

М. М. Голомазов, И. А. Литвинов,
Л. А. Литвинов, А. А. Иванков,
В. С. Финченко

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ СПУСКАЕМЫХ АППАРАТОВ ПРИ ВХОДЕ В АТМОСФЕРУ ПЛАНЕТЫ

Предложена разностная схема, позволяющая повысить точность расчетов в областях с большими градиентами газодинамических функций при обтекании аппаратов, спускаемых в атмосферах планет. Исследовано поведение аэродинамических характеристик и полей течения по траектории спуска аппаратов в атмосферах Земли и Марса для гиперзвуковых и малых сверхзвуковых чисел Маха в реальном масштабе времени.

E-mail: finval@migmail.ru

Ключевые слова: спускаемый аппарат, тепловой поток, ударная волна, траектория, сегмент.

Ряд проектируемых космических систем имеет в своем составе спускаемые аппараты (СА) для доставки полезного груза на поверхности планет с атмосферой. При создании СА значительное внимание уделяется выбору его формы, определению аэродинамических характеристик, конструкционных параметров тепловой защиты, обеспечивающих безопасный спуск СА, а также прогноз района его посадки. Для этого используются как экспериментальные, так и теоретические методы исследований. Теоретические методы определения аэродинамических характеристик СА и тепловой нагрузки на его поверхность играют решающую роль на тех участках траектории движения СА, где затруднительно или невозможно в рамках наземного эксперимента воспроизвести или смоделировать реальные условия обтекания СА.

Для решения указанной проблемы применяются различные численные методы. Так, в работе [1] приведен численный метод, являющийся развитием схемы П метода интегральных соотношений Дородницына–Белоцерковского [2] и метода прямых Г.Ф. Теленина [3] на трехмерные пространственные течения около СА сегментальной и затупленной конической форм с учетом равновесных химических реакций в ударном слое. Проведенные с использованием этого метода расчеты газодинамических (давления, плотности, температуры и скорости газа) и других параметров (концентрации компонентов газа) вдоль траектории спуска аппарата сегментальной формы показывают, что наряду с влиянием физико-химических процессов в смеси газов на аэродинамические характеристики имеется ряд особенностей обтекания при малых сверхзвуковых числах Маха (M) набегающего потока.

Этот диапазон скоростей вызывает значительные трудности у исследователей из-за характерных особенностей течения за отошедшей ударной волной даже для таких гладких тел, как сфера.

В настоящей статье с помощью метода [1] проведено исследование аппроксимации дифференциальных операторов в трансзвуковой области течения около затупленных тел и на основе этого исследования выбрана разностная схема, позволяющая повысить точность расчетов в областях с большими градиентами функций и обеспечивающая гладкое поведение самих функций во всей расчетной области. Отличительной особенностью метода является быстрая сходимость к решению, малый объем используемой оперативной и внешней памяти, что позволяет проводить серийные расчеты обтекания СА в широком диапазоне скоростей и углов атаки при высокой точности результатов. Это позволяет рекомендовать метод к применению в проектных организациях ракетно-космической отрасли, не имеющих сверхмощных вычислительных средств и ограниченных сжатыми сроками выбора проектных решений.

На основе предложенного и модифицированного численного метода разработана программа, позволяющая проводить расчеты аэродинамических характеристик и полей течения вдоль всей траектории движения СА от точки входа в плотные слои атмосферы до малых сверхзвуковых скоростей полета ($M \approx 1,1$).

В модифицированном численном методе рассматривается стационарное обтекание затупленного тела невязким сверхзвуковым потоком газа. Тогда течение в ударном слое между отошедшей ударной волной и поверхностью тела описывается системой уравнений газовой динамики, записанной в векторной форме:

$$(\rho \mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} + \nabla p = 0, \quad \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0,$$

где \mathbf{V} — вектор скорости; ρ — плотность; p — давление газа.

Граничные условия задаются на ударной волне, поверхности тела и замыкающей граничной поверхности, целиком лежащей в сверхзвуковой области ударного слоя.

На ударной волне принимаются следующие условия:

$$(\rho \mathbf{V} \cdot \mathbf{n})_s = (\rho \mathbf{V} \cdot \mathbf{n})_\infty; \quad (\mathbf{V} \cdot \mathbf{t})_s = (\mathbf{V} \cdot \mathbf{t})_\infty;$$

$$(p + \rho(\mathbf{V} \cdot \mathbf{n})^2)_s = (p + \rho(\mathbf{V} \cdot \mathbf{n})^2)_\infty; \quad (h + \mathbf{V} \cdot \mathbf{V}/2)_s = (h + \mathbf{V} \cdot \mathbf{V}/2)_\infty,$$

где h — удельная энтальпия газа; \mathbf{n} и \mathbf{t} — единичные векторы нормали и касательной к ударной волне, вектор \mathbf{t} лежит в одной плоскости с векторами \mathbf{V} и \mathbf{n} ; индексы ∞ и s относятся соответственно к величинам до и после ударной волны.

На поверхности тела задается условие непротекания $\mathbf{V} \cdot \mathbf{n} = 0$, \mathbf{n} — вектор нормали к поверхности тела. На замыкающей поверхности

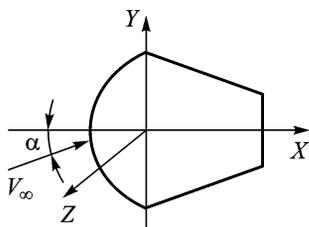


Рис. 1. Форма спускаемого аппарата

которая совпадает с осью X (вектор скорости набегающего потока лежит в плоскости симметрии течения). Тогда ось Y лежит в плоскости симметрии течения, а ось Z образует с осями X и Y правостороннюю систему координат (рис. 1).

Главными особенностями исследуемой задачи являются смешанный тип системы стационарных уравнений газовой динамики и отошедшая ударная волна, положение и форма которой заранее неизвестны и подлежат определению. При любом подходе к решению задачи основным требованием корректности математической постановки задачи является правильный выбор расчетной области, которая обязательно должна включать в себя всю дозвуковую часть и некоторую часть сверхзвуковой области ударного слоя. Несоблюдение этого условия может привести к ошибочным результатам. Решение определяется в области, ограниченной лобовой поверхностью тела, ударной волной и конической поверхностью, которая целиком лежит в сверхзвуковой области ударного слоя и касается предельной характеристической поверхности. Эта область является минимальной областью влияния затупленного тела.

При выводе аппроксимирующей системы уравнений используются сферические координаты R, φ, θ , которые позволяют строить удобные сетки в ударном слое и автоматически учитывать осевую симметрию течения в двумерном случае. Замена переменных проводится таким образом, чтобы область ударного слоя, в которой ищется решение, трансформировалась в цилиндрическую. Учитывается также особенность в уравнении неразрывности на оси симметрии тела.

Таким образом, если задать форму ударной волны, то можно определить значения всех газодинамических функций за ней и получить решение в области влияния затупления тела, пользуясь той или иной аппроксимацией исходных уравнений. Трудность заключается в том, что при формировании решения задачи поверхность затупленного тела является характеристической, на которой уравнения газовой динамики вырождаются. Кроме того, невозможно заранее определить минимальную область влияния затупленного тела и замыкающую ее граничную поверхность.

ставится условие непрерывности производных всех газодинамических функций. В качестве замыкающей поверхности выбирается предельная характеристическая поверхность или близкая к ней коническая.

Рассмотрим обтекание СА осесимметричной затупленной формы равномерным потоком газа с вектором скорости V_∞ , направленным под углом атаки α к оси симметрии тела,

Разрабатываемая численная схема получается сведением исходной системы уравнений в частных производных к аппроксимирующей системе обыкновенных дифференциальных уравнений путем подстановки интерполяционных выражений по выбранным координатным направлениям φ и θ в исходную систему уравнений. Тогда при задании положения ударной волны и определении за ней значений газодинамических функций в узлах сетки с помощью полученной аппроксимирующей системы обыкновенных дифференциальных уравнений решение последовательно выстраивается в ударном слое от ударной волны к телу. Условие непротекания в узлах сетки на теле позволяет подобрать узловое значения ударной волны $R = R_s(\varphi, \theta)$.

Поскольку газодинамические функции, несмотря на их гладкое поведение, могут значительно изменяться по величине в зависимости от угла θ на отрезке $[0, 2\pi]$ при больших углах атаки, то лучшим вариантом, позволяющим уменьшить число узлов аппроксимации, служит использование аппроксимирующих выражений высокого порядка точности. Наиболее удобными в этом случае оказываются кубические сплайны и тригонометрические многочлены. При расчетах обтекания осесимметричных тел наличие плоскости симметрии течения делает целесообразным применение тригонометрических аппроксимаций, которые позволяют аппроксимировать функции на вдвое меньшем числе узлов с тем же порядком точности, если учитывать их четность или нечетность по углу θ . Кроме того, автоматически выполняется условие периодичности функций по θ . Опыт расчетов показал, что в этом случае высокая точность решения обеспечивается при четырех или пяти полуплоскостях $\theta_j = \text{const}$ для тел различных форм и углов атаки до 25° [1]. Высокая точность аппроксимации при таком же числе полуплоскостей достигалась и при использовании сплайн-функций [4].

При построении численной схемы необходимо выделять наиболее сложные по характеру области течения с тем, чтобы правильно определить число узлов аппроксимации и шаблоны для этих областей. Как уже отмечалось, обычно трудности расчета связаны с областями, где вырождаются уравнения газовой динамики: в окрестности оси симметрии, поверхности обтекаемого тела, в области больших градиентов газодинамических функций. По координате φ функции аппроксимировались многочленами разной степени в зависимости от структуры течения. При расчетах тел с разрывом кривизны в окрестности точки разрыва происходит резкое перестроение течения из-за разрыва производной скорости на поверхности тела. При сквозной аппроксимации локальные возмущения из этой окрестности передаются на всю область течения вплоть до оси $\varphi = 0$, что приводит к искажению истинной картины течения. Для локализации возмущений необходимо использовать аппроксимацию производных по переменной

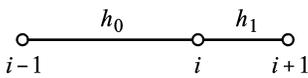


Рис. 2. Трехточечный шаблон аппроксимации

φ центральными разностями [1] или сплайн-функциями [4], однако, для достижения приемлемой точности необходимо увеличивать номер приближения.

На оси $\varphi = 0$, где вырождается уравнение неразрывности, необходимо вводить равномерную сетку. В области, примыкающей к замыкающей граничной поверхности, для тел с разрывом кривизны выполняется сгущение сетки. На всех лучах, кроме граничного, давление p и составляющая скорости u аппроксимировались по φ многочленами третьего порядка точности на трехточечном шаблоне (рис. 2), введением в аппроксимирующее выражение значения производной функции, вычисленной на предыдущем отрезке:

$$f'_i = f'_{i-1} + \frac{2h_1 - h_0}{h_1} \left(\frac{f_i - f_{i-1}}{h_0} - f'_{i-1} \right) + \frac{h_0}{h_1} \frac{h_0}{h_0 + h_1} \left(\frac{f_{i+1} - f_{i-1}}{h_0 + h_1} - f'_{i-1} \right),$$

где f — четная функция, h_0 и h_1 — шаги по φ .

Эта аппроксимация учитывает гладкое поведение функции в расчетной области и имеет третий порядок точности. Для нечетных функций производные по φ аппроксимируются на трехточечном неравномерном шаблоне на всех лучах

$$f'_i = -f_{i-1} \frac{h_1}{h_0(h_0 + h_1)} + f_i \frac{h_1 - h_0}{h_0 h_1} + f_{i+1} \frac{h_0}{h_1(h_0 + h_1)},$$

и имеют второй порядок точности.

Подставляя аппроксимирующие выражения для производных по φ и θ в исходные уравнения, получаем аппроксимирующую систему обыкновенных дифференциальных уравнений [1].

Аппроксимирующая система интегрируется от ударной волны до поверхности тела методом Рунге–Кутты второго или третьего порядка точности с промежуточным шагом. Это позволяет избежать расчета производных на теле и обеспечивает аппроксимацию дифференциальных операторов с порядком не ниже второго. В качестве замыкающей поверхности можно выбрать коническую сверхзвуковую поверхность, которая касается звуковой поверхности. Опыт расчета показал, что такой выбор замыкающей конической поверхности обеспечивает устойчивость численной схемы и легко алгоритмизируется. Для определения формы ударной волны применяется итерационный метод Ньютона, и нахождение матрицы итерационного процесса позволяет естественным образом выполнить распараллеливание вычислений.

При проектировании СА главным критерием для выбора его формы является значение коэффициента лобового сопротивления c_x , которое

должно обеспечить торможение аппарата в атмосфере планеты до необходимой скорости. К настоящему времени для осесимметричных форм лобовой части СА, как правило, используются сфера, сегмент и затупленный по сфере конус. Особенно часто выбирают сегмент и конус, так как они позволяют задавать коэффициент c_x в широком диапазоне значений за счет соответствующих геометрических параметров лобовой части СА [1]. Другим определяющим критерием является тепловой поток к поверхности аппарата [5]. При скоростях, меньших 10 км/с, когда температура газа в ударном слое не превышает 12000 К, основным способом теплопередачи в ударном слое для равновесного воздуха является конвективный тепловой поток [6]. Максимальное его значение достигается в критической точке, и оно находится в обратной зависимости от радиуса кривизны обтекаемого тела. Эти два критерия являются одними из основных при выборе аэродинамической формы СА.

На рис. 3 приведены результаты расчета изменения некоторых физических параметров вдоль траектории спуска аппарата сегментальной формы (см. рис. 1, радиус сегмента $R_c = 1,5D$, радиус закругления кромки $r_0 = 0,05D$, D — диаметр миделевого сечения СА) в атмосфере Земли; символом α_i обозначена массовая концентрация компонентов газовой смеси. Моменту времени $t = 5$ с траектории спуска СА соответствует высота 80 км ($p_\infty = 1$ Па, $T_\infty = 198$ К) и скорость аппарата $V_\infty = 8,01$ км/с. Весь сверхзвуковой участок торможения занимает интервал в 30 с. Аэродинамический нагрев СА прекращается при $t \geq 20$ с, достигая максимума $q_L = 1,7$ МВт/м² в момент $t = 14$ с. Нелинейное изменение коэффициента лобового сопротивления c_x обусловлено влиянием химических реакций. Уменьшение c_x начинается после десятой секунды спуска, когда происходит интенсивная рекомбинация азота N_2 в ударном слое, чему способствует возрастание давления p . Следующее заметное снижение c_x вызвано резким увеличением процесса рекомбинации кислорода O_2 . С момента времени

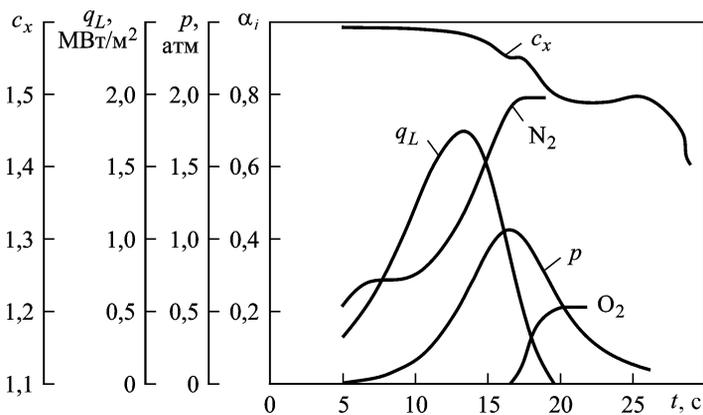


Рис. 3. Результаты расчета при скорости спуска СА $V_\infty = 8,01$ км/с

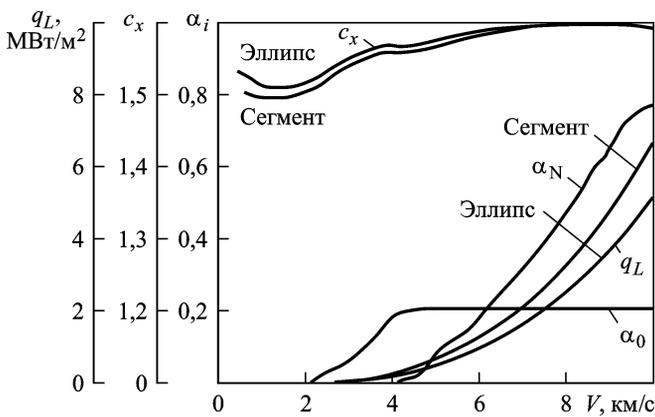


Рис. 4. Результаты расчета при полете СА в диапазоне значений скорости $V_\infty = 0,6\text{--}10$ км/с

$t = 22$ с физико-химические процессы за ударной волной прекращаются, и нелинейное изменение коэффициента сопротивления c_x происходит за счет изменения донного давления, которое в предлагаемом методе вычисляется по приближенной формуле.

На рис. 4 приведены результаты расчета для того же сегмента при изменении скорости полета $V_\infty = 0,6 \dots 10$ км/с при постоянных значениях давления ($p_\infty = 100$ Па) и температуры ($T_\infty = 200$ К) в набегающем потоке. Поведение коэффициента c_x при изменении скорости полета носит также нелинейный характер, причем области увеличения c_x связаны с диссоциацией кислорода и затем азота. Здесь же приведен график $c_x(V_\infty)$ для эллипсоида вращения с отношением полуосей $a/b = 0,2$ при тех же условиях в набегающем потоке. Отличие в величине c_x наблюдается при значениях скорости $V_\infty < 4$ м/с и не превышает 2% значения c_x . Конвективный тепловой поток q_L для сегмента больше, чем для эллипсоида.

На рис. 5 приведена физическая картина течения для сегмента и эллипсоида при $V_\infty = 0,67$ км/с, когда наблюдается максимальное различие в коэффициенте c_x . Лобовая часть обоих тел, положение и форма ударных волн практически совпадают. Небольшое отличие в положении звуковых линий обусловлено большей кривизной поверхности эллипсоида, чем у сегмента, что и приводит к увеличению c_x .

На рис. 6 приведена физическая картина течения для сегмента и эллипсоида и их аэродинамические характеристики в зависимости от угла атаки в пределах $\alpha = 0 \dots 15^\circ$ при $V_\infty = 4$ км/с. Ударные волны практически совпадают. Имеется небольшое отличие в положении звуковых линий при $\alpha = 15^\circ$. Различия в коэффициентах осевого сопротивления c_τ и подъемной силы c_n в связанной системе координат не превышает 1%. Коэффициенты момента тангажа m_z отличаются значительно при возрастании угла атаки, причем абсолютное значе-

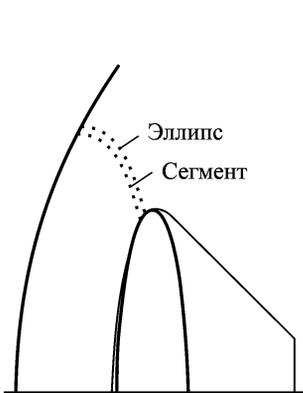


Рис. 5. Картина течения около СА с лобовой частью эллипсоидальной и сегментальной форм

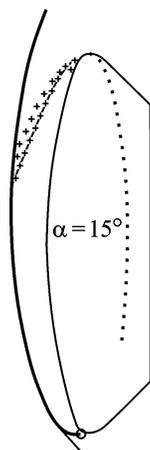
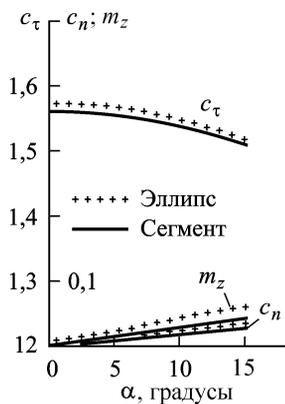


Рис. 6. Результаты расчета аэродинамических коэффициентов



ние m_z больше у эллипсоида, т.е. эллипсоид имеет больший запас статической устойчивости.

Таким образом, эллипсоидальная форма лобовой части СА более предпочтительна, чем сегментальная, так как обеспечивает меньший конвективный тепловой поток к поверхности тела и больший коэффициент лобового сопротивления, который можно изменять варьированием отношения полуосей эллипсоида a/b (рис. 7).

Аналогичные исследования по отношению к лучистому теплообмену в ударном слое у поверхности СА проводились для условий входа в атмосферу Венеры [5]. Сравнивались сегментальная и сферически затупленная формы лобовой поверхности СА. Расчеты показали, что коническая форма аппарата является оптимальной по отношению к лучистому теплообмену по сравнению с сегментальной.

В целях исследования точности предложенной численной схемы проведены расчеты на различных сетках. При этом варьировались в основном шаги по переменным R и φ . Наиболее трудными для расчета оказались малые значения чисел Маха $M < 2$.

На рис. 8 приведено распределение давления p по поверхности эллипсоида вращения с соотношением полуосей $a/b = 0,25$ в полу-плоскости $\dot{\theta} = 0$ с разным числом узлов аппроксимации I по φ ($I = 6-9$) при $M_\infty = 1,2$ и угле атаки $\dot{\alpha} = 0$. Видно, что кривые практически совпадают, незначительное отличие на отрезке $[0,5; 0,7]$ наблюдается только для кривой с $I = 6$. Здесь же нанесены кривые модуля скорости V на поверхности тела.

Проанализировав результаты расчетов, выявили, что даже для наиболее трудных расчетов при числах $M < 1,5$ приближение с $I = 6$ обеспечивает высокую точность полученных данных — погрешность в определении ударных волн и звуковых линий не превышает 5%.

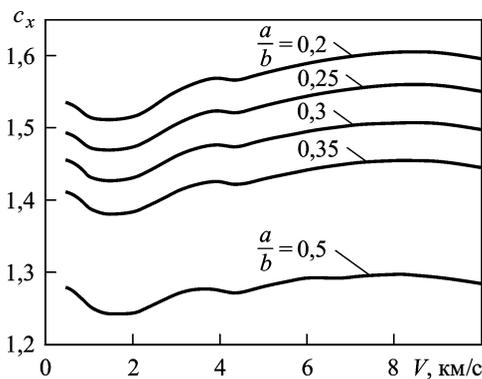


Рис. 7. Коэффициент лобового сопротивления СА с эллипсоидальной формой лобовой части при различном отношении осей эллипса

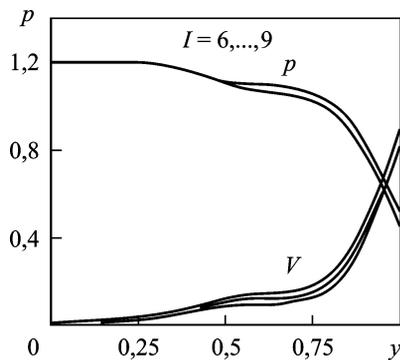


Рис. 8. Распределение давления p на поверхности эллипсоида вращения с отношением полуосей $a/b = 0,25$ в полуплоскости $\theta = 0$ с числом узлов аппроксимации I по φ от 6 до 9 при $M_\infty = 1,2$ и угле атаки $\alpha = 0$

На рис. 9 приведены экспериментальные данные и результаты расчета аэродинамических характеристик СА с сегментальной лобовой частью ($R_c = 1,0D$, $r_0 = 0,125D$) в зависимости от угла атаки при обтекании потоком совершенного газа с показателем адиабаты $k = 1,4$. Отличие в коэффициентах сопротивления не превышает 1%, а в коэффициентах подъемной силы и момента тангажа — 5%.

На рис. 10 представлена физическая картина обтекания сегментального тела ($R_c = 1,0D$, $r_0 = 0,125D$) потоком совершенного газа с $k = 1,4$ под углом атаки $\alpha = 10^\circ$ для $M_\infty = 2,5$; 2,0 и 1,5. При уменьшении числа Маха резко увеличивается область влияния затупленного тела, причем это изменение более заметно, чем изменение от угла атаки (рис. 10, а). При дальнейшем уменьшении числа Маха размеры этой области во много раз превосходят размеры обтекаемого тела (рис. 10, б, $M_\infty = 1,2$; 1,17 и 1,14). При $M_\infty = 1,14$ площадь максимального поперечного сечения тела составляет 0,6% максимальной площади поперечного сечения области влияния тела. Эллипсоидальная форма с соотношением полуосей $a/b = 0,35$ хорошо аппроксимирует лобовую часть сегментальной формы с параметрами $R_c = 1,0D$ и $r_0 = 0,125D$, и их аэродинамические характеристики мало отличаются во всем диапазоне чисел Маха.

Таким образом, показано, что полученные новые аппроксимирующие выражения и корректная математическая постановка задачи обеспечивают высокую точность расчетов при малом числе узлов аппроксимации в широком диапазоне условий в набегающем потоке от малых сверхзвуковых чисел Маха до гиперзвуковых скоростей и достаточном для практики диапазоне углов атаки. Расчеты показали, что при малых сверхзвуковых скоростях основным параметром, определяющим

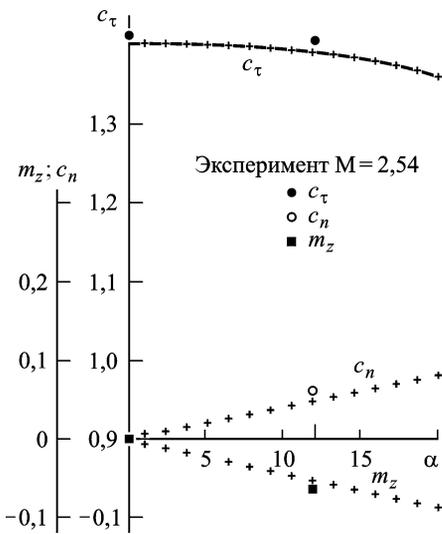


Рис. 9. Сравнение результатов расчета и экспериментальных данных: *a* — $M_\infty = 2,5; 2,0$ и $1,5$; *б* — $M_\infty = 1,2; 1,17$ и $1,14$

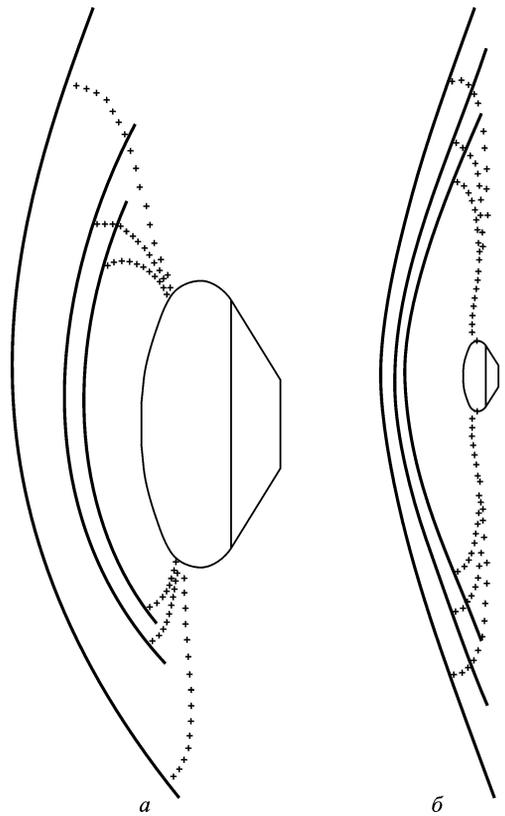


Рис. 10. Физические картины (сплошная линия — ударная волна, + — звуковая линия) обтекания СА с сегментальной формой лобовой части при различных числах Маха (с уменьшением M_∞ отход ударной волны увеличивается)

структуру течения около СА, является число Маха, а геометрия СА слабо влияет на аэродинамические характеристики и картину течения. При гиперзвуковых скоростях полета изменение коэффициента сопротивления СА по траектории спуска в большой степени зависит от физико-химических процессов за ударной волной.

Предложенный численный метод позволяет на персональном компьютере в реальном масштабе времени спуска проводить расчеты траекторий спускаемых в атмосфере планет аппаратов при нулевом угле атаки, начиная с высот, на которых реализуется режим сплошного обтекания. Этот метод применим для расчета обтекания СА с гладкой, не имеющей изломов, лобовой поверхностью и, соответственно, при отсутствии разрывов газодинамических функций. Выполненные расчеты подтвердили надежность предложенного численного метода как инструмента получения практически важных результатов с высокой степенью точности при малых затратах машинного времени. Этот факт является существенным в практике проектирования СА при про-

ведении многовариантных расчетов для выбора оптимальной формы СА и конструкционных параметров системы его тепловой защиты.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Голомазов М. М. Исследование сверхзвукового обтекания сегментальных и конических тел с учетом химических реакций // Журнал вычисл. матем. и матем. физики. – 2005. – Т. 45, № 11. – С. 2070–2076.
2. Белоцерковский О. М., Булекбаев А., Голомазов М. М. и др. Обтекание затупленных тел сверхзвуковым потоком газа // Под ред. О.М. Белоцерковского. – М.: Изд-во ВЦ АН СССР, 1967. – 401 с.
3. Теленин Г. Ф., Тиняков Г. П. Метод расчета пространственного обтекания тел с отошедшей ударной волной // Докл. АН СССР. – 1964. – 154, № 5. – С. 1056–1058.
4. Азаренок Б. Н., Голомазов М. М., Костин В. И. Численное моделирование обтекания магнитопаузы Земли потоком солнечного ветра // Труды ВЦ АН СССР. Сообщ. по вычисл. математике. – М.: Изд-во ВЦ АН СССР, 1991.
5. Борисов В. М., Голомазов М. М., Иванков А. А., Финченко В. С. Расчет лучистого теплообмена в задачах обтекания тел с учетом потери массы теплозащитного покрытия // Изв. РАН. МЖГ. – 2004. – № 4. – С. 143–151.
6. Анфимов Н. А., Румынский А. Н. Лучисто-конвективный теплообмен и теплозащита космических аппаратов, спускаемых на поверхность Земли и других планет Солнечной системы // Проблемы механики и теплообмена в космической технике. – М.: Машиностроение, 1982. – С. 54–81.

Статья поступила в редакцию 28.06.2011



Михаил Михайлович Голомазов родился в 1939 г. Окончил Московский физико-технический институт в 1963 г. Д-р физ.-мат. наук, главный научный сотрудник Института автоматизации проектирования РАН. Автор 25 научных работ в области численных методов в газовой динамике.

M.M. Golomazov (b. 1939) graduated from the Moscow Physics and Technology Institute in 1963. D. Sci. (Phys.-Math.), chief researcher of Institute of Automated Design of the Russian Academy of Sciences. Author of 25 publications in the field of numerical methods in gas dynamics.



Литвинов Игорь Алексеевич родился в 1988 г., студент МГТУ им. Н.Э. Баумана.

I.A. Litvinov (b. 1988) – student of the Bauman Moscow State Technical University.

Литвинов Лев Алексеевич родился в 1988 г., студент МГТУ им. Н.Э. Баумана.

L.A. Litvinov (b. 1988) — student of the Bauman Moscow State Technical University.



Александр Андреевич Иванков родился в 1950 г. Окончил Московский физико-технический институт в 1975 г. Канд. физ.-мат. наук. Нач. отдела Центра аэродинамического и теплового проектирования космических аппаратов НПО им. С.А. Лавочкина. Автор 25 научных работ в области численных методов в газовой динамике.

A.A. Ivankov (b. 1950) graduated from the Moscow Physics and Technology Institute in 1975. Ph. D. (Phys.-Math.), head of department of the Center for Aerodynamic and Thermal Design of Spacecrafts of the Lavochkin Scientific and Production Association. Author of 25 publications in the field of numerical methods in gas dynamics.



Валерий Семенович Финченко родился в 1941 г. Окончил Московский физико-технический институт в 1969 г. Д-р техн. наук, ведущий научный сотрудник Центра аэродинамического и теплового проектирования космических аппаратов НПО им. С.А. Лавочкина. Автор 51 научной работы в области термоаэродинамики.

V.S. Finchenko (b. 1941) graduated from the Moscow Physics and Technology Institute in 1969. D. Sci. (Eng.), leading researcher of the Center for Aerodynamic and Thermal Design of Spacecrafts of the Lavochkin Scientific and Production Association. Author of 51 publications in the field of thermoaerodynamics.

