

УДК 533.6.011.5

ЦИРКУЛЯЦИОННОЕ ТЕЧЕНИЕ У ЛОБОВОЙ ПОВЕРХНОСТИ СФЕРЫ, ОБТЕКАЕМОЙ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ТИПА СЛЕДА

ГОЛОВАЧЕВ Ю. П., ЛЕОНТЬЕВА Н. В.

Теоретические и экспериментальные исследования сверхзвукового обтекания затупленного тела, расположенного в следе за другим телом, проводились в [1–7]. Было показано, что в ударном слое у лобовой поверхности может возникать возвратно-циркуляционное течение, возможность образования которого зависит от неравномерности набегающего потока и числа Рейнольдса. В настоящей работе представлены новые результаты теоретического исследования структуры ударного слоя у лобовой поверхности сферы, полученные на основе численного решения уравнений Навье – Стокса. Показано, что при фиксированной неравномерности набегающего потока увеличение числа Рейнольдса и охлаждение поверхности тела приводят к образованию вторичного вихря в окрестности пересечения контура тела с осью симметрии. Исследуются особенности изменения параметров сопротивления и теплообмена по лобовой поверхности охлаждаемой и теплоизолированной сферы. Обсуждается возможность численного моделирования рассматриваемого течения на основе уравнений Эйлера.

1. Рассматривается осесимметричное стационарное обтекание сферического затупления неравномерным сверхзвуковым потоком типа следа при наличии перед телом сформировавшейся головной ударной волны и замкнутой области возвратно-циркуляционного течения. Течение в следе моделируется параллельным осесимметричным потоком с постоянным давлением и осевым минимумом скорости и максимумом температуры. Распределение газодинамических функций в набегающем потоке задается формулами [4]

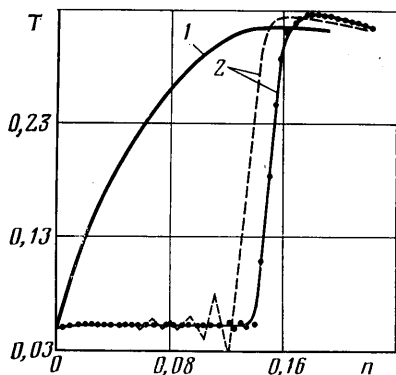
$$\begin{aligned} V(y) &= V(\infty) [1 - a \exp(-by^2)] \\ h(y) &= h(0) \left[1 + c \left(1 - \frac{V^2(y)}{V^2(0)} \right) \right] \end{aligned} \quad (1.1)$$

$$p(y) = \text{const}$$

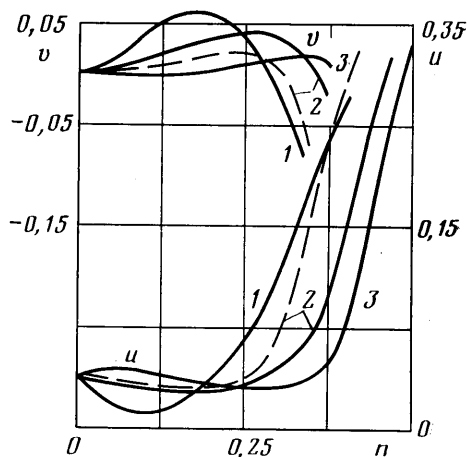
Здесь y – расстояние от оси симметрии, отнесенное к радиусу сферы; V – модуль вектора скорости; h – удельная энтальпия; p – давление. Параметры a , b , c определяют форму профилей скорости и энтальпии.

Рассматриваемая область течения ограничена отошедшей ударной волной, поверхностью тела, осью симметрии и некоторым лучом, расположенным на достаточном удалении от оси симметрии. Течение между отошедшей ударной волной и поверхностью тела описывается полными уравнениями Навье – Стокса. В качестве граничных условий на головной ударной волне используются обобщенные соотношения Ренкина – Гюгонио. На поверхности тела задаются нулевые значения обеих компонент скорости газа и либо постоянное значение температуры, либо условие тепловой изоляции. На двух других границах расчетной области используются соответственно условия симметрии и приближенные краевые условия, соответствующие предположению о достаточно гладком поведении решения по угловой координате.

Стационарные решения находятся в результате установления. Используемый численный метод, подробно описанный в [8], можно рассматривать как обобщение для уравнений Навье — Стокса метода расчета идеального обтекания [9]. Разностная схема имеет второй порядок аппроксимации по пространственным координатам.



Фиг. 1



Фиг. 2

Расчеты проводились на равномерных сетках. В большинстве случаев шаг сетки по угловой координате принимался равным $2,5^\circ$, а шаг сетки по радиальной координате, нормированной на толщину ударного слоя, — равным $0,02$. Контрольные расчеты показали, что дальнейшее измельчение сетки не приводит к заметному изменению результатов. Точность численных решений контролировалась также по выполнению интегрального закона сохранения массы. При указанных шагах сетки этот закон на установившихся решениях выполняется с точностью до десятых долей процента.

2. Представленные результаты соответствуют числу Маха набегающего потока $M_0=6$ и различным значениям числа Рейнольдса Re_0 . Здесь и далее нижним индексом 0 отмечены значения параметров набегающего потока на оси симметрии. Число Рейнольдса Re_0 вычислено по значениям этих параметров и радиусу обтекаемой сферы. Отношение удельных теплоемкостей газа принималось равным $1,4$, число Прандтля равным $0,7$, коэффициент вязкости $\mu \sim \sqrt{T}$.

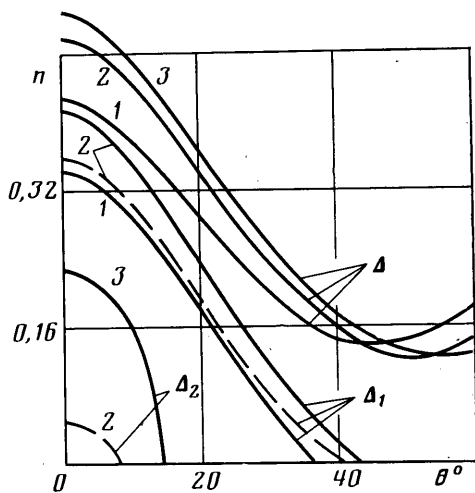
Результаты расчетов представлены в безразмерном виде. Расстояние от поверхности тела n отнесено к радиусу сферы R , составляющие скорости — к V_0 , значения вихря скорости — к V_0/R , давление — к $\rho_0 V_0^2$, тепловой поток — к $\rho_0 V_0^3$, температура — к $V_0^2/2R^*$, где R^* — удельная газовая постоянная. Коэффициент трения определен как отношение напряжений трения на поверхности тела к величине $\rho_0 V_0^2$, температурный фактор k — как отношение температуры поверхности тела к температуре торможения набегающего потока на оси симметрии.

На фиг. 1 для двух значений числа Рейнольдса показаны профили температуры в ударном слое на оси симметрии перед охлаждаемой сферой. Здесь параметры, определяющие форму профилей скорости и энтальпии набегающего потока, имеют значения: $a=0,06$, $b=7,2$, $c=3,0$; температурный фактор $k=0,15$; кривая 1 соответствует $Re_0=177$, кривые 2 — $Re_0=3550$.

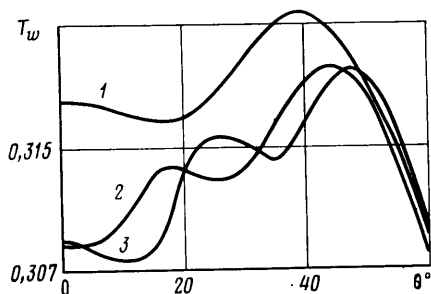
Изменение формы температурного профиля при увеличении числа Рейнольдса обусловлено развитием возвратно-циркуляционного течения. При $Re_0=3550$ область возвратно-циркуляционного течения занимает значи-

тельную часть ударного слоя. Она заполнена газом, температура которого близка к температуре поверхности тела. На границе циркуляционной области в слое смешения происходит рост температуры до значения, близкого к температуре за головным скачком уплотнения. Толщина слоя смешения в соответствии с представлениями теории пограничного слоя имеет порядок $O(1/\sqrt{Re})$. При $Re_0=177$ она близка к толщине всего ударного слоя.

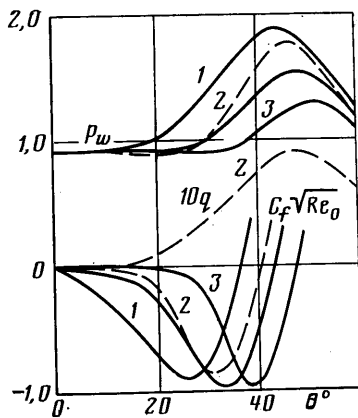
Для $Re_0=3550$ на фиг. 1 приведены результаты, иллюстрирующие зависимость решения от числа узлов разностной сетки по поперечной координате. Сплошной линией показан профиль, полученный на сетке с 76 узлами. Штриховая линия соответствует расчету при 26 узлах, точки — расчету при 51 узле. Видно, что использование грубой сетки занижает толщину области циркуляционного течения и приводит к значительным осцилляциям в численном решении. Появление осцилляций обусловлено свойст-



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

вами разностной схемы, монотонной в области больших градиентов лишь при достаточно малых значениях сеточного числа Рейнольдса.

Результаты, представленные на фиг. 2–5, получены при $a=0,1$, $b=7,2$, $c=3,0$ на сетке, параметры которой указаны в п. 1. Кривые 1–3 соответствуют решениям для чисел Рейнольдса $Re_0=177$, 533 и 1776 . Сплошными линиями показаны результаты для теплоизолированной сферы, штриховыми — для охлаждаемой сферы при $k=0,3$.

На фиг. 2 приведены профили составляющих скорости газа на луче $\theta=7,5^\circ$. Чтобы не загромождать рисунок, профили нормальной компоненты скорости v изображены только до $n \leq 0,35$. На фиг. 2 видно, как при увеличении числа Рейнольдса происходит изменение структуры циркуляционного течения и образование вторичного вихря в окрестности пересечения контура тела с осью симметрии. Охлаждение поверхности тела также приводит к образованию вторичного вихря. Безразмерные координаты

наты центров вихрей и из значения Ω приведены в таблице, где s — угловая координата центра вихря, выраженная в радианах. Приведенные в таблице результаты получены путем графической обработки и дифферен-

	$Re_0=177$		$Re_0=533$		$Re_0=1776$	
	a		б		a	
	1	1	1	2	1	2
s	0,334	0,445	0,422	0,093	0,559	0,155
z	0,122	0,106	0,085	0,020	0,073	0,114
Ω	2,848	3,838	4,033	-0,020	4,881	-0,219

цирования численных решений уравнений Навье — Стокса. Варианты а соответствуют обтеканию теплоизолированной сферы, варианты б — обтеканию охлаждаемой сферы. Цифрами 1, 2 указаны параметры основного и вторичного вихрей. Как видно из таблицы, с увеличением числа Рейнольдса интенсивность основного вихря возрастает. При этом его центр удаляется от оси симметрии и приближается к поверхности тела. Охлаждение поверхности также несколько увеличивает интенсивность основного вихря. Его центр при этом смещается в направлении оси симметрии и поверхности тела. Интенсивность вторичных вихрей в рассматриваемых условиях много меньше, чем основных.

На фиг. 3 представлены геометрические характеристики ударного слоя и возвратно-циркуляционных течений. Здесь Δ — величина отхода головной ударной волны от поверхности тела, Δ_1 и Δ_2 — координаты границ основного и вторичного циркуляционных течений, определявшиеся по условию нулевого расхода газа. Из приведенных результатов видно, что в отличие от случая обтекания равномерным потоком увеличение числа Рейнольдса приводит к возрастанию отхода головной ударной волны от лобовой поверхности теплоизолированного тела. Это объясняется развитием возвратно-циркуляционного течения, за точкой присоединения которого при больших значениях угловой координаты зависимость толщины ударного слоя от числа Рейнольдса имеет обычный вид. Охлаждение поверхности приводит к уменьшению толщины ударного слоя и областей возвратно-циркуляционных течений.

Фигура 4 иллюстрирует влияние циркуляционных течений на изменение температуры поверхности теплоизолированной сферы. На рассматриваемом участке поверхности это изменение сравнительно невелико, однако имеет весьма сложный характер, объясняющийся влиянием вязкой диссипации энергии в пристеночной области. Положения минимумов температуры примерно соответствуют координатам центров вихрей. Координаты абсолютных максимумов близки к точкам присоединения возвратно-циркуляционных течений.

На фиг. 5 показаны распределения по поверхности сферы давления, коэффициента трения и теплового потока. Характерной особенностью является наличие периферийного максимума давления, обуславливающего возникновение основного циркуляционного течения. Для режимов обтекания с вторичным вихрем распределения давления имеют также слабый осевой максимум. Влияние охлаждения поверхности на давление проявляется в увеличении периферийного максимума и его смещении в направлении лобовой точки тела. При увеличении числа Рейнольдса периферийный максимум давления уменьшается и смещается вниз по потоку. Следует отметить значительно более сильное влияние числа Рейнольдса и температурного фактора на распределение давления по сравнению со случаем обтекания сферы равномерным потоком [8].

Распределения теплового потока также характеризуются наличием периферийного максимума, который, как и максимум давления, находится за точкой присоединения основного циркуляционного течения. Величина периферийного максимума теплового потока может превышать его значение в лобовой точке сферы при соответствующем равномерном обтекании. Возникновение вторичного циркуляционного течения приводит к появлению максимума теплового потока в лобовой точке сферы. В рассматриваемых условиях этот максимум много меньше периферийного.

Коэффициент трения в области основного циркуляционного течения отрицателен. С увеличением числа Рейнольдса точка с максимальным значением напряжения трения смещается вниз по потоку. При этом максимум величины $|C_f \sqrt{Re_0}|$ изменяется незначительно, что указывает на пограничный характер течения в отрывной зоне вблизи стенки. Охлаждение поверхности тела приводит здесь к уменьшению $|C_f|$. За точкой присоединения циркуляционного течения коэффициент трения на охлаждаемой поверхности больше, чем на теплоизолированной, что объясняется уменьшением размера циркуляционной области.

Представленные результаты численного решения уравнений Навье — Стокса качественно согласуются с имеющимися экспериментальными данными. Так, приведенные в [1] тепловские фотографии поля течения около цилиндра, помещенного в следе за тонким клином, показывают наличие циркуляционной зоны в ударном слое. В работах [2, 5] приводятся результаты экспериментального исследования сверхзвукового обтекания сферы, расположенной в области ближнего следа при числах Рейнольдса $Re \approx 10^6$. Эти результаты показывают наличие периферийных максимумов давления и теплового потока. В измеренных распределениях теплового потока осевой максимум больше периферийного, что объясняется автором влиянием турбулентных пульсаций набегающего потока перед головной ударной волной. Возникновение периферийного максимума связывается с переходом пограничного слоя на поверхности сферы из ламинарного в турбулентный. Представленные выше численные результаты показывают, что некоторые особенности изменения теплового потока могут объясняться наличием в ударном слое сложного возвратно-циркуляционного течения. Количественное сравнение результатов расчетов с данными [2, 5] не представляется возможным из-за существенных различий в параметрах набегающего потока.

3. Решение уравнений Эйлера по разностной схеме [9] второго порядка точности получить не удалось. По-видимому, это связано с отсутствием вязкости, играющей важную роль в образовании возвратно-циркуляционных течений. Возвратно-циркуляционные течения могут быть получены в рамках модели Эйлера при использовании разностных схем первого порядка точности, обладающих аппроксимационной вязкостью. Обычно считается, что при таком подходе моделируются течения с большими числами Рейнольдса. Действительно, число Рейнольдса Re^* , вычисленное по параметрам набегающего потока и местному значению аппроксимационной вязкости, может изменяться в поле течения в очень широких пределах.

Однако для слоев смешения, пограничных слоев и других областей, где существенны процессы молекулярного переноса, при обычно используемых сетках, содержащих не более нескольких десятков узлов по каждой из пространственных координат, число Рейнольдса $Re^* \leq 10^3$. Для таких чисел Рейнольдса представленные выше решения демонстрируют сильную зависимость характеристик обтекания от параметра Re и охлаждения поверхности. Это ставит под сомнение возможность применения уравнений Эйлера для количественного моделирования рассматриваемых течений.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Charwat A. F., Ross J. N., Dewey F. C. Jr., Hitz J. A.* An investigation of separated flows. Pt.1. The pressure field.— *J. Aero Space Sci.*, 1961, v. 28, № 6, p. 457–470.
2. *Хлебников В. С.* Исследование течения перед сферой, помещенной в следе тела, при сверхзвуковом обтекании.— *Уч. зап. ЦАГИ*, 1971, т. 2, № 1, с. 42–48.
3. *Black R. R., Frieders M. C., Lewis C. H.* A computerized analysis of supersonic non-uniform flows over sharp and spherically blunted cones at angle of attack.— *Comput. and Fluids*, 1973, v. 1, № 4, p. 359–365.
4. *Lin T. C., Reeves B. L., Siegelman D.* Blunt-body problem in non-uniform flow-fields.— *AIAA Journal*, 1977, v. 15, № 8, p. 1130–1137.
5. *Хлебников В. С.* Осесимметричное обтекание пары тел сверхзвуковым потоком газа.— *Уч. зап. ЦАГИ*, 1978, т. 9, № 6, с. 108–114.
6. *Головачев Ю. П., Леонтьева Н. В.* Сверхзвуковое обтекание сферы неравномерным потоком вязкого газа.— *Числ. методы механики сплошн. среды*, 1981, т. 12, № 6, с. 31–37.
7. *Каменицкий В. Ф., Турчак Л. И.* Сверхзвуковое обтекание тел неоднородным потоком идеального газа.— М.: ВЦ АН СССР, 1982. 18 с.
8. *Белоцерковский О. М., Головачев Ю. П., Грудницкий В. Г. и др.* Численное исследование современных задач газовой динамики. М.: Наука, 1974. 397 с.
9. *Любимов А. Н., Русанов В. В.* Течения газа около тупых тел. Т. 1. М.: Наука, 1970. 287 с.

Ленинград

Поступила в редакцию
2.IV.1984