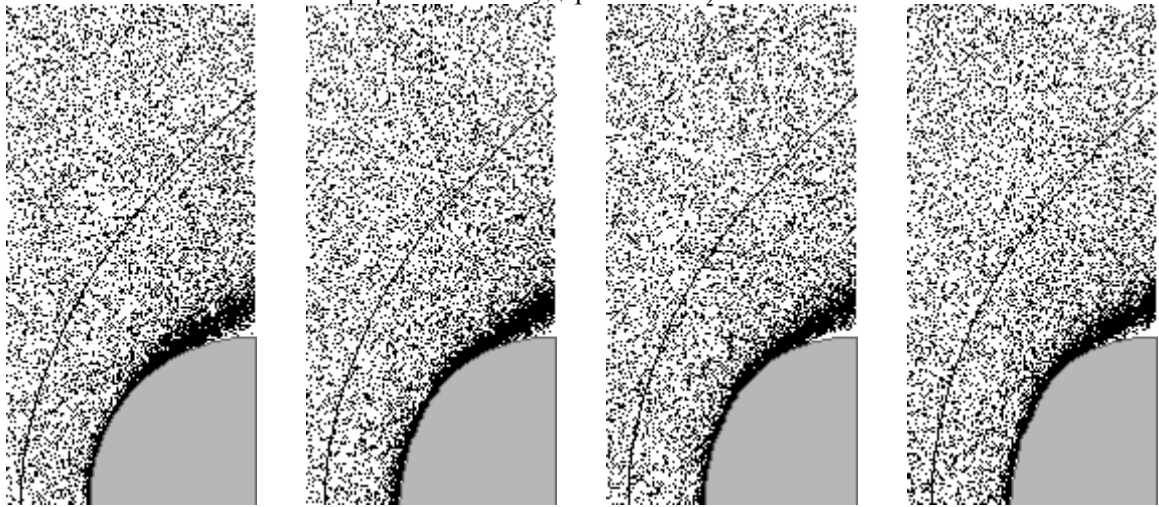


Рис. 5. Теплоэрозионное разрушение преграды при обтекании двухфазным потоком.

На рис. 5 представлены эволюция распределения частиц примеси и изменение формы тела в процессе разрушения с учетом всех рассматриваемых факторов. Наиболее интенсивный унос массы наблюдается в лобовой части поверхности, что приводит к существенному изменению формы обтекаемого тела.

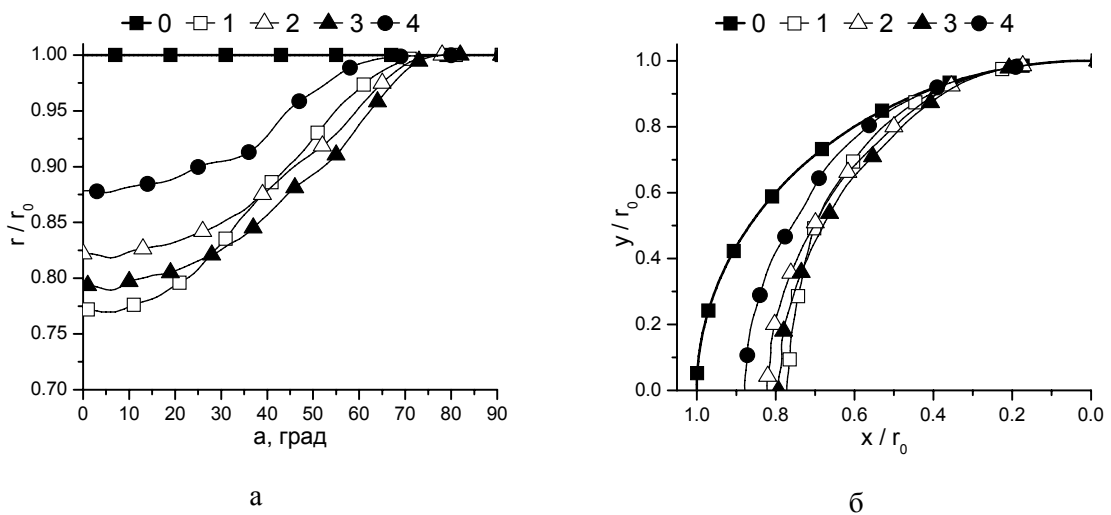


Рис. 6. Изменение формы тела в результате теплоэрозионного разрушения в различных режимах. Нумерация кривых соответствует расчетным режимам 1-4. Начальная форма тела обозначена кривой (0). Здесь r - расстояние от точки поверхности до центра цилиндра, r_0 - исходный радиус цилиндра.

Графики, приведенные на рис. 6., характеризуют изменение формы тела в результате теплоэрозионного разрушения в различных режимах за равные интервалы времени. Из графиков видно, что оценка разрушения, построенная на основе параметров двухфазного течения без учета изменения формы, с течением времени приводит к существенным погрешностям (см. кривые 1 и 2 на рис. 6). Изменение формы тела приводит к увеличению отхода ударной волны в лобовой части (см. рис. 7 а), в результате чего скорость частиц при ударе о поверхность уменьшается, что влечет снижение интенсивности уноса. Воздействие дисперсной фазы на несущую приводит к уменьшению толщины ударного слоя (см. рис 7 а, б), скорость частиц в момент удара о поверхность при этом возрастает, наблюдается более интенсивный унос материала (см. кривые 2 и 3 на рис. 6). Учет столкновений частиц примеси приводит к рассеянию части кинетической энергии набегающих частиц, возникает

экранирующий эффект, который проявляется в существенном (двукратном в проведенном эксперименте) снижении интенсивности уноса (см. кривые 3 и 4 на рис. 6).

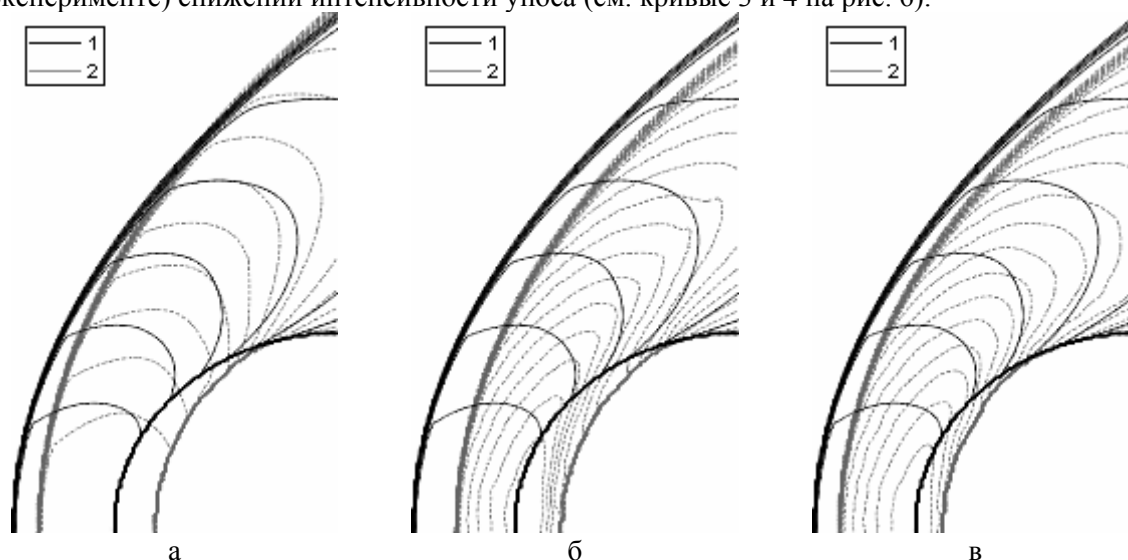


Рис. 7. Изолинии температуры газа: однофазное течение (1), двухфазное течение (2) в различных режимах: режим 2 (а), режим 3 (б); режим 4 (в).

Выводы

Разработаны алгоритмы расчета многофакторного воздействия сверхзвукового запыленного потока на обтекаемое тело. Отличительной чертой алгоритмов является прямое численное моделирование динамики дисперсной фазы в ударном слое. Реализация комплексной математической модели позволяет учитывать взаимное влияние различных факторов: воздействие дисперсной фазы на картину течения и на обтекаемую поверхность, теплоперенос и теплоэрозионное разрушение теплозащитного материала, изменение формы обтекаемого тела вследствие уноса массы.

Выполнена реализация описанных алгоритмов в виде комплекса программ. Используется методика параллельных вычислений для выполнения расчетов на многопроцессорных компьютерах.

Проведено численное исследование теплоэрозионного разрушения цилиндра при поперечном обтекании сверхзвуковым двухфазным потоком. Выявлена существенная роль учета таких факторов, как изменение формы тела, столкновительный характер примеси, обратное влияние примеси на течение газа, при моделировании теплоэрозионного разрушения материалов в двухфазном ударном слое.

Список литературы

1. Машиностроение. Энциклопедия в 40 т. Т. 1-2 Теоретическая механика, термодинамика, теплообмен. Под ред. Колесникова К.С., Леонтьева А.И. М.: Машиностроение, 1999, 600 с.
2. Нугматулин Р.И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978, 336 с.
3. Crowe C.T., Sommerfeld M., Tsuji Y. Multiphase flows with droplets and particles. CRC Press LLC, 1998, 471 p.
4. Стернин Л.Е., Маслов Б.Н., Шрайбер А.А., Подвысоцкий А.М. Двухфазные моно и полидисперсные течения газа с частицами. М.: Машиностроение, 1980, 172 с.
5. Tsirkunov Yu.M. Gas-particle flows around bodies – key problems, modeling and numerical analysis. // Proc. Fourth International Conference on Multiphase Flow (Ed.: E. Michaelides), May 27 – June 1, 2001, New Orleans, LA, USA. – CD ROM Proc. ICMF'2001, paper No. 609, 31 p.
6. Гилинский М.М., Стасенко А.Л. Сверхзвуковые газодисперсные струи. М.: Машиностроение, 1990, 176 с.

7. *Вараксин А.Ю.* Турбулентные течения газа с твердыми частицами. – М.: Физматлит, 2003.
8. *Тимошенко В.И., Зубкова Е.Ю.* К оценке теплового и эрозионного воздействия сверхзвукового запыленного потока на затупленный конус. // ИФЖ, 1991, т.61, №4, с. 564-569.
9. *Головачев Ю. В., Шмидт А.А.* Обтекание затупленного тела сверхзвуковым потоком запыленного газа. // Изв. АН СССР, МЖГ, 1982, №3, с.73-77.
10. *Crowe C.T.* Review – numerical models for dilute gas-particle flows. // ASME J., Fluid Engineering 104, p. 297 – 303.
11. *Винников В.В., Ревизников Д.Л.* Метод погруженной границы для расчета сверхзвукового обтекания затупленных тел на прямоугольных сетках. // Электронный журнал «Труды МАИ», № 27, 13с.
12. *Kitron A., Elperin T., Tamir A.* Monte Carlo analysis of wall erosion and direct contact heat transfer by impinging two-phase jets. // J. Thermophysics and Heat Transfer, 1989, v. 3, № 2, p. 112-122.
13. *Volkov A.N., Tsirkunov Yu. M.* Numerical investigation of the shock layer structure and heat transfer at the surface of a body in a supersonic dusty gas flow. // Proc. Fifth World Congress of Computational Mechanics (<http://www.tuwien.ac.at/>), 2002, 11p.
14. *Волков А.Н., Циркунов Ю.М., Семёнов В.В.* Влияние моно- и полидисперсной примеси на течение и теплообмен при сверхзвуковом обтекании затупленного тела потоком газозвеси. // Математическое моделирование, 2004, том 16, №7, с. 6-12.
15. *Михатулин Д.С., Полежаев Ю.В., Ревизников Д.Л.* Исследование разрушения стеклопластика при полете в запыленной атмосфере. // Теплофизика высоких температур, 2001, т. 39, № 4. с. 640-648.
16. *Михатулин Д.С., Полежаев Ю.В., Ревизников Д.Л.* Исследование разрушения углеродного теплозащитного материала при полете в запыленной атмосфере. // Теплофизика высоких температур, 2003, т. 41, № 1. с. 98-105.
17. *Михатулин Д.С., Полежаев Ю.В., Ревизников Д.Л.* Теплообмен и разрушение тел в сверхзвуковом гетерогенном потоке. – М.: ЯНУС-К, 2007, 392 с.
18. *Henderson C.B.* Drag coefficients of spheres in continuum and rarefied flows. // AIAA Journal Vol. 14, No. 6, June 1976. P. 707-708.
19. *Rubinow S.I., Keller J.B.* The transverse force on a spinning sphere moving in viscous fluid. // J. Fluid Mech. 1961. V. 11. Pt. 3. P. 447-459.
20. *Oesterlé B., Bui Dinh T.* Experiments on the lift of a spinning sphere in a range of intermediate Reynolds numbers. // Experiments in Fluids. Vol. 25, No. 1, June 1998. P. 16-22.
21. *Dennis S.C.R., Singh S.N., Ingham D.B.* The steady flow due to a rotating sphere at low and moderate Reynolds numbers. // J. Fluid Mech. 1981. V. 101. Pt. 2. P. 257-280.
22. *Harten, A., Lax, P.D and van Leer, B.* On Upstream Differencing and Godunov-type Schemes for Hyperbolic Conservation Laws, SIAM Review 25, 1983, No.1, 35-61.
23. *Куликовский А.Г., Погорелов Н.В., Семенов А.Ю.* Математические вопросы численного решения гиперболических систем уравнений. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001, 608 с.
24. *Винников В.В., Поликша И.В., Ревизников Д.Л.* Применение метода погруженной границы к решению задач теплообмена с подвижным фронтом фазового перехода // Труды Четвертой Российской национальной конференции по теплообмену: в 8 томах. Т.7. М.: Издательский дом МЭИ, 2006, С. 183-186.
25. *van der Vorst H.A.* Krylov subspace iteration. // Computing in Science & Engineering. 2000, V. 2. N 1, P. 32 -37.