

Второй тип течения соответствует случаю, когда фронт слабой ударной волны ориентирован таким образом, что точка B оказывается между точками F и C . В этом случае точка B лежит в области, где нет характеристик. Поэтому пересечение взаимодействующих ударных фронтов в точке B носит нерегулярный характер. В результате взаимодействия в точке B возникнет контактный разрыв BO_1 , совпадающий с характеристикой (1.3). Возникшие в результате дифракции возмущения оказываются локализованными внутри области, аналогичной $EFCH$ (фиг. 1). Возникающая для указанной области краевая задача в частном случае движения с гиперзвуковой скоростью тонкого клина рассмотрена в работах [2, 3].

Третий тип течения возникает, когда точка B оказывается между вершиной клина и точкой C (фиг. 2). В результате взаимодействия ударных фронтов в точке B в этом случае возникают слабые ударные волны BM и MN и контактный разрыв BO_1 , совпадающие с соответствующими характеристиками. Области 1-5 — области кусочно-постоянных параметров, $EFCH$ — область возмущенного эллиптического течения. Полагая в (1.2) $u=v=0$, $c=1$, $y=0$, $x=-M_\infty$, получим предельное значение угла φ , выше которого дифракция не будет иметь места

$$(2.1) \quad \varphi = \pi \pm \arctg(M_\infty^2 - 1)^{-1/2}$$

Верхний знак в (2.1) отвечает встречному взаимодействию ударных фронтов в точке B , нижний — догонному. При этом точка B совпадает с вершиной клина.

Отметим в заключение, что во всех рассмотренных выше случаях, когда точка B оказывается в области существования характеристик, количество слабых ударных фронтов и соответствующих контактных разрывов, возникших в результате дифракции, может отличаться от случаев, представленных на фиг. 1, 2, и зависит от взаимного расположения окружности O_1 и точки B .

Таким образом, в результате проведенного анализа исчерпываются все случаи дифракции плоской слабой ударной волны на движущемся со сверхзвуковой скоростью клине.

Автор благодарит Ю. А. Демьянова, В. Т. Киреева и В. В. Третьякова за обсуждение работы и полезные замечания.

Поступила 5 XI 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Тер-Минасянц С. М. Задача о дифракции плоской волны на клине, движущемся со сверхзвуковой скоростью. Докл. АН СССР, 1964, т. 155, № 4.
2. Ингер Г. Р. Взаимодействие взрывной волны с тонким клином, движущимся с гиперзвуковой скоростью. Ракетная техника и космонавтика, 1966, т. 4, № 3.
3. Ингер Г. Р. Косое падение взрывной волны на тонкое тело, летящее с гиперзвуковой скоростью. Ракетная техника и космонавтика, 1966, т. 4, № 8.
4. Тер-Минасянц С. М. Дифракция плоской волны на клине, движущемся со сверхзвуковой скоростью. ПММ, 1971, т. 35, вып. 2.
5. Сагомонян А. Я., Поручиков В. В. Пространственные задачи неустановившегося движения сжимаемой жидкости. М., Изд-во МГУ, 1970.

УДК 533.696.4+536.3

ОБТЕКАНИЕ ЗАТУПЛЕННЫХ КОНУСОВ ПРИ ВХОДЕ В АТМОСФЕРУ, СОСТОЯЩУЮ ИЗ УГЛЕКИСЛОГО ГАЗА И АЗОТА

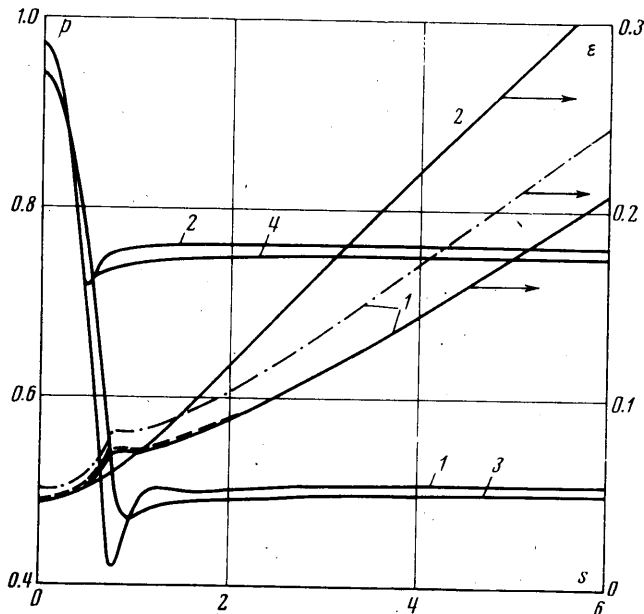
Ю. П. ГОЛОВАЧЕВ, Ф. Д. ПОПОВ

(Ленинград)

Исследуется гиперзвуковое обтекание сферически затупленных конусов в атмосфере, состоящей из углекислого газа и азота. Предполагается наличие в ударном слое локального термодинамического равновесия. Учитываются вязкость, диффузия, теплопроводность и радиационный перенос энергии. Задача решается на основе уравнений динамики вязкого излучающего газа без выделения в ударном слое областей невязкого течения и пограничного слоя. Для учета селективности излучения используется двухступенчатая аппроксимация спектральной зависимости коэффициента

поглощения, полученная в результате обработки подробных данных по сечениям поглощения. Решение задачи находится методом установления. Приводятся результаты расчета обтекания затупленных конусов с различными углами полураствора.

1. Рассматриваются течения при числах Рейнольдса порядка 10^4 . Поэтому уравнения сохранения записываются без учета «вязких» членов, имеющих равномерно во всей области от поверхности тела до ударной волны порядок малости выше нулевого по параметру $1/\sqrt{R}$ (R — число Рейнольдса). Полученные таким образом уравнения вязкого ударного слоя для газа с постоянной теплоемкостью приведены в [1].



Фиг. 1

В рассматриваемом здесь случае гиперзвукового обтекания тел химически реагирующей и излучающей смесью углекислого газа и азота предполагается, что газ находится в состоянии локального термодинамического равновесия. Используется бинарная модель диффузии. Дивергенция лучистого потока энергии определяется известным выражением, полученным в результате интегрирования уравнения переноса излучения на линиях $s = \text{const}$ (s — расстояние от передней критической точки вдоль поверхности тела) с использованием приближения локально-одномерного плоского слоя [2]. Поверхность тела считается абсолютно черной. Для интенсивности излучения на поверхности тела и на ударной волне ставятся нулевые граничные условия, так как излучением поверхности и области, расположенной перед ударной волной, в рассматриваемых условиях можно пренебречь.

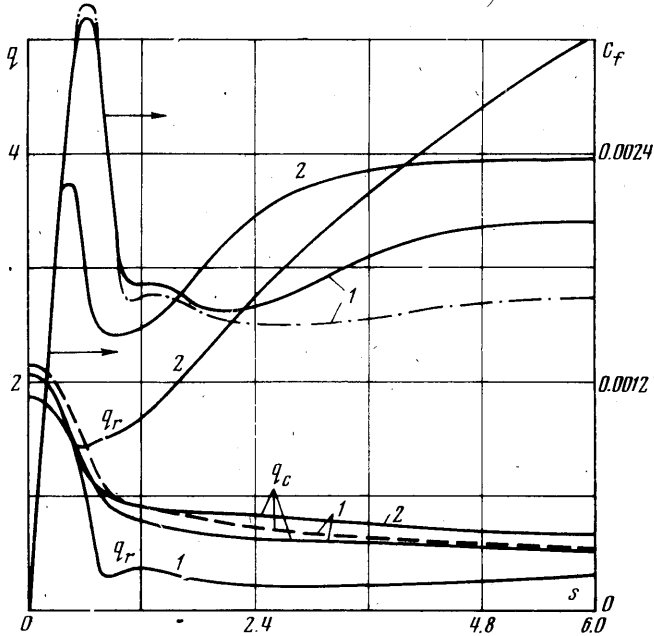
Задача решается в области, ограниченной отошедшей ударной волной, осью симметрии течения, поверхностью тела и линией $s = S = \text{const}$, расположенной на расстоянии шести радиусов затупления от оси симметрии. Граничные условия для газодинамических функций ставятся следующим образом. Ударная волна считается поверхностью разрыва, и на ней используются соотношения Ренкина — Гюгонио. Возмущение параметров набегающего потока излучением ударного слоя не учитывается. На оси $s = 0$ используются условия симметрии, на поверхности тела — условия непроницаемости и прилипания для составляющих скорости и условие для температуры $T = T_w = 2500^\circ \text{K}$. На границе $s = S$ используется квадратичная экстраполяция значений газодинамических функций по внутренним узлам расчетной области.

2. Термодинамические функции смеси и концентрации компонент рассчитываются по программе, составленной В. В. Михайловым [3]. Значения коэффициента вязкости и полного коэффициента теплопроводности с учетом поступательной, внутренней и химической энергии компонент заимствуются из [4].

Спектральные коэффициенты поглощения вычисляются с использованием сечений поглощения, приведенных в [5]. Рассматривается спектральный интервал $0.02 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 4 \text{ мкм}$, где учитывается излучение в непрерывном спектре, спектральных линиях и различных системах молекулярных полос. Анализ полученной спек-

тральной зависимости коэффициента поглощения при рассматриваемых давлениях и температурах указывает на возможность выделения двух участков спектра таких, что при $\lambda \geq \lambda^*$ длина пробега излучения значительно больше толщины ударного слоя, а при $\lambda \leq \lambda^*$ — значительно меньше. Поэтому для сокращения времени расчета дивергенции лучистого потока спектральная зависимость коэффициента поглощения аппроксимируется двухступенчатой моделью.

Средние коэффициенты поглощения при $\lambda \geq \lambda^*$ и $\lambda \leq \lambda^*$ определяются соответственно как средний планковский и средний росселандов (κ_1 и κ_2). Граничное значение длины волны выбралось равным $\lambda^* = 0.175$ мкм. Значения κ_1 и κ_2 для смеси, содержа-



Фиг. 2

щей по объему $0.9\text{CO}_2-0.1\text{N}_2$, приведены в таблице ($\kappa = A \cdot 10^n \cdot \text{см}^{-1}$). Применимость используемой двухступенчатой модели подтверждается удовлетворительным совпадением результатов расчета лучистого потока в критической точке по теории тонкого вязкого ударного слоя с данными [6], полученными при более детальном описании спектральной зависимости коэффициента поглощения (девятиступенчатая модель).

3. Задача решалась методом установления с помощью неявной схемы второго порядка точности, предложенной в [1]. Расчетная сетка содержала 31 луч $s = \text{const}$ при 26 узлах на каждом луче. Для обеспечения необходимой точности расчетов в области резкого изменения газодинамических функций применялось сгущение координатных линий, аналогичное [1].

Рассчитано обтекание сферически затупленных конусов с радиусом затупления 20 см и различными углами полураствора. Ниже в качестве примера приводятся некоторые результаты расчетов для смеси, содержащей по объему $0.9\text{CO}_2-0.1\text{N}_2$, при $V_\infty = 9$ км/сек, $\rho_\infty = 0.3128 \times 10^{-5}$ г/см³. Линейные размеры отнесены к радиусу затупления, давление — к $\rho_\infty V_\infty^2$. Значения тепловых потоков приводятся в квт/см², коэффициент трения определяется как отношение напряжения трения на поверхности тела к скоростному напору.

На фиг. 1 представлено изменение отхода ударной волны ε в зависимости от координаты s (масштаб справа). Кривые 1, 2 соответствуют конусам с углами полураствора $\theta_k = 45$ и 60° . Пунктирной кривой показано изменение отхода ударной волны, полученное без учета излучения. Штрихпунктирная кривая — зависимость $\varepsilon(s)$, рассчитанная для воздуха при тех же условиях полета [7]. На этой же фигуре показаны распределения давления вдоль поверхности тел (кривые 1, 2) и вдоль ударных волн (кривые 3, 4).

На фиг. 2 представлено изменение тепловых потоков и коэффициента трения вдоль поверхности конусов с углами полураствора $\theta_k = 45$ (кривые 1) и 60° (кри-

вые 2). Видно, что в окрестности критической точки конвективный q_c и радиационный q_r потоки тепла к поверхности тела одного порядка. Для $\theta_k=60^\circ$ за точкой сжатия сферы с конусом лучистый поток сильно возрастает и при $s=6$ в 2.5 раза превышает свое значение в критической точке. При $\theta_k=45^\circ$ лучистый поток на боковой поверхности тела изменяется слабо и оказывается значительно меньше, чем в критической точке. Конвективные тепловые потоки для обоих конусов монотонно

T, °K	p=1 атм				p=10 атм			
	κ_1		κ_2		κ_1		κ_2	
	A	n	A	n	A	n	A	n
2000	0.2876	-2	0.4652	-1	0.2910	-1	0.2233	0
4000	0.5578	-4	0.1944	1	0.1633	-2	0.2185	2
6000	0.7545	-3	0.1118	1	0.8263	-2	0.1266	2
8000	0.2963	-2	0.8943	-1	0.1179	0	0.1159	1
10 000	0.2080	-2	0.1054	-1	0.3745	-1	0.8879	0
12 000	0.5036	-2	0.2062	-2	0.7503	-1	0.1356	0

убывают с увеличением s . Пунктирной кривой на фиг. 2 показаны значения q_c , полученные без учета излучения. Видно, что излучение несколько снижает конвективный нагрев поверхности тела. Сравнение значений тепловых потоков с рассчитанными для воздуха при тех же условиях полета [7] показало, что в воздухе конвективный нагрев примерно на 20% выше, чем в смесях углекислого газа и азота, а радиационный нагрев пренебрежимо мал. Зависимость коэффициента трения от координаты s для обоих конусов существенно немонотонна. Штрихпунктирной кривой показана зависимость $C_f(s)$, рассчитанная при тех же условиях для воздуха.

Расчеты обтекания затупленных конусов проводились также для смесей с другим содержанием азота. Результаты этих расчетов показали, что изменение начальной концентрации азота существенно влияет на радиационный нагрев поверхности тела. Конвективный тепловой поток, коэффициент трения, распределение давления и форма ударной волны сравнительно слабо зависят от состава смеси.

Поступила 22 I 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Головачев Ю. П., Попов Ф. Д. Расчет сверхзвукового обтекания затупленных тел вязким газом при больших числах Рейнольдса. Ж. вычислит. матем и матем. физ., 1972, т. 12, № 5.
2. Бай Ши-и. Динамика излучающего газа. М., «Мир», 1968.
3. Белоцерковский О. М., Булекбаев А., Голомазов М. М., Грудницкий В. Г., Душин В. К., Иванов В. Ф., Лункин Ю. П., Попов Ф. Д., Рябинков Г. М., Тимофеева Т. Я., Толстых А. И., Фомин В. Н., Шугаев Ф. В. Обтекание затупленных тел сверхзвуковым потоком газа, теоретическое и экспериментальное исследования. М., ВЦ АН СССР, 1967.
4. Здункевич М. Д., Леонас В. Б. Расчет коэффициентов переноса планетных атмосфер, образуемых смесями $\text{CO}_2 - \text{N}_2$. Теплофизика высоких температур, 1972, т. 10, № 5.
5. Каменчиков В. А., Пластинин Ю. А., Николаев В. М., Новицкий Л. А. Радиационные свойства высокотемпературных газов. М., «Машиностроение», 1971.
6. Лейдж, Вудюрт. Лучистый и конвективный нагрев при входе в атмосферу Венеры. Ракетная техника и космонавтика, 1972, т. 10, № 10.
7. Головачев Ю. П., Попов Ф. Д. Исследование гиперзвукового обтекания затупленных конусов вязким газом с учетом реальных физико-химических процессов. Физика горения и взрыва, 1973, т. 9, № 6.