

УДК 533.6.011.5

Л.А. БАЗЫМА

Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «ХАИ», Украина

ВЛИЯНИЕ ЭНЕРГОПОДВОДА НА СТРУКТУРУ ОБТЕКАНИЯ ТЕЛА С ПОЛОСТЬЮ

Проведено численное моделирование влияния внешнего энергоподвода на структуру обтекания полусферы с цилиндрической полостью, обращенной навстречу сверхзвуковому набегающему потоку. Установлены режимы стационарного обтекания рассматриваемой аэродинамической конфигурации. Исследовано влияние энергоподвода на аэродинамическое сопротивление тела. Полученные результаты позволяют рассматривать использование пульсирующего источника тепловыделения как эффективный способ управления сверхзвуковым обтеканием летательных аппаратов.

полость, пульсации, энергоподвод, тепловой след, аэродинамическое сопротивление, частота импульсов, сверхзвуковое обтекание

Введение

Экспериментальными исследованиями [1 – 3] показано, что в сверхзвуковом потоке при использовании мощного оптического пульсирующего разряда реализуется протяженная область энергоподвода, за которой развивается тепловой след.

Размещение в тепловом следе модели (конус, полусфера) на расстоянии 1,0 – 4,0 ее диаметров от фокальной плоскости излучения CO₂-лазера приводило к снижению до двух раз аэродинамического сопротивления моделей при частоте следования импульсов 100 кГц [3]. В рассмотренном диапазоне следования частот импульсов излучения 10...100 кГц при частоте 100 кГц тепловой след становился непрерывным [3].

В работе [4] представлены результаты теоретического моделирования влияния пульсирующего источника тепловыделения на сверхзвуковое обтекание полусферы. В расчетах [4] использовался явный метод TVD в формулировке Чакраватти [5, 6]. Для случая $M = 3$ и $\gamma = 1,4$ при постоянной массовой плотности энергоподвода было получено снижение аэродинамической нагрузки на тело и определена частота следования импульсов, при которой наблюдается минимум коэффициента сопротивления. При этом в [4] сделан вывод о том, что режим пульси-

рующего теплоподвода может быть эффективнее стационарного.

Результаты работ [1 – 4, 7] показывают, что частота следования импульсов, вкладываемая в поток мощность, а также размеры области энергоподвода могут существенно повлиять как на распределение давления на поверхности модели, так и на режимы ее обтекания.

Известно, что сверхзвуковое обтекание тел с полостью в носовой части тела сопровождается пульсациями [8, 9]. В [10] рассматривалась возможность стабилизации течения при организации вдува струи со дна полости.

В настоящей работе проведено численное исследование влияния массовой плотности энергоподвода на стабилизацию сверхзвукового обтекания и изменение аэродинамического сопротивления полусферы с цилиндрической полостью.

Полученные результаты позволяют рассматривать использование пульсирующего источника тепловыделения как эффективный способ управления сверхзвуковым обтеканием летательных аппаратов.

1. Постановка задачи

Будем рассматривать установившееся (квазипериодическое) осесимметричное обтекание полусфе-

ры с цилиндрической выемкой ($r_{\text{cav}}/R = 0,3$; $l_{\text{cav}}/R = 0,954$; $l_{\text{cav}}/r_{\text{cav}} = 3,18$; r_{cav} – радиус выемки; l_{cav} – глубина выемки; R – радиус сферы) равномерным сверхзвуковым потоком совершенного газа. В момент времени $t = 0$ в набегающем потоке перед сферой начинает действовать пульсирующий источник энергоподвода.

Уравнения газовой динамики в цилиндрической системе координат имеют вид

$$\frac{\partial p r}{\partial t} + \frac{\partial p u r}{\partial x} + \frac{\partial p v r}{\partial r} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial p u r}{\partial t} + \frac{\partial (p + \rho u^2) r}{\partial x} + \frac{\partial p u v r}{\partial r} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial p v r}{\partial t} + \frac{\partial p u v r}{\partial x} + \frac{\partial (p + \rho v^2) r}{\partial r} = p, \quad (3)$$

$$\frac{\partial p e r}{\partial t} + \frac{\partial p u (e + p/\rho) r}{\partial x} + \frac{\partial p v (e + p/\rho) r}{\partial r} = p q r \quad (4)$$

где p – давление; ρ – плотность; u, v – компоненты вектора скорости по x и r (компоненту по углу φ считаем равной нулю); e – полная энергия единицы массы газа; q – энергия, подводимая единице массы газа внешним источником; t – время. Система замыкается уравнением состояния идеального газа.

$$p = (\gamma - 1) \rho e.$$

Энергоподвод q задавался так же, как и в [4]:

$$q = W(x, r) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{f} \delta\left(t - \frac{n}{f}\right),$$

где δ – импульсная функция Дирака; f – частота следования импульсов; W – средняя массовая плотность энергоподвода, которая была взята, в отличие от [4], в несколько видоизмененной форме, позволяющей моделировать различные формы теплового пятна.

$$W = W_0 \left(\frac{p_{\infty}}{\rho_{\infty}}\right)^{3/2} \frac{1}{R} \exp\left(-\frac{k_1 r^2 + k_2 (x - x_0)^2}{L^2}\right),$$

где W_0, k_1 и k_2 – некоторые константы, определяющие плотность энергоподвода и форму теплового пятна.

2. Метод решения

Решение уравнений (1) – (4) проводилось методом Годунова [12] на сетке 110×60 , которая строилась со сгущением узлов около тела, за исключением полости, где распределение узлов сетки задавалось равномерным. Использовалась конечно-разностная схема первого порядка аппроксимации так же, как в [11].

Обезразмеривание величин проводилось следующим образом:

$$r = \bar{r} R, \quad x = \bar{x} R, \quad t = \bar{t} R / a_{\infty}, \quad a = \bar{a} a_{\infty},$$

$$u = \bar{u} a_{\infty}, \quad v = \bar{v} a_{\infty}, \quad \rho = \bar{\rho} \rho_{\infty}, \quad p = \bar{p} \rho_{\infty} a_{\infty}^2,$$

$$W = \bar{W} a_{\infty}^3 / R,$$

где a_{∞} – скорость звука набегающего потока.

В качестве начальных данных в расчетах без энергоподвода приняты безразмерные параметры невозмущенного набегающего потока:

$$p = p_{\infty} = 1/\gamma, \quad \rho = \rho_{\infty} = 1,$$

$$u = u_{\infty} = M_{\infty}, \quad v = 0$$

(γ – постоянная адиабаты). Здесь и дальше в тексте черта над безразмерными величинами $r, x, t, a, u, v, \rho, p, W$ опущена.

В качестве граничных условий выступают условия непротекания на поверхности тела и условия, характеризующие набегающий поток [12].

Тактика численного решения включала определение квазистационарного обтекания лобовой части сферы с полостью равномерным сверхзвуковым потоком. Полученное распределение параметров затем принималось в качестве начальных условий при $t = 0$. Далее численное решение строилось в пределах временных слоев $t_{n-1} < t < t_n, 1 \leq n \leq N$. В

течение всего времени на входной границе расчетной области поддерживались параметры невозмущенного потока, на выходной – мягкие условия, на оси симметрии и на поверхности тела – условия непротекания. Максимальное число импульсов $N \gg 1$ выбиралось из условия стабилизации средних характеристик течения на интервалах $t \in [t_* - T, t_\infty]$, $t_* \ll t_N$, $T = 10f^{-1}$.

3. Результаты

Ниже приводятся результаты расчетов (так же, как и в [4]) для случая $M_\infty = 3$, $\gamma = 1,4$:

$$q = \gamma^{-3/2} W_0 \exp\left(-\frac{k_1 r^2 + k_2 (x - x_0)^2}{L^2}\right) \sum_{n=1}^N \frac{t_n}{n} \delta(t - t_n),$$

$x_0 = -3,5$, $L = 0,5$, $N = 10^2 f^4$, $t_n = n f^{-1}$ при различных значениях частоты в диапазоне $1 \leq f \leq 5$, $k_2 = 1$, $k_1 = 1$ принимались для теплового пятна сферической формы, а для теплового пятна эллипсоидной

формы – $k_1 = 4$. Параметр W_0 изменялся в диапазоне 20...500.

При осреднении коэффициента сопротивления применялось выражение [4]

$$C(f) = \frac{1}{T} \int_{t_* - T}^{t_*} C_x dt,$$

где $T = 10 / f$, а C_x – мгновенное значение коэффициента сопротивления,

$$C_x(t) = \frac{4}{\gamma M_\infty^2} \int_0^1 (\gamma p_s - 1) r dr.$$

Предварительно было получено решение обтекания лобовой части сферы с цилиндрической выемкой без энергоподвода. На рис. 1 (кривая 1) показано изменение давления в центре дна полости от времени. Характер процесса пульсаций и число Струхала $Sh = 0,245$ близки к данным [11] ($Sh = s/a_0 t^0$, t^0 – период колебаний, a_0 – скорость звука при температуре торможения).

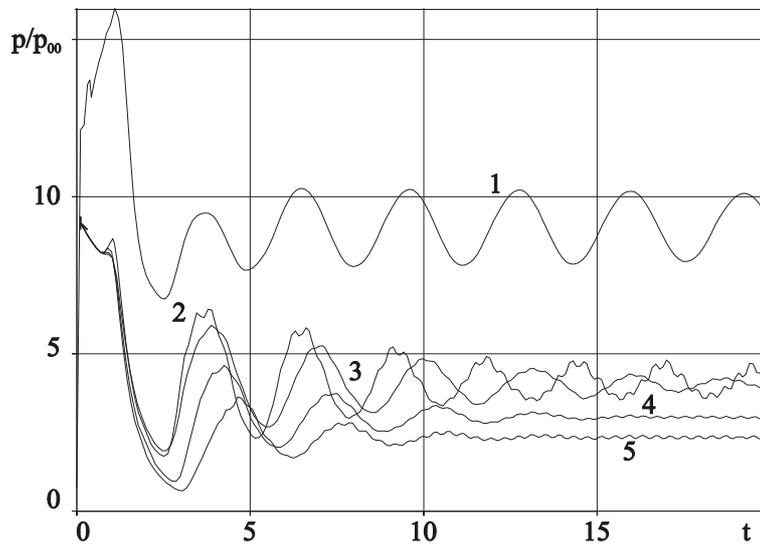


Рис. 1. Зависимость давления в центре дна полости от времени:

- 1 – без энергоподвода;
- 2 – $W_0 = 20, f = 2,5$, сферическое тепловое пятно;
- 3 – $W_0 = 20, f = 2,5$, эллипсоидное тепловое пятно;
- 4 – $W_0 = 40, f = 2,5$, эллипсоидное тепловое пятно;
- 5 – $W_0 = 80, f = 2,5$, эллипсоидное тепловое пятно

Воздействие пульсирующего теплового источника приводит к существенной перестройке течения около сферы. Наблюдается значительное увеличение отхода головного скачка и образование в ударном слое рециркуляционных зон, что хорошо согла-

суется с данными [1]. Образование за областью энергоподвода теплового следа приводит к падению плотности газа. Как видно из рис. 2 (и это подтверждается экспериментом [1]), течение за областью энергоподвода остается сверхзвуковым.

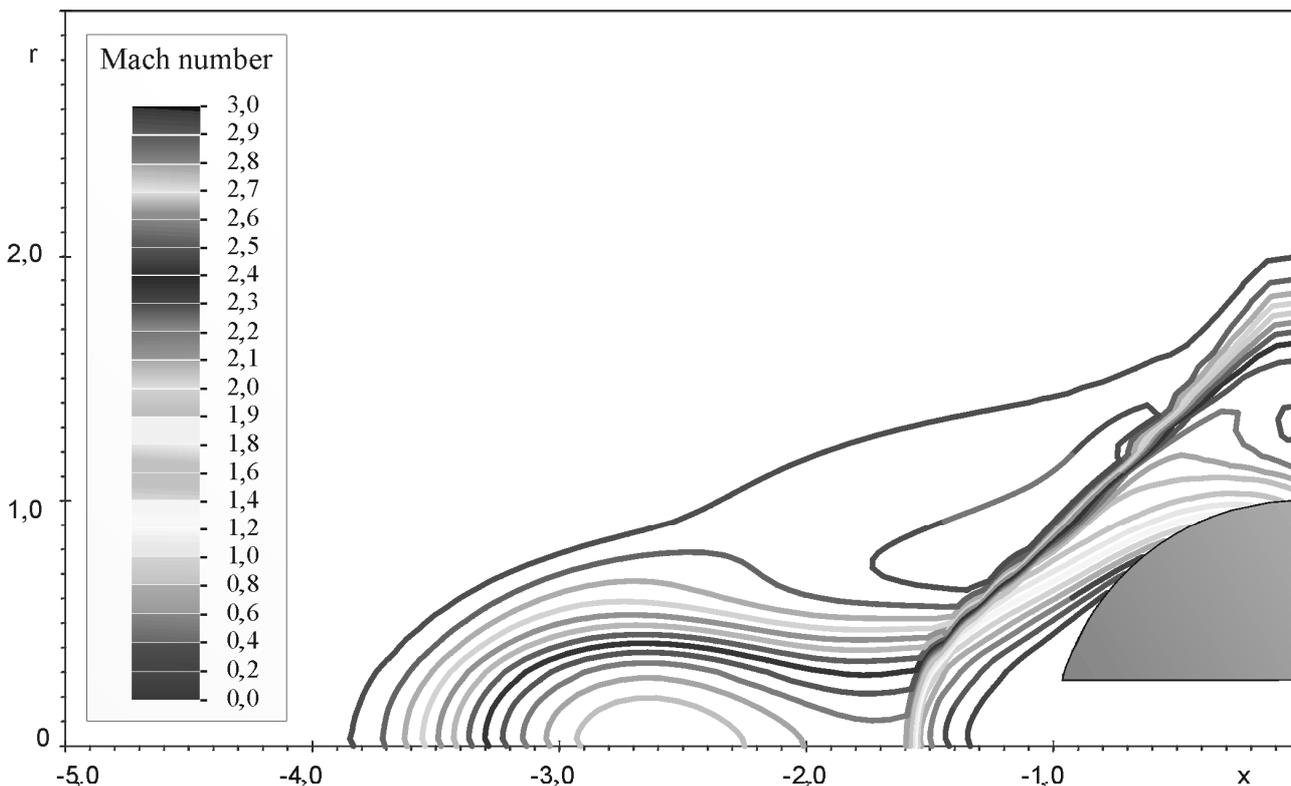


Рис. 2. Линии равного уровня чисел Маха при наличии энергоподвода ($W_0 = 20, f = 2,5$)

В расчетах было установлено (рис. 3), что так же, как при обтекании полусферы [4], наблюдается минимум коэффициента сопротивления полусферы с выемкой при изменении частоты в окрестности $f \approx 2$ для $W_0 = \text{const}$. При этом влияние параметра W_0 на изменение сопротивления оказалось более сильным, чем размеры теплового пятна ($C/C_0 \approx 0,58, W_0 = 40$, эллипсоидное пятно; $C/C_0 \approx 0,59, W_0 = 20$,

сферическое пятно; $C/C_0 \approx 0,75, W_0 = 20$, эллипсоидное пятно; C_0 – сопротивление тела без подвода энергии). Дальнейшее увеличение параметра W_0 показало, что изменение коэффициента сопротивления приобретает асимптотический характер (для эллипсоидного пятна при $f = 2,5$ и $W_0 = 500$ имеет место $C/C_0 \approx 0,28$, рис. 4).

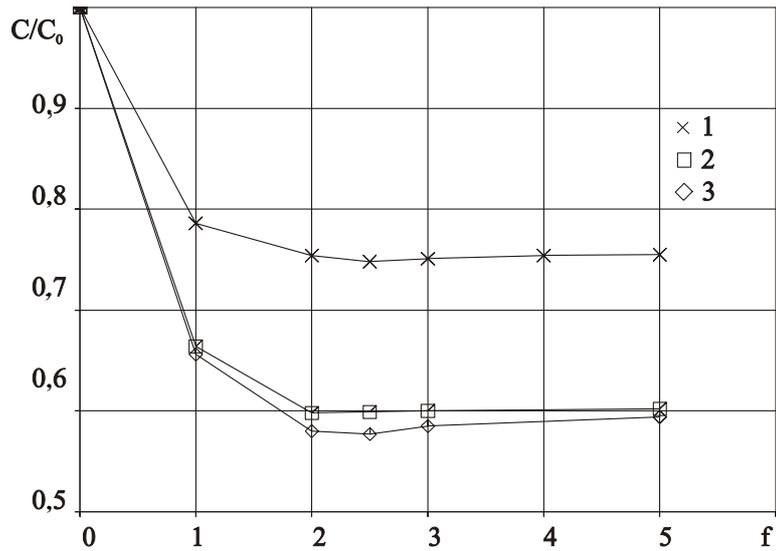


Рис. 3. Зависимость коэффициента сопротивления C/C_0 от частоты следования импульсов f :
 1 – $W_0 = 20$, эллипсоидное тепловое пятно
 2 – $W_0 = 20$, сферическое тепловое пятно
 3 – $W_0 = 40$, эллипсоидное тепловое пятно

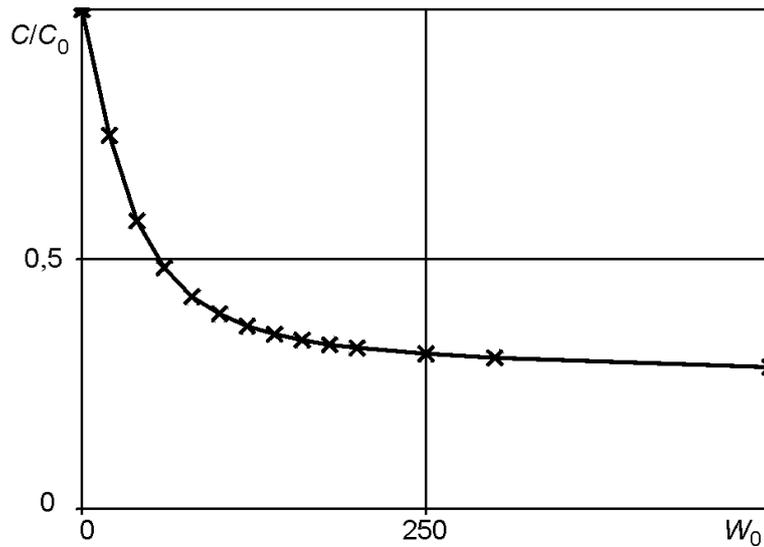


Рис. 4. Зависимость коэффициента сопротивления от параметра W_0

Размеры теплового пятна и параметр W_0 определяют также величину амплитуды пульсаций давления в полости. Можно видеть (см. рис. 1, кривые 2 – 5), что переход от сферического пятна (кривая 2) к эллипсоидному (кривая 3) при одинаковом параметре $W_0 = 20$ приводит к более существенному затуханию амплитуды пульсаций давления в полости. При значении параметра $W_0 = 40$ для эллипсоидного

пятна (кривая 4) наблюдается минимальная амплитуда пульсаций давления в квазипериодическом состоянии. Дальнейшее увеличение параметра W_0 (кривая 5) при более резком характере затухания пульсаций давления приводит к некоторому увеличению амплитуды пульсаций давления в квазипериодическом состоянии.

Заключение

В результате проведенного численного моделирования установлено следующее:

- формирование в сверхзвуковом потоке следа с неравномерным распределением параметров оказывает существенное влияние на структуру обтекания и аэродинамическое сопротивление тел;

- конфигурация теплового пятна и интенсивность энергоподвода определяют величину амплитуды пульсаций давления в полости.

- наблюдается эффект насыщения, заключающийся в том, что начиная с некоторого значения параметра W_0 амплитуда пульсаций практически не снижается ($W_0 = 40$, эллипсоидное тепловое пятно);

- изменение коэффициента сопротивления при увеличении параметра W_0 приобретает асимптотический характер.

Полученные результаты позволяют рассматривать использование пульсирующего источника тепловыделения как эффективный способ управления сверхзвуковым обтеканием летательных аппаратов.

Литература

1. Стабилизация оптического разряда в сверхзвуковом потоке аргона / Третьяков П.К., Грачев Г.П., Иванченко А.И., Крайнев В.А., Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н. // *Доклады Академии Наук*. – 1994. – Т. 336. – № 4. – С. 466 - 467.

2. Управление сверхзвуковым обтеканием тел с использованием мощного оптического пульсирующего разряда / Третьяков П.К., Гаранин А.Ф., Грачев Г.П., Крайнев В.А., Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н., Яковлев В.И. // *Доклады Академии Наук*. – 1996. – Т. 351. – № 3. – С. 339 - 340.

3. Adegren Russell G., Elliot Gregory S., Knight Doyle D., Zheltovodov Alexander A. and Beutner Thomas J. Energy deposition in supersonic flows. *AIAA*

Paper, N 2001–0885, 2001.

4. Гувернюк С.В., Самойлов А.Б. Об управлении сверхзвуковым обтеканием тел с помощью пульсирующего теплового источника // *Письма в ЖТФ*. – 1997. – Т. 23. – Вып. 9. – С. 1 – 8.

5. Chakravarthy S.R. and Osher S. A. New class of high accuracy TVD schemes for hyperbolic conservation laws. *AIAA Paper*, N 85–0363, 1985.

6. Chakravarthy S.R. The versatility and reliability of Euler solvers based on high-accuracy TVD formulations. *AIAA Paper*, N 86–0243, 1986.

7. Георгиевский П.Ю., Левин В.А. Сверхзвуковое обтекание тел при наличии внешних источников энергоподвода // *Письма в ЖТФ*. – 1988. – Т. 14. – Вып. 8. – С. 684 – 687.

8. Антонов А.Н., Шалаев С.П. Экспериментальное исследование нестационарного течения в полостях, обтекаемых сверхзвуковым потоком // *Известия АН СССР. Механика жидкости и газа*: – 1979. – № 5. – С. 180 - 183.

9. Laodon D.W., Schneider S.P. and Schmisser J.D. Physics of resonance in a supersonic forward-facing cavity // *Journal of Spacecraft and Rockets*, 1998. Vol. 35. No. 5. P. 626 – 632.

10. Engblom W.A., Yüceil B., Goldstain D.B. and Dolling D.S Hypersonic forward-facing cavity flow: an experimental and numerical study. *AIAA Paper*, N 1995–0293. 1995.

11. Базыма Л.А. Взаимодействие осевой и кольцевой струй, вытекающих из цилиндрической полости, с набегающим сверхзвуковым потоком газа // *Прикладная механика и техническая физика*. – 1995. – Т. 36. – №3. – С. 69 – 73.

12. Численное решение многомерных задач в газовой динамике / Под ред. С.К. Годунова – М.: Наука, 1976. – 321 с.

Поступила в редакцию 25.12.03

Рецензент: д-р техн. наук, гл. н. с. Шупиков А.Н., ИПМаш им. А.Н. Подгорного НАН Украины, г. Харьков.