

УДК 533.6.011.55:533.6.011.8

© 1997 г. И.В. ЕГОРОВ, В.С. НИКОЛЬСКИЙ

РОЛЬ КОЛЕБАТЕЛЬНО-ДИССОЦИАЦИОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИ ГИПЕРЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ

Рассматривается проблема колебательно-диссоциационного взаимодействия при гиперзвуковом обтекании сферы в некотором диапазоне основных определяющих параметров задачи. Исследования проведены на основе численного решения полных уравнений Навье-Стокса для термически равновесной и неравновесной моделей воздуха с учетом неравновесного протекания химических реакций при различных каталитических свойствах поверхности тела. Обсуждается роль термохимической неравновесности в формировании структуры поля течения при гиперзвуковом обтекании наветренной части затупленного тела.

Одна из основных проблем гиперзвукового обтекания состоит в адекватном моделировании физико-химических превращений. При этом рассматриваются различные модели гомогенных и гетерогенных процессов, протекающих в высокотемпературной возмущенной области течения [1].

В настоящее время повышенный интерес проявляется к исследованию колебательно-диссоциационного взаимодействия при обтекании затупленных тел с произвольной каталитической активностью поверхности [2, 3]. В частности, это связано с анализом проблемы неравновесного излучения [4, 5], интенсивность которого определяется концентрацией возбужденных частиц, уровнем возбуждения колебательных степеней свободы молекулярных компонент и другими факторами.

При исследовании проблемы аэродинамического нагревания тел, движущихся в верхних слоях атмосферы Земли со скоростями, близкими к первой и второй космической, учет термохимической неравновесности может приводить к увеличению теплового потока к некаталитической поверхности до 25% по сравнению с термически равновесным случаем [6, 7]. Это свидетельствует о важной роли колебательно-диссоциационного взаимодействия при анализе проблемы теплообмена и необходимости проведения дополнительных исследований с целью рассмотрения альтернативных моделей колебательно-диссоциационного взаимодействия, изучения проблемы теплообмена на всей омываемой поверхности в широком диапазоне определяющих параметров задачи.

Отход головной ударной волны от поверхности затупленного тела при гиперзвуковом обтекании существенно зависит от возбуждения внутренних степеней свободы компонент смеси газов и поэтому служит одним из основных параметров при анализе проблемы колебательно-диссоциационного взаимодействия [8].

Определенный интерес проявляется к сравнению расчетных и экспериментальных данных гиперзвукового обтекания в наземных установках [8, 9] и в натуральных полетах [4]. Большое внимание уделяется при этом поиску более адекватной математической модели колебательно-диссоциационного взаимодействия [3, 10]. Во многих работах приводятся результаты для отдельных случаев обтекания, но недостаточно внимания уделяется исследованию аэродинамических характеристик в широком диапазоне определяющих параметров задачи.

Настоящая работа является продолжением исследований [6, 11] и посвящена анализу колебательно-диссоциационного взаимодействия при обтекании сферы радиусом

$R_w = 0,4$ м при скоростях набегающего потока $V_\infty = 4 + 12$ км/с. В отличие от [11] математическое моделирование термохимической неравновесности реализовано в рамках численного решения полных уравнений Навье–Стокса. Расчеты проведены для термически равновесной и неравновесной моделей воздуха с учетом неравновесного протекания химических реакций при различных каталитических свойствах поверхности тела. Обсуждается роль термохимической неравновесности в формировании структуры поля течения при гиперзвуковом обтекании всей наветренной части затупленного тела.

1. Определяющие уравнения и граничные условия. Уравнения Навье–Стокса в произвольной криволинейной системе координат ξ, η : $x = x(\xi, \eta)$, $y = y(\xi, \eta)$, где x, y – декартовы координаты, – можно записать в дивергентной форме

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial \xi} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial \eta} = \mathbf{B}$$

Здесь \mathbf{Q} – вектор консервативных зависимых переменных задачи, \mathbf{E} и \mathbf{G} – векторы потоков в криволинейной системе координат, \mathbf{B} – вектор источника. Векторы $\mathbf{Q}, \mathbf{E}, \mathbf{G}$ и \mathbf{B} связаны с соответствующими векторами $\mathbf{Q}_c, \mathbf{E}_c, \mathbf{G}_c$ и \mathbf{B}_c в декартовой системе координат по формулам

$$\mathbf{Q} = J\mathbf{Q}_c, \quad \mathbf{E} = J\left(\mathbf{E}_c \frac{\partial \xi}{\partial x} + \mathbf{G}_c \frac{\partial \xi}{\partial y}\right), \quad \mathbf{G} = J\left(\mathbf{E}_c \frac{\partial \eta}{\partial x} + \mathbf{G}_c \frac{\partial \eta}{\partial y}\right), \quad \mathbf{B} = J\mathbf{B}_c, \quad J = \frac{\partial(x, y)}{\partial(\xi, \eta)}$$

в которых J – якобиан преобразования.

Декартовы компоненты векторов $\mathbf{Q}_c, \mathbf{E}_c, \mathbf{G}_c$ и \mathbf{B}_c для двухмерных уравнений Навье–Стокса имеют вид

$$\mathbf{Q}_c = \begin{pmatrix} \rho_i \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho e \\ \rho_k e_{v,k} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{E}_c = \begin{pmatrix} \rho_i u + I_x^i \\ \rho u^2 + p + \tau_{xx} \\ \rho uv + \tau_{xy} \\ \rho uH + q_x \\ \rho_k u e_{v,k} + q_{v,x}^k \end{pmatrix}, \quad \mathbf{G}_c = \begin{pmatrix} \rho_i v + I_y^i \\ \rho uv + \tau_{xy} \\ \rho v^2 + p + \tau_{yy} \\ \rho vH + q_y \\ \rho_k v e_{v,k} + q_{v,y}^k \end{pmatrix}, \quad \mathbf{B}_c = \begin{pmatrix} \omega_i \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \omega_{v,k} \end{pmatrix}$$

$$e = h - \frac{p}{\rho} + \frac{u^2 + v^2}{2}, \quad H = h + \frac{u^2 + v^2}{2}, \quad h = \sum h_i C_i$$

Здесь ρ_i – массовая плотность i -й компоненты смеси газов ($i = 1, \dots, L$); L – число компонент смеси газов. Рассматривается модель воздуха с $L = 9$ ($O_2, N_2, NO, O, N, NO^+, O_2^+, N_2^+, e^-$). В принятых обозначениях ρ – суммарная плотность смеси газов; u, v – декартовы компоненты вектора скорости \mathbf{V} ; p – давление; e – полная энергия на единицу объема; H – полная энтальпия, h – статическая энтальпия смеси газов; C_i, ω_i, h_i – массовые концентрации, скорости образования, статические энтальпии компонент смеси газов; $e_{v,k}$ – удельная энергия колебательных степеней свободы двухатомных молекул, определяемая по формуле гармонического осциллятора

$$e_{v,k} = \frac{R}{M_k} \frac{\theta_k}{\exp(\theta_k / T_k) - 1}$$

где M_k – молярный вес k -й компоненты смеси газов; R – универсальная газовая постоянная; θ_k, T_k – характеристические и колебательные температуры. Использована трехтемпературная модель колебательной релаксации воздуха ($k = 1, \dots, K$) с $K = 3$, в которой $k = 1$ соответствует возбуждению колебательных степеней свободы молекулы O_2 , $k = 2$ – N_2 , $k = 3$ – NO . Предполагалось, что все вращательные степени свободы молекул возбуждены равновесно и вращательные температуры $T_{r,k}$ совпадают с

поступательной T . Статические энтальпии атомарных и молекулярных компонент смеси газов определялись по формулам

$$h_i = \frac{5}{2} \frac{R}{M_i} T + h_i^\circ, \quad h_k = \frac{7}{2} \frac{R}{M_k} T + e_{v,k} + h_k^\circ$$

Здесь h_i° – энтальпия образования компоненты смеси газов.

В векторах потоков уравнений Навье–Стокса τ – тензор напряжений, \mathbf{q} – вектор теплового потока, \mathbf{I}^i – вектор диффузионного потока i -компоненты, \mathbf{q}_V^k – вектор потока колебательной энергии молекулярной компоненты

$$\tau_{xx} = \mu \left(\frac{2}{3} \operatorname{div} \mathbf{V} - 2 \frac{\partial u}{\partial x} \right), \quad \tau_{xy} = \tau_{yx} = -\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right), \quad \tau_{yy} = \mu \left(\frac{2}{3} \operatorname{div} \mathbf{V} - \frac{\partial v}{\partial y} \right)$$

$$\mathbf{q} = -\lambda \operatorname{grad}(T) + \tau \mathbf{V} + \sum_{i=1}^L h_i^* \mathbf{I}^i + \sum_{k=1}^K \mathbf{q}_V^k, \quad \mathbf{I}^i = -\rho D_i \operatorname{grad}(C_i), \quad \mathbf{q}_V^k = -\rho D_V^k \operatorname{grad}(C_k e_{v,k})$$

где $h_i^* = h_i - e_{v,k}$ – удельная энтальпия компоненты смеси газов без учета колебательной энергии ($e_{v,k} = 0$ для O и N); μ , λ , D_i , D_V^k – коэффициенты вязкости, теплопроводности, диффузии и самодиффузии. В данной работе \mathbf{I}^i определен в приближении бинарной модели диффузии.

Вектор источника \mathbf{V} в уравнениях Навье–Стокса для плоского ($v = 0$) и осесимметричного ($v = 1$) случаев имеет вид

$$\mathbf{V} = J \left(\omega_i, 0, \frac{v}{r} \left(p + 2\mu \left(\frac{1}{3} \operatorname{div} \mathbf{V} - \frac{v}{r} \right) \right), 0, \omega_{v,k} \right)^T, \quad \omega_{v,k} = Q_{v_i,k} + Q_{v_v,k} + Q_{v_c,k}$$

где $r = |y|$ – расстояние от оси симметрии; $Q_{v_i,k}$ отвечает за неупругие колебательно-поступательные взаимодействия; $Q_{v_v,k}$ – колебательно-колебательные взаимодействия; $Q_{v_c,k}$ – влияние химических реакций на колебательную релаксацию.

При решении задачи считалось, что

$$p = \rho R T / M, \quad M = (\sum C_i / M_i)^{-1}, \quad \sum C_i = 1, \quad \sum \mathbf{I}^i = 0$$

где M – молярный вес смеси газов. Условия постоянства элементного состава и нулевого значения диффузионных потоков элементов газовой смеси следуют из бинарной модели диффузии для однородной смеси газов. При определении плотности электронов предполагалось, что газ является квазинейтральным, а процесс ионизации – фоновый; его вклад не учитывался в балансе полной энергии. Это допущение справедливо при скоростях $V_\infty \leq 8 + 9$ км/с и становится не вполне корректным при больших скоростях. Отметим также, что наличие заряженных частиц может существенно повлиять на величину коэффициентов переноса.

Задача сверхзвукового обтекания наветренной части затупленного тела решалась с выделением головной ударной волны в области, ограниченной обтекаемой поверхностью тела (сферы) $\eta = 0$, осью симметрии течения $\xi = 0$, поверхностью ударной волны $\eta = 1$ и выходной границей $\xi = \xi_0$. При этом координаты ξ , η были связаны с декартовыми x , y и с переменной отхода ударной волны от поверхности тела $x^S(\xi)$ соотношениями

$$x = x_w(\xi) + x^S(\xi) \cdot f(\eta) \cdot n_w^x(\xi), \quad y = y_w(\xi) + x^S(\xi) \cdot f(\eta) \cdot n_w^y(\xi)$$

Здесь $x_w(\xi)$, $y_w(\xi)$ – параметрическое представление обтекаемой поверхности; $n_w^x(\xi)$, $n_w^y(\xi)$ – декартовы компоненты единичного вектора ее внешней нормали, $f(\eta)$ –

функция, определяющая сгущение узлов расчетной сетки по нормальной к поверхности тела координате. Для сферы $x_w(\xi) = -\cos(\pi\xi)$, $y_w(\xi) = \sin(\pi\xi)$.

На ударной волне при $\eta = 1$ ставились обобщенные условия Рэнкина – Гюгонно $\mathbf{G} - \mathbf{G}_\infty = 0$. Предполагалось, что набегающий поток состоит из молекулярного азота и кислорода ($C_{O_2} = 0,233$). При вычислении диффузионной составляющей вектора потока \mathbf{G} в законах сохранения на ударной волне дифференциальные операторы определялись по формулам

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial \eta}{\partial x} \frac{\partial}{\partial \eta}, \quad \frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial \eta}{\partial y} \frac{\partial}{\partial \eta}$$

На границе расчетной области, совпадающей с твердой поверхностью тела $\eta = 0$, ставились условия непротекания и прилипания, условие равновесно-радиационного излучения

$$q_n + \epsilon \sigma T^4 = 0$$

в котором ϵ – коэффициент черноты поверхности; σ – постоянная Стефана–Больцмана, q_n – проекция вектора теплового потока \mathbf{q} на нормаль к поверхности тела. Для компонент смеси газов использованы условия

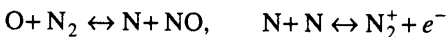
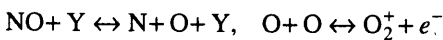
$$I_n^i + K_i \rho_i = 0$$

где K_i – коэффициент каталитичности твердой поверхности тела. Во всех расчетах для окиси азота принималось $K_{NO} = 0$. Для колебательных температур на поверхности тела предполагалось выполнение условий равновесия $T_k = T$.

На оси симметрии при $\xi = 0$ значения газодинамических переменных определялись из условия четности и нечетности. На выходной границе расчетной области использованы "мягкие" условия экстраполяции искомым переменных $\mathbf{U} = (u, v, p, T, T_k, C_i, x^S)^T$ с аппроксимацией вида $3\mathbf{U}_k - 4\mathbf{U}_{k-1} + \mathbf{U}_{k-2} = 0$. Здесь \mathbf{U} – вектор неконсервативных зависимых переменных задачи, $\dim(\mathbf{U}) = 14$.

Вектор зависимых переменных задачи включает в себя x^S . При решении задачи неявным методом для определения x^S было использовано дополнительное дифференциальное уравнение $\partial x^S / \partial \eta = 0$, а для полноты системы граничных условий на ударной волне к условиям Рэнкина–Гюгонно необходимо добавить еще одно соотношение [12]. В качестве такого соотношения использовалось условие экстраполяции давления по внутренним точкам на поверхность ударной волны.

2. Моделирование химических процессов, колебательных степеней свободы молекул и коэффициентов переноса. При моделировании неравновесных химических процессов рассматривались следующие реакции диссоциации, обмена и ассоциативной ионизации



где Y – каталитическая частица, в качестве которой может выступать любая компонента газовой смеси. Скорость образования компоненты смеси газов ω_i определялась по формуле

$$\omega_i = M_i \sum_{l=1}^{20} R_{i,l}, \quad R_{i,l} = \rho^2 (v''_{i,l} - v'_{i,l}) k_{b,l} \left[K_{C,l} \prod_j X_j^{v''_{j,l}} - \prod_j X_j^{v'_{j,l}} \right]$$

$$K_{C,k}(T, T_k) = K_{C,k}(T) \Phi_k(T, T_k)$$

где $X_j = C_j/M_j$ – мольная концентрация j -й компоненты, l – номер реакции, $v'_{i,l}, v''_{i,l}$ – стехиометрические коэффициенты. Скорости обратных реакций $k_{b,l}(T)$ и константы равновесия $k_{c,l}(T)$ определялись по соотношениям, рекомендованным в [13]. Воздействие неравновесного возбуждения колебательных степеней свободы молекул на скорости реакций диссоциации учитывалось через двухтемпературную зависимость константы равновесия.

Для констант равновесия реакций диссоциации функция $\Phi_l(T, T_k)$ определялась на основе модели эффективного колебательного уровня, отстоящего от предела диссоциации на величину βT (β -модель диссоциации [10]), по формуле

$$\Phi_k(T, T_k) = \exp\left(-\frac{D_k}{T}\right) \frac{1 - \exp(-\theta_k/T_k)}{1 - \exp(-\theta_k/T)} \cdot \exp\left[-(D_k - \beta_k T) \left(\frac{1}{T_k} - \frac{1}{T}\right)\right]$$

Здесь D_k – энергия диссоциации в градусах. При расчетах для O_2, N_2, NO использованы значения D_k 59400; 113200; 75500 и β_k 1,5; 3; 3 из [10]. Для реакций обмена и ионизации полагалось $\Phi_l(T, T_k) = 1$.

Моделирование взаимодействия между колебательными и поступательными степенями свободы осуществлялось на основе выражения Ландау–Тейлора

$$Q_{Vl,k} = \rho_k \frac{e_{V,k}(T) - e_{V,k}(T_k)}{\tau_k + \tau_{0,k}}, \quad \tau_k = \frac{1}{\rho N_A P_k}, \quad P_k = \sum_j p_{k,j}(T) X_j$$

где τ_k – время релаксации. Здесь N_A – число Авогадро. Вид вероятностных функций $p_{k,j}(T)$ определялся по данным работы [14]. Для $T > 8000$ К использовалась поправка Парка $\tau_{0,k}$ [15]

$$\tau_{0,k} = \frac{M}{\rho N_A \sigma} \sqrt{\frac{8RT}{\pi M_k}}, \quad \sigma = 10^{-20}$$

Обмен энергии между колебательными степенями свободы молекул моделировался с помощью выражения

$$Q_{VV,k} = \rho^2 N_A C_k \frac{\theta_k R}{M_k} \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq k}}^K X_j \Theta_{j,k}(T) \left(e_{V,j}^* (1 + e_{V,k}^*) - e_{V,k}^* (1 + e_{V,j}^*) \exp\left(-\frac{T_k - T_j}{T}\right) \right)$$

$$e_{V,k}^* = \frac{1}{\exp(\theta_k/T_k) - 1}$$

Вид функций $\Theta_{j,k}(T)$ определялся по данным работы [14].

Изменение колебательной энергии молекул за счет химических реакций рассчитывалось с использованием выражения

$$Q_{VC,k} = M_k \left(\sum_{l=1}^{15} R_{k,l} \frac{(D_k - \beta_k T) R}{M_k} + \sum_{l=16}^{17} R_{k,l} e_k \right)$$

в котором первое слагаемое отвечает за реакции диссоциации. При этом считается, что средние изменения удельной колебательной энергии при единичном акте диссоциации и рекомбинации равны $(D_k - \beta_k T)R/M_k$. Второе слагаемое отвечает за реакции обмена, а среднее изменение удельной колебательной энергии при единичном акте обменной реакции принимается равным удельной колебательной энергии e_k вновь образующейся или исчезающей молекулы.

При определении вязкости и теплопроводности смеси газов использованы полуэмпирические формулы Уилки [16] и Масона–Саксены [17]

$$\mu = \sum X_i \mu_i \left[X_i + \sum_{j \neq i} G_{ij} X_j \right]^{-1}, \quad \lambda = \sum_i X_i \lambda_i \left[X_i + 1,065 \cdot \sum_{j \neq i} G_{ij} X_j \right]^{-1}$$

$$G_{ij} = \frac{1}{2\sqrt{2}} \left(1 + \sqrt{\frac{\mu_i}{\mu_j}} \sqrt{\frac{M_j}{M_i}} \right)^2 \left/ \left(1 + \frac{M_i}{M_j} \right)^{1/2} \right.$$

$$\mu_i = \frac{2,6693 \cdot 10^{-6} T^{0,6472} \sqrt{M_i}}{1,157 \sigma_i^2 \varepsilon_i^{0,1472}}, \quad \lambda_i = 3,75 \cdot 10^3 \frac{R \mu_i}{M_i} \left(0,115 + c_{pi} \frac{0,354 \cdot 10^{-3} M_i}{R} \right)$$

Здесь μ_i, λ_i – коэффициенты вязкости и теплопроводности чистого газа. Диаметр столкновения σ_i и параметр ε_i в потенциальной энергии межмолекулярного взаимодействия для нейтральных компонент газа определялись по данным работы [18]

	O ₂	N ₂	NO	O	N
σ_i	3,467	3,798	3,492	3,05	3,298
ε_i	106,7	71,4	116,7	106,7	71,4

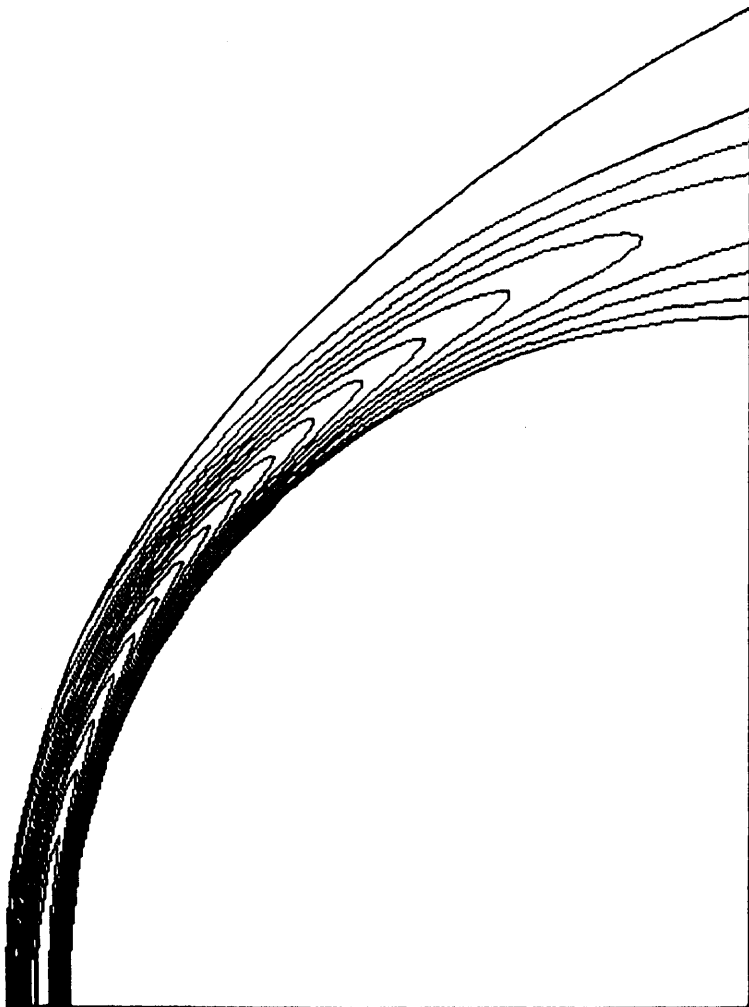
Для вывода функциональной зависимости коэффициентов переноса использован потенциал Леннарда–Джонса [18]. При расчете теплопроводности чистого газа λ_i учитывался вклад энергии, обусловленной вращательными степенями свободы при температуре T (поправка Эйкена).

Коэффициенты диффузии определялись из условия постоянства чисел Шмидта $Sm_i = \mu / (\rho D_i)$, значения которых принимались равными 0,5 для нейтральных компонент смеси газов и 0,25 для ионов. При определении коэффициентов самодиффузии термодиффузии в выражении для потока колебательной энергии использовано условие постоянства чисел $S_k = \mu / (\rho D_k^t)$, значения которых принимались равными 0,5.

3. Аппроксимация уравнений и решение сеточных уравнений. Сформулированная задача решалась численно на основе интегроинтерполяционного метода (метода конечного объема). Его применение к уравнениям Навье–Стокса, записанным в дивергентном виде, позволяет получить разностные аналоги законов сохранения. Исползованная консервативная разностная схема является полностью неявной, что позволяет теоретически снять ограничения по устойчивости при решении жесткой системы дифференциальных уравнений. При аппроксимации конвективной и диффузионной составляющей вектора потоков \mathbf{E} и \mathbf{G} в полудельных узлах использована схема типа центральных разностей второго порядка точности.

Шаблон разностной схемы, на котором аппроксимируются полные уравнения Навье–Стокса, состоит из девяти точек. Данная схема не относится к классу монотонных разностных схем и, следовательно, не может применяться для решения задач с разрывами. Однако при исследовании задач, в которых зависимые переменные имеют гладкий характер поведения, схема типа центральных разностей позволяет получать более точные результаты по сравнению с монотонными схемами (последние, как правило, не дают строго второго порядка точности).

Задача решалась на неравномерной расчетной сетке. Вблизи верхней (ударная волна) и нижней (твердая поверхность тела) границ расчетной области выбирались две зоны толщиной $2 / \sqrt{Re}$, в каждой из которых после сгущения содержалось 20% от общего числа узлов в поперечном направлении.

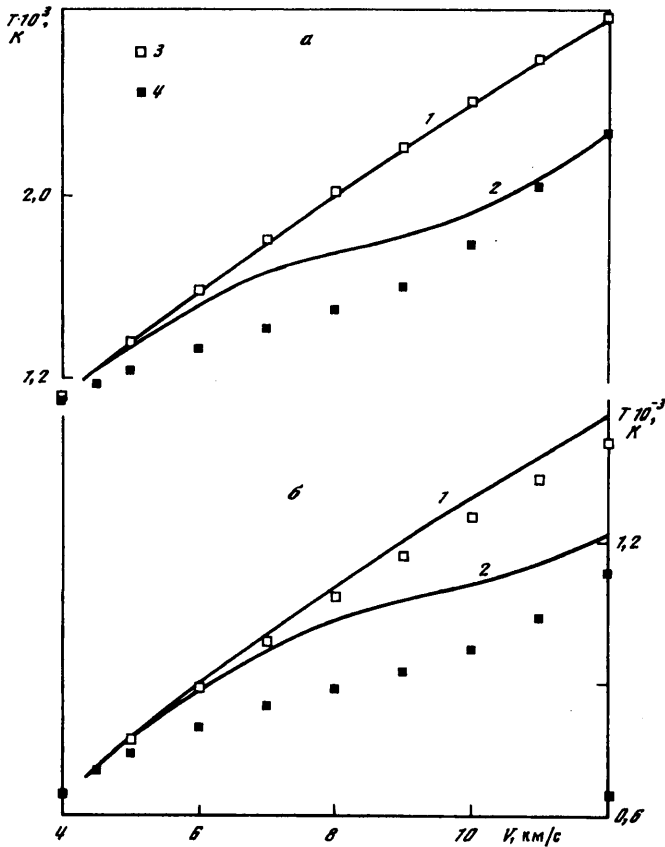


Фиг. 1. Изолинии массовой концентрации атомарного азота C_N для $V_\infty = 8$ км/с, абсолютно каталитическая поверхность. Термически неравновесная модель воздуха. $C_N^{\min} = 0$, $C_N^{\max} = 0,195$, $\Delta C_N = 0,013$

Для решения нелинейных сеточных уравнений $F(\mathbf{X}) = 0$, получаемых при аппроксимации дифференциальных, где \mathbf{X} – вектор искомых сеточных переменных, использован модифицированный метод Ньютона. В процессе численного решения итерационный параметр τ_k определялся по формуле работы [19]. По мере сходимости итерационного процесса $\tau_k \rightarrow 1$, а скорость сходимости теоретически стремится к квадратичной.

Формирование матрицы Якоби осуществлялось при помощи конечных приращений вектора невязки по вектору искомых сеточных переменных. При аппроксимации уравнений Навье–Стокса для термохимически неравновесной смеси газов оператор $\mathbf{D} = \partial \mathbf{F} / \partial \mathbf{U}$ имеет разреженную блочную девятидиагональную структуру, а элементарный блок – плотная матрица размером 14×14 .

Решение системы линейных алгебраических уравнений, получаемых на итерации по нелинейности, осуществлялось при помощи прямого метода LU-разложения ($\mathbf{D} = \mathbf{LU}$,

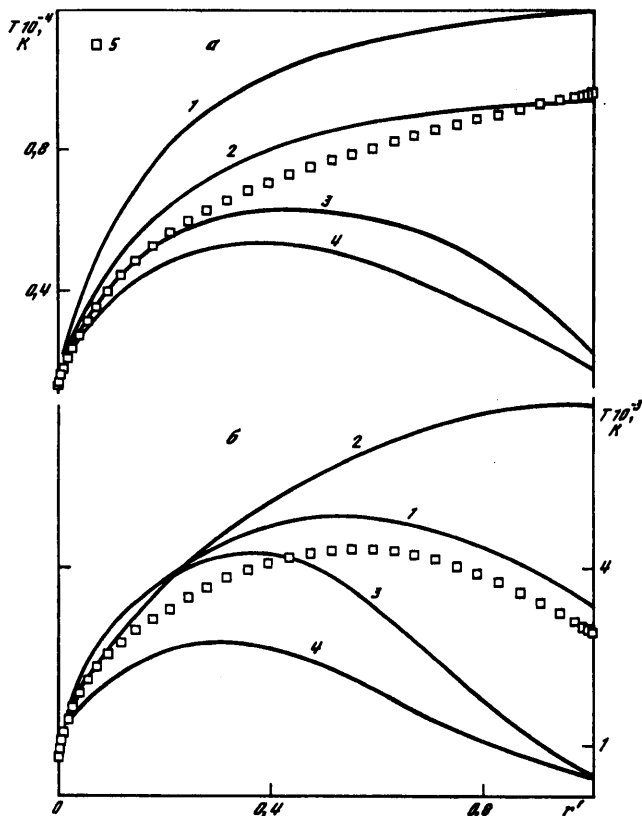


Фиг. 2. Зависимость температуры поверхности сферы от скорости набегающего потока. 1, 2 – термически неравновесная, 3, 4 – термически равновесная модель воздуха; 1, 3 – абсолютно каталитическая, 2, 4 – абсолютно некаталитическая поверхность тела; а – $\varphi = 0^\circ$, б – $\varphi = 90^\circ$

где L – нижняя, U – верхняя треугольные матрицы). Для снижения суммарного числа арифметических операций предварительно анализировалась структура разреженности матриц L и U и проводилась перенумерация неизвестных по методу вложенных сечений [20]. Эта методика была многократно опробована в численных экспериментах и доказала свою надежность и высокую эффективность [21, 22].

4. Результаты расчетов и их анализ. Исследования влияния колебательно-диссоциационного взаимодействия на структуру поля течения и аэродинамические характеристики проведено на примере обтекания наветренной части сферы радиусом $R_w = 0,4$ м в диапазоне скоростей набегающего потока $V_\infty = 4 + 12$ км/с. Условия невозмущенного набегающего потока соответствовали высоте полета $H = 80$ км. Расчеты проведены для термически равновесной и неравновесной моделей воздуха для двух предельных случаев каталитической и некаталитической поверхности тела: абсолютно каталитической и абсолютно некаталитической. Коэффициент черноты поверхности выбран равным $\epsilon = 0,85$.

Основная часть расчетов проведена на сетке, содержащей 61×51 узлов по переменным ξ и η соответственно. Выборочный анализ точности и сходимости данных, проведенный с использованием сетки с большим и меньшим числом узлов, показал, что погрешность определения равновесной радиационной температуры поверхности не превосходила 1%.



Фиг. 3. Профили поступательной и колебательных температур ($V_{\infty} = 5$ км/с). 1 – T , 2 – T_{NO} , 3 – T_{O_2} , 4 – T_{N_2} для термически неравновесной модели газа, 5 – T для термически равновесной модели газа; а – $\varphi = 0^\circ$, б – $\varphi = 90^\circ$

На фиг. 1 представлены изолинии массовой концентрации атомарного азота C_N для $V_{\infty} = 8$ км/с, абсолютно каталитическая поверхность. Данные фиг. 1 соответствуют термически неравновесной модели воздуха. Анализ расчетных данных показывает, что учет неравновесного возбуждения колебательных степеней свободы молекул существенно влияет на размеры возмущенной области течения: увеличивается отход ударной волны от поверхности тела. Например, максимальное значение концентрации атомарного азота $C_N = 0,195$ для термически неравновесной и $C_N = 0,374$ для термически равновесной модели. Это свидетельствует о "затягивании" химических реакций диссоциации.

Зависимости равновесной радиационной температуры поверхности в двух точках ($\varphi = 0, 90^\circ$) сферы от V_{∞} представлены на графиках фиг. 2. На этих и последующих графиках точками обозначены данные, соответствующие термически равновесной, сплошными линиями – термически неравновесной модели воздуха. Учет неравновесного возбуждения колебательных степеней свободы молекул приводит к увеличению температуры нагрева некаталитической поверхности тела по сравнению с термически равновесным случаем. Эффект колебательно-диссоциационного взаимодействия более существен при относительно низких скоростях, когда степень диссоциации невелика, и становится меньшим при высоких скоростях, когда степень диссоциации значительна. При продвижении вниз по потоку от линии торможения

значение T_w термически неравновесной модели становится большим, чем T_w термически равновесной модели для обеих каталитических свойств поверхности (фиг. 2). Этот эффект связан с конвективным переносом колебательной энергии вниз по потоку.

Для более детального анализа структуры поля течения на графиках фиг. 3–5 представлены профили ($r' = r^* / x^S$, r^* – расстояние по нормали от поверхности тела до ударной волны) поступательной и колебательных температур в двух сечениях ($\varphi = 0, 90^\circ$). Данные фиг. 3–5 соответствуют определяющим параметрам $V_\infty = 5, 8, 12$ км/с соответственно.

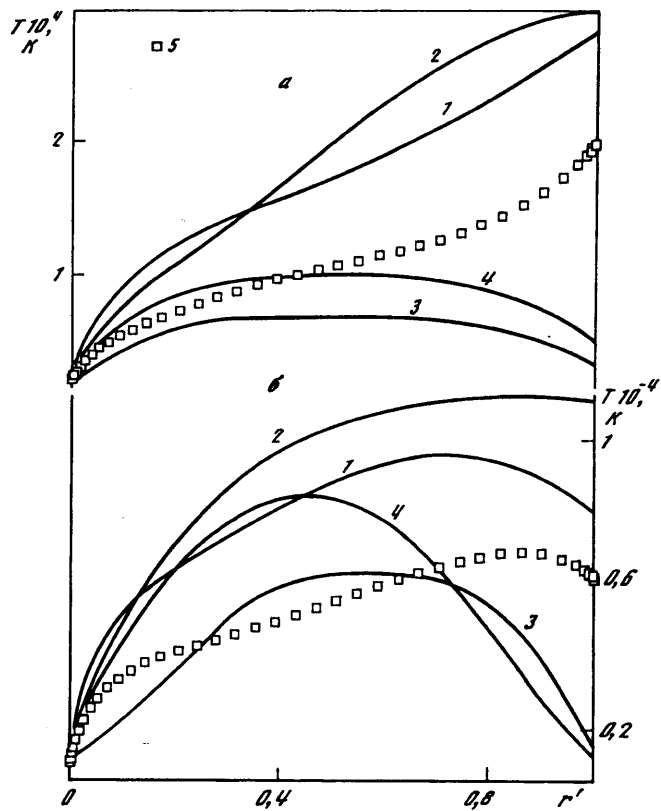
Для относительно небольших скоростей $V_\infty = 5$ км/с колебательная температура T_k значительно различается для молекулярных компонент. Эффект превышение T_{NO} и T_{O_2} над T при продвижении вниз по потоку от критической точки связан с более быстрым уменьшением поступательно-вращательной температуры T по сравнению с T_{NO} и T_{O_2} на разгонном участке ударного слоя.

Для скорости $V_\infty = 8$ км/с (фиг. 4) колебательная температура T_{NO} уже на линии торможения становится выше T . По характеру поведения T, T_{NO} на линии торможения (фиг. 4) можно заключить, что поступательно-вращательная температура T принимает максимальное значение в окрестности ударной волны, при этом $\max T > \max T_{NO}$. Аналогичный эффект отмечается в [9]. В отличие от небольших скоростей ($V_\infty = 5$ км/с) при $V_\infty = 8$ км/с колебательная температура T_{O_2} становится меньше, чем T_{N_2} , за счет более интенсивной убыли молекул O_2 . В окрестности боковой поверхности ($V_\infty = 8$ км/с, фиг. 4) колебательные температуры T_{NO} и T_{N_2} превосходят поступательно-вращательную T , что свидетельствует о "замораживании" колебательных температур на разгонном участке ударного слоя, тогда как перераспределение энергии между поступательно-вращательными степенями свободы и кинетической энергией газа происходит быстрее.

При больших скоростях набегающего потока $V_\infty = 12$ км/с (фиг. 5) поступательно-вращательная температура на линии торможения термически неравновесной модели близка к T равновесной модели. Малый уровень колебательной энергии O_2 и N_2 обусловлен высокой степенью диссоциации молекул O_2 и N_2 на линии торможения. Однако уже на боковой поверхности (фиг. 5) поступательно-вращательная температура T термически неравновесной модели близка к T_{NO}, T_{O_2} и T_{N_2} . Эти изменения температур обусловлены повышением доли колебательной энергии смеси газов в окрестности боковой поверхности тела за счет объемной рекомбинации.

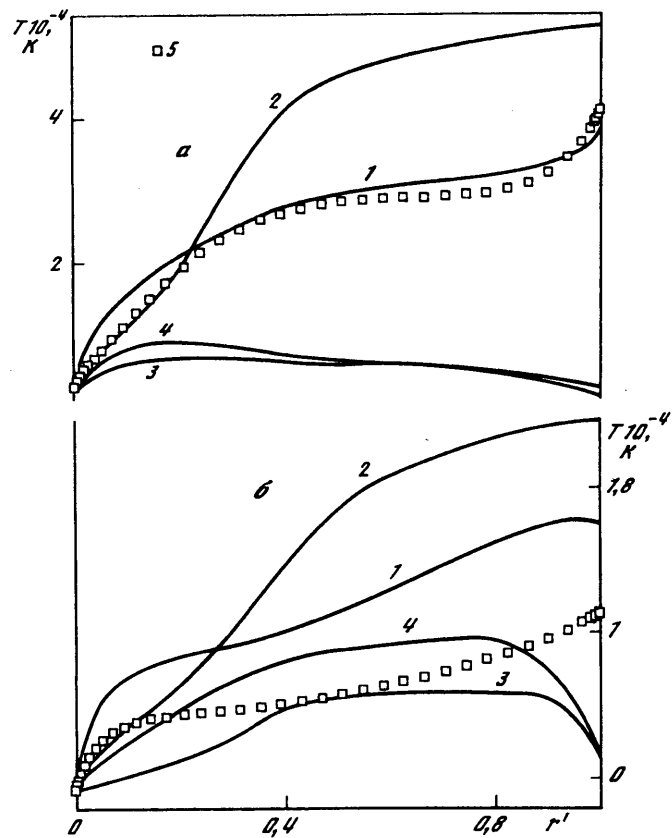
Величина x^S сильно зависит от интенсивности физико-химических процессов в ударном слое. С другой стороны, x^S относительно легко определяется в эксперименте и может служить для сравнения расчетных и экспериментальных данных. На фиг. 6 представлены зависимости x^S в двух точках ($\varphi = 0, 90^\circ$) от V_∞ . Согласно этим данным, различие x^S для термически равновесной и неравновесной моделей может достигать до 30%, что имеет важное значение при сопоставлении расчетных и экспериментальных данных. Немонотонный характер графика $x^S(V_\infty)$ для линии торможения обусловлен тем, что на начальном этапе увеличения V_∞, x^S уменьшается за счет повышения доли колебательной энергии смеси газов, при дальнейшем увеличении V_∞, x^S начинает увеличиваться за счет уменьшения доли колебательной энергии смеси газов (повышается степень диссоциации). По-видимому, точка с минимальным значением x^S соответствует ситуации, когда доля колебательной энергии максимальна.

Для оценки степени диссоциации на графиках фиг. 7 представлены профили C_N вдоль линии торможения и линии, нормальной к поверхности тела, в сечении $\varphi = 90^\circ$ для $V_\infty = 8$ км/с. Эти данные позволяют оценить степень "затягивания" химических



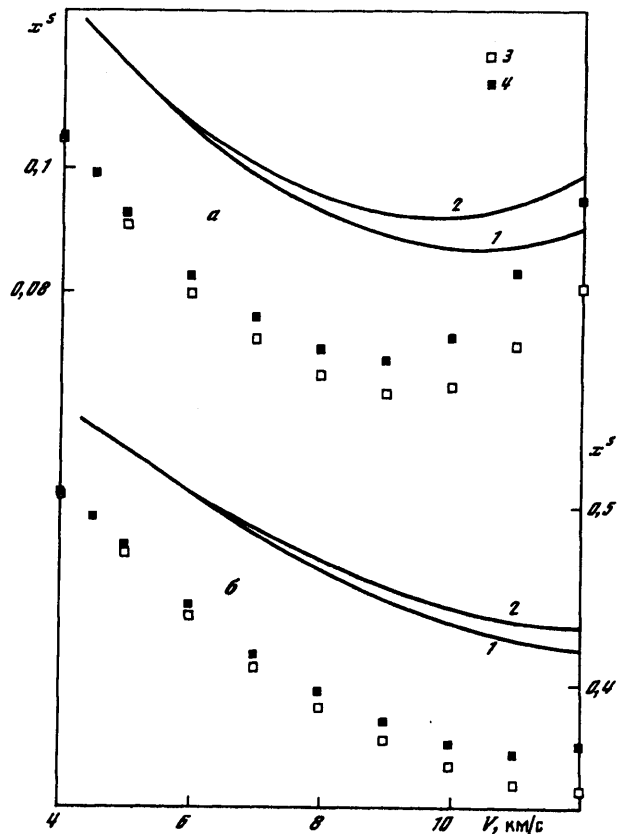
Фиг. 4

Фиг. 4. Профили поступательной и колебательных температур ($V_{\infty} = 8$ км/с). 1 – T , 2 – T_{NO} , 3 – T_{O_2} , 4 – T_{N_2} для термически неравновесной модели газа, 5 – T для термически равновесной модели газа; а – $\varphi = 0^\circ$, б – $\varphi = 90^\circ$

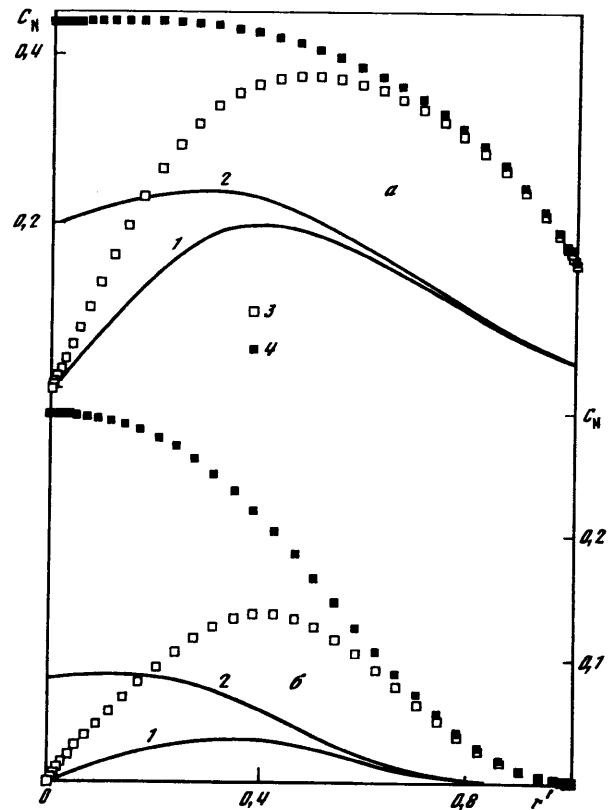


Фиг. 5

Фиг. 5. Профили поступательной и колебательных температур ($V_{\infty} = 12$ км/с). 1 – T , 2 – T_{NO} , 3 – T_{O_2} , 4 – T_{N_2} для термически неравновесной модели газа, 5 – T для термически равновесной модели газа; а – $\varphi = 0^\circ$, б – $\varphi = 90^\circ$



Фиг. 6



Фиг. 7

Фиг. 6. Зависимость x^s от скорости набегающего потока, 1, 2 – термически неравновесная, 3, 4 – термически равновесная модель воздуха; 1, 3 – абсолютно каталитическая, 2, 4 – абсолютно некаталитическая поверхность тела; а – $\varphi = 0^\circ$, б – $\varphi = 90^\circ$

Фиг. 7. Профили C_N для $V_\infty = 8$ км/с. 1, 2 – термически неравновесная; 3, 4 – термически равновесная модель воздуха; 1, 3 – абсолютно каталитическая, 2, 4 – абсолютно некаталитическая поверхность тела; а – $\varphi = 0^\circ$, б – $\varphi = 90^\circ$

реакций диссоциации при колебательно-диссоциационном взаимодействии. Из фиг. 7 видно, что максимальная концентрация C_N уменьшается примерно в 2 раза на линии торможения и в 3 раза на боковой поверхности тела для термически неравновесной модели по сравнению с равновесной. Это обуславливает значительное (около 200° К) увеличение температуры нагрева некаталитической поверхности тела для термически неравновесной модели воздуха.

Закключение. Установлено, что при продвижении вниз по потоку от критической точки аэродинамический нагрев поверхности тела для термически неравновесной модели становится большим, чем для термически равновесной модели, для обеих каталитических свойств поверхности. Получен эффект превышения колебательных температур над поступательной при продвижении вниз по потоку от критической точки, что свидетельствует о "замораживании" колебательных температур на разгонном участке ударного слоя, тогда как перераспределение энергии между поступательно-вращательными степенями свободы и кинетической энергией газа происходит быстрее. Для $V_\infty = 8$ км/с колебательная температура T_{NO} уже на линии торможения становится выше поступательной T . Наблюдается немонотонный характер поведения отхода ударной волны от V_∞ с точкой минимума, соответствующей примерно максимуму колебательной энергии.

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 94-01-01384а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Tirsky G.A.* Up-to-date gasdynamic models of hypersonic aerodynamics and heat transfer with real gas properties // *Ann. Rev. Fluid Mech.* 1993. V. 25. P. 151–181.
2. *Sharma S.P., Park C.* A survey of simulation and diagnostic techniques for hypersonic nonequilibrium flows // *AIAA Paper.* 1987. № 0406. 17 p.
3. *Wada Y., Ogawa S., Kubota H.* Thermo-chemical models for hypersonic flows // *Internat. J. Computers and Fluids.* 1993. V. 22. № 2/3. P. 179–187.
4. *Levin D.A., Candler G.V., Collins R.J. et al.* Examination of ultraviolet radiation theory for bow shock rocket experiments // *AIAA Paper.* 1992. № 2871. 12 p.
5. *Scharma S.P.* Nonequilibrium and equilibrium shock front radiation measurements // *AIAA Paper.* 1990. № 139. 14 p.
6. *Никольский В.С., Бабилов П.Е., Егоров И.В., Кузнецов М.М.* Влияние колебательной и химической неравновесности в газе и на поверхности на течение диссоциированного и ионизованного воздуха в вязком ударном слое // Тр. 10-й Всесоюз. конф. по динамике разреженных газов. Т. 2. Аэродинамика и экспериментальные методы. М.: МЭИ, 1991. С. 54–59.
7. *Жлуктов С.В., Тирский Г.А.* Влияние колебательно-диссоциационного взаимодействия на теплопередачу и сопротивление при гиперзвуковом обтекании тел // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1990. № 3. С. 141–151.
8. *Candler G.* On the computation of shock shapes in nonequilibrium hypersonic flows // *AIAA Paper.* 1989. № 312. 10 p.
9. *Daib A., Scholl E., Fruhauf H., Knab O.* Validation of the URANUS Navier-Stokes code for high-temperature nonequilibrium flows // *AIAA Paper.* 1993. № 5070. 11 p.
10. *Losev S.A., Makarov V.N., Pogosbekyan M.Yu. et al.* Thermochemical nonequilibrium kinetic models in strong shock waves on air // *AIAA Paper.* 1994. № 1990. 13 p.
11. *Егоров И.В., Никольский В.С.* Вязкие гиперзвуковые течения для различных аэрофизических моделей // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1996. № 4. С. 151–161.
12. *Chakravarthy S.R.* Euler equations-implicit schemes and boundary conditions // *AIAA Journ.* 1983. V. 21. № 5. P. 699–706.
13. *Kang S.W., Jones W.L., Dunn M.G.* Theoretical and measured electron density distributions at high altitudes // *AIAA Journ.* 1973. V. 11. № 2. P. 141–149.

14. *Бирюков А.С.* Кинетика физических процессов в газодинамических лазерах // Тр. Физ. ин-та АН СССР. 1975. Т. 83. С. 13–86.
15. *Park C., Yoon S.* Fully coupled implicit method for thermochemical nonequilibrium air at suborbital flight speeds // J. Spacecraft. 1991. V. 28. № 1. P. 31–39.
16. *Wilke C.* A viscosity equation for gas mixtures // J. Chem. Phys. 1950. V. 18. № 4. P. 517–519.
17. *Mason E.A., Saxena S.C.* Approximate formula for the thermal conductivity of gas mixtures // Phys. Fluids. 1958. V. 1. № 5. P. 361–369.
18. *Гирифельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р.* Молекулярная теория газов и жидкостей. М.: Изд-во иностр. лит., 1961. 929 с.
19. *Каримов Т.Х.* О некоторых итерационных методах решения нелинейных уравнений в Гильбертовом пространстве // Докл. АН СССР. 1983. Т. 269. С. 1038–1042.
20. *George A.* Nested dissection of a regular finite element mesh // SIAM J. Numer. Anal. 1973. V. 10. № 2. P. 347–363.
21. *Егоров И.В.* К вопросу о влиянии реальных свойств воздуха на интегральные аэродинамические характеристики // Изв. АН СССР. МЖГ. 1992. № 4. С. 156–164.
22. *Yegorov I.V., Zaitsev O.L.* Development of efficient algorithms for computation fluid dynamic problems // Proc. 5th Int. Symp. on Computational Fluid Dynamics-Sendai, V. 3. 1993. P. 393–400.

Москва

Поступила в редакцию
28.XI.1995