

УДК 533.6.011.55:536.33

© 1992 г. В. Н. МИРСКИЙ

ЛУЧИСТЫЙ НАГРЕВ ТЕЛ ПРИ ВХОДЕ В АТМОСФЕРУ ВЕНЕРЫ

В данной работе рассматривается задача о траектории движения затупленного тела в смеси газов $\text{CO}_2 + \text{N}_2$, моделирующей атмосферу Венеры. Вопросы гиперзвукового обтекания затупленных тел этой смесью с учетом радиационного излучения рассматривались многими авторами. В работах [1—5] проведены расчеты конвективных и радиационных потоков тепла в передней критической точке затупленного тела при гиперзвуковом обтекании. При скоростях движения, меньших 10 км/с, и при фиксированном давлении в ударном слое лучистый поток в критическую точку затупленного тела существенно больше, чем при тех же условиях полета в атмосфере Земли [5]. Чрезмерный нагрев излучением в атмосфере Венеры почти целиком обусловлен излучением молекулярной полосы CO (4+) в вакуумном ультрафиолете.

Простейшим подходом к решению данной задачи является численное решение уравнений механики твердого тела с вычислением аэродинамических коэффициентов теплообмена в каждой точке траектории путем многократного решения аэродинамической задачи обтекания тела при изменяющихся внешних условиях. Этот путь, однако, весьма трудоемок; расчет каждой траектории при этом превратился бы в решение серий аэродинамических задач. Поэтому естественной является методика расчета траекторий торможения тел при входе в атмосферы планет на основе упрощенных представлений о коэффициентах сопротивления и теплообмена тел с коррекцией их в отдельных точках траектории с помощью решения полной задачи обтекания для небольшого числа вариантов.

Основным недостатком такого метода является вероятность большой ошибки, так как, например, коэффициенты теплообмена изменяются вдоль траектории весьма резко. Сейчас на основе обширных численных решений можно установить простые аналитические зависимости для основных параметров обтекания, имеющие форму приближенных законов подобия, точность которых не ниже точности постановки исходной задачи. Использование этих зависимостей при расчете траекторий торможения тел позволяет совсем отказаться от трудоемкого решения полной задачи обтекания.

Такой метод расчета траекторий торможения затупленных тел при преобладающем радиационном нагреве в атмосферах Земли и Юпитера был использован в [6]. Настоящая работа рассматривает нагрев затупленного тела за счет лучистых потоков тепла, падающих на тело из высокотемпературного ударного слоя в атмосфере Венеры.

Рассмотрим гиперзвуковое движение затупленного тела под нулевым углом атаки без собственного вращения в условиях интенсивного лучистого нагрева в атмосфере Венеры. Уравнения движения тела переменной массы могут быть записаны в виде

$$M \frac{dV}{dt} = - \frac{1}{2} C_d \rho V^2 A + Mg \sin \gamma$$

$$V \frac{d\gamma}{dt} = g \cos \gamma - \frac{V^2 \cos \gamma}{Re} \quad (1)$$

$$\frac{dH}{dt} = -V \sin \gamma, \quad H \frac{dM}{dt} = - \frac{1}{2} C_H \rho V^3 A$$

Здесь ρ — плотность атмосферы на высоте H , g — ускорение свободного па-

дения, R_e — радиус планеты, H^* — эффективная энтальпия (скрытая теплота сублимации), C_H, C_d — коэффициенты теплопередачи и сопротивления, γ — угол траектории с горизонтом, M и V — масса и скорость тела.

Решение уравнений (1) с начальными условиями $M = M_E, V = V_E, \gamma = \gamma_E, H = H_E$ дает полную информацию о траектории, если известны коэффициенты C_d и C_H . Для нахождения коэффициента сопротивления C_d считается, что давление по лобовой поверхности тела распределено по закону Ньютона, а донным давлением пренебрегается. Имеем

$$C_d = \frac{1}{\rho V^2 A} \int_s P_0 \cos^3 \theta dS \quad (2)$$

где P_0 — давление в критической точке, θ — угол между направлением оси тела и внешней нормалью к поверхности.

Если унос массы пренебрежимо мал и не учитывается вес тела, то для модели изотермической атмосферы решение (1) имеет вид

$$\frac{H}{\lambda} = \ln \alpha - \ln \left(-\ln \frac{V}{V_E} \right), \quad \alpha = \frac{1}{2} \frac{\rho_0 \lambda C_d A}{\sin \gamma_E M_E} \quad (3)$$

Здесь α — баллистический параметр, λ — средняя высота изотермической атмосферы.

Переходим к вычислению коэффициента теплообмена C_H . При преобладающей роли лучистого теплообмена для нахождения C_H необходимо решать уравнения радиационной газовой динамики, описывающие обтекание затупленных тел. Однако параметрические расчеты гиперзвукового обтекания лобовой части тела различными газовыми смесями при наличии интенсивного лучистого теплообмена позволили установить простую зависимость коэффициента лучистого теплообмена в критической точке неиспаряющейся поверхности C_{H0} от некоторых безразмерных критериев. В [7] для атмосфер Земли и Юпитера и [8] для атмосферы Венеры было показано, что величина $C_{H0} = q_w / (1/2 \rho V^3)$ является универсальной функцией параметра высвечивания $\Gamma = 2q_w / (1/2 \rho V^3)$, где q_w — лучистый поток от осевой части ударного слоя, вычисленный без учета радиационного охлаждения. Эта зависимость для воздуха и водород-гелиевой смеси имеет вид [7] $C_{H0} = a\Gamma^b$, где параметры a и b в формуле имеют следующие значения $a = 0,111, b = 0,53$ для воздуха; $a = 0,186, b = 0,69$ для смеси $H_2 + He$. Для смеси $CO_2 + N_2$ эта зависимость имеет вид [8]

$$C_{H0} = 2\Gamma / (5 + 23\Gamma^{0,83}) \quad (4)$$

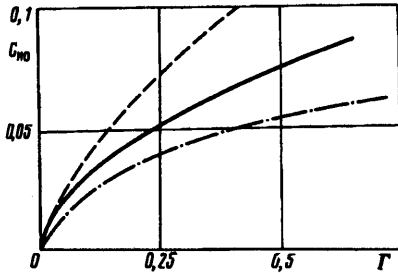
Указанные зависимости представлены на фиг. 1. Штриховая кривая соответствует водород-гелиевой атмосфере, сплошная — воздуху, а штрихпунктирная кривая — смеси $CO_2 + N_2$.

Для получения полного коэффициента лучистого теплообмена C_H необходимо иметь распределения коэффициентов теплообмена (или потоков тепла) по образующей тела. В качестве такого распределения для тел, не сильно отличающихся от сферы, может быть принята степенная зависимость $q = q_0 \cos^{n(V)} \theta$.

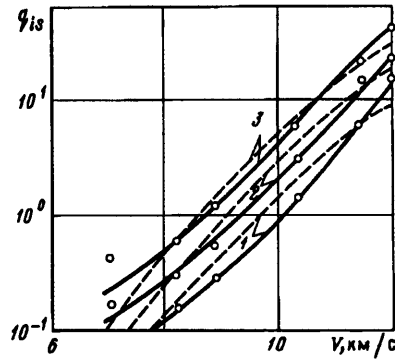
Таким образом, величина полного коэффициента теплообмена принимает вид

$$C_H = \frac{C_{H0}}{A} \int_s \cos^{n(V)} \theta dS$$

Остается найти зависимость величины Γ от параметров траектории и геометрических характеристик тела. Используется приближение плоского слоя. Расчет параметра высвечивания разбивается на два этапа. На первом этапе при заданных значениях скорости и плотности набегающего потока по таблицам равновесных



Фиг. 1



Фиг. 2

ударных волн в смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2$ находятся термодинамические функции за ударной волной $T_s, P_s, \rho/\rho_s$. Из гиперзвуковой теории обтекания тупых тел известно, что толщина ударного слоя определяется коэффициентом сжатия в ударной волне ρ/ρ_s . Численные расчеты равновесного обтекания сферы позволили обосновать приближенную формулу для толщины ударного слоя $l = 0,8R\rho/\rho_s$, где R — радиус сферы. Эту формулу можно использовать для достаточно гладких затупленных тел и при условии, что радиус миделева сечения R_m не слишком превосходит радиус кривизны тела в критической точке.

На втором этапе по известным параметрам в ударном слое T_s, P_s и его толщине l по таблицам определяется степень черноты слоя ϵ . Окончательно параметр высвечивания Γ вычисляется по формуле $\Gamma = 4\epsilon\sigma T_s^4/(\rho V^3)$.

Термодинамические параметры смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2$ при заданных скорости и давлении брались из [9]. Для нахождения степени черноты плоского слоя использовались табличные данные степени черноты полусферического слоя [10] с эффективным радиусом $R = 1,85l$. Точность полученных данных не хуже 10%.

На основании проведенных исследований предложена аналитическая аппроксимация лучистого потока q_u в критическую точку затупленного тела, вычисленного без учета радиационного охлаждения для смеси 97% $\text{CO}_2 + 3\% \text{N}_2$, в виде

$$q_u = 35,344 (10^6 \rho)^{0,92} R^{1/2} \exp\left\{-116,02 \left[\left(\frac{V-11,8}{v_0(R)} + 3,577\right)^{2,2} + 14,73\right]^{-1}\right\} \text{ кВт/см}^2$$

$$v_0(R) = 5,03 \cdot 10^4 R + 1,068, \quad V \geq 11,8 - 3,577 v_0(R) \quad (5)$$

$$q_u = 35,344 (10^6 \rho)^{0,92} R^{1/2} \exp\left\{-116,02 \left[14,73 - \left(\frac{11,8 - V}{v_0(R)} - 3,577\right)^{2,2}\right]^{-1}\right\}$$

$$V < 11,8 - 3,577 v_0(R)$$

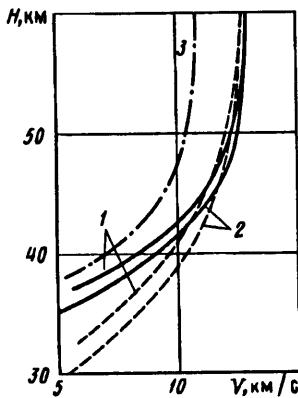
Здесь R выражено в см, V — в км/с, ρ — в г/см³. Диапазон изменения определяющих параметров в формулах (5) следующий:

$$7 \leq V \leq 13 \text{ км/с}, \quad 30 \leq R \leq 300 \text{ см}, \quad 5 \cdot 10^{-7} \leq \rho \leq 10^{-5} \text{ г/см}^3$$

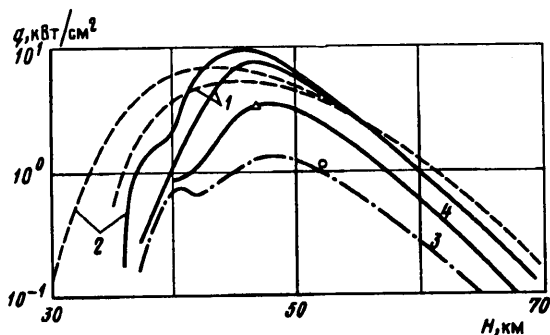
Сравнение табличных данных с аппроксимацией (5) проведено на фиг. 2. Сравнение проведено при $\rho = 2,2667 \cdot 10^{-6} \text{ г/см}^3$, сплошные кривые показывают значения q_u , вычисленные по изложенной здесь методике, а точки — аппроксимационные зависимости (5). Кривые 1—3 соответствуют значениям радиуса тела $R = 30, 100, 300 \text{ см}$. Как видно из фиг. 2, имеется удовлетворительное согласие табличных данных с полученными аппроксимациями.

Для параметрических оценок лучистого потока q_u в критическую точку затупленного тела предлагается использовать более простую зависимость

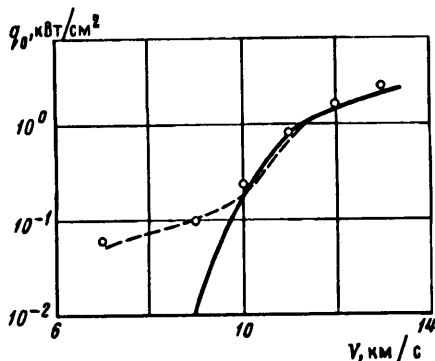
$$q_u = 0,128 (10^6 \rho)^{0,92} R^{1/2} \left(\frac{V}{10}\right)^{10}$$



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

На фиг. 2 она представлена штриховыми кривыми.

Изложенная выше методика была использована для расчета траекторий торможения тел в атмосфере Венеры. Результаты расчетов траекторий торможения сферы радиуса 1 м, массой $M_E = 500$ кг для различных скоростей и углов входа в зависимости от высоты H представлены на фиг. 3. Так как скорости входа не превышают 13 км/с, то лучистые потоки тепла не столь велики, чтобы вызывать разрушение обтекаемого тела. Поэтому здесь не учитывается унос массы и изменение формы тела под действием радиационного нагрева. Сплошные кривые на фиг. 3 соответствуют движению в атмосфере Венеры, а штриховые — в атмосфере Земли. Кривые 1 соответствуют траектории торможения тела с начальным углом входа $\gamma_E = 23^\circ$, а кривые 2 — $\gamma_E = 30^\circ$, скорости входа этих кривых равны 13 км/с, кривая 3 представляет траекторию торможения сферы в атмосфере Венеры с начальной скоростью входа $V_E = 11$ км/с и углом входа $\gamma_E = 23^\circ$. Из графиков видно, что в атмосфере Земли происходит более глубокое проникновение в атмосферу и связано это с более плавным распределением плотности по высоте атмосферы.

На фиг. 4 представлены распределения лучистых потоков тепла в критическую точку тела вдоль траекторий торможения. Обозначения здесь те же, что и на фиг. 3, а кривая 4 соответствует скорости входа $V_E = 12$ км/с, углу входа $\gamma_E = 23^\circ$. Точками на кривой 3 представлен лучистый поток тепла, взятый из [4], а треугольник на кривой 4 заимствован из [11] при близких условиях обтекания. Как видно, имеется хорошее согласие с работами других авторов.

На фиг. 5 представлено сравнение лучистых потоков тепла в критической точке тела для атмосферы Венеры, полученных в [4] (штриховая кривая), с потоками, полученными по аппроксимационным формулам (5) (точки). Сравнение

проведено при обтекании сферы радиуса $R = 22$ см и давлении в ударном слое $P_1 = 1$ атм. На этой же фигуре показан лучистый поток тепла при входе в атмосферу Земли сферы $R = 22$ см (сплошная кривая) в зависимости от скорости при том же давлении в ударном слое (работа [4]). При скоростях меньше 10 км/с чрезмерный нагрев излучением в атмосфере Венеры почти целиком обусловлен излучением молекулярной полосы CO (4+) в вакуумном ультрафиолете.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Головачев Ю. П. Теплообмен в передней критической точке затупленного тела при обтекании излучающими смесями углекислого газа и азота // Теплофизика высоких температур. 1975. Т. 13. № 5. С. 1029—1034.
2. Головачев Ю. П., Попов Ф. Д. Обтекание затупленных конусов при входе в атмосферу, состоящую из углекислого газа и азота // Изв. АН СССР. МЖГ. 1975. № 2. С. 175—178.
3. Саттон. Расчет поля течения несерого излучающего газа около аблирующих при входе в атмосферу планет тел с учетом взаимодействия излучения и газодинамических процессов // Ракетная техника и космонавтика. 1974. Т. 12. № 8. С. 120—128.
4. Пейдж, Вудурд. Лучистый и конвективный нагрев при входе в атмосферу Венеры // Ракетная техника и космонавтика. 1972. Т. 10. № 10. С. 139—141.
5. Залогин Г. Н., Пластинин Ю. А., Суржиков С. Т. Исследование силы излучения газа около тел, входящих в атмосферу, состоящую из CO₂ и N₂ // Тр. Всесоюз. конф. «Динамика излучающего газа». Т. 2. М.: Изд-во МГУ, 1981. С. 103—114.
6. Вислый А. И., Мирский В. Н., Стулов В. П. Траектория торможения тел в атмосфере планет с учетом уноса массы и изменения формы под действием радиационного и конвективного нагрева // Гидродинамика и космические исследования. М.: Наука, 1985. С. 42—53.
7. Мирский В. Н., Стулов В. П. О законе подобия для коэффициента лучистого теплообмена при гиперзвуковом обтекании тел. Инж.-физ. журн. 1979. Т. 36. С. 244—248.
8. Edquist C. T. Correlation of radiative heating calculations for Venus Entry // J. Spacecraft and Rockets. 1974. V. 11. № 6. P. 440—442.
9. Prepared Under contract NO. NAS r-100 National Aeronautics and space Administration. JPL Technical Report 32-1408. V. II.
10. Николаев В. М., Пластинин Ю. А. Спектральные и интегральные излучательные способности нагретой смеси газов 97% CO₂ и 3% N₂ // Журнал прикл. спектроскопии. 1977. Т. 26. Вып. 5. С. 944—947.
11. Olstad W. B. Developing a technology base in planetary entry derothermodynamics // 24 Inter. Astronaut. Congr. Baku, USSR, Oct. 7—13, 1973. Hampton (Vd): NASA Langley Res. Center, 1973. 21 p.

Москва

Поступила в редакцию
13.II.1991