

- [1] Деев В.Н., Пятаков П.А. - Письма в ЖТФ, 1985, т. 11, № 2, с. 76-80.
- [2] Деев В.Н., Пятаков П.А. - ЖТФ, 1986, т. 56, № 10 с. 1909-1915.
- [3] C a d d e s D.E., Q u a t e C.F., W i l k i n - s o n C.D.W. - Appl. Phys. Lett., 1966, v. 8, N 12, p. 309-311.

Поступило в Редакцию
22 декабря 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 8

26 апреля 1988 г.

СВЕРХЗВУКОВОЕ ОБТЕКАНИЕ ТЕЛ ПРИ НАЛИЧИИ ВНЕШНИХ ИСТОЧНИКОВ ТЕПЛО ВЫДЕЛЕНИЯ

П.Ю. Г е о р г и е в с к и й, В.А. Л е в и н

Представляют большой интерес задачи о течениях газа с организованным тем или иным способом подводом энергии. При соответствующем расположении областей теплоподвода вблизи внешней поверхности летательного аппарата можно существенно снизить волновое сопротивление, создать тягу, получить управляющие усилия [1]. Аэродинамические явления при обтекании лазерного луча изучены в [2-4]. Задачи, связанные с подводом тепла к сплошной среде, возникают и в астрофизике [5].

В настоящем сообщении приведены некоторые результаты исследования сверхзвукового обтекания областей тепловыделения и их влияния на волновое сопротивление осесимметричных затупленных тел вращения, расположенных вниз по потоку.

В качестве примера рассмотрим обтекание сферы радиуса R_0 при наличии теплового источника, расположенного вверх по потоку на расстоянии l_0 . Интенсивность энергоподвода $Q_{\text{мас}}$ описывается законом

$$Q_{\text{мас}} = Q_0 \left(\frac{p_\infty}{\rho_\infty} \right)^{3/2} \frac{1}{R_0} \exp \left(- \frac{r^2 + (z - l_0)^2}{L^2} \right). \quad (1)$$

Здесь L - эффективный размер теплового пятна, r, z - цилиндрические координаты (ось Oz - направлена вдоль набегающего потока). Система уравнений газовой динамики с учетом подвода тепла, записанная в консервативной форме [6], имеет вид:

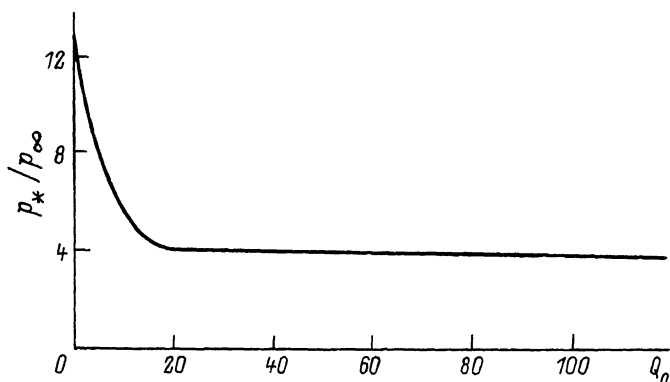


Рис. 1. Зависимость полного давления в следе на оси симметрии от величины теплоподвода.

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho w \\ e \end{pmatrix} + \frac{\partial}{\partial r} \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho u w \\ (e+p)u \end{pmatrix} + \frac{\partial}{\partial z} \begin{pmatrix} \rho w \\ \rho w^2 + p \\ (e+p)w \end{pmatrix} = -\frac{1}{r} \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 \\ \rho w u \\ (e+p)u \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ \rho Q_{\text{нас}} \end{pmatrix} \quad (2)$$

Здесь для газодинамических переменных ρ , p используются общепринятые обозначения, u , w — компоненты скорости вдоль направлений r , z соответственно, $e = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho (u^2 + w^2)$ — энергия единицы объема газа. Показатель адиабаты γ считается постоянным во всей области течения (в расчетах $\gamma = 1.4$). Если за тепловым источником находится тело, то на его поверхности ставится условие непротекания. Расчет проводился с выделением головного скачка уплотнения, при этом использовались обычные соотношения на ударных волнах. На оси симметрии ставились условия обращения в нуль нормальной компоненты скорости и производных газодинамических функций по нормали. В невозмущенной области поток считался сверхзвуковым и однородным. Для проведения расчетов использовался метод установления по времени и применялась схема Мак-Кормака второго порядка точности [6].

Расчеты показали, что внутри теплового пятна осуществляется сильный разогрев газа. Это приводит к значительному уменьшению плотности в следе. Газ, втекая в область тепловыделения, нагревается и расширяется. Появляется поршневой эффект, источник тепла „расталкивает“ газ в стороны и на периферии образуется висячий скачок уплотнения. Внутри области тепловыделения проис-

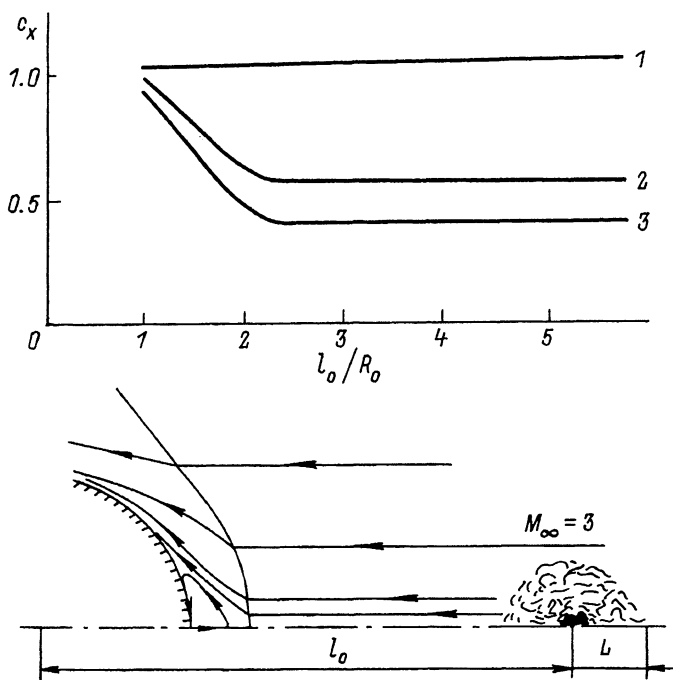


Рис. 2. Образование зоны возвратного течения при обтекании сферы. Зависимость коэффициента сопротивления c_x от расстояния l_0 между центрами теплового пятна и сферы при относительных размерах теплового пятна ($\frac{L}{R_0} = 0.5$): 1 - при отсутствии теплоподвода, 2 - при $Q_0 = 20$, 3 - при $Q_0 = 100$.

ходит эффективное снижение величины полного давления. На рис. 1 представлена зависимость величины полного давления в критической точке сферы, расположенной за тепловым источником, от параметра Q_0 , характеризующего подвод тепла, для числа Маха набегающего потока $M_\infty = 3$. Обнаружен эффект насыщения потока теплом, который проявляется в том, что начиная с некоторого порогового значения энерговклада ($Q_0 = 20$ для $M_\infty = 3$) полное давление практически перестает уменьшаться, достигнув своего минимального значения, равного $\sim 40\%$ начального.

Если перед движущимся теплом расположена область тепловыделения, то возможны различные режимы обтекания. При поперечных размерах тела, не превышающих размеры теплового пятна, обтекание происходит без образования отрывных зон перед телом.

Если же поперечный размер тела превосходит размер теплового пятна, то при достаточной величине интенсивности теплоподвода и в зависимости от его места расположения перед телом может возникнуть отрывная область с зоной возвратного течения. В этом случае структура течения похожа на структуру, возникающую при обтекании тела с выдвинутой вперед иглой. На рис. 2 представлен случай обтекания сферы сверхзвуковым потоком с $M_\infty=3$, $\theta_0=20^\circ$ и расстоянием между центрами сферы и теплового пятна $\frac{L_0}{R_0}=3.5$ при радиусе пятна $\frac{L}{R_0}=0.5$. Образование таких зон связано с тем, что давление торможения в передней точке сферы оказывается меньше, чем статическое давление вниз по обводу, и газ начинает перетекать в обратном направлении. Волновое сопротивление при этом значительно снижается. На этом же рис. 2 представлена зависимость коэффициента сопротивления сферы от расстояния между сферой и пятном для различных интенсивностей теплоподвода. Видно, что таким способом можно существенно снизить волновое сопротивление $\sim 50-60\%$. Здесь также обнаружен эффект стабилизации величины волнового сопротивления от расстояния между сферой и пятном.

Л и т е р а т у р а

- [1] Обзор БНТИ ЦАГИ № 617, 1982.
- [2] Белоконов В.А., Руденко О.В., Хохлов Р.В. - Ак. жур., 1977, т. 23, № 4, с. 632-634.
- [3] Карабутов А.А., Руденко О.В. - Ак. жур., 1979, т. 25, № 4, с. 536-542.
- [4] Федорченко А.Т. - Ак. жур., 1986, т. 22, № 2, с. 230-237.
- [5] Краснобаев К.В., Сюняев Р.А. - Изв. АН СССР, МЖГ, 1983, № 4, с. 106-111.
- [6] Мас Сормаск R.W. - AIAA Paper, 1969, N 354.

Институт механики
Московского государственного
университета им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
3 декабря 1987 г.