

01;03

## О КОЭФФИЦИЕНТЕ ПОДЪЕМНОЙ СИЛЫ КОЛЕБЛЮЩЕГОСЯ ТЕЛА ВРАЩЕНИЯ ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ

© Ю.П.Головачев, Н.В.Леонтьева

Изучение обтекания колеблющихся тел представляет интерес для многих задач сверхзвуковой аэродинамики и прежде всего для анализа динамической устойчивости полета. Аэродинамические характеристики колеблющихся тел рассчитываются обычно в рамках линейной теории, см. например [1]. Однако численные решения задачи в нелинейной постановке [2] свидетельствует о том, что с увеличением частоты колебаний поведение нестационарных аэродинамических характеристик начинает существенно отличаться от предсказываемого линейной теорией. В частности, результаты [2] указывают на возникновение подъемной силы у тела вращения, совершающего колебания около нулевого угла атаки. В настоящей статье представлены результаты, показывающие, что этот эффект обусловлен силами инерции. Анализируется роль различных инерционных сил и влияние вязкости газа.

Анализ проводится на примере сверхзвукового обтекания параболоида вращения, совершающего гармонические колебания вокруг оси  $Z$  декартовой системы координат  $XYZ$ , показанной на рис. 1. Ось  $X$  совпадает с продольной осью параболоида. Начало координат находится в точке  $O$ , расположенной на расстоянии 3.5 радиуса затупления от вершины тела. При колебаниях тела угол атаки изменяется по закону  $\alpha(t) = \alpha_0 \cos \omega t$ .

Постановка задачи аналогична принятой в [2]. Обтекание параболоида рассчитывается с использованием системы упрощенных уравнений Навье–Стокса, которые записываются в связанной с поверхностью тела неинерциальной системе криволинейных координат, построенной на основе сферической системы  $(r, \theta, \varphi)$ . Использование неинерциальной системы координат приводит к появлению в уравнении баланса импульса объемной силы

$$\mathbf{F} = \rho \left[ \frac{d\boldsymbol{\Omega}}{dt} \times \mathbf{r} + \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}) + 2(\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{V}) \right]. \quad (1)$$

Здесь первое слагаемое учитывает переменность угловой скорости тела  $\boldsymbol{\Omega}$ , а два других представляют соответственно центробежную силу и силу Кориолиса.

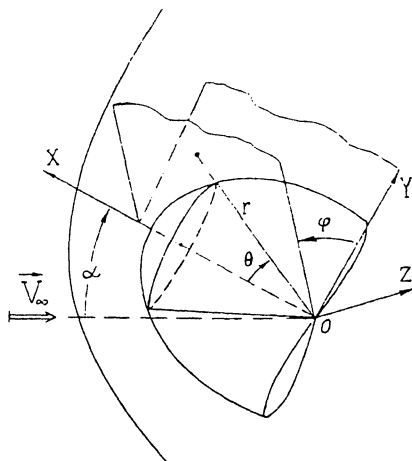


Рис. 1. Схема течения и система координат.

Граничные условия задаются на головной ударной волне, поверхности тела и поверхности  $\theta = \pi/2$ . С учетом симметрии рассматриваемого течения расчетная область ограничивается по окружной координате плоскостью  $\varphi = 0, \pi$ , на которой используются условия симметрии. Наличие симметрии проверялось сравнением с решениями, полученными для  $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ . Интегрирование по времени проводится от известного стационарного поля газодинамических функций до установления периодического режима обтекания.

Метод решения, так же как и в [2], основан на использовании неявной конечно-разностной схемы постоянного направления [3], имеющей второй порядок точности по пространственным координатам и первый по времени. В большинстве расчетов использовалась сетка с 31 узлом по поперечной координате, 24 по продольной и 9 по окружной. Узлы сгущались к поверхности тела с помощью логарифмического преобразования поперечной координаты. Шаги сетки по координатам  $\theta$  и  $\varphi$  выбирались постоянными.

На рис. 2 представлена зависимость коэффициента подъемной силы, усредненного по периоду колебаний тела, от числа Струхала  $Sh = \omega R/V_\infty$ , где  $\omega$  — частота колебаний,  $R$  — радиус затупления тела,  $V_\infty$  — скорость набегающего потока. Эти результаты соответствуют числу Маха  $M_\infty = 2$ , числу Рейнольдса  $Re_\infty = \rho_\infty V_\infty R / \mu_\infty = 10^4$ . Температура поверхности тела  $T_w = 0.56T^*$ , где  $T^*$  — температура торможения набегающего потока; амплитуда колебаний тела  $\alpha_0 = 10^\circ$ . Коэффициент подъемной силы  $C_L$

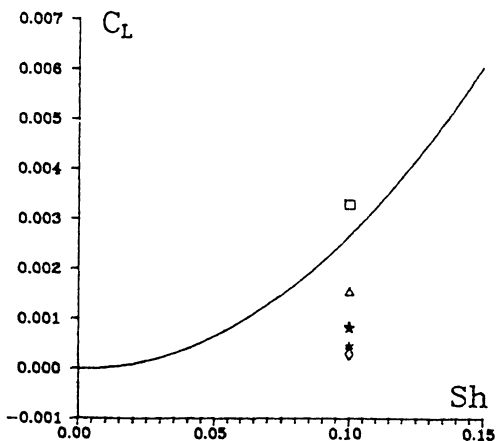


Рис. 2. Зависимость среднего коэффициента подъемной силы от числа Струхала.

вычислен без учета вклада кормовой части тела. Видно, что увеличение частоты колебаний приводит к возникновению подъемной силы, которая монотонно возрастает с увеличением частоты. Расчеты показывают, что этот эффект не зависит от начальных условий, количества и размещения узлов сетки и предположения о симметрии течения относительно плоскости  $\varphi = 0, \pi$ . Он становится заметным при существенно нестационарных режимах обтекания, соответствующих числам Струхала  $Sh \geq 0.05$ . Нестационарность рассматриваемого течения обусловлена изменением угла атаки и влиянием сил инерции, представленных формулой (1). Для выяснения роли этих факторов были выполнены расчеты с отключением силы Кориолиса, центробежной силы, инерционной силы, обусловленной переменностью угловой скорости тела, и всех трех инерционных сил. Результаты этих расчетов показаны соответственно символами  $\square$ ,  $\Delta$ ,  $*$  и  $\diamond$ . Из них видно, что возникновение подъемной силы обусловлено влиянием сил инерции, среди которых основную роль играет сила, учитывающая переменность угловой скорости тела. Заметим, что эта сила, пропорциональная квадрату частоты, не учитывается в линейной теории. Влияние силы Кориолиса оказывается противоположным по знаку по сравнению с влиянием других инерционных сил. Символом  $*$  нанесено значение среднего коэффициента подъемной силы, рассчитанное с использованием модели невязкого газа с учетом всех инерционных сил. Видно, что величина обсуждаемого эффекта в значительной мере определяется вязкостью газа.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 96-01-00596).

### Список литературы

- [1] *Теленин Г.Ф., Липницкий Ю.М.* // Изв. АН СССР. МЖГ. 1966. № 4. С. 19-29.
- [2] *Головачев Ю.П., Леонтьева Н.В., Липницкий Ю.М.* // ЖТФ. 1996. Т. 66. № 5. С. 45-54.
- [3] *Карякин В.Е., Попов Ф.Д.* // ЖВМ и МФ. 1977. Т. 17. № 6. С. 1545-1555.

Физико-технический институт  
им. А.Ф.Иоффе РАН  
С.-Петербург

Поступило в Редакцию  
22 июля 1996 г.

---