

УДК 533.6.011:5:532.517.2

© 1999 г. Г.А. ТАРНАВСКИЙ, С.И. ШПАК

РАСЧЕТ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ ЗАТУПЛЕННЫХ ТЕЛ ВЯЗКИМ ГАЗОМ

Исследуется осесимметричное обтекание затупленных головных частей тел сверхзвуковым ламинарным потоком вязкого теплопроводного газа на основе сравнения результатов численного интегрирования полных уравнений Навье – Стокса с полученными по аналитической зависимости Брыкиной – Сахарова для тепловых потоков на теле. Показана ее хорошая точность в широком диапазоне чисел Маха, Рейнольдса и температурного фактора.

В [1] получена приближенная аналитическая формула для относительных тепловых потоков на поверхности головных частей затупленных тел при их осесимметричном обтекании сверхзвуковым ламинарным потоком вязкого теплопроводного газа с областью применимости в широком диапазоне чисел Маха M_∞ , Рейнольдса Re_∞ и температурного фактора T_w (температуры тела, отнесенной к температуре адиабатического торможения потока). Сравнение этих аналитических данных с численными решениями полных уравнений Навье – Стокса при некотором наборе значений M_∞ , Re_∞ и T_w для тел различной формы (сфера, эллипсоид, параболоид) показало хорошее их соответствие.

Предлагаемая в [1] аналитическая формула имеет общий вид

$$q' = F(s, M_\infty, Re_\infty, T_w, \dots), q_0 = q(0) \quad (1)$$

Здесь $q' = q(s)/q_0$, $q(s)$ – тепловой поток на теле в точке с координатой s , отсчитываемой от точки торможения вдоль поверхности.

Ключевым моментом формулы (1) является использование распределения давления $p'(s) = p/p_0$ вдоль поверхности тела

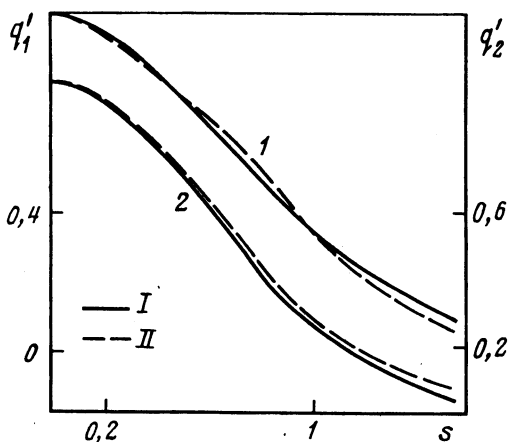
$$p' = f(s, M_\infty, Re_\infty, \dots) \quad (2)$$

полученного тем или иным способом, например, в результате численного расчета уравнений Эйлера или Навье – Стокса.

Представляет существенный интерес анализ точности формулы (1) в более широком диапазоне определяющих параметров сравнением с результатами численного интегрирования полных уравнений Навье – Стокса, полученными на основе применения отличного от [1] алгоритма – метода расщепления [2], отработанного на больших классах задач в течение длительного времени.

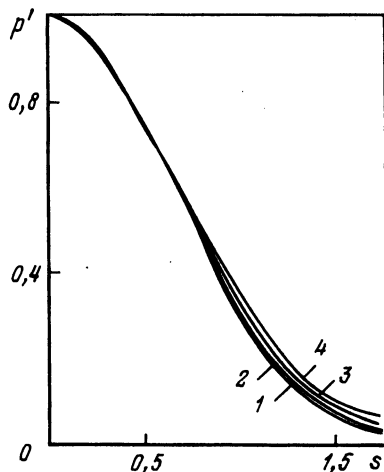
Была создана специальная программа для просмотра и анализа нескольких сотен файлов архива базы данных ExtFlow2 [3], содержащих газодинамические поля обтекания сферически затупленных головных частей тел в диапазонах $M_\infty = 2 - 15$, $Re_\infty = 10^1 - 10^6$, $T_w = 0,1 - 1,0$ с целью сравнения по тепловым потокам результатов аналитических и численных решений.

В случае "разреженности" пространства архива базы данных в некоторых подобластях параметров M_∞ , Re_∞ , T_w для его соответствующего заполнения применялась процедура быстрого приближенного расчета [4].



Фиг. 1

Фиг. 1. Распределение тепловых потоков вдоль тела (сфера – цилиндр) при $M_\infty = 3$, $T_w = 0,25$; кривые 1, 2 – $Re_\infty = 10^3$, 10^5



Фиг. 2

Фиг. 2. Распределение давления вдоль тела (сфера – цилиндр) при $M_\infty = 6$, $Re_\infty = 10^3$: кривые 1–4 – $T_w = 0,1$; $0,25$; $0,5$; $1,0$

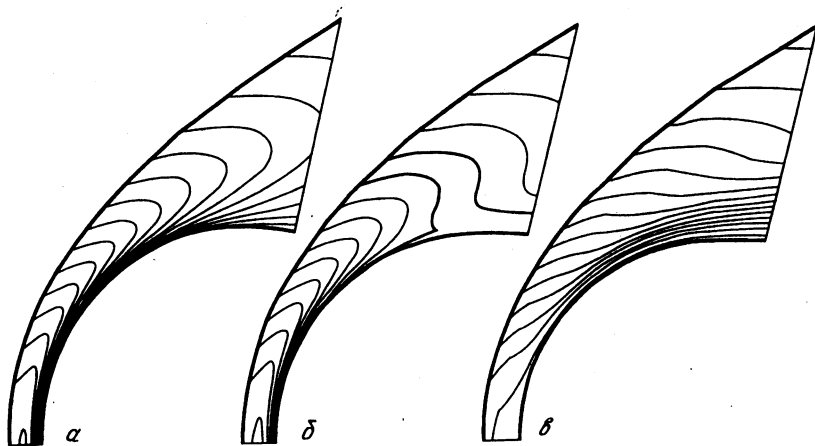
Типичные результаты сравнительного анализа показаны на фиг. 1. Здесь приведены численные (кривые I) и аналитические (кривые II) решения для распределений тепловых потоков q' вдоль поверхности сферы зависимости от s (длины дуги, отсчитываемой от точки торможения и отнесенной к радиусу сферы). Для данного набора параметров различие решений не превышает 10%.

Анализ аналогичных графиков – сопоставлений численных и аналитических результатов при вариации определяющих параметров в широких интервалах их изменения приводит к следующим выводам.

Зависимость относительных тепловых потоков q' от числа Рейнольдса Re_∞ уменьшается с его ростом и примерно с 10^6 исчезает совсем (турбулизация потока не учитывается). Фактически это связано с отсутствием зависимости относительного давления p' в (2) от числа Re_∞ при его высоких значениях. Поэтому в (1) возможно использовать распределение давления по головной поверхности тела для невязкого обтекания, т.е. определенное из решения уравнений Эйлера, что гораздо экономичнее по затратам компьютерных ресурсов по сравнению с интегрированием уравнений Навье – Стокса. Это справедливо при не слишком высоких значениях T_w и достаточно больших значениях M_∞ . При уменьшении числа Re_∞ расхождение результатов численного расчета и аналитической формулы (1) увеличивается и для Re_∞ порядка 10^2 достигает значительных величин (100–150%) даже с изменением граничных условий на стенке от прилипания к проскальзыванию потока.

Зависимость относительных тепловых потоков от числа Маха существенно уменьшается с ростом M_∞ . Соответственно уменьшается различие значений q' , полученных по аналитической формуле (1) и в результате численного моделирования, примерно 10% для $M_\infty = 4$ до 2–3% для $M_\infty = 10$ при "средних" T_w и Re_∞ . При уменьшении M_∞ точность формулы (1) падает. Так, при параметрах $M_\infty = 2$, $Re_\infty = 10^4$, $T_w = 0,25$ различие аналитических и численных результатов достигает порядка 30%, увеличиваясь с уменьшением Re_∞ и ростом T_w .

Сильное влияние на характер распределения тепловых потоков и соответственно на сравнительные результаты применения аналитической формулы и численного расчета оказывает вариация температурного фактора T_w . В [1] отмечалось, что фор-



Фиг. 3. Изолинии температур при $M_\infty = 6$, $Re_\infty = 10^3$: а, б, в — $T_w = 0,1; 0,5; 1,0$

мула (1) справедлива для холодной поверхности порядка $T_w = 0,25$. Здесь диапазон ее применимости по температуре расширен до значения $T_w = 1$.

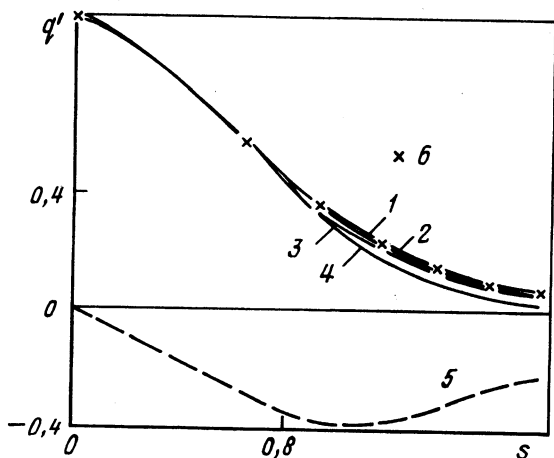
Рассмотрим вначале влияние температурного фактора T_w на распределение относительного давления p' вдоль поверхности сферической головной части тела. Из фиг. 2 видно, что распределение p' при $M_\infty = 6$, $Re_\infty = 10^3$ практически не зависит от температурного фактора T_w в широком диапазоне его изменения. Аналогичный результат получается и для других значений чисел Маха и Рейнольдса. Этот факт весьма важен в связи с возможностями его применения для аналитических расчетов тепловых потоков.

Не особенно влияя на силовые нагрузки, температурный фактор существенно определяет энергетическую структуру обтекания головной части. На фиг. 3 представлены картины изолиний температуры в возмущенной области течения, ограниченной головным скачком уплотнения и поверхностью тела при тех же, что и для фиг. 2, значениях параметров.

Сравнивая эти картины между собой, можно проанализировать, как меняется характер температурного пограничного слоя. При $T_w = 0,1$ вдоль всей поверхности тела, начиная от точки торможения, существует развитый температурный пограничный слой, визуальнo очень хорошо просматривающийся на фигурах по стягиванию изолиний.

Для обтекания тела с $T_w = 0,5$ (фиг. 3, б) принципиальным отличием от варианта с $T_w = 0,1$ является перестройка температурного пограничного слоя в нижней по потоку области течения. Вблизи миделевого сечения тела существует специфическая по температурным характеристикам зона. Здесь заканчивается головной температурный пограничный слой и образуется обширная подобласть течения, в которой температура меняется слабо как по продольной координате, так и в поперечном направлении от головного скачка уплотнения к телу. Далее вниз по потоку формируется температурный пограничный слой с обратным направлением тепловых потоков на поверхности тела. Эта подобласть визуализируется по изменению направления закрученности изотерм и для наглядности отмечена на фиг. 3, б утолщением двух изолиний. С увеличением T_w (и тех же M_∞ , Re_∞) эта температурная подобласть смещается вверх по потоку, сохраняя аналогичную седловую конфигурацию изотерм в поле течения.

Наконец, в случае сильно нагретого тела с $T_w = 1$ (фиг. 3, в) подобласть слабо меняющейся температуры расположена в окрестности точки торможения с нулевым значением теплового потока $q_0 = 0$ (при этом сам термин "относительный тепловой



Фиг. 4. Распределение тепловых потоков $q'(s)$ вдоль тела (сфера – цилиндр) при $M_\infty=6$, $Re_\infty=10^3$: кривые 1–5 – $T_w = 0,1; 0,25; 0,5; 0,75; 1$; 6 – аналитическая зависимость (для нормировки кривой 5 использована величина q_0 при $T_w = 0,75$)

поток" с нормировкой к его значению в точке торможения становится некорректным). Далее вниз по потоку начинает формироваться и быстро развивается температурный пограничный слой с обратным (по отношению к приведенным выше вариантам) направлением тепловых потоков.

Подобные картины изотерм имеют место и при других значениях $Re_\infty = 10^4, 10^5$ (см. [2]). Однако в связи с уменьшением толщины температурного пограничного слоя их визуальный анализ несколько затруднен и не носит такого наглядного характера, как на фиг. 3 для $Re_\infty = 10^3$.

Таким образом, энергетические структуры течений вблизи затупленных головных частей при большом интервале изменения значений T_w могут принципиально различаться.

Рассмотрим зависимость относительных тепловых потоков от температурного фактора, показанную на фиг. 4. Видно, что при изменении T_w кривые для q' разделяются на два типа. Для $T_w < 0,85$ поведение q' носит монотонный по s характер: от максимума в точке торможения значения q' монотонно убывают по мере приближения s к миделевому сечению. Зависимость же $q(s)$ при $T_w = 1$ и близких к единице значениях имеет экстремум в одной из внутренних точек и соответственно подобная форма кривых принципиально не может быть описана аналитической формулой (1).

Анализ представленных на фиг. 4 численных результатов показывает, что относительные тепловые потоки (кривые 1–4) слабо зависят от T_w и хорошо коррелируют с аналитическими результатами в широком диапазоне изменения T_w . В частности, даже при $T_w = 0,75$ (для данных фиксированных M_∞, Re_∞) отклонение аналитического решения от численного не превышает 30% в районе миделева сечения сферы. При этом в окрестности точки торможения совпадение численных и аналитических решений существенно лучше.

Следует отметить, что представленные численные результаты позволяют сделать вывод: диапазон (по вариации T_w) применимости формулы (1) для q' значительно шире, чем это показано в [1].

Заключение. Аналитическая формула Брыкиной – Сахарова для расчета относительных тепловых потоков на головных частях затупленных тел справедлива в широком диапазоне определяющих параметров и при соответствующем программно-аппаратном обеспечении (с использованием баз данных и опорных точек) она является весьма полезной и перспективной, в частности, для динамических траекторных задач с непрерывным изменением скорости и высоты полета для проведения быстрых оценок тепловых нагрузок на теле.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Брыкина И.Г., Сахаров В.И.* Сравнение приближенных аналитических и численных решений для тепловых потоков при сверхзвуковом обтекании тел вязким газом // Изв. РАН. МЖТ. 1996. № 1. С. 125–132.
2. *Ковеня В.М., Тарнавский Г.А., Черный С.Г.* Применение метода расщепления в задачах аэродинамики. Новосибирск: Наука, 1990. 246с.
3. *Лебедева М.К., Медведев А.Е., Тарнавский Г.А.* База данных ExtFlow2 информационной поддержки численного моделирования задач внешней аэродинамики // Автометрия. 1994. № 5. С. 76–83.
4. *Тарнавский Г.А.* Быстрый приближенный расчет обтекания головных частей тел вязким теплопроводным газом // Теплофиз. и аэромех. 1995. Т. 2. № 2. С. 103–109.

Новосибирск

Поступила в редакцию
13.III.1998