

УДК 533.6.011

© 1994 г. Ю. П. ГОЛОВАЧЕВ, В. В. ЗЕМЛЯКОВ, Е. В. МАТВИЕНКО

ОБТЕКАНИЕ ЗАТУПЛЕННОГО ТЕЛА ЗАКРУЧЕННЫМ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ

Представлены результаты численного решения уравнений Навье — Стокса для задачи сверхзвукового обтекания затупленного тела закрученным потоком.

Влияние закрутки набегающего потока исследовалось ранее для гиперзвуковых скоростей обтекания в рамках модели тонкого вязкого ударного слоя [1, 2]. Наиболее интересным эффектом, возникающим при увеличении скорости закрутки, является резкое изменение режима течения газа в ударном слое под действием положительного градиента давления, обусловленного увеличением центробежной силы. При этом в ударном слое появляются возвратно-циркуляционные течения. Для моделирования таких режимов обтекания необходимо привлекать уравнения Навье — Стокса. В настоящей работе обсуждаются результаты численного решения этих уравнений.

1. Рассматривается стационарное обтекание лобовой поверхности сферы сверхзвуковым потоком, вращающимся вокруг оси, совпадающей по направлению с вектором скорости поступательного движения газа V_∞ . Предполагается, что центр сферы находится на оси вращения, так что в системе координат (s, n, ϕ) , связанной с поверхностью обтекаемого тела, все газодинамические переменные зависят только от s и n .

Параметры набегающего потока задаются аналогично [1, 2]: температура и плотность принимаются постоянными, давление находится по формуле

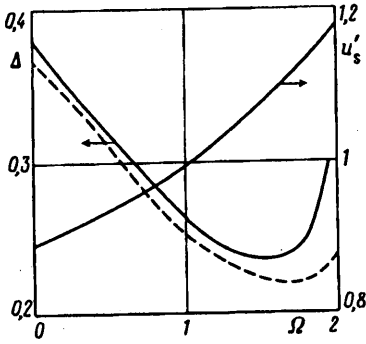
$$p_\infty = p_\infty^0 + \rho_\infty w_\infty^2 / 2, \quad w_\infty = \Omega r \quad (1.1)$$

где r — расстояние от оси вращения, Ω — угловая скорость, верхним индексом «градус» отмечено значение статического давления на оси вращения набегающего потока.

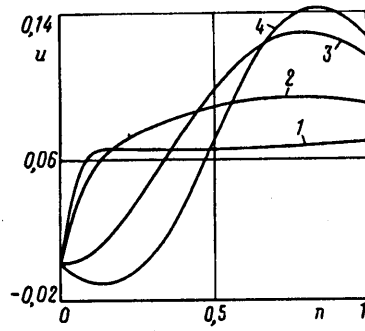
Расчетная область ограничивается головной ударной волной и поверхностью тела. Течение в этой области описывается системой полных уравнений Навье — Стокса, включающей уравнение неразрывности, уравнения баланса трех составляющих импульса и уравнение баланса энергии. Газ считается совершенным с постоянным отношением удельных теплоемкостей γ . Коэффициент вязкости вычисляется по формуле Сазерленда для воздуха, число Прандтля $Pr = 0,72$.

Граничные условия задачи формулируются следующим образом. На головной ударной волне используются обобщенные соотношения Ренкина — Гюгонио, на поверхности тела — условия прилипания, непроницаемости и условие для температуры газа. По координате s расчетная область ограничивается линией торможения $s = 0$ и лучом $s/R = \pi/2$. На линии торможения используются условия симметрии, на выходной границе расчетной области — приближенные условия вида $\partial^2 f / \partial s^2 = 0$, где f — любая из искомым функций.

Принятая постановка задачи позволяет исследовать сверхзвуковое обтекание затупленного тела без ограничения на скорость закрутки набегающего потока.



Фиг. 1



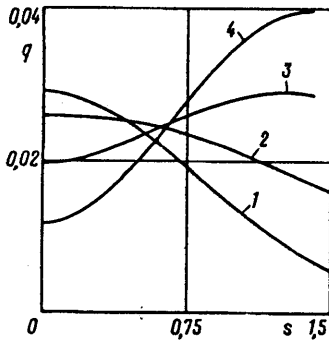
Фиг. 2

Стационарное решение находится в результате установления с помощью неявного конечно-разностного метода постоянного направления [3]. Используемая конечно-разностная схема имеет второй порядок аппроксимации по пространственным координатам. Расчеты проводятся на неравномерных сетках, узлы которых сгущаются в областях больших градиентов функций с помощью соответствующего преобразования поперечной координаты. В большинстве расчетов разностная сетка содержала 19 лучей $s = \text{const}$ при 51 узле на луче.

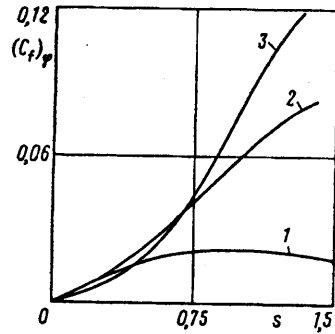
2. Остановимся вначале на гиперзвуковом режиме обтекания, для изучения которого ранее использовалась модель тонкого вязкого ударного слоя. В рамках этой модели головная ударная волна на линии торможения считается концентричной с поверхностью тела. Использование этого предположения может приводить к значительной погрешности даже при гиперзвуковых скоростях. Это видно из фиг. 1, где представлена зависимость производной по s продольной составляющей скорости газа на линии торможения сразу за головной ударной волной от скорости закрутки Ω при $M_\infty = 10$, $Re_0 = \rho_\infty V_\infty R / \mu(T^*) = 10^4$, $\gamma = 1,22$, $T_w = 0,03T^*$. Здесь $T^* = (\gamma - 1) T_\infty M_\infty^2$, число Маха M_∞ вычислено по скорости поступательного движения газа в набегающем потоке V_∞ . Представленная на графике величина отнесена к ее значению, принимаемому в модели тонкого вязкого ударного слоя; угловая скорость закрутки отнесена к V_∞ / R .

Влияние закрутки проявляется более ярко при умеренных и малых сверхзвуковых скоростях. За исключением зависимости $u'_s(\Omega)$, все результаты расчетов соответствуют $M_\infty = 2$, $Re_\infty = 10^3$, $\gamma = 1,4$. На фиг. 1 также показано изменение отхода головной ударной волны на линии торможения с увеличением скорости закрутки при этих параметрах. Сплошная кривая соответствует теплоизолированной поверхности сферы, штриховая — поверхности с температурой $T_w = 0,56T^*$, где T^* — температура торможения, вычисленная по поступательной составляющей скорости набегающего потока. Величина отхода головной ударной волны Δ отнесена к радиусу сферы. Видно немонотонное изменение толщины ударного слоя и ее резкое возрастание при $\Omega \geq 1,6$. Последнее связано с возникновением возвратно-циркуляционного течения. Видно также, что охлаждение поверхности тела является стабилизирующим фактором, расширяющим область существования безотрывного режима обтекания.

На фиг. 2 приведены профили продольной составляющей вектора скорости газа на луче $s = 5^\circ$ при обтекании теплоизолированной сферы. Кривые 1—4 соответствуют $\Omega = 0, 1,0, 1,8, 1,95$. Координата n нормирована на величину отхода головной ударной волны, значения скорости отнесены к V_∞ . Представленные результаты демонстрируют возникновение в ударном слое возвратно-циркуляционного течения. Следует отметить также формирование максимума u вблизи



Фиг. 3



Фиг. 4

головной ударной волны, отмечавшееся и при использовании модели тонкого вязкого ударного слоя [2].

На фиг. 3, 4 приведены распределения теплового потока и окружной составляющей коэффициента трения на поверхности сферы. Значения теплового потока и напряжения трения отнесены к $\rho_{\infty} V_{\infty}^2$ и $\rho_{\infty} V_{\infty}^2$. На фиг. 3 кривые 1—4 соответствуют $\Omega = 0, 1,4, 1,8, 2,0$. Температура поверхности сферы $T_w = 0,56T^*$. Видно, что увеличение закрутки приводит к качественному изменению характера распределения теплового потока.

Результаты фиг. 4 относятся к обтеканию теплоизолированной сферы. Кривые 1—3 соответствуют $\Omega = 1,0, 1,8, 1,95$. Здесь интересно отметить уменьшение коэффициента трения в окрестности критической точки тела при увеличении скорости закрутки, указывающее на возможность возникновения возвратного течения и в окружном направлении.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-02-14797).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Марков А. А. О влиянии вращения тела и внешней завихренности потока на теплообмен около критической точки затупленного тела в сверхзвуковом потоке // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 3. С. 179—181.
2. Гершбейн Э. А., Пейгин С. В. Гиперзвуковой вязкий ударный слой в закрученном потоке газа на проницаемой поверхности // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 6. С. 27—37.
3. Белоусов В. Л., Головачев Ю. П., Земляков В. В. Метод расчета сверхзвукового обтекания тел вязким газом при больших числах Рейнольдса: Препринт № 1560. Л.: Физ.-техн. ин-т АН СССР, 1991. 32 с.

Санкт-Петербург

Поступила в редакцию
22.VII.1993