

УДК 533.06

## РАЗВИТИЕ ВИХРЕВЫХ СТРУКТУР НА ПОДВЕТРЕННОЙ СТОРОНЕ ТРЕУГОЛЬНОГО КРЫЛА

М. Д. Бродецкий, Э. Краузе\*, С. Б. Никифоров, А. А. Павлов,  
А. М. Харитонов, А. М. Шевченко

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

\* Аэродинамический институт, 52062 Аахен, Германия

Представлены результаты экспериментального исследования сверхзвукового обтекания подветренной стороны треугольного крыла. Эксперименты выполнены на трех треугольных крыльях с углами стреловидности передней кромки 68, 73, 78° в диапазонах чисел Маха  $2 \div 4$  и углов атаки  $0 \div 22^\circ$ . Получены данные о структуре и положении внутренних ударных волн, размерах и положении основного и вторичного вихрей. Обнаружены новые режимы обтекания треугольного крыла. Уточнена и дополнена карта режимов обтекания треугольных крыльев.

1. При сверхзвуковых скоростях возможны различные режимы обтекания подветренной стороны треугольных крыльев, различающиеся количеством и положением продольных вихрей, внутренних скачков уплотнения и других особенностей течения. В результате отрыва и присоединения потока на верхней поверхности крыла формируются линии стекания и растекания. При увеличении скорости полета в областях присоединения возникают пики тепловых потоков. В некоторых случаях отрыв потока может вызвать смещение центра давления и изменение моментных характеристик крыла. Кроме того, пара вихрей и внутренние ударные волны могут оказывать неблагоприятное воздействие на обтекание элементов летательного аппарата, расположенных ниже по потоку от треугольного крыла.

В связи с вышесказанным актуальны исследования закономерностей перестройки пространственной структуры течения на подветренной стороне треугольных крыльев для получения достоверной карты режимов обтекания, позволяющей предсказать появление тех или иных особенностей течения в зависимости от параметров набегающего потока и геометрии крыла.

В [1, 2] в качестве параметров, определяющих топологию течения, предложено использовать нормальный угол атаки  $\alpha_N$  и нормальное число Маха  $M_N$ . Эти параметры вычисляются по проекции вектора скорости на плоскость, нормальную к передней кромке крыла (рис. 1,а):

$$\alpha_N = \arctg(\operatorname{tg} \alpha / \cos \chi), \quad M_N = M \cos \chi (1 + \sin \alpha \operatorname{tg} \chi)^{1/2}.$$

Здесь  $\alpha$  — угол атаки;  $\chi$  — угол стреловидности передней кромки крыла. В [1, 2] выделены три основных класса течений: с отрывом потока от передних кромок, безотрывное обтекание передних кромок с отошедшей от них ударной волной и безотрывное обтекание с присоединенной ударной волной, а также получены условия их возникновения. В [3] по результатам визуализации течения методом лазерного ножа обнаружено 13 режимов обтекания. В [4] предложена карта режимов в координатах  $\alpha_N$ – $M_N$ , содержащая семь областей,

Работа выполнена при финансовой поддержке Международного фонда INTAS (код проекта 96-2358) и Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 00-01-00907).

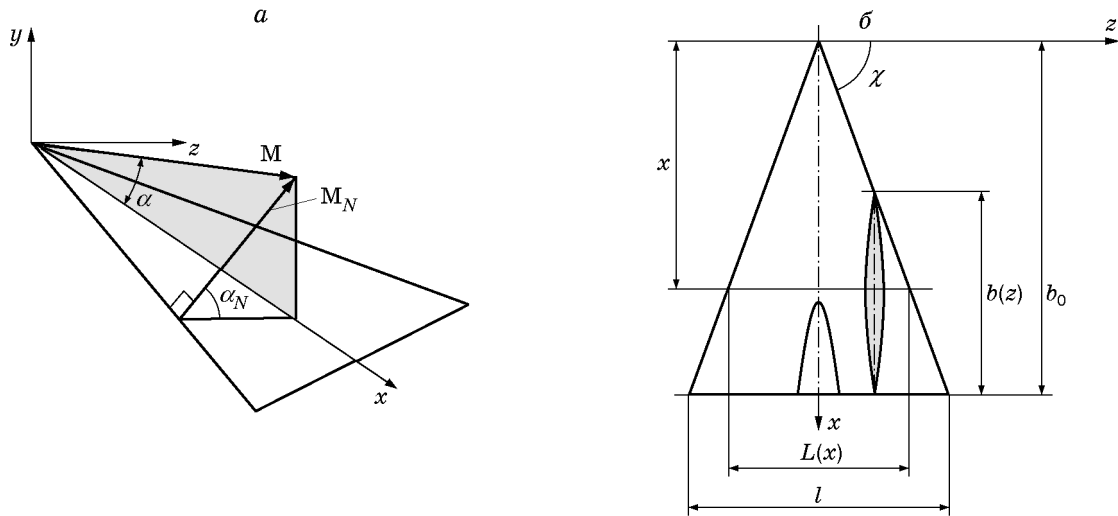


Рис. 1. Схема модели и система координат:

*a* — определение нормального угла атаки  $\alpha_N$  и нормального числа Маха  $M_N$  [1]; *б* — модель крыла

каждая из которых соответствует течениям на подветренной стороне крыла с различным положением и количеством внутренних скачков уплотнения и вихрей. В [5] предложена карта с аналогичной классификацией для толстых крыльев. В [6] представлена карта режимов, которая, с одной стороны, дополняет карту, предложенную в [4], с другой — не содержит ряда режимов, выделенных в этой работе. Развитие экспериментальной техники позволило обнаружить новые режимы обтекания треугольного крыла. В частности, в [7] экспериментально обнаружен новый режим течения на подветренной стороне треугольного крыла — режим с образованием скачка уплотнения под основным вихрем. В [8] зондированием поля течения многоканальными пневмонасадками и визуализацией течения методом лазерного ножа подтверждено существование этого режима течения и обнаружены режимы, где этот скачок наблюдается вместе с внутренними скачками над и между парой основных вихрей на подветренной стороне крыла. Отмеченные режимы наблюдались при тех же значениях нормальных углов атаки и чисел Маха, что и в исследованиях [4], хотя исходные углы атаки, стреловидности и числа Маха в экспериментах были различными.

Таким образом, до настоящего времени отсутствует карта режимов обтекания треугольного крыла, позволяющая однозначно предсказать топологическую схему обтекания.

В настоящей работе анализируются результаты экспериментальных исследований крыльев с углами стреловидности  $\chi = 68, 73, 78^\circ$  в диапазоне чисел Маха  $M = 2 \div 4$  и углов атаки  $\alpha = 0 \div 22^\circ$ . В экспериментах были созданы условия, обеспечивающие реализацию режимов обтекания треугольных крыльев с плавным переходом от дозвуковой к сверхзвуковой передней кромке и соответствующей перестройкой течения с формированием основного, вторичного и третичного отрывов, а также внутренних скачков уплотнения.

**2.** Исследования проводились на модели треугольного крыла с острыми передними и задними кромками, которая схематично показана на рис. 1, б. Исследовались три крыла с углами стреловидности передней кромки  $\chi = 68, 73, 78^\circ$ . Длина корневой хорды  $b_0$  составляла соответственно 383, 439 и 526 мм. Все три крыла имели симметричный трехпроцентный параболический профиль. Координаты верхней (нижней) поверхности определялись по формуле

$$y = \pm 2\bar{c} \left( \bar{x} - \frac{2z}{L} \right) \frac{1 - \bar{x}}{1 - 2z/L} b_0.$$

Здесь  $\bar{c} = c/b(z) = 0,03$  — максимальная относительная толщина профиля;  $c$  — макси-

мальная толщина профиля в сечении  $z = \text{const}$ ;  $b(z)$  — местная хорда крыла;  $\bar{x} = x/b_0$ ;  $L$  — размах крыла.

Измерение давления на поверхности модели осуществлялось методом навесного дренирования [9]. Приемные отверстия выполнены с шагом 3 мм в пяти сечениях, перпендикулярных продольной оси модели, на крыльях с  $\chi = 68, 73^\circ$ , и в шести — на крыле с  $\chi = 78^\circ$ .

Эксперименты выполнены в сверхзвуковой аэродинамической трубе периодического действия Т-313 ИТПМ СО РАН, рабочий диапазон чисел Маха которой составляет  $1,75 \div 6$  [10].

При проведении экспериментов модель устанавливалась в саблевидную подвеску механических аэродинамических весов АВ-313М. Погрешность установки угла атаки модели составляла  $\pm 0,1^\circ$ .

Эксперименты выполнены при углах атаки модели  $\alpha = 0 \div 22^\circ$ , числах Маха  $M = 2 \div 4$  и соответствующих им единичных числах Рейнольдса  $Re_1 = 26 \cdot 10^6 \div 56 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ .

В эксперименте были созданы условия, позволяющие: 1) охватить как можно более широкий диапазон значений  $\alpha_N$  и  $M_N$ , при которых на подветренной стороне крыла образуются основные и вторичные вихри, внутренние скачки уплотнения над и под основным вихрем; 2) получить экспериментальные данные на крыльях разной стреловидности при различных числах Маха и углах атаки, но при близких значениях  $\alpha_N$  и  $M_N$ .

Экспериментальные методы исследования включали визуализацию предельных линий тока и измерение распределения статического давления на поверхности модели, а также визуализацию пространственной картины течения методом лазерного ножа. Визуализация предельных линий тока проводилась методом сажемазляных покрытий.

Измерение давления на поверхности модели осуществлялось многоканальным измерителем давления МИД-100 [11]. Диапазон измеряемого давления составлял  $0 \div 10^5$  Па, погрешность прибора не превышала 0,3% верхнего предела измерений. При обработке результатов измерений определялись коэффициенты давления  $C_p = (P - P_\infty)/q$ , где  $P$  — статическое давление на поверхности модели;  $P_\infty$  — статическое давление в невозмущенном потоке;  $q$  — скоростной напор. Визуализация пространственной картины течения методом лазерного ножа проводилась по методике, изложенной в [12].

**3.** Основными особенностями течения на подветренной стороне крыла в широком диапазоне значений  $\alpha_N$  при  $M_N < 0,8$  являются вихревая пелена, сходящая с острых передних кромок крыла, которая сворачивается в пару основных вихрей, над, под и между которыми возможно появление внутренних ударных волн. На рис. 2 представлены результаты экспериментов на крыле с  $\chi = 78^\circ$  при  $M = 2$  и  $\alpha = 14^\circ$ . Поток, отрываясь от передних кромок (линия стекания  $S_1$ ), присоединяется вдоль линии  $A_1$ , которая является линией растекания. Присоединение потока вызывает повышение давления в месте присоединения. Под областью основного вихря формируется зона пониженного давления. Пик разрежения соответствует проекции ядра основного вихря на плоскость крыла (рис. 2,з). С увеличением угла атаки интенсивность основного вихря увеличивается, разрежение на подветренной стороне крыла усиливается. Неблагоприятный градиент давления (рост давления на участке между пиком разрежения и передней кромкой) может оказаться достаточным для отрыва пограничного слоя вдоль линии стекания  $S_2$ . Возникает вторичный отрыв потока (вторичный вихрь). Его присоединение происходит вдоль линии растекания  $A_2$ . При больших углах атаки внутри вторичного отрыва может возникнуть третичный отрыв вдоль линии стекания  $S_3$  с присоединением вдоль линии растекания  $A_3$ . На распределение давления по поверхности крыла вторичный отрыв оказывает существенно меньшее влияние. Как правило, локальный минимум давления под вторичным вихрем и максимум давления, соответствующий линии присоединения  $A_2$ , выражены слабо. Третичный отрыв практи-

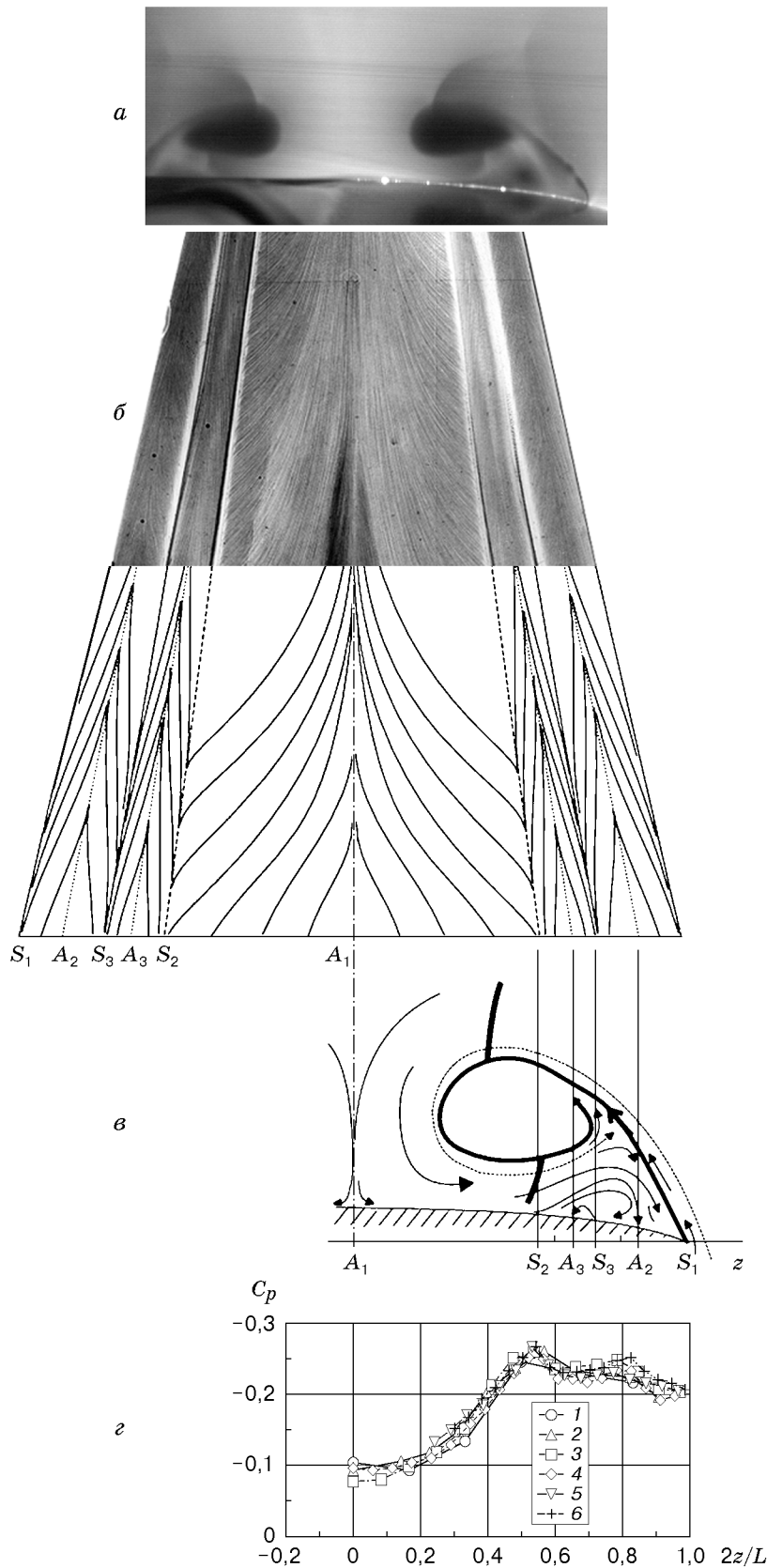


Рис. 2. Особенности течения на подветренной стороне треугольного крыла с  $\chi = 78^\circ$  при  $M = 2, \alpha = 14^\circ$ :

*a* — результаты визуализации течения методом лазерного ножа; *б* — результаты визуализации поверхностных линий тока методом сажемасляных покрытий и топологическая схема течения на поверхности крыла; *в* — топологическая схема обтекания подветренной стороны крыла; *г* — распределение статического давления на подветренной стороне крыла (1 —  $x/b_0 = 0,162$ ; 2 —  $x/b_0 = 0,316$ ; 3 —  $x/b_0 = 0,433$ ; 4 —  $x/b_0 = 0,618$ ; 5 —  $x/b_0 = 0,741$ ; 6 —  $x/b_0 = 0,890$ )

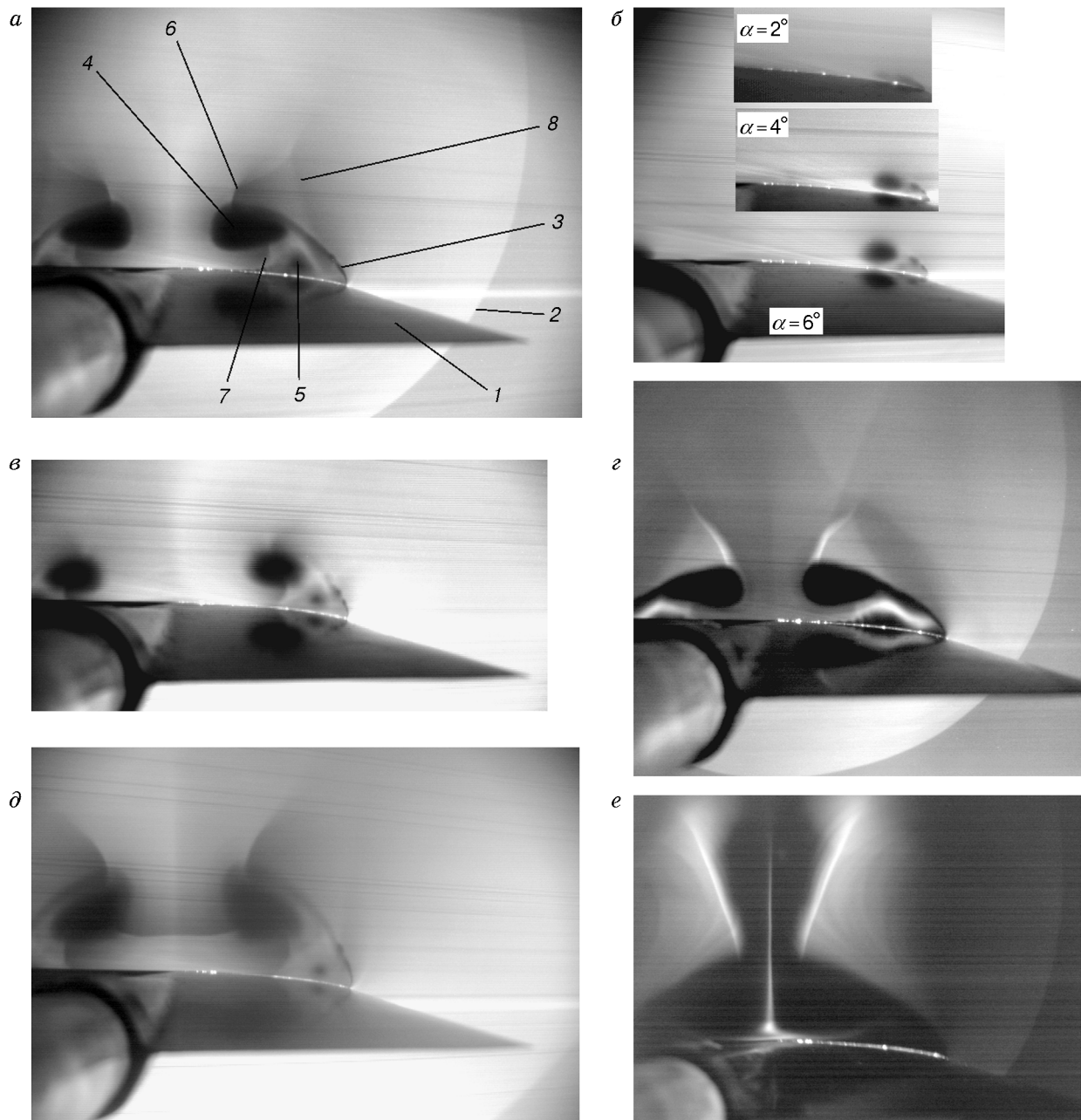


Рис. 3. Результаты визуализации течения методом лазерного ножа на крыле с  $\chi = 78^\circ$ :

*a* —  $M = 2,75$ ,  $\alpha = 16^\circ$  (1 — задняя кромка крыла, 2 — головная ударная волна, 3 — вихревая пелена, 4 — основной вихрь, 5 — область вторичного отрыва, 6 — внутренний скачок уплотнения над основным вихрем, 7 — внутренний скачок уплотнения под основным вихрем, 8 —  $\lambda$ -образная волновая структура);  
*b* —  $M = 2$ ,  $\alpha = 2 \div 6^\circ$ ; *c* —  $M = 2$ ,  $\alpha = 12^\circ$ ; *d* —  $M = 3,5$ ,  $\alpha = 16^\circ$ ; *e* —  $M = 2$ ,  $\alpha = 22^\circ$ ; *e* —  $M = 4$ ,  $\alpha = 22^\circ$

чески не влияет на распределение давления по поверхности крыла. Как правило, он определяется только по картине предельных линий тока на поверхности модели.

Рассмотрим основные топологические особенности течения и влияние на них углов атаки, стреловидности и числа Маха.

На рис. 3 представлены изображения, полученные при визуализации течения методом лазерного ножа в плоскости, перпендикулярной продольной оси модели, с  $\chi = 78^\circ$ .

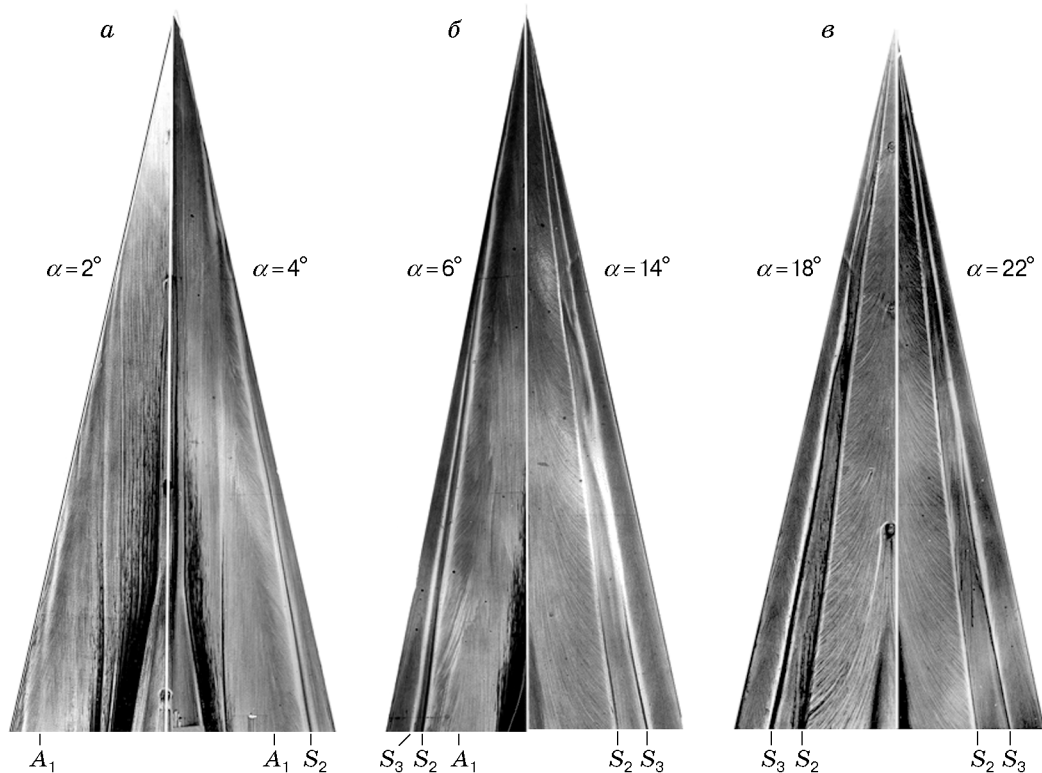


Рис. 4. Результаты визуализации поверхностных линий тока ( $\chi = 78^\circ$ ,  $M = 2$ ):  
 а —  $\alpha = 2, 4^\circ$ ; б —  $\alpha = 6, 14^\circ$ ; в —  $\alpha = 18, 22^\circ$

На рис. 3,а ( $M = 2,75$ ,  $\alpha = 16^\circ$ ) видны часть модели между плоскостью лазерного ножа и задней кромкой, головная ударная волна, сходящая с передних кромок вихревая пелена, которая сворачивается в основной вихрь, а также область вторичного отрыва, внутренний скачок уплотнения над основным вихрем, внутренний скачок уплотнения под основным вихрем и не наблюдавшиеся ранее  $\lambda$ -образные волновые структуры над вихревой пеленой и основным вихрем.

На рис. 4 показаны картины поверхностных линий тока, полученные методом саже-масляных покрытий на крыле с  $\chi = 78^\circ$  при  $M = 2$ . На рис. 4,а–в представлены изображения, полученные на разных половинах крыла в различных экспериментах при двух углах атаки. Зарождение первичного отрыва потока на острых передних кромках наблюдалось на крыле с  $\chi = 78^\circ$  уже при  $\alpha = 2^\circ$  ( $\alpha_N = 9,5^\circ$ ). Об этом свидетельствовало появление линии растекания  $A_1$ , вдоль которой поток, оторвавшийся от острых передних кромок, присоединялся к подветренной стороне крыла (рис. 4,а). На картинах обтекания, полученных методом лазерного ножа, вихрь небольших размеров виден только при  $M = 2$  (см. рис. 3,б). При больших значениях числа Маха ( $M = 2,5 \div 4$ ) и  $\alpha = 2^\circ$  он не наблюдался. В то же время на поверхности крыла была видна линия растекания  $A_1$  (рис. 4,а). Начиная с  $\alpha = 4^\circ$  зарождение отрыва на острых передних кромках наблюдалось при всех рассмотренных значениях  $\chi$  и  $M$ , соответствующих  $M_N < 0,8$ . Следует отметить, что течение при малых углах атаки не является коническим. Линия  $A_1$  (рис. 4,а) начинается не от вершины крыла, а от передней кромки под небольшим углом к корневой хорде крыла.

С увеличением угла атаки интенсивность основного вихря повышается. Оно сопровождается увеличением окружных скоростей на периферии ядра вихря и резким уменьшением плотности газа в ядре сжимаемого вихря. Увеличение скорости приводит к усилению сепарации светорассеивающих частиц из ядра вихря, а уменьшение плотности — к умень-

шению их концентрации. Поэтому на изображениях, представленных на рис. 3,б,г, ядро вихря контрастнее. С увеличением угла атаки размеры вихревого ядра увеличиваются, оно все больше отходит от поверхности модели. В его окрестности возникают внутренние скачки уплотнения (волновая структура рассмотрена ниже). При этом расстояние между ядрами основных вихрей уменьшается (см. также рис. 6). Вихревая пелена и ядро основного вихря занимают все большую область над подветренной стороной крыла. Такое же развитие пары основных вихрей с увеличением угла  $\alpha$  наблюдалось во всем исследуемом диапазоне чисел Маха, соответствующем значениям  $M_N < 1$ .

С увеличением числа Маха при фиксированном значении  $\alpha$  ядро основного вихря становится более сплюсненным, оно приближается к поверхности крыла и занимает большую область над его поверхностью. Границы ядра вихря выражены более четко. Расстояние между вихревыми ядрами с увеличением числа Маха уменьшается (ср. рис. 3,а и 3,г; 3,д и 3,е). При  $M = 4$  наблюдается режим, когда вихревые ядра практически смыкаются друг с другом, между скачками уплотнения над парой основных вихрей образуется течение типа вихревой дорожки (см. рис. 3,е).

Неблагоприятный градиент давления оказывается достаточным для отрыва пограничного слоя и возникновения области вторичного отрыва. Об этом свидетельствует появление при  $\alpha = 4^\circ$  линии стекания  $S_2$ , вдоль которой поток отрывается от поверхности крыла (см. рис. 4,а). Вблизи передней кромки появляется линия растекания  $A_2$ , по которой происходит присоединение вторичного отрыва. По изображениям, полученным методом лазерного ножа, вторичный отрыв однозначно определяется при  $\alpha > 6^\circ$ , когда ядро основного вихря отходит от поверхности крыла (см. рис. 3,б).

Из результатов визуализации поверхностных линий тока следует, что при определенных режимах на поверхности крыла возникает третичный отрыв. Область этого отрыва столь мала, что он определяется, как правило, только по картине предельных линий тока, в частности, по появлению линии третичного отрыва  $S_3$  (см. рис. 4,б,в). Он не виден на изображениях, полученных методом лазерного ножа, и практически не влияет на распределение давления по поверхности крыла. Очевидно, для его возникновения необходимо, чтобы область вторичного отрыва была достаточно развитой. В настоящих исследованиях минимальные значения нормального угла атаки и числа Маха, при которых наблюдался третичный отрыв, составляли  $\alpha_N = 26,8^\circ$ ,  $M_N = 0,47$  и были получены на крыле с  $\chi = 78^\circ$  при  $\alpha = 6^\circ$  и  $M = 2$ . На рис. 4,б видно, что при этих условиях появляется линия стекания  $S_3$ , свидетельствующая о формировании третичного отрыва под вторичным вихрем. При больших числах Маха третичный отрыв наступает позднее. Так, на этом же крыле при  $M = 2,5$  и  $M = 2,75$  линия третичного отрыва  $S_3$  наблюдалась для углов атаки  $\alpha \geq 8^\circ$ , а при  $M = 3$  — для  $\alpha \geq 10^\circ$ . Данные для крыла с  $\chi = 73^\circ$  показали, что при  $M = 2$  третичный отрыв впервые появляется при  $\alpha = 8^\circ$ , что соответствует  $\alpha_N = 25,7^\circ$ ,  $M_N = 0,65$ . При этом линия  $S_3$  начиналась не от вершины крыла, а отслаивалась от линии  $S_2$  на некотором удалении от носка крыла. Аналогичные картины поверхностных линий тока получены при  $\alpha = 10, 12^\circ$ . При  $\alpha = 14 \div 22^\circ$  линия  $S_3$  наблюдалась (как и на крыле с  $\chi = 78^\circ$ ) по всей длине крыла начиная от его вершины. С увеличением угла атаки расстояние между линиями  $S_2$  и  $S_3$  увеличивается (см. рис. 4,б,в).

На рис. 5 представлены зависимости относительных координат точки пересечения особых линий с линией  $x = \text{const}$  от нормального угла атаки. Данные получены обработкой результатов визуализации поверхностных линий тока. В предположении коничности течения все координаты особых линий нормировались местным полуразмахом крыла. Интервалы их неопределенности показаны на графиках вертикальными отрезками. На рис. 5,а видно, что положение линии присоединения  $A_1$  определяется прежде всего углом атаки крыла. С его увеличением линия  $A_1$  смещается от передней кромки к центру, и

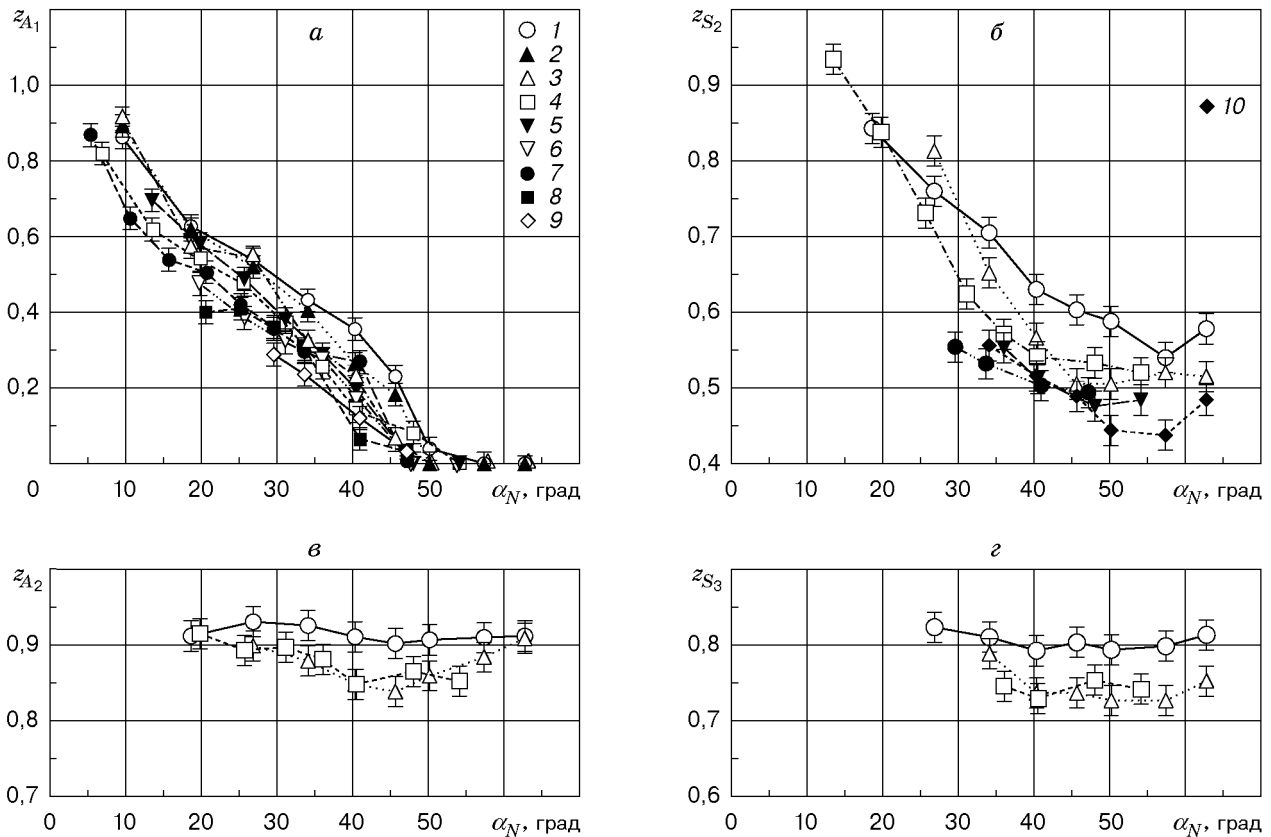


Рис. 5. Зависимости положения линии присоединения основного отрыва  $z_{A_1}$  (а), вторичного отрыва  $z_{S_2}$  (б), присоединения вторичного отрыва  $z_{A_2}$  (в), третичного отрыва  $z_{S_3}$  (г) от нормального угла атаки:

1 —  $\chi = 78^\circ$ ,  $M = 2$ ; 2 —  $\chi = 78^\circ$ ,  $M = 2,5$ ; 3 —  $\chi = 78^\circ$ ,  $M = 2,75$ ; 4 —  $\chi = 73^\circ$ ,  $M = 2$ ; 5 —  $\chi = 73^\circ$ ,  $M = 2,5$ ; 6 —  $\chi = 73^\circ$ ,  $M = 3$ ; 7 —  $\chi = 68^\circ$ ,  $M = 2$ ; 8 —  $\chi = 68^\circ$ ,  $M = 2,25$ ; 9 —  $\chi = 68^\circ$ ,  $M = 2,5$ ; 10 —  $\chi = 78^\circ$ ,  $M = 3,5$

при  $\alpha_N > 50^\circ$  присоединение основного отрыва происходит на оси симметрии крыла. Следует отметить, что положение линии  $A_1$  слабо зависит от числа Маха в интервале от 2 до 2,75. При малых углах атаки угол стреловидности крыла также практически не влияет на положение линии присоединения  $A_1$ .

Как показано на рис. 5,б, положение линии вторичного отрыва зависит от угла атаки только при малых и умеренных его значениях (до  $\alpha = 12^\circ$ , т. е.  $\alpha_N = 40 \div 45^\circ$ ). С увеличением угла атаки область вторичного отрыва увеличивается, линия  $S_2$  смещается от кромки крыла к центральной ее части. При  $\alpha_N > 35^\circ$  ее положение практически не меняется. Она удалена от корневого сечения крыла на расстояние, равное  $45 \div 55\%$  местного полуразмаха крыла. Следует отметить хорошее соответствие значений  $z_{S_2}$  при  $\alpha_N > 35^\circ$  для крыльев с различной стреловидностью при различных числах Маха, но на режимах, соответствующих одним и тем же значениям  $\alpha_N$  и  $M_N$  (ср. кривые 5, 7 и 10, а также кривые 3 и 4 на рис. 5,б).

На рис. 5,в представлена зависимость относительных координат точки пересечения линии присоединения вторичного отрыва  $A_2$  с линией  $x = \text{const}$  от нормального угла атаки. Видно, что они практически не зависят от угла атаки и слабо зависят от числа Маха (для крыла с  $\chi = 78^\circ$ ). Для всех трех рассмотренных режимов линия  $A_2$  находится вблизи передней кромки (на расстоянии, равном 10–15% местного полуразмаха крыла).



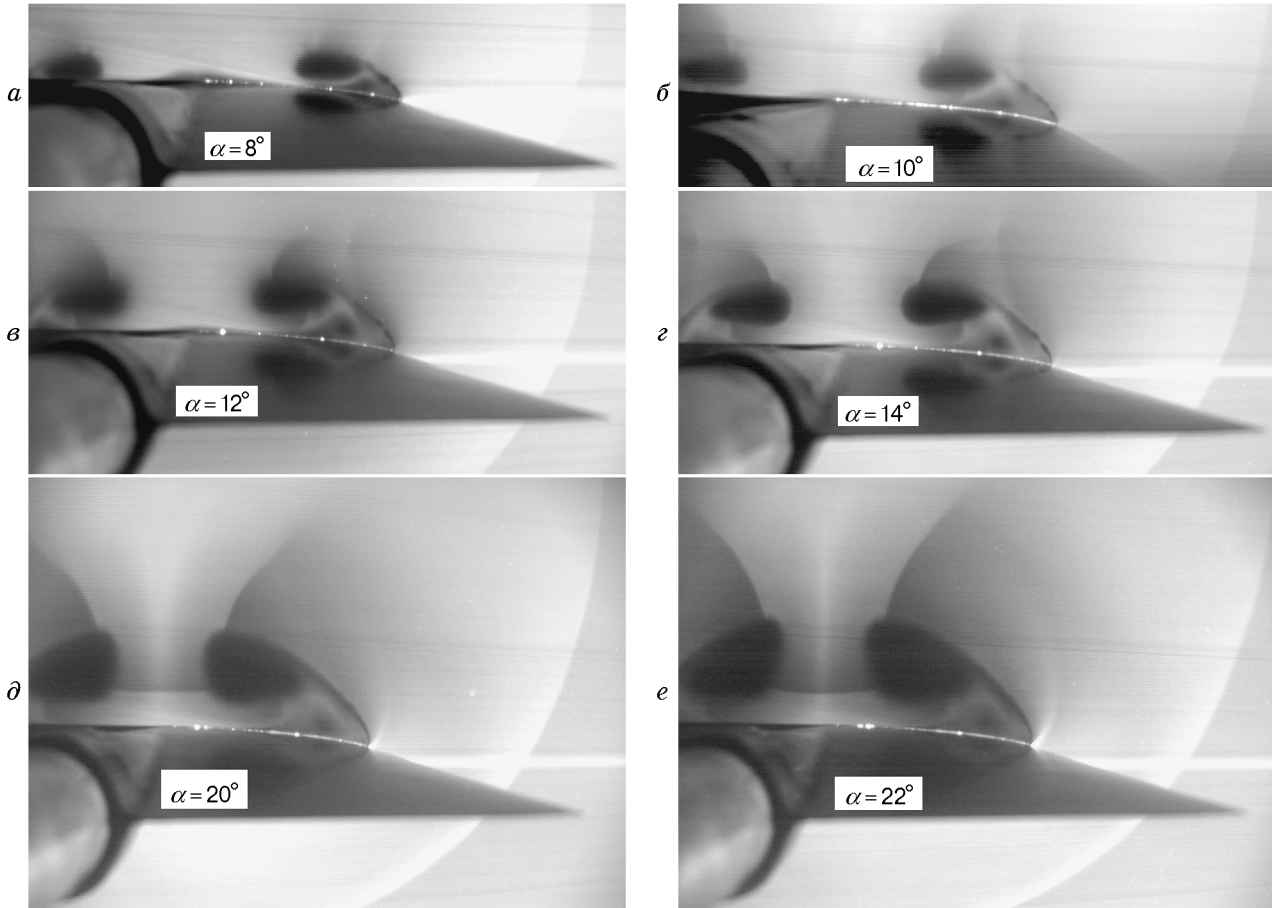


Рис. 6. Результаты визуализации течения методом лазерного ножа ( $\chi = 78^\circ$ ,  $M = 2,75$ ):  
 а —  $\alpha = 8^\circ$ ; б —  $\alpha = 10^\circ$ ; в —  $\alpha = 12^\circ$ ; г —  $\alpha = 14^\circ$ ; д —  $\alpha = 20^\circ$ ; е —  $\alpha = 22^\circ$

Отметим хорошее соответствие данных, полученных для двух разных крыльев (кривые 3 и 4 на рис. 5,б), но при одних и тех же  $\alpha_N$  и  $M_N$ .

Из рис. 5,г следует, что положение линии третичного отрыва не зависит от угла атаки. При  $\chi = 78^\circ$ ,  $M = 2$  (кривая 1) она находится на расстоянии от его корневого сечения, равном 80% местного полуразмаха крыла. С увеличением числа Маха до 2,75 или с уменьшением угла стреловидности линия  $S_3$  смещается на 5–7% в сторону корневого сечения крыла. Наблюдается хорошее соответствие данных для режимов  $\chi = 78^\circ$ ,  $M = 2,75$  (кривая 3) и  $\chi = 73^\circ$ ,  $M = 2$  (кривая 4).

При больших углах атаки поток над парой основных вихрей и вихревой пеленой становится конически сверхзвуковым (проекция вектора скорости на плоскость, перпендикулярную лучу, выходящему из вершины крыла, больше скорости звука). Поворот в осевом направлении двух конически сверхзвуковых потоков, направленных от передних кромок крыла к плоскости центральной симметрии навстречу друг другу, вызывает появление внутренних скачков уплотнения над парой основных вихрей. На диаграмме Вуда — Миллера [4] этим режимам соответствует область выше границы II (рис. 7). Ниже ее расположена область режимов обтекания крыла без образования этих внутренних ударных волн. Однако из результатов настоящей работы следует, что эта граница не является строго определенной. При  $\alpha = 2 \div 6^\circ$  внутренних ударных волн не обнаружено. При  $\alpha = 8^\circ$  на изо-

бражениях, полученных методом лазерного ножа, видны слабые волны: одна над вихревой пеленой и две над основным вихрем (рис. 6,а). При  $\alpha = 10^\circ$  над вихревой пеленой формируется  $\lambda$ -образная структура (рис. 6,б), скачок уплотнения над основным вихрем, по-видимому, еще не сформировался. С увеличением угла атаки интенсивность ударных волн увеличивается. Внутренняя ножка  $\lambda$ -скачка отодвигается ближе к вертикальной плоскости симметрии (рис. 6,в). Наконец, при  $\alpha = 14^\circ$  видно, что она замыкается на основном скачке над вихрем (рис. 6,г). При  $M = 2,5$  это замыкание наблюдалось при  $\alpha = 18^\circ$ . Дальнейшее увеличение угла атаки приводит к повышению интенсивности скачка над вихрем, он распространяется вверх на большее расстояние от вихревого ядра. При этом режим с образованием  $\lambda$ -образных внутренних скачков уплотнения переходит в режим обтекания треугольного крыла с одним скачком уплотнения над основным вихрем (рис. 6,д,е). С увеличением числа Маха этот переход наблюдается при меньших значениях угла атаки крыла.

При больших углах атаки между парой основных вихрей возникает стелющийся скачок уплотнения. В настоящих экспериментах он наблюдался при  $\alpha_N > 57^\circ$  ( $\chi = 78^\circ$ ,  $\alpha \geq 18^\circ$ ), что хорошо соответствует карте режимов Вуда — Миллера [4]. Из рис. 3,д и 6,д,е следует, что стелющийся скачок уплотнения находится примерно на одном и том же удалении от крыла. При этом с ростом угла атаки от  $18^\circ$  ( $\alpha_N = 57,4^\circ$ ) до  $22^\circ$  ( $\alpha_N = 62,8^\circ$ ) его форма меняется. Например, при  $\alpha = 18^\circ$  он выпуклый вверх от поверхности крыла, а при  $\alpha = 22^\circ$ , наоборот, вогнутый вниз, к крылу.

Как отмечено выше, с увеличением числа Маха расстояние между ядрами основных вихрей уменьшается. При  $M = 4$ ,  $\alpha = 22^\circ$  наблюдается режим, когда вихревые ядра смыкаются. Обнаружено, что при  $\alpha_N > 57^\circ$  и изменении числа Маха от 3,5 до 4 скачок между основными вихрями исчезает. По-видимому, это связано с тем, что интенсивность скачка уплотнения над вихрем увеличивается. Поток в нем тормозится сильнее и не успевает вновь разогнаться до конически сверхзвукового.

В [8] показано, что на карте режимов Вуда — Миллера [4] в координатах  $\alpha_N$ – $M_N$  существует область, соответствующая режимам обтекания треугольных крыльев с образованием внутреннего скачка уплотнения под основным вихрем (см. рис. 3,а,в,д и рис. 6). В [8] также отмечено, что появление или исчезновение этого скачка не влияет (при одном и том же режиме, по Вуду — Миллеру [4]) на появление или исчезновение других особенностей режима течения (вторичный отрыв, скачки уплотнения над и между основными вихрями и т. д.). Скачок уплотнения под основным вихрем, по-видимому, вызван следующими причинами. Основной вихрь генерирует высокие окружные скорости на периферии ядра. В результате поток между основным вихрем и поверхностью крыла становится конически сверхзвуковым. По мере приближения к передней кромке крыла он должен развернуться в осевом направлении (вдоль луча, проведенного из вершины крыла), так как для него поток у передней кромки служит своего рода препятствием. Такой разворот конически сверхзвукового потока вызывает скачок уплотнения под основным вихрем. В настоящих исследованиях минимальные значения нормального числа Маха и угла атаки, при котором наблюдался этот скачок, составляли  $\alpha_N = 34^\circ$  и  $M_N = 0,5$  ( $\chi = 78^\circ$ ,  $\alpha = 8^\circ$ ,  $M = 2$ ). Следует отметить, что, по данным [6], этот скачок должен был появиться уже при  $\alpha_N = 16^\circ$ . Однако авторы [6] не использовали пространственную диагностику течений и провели анализ режимов обтекания на основе результатов визуализации поверхностных линий тока и измерения давления на поверхности крыла, что ставит под сомнение полученные ими результаты, касающиеся топологии течения вне поверхности крыла.

Анализ результатов эксперимента позволил определить влияние числа Маха, углов атаки и стреловидности на топологию поперечного течения и дополнить известную (см. [4]) карту режимов обтекания треугольного крыла. На рис. 7 в координатах  $M_N$ – $\alpha_N$  приведена

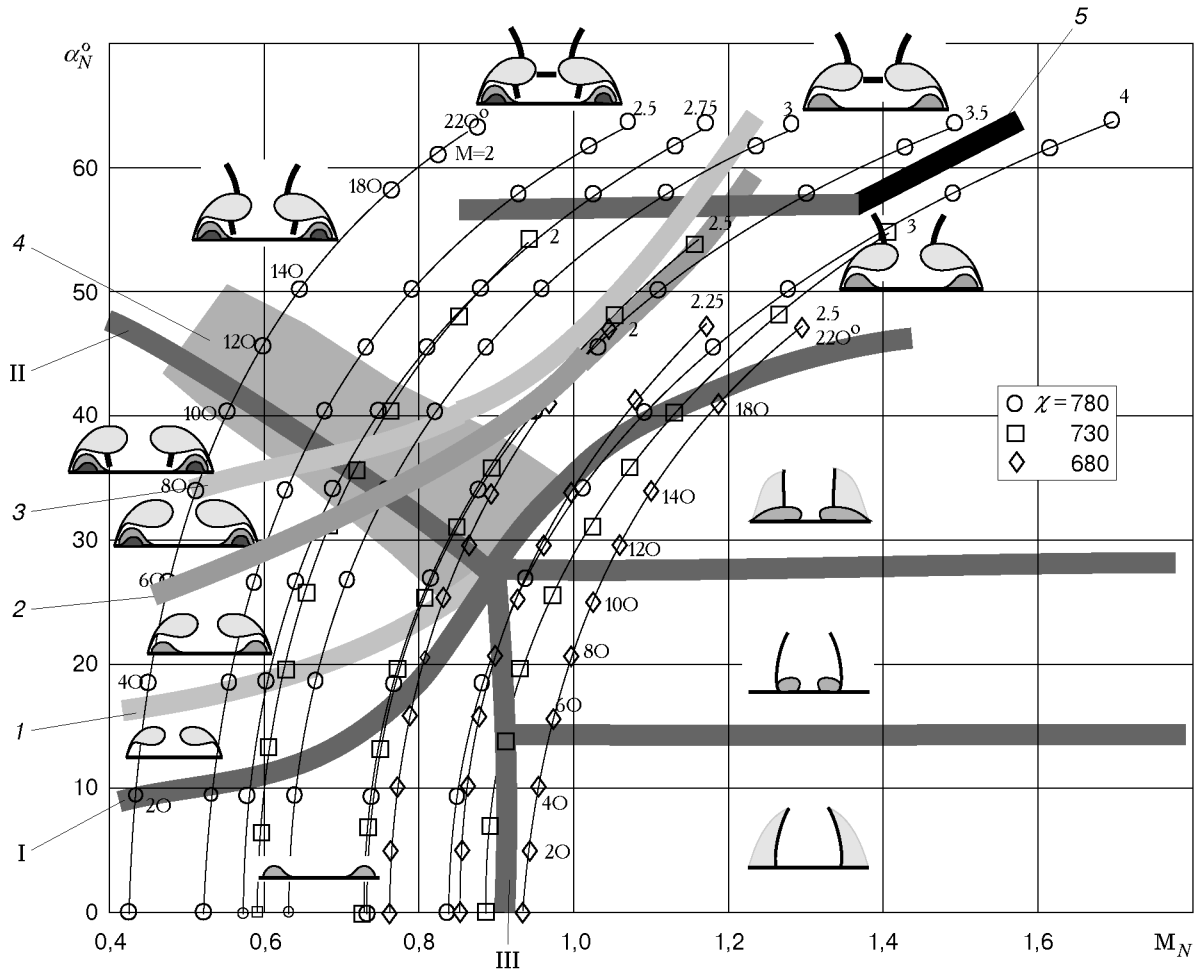


Рис. 7. Карта режимов обтекания треугольного крыла:

I, II, III — границы режимов Вуда — Миллера [4]; 1 — граница режимов с вторичным отрывом; 2 — граница режимов с третичным отрывом; 3 — граница режимов со скачком уплотнения под основным вихрем; 4 — область переходных режимов; 5 — граница режимов со скачком уплотнения между парой основных вихрей

диаграмма режимов Вуда — Миллера. Точки  $(M_N, \alpha_N)$  соответствуют режимам обтекания треугольного крыла, исследованным в настоящей работе. Римские цифры соответствуют границам режимов, определенным в [4], арабские — границам режимов, выявленным по результатам настоящих исследований.

Анализ данных, полученных во всем исследованном диапазоне чисел Маха, углов стреловидности и атаки крыла, позволил провести на карте режимов границу возникновения вторичного отрыва (линия 1 на рис. 7). Она лежит выше границы I, по Вуду — Миллеру [4], разделяющей режимы с отрывом потока от передних кромок и без него. Видно, что с увеличением числа Маха вторичный отрыв наступает позднее, т. е. при больших значениях угла атаки.

По результатам анализа топологии линий тока на поверхности крыла получена граница 2, разделяющая области, соответствующие режимам отрывного обтекания крыла с образованием третичного отрыва и без него. Следует отметить, что она лежит выше границы, полученной в [6]. По данным [6], третичный отрыв должен появиться при  $\alpha_N = 16^\circ$ . На рис. 7 видно, что при больших углах атаки рост числа Маха приводит к исчезновению третичного отрыва.

Линия 3 на рис. 7 представляет собой границу области режимов, при которых наблюдался скачок уплотнения под основным вихрем. Слева от нее и выше находится область режимов со скачком уплотнения под основным вихрем, ниже и справа — область режимов без скачка. При этом скачок наблюдается вместе с другими топологическими особенностями в соответствии с картой режимов Вуда — Миллера (основной и вторичный вихри, скачок над основным вихрем и т. д.). Как показано на рис. 7, граница режимов со скачком уплотнения под основным вихрем проходит вблизи границы возникновения третичного отрыва. Это позволяет предположить наличие связи между возникновением третичного отрыва и скачком уплотнения под основным вихрем.

Как отмечалось выше, переход от режима обтекания треугольного крыла без образования внутренних скачков уплотнения к режимам со скачками уплотнения над основным вихрем происходит не скачкообразно, а постепенно. Промежуточным режимам на рис. 7 соответствует область 4.

Из результатов визуализации пространственной картины течения следует, что при больших нормальных углах атаки скачок уплотнения между парой основных вихрей исчезает при  $M > 3,5$ . Этому переходу соответствует граница 5. Слева от нее значения  $\alpha_N$ ,  $M_N$  соответствуют режимам с образованием скачка уплотнения между основными вихрями, справа — без него.

4. Таким образом, для трех треугольных крыльев с острыми передними кромками и углами стреловидности  $\chi = 68, 73, 78^\circ$  в диапазонах чисел Маха  $M = 2 \div 4$  и углов атаки  $\alpha = 0 \div 22^\circ$  получены данные о распределении давления и топологии поверхностных линий тока на подветренной стороне крыла, а также выполнена визуализация пространственной структуры течения.

Проведенные исследования позволили выявить ряд особенностей обтекания треугольного крыла. Обнаружены новые режимы, характеризующиеся системой слабых волн сжатия над вихревой пеленой и основным вихрем;  $\lambda$ -скачком без образования основного скачка уплотнения над основным вихрем;  $\lambda$ -скачком с образованием основного скачка уплотнения над основным вихрем.

Анализ результатов позволил дополнить существующую карту режимов обтекания треугольных крыльев границей возникновения вторичного отрыва; границей возникновения третичного отрыва; границей режимов, характеризующихся скачком уплотнения под основным вихрем; правой границей режимов с образованием стелющегося скачка уплотнения между парой основных вихрей; областью перехода от режима без образования скачка уплотнения над основным вихрем к режимам с образованием этого скачка уплотнения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Stanbrook A., Squire L. C.** Possible types of flow at swept leading edges // *Aeronaut. Quart.* 1964. V. 15, N 2. P. 72–82.
2. **Squire L. C.** Flow regimes over delta wings of supersonic and hypersonic speeds // *Aeronaut. Quart.* 1976. V. 27, N 1. P. 1–14.
3. **Майкапар Г. И.** Отрывные течения у подветренной стороны треугольного крыла и тела вращения в сверхзвуковом потоке // *Учен. зап. ЦАГИ.* 1982. Т. 13, № 4. С. 22–33.
4. **Wood R. M., Miller D. C.** Lee side flow over delta wings at supersonic speeds // *J. Aircraft.* 1984. V. 21. P. 680–686.
5. **Szodruch J. G., Peake D. J.** Leeward flow over delta wings at supersonic speeds: Rep. / NASA TM. 1980. N 81187.
6. **Seshadri S. N., Narayan K. Y.** Possible types of flow on lee-surface of delta wing at supersonic speeds // *Aeronaut. J.* 1988. N 5. P. 185–199.

7. **Vorropoulos G., Wendt J. F.** Laser velocimetry study of compressibility effect on the flow field of a delta wing: Rep. / AGARD CP. 1983. N 342.
8. **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.
9. **Бродецкий М. Д., Брук С. Н., Махнин А. М.** Исследование погрешности определения коэффициентов давления при сверхзвуковых скоростях: Сб. науч. тр. Новосибирск: Ин-т теорет. и прикл. механики СО АН СССР, 1977. С. 94–113.
10. **Волонихин И. И., Григорьев В. Д., Демьяненко В. С. и др.** Сверхзвуковая аэродинамическая труба Т-313 // Аэрофизические исследования: Сб. науч. тр. Новосибирск: Ин-т теорет. и прикл. механики СО АН СССР, 1972. С. 8–11.
11. **Амелина М. А., Бродецкий М. Д., Волонихин И. И. и др.** Многоканальный измеритель давлений МИД-100 // Методы и техника аэрофизических исследований: Сб. науч. тр. Новосибирск: Ин-т теорет. и прикл. механики СО АН СССР, 1978. С. 98–113.
12. **Vasenev L. G., Nikiforov S. B., Pavlov A. A., Shevchenko A. M.** Development of the laser sheet imaging method for supersonic wind tunnels // Proc. of the 9th Conf. of the methods of aerophys. res., Novosibirsk, 29 June — 3 July, 1998. Novosibirsk: Inst. Theoret. and Appl. Mech., 1998. Pt 2. P. 206–211.

*Поступила в редакцию 24/IV 2000 г.*

---