

УДК 519.6+533.6.07

**ЧИСЛЕННОЕ И ФИЗИЧЕСКОЕ
МОДЕЛИРОВАНИЕ СВЕРХЗВУКОВОГО
ОБТЕКАНИЯ РАЗДЕЛЯЮЩИХСЯ
КРЫЛАТЫХ ТЕЛ**

**Н.П. АДАМОВ, М.Д. БРОДЕЦКИЙ, А.М. ХАРИТОНОВ,
А.В. ЗАБРОДИН, А.Е. ЛУЦКИЙ**

*Институт теоретической и прикладной механики СО РАН,
Новосибирск*

*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН,
Москва*

Обсуждаются результаты численного и экспериментального исследования сверхзвукового обтекания схематизированных крылатых моделей двухступенчатой аэрокосмической системы при числе Маха $M_\infty = 3$. Приводятся оценки погрешностей измерений с учетом не исключенных систематических ошибок. Детально анализируются расчетные и экспериментальные данные и делается вывод о том, что в рассмотренном диапазоне параметров использование уравнений Эйлера позволяет вполне удовлетворительно моделировать течение при разделении двухступенчатой аэрокосмической системы.

Процесс разделения ступеней аэрокосмических систем сопровождается сложным взаимодействием падающих и отраженных ударных волн и волн разрежения между собой и с пограничными слоями. Поэтому развитие методов численного моделирования таких течений невозможно без их тщательной верификации [1]. Здесь под верификацией понимается оценка достоверности численной модели, уровня точности численного метода и определение области применимости результатов путем сравнения с экспериментальными данными. Этот процесс включает выявление и анализ всех неопределенностей как численного метода, так и выбранных для сравнения экспериментальных данных и оценку чувствительности этих неопределенностей к изучаемому явлению. Подобные оценки и их тщательный анализ позволяют прогнозировать область применимости модели и метода численного расчета. Известно, что использование модели Навье — Стокса для расчета сложных течений требует корректного выбора той или иной модели турбулентности, что неминуемо привносит соответствующую неопределенность. В свою очередь модель Эйлера не учитывает вязкостные эффекты как в пристенных течениях, так и в потоке. В настоящей работе используется именно эта модель, поэтому крайне важно определить область ее применимости к расчету течений, сопровождающих процесс разделения крылатых ступеней схематизированной аэрокосмической системы.

1. УСЛОВИЯ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Поскольку настоящие эксперименты предназначены для верификации методов численного моделирования, для испытаний были выбраны схематизированные самолетные конфигурации упрощенной геометрии. Модели первой и второй ступеней представляют собой комбинацию осесимметричного коническо-цилиндрического корпуса с плоским трапециевидным крылом с

острыми передними и задними кромками (рис. 1). Угол стреловидности крыла по передней кромке $\chi = 53^\circ$. Профиль крыла гексагональный с постоянной толщиной по размаху, равной 4 % бортовой хорды. Крыло установлено на корпусе по схеме среднеплана таким образом, что его задняя кромка располагается в плоскости донного среза корпуса. Модель второй ступени представляет собой уменьшенную вдвое копию модели первой ступени.

Более детально варианты дренажных и весовых моделей описаны в [2]. С целью вариации взаимного расположения моделей первой и второй ступеней был создан специальный стенд [2], который обеспечивает моделирование процесса отделения второй ступени от первой:

- перемещение в поперечном направлении $\Delta z = D \div 3D$;
- перемещение в продольном направлении $\Delta x = -0,5D \div 1,5D$.

Крепление стенда к балке обтекателя подвески механических весов трубы обеспечивает изменение угла атаки модели второй ступени синхронно с первой в диапазоне $\alpha = 0 - 10^\circ$.

Эксперименты проводились в сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-313 ИТПМ СО РАН при числах Маха $M_\infty = 3$ и Рейнольдса $Re_1 = 35 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$.

Распределение давлений на поверхностях измерялось с использованием многоканального измерителя давлений МИД-100 [3] класса точности 0,3. Аэродинамические силы и моменты моделей первой ступени измерялись механическими весами АВ-313М, а второй ступени — тензометрическими весами. Более подробное описание измерительных средств и методики обработки результатов измерений приведено в [2, 4].

С целью анализа погрешностей измерений и присущих им неопределенностей проводились специальные метрологические испытания, которые подтвердили достаточно низкие значения случайных погрешностей и хорошую сходимость характеристик, полученных с интервалами во времени. Однако специфика экспериментов по разделению предполагает расположение модели второй ступени меньшего масштаба в различных областях ядра потока. В этом случае был выявлен ряд других факторов, увеличивающих суммарную

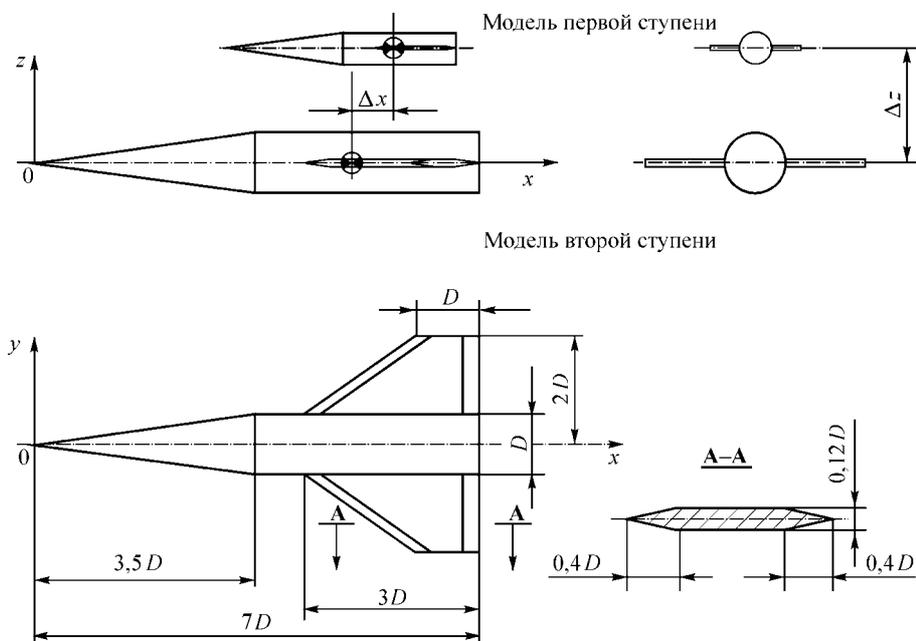


Рис. 1. Схема исследуемой модели.

погрешность определения аэродинамических коэффициентов. К ним прежде всего относятся: неравномерность поля скоростей; погрешности установки моделей в заданное положение; погрешности определения поправок на донное давление; остаточные погрешности температурного влияния на показания тензосенсоров. Эти факторы относятся к категории систематических ошибок и точно не могут быть учтены при обработке экспериментальных данных. Поэтому они увеличивают суммарную погрешность результатов измерений.

Анализ перечисленных неопределенностей и их возможный вклад в суммарную погрешность дает следующие оценки максимальной погрешности аэродинамических коэффициентов при числе $M_\infty = 3$:

Параметр	Первая ступень	Вторая ступень
ΔC_x	$\pm 0,01$	$\pm 0,015$
ΔC_N	$\pm 0,02$	$\pm 0,03$
Δm_z	$\pm 0,02$	$\pm 0,03$
ΔC_p	$\pm 0,02$	$\pm 0,02$

Использование этих интервалов позволяет с большей достоверностью выявить расхождения численных и экспериментальных данных.

2. МЕТОД ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Система стационарных уравнений газовой динамики (уравнений Эйлера) имеет вид

$$\begin{aligned}
 E_x + F_y + G_z &= 0, \\
 E &= (\rho u, \rho u^2 + p, \rho uv, \rho uw, (e + p)u)^T, \\
 F &= (\rho v, \rho uv, \rho v^2 + p, \rho vw, (e + p)v)^T, \\
 G &= (\rho w, \rho uw, \rho vw, \rho w^2 + p, (e + p)w)^T.
 \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь $e = p/(k-1) + \rho(u^2 + v^2 + w^2)/2$ — полная энергия, u, v, w — проекции вектора скорости на оси Ox, Oy, Oz , k — показатель адиабаты, p — давление, ρ — плотность.

Если течение сверхзвуковое, то система уравнений имеет гиперболический тип. Поэтому расчет такого течения можно вести шагами по пространственной координате. Система декартовых координат $Oxyz$ располагается таким образом, чтобы проекция вектора скорости на ось Ox превышала скорость звука. Расчет ведется шагами по координате x .

Рассматриваемая методика реализована в рамках многообластного подхода. В каждом сечении $x = \text{const}$ поле течения разбивается на несколько счетных областей. Счетная область представляет собой криволинейный четырехугольник с четырьмя границами. Таким образом, соседние (в физическом пространстве) области разделяются двойными границами. В каждом сечении в счетной области строится сетка, состоящая из двух семейств линий. Совокупность узлов в двух последовательных сечениях определяет множество пространственных шестигранных ячеек. Границы могут быть подвижными, т. е. их положение в пространстве меняется по мере увеличения координаты x . Закон движения границы определяется типом граничного условия. С каждой границей связывается приграничная полоса — множество узлов сетки и набор значений газодинамических функций из полосы ячеек области, прилегающих к данной границе. Кроме того, задается набор величин, определяющих ее положение в пространстве.

Расчет шага (т. е. переход от сечения $x = x_1$ к сечению $x = x_2 = x_1 + dx_1$) состоит из двух основных этапов: 1 — расчет нового положения границ областей в сечении $x = x_2$, 2 — расчет координат внутренних узлов областей и новых значений газодинамических функций.

Вычисление нового положения границ выполняется в зависимости от типа граничного условия. Положение границ с условием непротекания и искусственных счетных границ определяется интерполяцией координат заданных опорных точек. Положение ударных волн и контактных разрывов рассчитывается на основании соотношений на данном разрыве. После определения узлов сетки на границах в сечении $x = x_2$ координаты внутренних узлов в каждой области вычисляются трансфинитной интерполяцией.

Расчет новых значений газодинамических функций производится с помощью явной разностной схемы — стационарного аналога метода Годунова. В исходном варианте разностной схемы, имеющем первый порядок аппроксимации, используется кусочно-постоянное представление полей газодинамических функций. С целью повышения точности алгоритма применяется кусочно-линейное представление.

В ходе расчета течения на заданных границах вычисляются интегральные характеристики: $F_x, F_y, F_z, M_x, M_y, M_z$.

Использование многоблочных сеток позволяет достаточно просто реализовать алгоритм на многопроцессорной вычислительной системе МВС-100. В представленном варианте программы допускаются два способа отображения структуры конкретной задачи на множество используемых процессорных элементов. Первый способ состоит в том, что один процессор может обрабатывать одну или несколько счетных областей. Во втором режиме одна счетная область обрабатывается несколькими процессорами. Следует отметить, что в обоих случаях при использовании явных разностных схем размерность множества передаваемых данных на единицу меньше размерности множества обрабатываемых величин. Так, для рассматриваемых стационарных трехмерных задач каждый процессор рассчитывает газодинамические величины в некоторой двумерной области, передает и принимает из других процессоров данные на одномерных границах. Эффективность параллельной реализации алгоритма зависит от выполнения двух условий: во-первых, общий объем вычислительной работы должен быть равномерно распределен между процессорами; во-вторых, для каждого процессора время вычислительной работы на каждом шаге должно превышать затраты времени на обмен информацией с другими процессорами. В зависимости от количества счетных областей и их размеров (т. е. числа узлов сетки в области) при расчете конкретной задачи выбирается определенное сочетание указанных способов отображения.

Для рассмотренных параметров данной задачи течение во всей исследуемой области (за исключением донного следа, который в данном случае не учитывался) является сверхзвуковым. Весь расчет разбивается на несколько этапов, характеризующихся интервалом на оси x , так, чтобы для каждого этапа топологическое разбиение поля течения на счетные области, называемое раскромом, было одинаковым. В частности, были выделены следующие этапы расчета течения (рис. 2):

- 1) около носовой части нижней ступени;
- 2) около нижней ступени до крыльев, носовой части верхней ступени;
- 3) около корпуса и начала крыльев нижней ступени, корпуса верхней ступени до крыльев;
- 4) около корпуса и крыльев нижней ступени, корпуса и начала крыльев верхней ступени;
- 5) около корпуса и крыльев нижней ступени, корпуса и крыльев верхней ступени до ее донного среза;

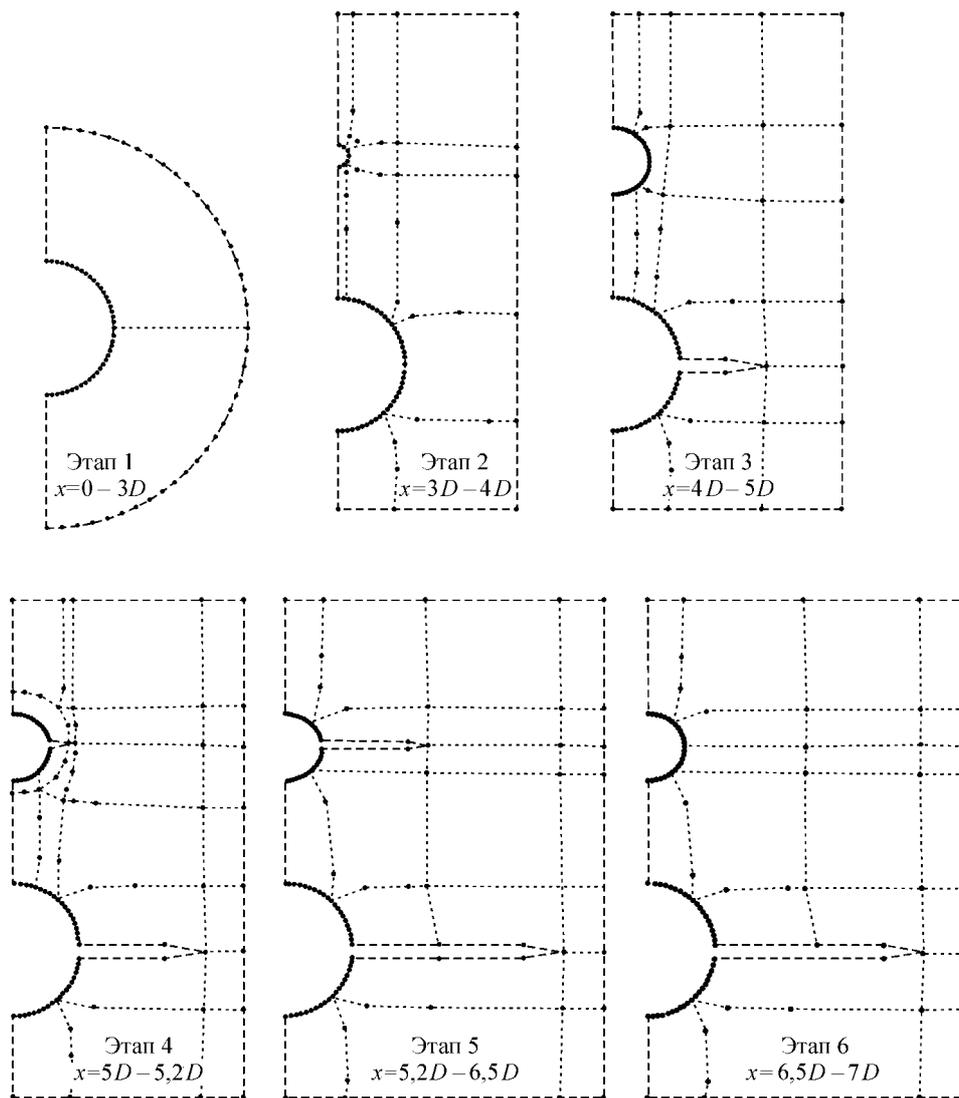


Рис. 2. Топология разбиения течения на счетные области.

б) около корпуса и крыльев нижней ступени до ее донного среза.

Анализ газодинамических величин в сечении донного среза верхней ступени показывает, что при рассматриваемых параметрах задачи донный след от верхней ступени не оказывает влияния на течение вблизи нижней ступени. Поэтому по количеству и взаимному расположению счетных областей этап 6 не отличается от предыдущего. Различие состоит в том, что границы с условием непротекания на крыльях верхней ступени заменены эйлеровыми.

3. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

В качестве иллюстрации на рис. 3 представлены экспериментальные и расчетные зависимости $C_p(x)$ в вертикальной плоскости симметрии для верхней поверхности первой ступени на углах атаки $\alpha = 0$ и 6° при $\Delta Z = \infty$ (т. е. при отсутствии второй ступени) и $\Delta Z = D$. Такие же зависимости приведены для

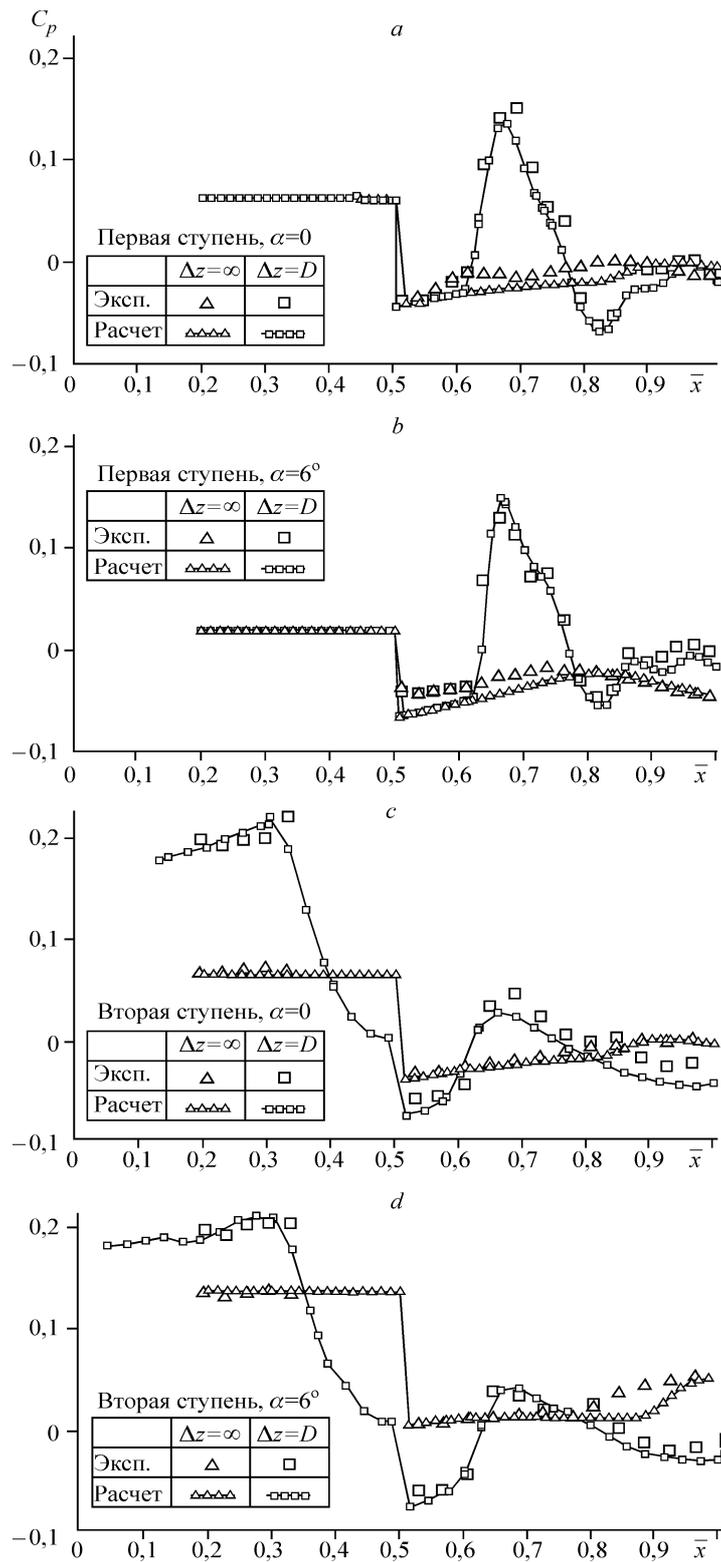


Рис. 3. Экспериментальные и расчетные распределения коэффициентов давления в вертикальной плоскости.

нижней поверхности второй ступени. Как следует из рис. 3, *a*, при $\Delta z = \infty$ и $\alpha = 0$ заметные различия с расчетными данными наблюдаются в диапазоне $\bar{x} \approx 0,6 - 0,85$. Однако они практически лежат в пределах погрешности измерений и, скорее всего, обусловлены небольшой локальной неравномерностью поля скоростей в рабочей части трубы. На задней части корпуса ($\bar{x} > 0,85$), где расчет дает небольшой рост давления за счет прихода на верхнюю часть корпуса скачка уплотнения (СУ) от передней кромки крыла, результаты расчета и эксперимента практически совпадают.

Такого же порядка расхождения имеют место и при $\alpha = 6^\circ$, $\Delta z = \infty$ (рис. 3, *b*) в диапазоне $\bar{x} = 0,5 - 0,75$. Далее по корпусу, где давление за счет прихода веера волн разрежения (ВВР) от верхней поверхности крыла уменьшается, очевидно удовлетворительное согласие данных.

На нижней поверхности второй ступени при $\Delta z = \infty$ (рис. 3, *c, d*) заметное расхождение с расчетом наблюдается только при $\alpha = 6^\circ$ и $\bar{x} > 0,8$, где имеет место рост давления за счет прихода СУ от нижней поверхности ее крыла. При этом расчет дает более дальнее положение начала роста давления по сравнению с экспериментом при одинаковых максимальных значениях.

На рис. 4, I, II представлены схемы взаимодействия моделей при $\Delta z = D$ и $\alpha = 0$ и 6° соответственно, полученные без учета крыльев. Положение головных скачков (ГСУ), ВВР, их взаимодействия и отражения получены из известных соотношений газовой динамики для обтекания тел вращения [5]. Эти данные хорошо согласуются с полученными фотографиями теневой визуализации.

Как следует из рис. 4, I, *a*, влияние второй ступени на первую сводится к следующему. Конический ГСУ второй ступени падает на корпус первой, что приводит к резкому росту давления (см.

рис. 3, *a*). Далее, за счет отраженного от второй ступени ВВР первой ступени давление на ее корпусе интенсивно уменьшается, чему дополнительно способствует падающий ВВР от стыка головной части с цилиндром второй ступени. Затем давление снова возрастает за счет дважды отраженного ГСУ второй ступени и в кормовой части корпу-

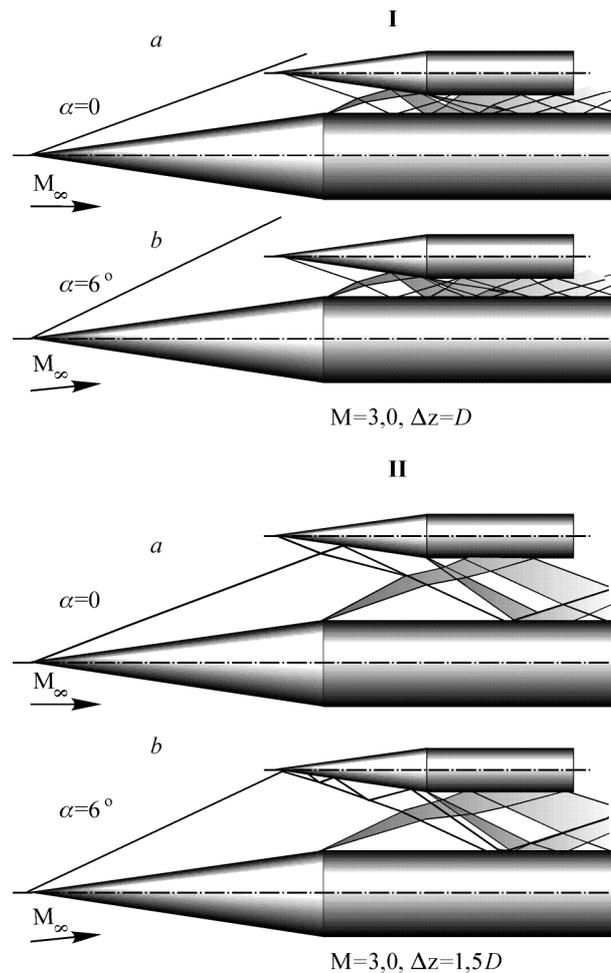


Рис. 4. Газодинамические схемы взаимодействия ступеней.

са наблюдается небольшой дополнительный рост давления за счет падения СУ от передней кромки крыла второй ступени.

С увеличением угла атаки до $\alpha = 6^\circ$ (см. рис. 3, *b* и 4, I, *b*) качественная картина взаимодействия практически не меняется и лишь за счет увеличения интенсивности ГСУ второй ступени и СУ от ее крыла эпюра давления на первой ступени несколько смещается вверх, т. е. положительная фаза давления (относительно $\Delta z = \infty$) увеличивается, а отрицательная уменьшается. При этом интегральное соотношение между этими фазами как при $\alpha = 0$, так и при $\alpha = 6^\circ$ указывает на отрицательную интерференцию, т. е. уменьшение несущих свойств первой ступени. Из приведенных графиков следует, что расхождения расчетных данных с экспериментом в обоих случаях практически лежат в пределах погрешности измерений, за исключением небольшого участка $\bar{x} = 0,85 - 0,92$, где расчетные данные лежат несколько ниже. Это, по-видимому, объясняется тем, что в эксперименте дважды отраженный ГСУ второй ступени и СУ от передней кромки ее крыла приходят на корпус первой ступени в одно и то же место, тогда как в расчете место падения второго скачка несколько смещено к корме корпуса. Такой сдвиг уже отмечался выше на второй ступени при $\alpha = 6^\circ$ и $\Delta z = \infty$ (см. рис. 3, *d*).

Влияние первой ступени на нижнюю поверхность второй при $\Delta z = D$ можно также достаточно детально проанализировать из рис. 4, I. В данном случае головная часть второй ступени располагается за ГСУ первой и находится в коническом поле течения, которое создает в этой области положительные скосы потока, набегающего на вторую ступень. В результате даже при $\alpha = 0$ давление на носовой части второй ступени существенно возрастает (см. рис. 3, *c*). Далее за счет влияния ВВР от первой ступени давление на нижней поверхности второй ступени интенсивно уменьшается, чему дополнительно способствует ее собственный ВВР от стыка головной части (ГЧ) с корпусом. Затем на корпус второй ступени падает ее ГСУ, отраженный от первой ступени, что приводит к соответствующему росту давления. За счет влияния дважды отраженного ВВР первой ступени, отраженного ВВР второй ступени, а также ВВР от крыла первой ступени давление к кормовой части корпуса монотонно снижается.

С увеличением угла атаки до $\alpha = 6^\circ$ (см. рис. 3, *d*) схема взаимодействия между моделями принципиально не меняется, но поскольку при этом интенсивность ГСУ первой ступени на верхней поверхности конуса уменьшается и, как следствие, уменьшаются углы скоса потока в коническом поле течения по отношению ко второй ступени, то интерференционная эпюра давления несколько смещается вниз, т. е. положительные фазы избыточного давления уменьшаются, а отрицательные возрастают. При этом интегральное соотношение между этими фазами указывает на существенно положительную интерференцию (т. е. увеличение подъемной силы второй ступени) при $\alpha = 0$ и уменьшение ее с ростом угла атаки.

Расчетные данные в обоих случаях качественно и количественно вполне хорошо согласуются с экспериментом.

При $\Delta z = 1,5D$ (рис. 4, II) определяющими факторами влияния второй ступени на первую остаются ее ГСУ и ВВР от стыка ГЧ с корпусом, интенсивность которых с ростом угла атаки несколько увеличивается. Как видно из рис. 5, *a, b*, на эпюрах распределения давления на обоих углах атаки сохраняется только положительная фаза избыточного давления. Расчетное распределение давления, как следует из приведенных графиков, в обоих случаях также вполне удовлетворительно согласуется с экспериментальным.

У второй ступени при $\Delta z = 1,5D$ (см. рис. 4, II) не только ГЧ, но и часть корпуса попадает в коническое поле течения от первой ступени. В результате положительная фаза избыточного давления реализуется дополнительно на зна-

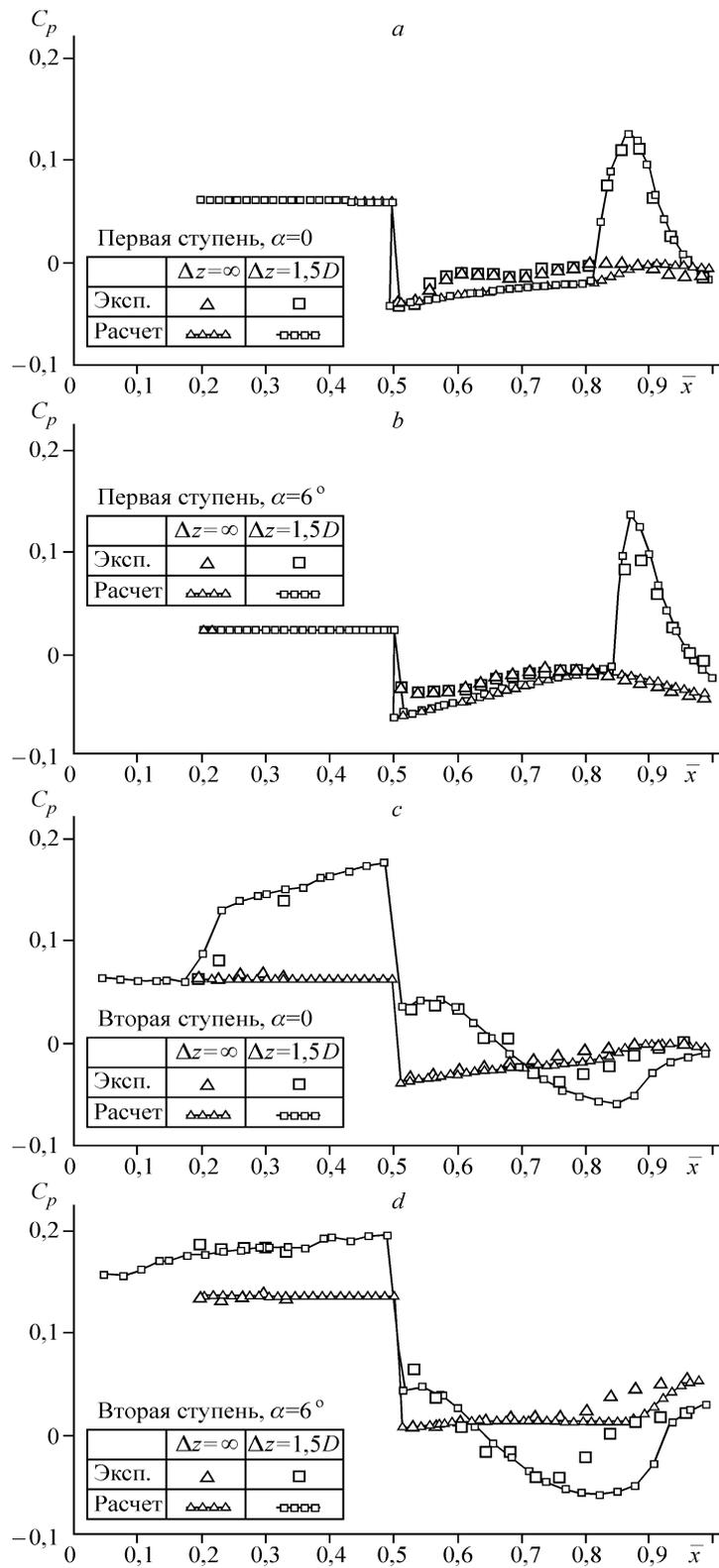


Рис. 5. Экспериментальные и расчетные распределения давлений в вертикальной плоскости.

чительной части нижней поверхности второй ступени (рис. 5, *c*). Затем, за счет влияния ВВР от первой ступени давление на корпусе второй уменьшается и формируется участок отрицательной фазы избыточного давления. На нижнюю часть корпуса приходит СУ от ее крыла, и давление вновь возрастает.

С увеличением угла атаки положительные скосы потока в коническом поле течения, как уже отмечалось, уменьшаются, а влияние ВВР увеличивается. Соответственно уменьшается положительная фаза избыточного давления и увеличивается отрицательная (рис. 5, *d*). При этом, как следует из графиков, на обоих углах атаки заметные расхождения результатов расчета с экспериментом имеют место в области отрицательной фазы избыточного давления. В основном это связано с тем, что приход СУ от крыла второй ступени на нижнюю часть корпуса и обусловленное им повышение давления в расчетах наблюдаются значительно ближе к донному срезу второй ступени, чем это следует из эксперимента. Одной из причин такого смещения может быть недостаточная плотность расчетной сетки. Хорошо выделяя особенности обтекания первой ступени, она может быть недостаточной для столь же адекватного расчета обтекания второй ступени из-за ее меньших размеров. Поэтому дальнейшие исследования влияния этого фактора, вероятно, позволят уменьшить отмеченные расхождения.

Второй фактор касается выбора более адекватной математической модели для описания течения. Выполненные ранее [6] расчетно-экспериментальные исследования интерференции тел вращения выявили ограниченность математической модели стационарных уравнений газовой динамики. Было показано, что за счет процессов в пограничном слое угол отражения ударной волны от поверхности в эксперименте оказывается заметно большим, чем в расчете. Этим в значительной мере определяются различия в последующих областях течения. В той же работе была показана возможность до некоторой степени учесть влияние пограничного слоя и уменьшить различия между расчетом и экспериментом, фактически не меняя модели стационарных уравнений Эйлера. Более перспективным представляется использование в этом случае модели нестационарных уравнений газовой динамики для моделирования дозвукового течения в области отражения ударных волн.

Таким образом, за исключением отмеченных расхождений, расчетные и экспериментальные эпюры давления в рассмотренных случаях вполне хорошо согласуются с экспериментом.

Для задач расчета траектории разделяющихся ступеней важное значение имеет анализ сходимости их интегральных характеристик.

В качестве иллюстрации на рис. 6, I представлены зависимости коэффициентов нормальной силы C_N от угла атаки при исследованных значениях Δz для первой ступени. Видно, что влияние второй ступени создает небольшую отрицательную интерференцию (уменьшает подъемную силу), которая почти не зависит от угла атаки и уменьшается с увеличением Δz . При этом для $\Delta z = D$ и $\Delta z = \infty$ результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментом, и лишь при $\Delta z = 1,5D$ и углах $\alpha = 4$ и 6° расхождения несколько больше погрешностей измерений. Аналогичные результаты имеют место и для коэффициента момента тангажа.

Поскольку геометрия первой и второй ступеней одинакова, для анализа сходимости данных для последней представляется целесообразным рассматривать не абсолютные значения интегральных характеристик, а их приращения относительно значений, найденных при $\Delta z = \infty$. Полученные таким образом расчетные и экспериментальные значения $\Delta C_{N_2}(\alpha)$ для второй ступени при $\Delta z = D$ и $1,5D$ представлены на рис. 6, II. Видно, что на нулевом угле атаки на второй ступени при $\Delta z = D$ реализуется положительная подъемная сила, которая существенно возрастает с увеличением Δz до $1,5D$. Это объясняется тем,

Рис. 6. Интерференционные зависимости коэффициентов нормальной силы для первой (I) и второй (II) ступеней при $M = 3$, $\Delta\alpha = 0$.

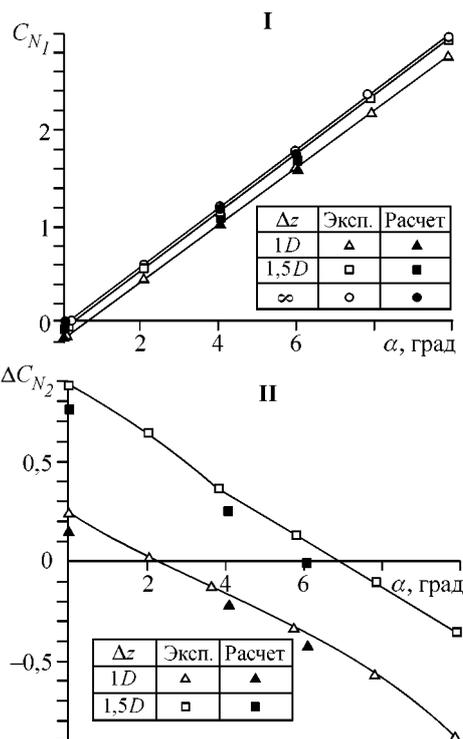
что при $\Delta z = D$ головной конус, а при $\Delta z = 1,5D$, кроме него, и значительная часть несущей поверхности второй ступени попадают в поле положительных скосов потока от второй ступени, обеспечивающих дополнительную подъемную силу. С ростом угла атаки скосы потока над верхней поверхностью первой ступени уменьшаются и соответственно уменьшается положительная интерференция на второй ступени. Кроме того, здесь начинают оказывать влияние еще два фактора: во-первых, с ростом α усиливается влияние ВВР от первой ступени и, во-вторых, за этим ВВР поток разворачивается параллельно ее верхней поверхности. При этом скосы потока, набегающего на нижнюю несущую поверхность второй ступени, также уменьшаются и ее подъемная сила падает. Влияние этих факторов возрастает с увеличением угла атаки и с уменьшением расстояния между моделями. В результате, как видно из рис. 6, II, с ростом угла атаки положительная интерференция переходит в отрицательную и тем раньше, чем меньше величина Δz . Результаты расчетов качественно соответствуют экспериментальным данным, но лежат несколько ниже. Основной причиной этого, по-видимому, является отмеченное выше более дальнее положение точки прихода СУ от крыла второй ступени и, как следствие, более значительная область отрицательного давления на ее нижней поверхности.

В целом приведенные данные дают основание полагать, что в рассматриваемом диапазоне параметров использование модели Эйлера с приемлемой точностью моделирует течение и аэродинамические характеристики моделей двухступенчатой аэрокосмической системы при разделении. В дальнейшем целесообразно более детально проанализировать влияние увеличения числа узлов сетки на точность расчета, приближенно учесть влияние пограничного слоя на параметры отражения волн от поверхности ступеней, а также провести анализ сходимости численных и экспериментальных данных аналогичных двухступенчатых систем других геометрий.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 98-01-00701).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mehta U.B. Guid to credible computer simulations of fluid flows // J. Propulsion and Power. — 1996. — Vol.12, No. 5.
2. Адамов Н.П., Боннефонд Т., Бродецкий М.Д. и др. Экспериментальное исследование аэродинамической интерференции двухступенчатых крылатых систем при разделении. Ч.1. Методика проведения экспериментов. Распределенные аэродинамические характеристики // Теплофизика и аэромеханика. — 1996. — Т. 3, № 3. — С. 215 – 226.



3. Амелина М.А., Бродецкий М.Д., Волонихин И.И. и др. Многоканальный измеритель давления МИД-100 // Методы и техника аэрофизических исследований. — Новосибирск, 1978. — С.98 – 113. — (Сб. науч. тр. / ИТПМ СО РАН).
4. Боннефонд Т., Адамов Н.П., Бродецкий М.Д. и др. Пространственные сверхзвуковые течения при разделении двухступенчатых аэрокосмических систем // ПМТФ. — 1997. — № 1. — С. 21 – 29.
5. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. — М., 1969.
6. Бродецкий М.Д., Дерунов Е.К., Забродин А.В., Луцкий А.Е. Сопоставление расчетных и экспериментальных исследований сверхзвукового обтекания комбинаций двух тел вращения // Теплофизика и аэромеханика. — 1995. — Т.2, № 2. — С. 97 – 102.

Статья поступила в редакцию 5 марта 1999 г.