

УДК 533.6.011.6: 536.25.3

© 2006 г. А. А. ИВАНКОВ

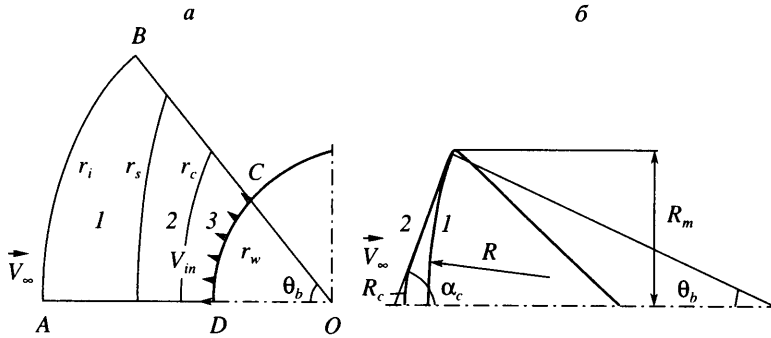
ОБ ОДНОМ МЕТОДЕ РАСЧЕТА СИЛЬНОГО ВДУВА С ПОВЕРХНОСТИ ЗАТУПЛЕННЫХ ТЕЛ ПРИ ГИПЕРБОЛИЧЕСКИХ СКОРОСТЯХ ВХОДА В АТМОСФЕРЫ ПЛАНЕТ

Рассматривается обтекание затупленных тел с гиперболическими скоростями входа в атмосферы планет. Предложен метод расчета поля течения возле лобовой поверхности тела без учета вязкости и теплопроводности газа, в котором лучистый теплообмен учитывается в P_1 -приближении метода сферических гармоник. Решение проводится с учетом сильного вдува продуктов разрушения с лобовой поверхности тела под воздействием лучистых тепловых потоков из ударного слоя с использованием двухслойной модели течения. К достоинствам метода относятся учет многомерности поля излучения, решение общей задачи радиационной газодинамики на основе единого алгоритма. Представлен расчет обтекания сферического сегмента и затупленного по сфере конуса при входе в атмосферу Земли со скоростью 20 км/с и углом входа -10° .

Ключевые слова: лучистый теплообмен, траектория, вход, сильный вдув, сегмент, конус.

Вход затупленных тел в атмосферы планет с гиперболическими скоростями и их движение по траектории сопровождается рядом сложных физико-химических процессов в ударном слое у поверхности тела. Важное место в их кругу занимает лучистый теплообмен, приводящий к значительному нагреву и термохимическому разрушению тел [1–3]. При очень больших лучистых тепловых воздействиях этот процесс сопровождается интенсивным вдувом продуктов разрушения навстречу потоку, что приводит к отходу пограничного слоя от поверхности тела. Для исследуемого диапазона высот и скоростей числа Рейнольдса Re меняются в пределах $0.5 < Re \cdot 10^{-6} < 1.5$, что дает оценку толщины пограничного слоя в критической точке $\sim L/Re^{0.5} \sim L10^{-3}$, где L – характерный размер тела (диаметр миделевого сечения). В этом случае можно пренебречь толщиной отошедшего (“подвешенного”) пограничного слоя по сравнению с толщиной слоя вдуваемых продуктов разрушения. При таких условиях обтекания наиболее корректной с физической точки зрения является постановка задачи с выделением контактной поверхности [1, 2], которая отделяет течение в ударном слое от вдуваемых продуктов разрушения и моделирует узкую зону “подвешенного” пограничного слоя. При этом газ в слое вдува можно считать невязким, а эффекты взаимодействия набегающего и вдуваемого потоков можно оценить расчетом “подвешенного” на контактной поверхности пограничного слоя [1, 2]. Если этот слой оптически тонок, то можно пренебречь экранировкой контактной поверхностью излучения из ударного слоя. Таким образом, в области между ударной волной и телом реализуется двухслойное течение (фиг. 1, а) – высокотемпературный ударный слой (подобласть 2) и более холодный слой вдуваемого газа (подобласть 3).

В осесимметричном и пространственном случаях задача с учетом сильного вдува исследовалась в ряде работ [2, 4–7]. В работе [4] рассматривалось обтекание сферы потоком воздуха с учетом вязкости и теплопроводности (без выделения контактной поверхности). В качестве численного метода использовался метод прямых [8], распространенный на течения вязкого и теплопроводного газа. Вдув с лобовой поверхности тела задавался (заданный вдув), в качестве вдуваемого газа рассматривается воздух. В



Фиг. 1. Картина течения и области решения задачи; (а): 1 – сверхзвуковая область, 2 – ударный слой, 3 – слой вдува; система координат и формы тел (б): 1 – сегмент, 2 – конус

[2, 5–7] эта задача исследовалась без учета вязкости и теплопроводности. В [2] представлен пример расчета методом прямых [8] обтекания сферы потоком воздуха. Вдун с поверхности тела формировался под воздействием лучистых тепловых потоков из ударного слоя (сопряженный вдув). Особенность подхода [2] – раздельное решение краевых задач в ударном слое и слое вдува, а общее решение задачи для всей области получалось методом итераций. Как отмечено в работах [5, 6], такой “итеративный” подход не позволяет получать решения при больших значениях параметров вдува (отношение скоростных напоров в слое вдува и в ударном слое) и для тел сложной формы. В [5, 6] исследовалось пространственное обтекание затупленных по сфере конусов с углом раствора 120° в потоке смеси водорода и гелия. Вдуваемый газ считался совершенным, рассматривался заданный и сопряженный вдув, использовался численный метод, являющийся развитием метода интегральных соотношений [9]. Решение задачи проводилось по единому алгоритму сразу в двух подобластях (ударный слой и слой вдува) в широком диапазоне параметров вдува вплоть до звуковых скоростей вдуваемого газа. В работе [7] эта задача решалась методом крупных частиц. В рамках метода ударная волна и контактная поверхность не выделялись, а формировались в процессе счета. Исследовалось обтекание цилиндрического торца, в качестве газа, вдуваемого с поверхности, рассматривался воздух.

В указанных работах [2, 4–7] лучистый теплообмен с учетом сильного вдува определялся с использованием приближения локально-одномерного плоского слоя [10]. В такой постановке не учитывается многомерность поля излучения, а решение общей краевой задачи связано с проведением раздельных итераций по газодинамическому полю и полю излучения.

В настоящей работе расчет переноса излучения проводится с использованием P_1 -приближения метода сферических гармоник, в рамках которого учитывается многомерность поля излучения, а подгон общей краевой задачи радиационной газодинамики осуществляется на основе единого алгоритма. Без учета вдува этот метод применялся в работах [11–16] для решения задач обтекания при входе тел в атмосферы Земли, Юпитера и Венеры. Применение P_1 -приближения в данной работе и в [13–15] отличается от его применения в [11, 12]. Главное различие состоит в постановке задачи, в которой используются “поточные” граничные условия на всех границах области решения. Подробно об этом изложено в [13], там же рассматривалась точность P_1 -приближения. Показано, что для исследуемых скоростей входа оно соответствует локально-одномерному приближению плоского слоя. Точность P_1 -приближения по отношению к последующим нечетным P_3 - и P_5 -приближениям МСГ исследовалась в

[12]. Показано, что точность P_1 -приближения незначительно уступает P_3 - и P_5 -приближениям (различия не более 2.5–5%) и может с успехом использоваться при расчете лучистого теплообмена при гиперзвуковом обтекании тел.

1. Постановка задачи. Будем рассматривать газ невязким, нетеплопроводным, равновесно диссоциированным и ионизированным, находящимся в состоянии локального термодинамического равновесия.

Постановка задачи без учета вдува с поверхности, численный метод и программная реализация представлены в [13]. Отметим особенности постановки, связанные с учетом сильного вдува. Основные ее положения для приближенного учета селективности излучения [16] изложены в [17]. В данной работе селективность учитывается в многогрупповом приближении [18], причем для воздуха используется десятигрупповая модель [19].

В осесимметричном случае в полярной системе координат (r, θ) с центром на оси симметрии тела система уравнений задачи в частных производных содержит $4 + 3N$ искомыми функциями: $V_r, V_\theta, P, T, H_r^{(i)}, H_\theta^{(i)}, \Pi^{(i)}, i = 1, 2, \dots, N$, где N – количество групп $[v_{i-1}, v_i]$ спектральной модели газовой среды. Здесь V_r, V_θ – проекции вектора скорости газа на направления r и θ , P и T – давление и температура газа, $H_r^{(i)}$ и $H_\theta^{(i)}$ – компоненты интегрального по i -й спектральной группе вектора лучистого теплового потока $\mathbf{H}^{(i)}$, $\Pi^{(i)}$ – компонента интегрального по i -й группе тензора напряжения излучения (с точностью до множителя, равного скорости света в вакууме). Интегральные по i -й группе $[v_{i-1}, v_i]$ функции поля излучения определялись как

$$f^{(i)} = \int_{v_{i-1}}^{v_i} f_\nu d\nu$$

где f – одна из функций $H_r, H_\theta, \mathbf{H}, \Pi$.

Область решения задачи ABCD (фиг.1, а) ограничивалась начальной линией r_i , осью симметрии $\theta = 0$, образующей тела $r_w(\theta)$ и верхним граничным лучом $\theta = \theta_b$. Дополнительно область ABCD разбивалась линиями $r_s(\theta)$ и $r_c(\theta)$ на три подобласти – 1, 2 и 3, где r_s и r_c – неизвестные заранее функции, определяющие положение ударной волны и контактной поверхности.

Приведем граничные условия на границах области ABCD [13]

$$r = r_i = \text{const}: \mathbf{V} = \mathbf{V}_\infty, \quad P = P_\infty, \quad T = T_\infty$$

$$0.75H_r^{(i)} + \Pi^{(i)} = -4/3\pi B_i(T_\infty)$$

$$\theta = 0: V_\theta = 0, \quad H_\theta^{(i)} = 0$$

$$r = r_w: \mathbf{V} = V_{in} \mathbf{n}_w, \quad T = T_w$$

$$-0.75(2 - A_w)(\mathbf{H}^{(i)} \mathbf{n}_w) + A_w \Pi^{(i)} = -4/3\pi \epsilon_w B_i(T_w)$$

$$\theta = \theta_b: 0.75H_\theta^{(i)} + \Pi^{(i)} = -4/3\pi B_i(T_b)$$

Здесь A_w, ϵ_w – поглощательная способность и степень черноты поверхности тела, V_{in} – скорость вдува, B_i – интегральная по i -й группе функция Планка, \mathbf{n}_w – единичный вектор внешней нормали к поверхности тела, нижние индексы “ ∞ ”, “ w ” и “ b ” относятся соответственно к параметрам невозмущенного потока, на стенке и в зоне верхнего

граничного луча. В последующем изложении будем опускать индекс “ i ” у интегральных по i -й группе спектра $[v_{i-1}, v_i]$ функций излучения.

Поясним физический смысл граничных условий на начальной линии r_i и на образующей поверхности тела r_w . На r_i задаются компоненты вектора скорости, давления и температуры газа по невозмущенному потоку. Размещение r_i на некотором удалении вверх по потоку позволяет учитывать эффекты опережающего излучения (если потребуется), связанного с поглощением излучения из ударного слоя газом перед волной. Это явление необходимо учитывать при скоростях ~ 16 – 18 км/с и выше [1, 2]. В данной работе эффекты опережающего излучения не учитывались, поэтому при проведении расчетов начальная линия r_i совмещалась с ударной волной r_s , а подобласть 1 (фиг. 1, а) исключалась из рассмотрения. На образующей поверхности r_w для частицы газа задается вектор скорости вдува по нормали к поверхности и температура газа, равная температуре разрушения материала обтекаемого тела T_w . Условие для поля излучения записывается с использованием “поточковых” граничных условий для интенсивности излучения в P_1 -приближении, обоснованных в [13], при этом учитывается собственное излучение поверхности и ее оптические свойства.

Скорость вдува по нормали к поверхности задается в (1.1) как

$$V_{in} = (\epsilon_w \sigma T_w^4 - \mathbf{Hn}_w)(\rho I_{ef})^{-1}, \quad \mathbf{H} = \sum_{i=1}^N \mathbf{H}^{(i)}$$

где \mathbf{H} – вектор интегрального по всему спектру лучистого теплового потока на поверхности тела; I_{ef} – эффективная энтальпия разрушения материала поверхности [20]; σ – постоянная Стефана–Больцмана. В качестве вдуваемой смеси рассматривается смесь, эквивалентная по своим оптическим и термодинамическим свойствам равновесному воздуху. Возможность такой аппроксимации обоснована в работах [4, 7].

Условия на поверхностях разрыва для газодинамических функций традиционны: на ударной волне r_s задаются условия совместности Рэнкина–Гюгоню, а на контактной поверхности r_c – условия непротекания и непрерывности для давления газа:

$$(\mathbf{V}_2 \mathbf{n}_c) = 0, \quad (\mathbf{V}_3 \mathbf{n}_c) = 0, \quad [P] = 0 \quad (1.2)$$

Здесь индексы “2” и “3” относятся к величинам, рассматриваемым в подобластях 2 и 3, \mathbf{n}_c – единичная нормаль к контактной поверхности, символ $[\cdot]$ означает скачок функции при переходе через поверхность разрыва.

Для функций поля излучения на поверхностях разрыва непрерывны нормальная компонента вектора \mathbf{H} и компонента тензора Π [16]:

$$[\mathbf{Hn}_c] = 0, \quad [\Pi] = 0$$

2. Численный метод. Введем замену переменных r, θ на ξ, ν :

$$\xi_l = \frac{r - r_{l+1}}{r_l - r_{l+1}} - l + 3, \quad \nu = \theta, \quad r_{l+1} \leq r \leq r_l, \quad 0 \leq \theta \leq \theta_b, \quad l = 1, 2, 3$$

отображающую подобласти 1, 2 и 3 в прямоугольники. Здесь: $r_1 = r_i(\theta)$, $r_2 = r_s(\theta)$, $r_3 = r_c(\theta)$, $r_4 = r_w(\theta)$, l – номер подобласти.

Приведем аппроксимирующую систему уравнений на границах и внутри области решения ABCD в переменных ξ, ν в безразмерной форме, разрешенной относительно производных искомым функций по ξ .

Ось симметрии AD, $\nu = 0$:

$$\frac{\partial V_r}{\partial \xi} = \frac{\epsilon}{r} \left(2\rho V_r + 2\rho V_\theta' + \frac{Qr\rho_T}{\rho h_T} \right) \left[\rho \left(\frac{V_r^2}{a^2} - 1 \right) \right]^{-1}, \quad V_\theta \equiv 0$$

$$\frac{\partial P}{\partial \xi} = -\rho V_r \frac{\partial V_r}{\partial \xi}, \quad \frac{\partial T}{\partial \xi} = \left[\frac{\varepsilon Q}{V_r \rho} - V_r \frac{dV_r}{d\xi} (1 - h_p \rho) \right] \frac{1}{h_T}$$

$$\frac{\partial \Pi}{\partial \xi} = \varepsilon K_i H_r, \quad \frac{\partial H_r}{\partial \xi} = \frac{\varepsilon}{r} \left[3K_i r \left(\Pi + \frac{4}{3} \pi B_i \right) - 2H_r - 2H'_i \right]$$

$$H_\theta \equiv 0, \quad Q = - \sum_{i=1}^N (3K_i \Pi + 4\pi K_i B_i)$$

Область течения $0 < v < \theta_b$:

$$\frac{\partial P}{\partial \xi} = \frac{1}{G^2/a^2 - 1 - A^2} \left[G \left(F_1 - \frac{\rho_T}{h_T} F_2 \right) - \frac{\varepsilon}{r} \left(V_\theta V_r + \frac{1}{\rho} P' + V_\theta V'_\theta \right) \right] \left(A\rho + \frac{\rho_T}{h_T} G V_\theta \right) -$$

$$- \frac{\varepsilon V_\theta}{r} (V_\theta - V'_r) \left(\rho - \frac{\rho_T}{h_T} V_r G \right), \quad \frac{\partial V_r}{\partial \xi} = \frac{1}{G} \left(\frac{\varepsilon V_\theta^2}{r} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial \xi} - \frac{\varepsilon V_\theta V'_r}{r} \right)$$

$$\frac{\partial V_\theta}{\partial \xi} = \frac{1}{G} \left(\frac{A \partial P}{\rho \partial \xi} - \frac{\varepsilon V_\theta V_r}{r} - \frac{\varepsilon V_\theta V'_\theta}{r} - \frac{\varepsilon}{\rho r} \right)$$

$$\frac{\partial T}{\partial \xi} = \frac{1}{G h_T} \left[-V_\theta \left(\frac{A \partial P}{\rho \partial \xi} - \frac{\varepsilon V_\theta V_r}{r} - \frac{\varepsilon}{\rho r} \right) - V_r \left(\frac{\varepsilon V_\theta^2}{r} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial \xi} \right) + \frac{\varepsilon Q}{\rho} - h_p \left(G \frac{\partial P}{\partial \xi} + \frac{\varepsilon V_\theta P'}{r} \right) \right] - \frac{\varepsilon V_\theta T}{G r}$$

$$G = V_r - A V_\theta, \quad a^2 = \frac{\rho h_T}{\rho(\rho_p h_T - \rho_T h_p) + \rho_T}$$

$$F_1 = \frac{\varepsilon}{r} [2\rho V_r + \rho V_\theta \operatorname{ctg} \vartheta + (\rho V_\theta)'], \quad F_2 = \frac{\varepsilon}{r} \left[\frac{rQ}{\rho} + V_\theta \left(h + \frac{V^2}{2} \right)' \right]$$

$$\frac{\partial \Pi}{\partial \xi} = \varepsilon K_i H_r, \quad \frac{\partial H_r}{\partial \xi} = \frac{G_1 + A G_2}{1 + A^2}, \quad \frac{\partial H_\theta}{\partial \xi} = G_2 - A \frac{\partial H_r}{\partial \xi}$$

$$G_1 = \frac{\varepsilon}{r} \left[3K_i r \left(\Pi + \frac{4}{3} \pi B_i \right) - 2H_r - H_\theta \operatorname{ctg} \vartheta - H'_\theta \right]$$

$$G_2 = \frac{\varepsilon}{K_i r} \left[H_r \left(K'_i - \frac{rA}{\varepsilon} \frac{\partial K_i}{\partial \xi} \right) - H_\theta \left(K_i + \frac{r}{\varepsilon} \frac{\partial K_i}{\partial \xi} \right) + K_i H'_r \right]$$

Верхний граничный луч BC, $v = \theta_b$:

$$\frac{\partial \Pi}{\partial \xi} = \varepsilon K_i H_r, \quad \frac{\partial H_r}{\partial \xi} = G_1 - \frac{4}{3} A \varepsilon K_i H_r, \quad H_\theta = -\frac{4}{3} \left(\Pi + \frac{4}{3} B_i \right)$$

Газодинамическая подсистема на луче BC совпадает с подсистемой во внутренних точках области. Приток тепла за счет излучения Q , записанный для оси симметрии, имеет такой же вид во всех точках области решения.

Параметры ε и A определялись из соотношений

$$\varepsilon = \varepsilon_l = r_l - r_{l+1}, \quad A = A_l = [\xi_l r_{l+1} + (1 - \xi_l) r_l] / r, \quad l = 1, 2, 3$$

Обезразмеривание функций зависело от подобласти задачи l . Для давления газа P , линейных функций и функций поля излучения оно было одинаковым для всех l : P относилось к $\rho_\infty V_\infty^2$; линейные размеры – к R_0 , характерному линейному размеру в поле течения, равному $R_0 = 1$ м; средний по i -й группе $[v_{i-1}, v_i]$ коэффициент поглощения излучения K_i – к $1/R_0$; интегральные по i -й группе функции H_r, H_θ и Π – к $\rho_\infty V_\infty^3$. Остальные переменные обезразмеривались следующим образом. В подобластях 1 и 2 (набегающий поток): компоненты V_r и V_θ относились к V_∞ ; температура газа T – к $\mu_\infty V_\infty^2/R_*$, где μ – молекулярный вес, R_* – универсальная газовая постоянная; плотность газа ρ – к ρ_∞ ; удельная энтальпия h – к V_∞^2 . В подобласти 3 (слой вдува): компоненты V_r и V_θ относились к V_{m3} ; температура T – к $\mu_\infty V_{m3}^2/R_*$; плотность ρ – к $\rho_\infty V_\infty^2/V_{m3}^2$; удельная энтальпия h – к V_{m3}^2 , где V_{m3} – максимальная в подобласти 3 скорость газа.

Штрихи в приведенной системе уравнений означают частные производные соответствующих величин по v , а нижние индексы “ P ” и “ T ” – частные производные по давлению и температуре. Плотность ρ , удельная энтальпия h и коэффициент поглощения излучения K_i являются заданными функциями своих аргументов – давления P и температуры T . Способ вычисления ρ , h , K_i и интегральной функции Планка $B_i(T)$ приведен в [13].

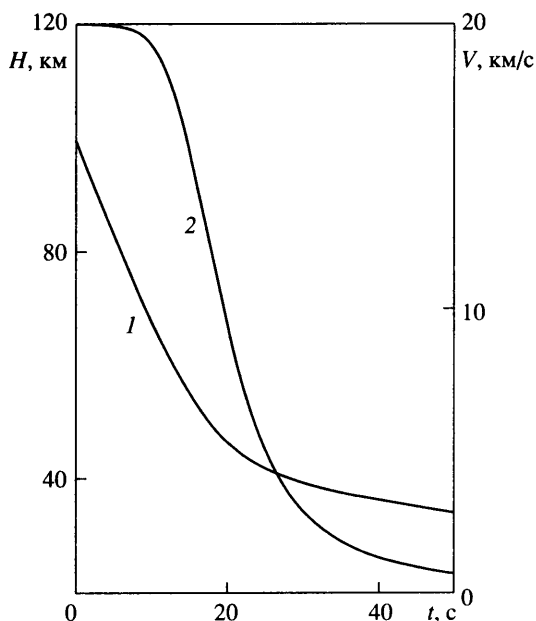
В качестве численного метода решения задачи используется метод, являющийся развитием метода интегральных соотношений [9] для течений с учетом переноса излучения и сильного вдува с поверхности.

В области решения ABCD вводится равномерная сетка по переменной v : $v_j = \theta_b(j-1)/N_v$, $j = 1, 2, \dots, N_v + 1$ и неравномерная – по ξ : $\xi_{lk} = (k-1)/N_{\xi} - l + 3$, $k = 1, 2, \dots, N_{\xi} + 1$, $l = 1, 2, 3$, которая измельчалась в зонах больших градиентов искомых функций – вблизи ударной волны и контактной поверхности. Производные по v аппроксимировались производными кубических сплайнов, построенных по узлам сетки по v с использованием условий симметрии и естественных условий на границах $v = 0$, $v = \theta_b$ [13].

Аппроксимирующая система обыкновенных дифференциальных уравнений интегрируется от начальной поверхности и поверхности тела по направлению к контактной поверхности методом Эйлера с пересчетом.

Краевая задача состоит в определении пяти неизвестных функций: положений ударной волны r_s и контактной поверхности r_c , распределения давления газа по поверхности тела P_w , значений компонент тензора Π_i и Π_w на начальной поверхности и на поверхности тела. Значения управляющих параметров в узлах сетки по v подбираются в процессе счета выполнением двух граничных условий для функций поля излучения на начальной линии и на поверхности тела (1.1) и трех условий для газодинамических функций на контактной поверхности (1.2). Размерность краевой задачи, которая решалась обобщенным методом Ньютона, составляет $M = (N_v + 1)(3 + 2N)$.

3. Результаты расчетов. Задачи обтекания тел с учетом сильного вдува в указанных выше работах [2, 4–7] решались для отдельных точек траекторий без анализа движения в целом по траектории. В данной работе решение задачи проводится для каждой точки траектории, определяемой из решения системы уравнений движения тела по методике [15]. Поскольку цель настоящей работы – создание метода решения задачи обтекания с учетом сильного вдува, то пренебрегается влиянием на траекторию изменений массы и формы тела из-за термохимического разрушения. Этот важный эф-



Фиг. 2. Параметры траектории входа: высота H (1) и скорость V (2)

фekt при определении движения тела переменной массы и формы будет исследован отдельно в рамках разработанного подхода.

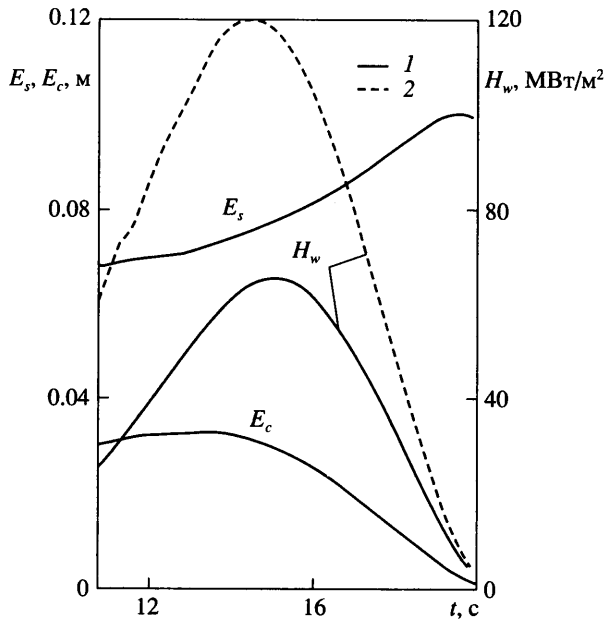
Рассматривается вход в атмосферу Земли с начальными значениями высоты $H = 100$ км, скорости $V = 20$ км/с и угла входа $\Theta = -10^\circ$. Значение эффективной энтальпии материала поверхности полагается равным $I_{ef} = 21$ МДж/кг, температуры поверхности при разрушении $T_w = 3000$ К, $A_w = \epsilon_w = 1$. Исследуются сферический сегмент (1) и затупленный по сфере конус (2), имеющие одинаковый радиус миделевого сечения $R_m = 1$ м (фиг. 1, б). Сегмент имеет радиус $R = 2$ м и центральный угол $\theta_b = 30^\circ$, а конус – угол полураствора $\alpha_c = 60^\circ$ и радиус затупления $R_c = 0.6$ м.

На фиг. 2 представлены распределения по времени высоты H (кривая 1) и скорости полета V (2). Участок траектории, на котором реализуются наибольшие значения тепловых потоков, занимает интервал $10 \leq t \leq 20$ с.

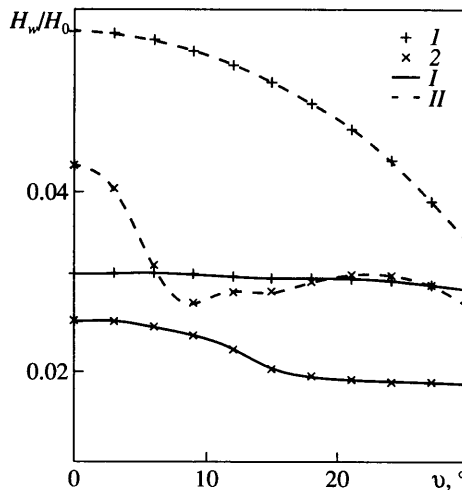
На фиг. 3 для критической точки сегментального тела при движении по траектории приведены отходы ударной волны E_s и контактной поверхности E_c , характеризующие протяженность расчетной области, а также значение лучистого теплового потока к поверхности H_w . Отметим экранировку слоем вдува лучистых тепловых потоков из ударного слоя. Наибольший эффект ($\sim 47\%$) наблюдается в точке траектории, в которой достигаются максимальные тепловые потоки. При этом соотношение расходов вдуваемого и набегающего газа составило $(\rho V)_w / (\rho V)_\infty = 0.392$, а скорость вдува – 21.6 м/с.

Далее представлены результаты для точки траектории в момент $t = 14.5$ с, наиболее критичный по тепловому воздействию лучистых потоков.

На фиг. 4 приведено распределение по лобовой поверхности лучистых тепловых потоков $H_w(\nu)$, $0 \leq \nu \leq \theta_b = 30^\circ$ для сферического сегмента (1) и затупленного конуса (2). Здесь демонстрируется влияние на лучистый теплообмен формы тела и вдува с поверхности. За счет экранировки слоем вдува происходит существенное снижение лучистых тепловых потоков и изменение (сглаживание) распределения $H_w(\nu)$ по поверх-



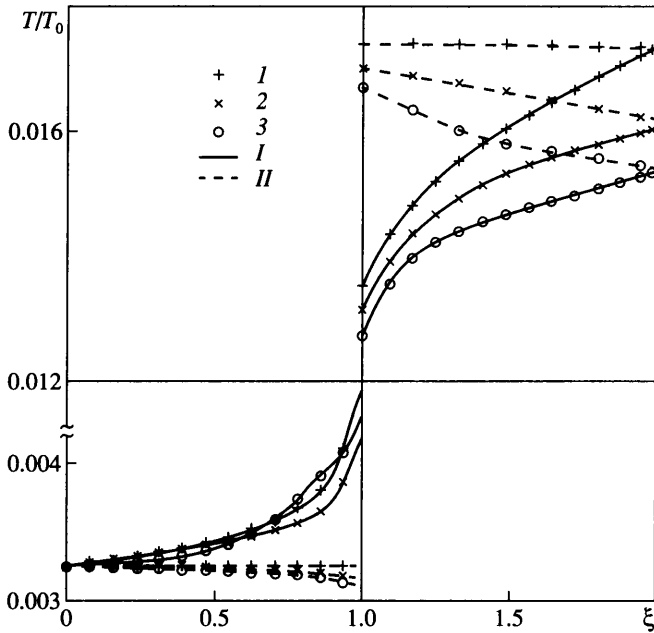
Фиг. 3. Распределение по траектории лучистого теплового потока H_w , отходов ударной волны E_s и контактной поверхности E_c в критической точке сегментального тела с учетом (1) и без учета (2) вдува с поверхности



Фиг. 4. Распределение лучистого теплового потока H_w/H_0 ($H_0 = 2.07$ ГВт/м²) вдоль образующей поверхности ν для сегмента (1) и сферически затупленного конуса (2) с учетом I и без учета II вдува

ности. По лучистому теплообмену затупленный по сфере конус является оптимальной формой по сравнению со сферическим сегментом (при одинаковом радиусе миделевого сечения).

На фиг. 5 и 6 для затупленного конуса приведены распределения по координате ξ по лучам сетки по ν температуры T и компоненты H_r лучистого теплового потока для



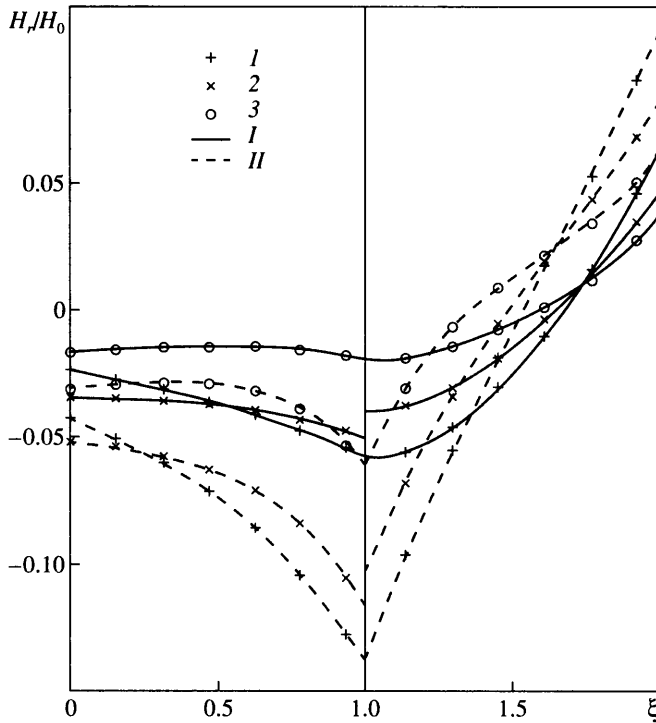
Фиг. 5. Распределение по ξ температуры газа T/T_0 ($T_0 = 9.23 \cdot 10^5$ К) по лучам сетки по ν для затупленного по сфере конуса: 1–3 для $\nu_1 = 0$, $\nu_2 = 0.5\theta_b$, $\nu_3 = \theta_b = 30^\circ$ с учетом I и без учета II излучения

вариантов с учетом и без учета излучения. Температура газа за счет потери энергии на излучение уменьшается в высокотемпературной подобласти 2 (ударный слой), а в более холодной подобласти 3 (слой вдува), напротив, увеличивается за счет поглощения излучения. Окрестность контактной поверхности оптически плотная для излучения. Поэтому значение компоненты N_r к контактной поверхности при учете излучения уменьшилось (примерно в 3 раза) и по сравнению с вариантом без учета излучения в области решения задачи менялось слабо.

Заключение. Разработан метод расчета сильного вдува продуктов разрушения материала с поверхности затупленных тел, происходящего под воздействием интенсивных лучистых тепловых потоков из ударного слоя при входе в атмосферы планет с гиперболическими скоростями. Перенос излучения учитывался в P_1 -приближении метода сферических гармоник, что позволило учесть многомерный характер поля излучения при сложном распределении искомым функций в поле течения. В рамках метода ударная волна и контактная поверхность выделялись в расчетах, что позволило точнее определять геометрию расчетной области (ударный слой и слой вдува) и, таким образом, точнее решать задачу обтекания с учетом лучистого теплообмена.

Решение задачи проводилось для каждой точки траектории, которая определялась решением системы уравнений движения обтекаемого тела в поле тяжести планеты, что позволило получать и анализировать информацию по лучистому теплообмену сразу для всей траектории. Это особенно актуально при решении проблем теплозащиты аппаратов, спускаемых в атмосферах планет.

Показано, что учет сильного вдува важен для правильной постановки задач входа при наличии интенсивного лучистого теплообмена, так как экранировка слоем вдува лучистых тепловых потоков значительно снижает их уровень (в рассматриваемых условиях до 50%) и изменяет распределение по поверхности тела. Для исследуемых тел – сферического сегмента и затупленного по сфере конуса в условиях сильного вдува по-



Фиг. 6. Распределение по ξ компоненты лучистого теплового потока H_r/H_0 ($H_0 = 2.07 \text{ ГВт/м}^2$) по лучам сетки по ν для затупленного по сфере конуса, обозначения те же, что на фиг. 5

казано, что оптимальной по тепловому режиму является коническая форма поверхности (при одинаковом радиусе миделевого сечения).

Полученные результаты могут быть использованы при проектировании тепловой защиты космических аппаратов, а также для решения задачи спуска в атмосфере планеты с учетом разрушения поверхности тела в режиме сильного вдува.

Автор искренне благодарит В.М. Борисова за ценную методическую поддержку и внимание к работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Апиштейн Э.З., Пилюгин Н.Н., Севастьяненко В.Г., Турский Г.А. Радиационный теплообмен при входе тел в атмосферу Земли и планет со сверхорбитальными скоростями // Итоги науки и техн. ВИНТИ. Сер. механ. жидкости и газа. 1989. Т. 23. С. 116–236.
2. Стулов В.П., Мирский В.Н., Вислый А.И. Аэродинамика болидов. М.: Наука, Физматлит, 1995. 236 с.
3. Анфимов Н.А., Румынский А.Н. Лучисто-конвективный теплообмен и теплозащита космических аппаратов, спускаемых на поверхность Земли и других планет Солнечной системы // Проблемы механики и теплообмена в космической технике. М.: Машиностроение, 1982. С. 54–81.
4. Румынский А.Н., Чуркин В.П. Обтекание затупленных тел гиперзвуковым потоком вязкого излучающего газа // Ж. вычисл. математики и мат. физики. 1974. Т. 14. № 6. С. 1553–1570.
5. Белоцерковский О.М., Голомазов М.М., Шабалин А.В. Исследование влияния сильного вдува газа с поверхности на гиперзвуковое обтекание затупленных тел // Ж. вычисл. математики и мат. физики. 1981. Т. 21. № 4. С. 1018–1030.

6. Голомазов М.М., Шабалин А.В. Гиперзвуковое обтекание испаряющихся тел под углами атаки // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 1. С. 132–137.
7. Белоцерковский О.М., Фомин В.Н. Обтекание и радиационный нагрев затупленных тел, движущихся под углами атаки $\alpha \geq 0^\circ$ // Проблемы механики и теплообмена в космической технике. М.: Машиностроение, 1982. С. 26–36.
8. Гилинский С.М., Теленин Г.Ф., Тиняков Г.П. Метод расчета сверхзвукового обтекания затупленных тел с отошедшей ударной волной // Изв. АН СССР. Механика и машиностроение. 1964. № 4. С. 9–28.
9. Голомазов М.М., Зюзин А.П. Об одном численном методе расчета пространственного обтекания затупленных тел с отошедшей ударной волной // Ж. вычисл. математики и мат. физики. 1975. Т. 15. № 5. С. 1349–1355.
10. Пилюгин Н.Н., Турский Г.А. Динамика ионизованного излучающего газа. М.: Изд-во МГУ, 1989. 309 с.
11. Белоцерковский О.М., Фомин В.Н. Обтекание затупленных тел сверхзвуковым потоком газа с учетом переноса излучения в ударном слое // Ж. вычисл. математики и мат. физики. 1969. Т. 9. № 2. С. 397–412.
12. Безруких С.Д., Фомин В.Н. Исследование невязких течений излучающего газа с помощью дифференциальных приближений // Ж. вычисл. математики и мат. физики. 1970. Т. 10. № 6. С. 1503–1511.
13. Борисов В.М., Иванков А.А. Расчет переноса лучистой энергии при гиперзвуковом обтекании затупленных тел с использованием P_1 - и P_2 -приближений метода сферических гармоник // Ж. вычисл. математики и мат. физики. 1992. Т. 32. № 6. С. 952–966.
14. Борисов В.М., Иванков А.А., Финченко В.С. Расчет радиационных тепловых потоков у космических аппаратов при их полете в атмосфере Венеры // Ж. вычисл. математики и мат. физики. 2002. Т. 42. № 5. С. 718–728.
15. Борисов В.М., Голомазов М.М., Иванков А.А., Финченко В.С. Расчет лучистого теплообмена в задачах обтекания тел с учетом потери массы теплозащитного покрытия // Изв. РАН. МЖГ. 2004. № 4. С. 143–151.
16. Борисов В.М. К постановке задач газодинамики с учетом теплового излучения // Математическое моделирование аэротермохимических явлений. М.: ВЦ АН СССР, 1974. С. 40–60.
17. Иванков А.А. Численное исследование лучистого теплообмена в задачах гиперзвукового обтекания затупленных тел. Дис. на соиск. учен. ст. канд. физ.-мат. наук. М.: МФТИ, 1988. 127 с.
18. Четверушкин Б.Н. Математическое моделирование задач динамики излучающего газа. М.: Наука, 1985. 304 с.
19. Баула Г.Г., Маркелова Т.В., Николаев В.Н. и др. Модель излучения высокотемпературных газовых объемов для расчета теплообмена летательных аппаратов / РД 50-25645.114-84. Методические указания. М.: Изд-во стандартов, 1984. 60 с.
20. Полежаев Ю.В., Юревич Ф.Б. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976. 391 с.

Москва

Поступила в редакцию
28.II.2005