

ЛУЧИСТЫЙ ТЕПЛОБМЕН ГОЛОВНОЙ ЧАСТИ ТЕЛА
ПРИ ИНТЕНСИВНОМ ИСПАРЕНИИ

В. Н. МИРСКИЙ, В. П. СТУЛОВ

(Москва)

Решена задача о течении излучающего газа около головной части тела при интенсивном испарении поверхности. Значительный лучистый нагрев имеет место при обтекании тел достаточно плотным газом, поэтому принята газодинамическая модель течения, согласно которой течение происходит в ударном слое и в слое паров, разделенных контактной поверхностью. Поток лучистой энергии из ударного слоя частично поглощается слоем паров и попадает на поверхность тела, вызывая интенсивное испарение.

1. Постановка задачи. Движение газа между ударной волной и поверхностью тела описывается обычными уравнениями радиационной газовой динамики. На отошедшей ударной волне формулируются условия Гюгонио, в которых набегающий поток считается однородным; поглощение опережающего излучения не учитывается, поскольку оно слабо влияет на процессы вблизи стенки, изучение которых является главной целью настоящей работы. Предполагается, что набегающий поток не излучает, так что $I_{vs}^+ = 0$, где плюс означает направление в сторону обтекаемого тела. На контактной поверхности ставятся условия непроницаемости и равенства давлений, а также непрерывности излучения, поскольку контактная поверхность считается прозрачной

$$(1.1) \quad p_1 = p_2, \quad v_{n1} = v_{n2} = 0, \\ I_{vc}^+ = I_{v1}, \quad I_{vc}^- = I_{v2}$$

В достаточно плотном газе испарение стенки будет равновесным. Пренебрегая отводом тепла внутрь тела и отражением излучением от стенки, граничные условия на испаряющейся поверхности запишем в следующем виде:

$$(1.2) \quad p_w = f(T_w), \quad (\rho v_n)_w H^* = S_w^+ - \epsilon_w \sigma T_w^4, \quad I_{vw}^- = \epsilon_w B_{vw}$$

где H^* — скрытая теплота сублимации материала, ϵ_w — степень черноты тела.

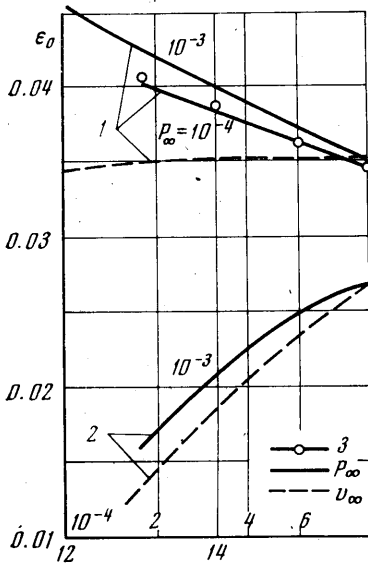
Метод решения задачи, а также физико-химическая модель излучающей равновесной смеси газов подробно изложены в [1, 2].

2. Структура течения. Рассматривается гиперзвуковое обтекание воздухом сферического затупления, поверхность которого выполнена из углерод-фенола с теплотой сублимации, представленной в виде $H^* = 3675 + 601 \times \exp(-0.0983 p_w)$ ккал/г. В рассматриваемом диапазоне скоростей $12 \leq v_\infty \leq 16$ км/сек излучение ударного слоя вызывает интенсивное испарение поверхности тела, так что толщина слоя паров сравнима с толщиной ударного слоя.

Зависимость толщин двух слоев на оси течения ϵ_0 от параметров набегающего потока представлена на фиг. 1 для сферы радиусом $R = 2$ м. Кривые 1 показывают толщину ударного слоя, кривые 2 — толщину слоя паров. Сплошные линии показывают зависимость от v_∞ (нижняя шкала на оси абсцисс), штриховые линии — зависимость от p_∞ при $v_\infty = 16$ км/сек (верхняя шкала).

Толщина слоя паров резко уменьшается при уменьшении v_∞ и p_∞ , так как при этом падает лучистый поток. При $p_\infty \sim 10^{-4}$ атм и $v_\infty \leq 12$ км/сек толщина слоя паров очень мала и анализ процесса испарения необходимо проводить в рамках теории пограничного слоя. Точками 3 показаны величины отхода ударной волны, взятые из работы [3], где решалась задача обтекания тел излучающим газом без учета разрушения и использовалась иная модель высокотемпературного воздуха.

Изменение толщины слоя вдуваемого газа вдоль образующей тела существенно зависит от интенсивности вдува. Функция $\epsilon(\theta)$ для слоя паров показана на фиг. 2 для следующих условий обтекания: $p_\infty = 10^{-3}$ атм и различные v_∞ (сплошные линии) и $v_\infty = 16$ км/сек и различные p_∞ (штриховые линии). При меньших значени-

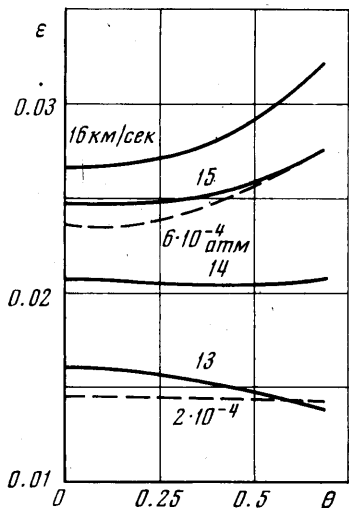


Фиг. 1

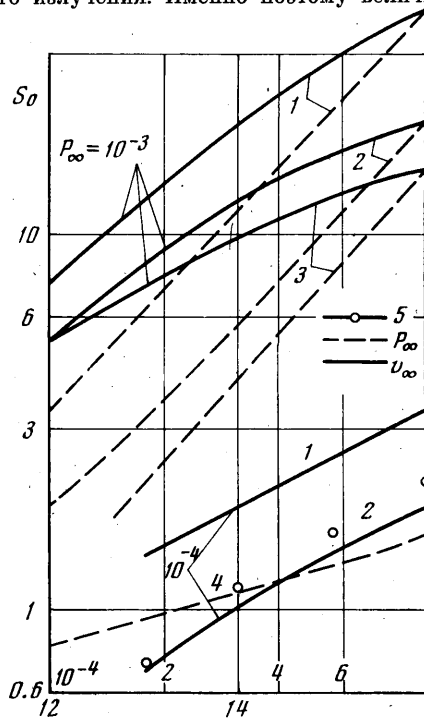
ях v_∞ толщина слоя паров уменьшается при удалении от критической точки. Это связано с более резким спадением лучистого потока вдоль образующей при уменьшении v_∞ [3], в то время как этот закон изменения относительного лучистого потока сравнительно слабо зависит от p_∞ .

3. Лучистые потоки в характерных бечениях слоя. Как было показано в работе [2], доля лучистого потока ударного слоя, поглощаемая слоем паров, существенно зависит от спектрального состава падающего излучения. Именно поэтому величина экранировки довольно нерегулярно изменяется с изменением условий в набегающем потоке.

На фиг. 3 представлены значения интегрального по спектру лучистого потока в характерных точках на оси течения. Кривые 1 показывают значения S_s^- , кри-



Фиг. 2



Фиг. 3

вые 2 — S_c^+ , кривые 3 — S_w^+ , кривая 4 — S_w^- , где индексы s, c, w обозначают ударную волну, контактную поверхность и поверхность тела соответственно. Сплошные линии показывают зависимость от v_∞ (нижняя шкала), штриховые — от p_∞ (верхняя шкала). С изменением p_∞ доля поглощаемой лучистой энергии меняется довольно слабо, так как основную часть поглощает внешняя область слоя паров, не зависящая от общей толщины слоя. В то же время с уменьшением v_∞ различие кривых 2 и 3 уменьшается монотонно главным образом за счет изменения спектра излучения ударного слоя.

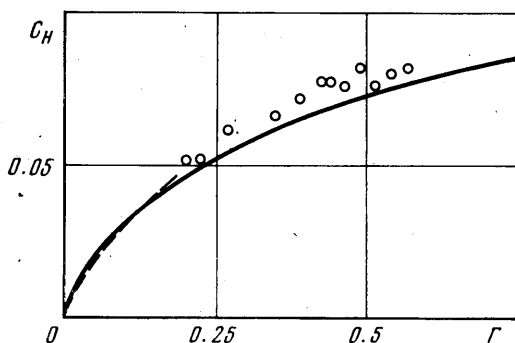
Точками 5 показаны результаты работы [3], где наиболее сильные спектральные линии нагретого воздуха учитывались индивидуально. С увеличением v_∞ различие несколько увеличивается, однако даже при $v_\infty = 16 \text{ км/сек}$ оно не превышает 20%. Отсюда следует, что при достаточно большой плотности газа [1], вклад спектральных линий можно учесть интегрально путем сдвига порогов фотоионизации. С уменьшением v_∞ вклад линий уменьшается.

4. Коэффициент лучистого теплообмена. Если пренебречь собственным излучением стенки, которое относительно невелико при больших скоростях (кривая 4 на фиг. 3), то уравнение для переменной массы тела, испаряющегося под действием лучистого нагрева, можно записать в следующем виде:

$$(4.1) \quad -T^* \frac{dm}{dt} = C_n \frac{1}{2} \rho_\infty v_\infty^3 A$$

Здесь A — площадь мишени тела, а коэффициент теплообмена C_n выражается через интеграл по лобовой поверхности тела от лучистого потока S_c^+ (без учета экранировки). Рассмотрим вначале величину C_{n0} для критической точки

$$(4.2) \quad C_{n0} = S_{c0}^+ / \frac{1}{2} \rho_\infty v_\infty^3 = \frac{1}{2} \Gamma S_{c0}^+ / q_{is} \quad (\Gamma = 2q_{is} / \frac{1}{2} \rho_\infty v_\infty^3)$$



Фиг. 4

ваться аппроксимирующей зависимостью для относительного лучистого потока [3] на поверхности сферы, то получим

$$(4.3) \quad C_n = 2C_{n0}/(n+1)$$

Здесь параметр n зависит главным образом от v_∞ . При больших скоростях обтекания, как показано в [6], можно считать $n \approx 3$. Заметим, что учет экранировки нельзя описать универсальной зависимостью, так как доля поглощаемого лучистого потока по-разному зависит от v_∞ и p_∞ .

Институт механики МГУ

ЛИТЕРАТУРА

Поступила 7 V 1974

1. Стулов В. П. Об одной модели излучающей смеси газов. Научн. тр. Ин-та механ. МГУ, 1973, № 30.
2. Мирский В. Н., Стулов В. П. Обтекание затупленного тела излучающим газом при наличии интенсивного испарения. Научн. тр. Ин-та механ. МГУ, 1973, № 30.
3. Стулов В. П., Шапиро Е. Г. Излучение ударного слоя при гиперзвуковом обтекании затупленных тел воздухом. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 1.
4. Биберман Л. М., Бронин С. Я., Лагарьков А. Н. Радиационно-конвективный теплообмен при гиперзвуковом обтекании затупленного тела. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, № 5.
5. Карасев А. Б., Лях А. Н., Пегов С. А. Радиационный теплообмен в области передней критической точки в атмосфере водорода. В сб. «Тепло- и массоперенос», т. 1. Минск, 1972.
6. Пилюгин Н. Н. Распределение лучистого теплового потока по поверхности сферы при обтекании ее гиперзвуковым потоком невязкого излучающего газа. ПМТФ, 1972, № 6.

Вниманию читателей:

В журнале «Изв. АН СССР, Механика жидкости и газа», № 1, 1975 г. допущена опечатка.

Формула на стр. 191, 4-ая строка снизу, должна читаться:

$$\Phi(\xi) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^\xi e^{-z^2/2} dz$$

Технический редактор Н. Н. Беляева