

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ СВЕРХЗВУКОВОЕ ОБТЕКАНИЕ ЗАОСТРЕННОГО ТЕЛА ПРИ ПОДВОДЕ ЭНЕРГИИ ПЕРЕД НИМ

Т. А. Коротаева, В. М. Фомин, А. П. Шашкин

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

Проведено численное исследование воздействия локального энергоисточника на пространственное сверхзвуковое обтекание и аэродинамические характеристики заостренного тела типа оживала. Полученные результаты показали, что расположение локального энергоисточника перед телом на оси или при отклонении его от оси может существенно влиять на аэродинамические характеристики тела (сопротивление, подъемную силу и момент), а также на траекторию полета аппарата.

В настоящее время проявляется значительный интерес к исследованию сверхзвукового обтекания тел неоднородным потоком газа. Неравномерность распределения параметров в потоке может быть вызвана различными причинами, в том числе наличием локального источника энергоподвода. В работах [1–7] показано, что энергетическое воздействие на набегающий поток позволяет изменять режимы обтекания и влиять на аэродинамические характеристики тел, расположенных в следе за областью энергоподвода.

При численном исследовании этого явления используют два подхода:

- задание объемно распределенных источников энерговыделения, в которых мощность источника считается известной функцией координат и времени, в частности энергия может подводиться по распределению Гаусса [1–3];

- задание неоднородности потока в виде локальной области с пониженной плотностью, что при постоянном давлении эквивалентно повышению температуры [4–6].

В обоих случаях исследования проводились в предположении идеального нетеплопроводного газа для осесимметричных и плоских течений. В отмеченных работах не была изучена сложная пространственная структура течения. В настоящей статье отчасти восполнен этот пробел. В развитие [1–3] при аналогичном способе задания энергоподвода исследовано обтекание тела оживальной формы. Положение источника, в отличие от [1–3], менялось не только по оси симметрии тела, но и по нормали к ней. В этом случае течение носит существенно пространственный характер и локальный источник влияет не только на сопротивление, но и на подъемную силу и моментные характеристики.

1. Рассмотрим обтекание тела оживальной формы сверхзвуковым потоком невязкого нетеплопроводного газа в следе за областью энергоподвода (рис. 1). Мощность источника энерговыделения \dot{Q} (количество тепла, подведенного к единице массы газа в единицу времени) принимается известной функцией координат и времени [1–3]

$$\dot{Q} = q_0 \left(\frac{p_\infty}{\rho_\infty} \right)^{3/2} \frac{1}{R_s} \exp \left(- \frac{\Delta r^2}{R_s^2} \right), \quad (1.1)$$

где $\dot{Q} = dQ/dt$; R_s — эффективный радиус теплового пятна; Δr — расстояние от текущей точки до источника энерговыделения; p_∞ , ρ_∞ — давление и плотность в набегающем потоке; q_0 — параметр, характеризующий интенсивность энергоподвода.

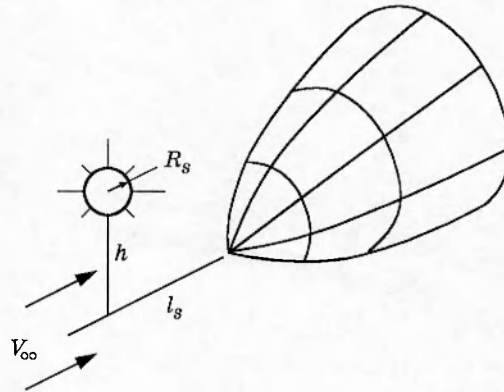


Рис. 1

Уравнения, описывающие движение газа без учета теплопроводности, вязкости и массовых сил, запишем в виде

$$\dot{\rho} + \rho \operatorname{div} V = 0, \quad \dot{V} + \frac{1}{\rho} \operatorname{grad} p = 0, \quad \dot{f}_s = \frac{\varkappa - 1}{p} \rho \dot{Q}. \quad (1.2)$$

Здесь f_s — энтропийная функция, которая с учетом уравнения состояния для идеального газа имеет вид $f_s = \ln(p/\rho^\varkappa)$; \varkappa — показатель адиабаты; точка обозначает полную производную по времени. Первое из этих уравнений описывает закон сохранения массы, второе — закон сохранения количества движения, третье — закон сохранения баланса энтропии.

В качестве граничных условий приняты параметры однородного набегающего потока на бесконечности и условие непротекания на поверхности тела, в качестве начальных условий — параметры набегающего потока. Значения параметров потока безразмерны: плотность отнесена к ρ_∞ , скорость к $|V_\infty|$, давление к $\rho_\infty V_\infty^2$, энтропийная функция к $f_{s\infty}$, энергия к V_∞^2 .

Численные исследования проводились с использованием метода конечных объемов без выделения головного скачка уплотнения. Для расчета течения применялся маршевый метод (если течение всюду сверхзвуковое) либо проводились глобальные итерации (при появлении локальных дозвуковых зон). Алгоритм расчета изложен в [7]. Алгоритм верифицирован по данным экспериментов в аэродинамических трубах без учета энергоисточника.

2. Численный анализ проведен для сверхзвукового обтекания тела оживальной формы в следе за локальным энергоисточником (рис. 1). Равномерный на бесконечности поток с числом Маха, равным 3, набегаем на тело под нулевым углом атаки. Удлинение оживала $\lambda = l/2R_M = 2,5$ (l — длина тела, R_M — радиус миделева сечения). Мощность источника, следуя [1–3], принята постоянной по времени и зависящей только от координат (1.1), $q_0 = 20$, так как в [1] показано, что наблюдается «эффект стабилизации по подводу тепла», т. е. при $q_0 > 20$ эффективность увеличения энергоподвода с точки зрения воздействия на аэродинамические характеристики мала.

Расчеты проводились при разных значениях расстояния между источником и носком тела и высоты от оси симметрии при расстоянии по оси от носка, равном $l_s = 4R_s$, где $R_s = 1/q_0$ — эффективный радиус источника. Вычисления проводились на пространственной сетке из 75 000 точек.

На рис. 2 представлены наиболее характерные примеры распределения полей энтропийной функции $f_s = \ln(p/\rho^\varkappa)$ (рис. 2, а) и давления (рис. 2, б) в плоскости симметрии и

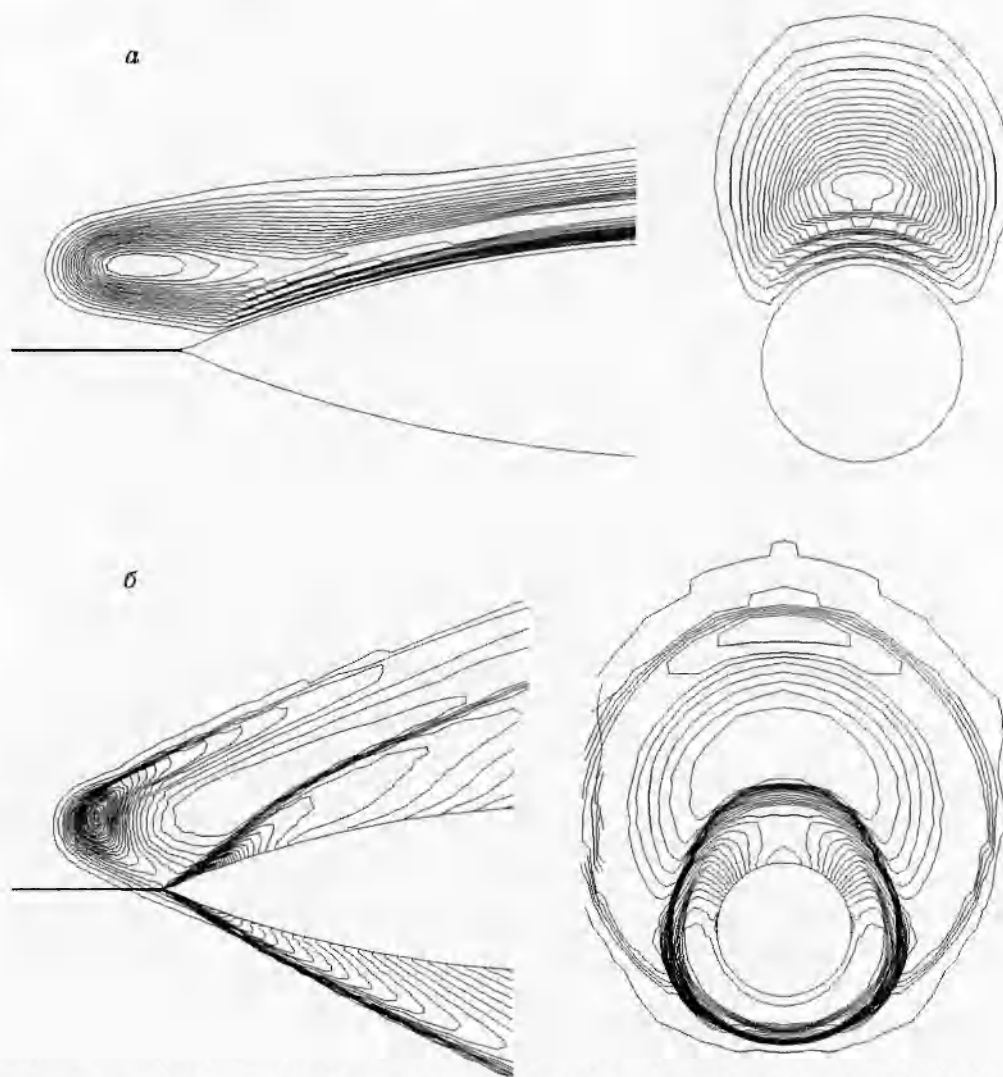


Рис. 2

в одном из удаленных от носка тела сечений плоскости ($X = \text{const}$) для одной из высот расположения источника ($h/R_s = 3$).

Расчеты показали, что присутствие энергоисточника оказывает значительное влияние на характер обтекания тела. При этом обнаруживается, что помещенный в поток локальный энергоисточник меняет поле течения в следе за ним, образуя расходящийся осесимметричный поток. Вблизи оси области, возмущенной источником, угол наклона вектора скорости по отношению к набегающему потоку близок к нулю. На головной волне, образованной источником, этот угол достаточно велик и убывает с увеличением расстояния от источника в соответствии с убыванием интенсивности и угла наклона волны. В окрестности энергоисточника образуется высокоэнтропийная область, которая простирается в следе за ним в форме почти цилиндрического высокоэнтропийного жгута. Положение этого жгута по отношению к обтекаемому телу меняется в зависимости от расстояния между источником и осью тела. Так, при расположении источника на оси тела жгут равномерно обтекает поверхность. При положении источника, сдвинутого относительно оси, этот

жгут перестраивается, утолщаясь на верхней части тела (рис. 2,а). На больших расстояниях источника от оси жгут зависает над телом, образуя высокоэнтропийную область в верхней части обтекающего тело потока. Вдоль линий тока значение энтропии практически не меняется. Течение в следе непосредственно за источником характеризуется тем, что местное число Маха сильно уменьшается в окрестности источника и быстро растет по мере удаления от него. Перед источником формируется прямая волна сжатия, которая, расходясь на периферии, как от затупления, быстро затухает. Давление достигает наибольшего значения в ядре источника. С увеличением расстояния от источника давление и плотность падают до величин, значительно меньших, чем в набегающем потоке.

Таким образом, оживальное тело, помещенное в поток на одной оси симметрии с источником, обтекается разреженным высокоэнтропийным газом с уменьшенным местным углом атаки к носовой части. В результате суммарный коэффициент сопротивления уменьшается. При этом можно найти такое расстояние от источника до тела, при котором осредненный местный угол атаки наименьший. В случае, когда расположенный на оси симметрии источник находится на расстоянии $l_s = R_s$ от носка тела, сопротивление растет. Головные волны от источника и тела сливаются вблизи носка, образуя единую волну большой интенсивности, и создают между телом и волной поле потока повышенного давления. На кончик носка тела воздействует высокое давление непосредственно от источника.

При изменении положения источника относительно оси тела картина течения существенно меняется. С одной стороны, с увеличением расстояния от источника до оси тела происходит перераспределение местных углов атаки и, следовательно, сопротивление, подъемная сила и момент относительно носка меняются. При этом возможно как увеличение сопротивления, подъемной силы и момента, так и некоторое уменьшение коэффициента сопротивления и убывание до отрицательных значений подъемной силы и момента тангажа. С другой стороны, с увеличением высоты положения источника высокоэнтропийный жгут перестает равномерно обтекать тело, что приводит к выпучиванию головного скачка от тела и снижению давления на поверхности оживала (рис. 2,б). Перепад давления между нижней и верхней сторонами приводит к изменению направления подъемной силы и момента на противоположное. При увеличении высоты положения источника энергии над осью симметрии происходит попеременное преобладание первого типа воздействия над вторым и наоборот.

В случае незначительного отклонения положения источника от оси с нижней стороны тела волны от источника и от тела сливаются, создавая зону повышенного давления, а сверху наоборот — зону разрежения, в результате подъемная сила обтекаемого тела увеличивается. При последующем изменении положения источника относительно оси тела на его верхней части образуется слабоподжатая, но протяженная область. С нижней стороны за носовой частью давление падает, и подъемная сила уменьшается. Дальнейшее увеличение расстояния от источника до оси тела приводит к обтеканию, когда волна сжатия от источника падает на носовую часть тела, а затем, обогнув его, может создавать значительное поджатие снизу (рис. 2,б), увеличивая тем самым подъемную силу и момент тангажа.

На рис. 3 показаны зависимости суммарных аэродинамических характеристик от положения локального источника энергоподвода и возможное влияние этого положения на траекторию полета.

На рис. 3,а представлена зависимость суммарных значений коэффициентов волнового сопротивления оживала от расстояния между источником и телом при осесимметричном обтекании. Здесь C_x — коэффициент волнового сопротивления тела в присутствии источника, C_{x0} — при отсутствии источника, расстояние дано в эффективных радиусах

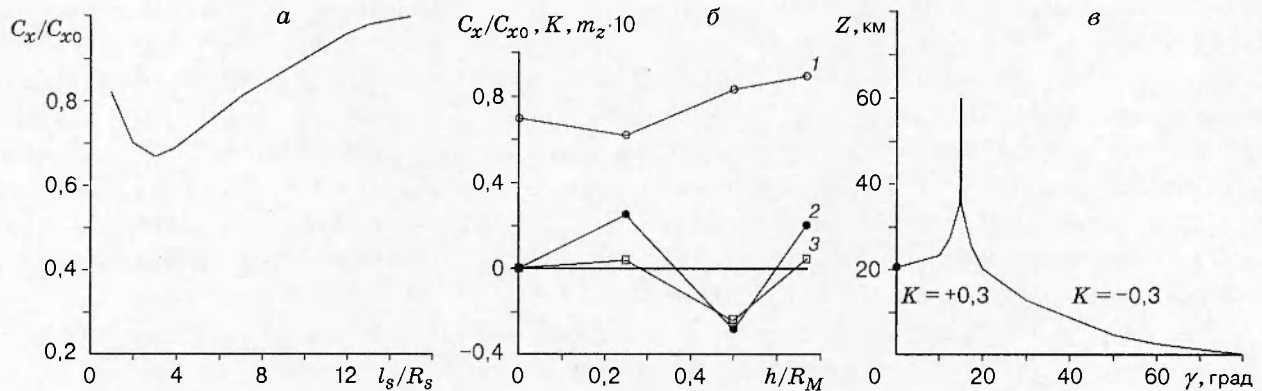


Рис. 3

источника ($l_s = R_s$). Видно, что при $l_s = R_s$ сопротивление тела ниже, чем при отсутствии источника, но значительно выше, чем при $l_s = 4R_s$. При увеличении l_s до значений порядка $14R_s$ величина C_x/C_{x0} тела растет, приближаясь к единице.

На рис. 3, б показаны значения C_x/C_{x0} (кривая 1), аэродинамического качества $K = C_y/C_x$ (кривая 2) и коэффициента момента тангажа m_z (кривая 3) относительно носка обтекаемого тела в зависимости от положения источника относительно оси симметрии тела по высоте, отнесенной к радиусу миделя тела (h/R_M) при $l_s = 4R_s$. Видно, что эта зависимость не монотонна из-за смены режимов обтекания и может давать разброс по величине аэродинамического качества ($K \sim \pm 0,3$).

Оценку влияния источника на траекторию полета можно сделать исходя из рис. 3, в, взятого из [8]. Для тела с баллистическим коэффициентом $\sigma = m/(C_x S) = 48,8 \text{ кг/м}^2$, скоростью входа в атмосферу $V = V_E$ и углом входа $\gamma_E = 15^\circ$ показано влияние значения аэродинамического качества на угол траектории в зависимости от высоты полета Z . Точкой на кривой помечена высота, при которой полет становится планирующим, т. е. подъемная сила уравнивает силу тяжести. Из графиков видно, что разброс аэродинамического качества в пределах $K \sim \pm 0,3$ может привести к существенным изменениям траектории полета летательного аппарата.

Из представленных результатов можно сделать вывод, что локальный энергоисточник, расположенный перед движущимся со сверхзвуковой скоростью телом, может оказывать заметное влияние на аэродинамические характеристики и траекторию полета. Из этого следует возможность введением в поток локального энергоисточника управлять как скоростью, так и направлением полета аппарата.

ЛИТЕРАТУРА

1. Георгиевский П. Ю., Левин В. А. Сверхзвуковое обтекание тела при подводе тепла перед ним // Тр. Мат. ин-та АН СССР. Современные проблемы механики и их приложения. 1989. Т. 186. С. 197–201.
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. Георгиевский П. Ю., Левин В. А. Сверхзвуковое обтекание объемных источников энергосыделения // Механика: Современные проблемы. М.: Изд-во МГУ, 1987. С. 93–99.

4. **Артемьев В. И., Бергельсон В. И., Немчинов И. В. и др.** Изменение режима сверхзвукового обтекания препятствия при возникновении перед ним тонкого разреженного канала // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1989. № 5. С. 146–151.
5. **Бергельсон В. И., Медведюк С. А., Немчинов И. В. и др.** Аэродинамические характеристики тела при различной локализации тепловой иглы // Мат. моделирование. 1996. Т. 6, № 1. С. 3–9.
6. **Борзов В. Ю., Рыбка И. В., Юрьев А. С.** Влияние локального энергоподвода в гиперзвуковой поток на лобовое сопротивление тел с различным затуплением // Инж.-физ. журн. 1994. Т. 47, № 5–6. С. 355–361.
7. **Коротаяева Т. А., Фомин В. М., Шашкин А. П.** Численное исследование воздействия локального энергоисточника на пространственное сверхзвуковое обтекание заостренных тел. Новосибирск, 1996 (Препр. / ИТПМ СО РАН; № 1-96).
8. **Мартин Дж.** Вход в атмосферу. М.: Мир, 1969.

*Поступила в редакцию 30/XII 1996 г.,
в окончательном варианте — 13/II 1997 г.*
