

4. Быков А. Н., Веселов В. А., Воронин Б. Л., Ерофеев А. М. Методика РАЗЭС-КП для расчета пространственных движений многокомпонентных теплопроводных сред в эйлери-лагранжевых координатах // Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2008. Вып. 13. С. 50–57.

5. Бондаренко Ю. А., Воронин Б. Л., Горев В. В. и др. Описание набора тестов для методик и программ, предназначенных для решения двумерных задач теплопроводности // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1992. Вып. 2. С. 14–20.

О РЕЖИМАХ ТЕЧЕНИЯ В УДАРНОМ СЛОЕ ОКОЛО V-ОБРАЗНЫХ КРЫЛЬЕВ ПРИ СУЩЕСТВОВАНИИ НЕВЯЗКИХ ВИХРЕВЫХ СТРУКТУР

М. А. Зубин¹, Ф. А. Максимов^{1,2}, Н. А. Остапенко¹

¹НИИ механики МГУ им. М. В. Ломоносова,

²Институт автоматизации проектирования РАН, г. Москва

В [1–3] представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований структуры течения в ударных слоях около серии V-образных крыльев, обтекаемых потоком с числом Маха $M = 3$ с присоединенными к передним кромкам ударными волнами при наличии углов атаки и скольжения. Было показано, что структура течения в плоскости симметрии течения около V-образных крыльев без угла скольжения, при реализации маховской конфигурации ударных волн, с увеличением угла атаки претерпевает скачкообразное изменение. В дополнение к одной особенности Ферри узлового типа, расположенной в точке излома поперечного контура крыла в плоскости симметрии течения, возникают еще две критические точки: растекания и стекания (вторая особенность Ферри), расположенная ближе к мостообразному скачку уплотнения маховской системы ударных волн. Последняя точка может быть как узлового, так и седлового типа. Во втором случае в вершинах контактных разрывов, выходящих из критической точки по обе стороны плоскости симметрии, располагаются вихревые особенности Ферри. Было показано, что за появление-исчезновение вихревых особенностей Ферри ответственна интенсивность контактных разрывов, их формирующих, а также установлено наличие порогового минимального значения введенного параметра, характеризующего интенсивность контактных разрывов, приблизительно равного 0,15 при числе Маха невозмущенного потока $M = 3$. Если интенсивность контактного разрыва на границе внутренней возмущенной области конического течения меньше указанной величины, то соответствующий контактный разрыв не может сформировать вихревую особенность Ферри. В работе представлено обобщение этих данных с учетом расчетов при $M = 6$ и 10.

Результаты расчетов обтекания V-образных крыльев

Сведения о методе численного расчета и сетке можно найти в [1, 3]. В настоящем разделе, как и в [2, 3], будут представлены данные, подтверждающие справедливость гипотезы о том, что параметром, ответственным за наличие в ударном слое невязких вихревых структур, является интенсивность контактных разрывов ΔK , порожденных ветвлением ударных волн. В качестве интенсивности контактного разрыва принята величина ΔK , использованная в [4–6] и определяемая по формуле:

$$\Delta K = (K_1 - K_2)/K_1, \quad K = S^k, \quad k = 1/(1 - \kappa).$$

Здесь K – коэффициент восстановления полного давления, S – энтропийная функция, κ – отношение удельных теплоемкостей. K_1 и K_2 – коэффициенты восстановления полного давления, вычисленные по обе стороны контактного разрыва, исходящего из точки ветвления головной ударной волны

в маховской конфигурации ударных волн, причем K_1 соответствует частицам газа, прошедшим две ударные волны в трехударной конфигурации, а K_2 – одну. Заметим, что ΔK определяется в результате точного расчета точек ветвления с использованием их координат, найденных из данных численных расчетов, по числу Маха M_n составляющей скорости невозмущенного потока, нормальной к лучу конической системы координат, проходящему через точку ветвления, и интенсивности скачка уплотнения, присоединенного к передней кромке. Данные, полученные при числе Маха невозмущенного потока $M = 3$, позволили предположить, что значение $DK^* \approx 0,15$ [2, 3], отвечающее переходу от структуры течения без вихревых особенностей к структуре с вихревыми особенностями Ферри при изменении углов атаки и скольжения, будет мало меняться при изменении параметров геометрии крыла и числа Маха.

Для проверки гипотезы были проведены расчеты симметричного обтекания V-образных крыльев не только при числе Маха невозмущенного потока $M = 3$, и при числах $M = 6$ и 10. Комбинации значений геометрических параметров крыла сведены в таблице (γ и β – углы раскрытия и при вершине консоли крыла [1]). Все расчеты проведены при одинаковых значениях параметров разностной схемы на сетке с 801 узлом на каждой консоли крыла.

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
β	45°	45	45	60	75	90	45	60	75	90
γ	80°	40	120	120	120	120	100	100	100	100

Ниже представлены результаты расчетов обтекания некоторых крыльев в качестве характерных примеров регулярного развития структуры, в зависимости от угла атаки, от течения в ударном слое с положением особенности Ферри на поверхности тела (для V-образного крыла в точке излома поперечного контура крыла) к течению с вихревыми особенностями при наличии маховской конфигурации ударных волн. Результаты анализа именно таких последовательностей режимов обтекания легли в основу выводов о критериях возникновения вихревых структур в сжатом слое. Картины течения в возмущенной области, как правило, иллюстрируются изобарами и линиями тока (линии со стрелками). Другие случаи представления результатов расчета будут оговорены.

На рис. 1 приведены данные численных расчетов обтекания крыла 1 (см. таблицу) при числе $M = 6$ и углах атаки $\alpha = 5^\circ$ (а), 10° (б), 15° (в) и 25° (г). На всех картинах течения реализуется режим с маховской конфигурацией ударных волн. При $\alpha = 5^\circ$ (рис. 1,а) наблюдается топология линий тока классического типа для симметричного обтекания V-образного крыла с присоединенной к передним кромкам головной ударной волной – с узлом в точке излома поперечного контура крыла. Картина, наблюдаемая при $\alpha = 10^\circ$ (рис. 1,б), является примером еще одного типа топологии течения в ударном слое, когда линии тока, исходящие из точек ветвления маховской конфигурации ударных волн, образуют «клюв», в который попадают все линии тока, прошедшие мостообразный скачок уплотнения, и заканчиваются в точке излома поперечного контура крыла.

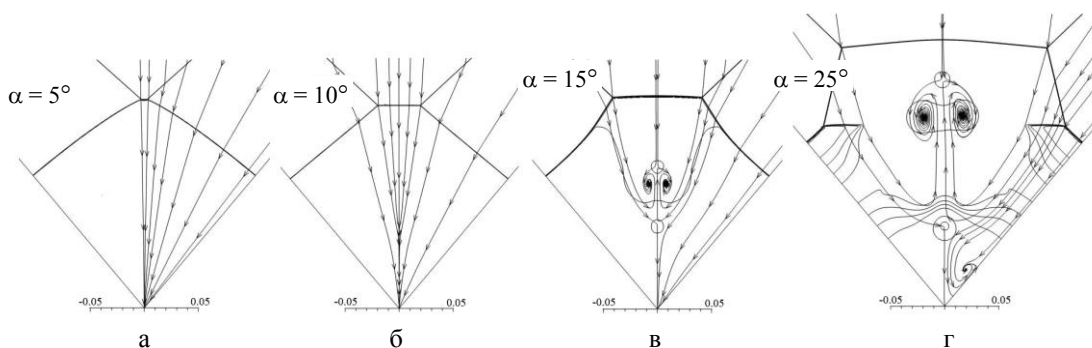


Рис. 1

При дальнейшем увеличении угла атаки течение перестраивается качественно. Около рассматриваемого крыла при числе $M = 6$ это происходит при $\alpha \approx 10,25^\circ$. В плоскости симметрии образуются еще две критические точки (рис. 1, $\alpha = 15^\circ$ (в), 25° (г)): две точки седлового типа, одна из которых точка растекания, а другая точка стекания – особенность Ферри, и две вихревые точки Ферри по обе стороны от плоскости симметрии. С увеличением угла атаки масштаб этого явления растет.

Обращает на себя внимание (рис. 1) изменение направления выпуклости внутренних ударных волн, исходящих из точек ветвления головной ударной волны при $\alpha > 10^\circ$, а также появление точек ветвления на внутренних ударных волнах при $\alpha > 20^\circ$, существование которых связано с переходом скорости потока за внутренним скачком уплотнения, выходящим из точки ветвления головной ударной волны, через скорость звука в коническом течении на сфере. Из точки ветвления на внутренней ударной волне, когда имеет место ее маховское отражение от соответствующей консоли, выходит контактный разрыв, формирующий, при достаточной его интенсивности ($\alpha \approx 25^\circ$), вихревую особенность Ферри в окрестности стенки и две новые критические точки на ней (рис. 1, г, справа). Указанные вихревые особенности Ферри в окрестности поверхности крыла исчезают, когда отражение внутренних ударных волн от консолей крыла становится регулярным.

На рис. 2 представлены результаты численных расчетов обтекания крыла 3 (см. таблицу) при числе $M = 6$ и углах атаки $\alpha = 8, 10, 22,5$ и 30° . Процессы, происходящие в ударном слое около данного крыла с увеличением угла атаки качественно совпадают с теми, которые имеют место около крыла 1 (табл. 1). При $\alpha = 8^\circ$ наблюдается топология линий тока типа «клюв», при $\alpha = 10^\circ$ уже существуют вихревые особенности Ферри и две критические точки на оси симметрии седлового типа, которые зарождаются при $\alpha \approx 9,85^\circ$. Однако в структурах течения рассматриваемых крыльев имеется важное различие, которое состоит в том, что около крыла 3, имеющего больший угол раскрытия γ , не наблюдается образование вихревых структур в окрестности поверхности консолей крыла. О причинах этого будет сказано ниже.

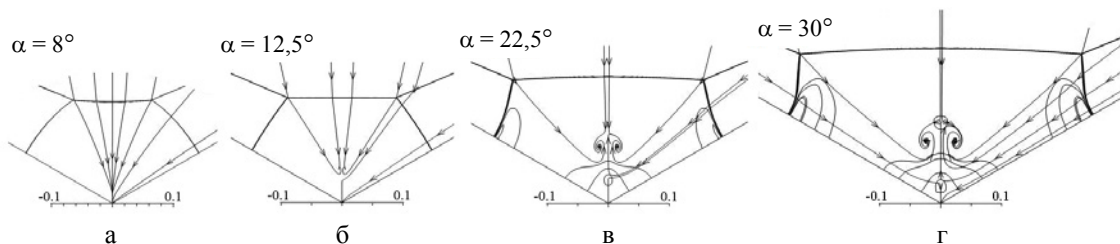


Рис. 2

На рис. 3 представлены результаты численных расчетов обтекания крыла 1 при числе $M = 10$ и углах атаки $\alpha = 20$ и 35° . Наблюдаемые в окрестности плоскости симметрии течения вихревые особенности Ферри зарождаются при $\alpha \approx 7,5^\circ$. Верхняя критическая точка в обоих представленных случаях расположена от мостообразного скачка уплотнения маховской конфигурации ударных волн менее чем в десяти процентах от толщины ударного слоя, что должно приводить, как будет вид-но ниже, к существенно неравномерному распределению давления во внутренней области возмущенного течения.

Обращает на себя внимание наличие точки ветвления на внутренней ударной волне, обусловленное ее маховским отражением от поверхности крыла (рис. 3, а). Соответствующий контактный разрыв порождает вихревую особенность Ферри вблизи консоли крыла, что приводит к появлению на ней двух новых критических точек. Причем, если точка ветвления на внутренней ударной волне около крыла 1 реализуется при $\alpha \approx 12,5^\circ$, то вихревые особенности Ферри около его поверхности – при $\alpha \approx 15^\circ$. Выходящая из точки ветвления внутреннего скачка уплотнения ударная волна при падении на контактный разрыв, идущий из точки ветвления головной ударной волны, отражается от него волной разрежения. Это приводит к разгону потока вдоль стенки крыла до сверхзвуковой

скорости на сфере и его последующем торможении в ударной волне, нормальной к стенке, с интенсивностью, стремящейся к нулю на контактном разрыве.

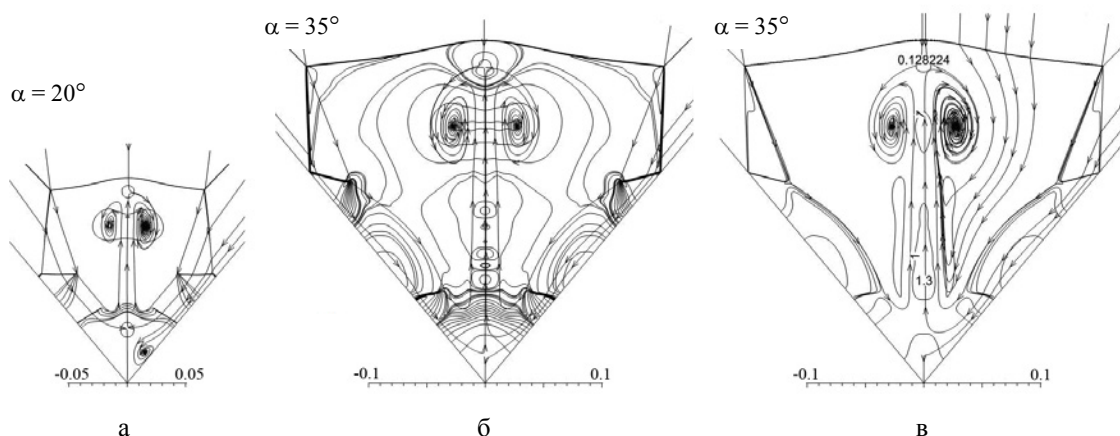


Рис. 3

Картина течения около поверхности крыла 1 меняется, когда отражение внутренней ударной волны становится регулярным, что происходит при $\alpha \approx 32,5^\circ$. Контактный разрыв около стенки исчезает, исчезает и вихревая особенность Ферри (рис. 3,б). Контактный разрыв после взаимодействия с отраженной от стенки ударной волной приобретает выпуклость в сторону от поверхности крыла. Это приводит к еще большему сверхзвуковому разгону потока (на сфере) вдоль стенки и образованию вниз по течению в сторону центральной хорды крыла скачка уплотнения, который, отражаясь от контактного разрыва волной разрежения, создает условия для существования еще одного скачка уплотнения, нормального стенке.

На рис. 3,в представлена структура потока при угле атаки $\alpha = 35^\circ$ с использованием изомах течения на сфере и линий тока. Обращает внимание наличие вытянутых областей по обе стороны от плоскости симметрии с малыми скоростями течения на сфере, в которых некоторое множество линий тока, прошедших мостообразный скачок уплотнения головной ударной волны, резко изменяет направление течения и увлекается в сторону вихревой особенности Ферри. На рассматриваемом режиме обтекания крыла между указанными областями, а также между вихревыми структурами, ближе к особенности Ферри седлового типа на оси симметрии течения, существуют замкнутые области сверхзвукового течения на сфере. Первой из них с увеличением угла атаки зарождается область, расположенная между вихревыми структурами. Это происходит при $\alpha \approx 17,5^\circ$. При $\alpha \approx 20^\circ$ уже существуют две области в окрестности плоскости симметрии со сверхзвуковым течением в них на сфере.

На рис. 4 представлено распределение давления P , отнесенного к давлению в невозмущенном потоке, вдоль оси симметрии течения около крыла 1 при $\alpha = 35^\circ$. Наблюдается существенно неравномерное изменение давления на отрезке от ударной волны (скачок давления при $Y \approx 0,3$) к центральной хорде крыла ($Y = 0$), на котором направление течения на сфере меняется дважды в критических точках, нанесенных на кривую $P(Y)$ символом 1. Обращает на себя внимание высокий уровень давления в критической точке, расположенной в окрестности точки излома поперечного сечения крыла, более чем в 2,5 раза превышающий уровень давления за мостообразным скачком уплотнения в плоскости симметрии течения. Две последовательные пары символов 2 указывают два интервала, на которых в соответствии с рис. 3,в, скорость течения на сфере сверхзвуковая. Нетрудно проверить, что от критической точки, расположенной около точки излома крыла (левый символ 1), до первой звуковой точки (первый слева символ 2) давление падает, практически, с коэффициентом 0,528, что отвечает падению давления вдоль линии тока в воздухе при изэнтропическом ускорении газа от состояния покоя до критической скорости. Такое соответствие коэффициентов разре-

жения при наличии в коническом течении третьей компоненты скорости связано с малым угловым расстоянием ($\sim 0,05$) между точкой растекания (символ 1) и звуковой точкой на сфере (первый слева символ 2). Немонотонность давления на первом сверхзвуковом интервале (между символами 2 левой пары), отражающая наличие последовательности областей вдоль оси симметрии течения, ограниченных замкнутыми изобарами (рис. 3,в), скорее всего, обусловлена возмущениями, приходящими слева и справа на ось симметрии течения.

После торможения на сфере до дозвуковых скоростей течение ускоряется, и его скорость на сфере опять достигает сверхзвуковых значений (интервал между символами 2 правой пары). Повторное ускорение течения на сфере связано с наличием двух областей с относительно низким давлением по обе стороны от плоскости симметрии, в которых располагаются вихревые особенности Ферри. Их влияния оказывается достаточным, чтобы скорость течения в плоскости симметрии на сфере стала сверхзвуковой (см. замкнутую изобару, охватывающую обе вихревые особенности Ферри, на рис. 3,в). В этом процессе ускорения от максимума давления между вторым и третьим символом 2 до уровня давления, отвечающего звуковой скорости течения на сфере (третий слева символ 2), коэффициент падения давления больше 0,528, так как ускорение осуществляется не от нулевой скорости течения на сфере, как это было в критической точке в окрестности центральной хорды крыла (левый символ 1). Символом 3 показаны координаты, отвечающие положению ударной волны на эквивалентном клине (клин с углом, равным углу атаки крыла, обтекаемом с тем же числом Маха) и давлению за ударной волной.

На рис. 5 приведены обобщенные данные об уровне давления в критических точках на оси симметрии (символ 1) при обтекании крыльев 1 (расчетные точки аппроксимированы сплошными линиями) и 3 (расчетные точки аппроксимированы штриховыми линиями) (см. таблицу) и за мостообразным скачком уплотнения маховской конфигурации ударных волн (символ 2) при числе $M = 6$ и 10 (рис. 5а,б соответственно) в зависимости от угла атаки. Там же сплошными кривыми без символов нанесены уровни давления на эквивалентном клине. Эти зависимости позволяют сделать вывод, что, как только в ударном слое возникают вихревые структуры, уровень давления в особенности Ферри – верхней из двух возникающих критических точек на оси симметрии с ростом угла атаки начинает заметно превосходить уровень давления за мостообразным скачком уплотнения, а последний, в свою очередь, – уровень давления на эквивалентном клине. Особенно обращает на себя внимание значительный рост давления в нижней критической точке – точке растекания потока на оси симметрии. Указанный эффект, как видно, все более проявляется с увеличением числа Маха и уменьшением угла раскрытия крыла.

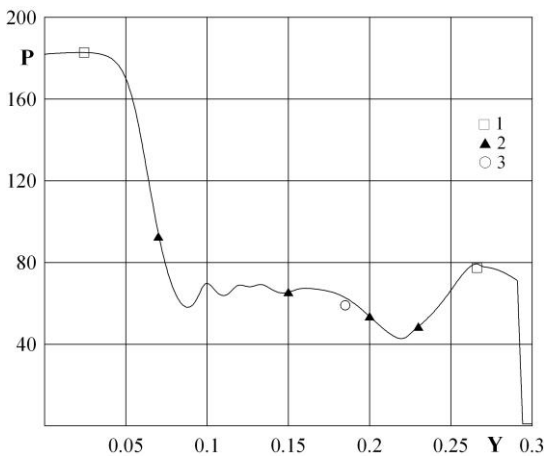


Рис. 4

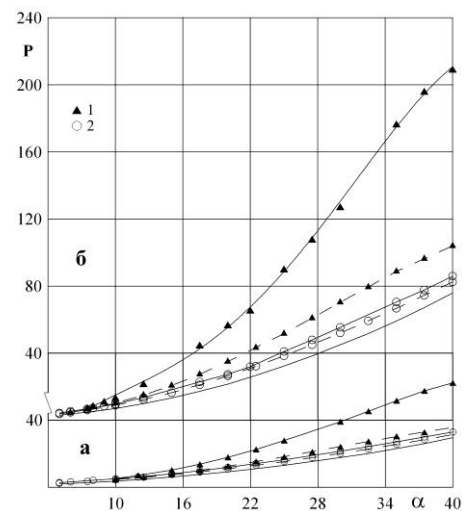


Рис. 5

Условия возникновения невязких вихревых структур

Расчетные данные симметричного обтекания V -образных крыльев с геометрическими параметрами, представленными в таблице, составили базу для анализа интенсивности $\Delta K(\beta, \gamma, M, \alpha)$ контактных разрывов, исходящих из точек ветвления головной ударной волны, соответствующей возникновению вихревых структур в ударном слое. Шаг по углу атаки α , с которым осуществлялись расчеты около предполагаемого перехода от одной структуры течения к другой, как правило, равнялся $0,25^\circ$. Поэтому окончательный результат получен с некоторой погрешностью.

На рис. 6 представлены результаты расчетов ΔK для крыльев 1–6 (см. таблицу) в зависимости от угла атаки α при числе $M = 6$ (а) и 10 (б), где номера кривых соответствуют номерам крыльев. Сплошные кривые (кроме кривой 2) относятся к точкам ветвления головной ударной волны. Точки излома на кривых 3, 6 свидетельствуют о различных структурах точек ветвления головных ударных волн с обеих сторон от точек излома [1]. Штриховые линии относятся к точкам ветвления внутренних ударных волн. Величина ΔK в точке ветвления внутренних скачков уплотнения рассчитано по числу Маха составляющей скорости однородного потока за плоской присоединенной к передней кромке ударной волной, перпендикулярной лучу конической системы координат, проходящему через точку ветвления, а также по интенсивности скачка уплотнения, идущего от точки ветвления головной ударной волны, когда скорость за ним на сфере сверхзвуковая, в предположении, что скачок уплотнения является плоским. Указанное допущение в модельных расчетах не приводило к заметному рассогласованию с положением скачка уплотнения в численных расчетах, что свидетельствует о слабом изменении угла наклона касательной к указанному скачку на его длине.

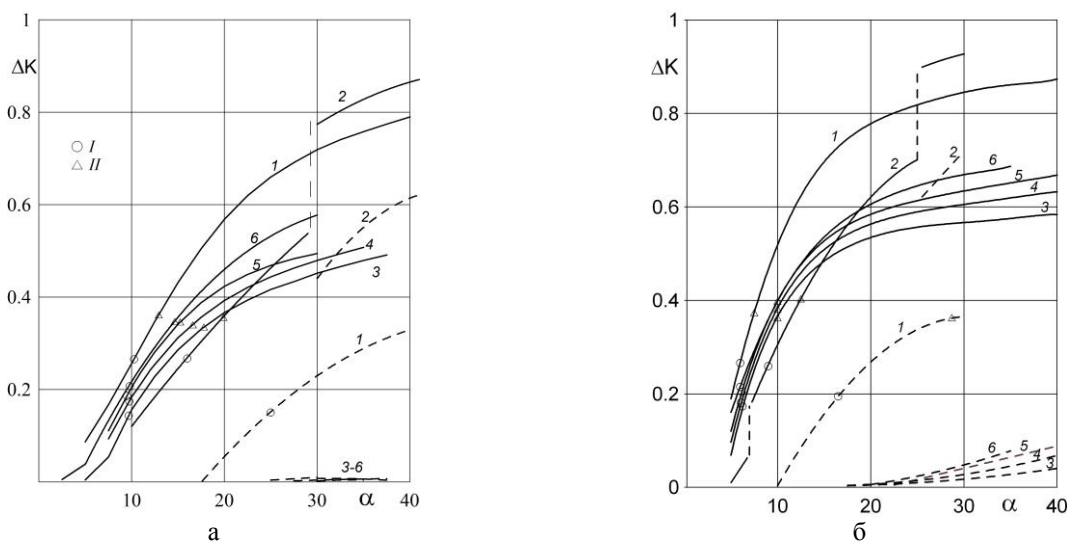


Рис. 6

Символом I (рис. 6) показаны значения параметров, при которых вихревые структуры реализуются в ударном слое. Символом II – параметры, при которых в точках ветвления головной или внутренней ударных волн среди исходящих скачков уплотнения один начинает принадлежать слабому семейству.

На рис. 7,а в зависимости от угла β при вершине консоли V -образного крыла приведены величины ΔK , при которых в соответствии с расчетными данными для чисел Маха $M = 3, 6$ и 10 (символы 1, 2 и 3 соответственно) в ударном слое возникают вихревые структуры – вихревые особенности Ферри. Данные, нанесенные символами 4, 5, 6 и 7, отвечают группам крыльев 3–6, 7–10, 1 и 2 (см. таблицу). На рис. 7,б представлены значения M_n – числа Маха составляющей скорости невозмущенного потока, нормальной лучу конической системы координат, проходящему через точку

ветвления головной ударной волны, при которых вычислялись величины ΔK , соответствующие переходному процессу в ударном слое. Здесь приняты те же обозначения, что и на рис. 7,а.

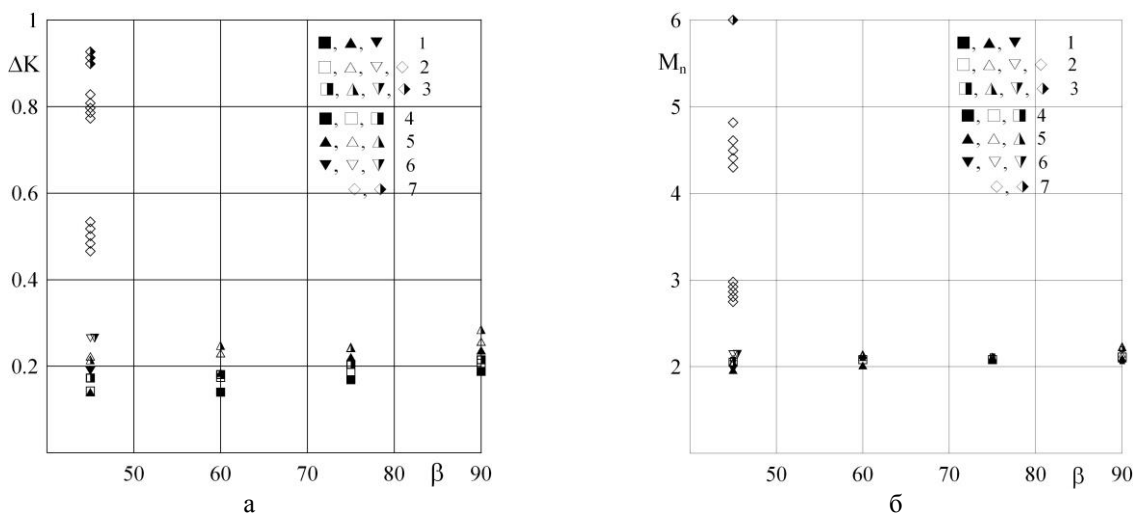


Рис. 7

Прежде всего, обращает на себя внимание факт наличия нижнего порогового значения $\Delta K \approx 0,14$ (символы 1–6 при $\beta = 45$ и 60°), при интенсивности контактных разрывов ниже которого вихревые структуры в ударном слое не могут существовать. Указанное значение ΔK не следует считать «точным». Любой критерий, определенный в точке ветвления головной ударной волны, может быть лишь оценкой порогового значения выбранного параметра. В целом, принимая во внимание интервал изменения ΔK (рис. 7,а), следует заключить, что пороговое значение ΔK^* , изменяющееся от 0,14 до 0,265 при числе $M \in (3,10)$, может служить указанием, при каких интенсивностях контактного разрыва в ударном слое заведомо не может существовать вихревых структур и при каких ΔK они должны иметь место.

Неожиданным фактом представляется узкий коридор изменения переходных величин числа Маха M_n (рис. 7,б), где максимальный разброс величин от среднего значения $M_n^* \approx 2,09$ не превышает 7%. Таким образом, как ΔK^* , так и M_n^* могут быть приняты в качестве приближенных критериев существования невязких вихревых структур в ударных слоях сверхзвуковых конических течений.

Последний критерий позволяет сделать важное заключение, что при числе Маха $M < 2,09$ вихревые особенности Ферри заведомо не будут существовать, поскольку число Маха составляющей скорости невозмущенного потока, нормальной лучу конической системы координат, проходящему через точку ветвления головной ударной волны M_n , в интервале изменения угла атаки, отвечающем существованию конического течения, будет меньше указанной величины $M_n^* \approx 2,09$. Расчеты показали, что и при числе $M = 2,3$ вихревые структуры в ударных слоях, вплоть до режимов, когда полная скорость за мостообразным скачком уплотнения маховской конфигурации ударных волн становится критической, не возникают.

Согласно определенным критериям ΔK^* и M_n^* ясно, почему около крыла 3, а также около крыльев 4–6 (см. таблицу) в приповерхностной области не реализуются вихревые особенности (рис. 2). Интенсивность контактных разрывов, исходящих из точек ветвления внутренних ударных волн недостаточна для образования вихревых особенностей Ферри (рис. 6, штриховые кривые 3–6). В то же время интенсивность соответствующего контактного разрыва у крыла 1 при числе Маха $M = 6$ и $\alpha \approx 24^\circ$, а также при $M = 10$ и $\alpha \approx 16^\circ$ (рис. 6, штриховые кривые 1) достаточна для появления в приповерхностной области вихревых структур.

Взрывной характер роста ударного слоя

Указанные критерии, в соответствии с тем, как они получены, должны удовлетворительно работать при непрерывном изменении как параметров, определяющих обтекание некоторого конического тела, так и введенных параметров ΔK и M_n . В продемонстрированных выше примерах наблюдалось равномерное развитие структуры течения, а с увеличением угла атаки монотонно росли значения ΔK и M_n . Уместен вопрос, что произойдет в структуре обтекания в случае, когда при увеличении угла атаки ΔK скачком приобретет значение, намного превышающее ΔK^* ? И может ли такой случай иметь место? Оказывается, что режим обтекания с предложенным поведением параметра ΔK может реализоваться при переходе от регулярного к маховскому взаимодействию плоских скачков уплотнения, присоединенных к передним кромкам крыла, причем в случаях, когда маховскому взаимодействию предшествует регулярное отражение от плоскости симметрии с плоским отраженным скачком, принадлежащим в точке отражения к сильному семейству на сфере и нормально падающим на поверхность крыла [7].

В качестве примера приведем некоторые результаты расчетов обтекания крыла 2 при числе Маха $M = 6$ и 10. На рис. 8 представлены картины течения в возмущенной области (изобары и линии тока) при числе $M = 6$ и углах атаки $\alpha = 25, 29,27$ и 30° (а, б, в соответственно). Для рассматриваемого крыла характерно наличие режима обтекания (точное решение) при $\alpha = 29,27^\circ$ с регулярным отражением от плоскости симметрии плоского скачка уплотнения, присоединенного к передней кромке, и с отраженной плоской ударной волной, перпендикулярной консоли крыла, принадлежащей в точке отражения на сфере к сильному семейству (рис. 8,б). Согласно общей теории режимов обтекания V -образных крыльев [7], при углах атаки $\alpha < 29,27^\circ$ должно иметь место регулярное отражение от плоскости симметрии скачка уплотнения, идущего от передней кромки, с отраженным скачком уплотнения, принадлежащим слабому семейству. В таких случаях около «внутреннего» крыла с передней кромкой в точке отражения и с плоскостью симметрии – поверхностью консоли исходного крыла реализуется маховская конфигурация ударных волн (рис. 8,а). При углах атаки $\alpha > 29,27^\circ$ ударная волна отсоединяется от передних кромок «внутреннего» крыла [7], а около основного крыла начинает иметь место течение с маховской системой ударных волн (рис. 8,в). Указанные изменения режима обтекания и наблюдаются (рис. 8). Заметим, что в [7] отсутствовал анализ структуры течения в ударном слое около V -образных крыльев в зависимости от определяющих параметров. Поэтому и не было указаний на темпы роста характерных параметров маховской конфигурации ударных волн.

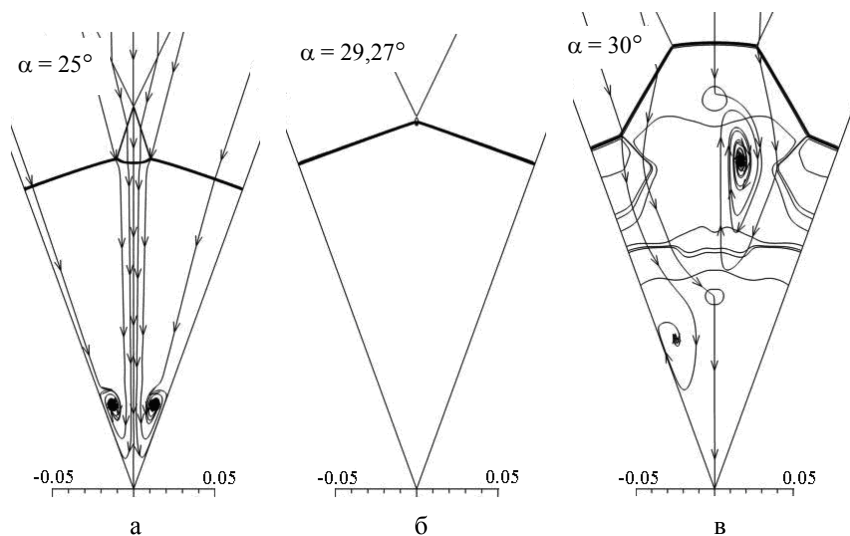


Рис. 8

На рис. 6,а кривыми 2 нанесены зависимости ΔK для интенсивности контактных разрывов, исходящих из точек ветвления ударных волн, которые имеют место при обтекании крыла 2 при числе $M = 6$. Положение штрихового вертикального отрезка прямой соответствует расчетному режиму обтекания при $\alpha = 29,27^\circ$ (рис. 8,б). Левая от этой координаты ветвь сплошной кривой 2 отвечает величинам ΔK , реализующимся на контактных разрывах в точках ветвления маховской конфигурации ударных волн, реализующейся около «внутреннего» крыла при $\alpha < 29,27^\circ$ (рис. 8,а), а правая ветвь сплошной кривой 2 – величинам ΔK , реализующимся на контактных разрывах в точках ветвления маховской конфигурации ударных волн, имеющей место около основного крыла при $\alpha > 29,27^\circ$ (рис. 8,б). Штриховой кривой 2 на рис. 6,а нанесены значения ΔK , отвечающие контактному разрыву, исходящему из точки ветвления внутренней ударной волны (рис. 8,в).

Согласно результатам расчетов интенсивности ΔK контактного разрыва в маховской системе ударных волн около «внутреннего» крыла при регулярном взаимодействии скачков уплотнения, идущих от передних кромок основного крыла (рис. 8,а), величины ΔK (рис. 6,а) в левой окрестности расчетного режима обтекания значительно превосходят ΔK^* . На рис. 7,а нижняя группа первого из символов 7 при $\beta = 45^\circ$ отвечает нескольким углам атаки из интервала $(25, 29,27^\circ)$. Это же относится и к M_n , что можно наблюдать на рис. 7б, где соответствующие величины также нанесены нижней группой первого из символов 7 при $\beta = 45^\circ$. На обсуждаемых режимах обтекания $M_n \gg M_n^*$. Эти данные, полученные в результате анализа свойств точки ветвления ударной волны около «внутреннего» крыла, позволяют утверждать, что в ударном слое должны существовать вихревые структуры. Они и наблюдаются в расчетах при $\alpha = 25^\circ$ (рис. 8,а) в окрестности поверхностей консолей – плоскостей симметрии течения у «внутренних» крыльев, начиная с угла атаки, отмеченного символом 1 на кривой 2 (рис. 6,а).

При $\alpha > 29,27^\circ$, в рамках классических представлений о развитии течения около V -образного крыла при увеличении угла атаки, следовало ожидать регулярного роста величины мостообразного скачка уплотнения в маховской конфигурации ударных волн, что имеет место, например, при обтекании крыльев 1 и 3, данные о котором представлены на рис. 1 и 3 соответственно. В рассматриваемом случае на шаге по углу атаки, меньшем одного градуса, мостообразный скачок уплотнения приобретает «аномально» большую величину, что нельзя было предвидеть, не располагая представлениями о критериях ΔK^* и M_n^* . Величины ΔK (рис. 6а, сплошная кривая 2), в несколько раз превосходят ΔK^* , что можно видеть также на рис. 7, куда нанесены соответствующие величины в виде второй вертикальной группы первого из символов 7 при $\beta = 45^\circ$. Эти данные о ΔK и M_n получены на основе знания положения точек ветвления, заимствованных из результатов численных реализаций обтекания крыла. Однако, учитывая малое отличие углов атаки между режимами течения при $\alpha = 29,27$ и 30° (рис. 6,а), можно задаться вопросом, какая величина у ΔK имела бы место, если бы картина течения развивалась в рамках регулярных представлений об изменении характерных размеров возмущенного течения при малых изменениях определяющего параметра. Такая оценка была сделана. Соответствующее значение $\Delta K \approx 0,75$. Значение же интенсивности контактного разрыва, соответствующее стационарной волновой конфигурации, $\Delta K \approx 0,77$ (рис. 6,а, 8,в). Отсюда следует, что и минимально возможное значение ΔK в маховской конфигурации ударных волн при переходе через расчетный режим обтекания с отраженным от плоскости симметрии скачком уплотнения сильного семейства в несколько раз превосходит ΔK^* .

Таким образом, можно сделать вывод, что при переходе от режима обтекания рассматриваемого крыла с регулярным взаимодействием скачков уплотнения, присоединенных к передним кромкам, к режиму с их маховским взаимодействием, в силу сверхкритических величин ΔK и M_n наблюдается аномальный рост внутренней возмущенной области из-за необходимости размещения в ней вихревых структур значительного размера, соответствующих мгновенно реализующимся значениям $\Delta K \gg \Delta K^*$ и $M_n \gg M_n^*$.

Следует заметить, что при $\alpha > 29,27^\circ$ внутренний скачок уплотнения в точке ветвления головной ударной волны принадлежит слабому семейству с числом Маха потока за ним на сфере,

приблизительно равным 2 ($\alpha = 30^\circ$). Этот скачок уплотнения имеет свою точку ветвления, которая порождает контактный разрыв с величинами ΔK , значительно превышающими ΔK^* (рис. 6,а, штриховая кривая 2). Число Маха составляющей скорости однородного потока за присоединенным к передней кромке скачком уплотнения, нормальной коническому лучу, проходящему через точку ветвления, изменяется в интервале (3, 4) и тоже значительно превосходит M_n^* . Это указывает, что в окрестности поверхности консолей крыла должны существовать вихревые структуры. Они и наблюдаются на картинах течения в ударном слое, полученных в численных расчетах (рис. 8,в).

Перейдем к результатам расчетов обтекания крыла 2 (см. таблицу) при числе Маха $M = 10$. Данные об интенсивности контактных разрывов, исходящих из точек ветвления ударных волн, реализующихся при различных углах атаки указанного крыла, приведены на рис. 6,б (кривая 2). Примеры характерных картин обтекания представлены на рис. 9 при $\alpha = 5^\circ$ (а), 15° (б), 25° (в) и $25,5^\circ$ (г).

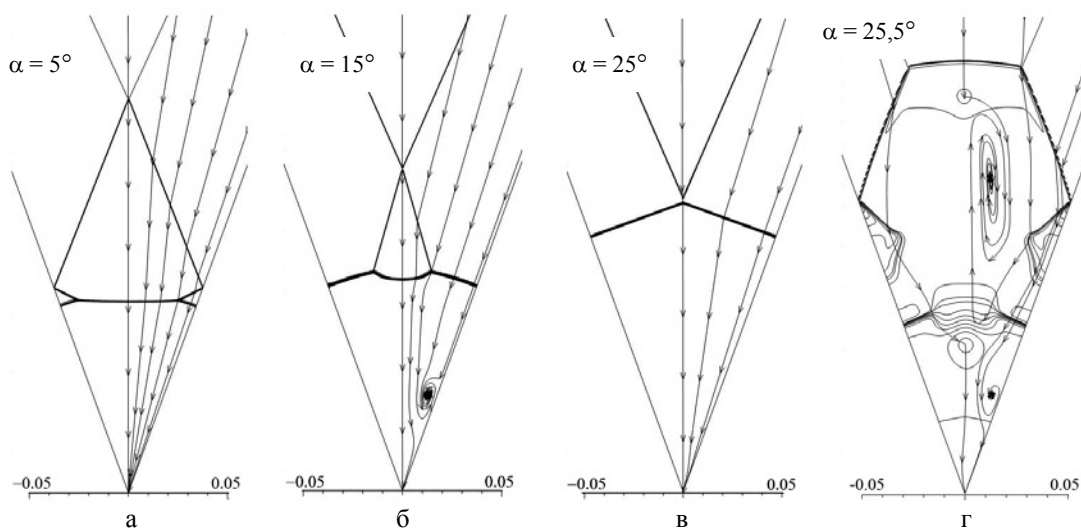


Рис. 9

Для обтекания крыла 2 при $M = 10$ характерно существование двух расчетных режимов обтекания, которые реализуются при углах атаки $\alpha = 6,97^\circ$ и $\alpha \approx 25^\circ$ (рис. 6,б).

Интенсивности контактного разрыва, исходящего из точки ветвления ударной волны на режимах, предшествующих первому расчетному (рис. 9,а, $\alpha < 6,97^\circ$), как и скачка ΔK непосредственно при переходе через расчетный режим, оказывается недостаточно для образования вихревых структур в ударном слое. Они появляются только при $\alpha > 9^\circ$ (рис. 6,б, символ I на кривой 2), свидетельством чему является структура течения, приведенная на рис. 9,б. Таким образом, от символа I до $\alpha \approx 25^\circ$ на кривой 2 (рис. 6,б) при $M = 10$ имеет место равномерное развитие течения с вихревыми структурами около поверхности крыла (рис. 9,б).

При $\alpha \approx 25^\circ$ на «внутреннем» крыле реализуется расчетный режим обтекания с плоским скачком уплотнения, отраженным от плоскости симметрии течения и принадлежащим в точке отражения сильному семейству. При переходе через этот режим ΔK претерпевает скачок (рис. 6,б) и принимает значение, в несколько раз превосходящее ΔK^* . Этот факт служит основанием для утверждения, что как и при числе Маха $M = 6$ (рис. 8,в), должен иметь место «взрывной» характер роста маховской конфигурации ударных волн, который можно наблюдать при близком к расчетному режиму значении угла атаки $\alpha = 25,5^\circ$ (рис. 9,г). Величины ΔK у контактного разрыва, исходящего из точки ветвления внутренней ударной волны, таковы (рис. 6,б, штриховая кривая 2), что одновременно с вихревыми структурами в окрестности плоскости симметрии реализуются вихревые особенности Ферри и в окрестности поверхности консолей крыла (рис. 9,г).

Заключение

На серии V -образных крыльев в широком диапазоне изменения геометрических параметров при числах Маха шесть и десять проведено численное исследование структуры обтекания в зависимости от угла атаки. Обнаружены режимы обтекания со сверхзвуковыми областями течения на сфере в окрестности оси симметрии, с вихревыми структурами как по обе стороны от плоскости симметрии течения, так и в окрестности поверхности консолей крыла, с одной и двумя ударными волнами, нормально падающими на каждую из консолей. Установлено, что вихревые особенности Ферри существуют у поверхности консолей при маховском отражении внутренних ударных волн от поверхности крыла и исчезают при регулярном отражении указанных волн от стенки. Определены углы атаки, отвечающие появлению в ударном слое двух вихревых особенностей Ферри по обе стороны от оси симметрии течения.

В рамках гипотезы об определяющем влиянии интенсивности контактных разрывов, порождаемых точками ветвления головной ударной волны, на возникновение в ударном слое вихревых структур невязкого происхождения найдены интервалы порогового изменения интенсивности контактных разрывов и числа Маха составляющей скорости, нормальной лучу конической системы координат, проходящему через точку ветвления, пригодные при любых числах Маха и геометрических параметрах крыльев. Показано, что установленные критерии удовлетворительно работают и при соответствующих величинах этих параметров в точках ветвления внутренних ударных волн. Установлено, что при числах Маха невозмущенного потока, меньших 2,3, вихревые структуры в ударном слое не реализуются.

Найдены переходные режимы течения, когда высокие значения критериальных параметров приводят к «взрывному» характеру роста маховской конфигурации ударных волн. Установлено, что масштабный рост структуры течения в ударном слое с вихревыми особенностями Ферри при увеличении угла атаки приводит к существенно неравномерному распределению давления и его значениям в слое, в разы превышающим уровень давления на эквивалентном клине.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 12-01-00343, 15-01-02361). Расчеты проводились на МВС-100К МСЦ РАН.

Литература

1. Зубин М. А., Максимов Ф. А., Остапенко Н. А. Моделирование обтекания V -образных крыльев со сверхзвуковыми кромками / Под ред. Р. М. Шагалиева // Труды XIV Международ. конф. «Супервычисления и математическое моделирование». Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2013. С. 301–310.
2. Зубин М. А., Максимов Ф. А., Остапенко Н. А. Критерии существования невязких вихревых структур в ударных слоях конических течений газа // Докл. РАН. 2014. Т. 434, № 3. С. 282–288.
3. Зубин М. А., Максимов Ф. А., Остапенко Н. А. О некоторых особенностях структуры течения в ударных слоях конических течений газа // Изв. РАН. МЖГ. 2014. № 6. С. 118–134.
4. Зубин М. А., Остапенко Н. А., Чулков А. А. Об одной особенности конических течений газа с ударными волнами и отрывом пограничного слоя // Докл. РАН. 2005. Т. 404, № 3. С. 339–343.
5. Зубин М. А., Остапенко Н. А., Чулков А. А. Структура конического течения около V -образного крыла при несимметричном сверхзвуковом обтекании идеальным газом // Изв. РАН. МЖГ. 2011. № 4. С. 143–159.
6. Зубин М. А., Остапенко Н. А., Чулков А. А. О режимах обтекания V -образного крыла при наличии разветвленной системы ударных волн и отрыва пограничного слоя // Там же. 2012. № 2. С. 140–160.
7. Остапенко Н. А. Режимы сверхзвукового обтекания V -образных крыльев // Труды матем. ин-та им. В. А. Стеклова РАН. 1998. Т. 223. С. 238–247.