

3. Бронин С. Я., Железняк М. Б., Мнацаканян А. Х., Первушин С. В. Нестационарное течение вблизи критической линии тока при обтекании затупленного тела газом переменной плотности: Препринт № 1-164. М.: ИВТ АН СССР, 1985. 20 с.
4. Марков А. А. Вязкий ударный слой около критической точки вращающегося тела при нестационарном вдуве и охлаждении поверхности // Изв. АН СССР. МЖГ. 1987. № 5. С. 114-122.
5. Головачев Ю. П., Леонтьева Н. В. Нестационарное обтекание сферы при сверхзвуковом движении через температурную неоднородность: Препринт № 1178. Л.: ФТИ АН СССР. им. А. Ф. Иоффе, 1987. 38 с.
6. Головачев Ю. П., Леонтьева Н. В. Вязкий ударный слой у поверхности затупленного тела в расходящемся сверхзвуковом потоке // Изв. АН СССР. МЖГ. 1983. № 3. С. 176-179.
7. Еремейцев И. Г., Пиллюгин Н. П. Теплообмен и сопротивление тела, расположенного в дальнем сверхзвуковом следе // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 2. С. 60-67.
8. Марков А. А. О влиянии вращения тела и внешней завихренности на теплообмен около критической точки затупленного тела в сверхзвуковом потоке // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 3. С. 179-182.
9. Гершбейн Э. А., Пейгин С. В. Гиперзвуковой вязкий ударный слой в закрученном потоке газа на проницаемой поверхности // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 6. С. 27-37.
10. Пейгин С. В., Тимченко С. В. Гиперзвуковой пространственный вязкий ударный слой в неравномерном потоке газа в окрестности критической точки // Изв. АН СССР. МЖГ. 1987. № 6. С. 136-145.
11. Пейгин С. В., Тимченко С. В. Гиперзвуковой вязкий ударный слой около вращающегося затупленного тела, расположенного в дальнем следе // Уч. зап. ЦАГИ. 1989. Т. 20. № 2. С. 17-25.
12. Гершбейн Э. А. Асимптотическое исследование задачи пространственного гиперзвукового обтекания вязким газом затупленных тел с проницаемой поверхностью // Гиперзвуковые пространственные течения при наличии физико-химических превращений. М.: Изд-во МГУ, 1981. С. 29-51.
13. Петухов И. В. Численный расчет двумерных течений в пограничном слое // Численные методы решения дифференциальных и интегральных уравнений и квадратурные формулы. М.: Наука, 1964. С. 304-325.

Томск

Поступила в редакцию
6.III.1989

УДК 533.6.011.55

© 1990 г.

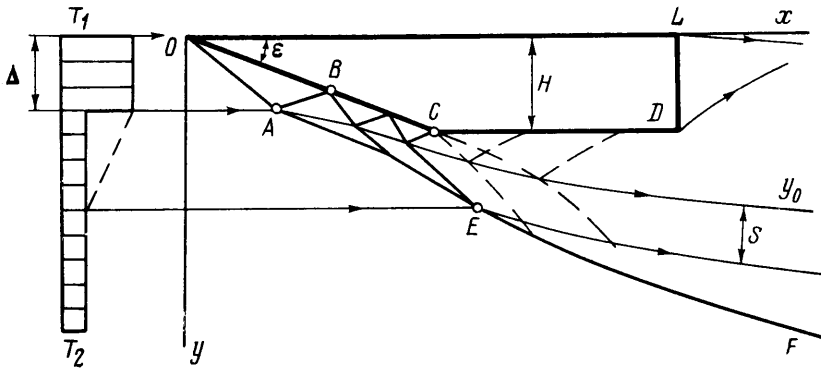
Л. В. ГОГИЩ, С. Г. ДАШЕВСКАЯ

ОБТЕКАНИЕ ТРАПЕЦИЕВИДНОГО ПРОФИЛЯ СВЕРХЗВУКОВЫМ НЕРАВНОМЕРНЫМ ПОТОКОМ

Использование неравномерностей сверхзвукового потока для улучшения аэродинамических характеристик тела представляет большой интерес. Результаты исследований сверхзвукового обтекания тела, помещенного в следе за другим телом приведены в [1]. Сверхзвуковое обтекание сферы при наличии расположенного перед ней внешнего источника тепловыделения изучено в [2]. При обтекании затупленного тела с отошедшей ударной волной возможно образование передней зоны вследствие неравномерности скорости или температуры потока. При обтекании заостренного тела высокоскоростным потоком постоянной скорости даже при отсутствии местных дозвуковых и возвратных течений наличие температурной неравномерности может заметно изменять аэродинамические характеристики тела. Как показано ниже, эти изменения определяются относительным расположением тела на поверхности раздела газа различной плотности, иначе говоря, эффектом сверхзвукового глиссирования.

Приведены результаты численного исследования стационарного плоского сверхзвукового обтекания трапециевидного профиля потоком невязкого нетеплопроводного газа постоянной скорости u и давления p при наличии горячего слоя, создающего неравномерный начальный профиль чисел Маха. На фиг. 1 показан профиль $OCDL$, представляющий собой заостренную пластину толщиной $H-1$ со скошенной острой передней кромкой OC . Сначала для простоты рассмотрим обтекание этого профиля равномерным сверхзвуковым потоком с температурой T_2 , содержащим однородный горячий слой толщиной Δ , с температурой $T_1 > T_2$, при наличии тангенциальных разрывов плотности и температуры на его границах при $y=0$ и $y_0=y_0(x)$.

На фиг. 1 изображено течение при $\Delta < 1$, когда отраженный от тангенциального разрыва скачок AB падает на плоскую переднюю кромку пластины OC , наклоненную под углом ε . В этом случае начальный участок границы раздела $y_0(x)$ за точкой A имеет форму погнутой ломаной линии, соответствующую преломлению мно-



Фиг. 1

жественных косых скачков уплотнения. Горячий слой подвергается быстрому и поэтому почти изэнтропическому торможению вплоть до угловой точки C . Во внешнем потоке слабые скачки сливаются в головную волну AEF , имеющую на начальном участке вогнутую форму вплоть до точки перегиба E и соответственно этому порождающую низкоэнтропийный слой $S(x)$.

Сжатый горячий слой расширяется за угловой точкой C как сверхзвуковая струя. Давление на нижней части пластины оказывается больше, чем при отсутствии слоя, $\Delta=0$, что приводит к увеличению несущей способности или аэродинамического качества профиля $K=C_y/C_x$. Характер распределения относительного давления $P=p/p_1$ ($p_1=p_2$ — давление в невозмущенном потоке) вдоль нижней поверхности профиля иллюстрируется ниже на фиг. 2.

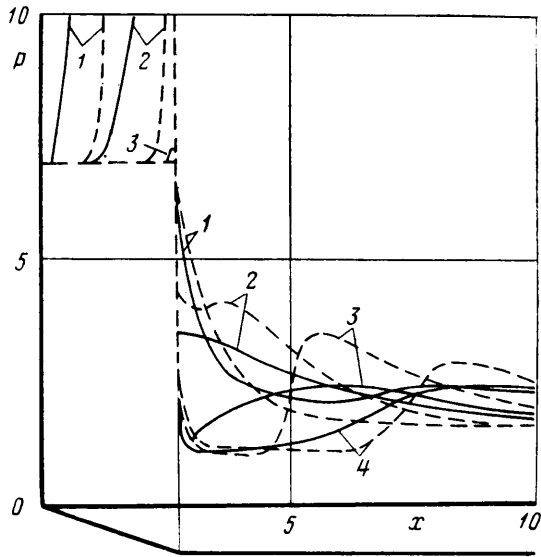
Поскольку в реальном случае границы теплового слоя размыты, основные результаты будут приведены для случая, когда между однородным ядром теплового слоя толщиной d и внешней средой располагается переходной слой с линейным распределением температуры и с толщиной $H=1$ (штриховые линии на профиле температуры) и распределений давления на фиг. 1). Для сопоставления результатов расчета для случаев переходного слоя и тангенциального разрыва в дальнейшем для переходного слоя используется эффективная толщина теплового слоя $\Delta=d+H/2=d+0,5$.

Численное исследование обтекания сверхзвукового профиля невязким и нетеплопроводным газом с постоянным показателем адиабаты $\gamma=1,4$ проводилось методом сквозного счета с помощью явной разностной схемы первого порядка точности [3]. Для уменьшения погрешностей расчета применялась переменная по длине пластины ширина расчетной области, которая дискретно изменялась по мере совпадения ее нижней границы с возмущенной областью течения на конечную величину $h/H=0,2-0,5$. Для проверки точности изменялось число узлов $N=60-100$ в поперечном сечении расчетной области. В начальном сечении $x=0$ задавались распределение температур $T(y)$ и соответствующее ему распределение чисел $M(y)$. Для удобства оценок число Маха в начальном сечении горячего слоя всегда считалось равным $M_1=5$. Во внешнем потоке задавались различные числа $M_2=10, 15$ и 20 , что соответствовало относительной температуре горячего слоя в начальном сечении $\theta=T_1/T_2=4,9$ и 16 , иначе говоря, абсолютные температуры горячего слоя (воздуха) порядка $1000, 2000$ и 3500 при скорости движения порядка $u=3, 4, 5$ и 6 км/с. В качестве иллюстрации для случая $M_2=10$ и соответственно $\theta=4$ на фиг. 2 представлены расчетные распределения давления $p=P/P_1$ вдоль несущей поверхности пластины с углом $\epsilon=20^\circ$ и длиной $L=10$ при наличии горячего слоя с тангенциальным разрывом (штриховые линии) и размытой границей (сплошные линии). Параметром кривых служит толщина горячего слоя, равная соответственно $2\Delta=1, 2, 3$ и 4 .

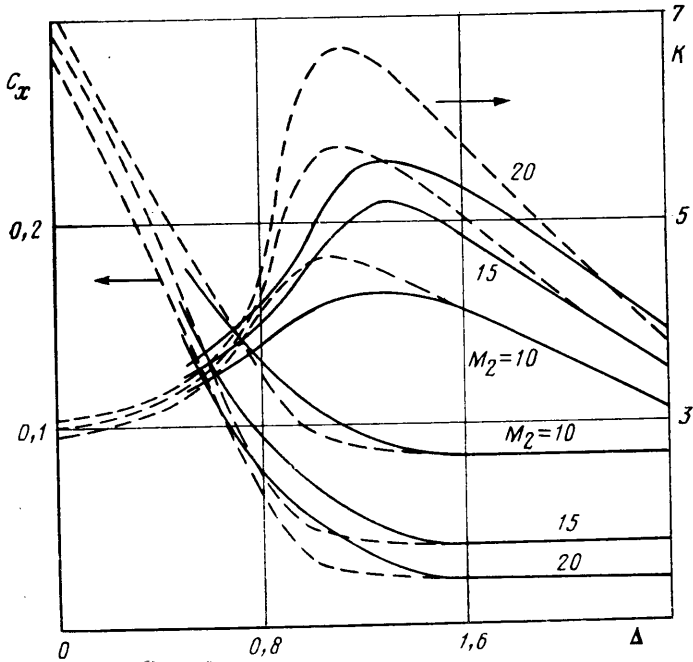
Путем интегрирования расчетных распределений давления были определены коэффициенты сопротивления C_x и подъемной силы C_y пластины, отнесенные к скоростному напору внешнего потока $q_2=\rho_2 u^2/2$

$$C_x = q_2^{-1} \int_0^1 (p-p_2) dy, \quad C_y = q_2^{-1} \int_0^4 (p-p_2) dx$$

На фиг. 3 для пластины длиной $L=10$ приведены расчетные зависимости коэффициента сопротивления C_x и аэродинамического качества $K=C_y/C_x$ от толщины горячего слоя Δ с тангенциальным разрывом (штриховые линии) и для слоя с размытой границей (сплошные линии). Параметром кривых на фиг. 3 служит число $M_2=10, 15$ и 20 .



Фиг. 2



Фиг. 3

Видно, что коэффициент сопротивления существенно уменьшается с ростом Δ , достигая своего минимального значения при некоторой характерной толщине Δ_0 , при которой вся передняя кромка обтекает горячим газом. При наличии тангенциального разрыва (фиг. 1) отраженный от границы раздела скачок AB в этом случае падает в угловую точку профиля C .

Максимальное качество в случае размытой границы горячего слоя оказывается заметно ниже, чем в случае тангенциального разрыва, но тем не менее его расчетные значения существенно выше исходных при $\Delta=0$, что наглядно демонстрирует возможности управления аэродинамическими характеристиками профиля при наличии горячего слоя в сверхзвуковом потоке.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Еремейцев И. Г., Пиллюгин Н. Н., Хлебников В. С., Юницкий С. А. Исследование аэродинамических характеристик и теплообмена тел в неравномерных сверхзвуковых потоках газа. М.: Изд-во МГУ, 1988. 105 с.
2. Георгиевский П. Ю., Левин В. А. Сверхзвуковое обтекание тел при наличии внешних источников тепловыделения // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14, Вып. 8. С. 684–687.
3. Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.

Москва

Поступила в редакцию
23.I.1989

УДК 533.6.011.8

© 1990 г.

В. Л. БЕЛОУСОВ, Ю. П. ГОЛОВАЧЕВ

ТЕЧЕНИЕ В ОКРЕСТНОСТИ ЛИНИИ ТОРМОЖЕНИЯ ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ДВИЖЕНИИ ЗАТУПЛЕННОГО ТЕЛА ЧЕРЕЗ ОБЛАСТЬ С ПОВЫШЕННОЙ ТЕМПЕРАТУРОЙ И КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ ЭНЕРГИЕЙ МОЛЕКУЛ

Исследуется нестационарное течение в окрестности критической линии тока перед сферой при ее сверхзвуковом движении через плоский слой двухатомного газа с повышенной температурой и неравновесно возбужденными колебаниями молекул. (Источником такой неоднородности может служить газовый разряд [1].) Задача решается с использованием модели вязкого ударного слоя, применение которой обеспечивает возможность учета процессов молекулярного переноса и анализа нестационарного теплообмена. В рамках модели невязкого газа расчеты таких течений проводились ранее в [2].

1. Рассматривается осесимметричное обтекание сферически затупленного тела, движущегося с постоянной скоростью V через бесконечный плоский слой двухатомного газа с повышенным запасом поступательной и колебательной энергии молекул. Давление в слое считается постоянным и равным давлению в окружающем газе. Распределение поступательной температуры описывается формулой

$$T(x) = T_0 \left\{ 1 - a \exp \left[- \left(\frac{x}{b} \right)^2 \right] \right\}^{-1} \quad (1.1)$$

Здесь T_0 — температура газа за пределами слоя; x — расстояние от его плоскости симметрии; a , b — параметры, определяющие величину и линейный масштаб неоднородности. Вращательные степени свободы молекул предполагаются находящимися в равновесии с поступательными. Запас удельной колебательной энергии в пределах неоднородности задавался формулой

$$e_v = \frac{RT_x}{\exp(T_x/T_v) - 1} \quad (1.2)$$

где R , T_x — удельная газовая постоянная и характеристическая температура колебаний. Изменение температуры T_v задавалось формулой вида (1.1).

Течение в ударном слое описывается уравнениями Навье — Стокса в предположении о локальной автомодельности решения в окрестности линии торможения. Применимость этого предположения при достаточно больших числах Маха и рассматриваемых параметрах неоднородности обоснована в [3] на примере обтекания тела газом с постоянной теплоемкостью.

В предположении о равновесном возбуждении вращательных уровней молекул уравнение, выражающее баланс энергии поступательных и вращательных степеней свободы, отличается от соответствующего уравнения для газа с постоянным отношением удельных теплоемкостей $\gamma = 1,4$ только наличием дополнительного члена $W(T, e_v)$, описывающего обмен энергией с колебательно возбужденными молекулами. Исходная система включает уравнение баланса колебательной энергии, которое в приближении локальной автомодельности имеет вид

$$\frac{\partial e_v}{\partial t} + v \frac{\partial e_v}{\partial r} - \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\mu}{Sc} \frac{\partial e_v}{\partial r} \right) + \frac{2}{r} \frac{\mu}{Sc} \frac{\partial e_v}{\partial r} \right] - W = 0 \quad (1.3)$$

Здесь t — время, r — радиальная координата, v — скорость газа, ρ — плотность, μ — коэффициент вязкости, Sc — число Шмидта. Остальные уравнения исходной системы совпадают с соответствующими уравнениями для модели газа с постоянным отношением удельных теплоемкостей [4].