

УДК 533.6.011.5:532.582.3

© 2003 г. Ф. М. ПАХОМОВ

## ПРОСТРАНСТВЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗАТУПЛЕННОГО КОНУСА С НАГРЕТОЙ ОБЛАСТЬЮ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ПРИ НАЛИЧИИ ВДУВА

Рассматривается задача взаимодействия затупленного конуса со сферической нагретой областью в набегающем под нулевым углом атаки сверхзвуковом потоке, когда ее центр смещен относительно оси симметрии обтекаемого тела. Исследуются два случая: взаимодействие температурной неоднородности с непроницаемой поверхностью конуса и взаимодействие при наличии сильного локализованного на поверхности сферического затупления конуса вдува. Показано, что сильный вдув с поверхности тела существенно влияет на картину обтекания и аэродинамические характеристики в сторону их улучшения.

*Ключевые слова:* сверхзвуковое обтекание, температурная неоднородность, сильный вдув, аэродинамические характеристики.

Задача о взаимодействии температурных неоднородностей с телами различной формы возникает при моделировании движения быстролетящего в атмосфере Земли тела через локализованную нагретую область, например шаровую молнию или область, созданную лазерной накачкой энергии.

В [1] проведены исследования по данной проблеме в осесимметричной постановке, когда центр сферической нагретой области в набегающем потоке движется по оси симметрии обтекаемого тела. Дан детальный анализ структуры течения и изменения локальных и интегральных характеристик процесса взаимодействия полусферы с температурными неоднородностями. В [2] решена задача о входе затупленного конуса в нагретое полупространство под углом атаки. Однако отсутствуют данные о влиянии исследуемого процесса на аэродинамические характеристики обтекаемого тела. В [3–5] исследуется влияние вдува с поверхности на аэродинамику затупленных тел при их сверхзвуковом обтекании под углами атаки. Показано улучшение аэродинамики свойств обтекаемых тел при наличии вдува.

В данной работе объектом исследования являются аэродинамические характеристики затупленного конуса при взаимодействии с нагретой областью сферической формы при различной величине смещения ее центра относительно оси симметрии обтекаемого тела. Кроме того, анализируется влияние сильного локализованного вдува с поверхности тела при наименьшем отклонении центра перегрева. При этом считается, что термодинамические свойства газа во всем поле течения (включая нагретую область, слой вдува и набегающий поток) подчиняются уравнению состояния Клайпера – Менделеева с одним и тем же показателем адиабаты.

Система интегральных законов сохранения массы, импульса и энергии для некоторого объема  $G(t)$  невязкого совершенного газа, ограниченного поверхностью  $\Sigma(t)$ , в декартовой системе координат  $x, y, z$  имеет вид [6]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_G \rho dx dy dz = \oint_{\Sigma} \rho (\mathbf{v} - \boldsymbol{\omega}, \mathbf{n}) d\delta$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_G \rho \mathbf{v} dx dy dz = \oint_{\Sigma} [p \mathbf{n} + \rho \mathbf{v}(\mathbf{v} - \boldsymbol{\omega}, \mathbf{n})] d\delta$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_G \rho e dx dy dz = \oint_{\Sigma} [p(\mathbf{v}, \mathbf{n}) + \rho e(\mathbf{v} - \boldsymbol{\omega}, \mathbf{n})] d\delta$$

$$e = U + \frac{1}{2} |\mathbf{v}|^2, \quad U = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho}$$

Здесь  $t$  – время;  $\rho$  – плотность;  $p$  – давление;  $e$  – удельная полная энергия;  $\mathbf{v}$  – скорость среды;  $U$  – удельная внутренняя энергия;  $\boldsymbol{\omega}$  – скорость смещения границы  $\Sigma$ ;  $\mathbf{n}$  – внутренняя нормаль к поверхности  $\Sigma$ ;  $\gamma$  – постоянный для всего поля течения показатель адиабаты;  $G$  – область течения, ограниченная головной ударной волной, на которой задавались соотношения Рэнкина – Гюгонно, поверхностью обтекаемого тела, где задавались условие непротекания или условия сильного вдува и замыкающей поверхностью у донного среза тела, где выставлялись мягкие граничные условия сноса параметров течения вниз по потоку. Математическая запись граничных условий и способы их реализации приведены в [4, 5].

Присутствие температурной неоднородности в набегающем потоке моделировалось следующей функциональной зависимостью плотности от пространственных координат и времени:

$$\rho_n(x, y, z, t) = \frac{\rho_{\infty}}{1 + 4 \exp\{-2[(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2]\}}$$

$$x_0 = x'_0 + v_{\infty} t, \quad y_0 = \delta, \quad z_0 = 0$$

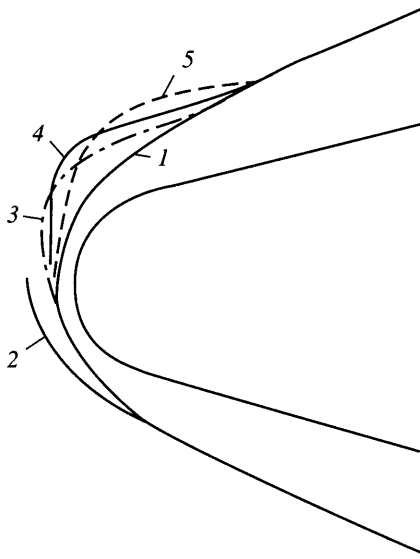
Здесь  $x_0, y_0, z_0$  – координаты центра перегрева, температура в котором  $T_n = 5T_{\infty}$ ,  $x'_0 = -2$  – координата начального положения центра перегрева относительно передней точки тела;  $y_0$  – смещение центра перегрева относительно оси симметрии тела. При этом ось  $x$  направлена по оси симметрии тела, ось  $y$  – вверх,  $z$  – к наблюдателю.

Определяемые газодинамические функции представляют собой безразмерные величины: компоненты скорости отнесены к максимальной скорости набегающего потока  $v_{\max, \infty}$ ; плотность – к плотности набегающего потока  $\rho_{\infty}$ ; давление – к величине  $\rho_{\infty} v_{\max, \infty}^2$ ; линейные размеры – к радиусу сферического затупления конуса  $R_0$ .

Представленная система уравнений газовой динамики с соответствующими начальными и граничными условиями решалась конечно-разностным методом С.К. Годунова первого порядка точности по независимым переменным [6]. Введением подвижной расчетной сетки достигалось явное выделение головной ударной волны. Другие поверхности разрыва, возникающие в ударном слое, явным образом не выделялись. Формулы для расчета аэродинамических характеристик приведены в [4].

Все приводимые ниже результаты получены на разностной сетке, содержащей 4800 ячеек: 30 интервалов по обводу тела; 16 интервалов поперек ударного слоя и 10 секторов по меридиальному углу от 0 до  $\pi$ .

В случае исследования взаимодействия с непроницаемой поверхностью в качестве начальных данных были приняты газодинамические параметры, соответствующие стационарному режиму обтекания затупленного по сфере конуса с углом полураствора  $15^\circ$  и длиной  $6.5 R_0$  при нулевом угле атаки ( $M_{\infty} = 5, \gamma_{\infty} = 1.4$ ). На фиг. 1 показаны



Фиг. 1. Картина взаимодействия с непроницаемой поверхностью тела при  $\delta = 0$  и  $\delta = 1$

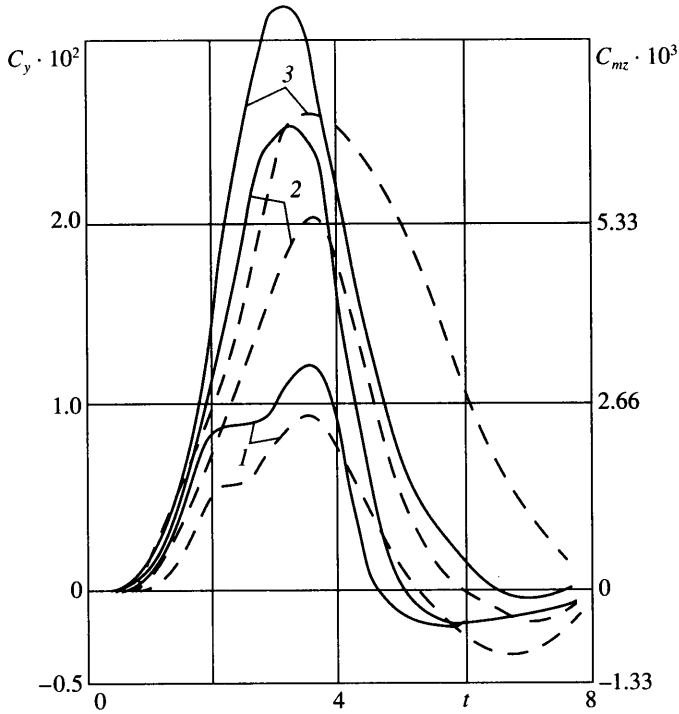
контур тела и положение ударной волны (кривая 1), соответствующее начальным данным. Затем были выполнены расчеты взаимодействия с нагретой областью в набегающем потоке при значениях смещения центра перегрева  $\delta = 0; 0.25; 0.5; 1$ . Кривая 2 соответствует положению ударной волны при осесимметричном взаимодействии ( $\delta = 0$ ), когда достигается минимальное значение коэффициента сопротивления обтекаемого тела. Остальные кривые соответствуют положению ударной волны при  $\delta = 1$  в различные моменты времени: 3 – при минимальном значении коэффициента сопротивления  $C_x$ ; 4 – при максимальном значении коэффициента подъемной силы  $C_y$ ; 5 – при максимальном значении момента вращения обтекаемого тела относительно его передней точки  $C_{mz}$ .

На фиг. 2, 3 показаны зависимости от времени аэродинамических коэффициентов при трех значениях смещения центра перегрева  $\delta = 0.25; 0.5; 1$  в отсутствие вдува с поверхности.

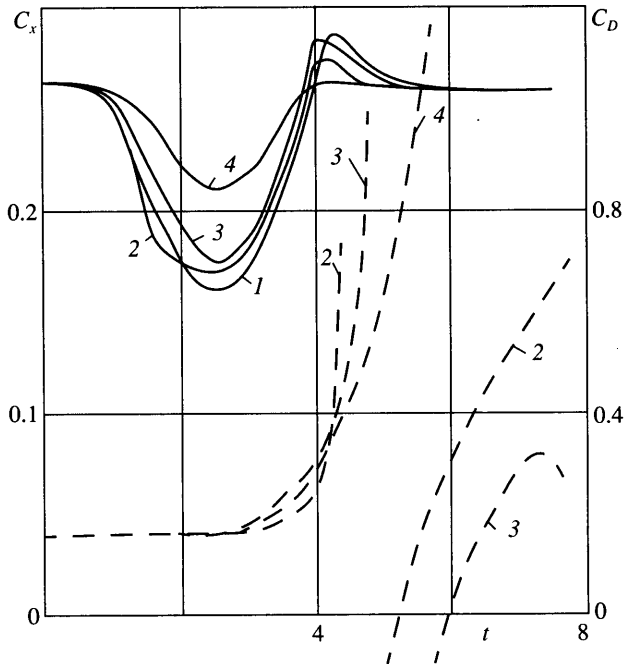
С увеличением величины смещения увеличиваются максимальные значения  $C_y$  и  $C_{mz}$ . При  $\delta = 0.25$  (кривые 1 на фиг. 2) в зависимостях аэродинамических характеристик имеют место точки перегиба. Их наличие можно объяснить тем, что сначала рост коэффициентов обусловлен перепадом давления на поверхности сферического затупления, а затем более интенсивный рост вызван взаимодействием нагретой области с конической частью поверхности тела.

Характер изменения  $C_x(t)$  при взаимодействии с нагретой областью качественно полностью согласуется с результатами работы [1]: при достижении нагретой области поверхности тела давление на ней падает и значение  $C_x$  уменьшается. Затем при восстановлении параметров невозмущенного потока наблюдается возрастание  $C_x$  до первоначального значения.

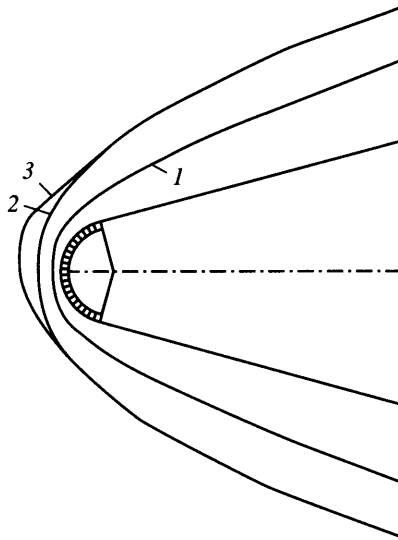
Анализ представленных на фиг. 1–3 результатов показывает, что при взаимодействии с температурной неоднородностью ударная волна сначала удаляется от поверхности тела, затем, при восстановлении в набегающем потоке невозмущенных параметров, возвращается в свое первоначальное положение. Смещение центра перегрева относительно оси симметрии тела приводит к появлению подъемной силы и момента тангажа, действующих на обтекаемое тело, причем таким образом, что зависимости ко-



Фиг. 2. Зависимости коэффициентов подъемной силы  $C_y$  (сплошные линии) и момента тангажа  $C_{mz}$  (штриховые линии) при  $(\rho v_n)_w = 0$  и  $\delta = 0.25; 0.5; 1.0$  (кривые 1–3)



Фиг. 3. Зависимости коэффициентов сопротивления  $C_x$  (сплошные линии) и центра давления  $C_D$  (штриховые линии) при  $(\rho v_n)_w = 0$  и  $\delta = 0; 0.25; 0.5; 1.0$  (кривые 1–4)



Фиг. 4. Картина взаимодействия при наличии вдува и  $\delta = 0.25$

эфициента центра давления от времени (штриховые кривые 2–4 на фиг. 3) терпят разрыв второго рода. Данное обстоятельство свидетельствует о потере запаса статической устойчивости обтекаемого тела, определяемого как разность между координатой центра тяжести и координатой центра давления  $x_D = C_D L$ , где  $L$  – длина модели.

Таким образом, несимметричное столкновение быстролетящего тела с локальной нагретой областью может привести к потере первоначальной ориентации его движения.

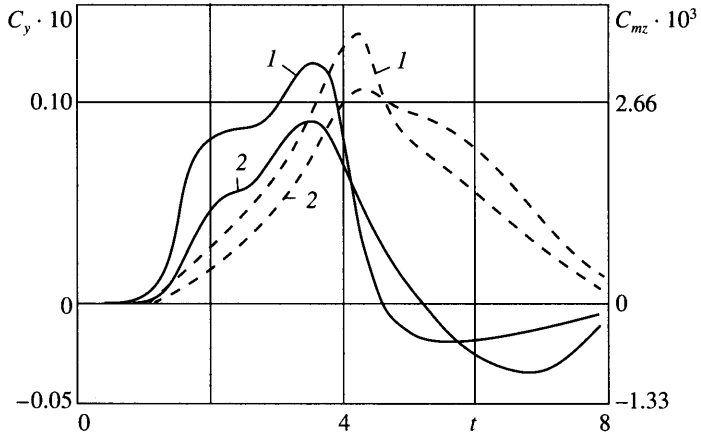
При исследовании влияния вдува в качестве начальных данных брались газодинамические параметры, соответствующие стационарному режиму обтекания конуса под нулевым углом атаки ( $M_\infty = 5$ ,  $\gamma_\infty = 1.4$ ) при наличии сильного вдува с поверхности сферического затупления: с удельным расходом  $(\rho v_n)_w = 0.5$  и полной энтальпией  $H_{0w} = 0.5$ .

На фиг. 4 приведены контур обтекаемого тела с обозначенным пронизаемым участком и положение ударной волны в отсутствие вдува (кривая 1) и при его наличии (2). Кривая 3 соответствует максимальному отходу головной ударной волны от поверхности тела при  $\delta = 0.25$ .

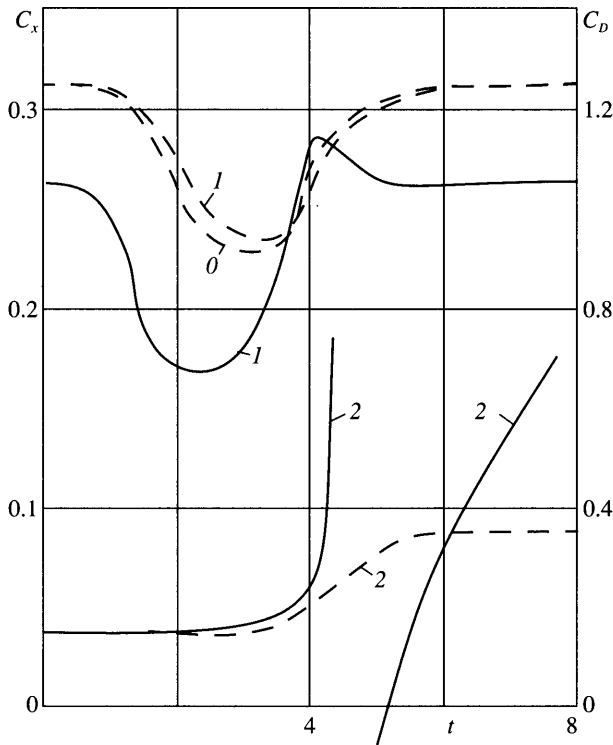
На фиг. 5, 6 приведены зависимости аэродинамических характеристик от времени как в отсутствие вдува (сплошные кривые), так и при его наличии (штриховые кривые) при  $\delta = 0.25$ . При принятых параметрах вдува коэффициент сопротивления конуса  $C_x$  больше, чем в отсутствии вдува, хотя зависимости от времени в обоих случаях качественно совпадают.

В зависимостях коэффициентов подъемной силы и момента тангажа при вдуве отсутствуют точки перегиба, имевшие место при обтекании непроницаемой поверхности. Их максимальные значения чуть больше, чем в случае отсутствия вдува, и достигаются они несколько позже. Характерно то, что во всем рассмотренном промежутке времени зависимости  $C_y(t)$  и  $C_{mz}(t)$  не меняют знак и коэффициент центра давления  $C_D$  (штриховая кривая 2 на фиг. 6) является непрерывной функцией времени, в то время как в отсутствие вдува, как уже отмечалось, зависимость  $C_D(t)$  (сплошная кривая 2) терпит разрыв второго рода.

Увеличение же значения  $C_D$  в процессе взаимодействия с нагретой областью при вдуве практически в 2 раза говорит о значительном смещении центра давления к донному срезу и увеличении тем самым запаса статической устойчивости.



Фиг. 5. Зависимости коэффициентов подъемной силы  $C_y$  (1) и момента тангажа  $C_{mz}$  (2) для  $\delta = 0.25$ ; без вдува (сплошные линии); при вдуве (штриховые линии)



Фиг. 6. Зависимости коэффициентов сопротивления  $C_x$  и центра давления  $C_D$ :  $C_x$  (0) при  $\delta = 0$ ;  $C_x$  (1),  $C_D$  (2) при  $\delta = 0.25$ ; без вдува (сплошные); при вдуве (штриховые линии)

**Заключение.** Даже незначительное смещение центра локальной нагретой области в сверхзвуковом потоке от оси симметрии непроницаемого обтекаемого тела приводит к появлению сил и моментов, обеспечивающих потерю запаса статической устойчивости тела, и как следствие к изменению первоначальной ориентации его движения.

Сильный вдув газа с поверхности затупления приводит к перераспределению действующих на тело сил и моментов таким образом, что в процессе пространственного взаимодействия с нагретой областью происходит увеличение запаса статической устойчивости, способствующего восстановлению первоначальной ориентации тела относительно набегающего потока.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Георгиевский П.Ю., Левин В.А.* Нестационарное взаимодействие сферы с атмосферными температурными неоднородностями при сверхзвуковом обтекании // Изв. РАН. МЖГ. 1993. № 4. С. 174–183.
2. *Погорелов Н.В.* Пространственное движение неравновесного реагирующего воздуха около тела, проникающего в равновесную нагретую область // Изв. АН СССР. МЖГ. 1990. № 6. С. 130–137.
3. *Карловский В.Н., Левин В.А., Сахаров В.И.* Аэродинамические характеристики длинных затупленных конусов при интенсивном массообмене // Изв. АН СССР. МЖГ. 1987. № 5. С. 107–113.
4. *Антонов В.А., Гришин А.М., Пахомов Ф.М.* Влияние угла атаки на сверхзвуковое обтекание осесимметричных затупленных тел при наличии вдува с поверхности // Изв. АН СССР. МЖГ. 1987. № 5. С. 95–101.
5. *Антонов В.А., Гольдин В.Д., Пахомов Ф.М.* Аэродинамика тел со вдувом. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1990. 192 с.
6. *Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я. и др.* Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.

Томск  
E-mail: fire@fire.tsu.tomsk.su

Поступила в редакцию  
19.III.2002 г.