

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА В КРИТИЧЕСКОЙ
ТОЧКЕ СФЕРЫ, ОБТЕКАЕМОЙ ГИПЕРЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ
УГЛЕКИСЛОГО ГАЗА

Н. Е. АФОНИНА, В. Г. ГРОМОВ

(Москва)

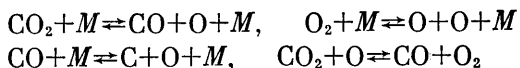
В работе приведены некоторые результаты численного исследования течения вблизи передней критической линии тока при обтекании сферы гиперзвуковым потоком углекислого газа. Исследование проведено на основе упрощенной системы уравнений Навье — Стокса для пятикомпонентной модели газа, учитывающей релаксационные процессы диссоциации — рекомбинации компонент газа, а также возбуждение и дезактивацию колебательных степеней свободы молекул углекислого газа. Расчеты проведены в диапазоне значений давления в набегающем потоке от 10^{-7} до 10^{-3} атм, скорости — от 4,5 до 8 км/сек для сферы радиуса 2 м. Поверхность сферы предполагалась либо идеально каталитической, либо химически нейтральной. Получена зависимость параметра теплообмена от определяющих параметров течения.

1. Газ в потоке моделируется реагирующей смесью совершенных газов, состоящей из пяти компонент (C, O, CO₂, CO, O₂). Предполагается, что атомарные компоненты обладают только поступательными степенями свободы. Для описания термодинамических характеристик молекулярных компонент используется модель жесткий ротатор — гармонический осциллятор. Неравновесный характер возбуждения колебаний учитывается только для молекул CO₂. Вращения всех молекул и колебания CO и O₂ предполагаются возбужденными равновесно с поступательным движением молекул газа.

Кинетика возбуждения колебаний CO₂ устанавливается из предположения, что сначала за счет столкновений возбуждается вторая мода (деформационный вид колебаний), а затем энергия этого вида колебаний мгновенно распределяется между всеми типами колебаний равновесным образом. В этом случае кинетическое уравнение можно записать в виде

$$\frac{dE_v}{dt} = P_{1,0}^{(2)} \left[1 - \exp\left(-\frac{T_{v,CO_2}^{(2)}}{T}\right) \right] \frac{1}{\tau} (E_v^{\circ} - E_v)$$

Здесь E_v — удельная колебательная энергия CO₂, $E_v^{\circ}(T)$ — равновесное значение E_v , τ — среднее время между газокинетическими столкновениями, $P_{1,0}^{(2)}$ — вероятность дезактивации первого колебательного уровня второй моды. Химические процессы в газе описываются следующей системой реакций:



Взаимодействие химических процессов и процессов возбуждения колебаний молекул CO₂ не учитывается.

Расчет течения газа проводится на основе системы уравнений, представляющей собой первое приближение полной системы уравнений Навье — Стокса, полученное методом «усеченных рядов» [1]. Граничные условия задаются в предположении, что поверхность сферы непроницаема, имеет заданную температуру и либо обладает идеально каталитиче-

скими свойствами по отношению ко всем рассматриваемым неравновесным процессам, либо химически нейтральна. Кроме того, постулируется отсутствие скольжения. При удалении от поверхности тела параметры течения стремятся к их значениям в невозмущенном потоке.

2. Задача решалась разностным методом, изложенным в [2]. Расчеты проводились на неравномерной сетке с числом узлов $N=101$. Узлы сетки сгущались вблизи поверхности

тела и в зоне ударной волны. Расположение узлов сетки менялось в зависимости от значений параметров задачи. Погрешность решения, оцениваемая по величине теплового потока на поверхности сферы q_w , 1–2%.

Значения $P_{1,0}^{(2)}$ при расчетах вычислялись по формуле

$$P_{1,0}^{(2)} = 450T^{-1/2} \times \exp(-110T^{-1/2} + 100^{-2/3})$$

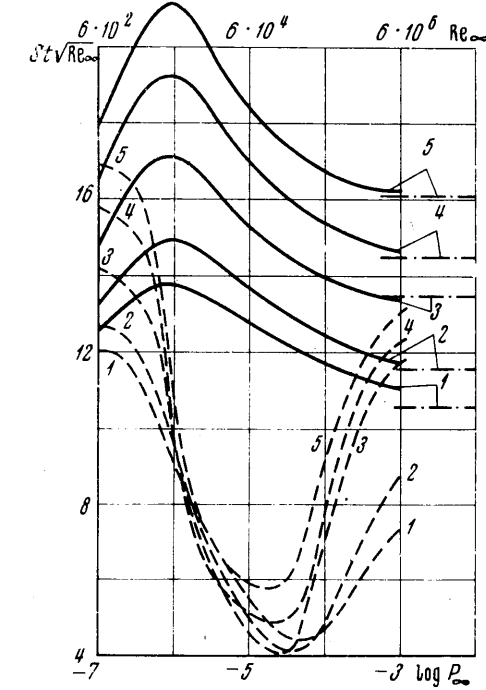
Константы скоростей прямой k_f и обратной k_r реакций вычислялись по формулам

$$k_f = A(T \cdot 10^4)^m \exp(-E/10^4 T)$$

$$k_r = k_f K_n^{-1}(T),$$

$$[k_f] = \text{см}^3/\text{моль} \cdot \text{сек}$$

где $K_n(T)$ — константа равновесия соответствующей реакции.



Фиг. 1

Значения A , m и E , использованные при расчетах, приведены в [2].

Коэффициенты вязкости и теплопроводности смеси вычислялись по приближенным формулам

$$\mu = 0.72 \sum_{i=1}^5 C_i d_i, \quad \lambda = \sum_{i=1}^5 C_{pi} C_i d_i.$$

$$d_i = \sum_j \left[\frac{C_j}{m_j} \frac{m}{\rho D_{ij}} \right]^{-1}$$

Здесь C_i , C_{pi} , m_i — весовая концентрация, теплоемкость и молекулярный вес i -й компоненты, ρ — плотность, m — молекулярный вес смеси.

Диффузионные потоки определялись из соотношений Стефана — Максвелла (без учета термодиффузии).

При вычислении коэффициентов бинарной диффузии D_{ij} для описания столкновений типа CO_2-CO_2 , CO_2-CO , CO_2-O_2 , CO_2-O , $\text{CO}-\text{CO}$, $\text{CO}-\text{O}_2$ и $\text{CO}-\text{O}$ при $2 \cdot 10^3 \text{ K} \leq T \leq 10^4 \text{ K}$ использовались данные [3]; для столкновений O_2-O_2 , O_2-O , $\text{O}-\text{O}$ — данные [4]. При $T < 2000 \text{ K}$ столкновения типа молекула — молекула рассчитывались по потенциалу Леннарда — Джонса. Интегралы столкновений типа атом — атом и атом — молекула

при $T < 2000^\circ \text{K}$ и столкновений всех типов при $T > 10^4^\circ \text{K}$ вычислялись с помощью линейной экстраполяции в логарифмическом масштабе. За неимением надежных опубликованных данных для описания взаимодействия атома С с атомами и молекулами смеси использовались данные, полученные для атомов О. Параметры потенциала взаимодействия молекул разных сортов определялись с помощью комбинаторных правил.

Все расчеты проведены для радиуса сферы $R=200 \text{ см}$, $T_w=1000^\circ \text{K}$, $T_\infty=150^\circ \text{K}$. Давление в набегающем потоке изменялось в пределах от 10^{-7} до 10^{-3} ат , скорости — от 4,5 до 8 км/сек.

По расчетным данным определены значения параметра теплообмена

$$\text{St} \sqrt{\text{Re}_\infty} = -q_w \sqrt{\text{Re}_\infty} / \rho_\infty V_\infty (I_{0,\infty} - I_{0,w}^\circ)$$

где Re_∞ — число Рейнольдса, определенное по параметрам набегающего потока, $I_{0,w}^\circ$ — равновесное значение энтальпии при $T=T_w$.

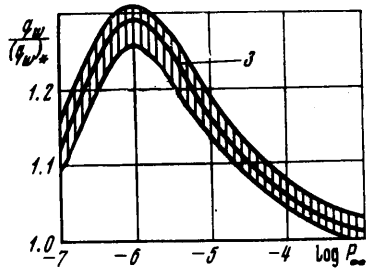
Зависимость параметра теплообмена от давления при различных значениях скорости V_∞ и различной химической активности поверхности показана на фиг. 1.

Цифра 1 на графиках соответствует скорости $V_\infty=4,5, 2-5, 3-6, 4-7, 5-8 \text{ км/сек}$. Сплошными линиями показаны результаты расчета теплообмена на идеально каталитической поверхности, пунктирными — на химически нейтральной поверхности. На этой фигуре кроме значений давления приведены также соответствующие значения Re_∞ , вычисленные при $V_\infty=6 \text{ км/сек}$.

В случае идеально каталитической поверхности при всех значениях скорости параметр теплообмена принимает максимальное значение при $p_\infty \approx 10^{-6} \text{ ат}$ ($\text{Re}_\infty \approx 6 \cdot 10^3$). С увеличением давления величина $\text{St} \sqrt{\text{Re}_\infty}$ убывает и стремится к значению $(\text{St} \sqrt{\text{Re}_\infty})_*$, определяемому теорией пограничного слоя. Последнее с погрешностью, не превышающей 10% для всего рассмотренного диапазона скоростей набегающего потока, может быть вычислено по формуле [5] при значении числа Льюиса, равном единице. Значения параметра теплообмена, полученные по формуле Фэя — Ридделла, показаны на фиг. 1 штрихпунктиром.

Отношение $\text{St} \sqrt{\text{Re}_\infty} / (\text{St} \sqrt{\text{Re}_\infty})_* = q_w / (q_w)_*$ (фиг. 2) слабо зависит от V_∞ и принимает максимальное значение $\approx 1,3$ при $p_\infty \approx 10^{-6} \text{ ат}$. Заштрихованная область на фиг. 2 соответствует значениям отношения $q_w / (q_w)_*$ при различных значениях V_∞ из рассмотренного интервала, сплошная линия соответствует $V_\infty=6 \text{ км/сек}$. Значение $(q_w)_*$ при построении фиг. 2 определялось по результатам расчетов при $p_\infty R = 2 \cdot 10^{-0,5} \text{ ат} \cdot \text{см}$.

Тепловой поток к химически нейтральной поверхности в большей части рассмотренного диапазона изменения давления существенно меньше теплового потока к идеально каталитической поверхности. Эффект снижения интенсивности теплообмена в результате уменьшения химической активности поверхности максимален при $p_\infty \approx 10^{-4,5} \text{ ат}$ ($\text{Re}_\infty \approx 10^5$). В этих условиях процесс диссоциации молекул газа в высокотемпературной области ударного слоя близок к завершению, в то время как обратный процесс — рекомбинация газа в холодной части слоя вблизи стенки — почти полностью заморожен. Как видно из приведенных данных, даже при максимальных значениях давления из рассмотренного интервала ($p_\infty=10^{-3} \text{ ат}$) значительная часть продуктов диссоциации, движущихся к поверхности



Фиг. 2

тела, не успевает рекомбинировать в пограничном слое, что приводит к существенному снижению теплового потока.

В условиях сильно разреженного газа, когда химические процессы полностью заморожены во всем ударном слое, химическая активность поверхности не оказывает влияния на величину теплового потока. Данные фиг. 1 показывают, что такие условия при рассмотренных значениях V_∞ соответствуют $p_\infty \lesssim 10^{-7}$ ат.

Институт механики МГУ

Поступила 20 XI 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Као Х. Гиперзвуковое вязкое течение вблизи критической линии тока затупленного тела. Ракетная техника и космонавтика, 1964, № 11.
2. Громов В. Г. Расчет вязкого обтекания сферы гиперзвуковым потоком газовой смеси, содержащей углекислый газ. Научн. тр. Ин-та механ. МГУ, 1972, № 19.
3. Belyaev Yu. N., Kamyshev N. V., Leonas V. B., Sermyagin A. V. The experimental investigation of short-range repulsive forces between atoms and molecules of atmospheric gases. Entropie, 1969, No. 30.
4. Yun K. S., Mason E. A. Collision integrals for the transport properties of dissociating air at high temperatures. Phys. Fluids, 1962, vol. 5, No. 4.
5. Фэй Дж., Ридделл Ф. Теоретический анализ теплообмена в передней критической точке, омываемой диссоциированным воздухом. В сб. «Газодинамика и теплообмен при наличии химических реакций». М., Изд-во иностр. лит., 1962.