

УДК 533.6.011.72

© 2007 г. Н.А. ОСТАПЕНКО, А.А. ЧУЛКОВ

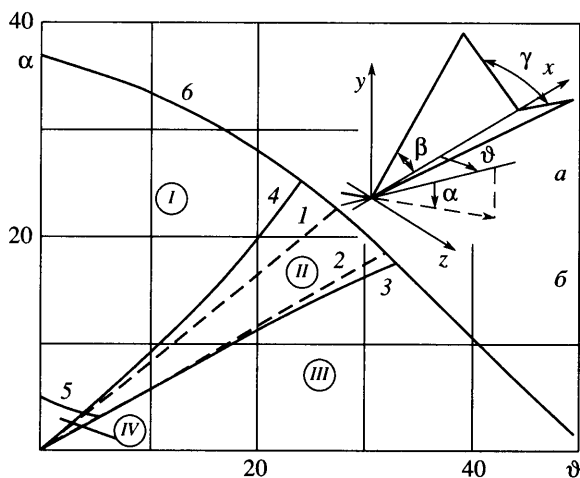
О ВИСЯЩИХ СКАЧКАХ УПЛОТНЕНИЯ В КОНИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЯХ ГАЗА ПРИ НАЛИЧИИ МАХОВСКОЙ КОНФИГУРАЦИИ УДАРНЫХ ВОЛН

Представлены некоторые результаты численного исследования особенностей нового типа в структуре маховской конфигурации ударных волн сверхзвуковых конических течений газа, реализующейся при несимметричном обтекании V-образных крыльев с присоединенной к передним кромкам головной ударной волной. В рамках модели идеального газа изучены изменения в системе ударных волн при переходе, с увеличением угла скольжения, из области, где реализуется несимметричное маховское взаимодействие скачков уплотнения, присоединенных к передним кромкам крыла, в область специальных режимов обтекания, где на поверхности наветренной консоли вместо течения с внутренней ударной волной осуществляется течение разрежения. В частности, показано, что в области со специальными режимами обтекания крыла может существовать маховская система ударных волн с висящим скачком уплотнения, исходящим из точки ветвления над наветренной консолью.

Ключевые слова: сверхзвуковой поток, V-образные крылья, коническое течение, маховское взаимодействие ударных волн.

Согласно классическим представлениям об ударно-волновых конфигурациях, реализующихся при сверхзвуковом обтекании конических тел и крыльев [1–5], обладающих соответствующей симметрией – в маховских системах ударных волн внутренние скачки уплотнения, исходящие из точек ветвления, опираются на поверхность тела (V-образного крыла). Такая же точка зрения существовала и относительно ударных волн, ограничивающих эллиптическую область конического течения и образовавшихся в результате регулярного взаимодействия плоских скачков уплотнения. Однако оказалось, что при несимметричном обтекании конических угловых конфигураций (V-образных крыльев) в случае регулярного взаимодействия присоединенных к передним кромкам плоских ударных волн могут иметь место и режимы обтекания, когда один из скачков уплотнения, исходящий из точки пересечения волн, не падает на поверхность крыла, а оканчивается, имея нулевую интенсивность, внутри ударного слоя на параболической линии соответствующего однородного потока. Наличие такого скачка уплотнения, предсказанного в рамках линейной теории [6], было подтверждено в численном расчете [7]. Возникает естественный вопрос, что происходит с подобным висящим скачком уплотнения, когда регулярное пересечение ударных волн сменяется маховским взаимодействием.

Наряду с изучением поставленного выше вопроса при несимметричном обтекании V-образного крыла с увеличением угла скольжения может быть реализована последовательность режимов обтекания со стремящейся к нулю интенсивностью одного из скачков уплотнения, присоединенных к передним кромкам. Таким образом, создаются условия взаимодействия слабого скачка уплотнения с ударной волной, за которой вниз по потоку, по крайней мере, в окрестности точки ветвления имеет место дозвуковое течение на сфере. При сколь угодно малой интенсивности слабого скачка уплотнения в общем случае возмущение сильной ударной волны конечно [8]. Там же было высказано предположение, что окрестность точки ветвления, где форма ударной волны



Фиг. 1. Схема режимов обтекания V-образного крыла: *a* – вид крыла, *б* – области существования различных режимов обтекания крыла в плоскости углов атаки α и скольжения ϑ при $M = 3$

претерпевает существенное изменение, обусловленное неравномерной зависимостью соответствующей функции от интенсивности слабого скачка уплотнения, определяется характерным размером краевой задачи. В [9] было указано, что характерный размер окрестности точки взаимодействия с возмущенным фронтом сильной ударной волны должен стремиться к нулю одновременно с интенсивностью слабого скачка уплотнения. Ниже будет продемонстрирована справедливость этого утверждения.

1. Метод расчета. Режимы несимметричного сверхзвукового обтекания V-образных крыльев идеальным газом. На фиг. 1, *a* изображено V-образное крыло в прямоугольной системе координат, ось x которой совпадает с центральной хордой крыла, плоскость $z = 0$ – с плоскостью симметрии крыла, γ – угол раскрытия крыла, β – угол при вершине консолей, α и ϑ – углы атаки и скольжения. Режимы обтекания и соответствующие ударно-волновые структуры изучены в результате численных расчетов невязкого обтекания V-образного крыла с углом раскрытия $\gamma = 2\pi/3$ и углом при вершине консолей $\beta = \pi/2$ потоком воздуха с числом Маха $M = 3$. Использована схема В.В. Русанова с искусственной вязкостью [10, 11]. Разностная схема реализована на специальной сетке, два прямоугольных фрагмента которой связаны с биссектральными плоскостями двух половин угла раскрытия крыла, разделенных его плоскостью симметрии. Нижней границей расчетной области является поверхность крыла, на которой задается условие непротекания. Верхняя граница располагается вне ударного слоя, и на ней задаются параметры невозмущенного потока. Расположение боковых границ расчетной области выбирается таким образом, чтобы их нижние части заведомо находились в однородных потоках за плоскими скачками уплотнения, присоединенными к передним кромкам крыла, а верхние части – над указанными скачками уплотнения. На этих границах в качестве краевого условия принималось равенство нулю градиентов искомых параметров течения вдоль плоских ударных волн, присоединенных к передним кромкам.

Около крыла с указанными геометрическими параметрами при определенном сочетании малых углов атаки и скольжения реализуется регулярное взаимодействие волн, идущих от передних кромок, с одним из внутренних скачков уплотнения, падающим на подветренную консоль (фиг. 1, *a*, $\vartheta > 0$, $z < 0$), и вторым – висящим над наветренной консолью ($\vartheta > 0$, $z > 0$), при монотонном росте давления по размаху крыла между его значе-

ниями в однородных потоках на подветренной и наветренной консолях [6, 7]. Подобная структура течения согласно линейной теории [6] имеет место в области изменения углов атаки и скольжения в окрестности начала координат между штриховыми прямыми 1 и 2 (фиг. 1, б). На прямой 1 осуществляется переход от режимов, при которых давление на поверхности наветренной консоли растет от конуса Маха невозмущенного потока в сторону центральной хорды (область I), что указывает на наличие внутреннего скачка уплотнения [1], к режимам с падением давления на поверхности крыла в сторону центральной хорды (область II). Штриховая прямая 2 отвечает линеаризованной связи между углами α и ϑ , при которой подветренная консоль не вносит возмущений в набегающий поток. Соответствующей точной зависимости между углами α и ϑ : $\operatorname{tg} \alpha = \sin \vartheta \operatorname{ctg} \gamma / 2$ на фиг. 1, б отвечает кривая 3, справа от которой имеют место режимы обтекания с центрированной волной разрежения на передней кромке подветренной консоли (область III).

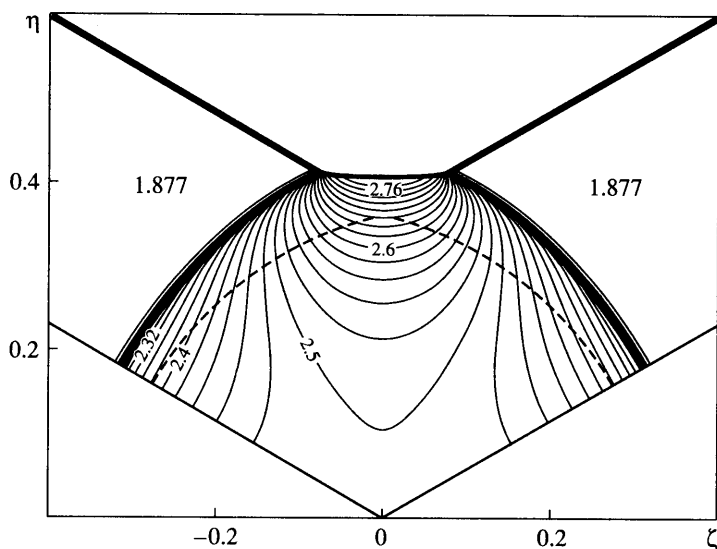
Совокупность углов α и ϑ , при которых в нелинейной теории осуществляется переход от течения с ударной волной на поверхности наветренной консоли к безударному течению, разыскивалась численно в соответствии с условием равенства нулю производной давления, наложенным с внутренней стороны конуса Маха однородного потока на поверхности наветренной консоли. В таких случаях можно сказать, что соответствующая внутренняя ударная волна маховской конфигурации ударных волн на поверхности наветренной консоли приобретает нулевую интенсивность. На фиг. 1, б совокупности этих точек отвечает кривая 4 – аналог штриховой прямой 1.

Таким образом, область со специальными режимами обтекания крыла (в нелинейной теории область II между кривыми 3 и 4 на фиг. 1, б), когда один из внутренних скачков уплотнения падает на подветренную консоль, а второй – отсутствует на поверхности наветренной консоли, содержит соответствующую область, определенную в линейной теории (между штриховыми прямыми 1 и 2) [6].

Кривые 3 и 5 на фиг. 1, б ограничивают область IV, вне которой в областях I и II заведомо не реализуются режимы обтекания с регулярным взаимодействием ударных волн, присоединенных к передним кромкам крыла. Она определена из условия прохождения конуса Маха однородного потока на наветренной консоли через линию пересечения указанных ударных волн. Нахождение кривой, соответствующей действительному переходу от режимов с регулярным взаимодействием ударных волн, присоединенных к передним кромкам крыла, к режимам с маховским взаимодействием при угле скольжения, отличном от нуля, представляет весьма непростую задачу. Правило отбора того или иного режима существует лишь для симметричного обтекания крыла, когда контактный разрыв, исходящий из точки взаимодействия, совпадает с плоскостью симметрии течения [5]. Ясно лишь, что кривая перехода будет располагаться внутри области IV, ограниченной кривыми 3 и 5.

Кривая 6 на фиг. 1, б отвечает отсоединению ударной волны от передней кромки наветренной консоли, поскольку при $\alpha = \operatorname{const}$ и увеличении угла ϑ прежде всего на ней реализуется условие отсоединения как из-за уменьшения числа Маха составляющей скорости, так и из-за увеличения соответствующего угла атаки консоли в плоскости, перпендикулярной передней кромке.

Ниже рассмотрена эволюция ударно-волновой структуры обтекания крыла от режимов с несимметричным маховским взаимодействием ударных волн, присоединенных к передним кромкам, к режимам, когда ударная волна, присоединенная к передней кромке подветренной консоли, вырождается в характеристику (фиг. 1, б, кривая 3). Приведены результаты расчетов для некоторого фиксированного значения угла α , большего максимальной ординаты кривой 5 (фиг. 1, б), в зависимости от угла ϑ . Поскольку результаты относятся к обтеканию крыла заданной геометрии лишь при одном числе Маха $M = 3$ и для ограниченной совокупности значений углов атаки и скольжения, то они далеко не исчерпывают всего многообразия особенностей несимметричного обтекания



Фиг. 2. Картина изобар в плоскости $x = 1$ при $\alpha = 10^\circ$ и $\vartheta = 0$

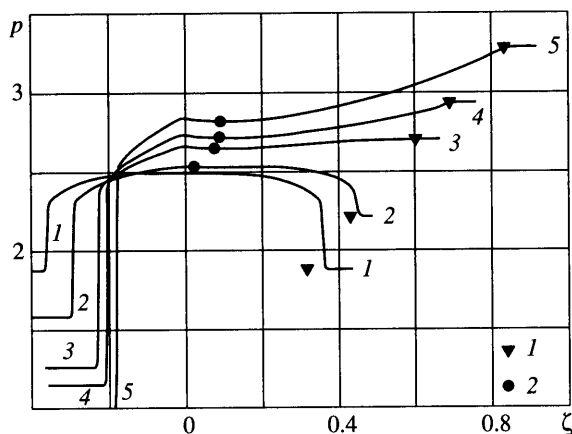
V-образных крыльев. Однако, как будет видно, содержат сведения фундаментального характера о новых типах конических течений, а также о свойствах взаимодействия ударных волн со слабыми возмущениями сжатия.

2. О висящих скачках уплотнения в маховской конфигурации ударных волн. Результаты расчетов представлены ниже картинами изобар в расчетной области и распределениями давления p (давление отнесено к давлению в невозмущенном потоке) на поверхности крыла при угле атаки $\alpha = 10^\circ$.

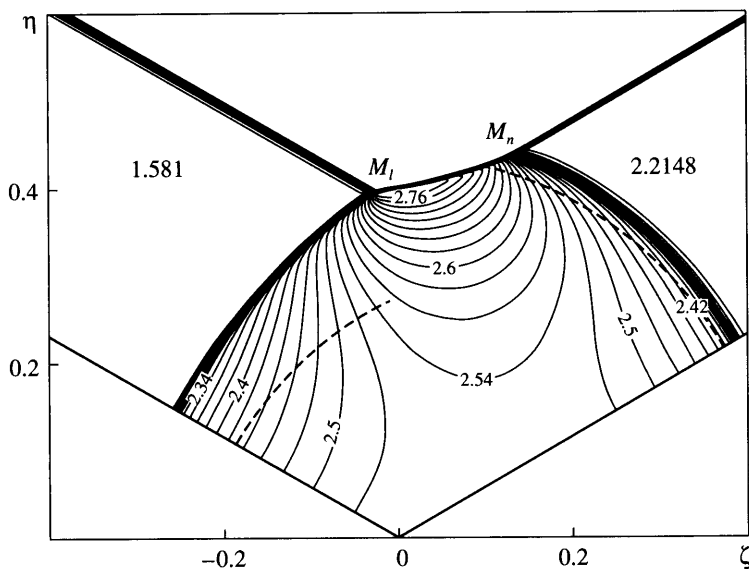
На фиг. 2 приведены данные для симметричного обтекания крыла ($\vartheta = 0$). На картинке изобар ($\eta = y/x$ и $\zeta = z/x$ – конические переменные) наблюдается маховская конфигурация ударных волн с внутренними скачками уплотнения, расположенными впереди следов соответствующих конусов Маха однородных потоков над консолями крыла (сходящиеся на оси симметрии штриховые кривые, опирающиеся на поверхность крыла). Этой ударно-волновой структуре отвечает повышенный уровень давления p в центральной части крыла, ограниченной внутренними ударными волнами, по отношению к его уровню в указанных однородных потоках (фиг. 3, кривая 1). По оси абсцисс на фиг. 3 отложено расстояние по размаху крыла в сечении $x = 1$ (фиг. 1, а) в обе стороны от центральной хорды ($\zeta = 0$). Точкой 1 указано положение конуса Маха однородного потока над наветренной консолью.

На фиг. 4 представлены данные для несимметричного обтекания крыла ($\vartheta = 5^\circ$) с изображающей точкой в области I (фиг. 1, б). Наблюдается маховская система ударных волн с вогнутым в сторону поверхности крыла мостообразным скачком уплотнения, вдоль которого давление растет от правой точки ветвления ударных волн M_n к левой – M_l (отрезки штриховых кривых здесь и далее указывают положения дуг конусов Маха однородных потоков на консолях крыла). По сравнению с симметричным обтеканием в течении произошли изменения. Они состоят, в частности, в повышенном уровне давления в однородном потоке над наветренной консолью по отношению к его уровню в однородном потоке над подветренной консолью и в заметном уменьшении интенсивности внутренней ударной волны, падающей на наветренную консоль (фиг. 3, кривая 2).

На рассматриваемом режиме обтекания кроме точки излома поперечного контура крыла появляется еще один нуль скорости на сфере, отвечающий особенностям Ферри



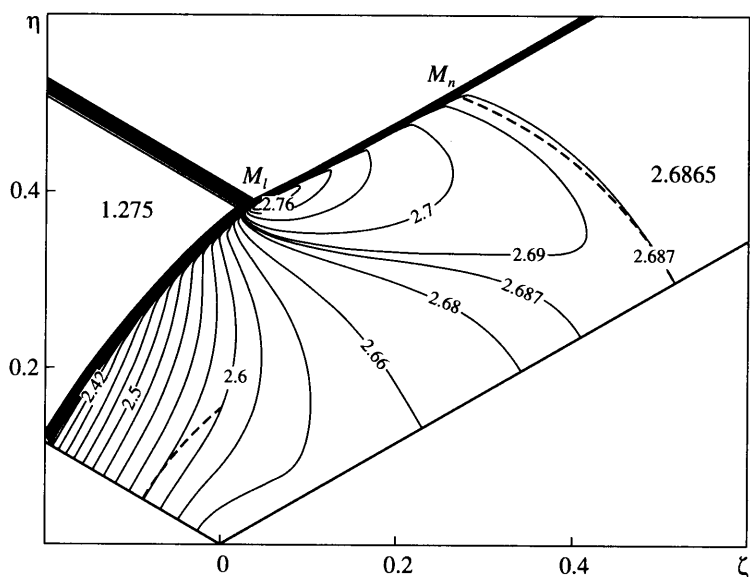
Фиг. 3. Распределение давления по размаху крыла при $\alpha = 10^\circ$ и различных углах скольжения



Фиг. 4. Картина изобар при $\alpha = 10^\circ$ и $\vartheta = 5^\circ$

(узел конических линий тока с различным значением энтропии [12]), располагающейся на стенке при $\zeta \approx 0.0233$ (здесь и ниже, как на фиг. 3, указано расстояние по размаху крыла в сечении $x = 1$). Точка излома поперечного контура крыла является критической точкой для линии тока, идущей от передней кромки подветренной консоли. В правой окрестности этой точки реализуется минимум p , где и располагается особенность Ферри (фиг. 3, точка 2 на кривой 2).

В обоих примерах расчета (фиг. 2, 4) в соответствии с традиционными представлениями об обтекании V-образных крыльев с маховской конфигурацией ударных волн внутренние ударные волны над наветренной и подветренной консолями падают на поверхность крыла, имея конечную интенсивность. Величины давления в окрестности цен-

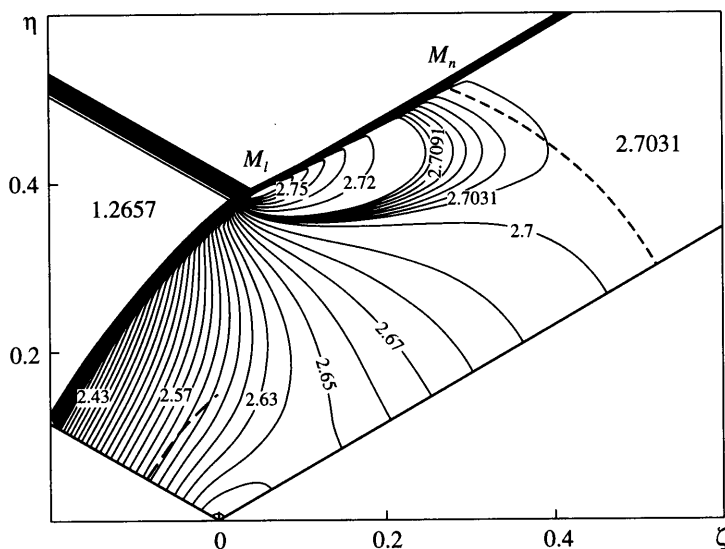


Фиг. 5. Картина изобар при $\alpha = 10^\circ$ и $\vartheta = 11.1^\circ$

тральной хорды (фиг. 3, кривые 1 и 2) мало отличаются друг от друга, что согласуется с результатом линейной теории о независимости соответствующего значения давления от угла скольжения [6], несмотря на нелинейные режимы обтекания крыла, характеризующиеся наличием маховской конфигурации ударных волн.

Представленному на фиг. 5 ($\vartheta = 11.1^\circ$) режиму обтекания отвечает изображающая точка, располагающаяся на кривой перехода 4 (фиг. 1, б) из области I с несимметричным маховским взаимодействием волн, присоединенных к передним кромкам, в область II со специальными режимами, когда внутренняя ударная волна, по крайней мере, на поверхности наветренной консоли имеет нулевую интенсивность. Давление над поверхностью наветренной консоли в соответствии с оцифровкой изобар в окрестности конуса Маха растет в сторону центральной хорды крыла от его значения в соответствующем однородном потоке. К конусу Маха однородного потока не может быть пристроено непрерывное течение сжатия [1]. Следовательно, во внешней окрестности конуса Маха однородного потока над наветренной консолью имеет место слабая ударная волна с нулевой интенсивностью на поверхности крыла (фиг. 5), в которую вырождается на кривой перехода 4 (фиг. 1, б) внутренний скачок уплотнения стандартной маховской системы ударных волн (фиг. 2, 4).

В рассматриваемом случае (фиг. 5) мостообразный скачок уплотнения, как и при $\vartheta = 0$ и 5° (фиг. 2, 4), согласно изменению давления за ним, которое растет от точки ветвления M_n над наветренной консолью к точке ветвления M_l над подветренной консолью, имеет вогнутую к поверхности крыла форму. Конус Маха однородного потока на наветренной консоли располагается на "полке" давления (см. распределение p на фиг. 3, кривая 3). На части поверхности наветренной консоли давление уменьшается в сторону центральной хорды. В точке излома поперечного контура, которая всегда является точкой торможения поперечного дозвукового потока, реализуется локальный максимум давления на крыле, а на поверхности наветренной консоли – минимум в распределении давления (точка 2 на кривой 3). Минимуму давления на наветренной консоли отвечает линия стекания с нулевым значением поперечной скорости на сфере, где располагается особенность Ферри ($\zeta \approx 0.0745$).



Фиг. 6. Картина изобар при $\alpha = 10^\circ$ и $\vartheta = 11.3^\circ$

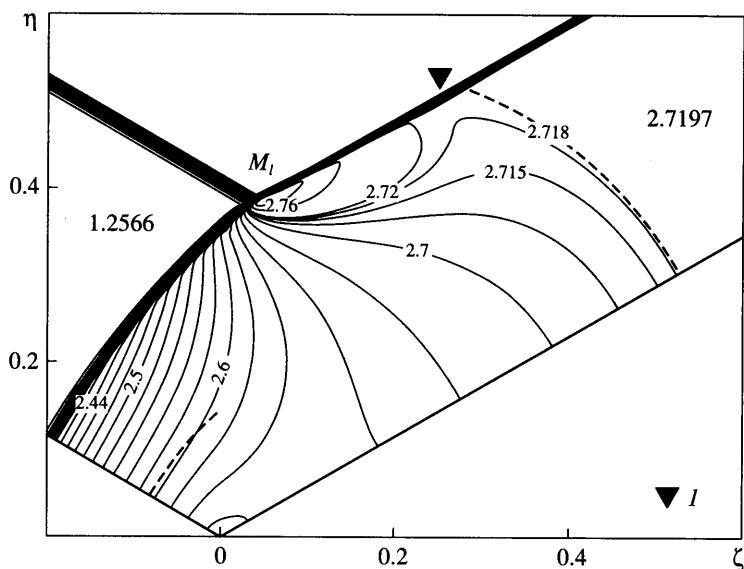
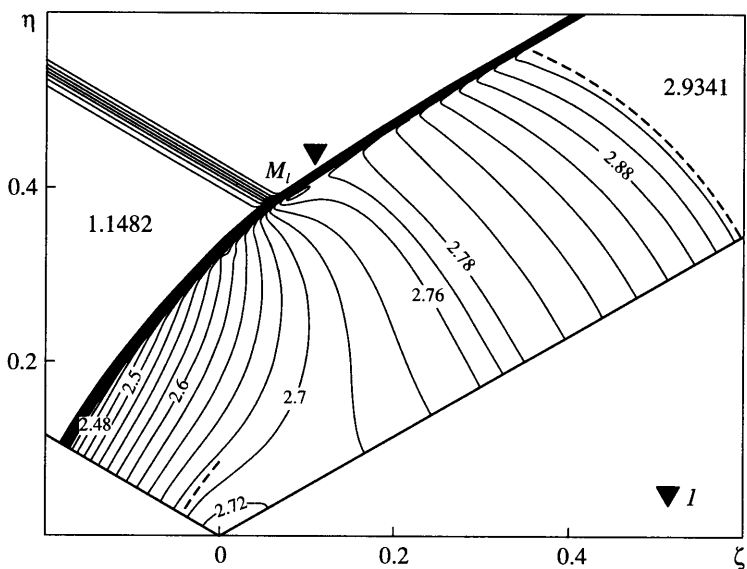
Далее приведены данные о режимах обтекания при $\alpha = 10^\circ$, изображающие точки которых находятся в области II (фиг. 1, б).

При $\vartheta = 11.3^\circ$ (фиг. 6) главное отличие режима обтекания от представленного на фиг. 5 ($\vartheta = 11.1^\circ$) состоит в том, что область с замкнутыми изобарами, где реализуется течение с повышением давления от его значения в однородном потоке на наветренной консоли к точке ветвления M_1 над подветренной консолью, имеет место в верхней части ударного слоя. Это свидетельствует о наличии в окрестности конуса Маха однородного потока над наветренной консолью точки ветвления M_n со слабым внутренним скачком уплотнения ограниченной протяженности, в данном случае приблизительно равной половине толщины ударного слоя. На поверхности наветренной консоли и в этом случае в минимуме p реализуется линия стекания при $\zeta \approx 0.0752$, где располагается особенность Ферри.

Результаты расчета при $\vartheta = 11.3^\circ$ указывают, что в конических течениях около V-образных крыльев могут существовать внутренние висящие скачки уплотнения не только при регулярном взаимодействии скачков уплотнения, присоединенных к передним кромкам [6, 7], но и в маховских системах ударных волн.

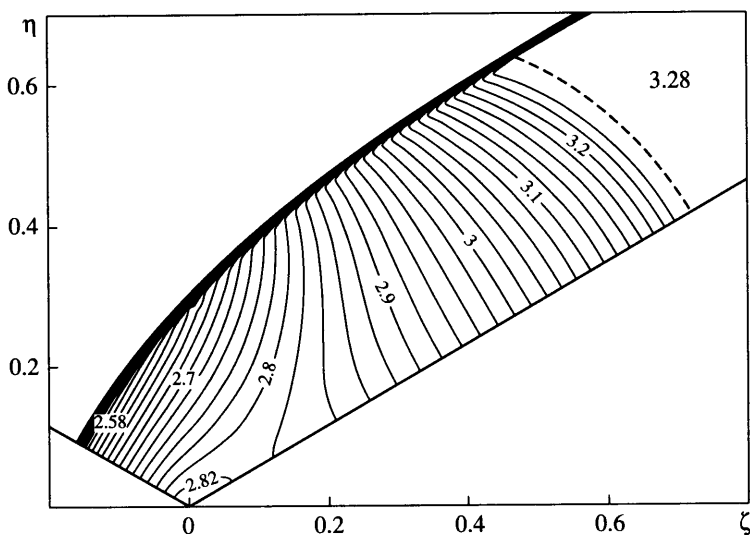
В соответствии с картиной изобар при $\vartheta = 11.5^\circ$ (фиг. 7) по всей толщине ударного слоя в окрестности конуса Маха однородного потока над наветренной консолью наблюдается падение давления в сторону центральной хорды крыла. Следовательно, на этом режиме обтекания висящий скачок уплотнения и соответствующая ему точка ветвления над наветренной консолью отсутствуют. На криволинейной части головной ударной волны в малой окрестности конуса Маха над наветренной консолью появляется точка перегиба (точка I), от которой в сторону точки ветвления M_1 над подветренной консолью реализуется повышение давления. Особенность Ферри имеет место на поверхности наветренной консоли при $\zeta \approx 0.076$.

При $\vartheta = 14^\circ$ (фиг. 8) течение в ударном слое над наветренной консолью, как и при $\vartheta = 11.5^\circ$ (фиг. 7), всюду непрерывно. Здесь точка перегиба головной ударной волны (точка I) существует приблизительно на относительном расстоянии 0.85 от конуса Маха однородного потока над наветренной консолью в сторону точки ветвления M_1 над подветренной консолью. На это указывает не только форма ударной волны, но и сначала

Фиг. 7. Картина изобар при $\alpha = 10^\circ$ и $\vartheta = 11.5^\circ$ Фиг. 8. Картина изобар при $\alpha = 10^\circ$ и $\vartheta = 14^\circ$

падение давления за ней в сторону точки перегиба, а затем его повышение к точке ветвления M_l . Особенность Ферри располагается на поверхности наветренной консоли в минимуме давления p при $\zeta \approx 0.0896$ (точка 2 на кривой 4, фиг. 3).

Режиму обтекания крыла при $\vartheta = 17.78^\circ$ (фиг. 9) соответствует изображающая точка в малой окрестности правой границы области II специальных режимов обтекания (фиг. 1, б, кривая 3). Интенсивность скачка уплотнения, идущего от передней кромки

Фиг. 9. Картина изобар при $\alpha = 10^\circ$ и $\vartheta = 17.78^\circ$

подветренной консоли, чрезвычайно мала (соответствующие ему изобары по этой причине не изображены). След конуса Маха однородного потока над подветренной консолью не изображен, поскольку в данном случае он перемещается за пределы подветренной консоли. Особенность Ферри имеет место на поверхности наветренной консоли в минимуме распределения давления p (точка 2 на кривой 5, фиг. 3) при $\zeta \approx 0.0915$. Рассматриваемый режим обтекания заданного крыла, когда подветренная консоль не вносит возмущений в поток, можно интерпретировать как течение, реализующееся при симметричном обтекании ромбовидного крыла с углом раскрытия $\gamma = 240^\circ$ под углом атаки $\alpha = 20.32^\circ$. В этом случае подветренная консоль крыла с углом $\gamma = 120^\circ$ выполняет роль плоскости симметрии указанного ромбовидного крыла. Наблюдающийся минимум давления на правой консоли и отвечающий ему нуль поперечной скорости, где располагается особенность Ферри, полностью соответствует структуре потока около ромбовидного крыла с двумя линиями стекания на его консолях и линией растекания на линии излома, которые были впервые обнаружены в [13].

Согласно результатам расчетов при различных $\alpha = \text{const}$ и углах скольжения из правой окрестности кривой 4 (фиг. 1, б) может быть сделан вывод, что с ростом угла атаки сокращается интервал изменения угла скольжения, где реализуются режимы обтекания с висющим скачком уплотнения над наветренной консолью. При $\alpha > 20^\circ$ висящий скачок в области специальных режимов не существует.

3. К вопросу о взаимодействии слабых скачков уплотнения с сильными ударными волнами. При взаимодействии скачков уплотнения сколь угодно малой интенсивности с ударными волнами с дозвуковой скоростью потока за ними возмущение угла наклона сильной ударной волны всегда будет конечным, если число Маха невозмущенного потока, предшествующего взаимодействию, и угол наклона возмущаемой ударной волны не удовлетворяют определенному соотношению [8]. Относительно величины окрестности точки ветвления, в которой наклон ударной волны с дозвуковой скоростью за ней претерпевает конечные изменения по отношению к ее форме на периферии, в [8] было сделано предположение, что ее характерный размер будет обусловлен характерным размером конкретной краевой задачи. Одновременно Г.Г. Черным было высказано суждение, что размер окрестности, в которой проявляются свойства точки ветвления, будет стре-

миться к нулю вместе с интенсивностью Δp падающего на ударную волну слабого скачка уплотнения [9].

Представленные выше результаты расчетов обтекания V-образного крыла при постоянном угле атаки и увеличении угла скольжения, когда интенсивность скачка уплотнения, присоединенного к передней кромке подветренной консоли, $\Delta p \rightarrow 0$, позволяют провести анализ изменения окрестности точки взаимодействия сильной ударной волны со слабым скачком уплотнения, где проявляются свойства точки ветвления.

Рассмотрим режимы обтекания, изображающие точки которых лежат в области II (фиг. 1, б). Для параметров из области I, где реализуются режимы с несимметричной маховской конфигурацией ударных волн (фиг. 4), не может быть проведен рациональный анализ изменения формы мостообразного скачка уплотнения от интенсивности одной из ударных волн, присоединенных к передним кромкам крыла. В этом случае форма мостообразного скачка уплотнения зависит от свойств двух точек ветвления над подветренной и наветренной консолями – M_l и M_n и двух внутренних ударных волн, падающих на поверхность крыла и ограничивающих эллиптическую область конического течения.

Ниже представлены данные о параметрах течения в точке ветвления M_l (фиг. 5–9) скачка уплотнения, присоединенного к передней кромке подветренной консоли с интенсивностью $\Delta p = p_l - 1$ (p_l – давление в однородном потоке на подветренной консоли).

ϑ°	11.1	11.3	11.5	14	17.78
Δp	0.28	0.27	0.26	0.15	0.0001
M_N	1.61	1.61	1.61	1.62	1.65
θ_c°	88.8	89.3	89.3	92.6	97.5
p_c	2.86	2.86	2.86	2.89	2.96
$\Delta\theta^\circ$	5.3	5.2	5.0	5.1	6.1

Здесь M_N – число Маха составляющей скорости невозмущенного потока, нормальной коническому лучу, проходящему через указанную точку ветвления. Ошибка, допускаемая при вычислении M_N , составляет менее 1% и связана с неточным определением координат точки ветвления из-за размазывания фронтов ударных волн в методе сквозного счета. Угол θ_c – двугранный угол между касательной плоскостью к головной ударной волне, исходящей из конического луча ветвления, и плоскостью, содержащей указанный луч и параллельной вектору скорости невозмущенного потока. Он вычислен с использованием данных для Δp и M_N . Величины p_c и $\Delta\theta$ – соответственно давление за ударными волнами в точке ветвления M_l и угол в плоскости $x = 1$ между касательной к головной ударной волне в точке ветвления, как она определяется по результатам численных расчетов (фиг. 5–9), и следом касательной плоскости к ударной волне, который определяется с использованием угла θ_c . Величина $\Delta\theta$ указывает, что точное значение угла наклона касательной к ударной волне, исходящей из точки ветвления над подветренной консолью в сторону наветренной консоли, меньше его значения, определяемого по картинам изобар, и, следовательно, кривизна головной ударной волны в окрестности точки ветвления больше наблюдаемой (фиг. 5–9).

На режимах обтекания, когда над наветренной консолью имеет место висящий скачок уплотнения (фиг. 5, 6), мостообразный скачок имеет направление выпуклости в сторону поверхности крыла, как и на режимах обтекания с изображающими точками в области I (фиг. 1, б, 2, 4). В этих случаях давление за мостообразным скачком растет от точки ветвления M_n к точке ветвления M_l . С появлением точки перегиба на криволинейном участке головной ударной волны (фиг. 7, 8, точка I) между конусом Маха однородного потока на наветренной консоли и точкой перегиба возникает выпуклый в сторону невозмущенного потока отрезок ударной волны. Поэтому от конуса Маха на наветрен-

L	$\vartheta^\circ = 11.1$	$\vartheta^\circ = 11.3$	$\vartheta^\circ = 11.5$
0.5	1.1	0.75	0.35
0.75	2.2	1.9	1.5
1	6.3	5.9	5.1

ной консоли до точки перегиба давление падает, а далее в сторону точки ветвления M_l – возрастает.

В таблице для трех значений угла скольжения и относительного расстояния L от точки ветвления M_n (фиг. 5, 6) или от точки сопряжения плоской ударной волны, присоединенной к передней кромке наветренной консоли, с криволинейным участком головной ударной волны над наветренной консолью (фиг. 7) приведена в процентах величина $\Delta p_n/p_n$ (p_n – давление в однородном потоке на наветренной консоли, Δp_n – разность между значением давления в некоторой точке за криволинейным участком головной ударной волны и p_n). Величине $L = 1$ отвечает точка ветвления M_l (фиг. 5–7). Как видно, давление за криволинейным участком головной ударной волны меняется слабо. Согласно данным таблицы основное повышение давления от уровня на наветренной консоли до значения в тройной точке M_l над подветренной консолью имеет место в окрестности этой точки. Таким образом, на указанном участке головной ударной волны по всей длине (фиг. 5, 6) (или почти по всей длине, фиг. 7), выпуклом в сторону поверхности крыла, кривизна максимальна в окрестности точки ветвления M_l , где и происходит основное изменение наклона ударной волны до величины, определяемой структурой тройной точки (см. таблицу).

При $\vartheta = 14^\circ$ повышение давления вдоль головной ударной волны реализуется только в малой окрестности точки ветвления M_l , на которую распространяется влияние ее структуры (фиг. 8, замкнутая изобара). От конуса Маха над наветренной консолью вдоль выпуклой в сторону невозмущенного потока части головной ударной волны давление падает на 5%. Далее от точки перегиба ударной волны (точка I) до точки ветвления M_l при $L \in (0.85; 1)$ давление повышается на 4.3%, что целиком обусловлено свойствами точки ветвления (см. выше).

В отсутствие скачка уплотнения, приходящего от передней кромки подветренной консоли, головная ударная волна была бы всюду гладкой и выпуклой в сторону невозмущенного потока, о чем свидетельствует аналогия с обтеканием ромбовидного крыла, приведенная выше (см. разд. 2) для $\vartheta = 17.78^\circ$ (фиг. 9). Наличие скачка уплотнения чрезвычайно малой интенсивности, идущего от передней кромки подветренной консоли при $\vartheta = 17.78^\circ$, не обнаруживается ни в изменении формы ударной волны, ни в каких-либо особенностях течения в ударном слое (фиг. 9). В то же время, согласно данным, приведенным выше для этого случая, истинный угол наклона головной ударной волны в точке ветвления должен быть на 6.1° меньше, чем угол наклона касательной к гладкой форме ударной волны, наблюдаемой в расчете в точке прихода слабого возмущения сжатия Δp от передней кромки подветренной консоли. В таблице указана величина Δp , использованная в расчете взаимодействия ударных поляр, результаты которого соответствуют асимптотическим значениям параметров в точке ветвления [8]. Различие в углах наклона ударной волны должно приводить к увеличению давления в точке ветвления по отношению к его уровню за гладкой головной ударной волной на 8%.

Можно предположить, что одна из возможных причин существования висящего скачка уплотнения обусловлена свойствами точки ветвления над подветренной консолью, приводящими к повышению давления за головной ударной волной от уровня в однородном потоке над наветренной консолью до значения в точке ветвления над подветренной консолью. Если возмущение, вносимое скачком уплотнения, присоединенным к передней кромке подветренной консоли, достаточно велико, и его влияние распространяется

вплоть до конуса Маха однородного потока над наветренной консолью, то реализуется висящий скачок уплотнения (фиг. 5, 6). Если же указанное возмущение приводит к повышению давления только за частью отрезка головной ударной волны между конусом Маха на наветренной консоли и точкой ветвления над подветренной консолью (фиг. 7, 8), или другими словами, носит локальный характер, то на нем имеет место точка перегиба, от которой и начинается подъем давления в сторону точки ветвления над подветренной консолью. Существование течения первого или второго типа, порожденного слабым скачком уплотнения, присоединенным к передней кромке подветренной консоли, естественно, определяется геометрическими характеристиками крыла, числом Маха невозмущенного потока, а также углами атаки и скольжения.

Как следует из результатов расчетов, первый тип течения – с висящим скачком уплотнения преобразуется во второй – без висящего скачка уплотнения не только при увеличении угла скольжения (фиг. 7, 8), но и при увеличении угла атаки. С ростом α увеличивается размер эллиптической области конического течения в окрестности центральной хорды крыла, а с ним и протяженность отрезка головной ударной волны между конусом Маха над наветренной консолью и точкой ветвления над подветренной консолью. Эти условия благоприятствуют возможности затухания возмущения, вносимого слабым скачком уплотнения, идущим от передней кромки подветренной консоли, на расстоянии меньшем, чем от тройной точки до параболической линии над наветренной консолью. Указанные обстоятельства, возможно, и приводят к отсутствию висящего скачка уплотнения над наветренной консолью для изображающих точек режима в окрестности кривой 4 из области II (фиг. 1, б) при $\alpha > 20^\circ$ (см. разд. 2).

Приведенные данные свидетельствуют, что окрестность точки ветвления, где проявляется неравномерная зависимость возмущения сильной ударной волны от интенсивности падающего слабого скачка уплотнения при $\Delta p \rightarrow 0$ [8], стремится к нулю и уже не определяется численным методом сквозного счета.

Таким образом, рассмотрение, на основе результатов численных расчетов и точного анализа точек ветвления, последовательности изменений сначала в форме мостообразного скачка маховской системы ударных волн (фиг. 5, 6), а затем, когда висящий скачок уплотнения отсутствует (фиг. 7–9), в форме криволинейного участка головной ударной волны, идущей от конуса Маха однородного потока над наветренной консолью к точке ветвления над подветренной консолью, указывает на справедливость суждения, высказанного в [9], о стремлении к нулю участка ударной волны, на котором проявляются свойства точки ветвления при $\Delta p \rightarrow 0$.

Заключение. В результате численных расчетов несимметричного обтекания V-образного крыла с присоединенной ударной волной на передних кромках обнаружены режимы течения с маховской конфигурацией ударных волн, в одной из точек ветвления которой реализуется висящий скачок уплотнения, оканчивающийся с нулевой интенсивностью в точке, принадлежащей параболической линии предшествующего однородного потока, и найдена область их существования. Установлено, что область изменения углов атаки и скольжения, где существуют режимы с безударным течением в сжатом слое над наветренной консолью, указанная линейной теорией, покрывается соответствующей областью в нелинейной теории. Изучена последовательность режимов обтекания V-образного крыла при постоянном угле атаки и растущем угле скольжения, когда интенсивность скачка уплотнения, генерируемого на передней кромке подветренной консоли стремится к нулю вплоть до режима, на котором подветренная консоль не вносит возмущений в поток. Установлено, что окрестность точки ветвления, где проявляется неравномерная зависимость возмущения сильной ударной волны от интенсивности падающего слабого скачка уплотнения, стремится к нулю вместе с интенсивностью слабого скачка уплотнения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 03-01-00041, 06-01-00055) и программы НШ-8597.2006.1.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Булах Б.М. Нелинейные конические течения газа. М.: Наука, 1970. 343 с.
2. Venn J., Flower J.W. Shock patterns for simple caret wings // Aeronaut. Journal. 1970. V. 74. № 712. P. 339–348.
3. Gonor A.L., Lapygin V.I., Ostapenko N.A. The conical wing in hypersonic flow // Lecture Notes in Physics. Berlin: Springer, 1971. V. 8. P. 320–334.
4. Гонор А.Л., Зубин М.А., Остапенко Н.А., Черный Г.Г., Швец А.И. Аэродинамика звездобразных тел при сверхзвуковых скоростях // Актуальные проблемы механики. М.: Изд-во МГУ, 1984. С. 30–38.
5. Остапенко Н.А. Режимы сверхзвукового обтекания V-образных крыльев // Тр. Мат. ин-та им. В.А. Стеклова. 1998. Т. 223. С. 238–247.
6. Остапенко Н.А., Симоненко А.М. V-образное крыло в сверхзвуковом потоке под углами атаки и скольжения // Изв. РАН. МЖГ. 2004. № 1. С. 97–109.
7. Остапенко Н.А., Симоненко А.М., Чулков А.А. О некоторых режимах сверхзвукового обтекания V-образных крыльев со скольжением // Вестн. МГУ. Сер. 1. Математика, Механика. 2006. № 4. С. 41–45.
8. Остапенко Н.А. О взаимодействии сильных ударных волн со слабыми скачками уплотнения малой интенсивности // Докл. РАН. 2000. Т. 372. № 2. С. 181–184.
9. Черный Г.Г. Об одной особенности неавтономного взаимодействия газодинамических разрывов // Докл. РАН. 2000. Т. 372. № 2. С. 185–188.
10. Русанов В.В. Расчет взаимодействия нестационарных ударных волн с препятствиями // Журн. вычисл. математика и мат. физики. 1961. Т. 1. № 2. С. 267–279.
11. Лапыгин В.И. Расчет сверхзвукового обтекания V-образных крыльев методом установления // Изв. АН СССР. МЖГ. 1971. № 3. С. 180–185.
12. Ferry A. Supersonic flow around circular cones at angles of attack // NACA. T.R. 1951. № 1045.
13. Гонор А.Л., Остапенко Н.А. Гиперзвуковое обтекание треугольного крыла с поперечным профилем в форме ромба // Тр. 2-й Респ. конф. по аэрогидромеханике, теплообмену и массообмену. Секц. “Аэродинамика больших скоростей”. Киев: Изд-во Киев. ун-та. 1971. С. 86–93.

Москва
Институт механики МГУ
E-mail: ostap@imec.msu.ru
oil@imec.msu.ru

Поступила в редакцию
29.VI.2006