

УДК 533.69

## ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ОТРЫВА ВИХРЕЙ ПРИ ОБТЕКАНИИ ДЕЛЬТОВИДНОГО КРЫЛА СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ВОЗДУХА

М. Хадидулаби, Х. Ансариян

Технологический университет им. Малика аль Аштара, Тегеран, Иран  
E-mails: mhadidoolabi@mut.ac.ir, ansarianh@mut.ac.ir

Проведено исследование процесса обтекания сверхзвуковым потоком дельтовидного крыла с острой кромкой и углом стреловидности, равным  $60^\circ$ , при его вертикальных колебаниях. При численном моделировании использовались метод конечных объемов и SST ( $k-\omega$ )-модель турбулентности. Моделирование выполнено для различных чисел Маха и различных значений угла атаки. Исследованы структура течения в поперечной плоскости потока и петли гистерезиса, обусловленные наличием областей сосредоточения вихрей, определены точки отрыва вихрей. Изучена структура течения при различных значениях числа Маха, угла атаки, амплитуды и частоты колебаний.

**Ключевые слова:** дельтовидное крыло, структура течения, сверхзвуковой поток, отрыв вихрей.

DOI: 10.15372/PMTF20170303

**Введение.** Дельтовидные крылья используются во многих сверхзвуковых летательных аппаратах. При взлете и посадке самолетов и космических аппаратов дельтовидные крылья обтекаются при больших углах атаки. В этом случае их аэродинамические характеристики существенно ухудшаются вследствие небольшой скорости полета. Более того, космические летательные аппараты входят в плотные слои атмосферы при больших углах атаки и больших сверхзвуковых скоростях. Для того чтобы улучшить маневренность таких летательных аппаратов, необходимо изучить структуру неустановившегося потока, обтекающего дельтовидное крыло, в частности механизмы образования вихрей и их отрыва.

Известно, что в установившемся режиме полета сдвиговой слой отделяется от передней кромки дельтовидного крыла. При этом на подветренной поверхности образуются два вихря, вращающихся в противоположных направлениях, в результате чего имеет место максимальный отсос и, следовательно, увеличивается подъемная сила. При определенных условиях полета образуются также два вторичных вихря существенно меньших размеров, вращающихся в противоположных направлениях. При достаточно больших углах атаки происходит разрыв вихревой дорожки на передней кромке крыла, известный как отрыв вихря, сопровождающийся расширением ядра вихря, торможением внутреннего осевого потока и существенным изменением характеристик течения вниз по потоку.

Вихревая структура потока и отрыв вихрей при обтекании несжимаемым потоком дельтовидного крыла, находящегося в стационарном положении, изучались во многих ра-

ботах. В [1, 2] приведен обзор работ, посвященных исследованию аэродинамики установившегося и неустановившегося режимов полета аппаратов с дельтовидными крыльями при малых скоростях.

В [3, 4] проведен анализ структуры неустановившегося течения и отрыва вихрей в потоке, обтекающем дельтовидное крыло. В [5] представлены результаты исследования обтекания совершающего вертикальные колебания дельтовидного крыла, полученные с использованием методов визуализации. В этих экспериментах обнаружен фазовый сдвиг положения ядра вихря относительно его положения в случае обтекания крыла, находящегося в стационарном положении. В [6] для объяснения указанного сдвига фаз использована аналогия с поведением решения динамической системы первого порядка при наличии ступенчатых возмущений.

В [7] с использованием методов визуализации потока обнаружены циклы зарождения и распада вихрей на передней кромке и петли гистерезиса в структуре потока. В [8] представлены результаты измерений неустановившегося поля давления на совершающем вертикальные колебания дельтовидном крыле и показано, что фазовый сдвиг положения точки отрыва вихря может быть обусловлен изменением противодавления на поверхности крыла. В работе [9] сделано предположение, что разрушение вихря в неустановившемся потоке на поверхности крыла происходит вследствие наличия градиента внешнего давления. В [10] выполнено численное исследование влияния положения поперечной оси тангажа и скорости тангажа на положение точки отрыва вихря. Течение на дельтовидном крыле при его вертикальных колебаниях изучено в работах [11, 12]. В [13] исследовано влияние азимутальной завихренности и наличия критических точек в поперечном сечении крыла на положение точки отрыва вихря. В [14] изучалась геометрия поперечного вихревого течения на передней кромке дельтовидного крыла при больших углах атаки. Большинство исследований структуры неустановившегося вихревого течения на дельтовидном крыле выполнено в рамках модели несжимаемой жидкости или при очень малых числах Маха невозмущенного потока. Структура течения на дельтовидном крыле, совершающем вертикальные колебания, при больших числах Маха, особенно при сверхзвуковых скоростях, изучена недостаточно. При полете на больших скоростях структура течения становится более сложной вследствие появления ударных волн, взаимодействующих с вихрями. При сверхзвуковых скоростях возможно возникновение потоков с режимами течения на подветренной поверхности дельтовидного крыла, различающимися количеством и положением вихрей, наличием внутренних ударных волн и т. п.

Результаты первых исследований сверхзвукового потока на дельтовидных крыльях различной геометрии при различных условиях течения приведены в работе [15]. Авторами этой работы предложена классификация течений в зависимости от числа Маха  $M_N$  потока, нормального к передней кромке крыла, и значений нормальной к передней кромке компоненты угла атаки  $\alpha_N$ . Выделены два типа течения на передней кромке: безотрывное и отрывное. Области существования этих течений в плоскости  $(M_N, \alpha_N)$  разделены кривой Стэнбрука — Сквайра, расположенной вблизи прямой  $M_N = 1$  (рис. 1).

Параметры  $\alpha_N$  и  $M_N$  определяются равенствами

$$\alpha_N = \operatorname{tg}^{-1}(\operatorname{tg} \alpha / \cos \Lambda), \quad M_N = M_\infty \cos \Lambda \sqrt{1 + \sin^2 \alpha \operatorname{tg}^2 \Lambda},$$

где  $\Lambda$  — угол стреловидности.

В [16] приведены результаты визуального исследования течения на дельтовидных крыльях при различных значениях угла стреловидности. Авторы этой работы выделили шесть типов течения в зависимости от значений  $\alpha_N$ ,  $M_N$ : классический вихрь (тип I), вихрь со скачком уплотнения (тип II), оторвавшийся пузырь со скачком уплотнения (тип III), оторвавшийся поток, обусловленный наличием скачка уплотнения (тип IV), неотрвавшийся

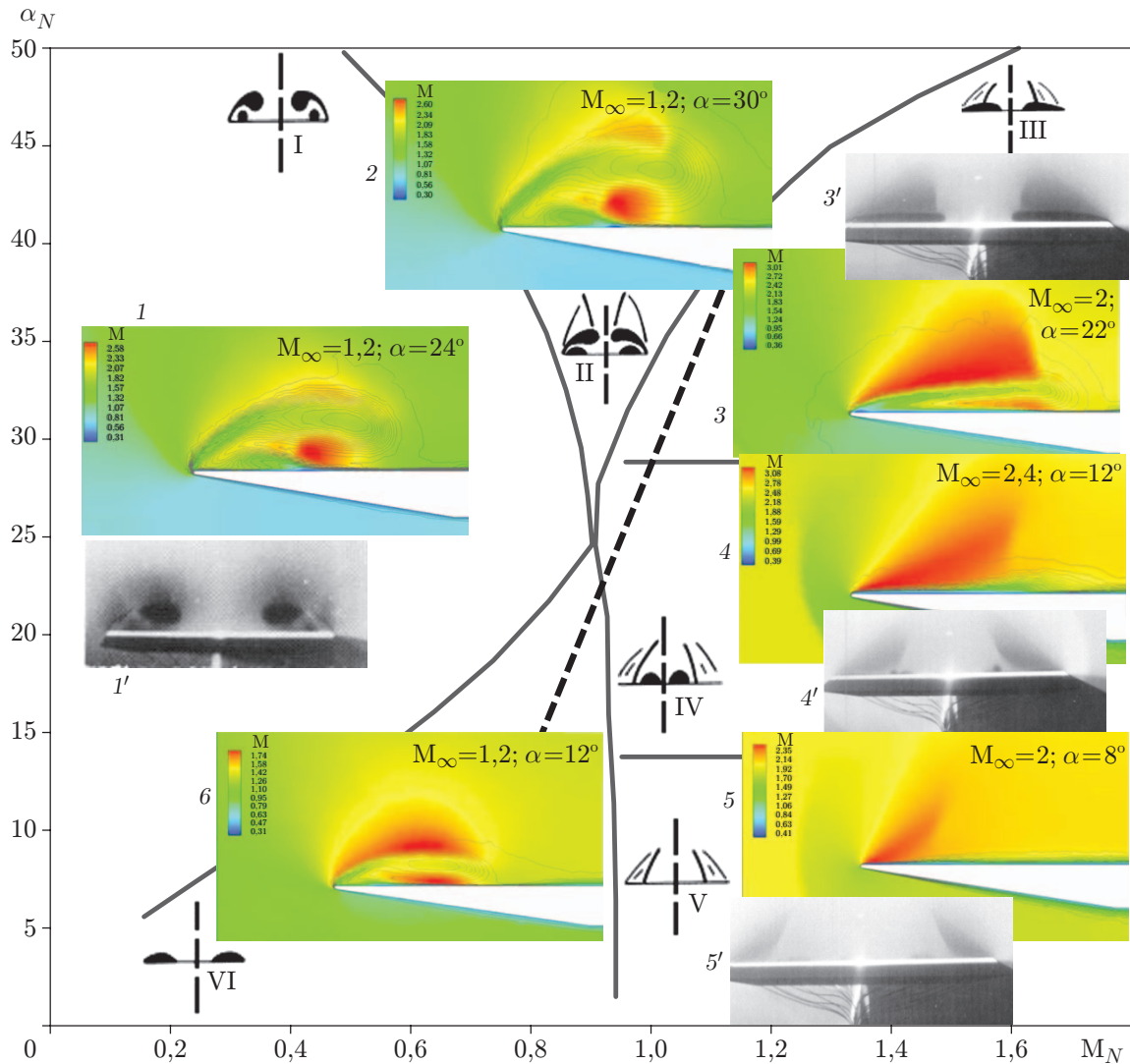


Рис. 1. Классификация течений при обтекании стационарного крыла:  
 I–VI — типы течений; 1–6 — расчетные поля чисел Маха, соответствующие типам течений I–VI; 1', 3', 4', 5' — результаты визуализации поля течения, соответствующие различным типам течений (1' — тип I, 3' — тип III, 4' — тип IV, 5' — тип V); сплошные линии — границы областей различных типов течений, штриховая — кривая Стэнбрука — Сквайра

поток при наличии скачка уплотнения (тип V), оторвавшийся пузырь при отсутствии скачка уплотнения (тип VI) (см. рис. 1). В [17–20] предложена аналогичная классификация для дельтовидных крыльев большей толщины. В [21] выполнено численное моделирование процесса обтекания дельтовидного крыла с углом стреловидности, равным  $65^\circ$ , при больших углах атаки и больших сверхзвуковых скоростях. В [22] представлены результаты экспериментальных исследований в аэродинамической трубе структуры течения при обтекании дельтовидного крыла с затупленной передней кромкой при сверхзвуковых скоростях и больших углах атаки.

В данной работе исследуется структура течения при обтекании дельтовидного крыла с острой передней кромкой и углом стреловидности, равным  $60^\circ$ , при дозвуковых и сверхзвуковых скоростях. С использованием классификации течений, предложенной в ра-

боте [16], изучается влияние параметров вертикальных колебаний на режим течения, а также на распределение давления и аэродинамические характеристики. Исследуется механизм отрыва вихрей. Исследования выполнены при различных значениях параметров вертикальных колебаний крыла, угла атаки и числа Маха.

**1. Постановка задачи и методы исследования.** Методом конечных объемов второго порядка решаются трехмерные уравнения Навье — Стокса неустановившегося течения сжимаемой жидкости. Для моделирования турбулентного движения применяется SST ( $k-\omega$ )-модель турбулентности. Эффективность использования этой модели при моделировании вихревого потока на дельтовидном крыле отмечалась в работах [23–25]. Для интегрирования по времени применялся неявный двухвременной алгоритм. Плотность вычислялась с помощью уравнения состояния идеального газа, вязкость — с помощью закона Сазерленда. Вычисления выполнены на параллельных процессорах.

Геометрия крыла и расчетная сетка показаны на рис. 2. Угол стреловидности крыла равен  $60^\circ$ . Верхняя поверхность крыла плоская, передняя кромка острая (угол между нормалью к кромке и нормалью к верхней поверхности крыла составляет  $10^\circ$ , что минимизирует влияние кромки на структуру течения). Толщина крыла, отнесенная к длине корневой хорды, равна 0,03. Геометрия крыла подобна геометрии, рассмотренной в работе [16]. Исследуемое течение симметрично относительно центральной линии крыла, поэтому расчетная область включает только половину крыла. Расчетная сетка является неструктурированной и состоит из  $7 \cdot 10^6$  ячеек. Такая сетка была выбрана после проведения многочисленных расчетов на сетках с различной геометрией и различным числом ячеек.

Точность расчетов проверялась путем сравнения значений осевой и тангенциальной составляющих скорости потока при обтекании стационарного крыла, полученных с использованием сеток различных размеров. В таблице приведены результаты расчета безразмерных осевой и тангенциальной составляющих скорости потока в точках поперечного

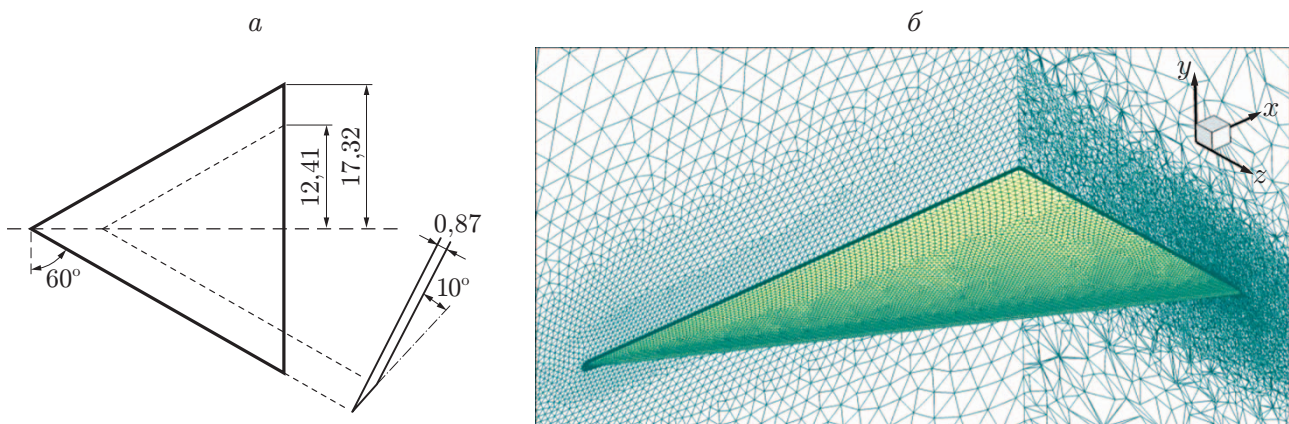


Рис. 2. Геометрия крыла (а) и расчетная сетка (б)

Осевая и тангенциальная составляющие скорости,  
вычисленные с использованием сеток с различным числом ячеек

$N \cdot 10^6$	$u/U_\infty$	$v/U_\infty$
5,1	1,2511	0,4901
7,0	1,2461	0,4830
9,2	1,2460	0,4828

сечения, расположенного вблизи вихревого ядра на расстоянии, равном 30 % длины хорды, при числе Маха, равном 1,2, угле атаки, равном  $20^\circ$ , и различном числе ячеек сетки  $N$ .

Верхняя и нижняя поверхности крыла моделировались твердыми стенками, на которых ставились условия непротекания. На остальных участках границы области задавалось давление, соответствующее давлению на бесконечности в свободном потоке.

Число Маха изменялось в диапазоне  $M_\infty = 0,4 \div 2,0$ , средний угол атаки — в диапазоне  $\alpha_0 = 8 \div 40^\circ$ , амплитуда колебаний крыла составляла  $\alpha = 4, 8^\circ$ , частота вертикальных колебаний изменялась в диапазоне  $f = 5 \div 50$  Гц. Число Рейнольдса, определенное с использованием длины корневой хорды крыла, равно  $Re = 1,3 \cdot 10^6$ . Такое же значение числа Рейнольдса использовалось в работе [16].

Закон вертикальных колебаний крыла принят в следующем виде:

$$\alpha = \alpha_0 + \bar{\alpha} \sin(\omega t + \pi)$$

( $\omega = 2\pi f$  — круговая частота). Ось, вокруг которой совершались колебания, располагалась ниже корневой хорды на расстоянии от нее, равном половине максимальной толщины крыла.

Ниже приведены результаты, полученные в конце трех периодов вертикальных колебаний. При частоте колебаний 5, 10, 50 Гц шаг по времени составлял 0,0010; 0,0005; 0,0001 с соответственно.

Следует отметить, что даже при больших значениях частоты  $f$  приведенная частота  $k = \pi f c / U_\infty$  не принимает больших значений, поскольку при сверхзвуковом режиме течения скорость свободного потока  $U_\infty$  велика.

**2. Обсуждение результатов.** Ниже приведены некоторые результаты численных расчетов.

2.1. *Структура течения.* На рис. 1 показаны поля локального числа Маха в поперечном сечении потока, расположенном на расстоянии, равном 30 % длины хорды, в случае обтекания крыла, находящегося в стационарном положении. На рис. 1 приведены также картины течения, полученные в эксперименте методом парового экрана [16] при тех же значениях параметров. Результаты численного решения задачи согласуются с результатами, полученными в эксперименте.

На рис. 3 показаны поля числа Маха в различные моменты времени в течение одного периода колебаний (интервал  $(T/4, 5T/8)$  соответствует движению крыла вверх). При  $M_\infty = 1,2$ ,  $\alpha_0 = 20^\circ$  в соответствии с классификацией [16] установившееся течение является “классическим вихрем” (тип I), для которого характерны наличие первичного и вторичного вихрей и отсутствие ударной волны. При  $M_\infty = 1,2$ ,  $\alpha_0 = 20^\circ$ ,  $\bar{\alpha} = 4^\circ$  (“классический вихрь”) картина течения не меняется в течение периода колебаний. Тем не менее в этом случае по мере увеличения угла атаки происходит увеличение интенсивности вихря, которое сопровождается увеличением скорости вращения на периферии вихря и существенным уменьшением плотности воздуха в его ядре. С увеличением угла атаки увеличивается размер ядра вихря, а сам вихрь удаляется от поверхности крыла. Ниже первичного вихря появляется поперечная ударная волна. Под действием возникающего при этом противодавления увеличивается расстояние между первичным и вторичным течениями, ядра первичных вихрей сближаются. Вихревая пелена и ядро первичных вихрей занимают большую площадь на подветренной поверхности крыла. Из результатов сравнения картины неустановившегося течения вокруг крыла, совершающего вертикальные колебания при  $M_\infty = 1,2$ ,  $\alpha_0 = 20^\circ$ ,  $\bar{\alpha} = 4^\circ$ , и картины установившегося течения вокруг неподвижного крыла при  $M_\infty = 1,2$ ,  $\alpha_0 = 20^\circ$  следует, что картина установившегося течения, наблюдаемая при  $M_\infty = 1,2$ ,  $\alpha_0 = 20^\circ$ , совпадает с картиной неустановившегося течения при угле атаки  $\alpha = 17,34^\circ$  и  $t = T/8$ . Картина установившегося течения, наблюдаемая при  $M_\infty = 1,2$ ,  $\alpha_0 = 24^\circ$ , совпадает с картиной неустановившегося течения

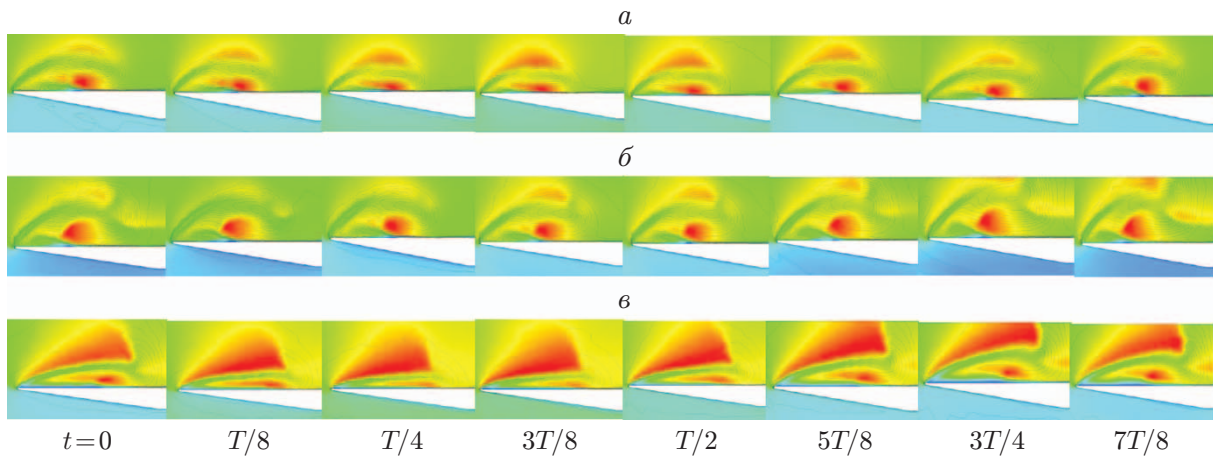


Рис. 3. Картины течения в различные моменты времени в течение периода колебаний крыла:

*a* —  $M_\infty = 1,2$ ,  $\alpha_0 = 20^\circ$ ,  $\bar{\alpha} = 4^\circ$ ,  $f = 10$  Гц, *б* —  $M_\infty = 1,2$ ,  $\alpha_0 = 30^\circ$ ,  $\bar{\alpha} = 8^\circ$ ,  $f = 10$  Гц,  
*в* —  $M_\infty = 2$ ,  $\alpha_0 = 30^\circ$ ,  $\bar{\alpha} = 8^\circ$ ,  $f = 10$  Гц

при  $\alpha = 22,83^\circ$ ,  $t = T/8$ . Таким образом, при обтекании неподвижного крыла и крыла, совершающего вертикальные колебания, существует сдвиг по времени, приблизительно равный  $T/8$ .

Рассмотрим течение с параметрами, приведенными выше, но с амплитудой вертикальных колебаний крыла, равной  $8^\circ$ . В этом случае при  $t = 0$  структура течения также представляет собой “классический вихрь”, но амплитуда колебаний крыла в два раза больше, чем в рассмотренном выше случае. При этом с уменьшением угла атаки область вторичного отрыва существенно уменьшается. При увеличении угла атаки течение выше вихревой пелены и пары первичных вихрей становится коническим сверхзвуковым течением (проекция вектора скорости на плоскость, перпендикулярную лучу, исходящему из кромки крыла, больше скорости звука). Осевое вращение навстречу друг другу двух конических сверхзвуковых течений, направленных от передней кромки к плоскости центральной симметрии, вызывает ускорение течения вдоль размаха крыла, что приводит к возникновению внутренней ударной волны, расположенной выше пары первичных вихрей. Согласно классификации [16] такое течение представляет собой “вихрь со скачком уплотнения” (тип II). При дальнейшем увеличении угла атаки происходит увеличение интенсивности находящейся выше вихря ударной волны, эта волна удаляется от ядра вихря, что приводит к замедлению течения в направлении корневой части крыла и изменению направления течения.

При  $M_\infty = 1,2$ ,  $\alpha_0 = 30^\circ$  установившееся течение называется “вихрем со скачком уплотнения” (см. рис. 3,б). Течение при тех же параметрах и амплитуде колебаний крыла  $\bar{\alpha} = 4^\circ$  имеет такую же структуру. В случае колебаний крыла с амплитудой  $\bar{\alpha} = 8^\circ$  ударная волна, движущаяся над первичным вихрем, исчезает и течение превращается в “классический вихрь”. С увеличением угла атаки между парой первичных вихрей появляется горизонтальная ударная волна, расположенная на расстоянии от крыла, которое практически не меняется. В этом случае внутренняя ударная волна является более интенсивной, чем в случае уменьшения угла атаки.

При  $M_\infty = 2$ ,  $\alpha_0 = 30^\circ$  установившееся течение является “вихрем со скачком уплотнения”. При колебаниях крыла с  $M_\infty = 2$ ,  $\alpha_0 = 30^\circ$ ,  $\bar{\alpha} = 8^\circ$  на стадии движения с уменьшающимся углом атаки структура потока меняется и появляется “оторвавшийся пузырь

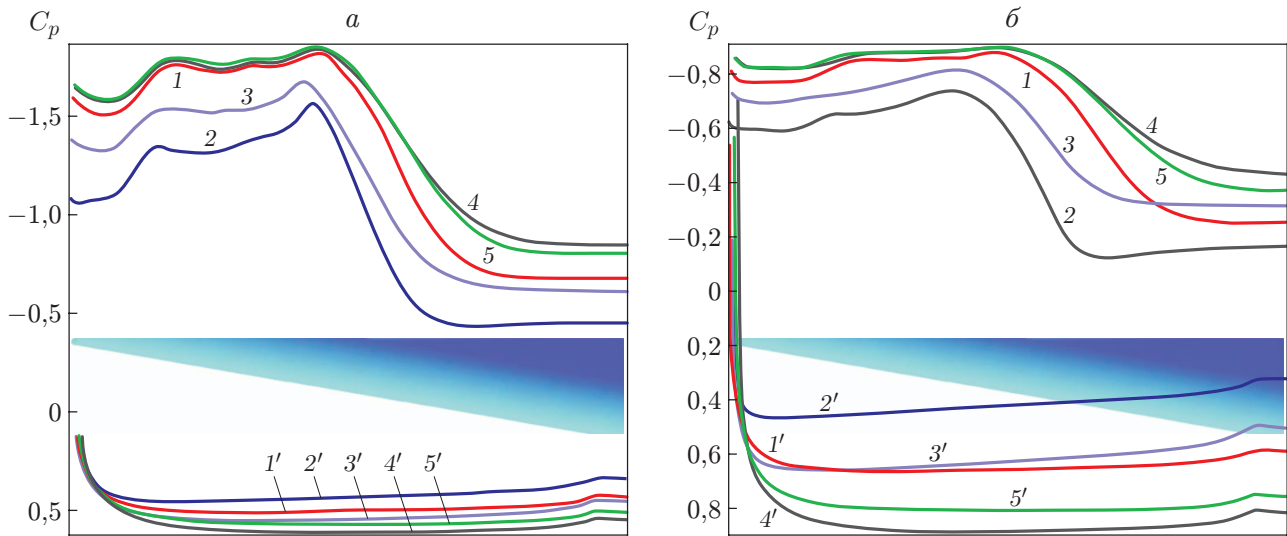


Рис. 4. Изменение коэффициента давления на расстоянии, равном 30 % длины хорды, в течение периода колебаний крыла:  
 а —  $M_\infty = 0,8$ ,  $\alpha_0 = 20^\circ$ ,  $\bar{\alpha} = 4^\circ$ , б —  $M_\infty = 1,2$ ,  $\alpha_0 = 20^\circ$ ,  $\bar{\alpha} = 4^\circ$ ; 1-5 — подветренная поверхность крыла, 1'-5' — наветренная поверхность крыла; 1, 1' —  $t = 0$ , 2, 2' —  $t = T/4$ , 3, 3' —  $t = T/2$ , 4, 4' —  $t = 3T/4$ , 5, 5' —  $t = 7T/8$

с ударной волной” (тип III). Согласно классификации [16] “оторвавшийся пузырь” представляет собой вихрь без вторичного отрыва потока. Такая структура течения подобна “вихрю с ударной волной”, различие заключается в отсутствии вторичного отрыва. При увеличении угла атаки между парой первичных вихрей появляется горизонтальная ударная волна. Кроме того, наклонная ударная волна, распространяющаяся над вторичным вихрем, становится более интенсивной и ее направление движения изменяется.

При постоянном угле атаки с увеличением числа Маха свободного потока “классический вихрь” становится “вихрем с ударной волной”, а затем превращается в “отделившийся пузырь с ударной волной”. Изменение типа течения обусловлено тем, что с увеличением числа Маха первичный вихрь, постепенно расширяясь, приближается к верхней поверхности крыла. С увеличением числа Маха границы ядра вихря становятся более отчетливыми и расстояние между вихревыми ядрами уменьшается.

На рис. 4 показано распределение коэффициента статического давления на поверхности крыла на расстоянии, равном 30 % длины хорды, в различные моменты времени в течение периода колебаний. Результаты анализа рис. 3, 4 позволяют сделать некоторые выводы о структуре течения. Первичный и вторичные вихри четко выражены, когда локальное давление имеет минимум. Наличие локального минимума, расположенного между минимумами, соответствующими первичному и вторичному вихрям (см. рис. 4,а), свидетельствует об отрыве еще одного вихря. Однако этот вихрь настолько мал, что практически не влияет на распределение давления по поверхности крыла.

2.2. *Положение ядра вихря.* На рис. 5, 6 представлены траектории движения ядра первичного вихря в поперечном сечении крыла, расположенном на расстоянии, равном 30 % длины хорды ( $y/c \geq 0$ ,  $0 \leq z/c \leq 0,049$ ), в течение одного периода колебаний крыла (светлые точки — начальные точки траекторий, соответствующие началу движения ядра вниз; движение по петле происходит по часовой стрелке).

Из рис. 5 следует, что ядро вихря движется вниз по направлению к корневой части крыла и с увеличением числа Маха петля гистерезиса сужается. На рис. 6 показаны пет-

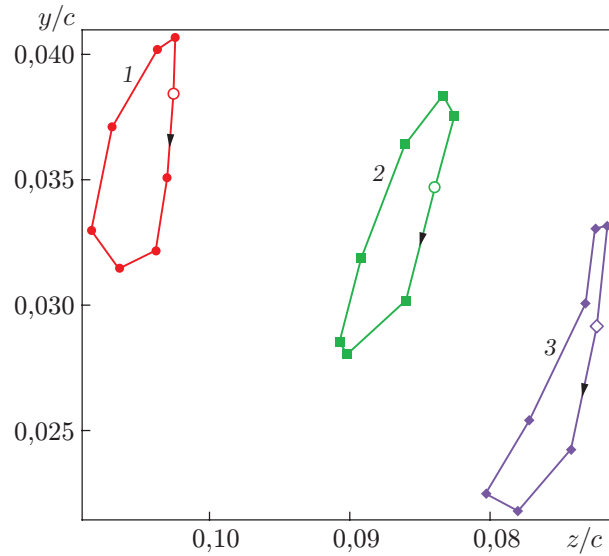


Рис. 5. Положение ядра первичного вихря при  $\alpha_0 = 20^\circ$ ,  $\bar{\alpha} = 4^\circ$ ,  $f = 10$  Гц и различных значениях числа Маха:

1 —  $M_\infty = 0,4$ , 2 —  $M_\infty = 0,8$ , 3 —  $M_\infty = 1,2$ ; светлые точки — начальные точки траекторий, соответствующие началу движения ядра вниз; стрелки — направление движения ядра

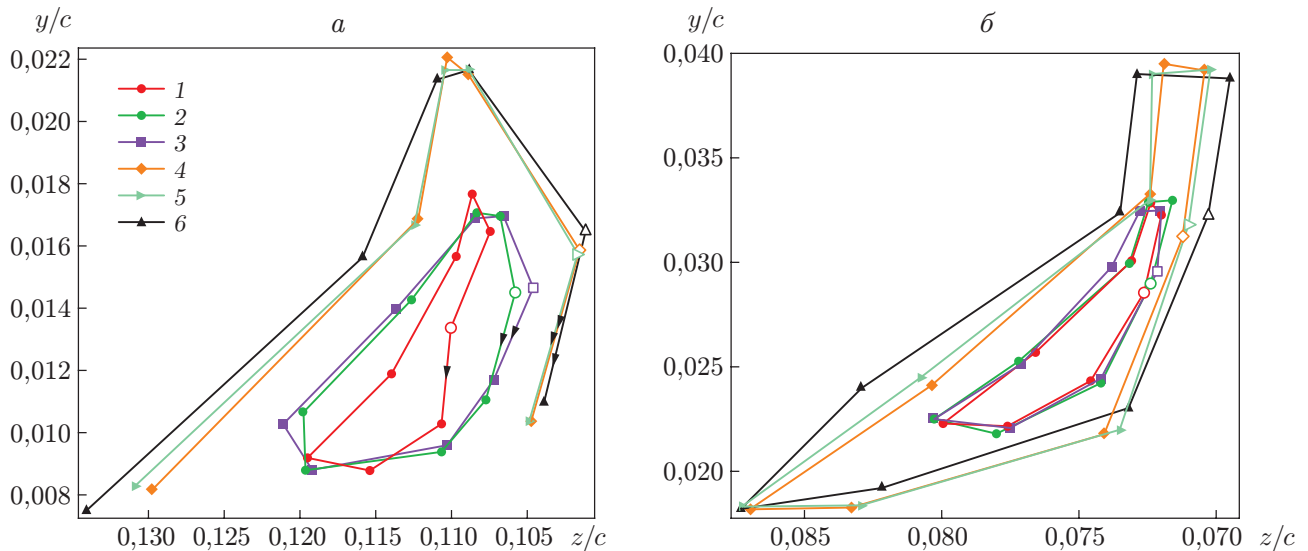


Рис. 6. Положение ядра первичного вихря при  $M_\infty = 1,2$ ,  $\alpha_0 = 8^\circ$  (а) и  $M_\infty = 1,2$ ,  $\alpha_0 = 20^\circ$  (б) и различных значениях амплитуды и частоты колебаний крыла:

1-3 —  $\bar{\alpha} = 4^\circ$ , 4-6 —  $\bar{\alpha} = 8^\circ$ ; 1, 4 —  $f = 5$  Гц, 2, 5 —  $f = 10$  Гц, 3, 6 —  $f = 50$  Гц; остальные обозначения те же, что на рис. 5



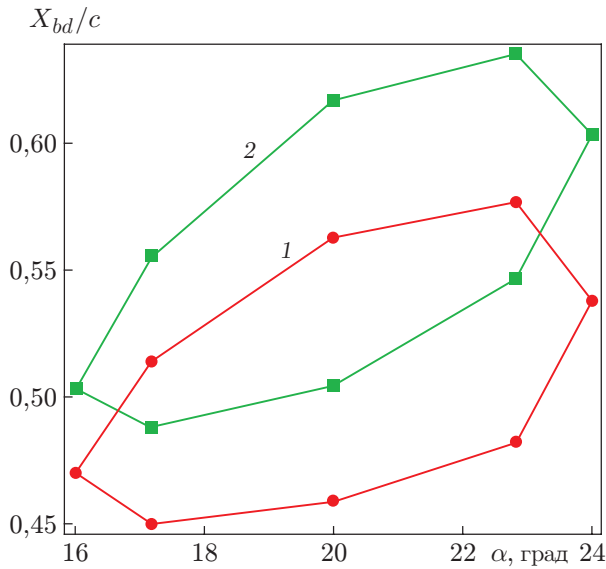


Рис. 7

Рис. 7. Петли гистерезиса положений точек отрыва вихрей в поперечном сечении при  $\alpha_0 = 20^\circ$ ,  $\bar{\alpha} = 4^\circ$ ,  $f = 10$  Гц и различных значениях числа Маха: 1 —  $M_\infty = 0,4$ , 2 —  $M_\infty = 0,8$

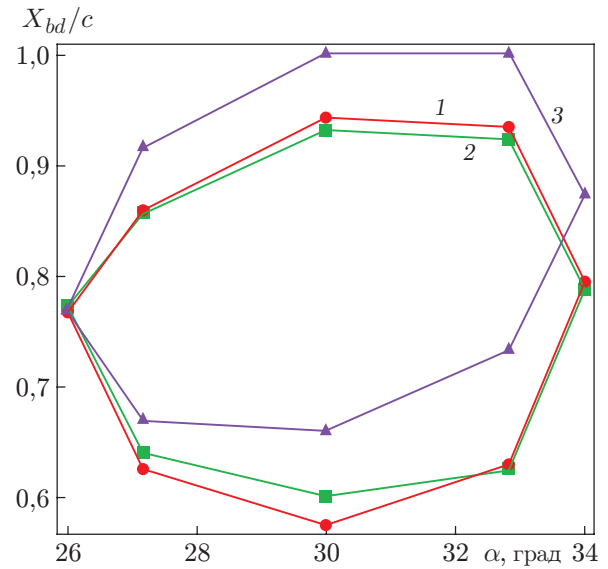


Рис. 8

Рис. 8. Петли гистерезиса положений точки отрыва вихрей в поперечном сечении при  $M_\infty = 1,2$ ,  $\alpha_0 = 30^\circ$ ,  $\bar{\alpha} = 4^\circ$  и различных значениях частоты колебаний: 1 —  $f = 5$  Гц, 2 —  $f = 10$  Гц, 3 —  $f = 50$  Гц

ли гистерезиса ядра вихря при различных значениях амплитуды и частоты колебаний. Наличие незамкнутых траекторий на рис. 6, *a* означает, что при малых углах атаки вихрь исчезает. Такая форма траектории соответствует классификации структуры течения, поскольку при нулевом угле атаки вихрь отсутствует (тип V). С увеличением частоты и амплитуды колебаний гистерезисные петли становятся шире, что отчетливее проявляется при малых углах атаки. Это означает, что фаза запаздывания увеличивается.

2.3. *Отрыв вихря.* Картины течения в различных поперечных сечениях различаются, поскольку отрыв вихря может происходить при достаточно больших углах атаки. При  $M_\infty = 0,8$ ,  $\alpha_0 = 20^\circ$ ,  $\bar{\alpha} = 4^\circ$  отрыв вихря происходит на расстоянии, составляющем менее 60 % длины хорды, и сопровождается преобразованием струеобразной формы ядра вихря в следообразную (wake-like). При этом интенсивность турбулентного течения увеличивается.

На рис. 7 показано множество точек отрыва вихря в поперечном сечении, представляющее собой петли гистерезиса, при различных числах Маха свободного потока в дозвуковом режиме. Формы петель гистерезиса, приведенные на рис. 7, подобны. Как и следовало ожидать, при  $M_\infty = 0,8$  точка отрыва вихря расположена ниже по потоку, чем при  $M_\infty = 0,4$ . С увеличением числа Маха градиент противодавления вдоль хорды уменьшается и точка отрыва вихря сдвигается вниз по потоку. Поэтому можно предсказать, что при  $M_\infty = 1,2$ ,  $\alpha_0 = 20^\circ$ ,  $\bar{\alpha} = 4^\circ$  не произойдет отрыва вихря с поверхности крыла. Однако при увеличении угла атаки отрыв вихря может произойти даже при сверхзвуковом режиме.

На рис. 8 показано множество точек отрыва вихря в поперечном сечении, представляющее собой петли гистерезиса, при  $M_\infty = 1,2$ ,  $\alpha_0 = 20^\circ$  и различных значениях частоты колебаний  $f$ . С увеличением частоты петли гистерезиса сужаются, т. е. амплитуда колебаний точки отрыва вихря становится меньше. При  $\bar{\alpha} = 4^\circ$  и частоте, изменяющейся

в диапазоне  $10 \div 50$  Гц, точка отрыва смещается вниз по потоку. В случае стационарного положения крыла координата точки отрыва  $X_{bd}/c$  максимальна при минимальном угле атаки  $\alpha_0$  и минимальна при максимальном угле  $\alpha_0$ . Однако в случае крыла, совершающего вертикальные колебания, положение точки отрыва меняется в процессе колебаний (см. рис. 6–8). Имеется также сдвиг по времени при стационарном обтекании крыла и обтекании колеблющегося крыла.

Из анализа результатов численных расчетов следует, что при  $M_\infty = 2$ ,  $\alpha_0 = 40^\circ$ ,  $\bar{\alpha} = 4^\circ$  происходит отрыв первичного вихря и точка отрыва совершает колебания в окрестности точки, находящейся на расстоянии, равном 60 % длины хорды. При  $M_\infty = 2$  и небольших углах атаки отрыва вихря не происходит. При числах Маха, соответствующих сверхзвуковому течению, изменение коэффициента давления на поверхности крыла незначительно.

**Заключение.** Выполнено численное моделирование обтекания дельтовидного крыла с углом стреловидности, равным  $60^\circ$ , и острой передней кромкой. Моделировалось обтекание крыла при различных углах атаки как при дозвуковых, так и при сверхзвуковых скоростях. На основе анализа полей числа Маха установлено, что в течение периода колебаний крыла структура течения меняется так же, как и в случае неподвижного крыла, но с отставанием по времени. Проведен анализ возникновения внутренних ударных волн как выше, так и ниже вихрей. Построены гистерезисные петли положения ядра вихрей. Показано, что с увеличением частоты колебаний гистерезисные петли становятся шире, с увеличением амплитуды колебаний меняется форма гистерезисных петель. Отделение вихрей происходит при достаточно больших углах атаки. Задержка по времени момента отделения вихрей больше задержки по времени развития течения. С увеличением числа Маха время до момента отрыва вихрей увеличивается.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Gursul I., Gordnier I., Visbal M.** Unsteady aerodynamics of nonslender delta wings // *Progr. Aerospace Sci.* 2005. V. 41, N 7. P. 515–557.
2. **Gursul I.** Recent developments in delta wing aerodynamics // *Aeronaut. J.* 2004. V. 108, iss. 1087. P. 437–452.
3. **Rockwell D.** Three-dimensional flow structure on delta wings at high angle-of-attack: Experimental concepts and issues. Reno, 1993. (Paper / AIAA; N 93-0550).
4. **Visbal M. R.** Computational and physical aspects of vortex breakdown on delta wings. Reno, 1993. (Paper / AIAA; N 95-0585).
5. **Maltby R. L., Engler P. B., Keating R. F. A.** Some exploratory measurements of leading-edge vortex positions on a delta wing oscillating in heave. L.: Her Majesty's Stationery Office, 1965. (Aeronaut. Res. Counc. Reports Memoranda; N 3410).
6. **Gursul I.** Review of unsteady vortex flows over slender delta wings // *J. Aircraft.* 2005. V. 42, N 2. P. 299–319.
7. **Gad-el-Hak M., Ho C. M.** Pitching delta wing // *AIAA J.* 1985. V. 23, N 11. P. 1660–1665.
8. **Gursul I., Yang H.** On fluctuations of vortex breakdown location // *Phys. Fluids.* 1995. V. 7, N 1. P. 229–231.
9. **Gursul I., Ho C. M.** Vortex breakdown over delta wings in unsteady freestream // *AIAA J.* 1994. V. 32, N 2. P. 433–436.
10. **Visbal M. R., Gordnier R. E.** Pitch rate and pitch-axis location effects on vortex breakdown onset // *J. Aircraft.* 1995. V. 32, N 5. P. 929–935.

11. **Atta R., Rockwell D.** Hysteresis of vortex development and breakdown on an oscillating delta wing // AIAA J. 1987. V. 25, N 11. P. 1512–1513.
12. **LeMay S. P., Batill S. M., Nelson R. C.** Vortex dynamics on a pitching delta wing // J. Aircraft. 1990. V. 27, N 2. P. 131–138.
13. **Lin J. C., Rockwell D.** Transient structure of vortex breakdown on a delta wing // AIAA J. 1995. V. 33, N 1. P. 6–12.
14. **Magness C., Robinson O., Rockwell D.** Instantaneous topology of the unsteady leading edge vortex at high angle of attack // AIAA J. 1993. V. 31, N 8. P. 1384–1391.
15. **Stanbrook A., Squire L. C.** Possible types of flow at swept leading edges // Aeronaut. Quart. 1964. V. 15, N 2. P. 72–78.
16. **Miller D. S., Wood R. M.** Leeward flows over delta wings at supersonic speeds // J. Aircraft. 1984. V. 21, N 9. P. 680–686.
17. **Szodruch J. G., Peake D. J.** Leeward flow over delta wings at supersonic speeds: Rep. / NASA-TM. 1980. N 81187.
18. **Seshadri S. N., Narayan K. Y.** Possible types of flow on lee-surface of delta wings at supersonic speeds // Aeronaut. J. 1988. V. 92, iss. 915. P. 185–199.
19. **Brodetsky M. D., Krause E., Nikiforov S. B., et al.** Evolution of vortex structures on the leeward side of a delta wing // J. Appl. Mech. Tech. Phys. 2001. V. 42, N 2. P. 243–254.
20. **Brodetsky M. D., Shevchenko A. M.** Some features of a separated flow and supersonic vortex structure at the leeward side of a delta wing // Proc. of the IUTAM symp. on separated flows and jets, Novosibirsk, 9–13 July 1990. Berlin; Heidelberg: Springer-Verlag, 1991. P. 341–344.
21. **Imai G., Fujii K., Oyama A.** Computational analyses of supersonic flows over a delta wing at high angles of attack // Proc. of the 25th Intern. congress of the aeronaut. sci. (ICAS), Hamburg (Germany), 3–8 Sept. 2006. Hamburg: S. n., 2006.
22. **Oyama A., Ito M., Imai G., et al.** Mach number effect on flow field over a delta wing in supersonic region. Reno, 2008. (Paper / AIAA; N 354).
23. **Schiavetta L. A., Boelens O. J., Fritz W.** Analysis of transonic flow on a slender delta wing using CFD // Proc. of the 24th Appl. aerodynam. conf., San Francisco (USA), 5–8 June 2006. San Francisco: S. n., 2006. Paper 3171.
24. **Schiavetta L. A., Badcock K. J.** Comparison of DES and URANS for unsteady vortical flows over delta wings. Reno, 2007. (Paper / AIAA; N 1085).
25. **Younis Y., Bibi A., Haque A. U., Khushnood S.** Vortical flow topology on windward and leeward side of delta wing at supersonic speed // J. Appl. Fluid Mech. 2009. V. 2, N 2. P. 13–21.

*Поступила в редакцию 29/VI 2015 г.,  
в окончательном варианте — 6/XI 2015 г.*

---