

20. Боголепов В. В. Обтекание полуцилиндрической выпуклости на поверхности пластины сдвиговым потоком вязкой жидкости.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1975, № 6.
21. Боголепов В. В. Расчет взаимодействия сверхзвукового пограничного слоя с тонким препятствием.— Учен. зап. ЦАГИ, 1974, т. V, № 6.
22. Боголепов В. В. Исследование предельных решений для случая обтекания малых неровностей на поверхности тела сверхзвуковым потоком вязкого газа.— Тр. ЦАГИ, 1977, вып. 1812.

Поступила 29/X 1985 г.

УДК 532:516 : 541.12

РАСЧЕТ КОНЦЕНТРАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ В ОКРЕСТНОСТИ ЗАТУПЛЕННОГО ТЕЛА В РАМКАХ РАЗЛИЧНЫХ МОДЕЛЕЙ ДИФФУЗИИ ПРИ ГИПЕРЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ

Л. И. Петрова, В. А. Полянский
(Москва)

На основе численного решения уравнений Навье — Стокса обсуждается вопрос о влиянии выбора модели диффузии на распределение параметров течения в задаче обтекания затупленных тел гиперзвуковым потоком воздуха.

Высокотемпературный воздух в области ударного слоя между поверхностью тела и головной ударной волной (УВ) представляет собой сложную многокомпонентную частично ионизованную газовую смесь. Решение задачи обтекания тел такой смесью в рамках полной системы уравнений Навье — Стокса находится на пределе возможностей современных ЭВМ. С этой точки зрения весьма важен вопрос о степени сложности модели, которую нужно использовать для описания многокомпонентной среды. В задачах гиперзвукового обтекания тел воздухом можно построить иерархию моделей, начиная с наиболее сложной, в которой учитываются 11 реагирующих между собой компонентов смеси (N_2 , O_2 , NO , N , O , NO^+ , N_2^+ , O_2^+ , N^+ , O^+ , e), неравновесность внутренних степеней свободы, процессы многокомпонентной диффузии, вязкости и теплопроводности при достаточно большом числе приближений по полиномам Сонина для коэффициентов переноса заряженных компонентов. Следующая, более простая модель — семь компонентов (N_2 , O_2 , NO , O , N , NO^+ , e), в ней внутренние степени свободы находятся в равновесии, процессы переноса учитываются в рамках полной системы уравнений Навье — Стокса. Далее могут быть упрощения модели, связанные с отбрасыванием отдельных слагаемых в уравнениях Навье — Стокса, в результате чего меняется тип системы, с разбиением всей области течения на подобласти, в каждой из которых используются более простые уравнения (уравнения Эйлера, уравнения пограничного слоя) и т. д. При этом в рамках какой-либо модели также возможны упрощения.

Критерием справедливости принятых упрощений может служить, кроме сравнения результатов решения с экспериментом, также сравнение с данными, полученными на основе более сложной модели. В настоящее время для задачи обтекания затупленных тел воздухом решение получено в рамках семикомпонентной модели. В диапазоне скоростей 4—6 км/с при давлениях и плотностях, соответствующих высотам 70—100 км над уровнем моря семикомпонентная модель, в которой ведущий ионизационный процесс — ассоциативная ионизация $N + O \rightleftharpoons e + NO^+$, достаточно хорошо описывает свойства среды. Однако для проведения массовых расчетов обтекания тел эта модель все еще сложна, так как каждый вариант расчета требует больших затрат времени ЭВМ. Ниже анализируется возможность упрощений семикомпонентной модели

воздуха за счет приближенного учета диффузионных свойств смеси. Рассмотрен вопрос о том, как влияет точность задания сечений упругих столкновений частиц газовой смеси на распределение концентраций заряженных компонентов, а также исследуется различие, возникающее в случае, когда многокомпонентная диффузия заменяется бинарной. Кроме того, анализируется справедливость общепринятого допущения о квазинейтральности среды на основе расчета индуцированных электрических полей и величины объемного заряда в окрестности тела. Конкретные результаты приведены для условий: обтекается тело со сферическим затуплением радиуса 13 см, скорость набегающего потока $u_\infty = 5,5$ км/с, число Маха $M = 20$, число Рейнольдса $Re = 300$ и 600 . Газовая смесь состоит из семи компонентов: 1 — O_2 , 2 — O , 3 — N , 4 — NO , 5 — NO^+ , 6 — e , 7 — N_2 . Для описания процессов диффузии в такой смеси используются уравнения, полученные в 10-моментном приближении метода Грэда с коэффициентами многокомпонентной диффузии, которые вычисляются с точностью, соответствующей учету первого полинома Соинна. Предполагается, что среда квазинейтральная, внешние электрические поля отсутствуют, электрический ток равен нулю всюду в области течения, температура электронов равна температуре тяжелых частиц. В этих предположениях можно из диффузионных уравнений исключить напряженность самосогласованного электрического поля. Пренебрегая процессами баро- и термодиффузии, можно записать уравнения, описывающие распределение плотностей компонентов смеси в окрестности тела в виде [1]

$$(1) \quad \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \operatorname{div} \rho_i \mathbf{u} + \operatorname{div} \mathbf{J}_i = \omega_i, \quad \rho_i = m_i n_i;$$

$$(2) \quad \sum_{j=1}^5 a_{ij}^* \mathbf{J}_j = \nabla \rho_i, \quad i = 1, \dots, 5.$$

Здесь m_i , n_i , \mathbf{J}_i — масса частицы, числовая плотность и диффузионный поток массы i -го компонента смеси; \mathbf{u} — средняя массовая скорость смеси; ω_i — скорость изменения плотности i -го компонента за счет химических реакций; элементы матрицы, обратной матрице, составленной из коэффициентов a_{ij}^* , дают коэффициенты многокомпонентной диффузии в амбиполярном приближении. Выражения для a_{ij}^* имеют вид

$$(3) \quad \begin{aligned} a_{ij}^* &= a_{ij} - a_{i7}, \quad i, j = 1, \dots, 4, \\ a_{i5}^* &= a_{i5} - a_{i7} + \frac{m_6}{m_5} (a_{i6} - a_{i7}), \quad i = 1, \dots, 4, \\ a_{5j}^* &= 0,5 (a_{5j} - a_{57} + a_{6j} - a_{67}), \quad j = 1, \dots, 4, \\ a_{55}^* &= 0,5 \left[a_{55} - a_{57} + a_{65} - a_{67} + \frac{m_6}{m_5} (a_{56} - a_{57} + a_{66} - a_{67}) \right], \\ a_{ij} &= \frac{m_i}{(m_i + m_j) \tau_{ji} kT}, \quad i \neq j, \quad \frac{1}{\tau_{ij}} = \frac{16}{3} n_j \left(\frac{kT}{2\pi \mu_{ij}} \right)^{1/2} Q_{ij}, \\ a_{ii} &= - \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^7 \frac{m_j}{(m_i + m_j) \tau_{ij} kT}, \quad \mu_{ij} = \frac{m_i m_j}{m_i + m_j}; \end{aligned}$$

$$(4) \quad Q_{ij} = 2\pi \int v^5 e^{-v^2} (1 - \cos \chi_{ij}) b db dv,$$

где Q_{ij} — транспортное сечение упругих столкновений частиц; T — температура; k — постоянная Больцмана; нумерация компонентов приведена выше. Для упругих столкновений заряженных частиц между собой используются сечения кулоновского рассеяния, обрезанные на дебаевском расстоянии

$$(5) \quad Q_{ij} = \frac{\pi e^4}{2 (kT)^2} \ln \Lambda_{ij}, \quad \Lambda_{ij} = \frac{(kT)^{3/2}}{(4\pi n_j)^{1/2} e^3}$$

Таблица 1

c_i	O_2-NO^+	$O-NO^+$	$N-NO^+$	$NO-NO^+$	N_2-NO^+
c_0	-1,28940	5,82752	5,39566	-1,62362	6,27833
c_1	6,17367	-2,82542	-2,26721	6,56184	-3,05815
c_2	-3,49261	0,590961	0,400264	-3,65424	0,655657
c_3	0,762411	-0,0448437	-0,025474	0,793381	-0,0511894
c_4	-0,0589641	0	0	-0,061387	0

(e — заряд протона). Для остальных сечений взаимодействия (кроме сечений электрон — нейтральная частица) использовались данные, рассчитанные по методике [2]. Выражения для интегралов (4), дающие их зависимость от температуры в диапазоне 200—25000 К, можно представить как

$$(6) \quad \lg Q_{ij}^* = \sum_k c_k (\lg T)^k, \quad Q_{ij} = 10^{10} Q_{ij}^* \text{ см}^2.$$

При этом температура T выражена в кельвинах, коэффициенты полиномов c_k для взаимодействия иона NO^+ с нейтральными частицами приведены в табл. 1.

В расчетах сечений Q_{ij} использовались потенциалы взаимодействия с учетом поляризационного притяжения иона и нейтральной частицы, существенного при низких температурах, а также дисперсионное взаимодействие и отталкивание в области высоких энергий столкновения. Последние типы взаимодействия записывались в виде, аналогичном взаимодействию соответствующих нейтральных частиц.

Для сечений столкновений нейтральных частиц использовались данные табл. 2 [2].

По сечениям столкновений электронов с частицами нейтральных компонентов рассматриваемой смеси имеются в основном экспериментальные результаты [3, 4], на основе которых в расчетах использовались сечения, приведенные в табл. 3 ($Q_{eij} = 10^{16} Q_{eij}^* \text{ см}^2$).

Как уже отмечалось, система диффузионных уравнений (2) записана в приближении 10 моментов при решении кинетических уравнений методом моментов Максвелла — Грэда. Разрешая эту систему относительно диффузионных потоков J_i , можно выразить J_i через градиенты плотностей компонентов, при этом коэффициенты многокомпонентной диффузии будут вычислены в приближении, соответствующем использованию одного полинома Сонина (первое приближение для коэффициентов переноса в методе Чепмена — Энскога). В рассматриваемых условиях газовая смесь слабо ионизована, взаимодействие заряженных частиц между собой существенной роли не играет, поэтому точности 10-моментного приближения для коэффициентов диффузии достаточно [1], особенно если учесть, что данные для сечений взаимодействия электронов с нейтральными частицами весьма приближены.

Потоки диффузии, определенные из системы (2), используются в уравнениях неразрывности компонентов (1), куда входят также величины ω_i , описывающие скорость образования компонентов в химических реакциях. В рассматриваемой семикомпонентной модели учитывалось 7 реакций: диссоциация молекул O_2 , N_2 , NO , три реакции образования окиси азота NO и реакция ассоциативной ионизации $N + O \rightleftharpoons NO^+ + e$. Константы скоростей этих реакций брались из [5]. Уравнения (1), (2) решались совместно с уравнениями неразрывности, сохранения количества движения и энергии для смеси в целом, записанными в приближении Навье — Стокса [6]. При решении задачи гиперзвукового обтекания

c_i	O ₂ -O	O ₂ -N	O ₂ -NO	O ₂ -N ₂	O-N
c_0	1,687036	2,36535	4,09548	1,885781	1,642237
c_1	0,11281	-0,406347	-2,05342	-0,0450509	0,109589
c_2	-0,07395	0,0205946	0,543926	-0,0319548	-0,0663888
c_3	0	0	-0,05145	0	0

тела со сферическим затуплением температура поверхности считалась заданной, предполагалось, что поверхность тела химически нейтральная относительно компонентов смеси. Рассчитывались также варианты идеальной каталитичности стенки относительно заряженных компонентов.

Ниже приводятся распределения безразмерной концентрации электронов γ_e вдоль оси симметрии течения и вдоль луча, проведенного навстречу потоку из центра сферы под углом 40° к оси симметрии. Так как данные о сечениях столкновений заряженных частиц (ионов NO⁺ и электронов) с нейтральными весьма приближенные, то представляет интерес оценить влияние этого фактора на результаты расчетов γ_e ($\gamma_e = \rho_6 \mu_\infty / \rho \mu_6$, ρ — плотность смеси, μ_∞ — молекулярный вес смеси в набегающем потоке, μ_6 — молекулярный вес электронного компонента). С этой целью проводились расчеты с сечениями столкновений, которые отличаются от приведенных выше. В этих вариантах принималось, что сечения столкновений ионов с нейтральными частицами постоянны и не зависят от температуры. Значения сечений взяты в соответствии с табл. 4.

Для сечений Q_{ea} брались величины $Q_{eN_2} = 10^{-15}$ см², $Q_{e-NO} = 7 \cdot 10^{-16}$ см², остальные значения Q_{ea} такие же, как в табл. 3. Указанные в табл. 4 величины приблизительно соответствуют [3, 7]. Отметим, что величины сечений (6) из табл. 1 довольно сильно меняются при изменении температуры. Так, сечение $Q_{NO^+-N_2}$ увеличивается почти в 2 раза при уменьшении температуры от $1,1 \cdot 10^4$ К (температура за ударной волной при $M = 20$) до $2 \cdot 10^3$ К.

Варианты расчета с данными о сечениях столкновений, приведенными в табл. 1—3, в дальнейшем для краткости изложения обозначены МП. Варианты расчета с постоянными сечениями столкновений заряженных частиц с нейтральными (см. табл. 4) будем называть МП. В случае постоянных сечений коэффициенты a_{ij}^* в уравнениях (2) изменяются пропорционально $T^{-1/2}$.

Проводились расчеты также по значительно более простой модели диффузии, когда предполагается, что диффузионный поток i -го компонента пропорционален градиенту плотности того же компонента (модель бинарной диффузии). При этом в качестве бинарного коэффициента диффузии ионов берется коэффициент амбиполярной диффузии, так как считается, что среда квазинейтральна и электрический ток отсутствует во всей области течения. Кроме того, принималось в этой модели, что отношения коэффициентов бинарной диффузии компонентов к вязкости сме-

Таблица 3

Q_{6j}^*				
e-O	e-N	e-N ₂	e-O ₂	e-NO
4,5	5	13	5	10

Таблица 4

$Q_{ij} \cdot 10^{16}$, см ²				
O ₂ -NO ⁺	O-NO ⁺	N-NO ⁺	NO-NO ⁺	N ₂ -NO ⁺
30	30	30	50	30

Таблица 2

O-NO	O-N ₂	N-NO	N-N ₂	NO-N ₂
2,41046	1,952193	2,16046	2,3171	2,16334
-0,432299	-0,0548706	-0,268072	-0,318046	-0,229716
0,0262529	-0,0466622	0	0	0
0	0	0	0	0

си постоянны. Варианты расчета в рамках модели бинарной диффузии обозначаются БД. Константы скоростей химических реакций во всех вариантах брались одинаковыми.

Рассмотрим результаты расчетов. На рис. 1 показано распределение безразмерных газодинамических параметров смеси (плотности ρ^* , давления p^* и температуры T^* — кривые 1—3) вдоль оси симметрии течения (сплошные линии) и вдоль луча, проведенного из центра сферического затупления под углом 40° к оси симметрии (штриховые) для $M = 20$, $Re = 300$, при этом $\rho^* = \rho/\rho_\infty$, $p^* = p/\rho_\infty u_\infty^2$, $T^* = c_{p\infty} T/u_\infty^2$, индексом ∞ отмечены значения параметров в набегающем потоке. По оси абсцисс здесь и на других рисунках отложена величина y , представляющая расстояние от поверхности тела по нормали, отнесенное к радиусу сферы.

Видно, что в области $0,15 \leq y \leq 0,25$ вдоль критической линии и в области $0,2 \leq y \leq 0,36$ вдоль луча 40° расположена структура УВ, при этом на критической линии тока ширина УВ $\sim 0,13$, что составляет почти половину сжатого ударного слоя (соответственно $0 \leq y \leq 0,25$). При удалении от оси симметрии интенсивность УВ уменьшается за счет ее искривления. На луче 40° давление и плотность за УВ начинают падать из-за расширения потока.

На рис. 2 представлены распределения безразмерной концентрации электронов вдоль тех же лучей (1 — критическая линия тока, 2 — луч 40°) и варианты расчетов в рамках различных моделей. Значения концентраций компонентов в набегающем потоке взяты в соответствии с [8]. Видно, что имеются заметные различия в характере профилей γ_e между моделями многокомпонентной и бинарной диффузии. В случае многокомпонентной диффузии существенно меньше градиенты γ_e во всей области сжатого ударного слоя. На критической линии в вариантах МИ и МП концентрация электронов начинает увеличиваться в области $y \leq 0,34$ перед фронтом УВ (которому соответствует $y \approx 0,25$) за счет процессов многокомпонентной диффузии. Для варианта МИ максимальное значение $\gamma_e = 9,9 \cdot 10^{-8}$ в сжатом ударном слое в 1,4 раза ниже, чем в расчете по модели БД ($1,35 \cdot 10^{-7}$). Профили γ_e в вариантах МИ и МП

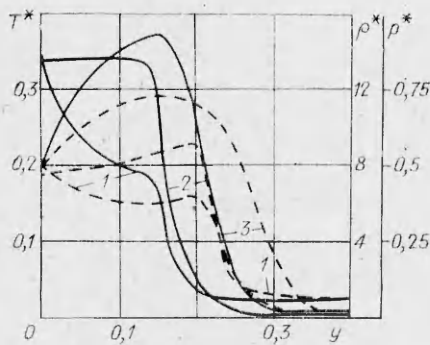


Рис. 1

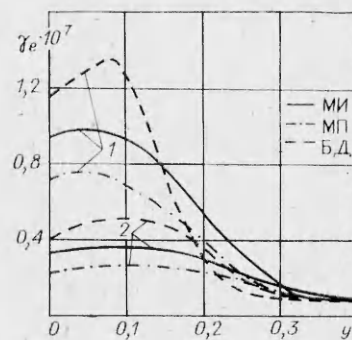
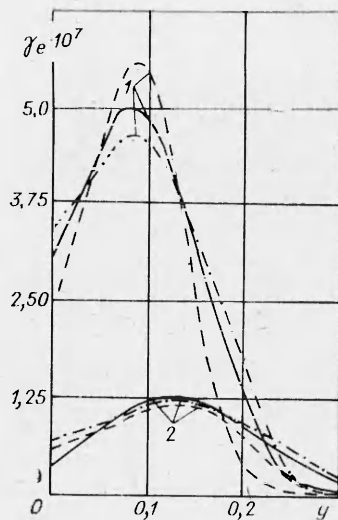
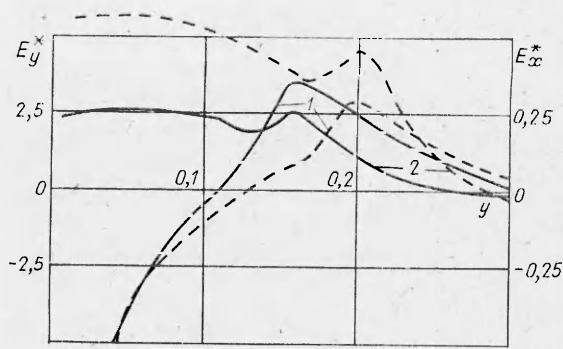


Рис. 2



Р и с. 3



Р и с. 4

подобны, однако имеется количественное различие, достигающее в области максимальных значений γ_e примерно 25%.

Аналогичные результаты имеют место и для $M = 20$, $Re = 600$ (рис. 3, обозначения те же, что и на рис. 2). Различие в максимальной величине концентрации электронов в сжатом слое между вариантами МИ и БД $\sim 12\%$, между вариантами МИ и МП $\sim 7\%$. В рамках модели многокомпонентной диффузии получаются более пологие профили γ_e как в области структуры УВ, так и в области сжатого слоя вблизи тела, где концентрация электронов падает за счет процессов рекомбинации. Отметим также, что многокомпонентная диффузия способствует выходу электронов вверх по потоку за фронт УВ.

Расчеты распределений концентраций компонентов, сделанные в случае идеально каталитической для заряженных частиц стенки, показывают, что влияние граничных условий на профиль γ_e сказывается только в узком слое вблизи поверхности тела.

Из приведенных данных можно сделать вывод, что в задачах, где важно распределение концентрации электронов в окрестности тела, упрощенная модель БД может использоваться только для оценок γ_e . Варьирование величины сечений упругих столкновений заряженных частиц с нейтральными в рамках одной и той же модели многокомпонентной диффузии не меняет качественного характера поведения профилей γ_e . Количественное различие при этом лежит в пределах 10–20% при довольно существенном различии в сечениях. Так, в варианте МП сечение $Q_{N_2-NO^+}$ примерно в 1,5 раза больше, чем характерное значение этого сечения в варианте МИ.

Рассмотрим вопрос о точности приближения квазинейтральности в задачах гиперзвукового обтекания при наличии процессов ионизации в ударном слое в окрестности тела. Исходные уравнения диффузии [1] содержат слагаемые с напряженностью электрического поля E . Используя одно из них, например для ионов, запишем

$$(7) \quad E = \frac{kT}{e\rho_5} \left(\nabla\rho_5 - \sum_{j=1}^7 a_{5j} J_j \right).$$

Коэффициенты a_{5j} даются соотношениями (3). Величины, входящие в правую часть (7), вычисляются в процессе решения задачи гиперзвукового обтекания. Подставляя E из (7) в уравнение Пуассона

$$(8) \quad \operatorname{div} E = 4\pi q, \quad q = e(n_5 - n_6),$$

можно найти распределение объемного электрического заряда q в окрестности тела в первом приближении по малому параметру, равному отношению квадрата характерного дебаевского расстояния к квадрату характерного размера обтекаемого тела. Отметим, что в нулевом прибли-

жении по этому параметру $q = 0$ и вместо уравнения (8) при решении задачи гиперзвукового обтекания используется равенство $n_5 = n_0$.

На рис. 4 показано распределение безразмерных составляющих напряженности электрического поля вдоль лучей, наклоненных к оси симметрии под углами 10° (сплошные линии) и 30° (штриховые) для условий в набегающем потоке $M = 20$, $Re = 300$ и варианта МИ описания диффузионных свойств. Кривые 1

дают профили составляющей поля E_y^* вдоль нормали к поверхности тела, 2 — составляющей поля E_x^* в направлении, перпендикулярном нормали. Составляющие поля отнесены к $E_0 = ku_\infty^2 / c_{p\infty} e L$, где L — радиус сферического затупления тела. В рассматриваемых условиях $E_0 = 0,19 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$. Результаты приведены для идеально каталитической поверхности для ионов и электронов. Из расчетов видно, что максимальная величина напряженности электрического поля достигается вблизи поверхности тела и имеет порядок нескольких $10^8 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$. Нормальная составляющая поля E_y^* меняет знак в области структуры УВ.

На рис. 5 представлено распределение в логарифмическом масштабе величины $\gamma_i - \gamma_e$, которая пропорциональна плотности объемного электрического заряда q (линии 1, 1' — вдоль луча 10° , 2, 2' — вдоль луча 30°), при этом $\gamma_i = \rho_5 \mu_\infty / \rho \mu_5$ (μ_5 — молекулярный вес ионов). В области структуры УВ объемный заряд изменяет знак: кривые 1, 2 соответствуют значениям $q > 0$, 1', 2' — $q < 0$. Линия 3 дает распределение квазинейтральной концентрации заряженных частиц γ_e . Видно, что максимальная величина отношения $|\gamma_i - \gamma_e| / \gamma_e$ не превосходит 0,1. Таким образом, предположение о квазинейтральной среде, обтекающей тело, выполняется в рассматриваемом диапазоне условий с точностью, отвечающей точности принятой модели описания процессов диффузии. В самом деле, как уже отмечалось, различие в профилях γ_e между вариантами МИ и МП также находится в пределах 10—20% и обусловлено неопределенностью в данных по сечениям столкновений заряженных частиц с нейтральными.

Интегрируя полученное распределение плотности объемного заряда q по объему (по всей расчетной области от оси симметрии до крайнего луча, затем по углу от 0 до 2π), можно найти полный электрический заряд, который образовался в расчетной области в окрестности тела при гиперзвуковом обтекании. Набегающий на тело поток электрически нейтральный (естественно считать, что объемный заряд в набегающем потоке отсутствует), кроме того, предполагается, что при стационарном обтекании электрические токи равны нулю во всем поле течения. Поэтому в силу закона сохранения заряда на обтекаемом теле должен образоваться заряд противоположного знака — происходит электризация тела, движущегося с гиперзвуковой скоростью в воздухе. Заметим, что изложенная методика расчета электризации тел при гиперзвуковом обтекании позволяет найти электрический заряд тела с точностью до заряда, который образуется в тонком двойном слое вблизи поверхности тела.

ЛИТЕРАТУРА

1. Полянский В. А. Диффузия и проводимость в частично пониженой многотемпературной газовой смеси. — ПМТФ, 1964, № 5.
2. Беляев Ю. Н., Полянский В. А., Шапиро Е. Г. Диффузионный перенос массы в многотемпературных газовых смесях. Коэффициенты термодиффузии. Метод расчета. — ПМТФ № 6, 1986 г.

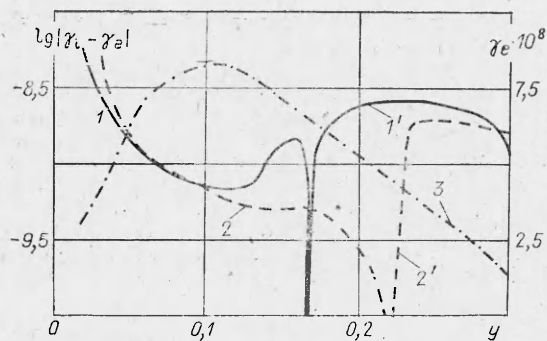


Рис. 5

чета интегралов столкновений.— В кн.: Аэродинамика больших скоростей. М.: Изд-во МГУ, 1979.

3. Мак-Даннел И. Процессы столкновений в пониженных газах.— М.: Мир, 1967.
4. Мессе Г., Бархон Е. Электронные и ионные столкновения.— М.: ИЛ, 1953.
5. Лосев С. А., Полянский В. А. Неравновесная ионизация воздуха за фронтом ударной волны при скорости 5—10 км/с.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1968, № 1.
6. Петрова Л. И. Расчет обтекания затупленных тел неравновесным потоком воздуха на основе уравнений Навье — Стокса.— В кн.: Вычислительные методы и программирование. М.: Изд-во МГУ, 1977, вып. 27.
7. Пэн Цзай-чэн, Пиндрох А. Уточненный расчет свойств воздуха при высоких температурах.— В кн.: Вопросы ракетной техники. М.: ИЛ, 1962, № 12.
8. Таблица стандартной атмосферы ГОСТ 4401—64.— М.: Изд-во стандартов, 1964.

Поступила 9/X 1985 г.

УДК 533.6.013.2.011.3/5 : 532.582.2

ОТРЫВНОЕ ТЕЧЕНИЕ ЗА ПЛОСКИМИ ТЕЛАМИ ПРИ ИХ ОБТЕКАНИИ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

А. Н. Иванов, В. И. Михайлов

(Москва)

Характер течения в ближнем следе за телами различной формы в значительной мере определяет их аэродинамические характеристики. Для понимания установившейся картины течения около тел широко используется изучение переходных процессов, возникающих при изменении скорости обтекающего тела потока от нуля до заданной величины, например, при внезапном движении тел из состояния покоя. Обтекание тела плоской ударной волной (УВ) — аналог этой задачи, если отбросить стадию дифракции фронта волны на нем.

Настоящая работа посвящена исследованию особенностей картины течения за плоскими телами конечного удлинения при набегании на них плоской УВ, в частности за дисками и пластинами различной формы в плане, расположенными поперек потока. Структура и динамика вихревых образований сопоставляются с данными, приведенными в [1] для случая сферической УВ.

Постановка эксперимента. Эксперименты проводились в ударной трубе, имеющей внутренний диаметр 309 мм.

Плоская УВ образовывалась в результате разрыва пленочной диафрагмы. Начальное давление воздуха перед УВ $p_0 = 10^5$ Па, относительный перепад давления на фронте УВ в зависимости от толщины диафрагмы $\Delta p/p_0 = 0,3—0,8$, а число Маха потока соответственно $M_1 = u_1/c_1 = 0,15—0,4$. Здесь c_1 и u_1 — скорости звука в газе и газа за фронтом волны. Рассматривая плоскую УВ как предельную стадию сферической волны при длительности фазы сжатия $t_+ \rightarrow \infty$, характеризующее степень нестационарности процесса обтекания число Струхала в данном случае можно записать как $Sh = d/u_1 t_+ = 0$, где d — характерный размер тела.

В качестве моделей использовались круглые плоские диски диаметром $d = 10$ мм и толщиной $h = 1,5$ мм, диски диаметром $d = 50$ мм и толщиной $h = 1,5; 3$ и 5 мм, а также плоские пластины, в плане имеющие форму квадрата 50×50 мм либо эллипса с осями 50×45 и 50×35 мм. Модели устанавливались в центре трубы на осевой державке диаметром 1,5 мм.

Кинорегистрация процесса обтекания проводилась кинокамерой барабанного типа, соединенной с прибором Теплера ИАБ-451. Для получения на движущейся пленке кадров изображения применялся генератор серии коротких световых импульсов, запуск которого производился через блок регулируемой задержки от датчика синхронизации. Длина ленты в камере 1 м, максимальная скорость развертки 187 м/с, частота съемки 13 кГц при длительности светового импульса $(50—70) \cdot 10^{-9}$ с, число кадров 60—70. Давление за фронтом УВ измерялось пьезоэлектрическими датчиками, установленными в рабочей части трубы, а также соответствующей электронной усилительной и регистрирующей аппаратурой.

Картина течения за круглым диском. Характерный снимок из кинограммы процесса обтекания диска диаметром $d = 50$ мм, установленного