

УДК 533.6.011.5

## **Развитие вихревой системы в окрестности внешнего двугранного угла**

**А.И. Максимов**

*Институт теоретической и прикладной механики  
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск*

E-mail: maksimov@itam.nsc.ru

Дан анализ результатов экспериментальных исследований развития вихревой системы, формирующейся при продольном сверхзвуковом обтекании двугранного внешнего прямого угла за счет перепада давления между его верхней и боковой гранями. Эксперименты проведены в аэродинамической трубе Т-313 ИТПМ СО РАН при числах Маха  $M_\infty = 2,27, 3, 4$  и углах атаки  $\alpha = -4^\circ \div +20^\circ$ . Показано, что в исследованном диапазоне углов атаки размеры зон влияния вихревой системы практически не зависят от числа Маха набегающего потока, а относительные величины разрежения потока на поверхности модели под ядром основного вихря плавно стремятся к своим минимальным значениям.

**Ключевые слова:** угловая конфигурация, скачок уплотнения, дифракция, вихревая система, предельные линии тока, распределение давления.

### **ВВЕДЕНИЕ**

Как известно, на современных сверхзвуковых летательных аппаратах в качестве отдельных элементов конструкции часто используются различные угловые конфигурации, в том числе внешние двугранные углы. Такими элементами являются, например, обечайки плоских воздухозаборников или установленных под крыльями коробчатых мотогондол. При обтекании под различными углами атаки и скольжения между гранями внешних прямых углов реализуются значительные перепады давления, вызывающие срыв потока на ребре двугранной угловой конфигурации (ребре дифракции) и формирование вихревой системы (срывного вихря) той или иной интенсивности над поверхностью с пониженным давлением [1–4]. Развитие таких вихрей связано с отрывами и присоединениями потока вдоль конических линий, исходящих от передней точки стыка граней угловой конфигурации, которые вызывают появление локальных областей пониженного и повышенного давлений соответственно, и тепловых потоков. Аналогичные вихревые системы, но более крупных размеров и большей интенсивности, обычно образуются при сверхзвуковом обтекании треугольных крыльев с большой стреловидностью передней кромки [5–9].

При значительных углах атаки (или скольжения) формирующиеся вихри обладают достаточной интенсивностью и могут оказать существенное влияние не только на локальные параметры течения, но и на обтекание всего летательного

аппарата. Углубленное изучение свойств таких течений важно еще и по той причине, что в настоящее время тщательно прорабатываются вопросы использования специальных генераторов вихрей, предназначенных для стабилизации пламени и обеспечения устойчивого горения топлива в гиперзвуковых прямоточных воздушно-реактивных двигателях (ГПВРД). В ряде случаев в качестве таких генераторов могут служить сами элементы конструкции ГПВРД, например, пилоны с магистралями для подвода топлива, имеющие плоские внешние поверхности в виде двугранных углов. Все это свидетельствует о том, что исследование свойств вихревых течений, формирующихся в окрестности канонических конфигураций типа внешних двугранных углов, относится к актуальным задачам современной аэродинамики. Подробные экспериментальные данные, полученные в ходе систематических исследований, могут служить также и в качестве тестового материала для отработки новых или модифицируемых кодов современной вычислительной аэродинамики.

#### МОДЕЛИ И МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты проводились в сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-313 ИТПМ СО РАН, оснащенной рабочей частью размерами  $0,6 \times 0,6 \times 2,0$  м, при числах Маха набегающего потока  $M_\infty = 2,27, 3,00, 4,03$  и числах Рейнольдса  $Re \approx 28 \cdot 10^6, 38 \cdot 10^6$  и  $56 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$  соответственно. В работе использовались две модели аналогичной конструкции длиной  $L$  по 400 мм, отличавшиеся друг от друга шириной их граней (рис. 1). Размеры модели № 1 по передней кромке составляли  $B = 90$  мм и  $H = 50$  мм, а по задней кромке — 55 и 50 мм. Основная модель № 2, рассчитанная на минимизацию влияния концевых эффектов на развитие вихревой системы и другие исследуемые явления, имела размеры  $B = 175$  мм и  $H = 90$  мм по передней кромке, 60 мм и 50 мм по задней кромке. Для максимального уменьшения возможного влияния течения сжатия, реализующегося под моделью при отрицательных и небольших положительных углах атаки, верхняя и боковая (вертикальная) грани обеих моделей были изготовлены минимально возможной по условиям прочности толщины, а их передние и боковые кромки заострены снизу и сбоку под углами  $6^\circ$  и  $15^\circ$  соответственно. При этом толщины самих кромок не превышали 0,1 мм.

Исследуемые модели крепились в рабочей части трубы на саблевидной подвеске аэродинамических весов с помощью донной державки. Для их точной установки под заданными углами атаки предварительно проводились специальные

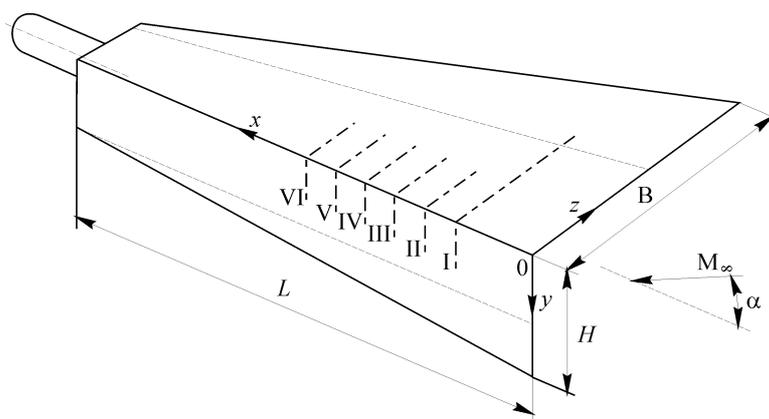


Рис. 1. Схема моделей двугранного прямого угла.

(- - - - - — конфигурация модели № 1).

весовые испытания, позволившие определить поправки на деформацию державок под воздействием аэродинамических нагрузок. Все эксперименты проведены в условиях естественного развития пограничного слоя на гранях моделей.

Экспериментальные исследования включали подробные измерения распределения давления на поверхности моделей с помощью многоканального прибора МИД-100, погрешность которого в диапазоне 0–0,1 МПа не превышала 0,3 % [10], визуализацию предельных линий тока с помощью маслосажековой пленки и пространственной структуры течения в окрестности ребра дифракции методом лазерного ножа [11, 12]. Модель № 1 имела 140 приемных отверстий диаметром 0,5 мм, размещенных равномерным шагом по 3 мм в 8 поперечных сечениях, удаленных друг от друга по координате  $x$  на 25 мм. На этой модели переднее сечение отверстий (нулевое) находилось на расстоянии 50 мм, а последнее, VII — в 225 мм от передней кромки. На второй модели (№ 2) 132 измерительные точки располагались с разными шагами (от 3 до 5 мм, а в сечении I — до 10 мм) в шести поперечных сечениях, отстоявших друг от друга также на расстоянии 25 мм. При этом в сечении I, расположенном на удалении 75 мм от передней кромки модели, крайнее левое отверстие находилось в точке с координатой  $z = 60$  мм. В остальных сечениях крайние отверстия располагались при координатах  $z = 35$  мм и  $y = 31$  мм соответственно. Во всех случаях измерения распределения давления осуществлялись в два этапа с частичным перекрытием (повторным подключением) измерительных точек в отдельных сечениях, что позволяло контролировать сходимость результатов испытаний прямо по ходу проведения экспериментов.

#### АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

В качестве иллюстрации общего характера обтекания исследуемых моделей на рис. 2 приведены снимки маслосажековой визуализации предельных линий тока,

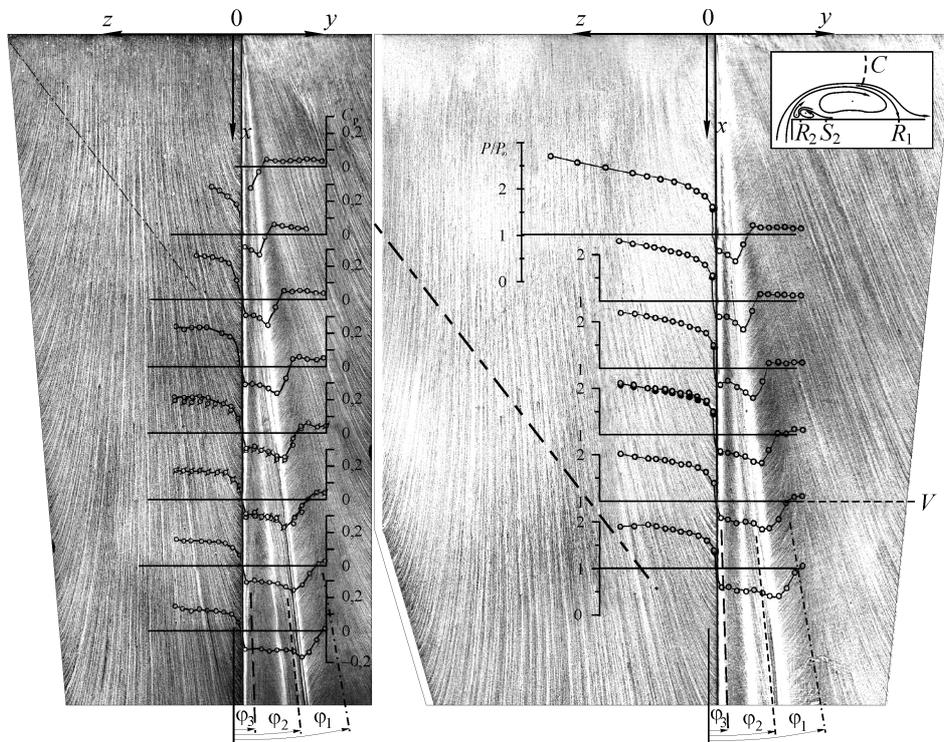


Рис. 2. Картины предельных линий тока и распределений давления на поверхности моделей № 1 (а) и № 2 (б) при  $M_\infty = 2,27$  и  $\alpha = 16^\circ$ .

полученные при числе Маха  $M_\infty = 2,27$  и угле атаки  $\alpha = 16^\circ$ . На этом рисунке поверхности верхней и вертикальной граней развернуты в одну плоскость. Следует еще отметить, что для увеличения масштаба изображений у модели № 2 (см. рис. 2, *b*) левый край верхней грани обрезан примерно на 1/3. Для большей наглядности на снимки нанесены эпюры распределения давления в соответствующих поперечных сечениях 0–VII и I–VI в виде коэффициентов давления  $C_p = (P - P_\infty)/q_\infty$  (см. рис. 2, *a*), где  $P$  — давление на поверхности модели,  $P_\infty$  — статическое давление, а  $q_\infty$  — скоростной напор невозмущенного потока, и отношения давлений  $P/P_\infty$  (см. рис. 2, *b*). Поскольку эти величины связаны между собой простым соотношением  $P/P_\infty = 1 + 0,7C_p M_\infty^2$  (при  $M_\infty = 2,27$  —  $P/P_\infty = 3,607C_p$ ), для удобства сопоставления они даны в одинаковых относительных масштабах.

На маслосажевой визуализации картин течения штрихпунктирными прямыми дополнительно указаны положения расчетных линий местного числа Маха за косым скачком уплотнения, отходящих от левых кромок верхних граней моделей под углом  $37,5^\circ$  относительно ребра двугранного угла. Эти линии Маха отделяют на поверхности моделей области, не подверженные влиянию концевых эффектов (выше по течению) и явно оказывающиеся под их влиянием (ниже по потоку). Известно, что наличие пограничного слоя приводит к распространению влияния концевых эффектов несколько выше линий Маха. Тем не менее, они вполне могут служить в качестве хороших ориентиров для оценки областей влияния концевых эффектов на распределение давления на поверхности моделей.

Как видно на приведенных снимках, предельные линии тока действительно сохраняют свое первоначальное направление, параллельное ребру двугранного угла, именно до этих штрихпунктирных прямых. При числе Маха  $M_\infty = 2,27$  и  $\alpha = 16^\circ$  на модели № 1 концевые эффекты начинают влиять на распределение давления уже в сечении II (см. рис. 2, *a*) и приводят к постепенному снижению уровня давления в нижележащих сечениях. В то же время, на модели № 2 с более широкими гранями под влияние концевых эффектов попадает лишь левый край VI сечения (см. рис. 2, *b*). Ниже указанных линий Маха, по мере падения давления за счет перетекания газа во внешнюю область, левее средней разделительной линии, сохраняющей свое первоначальное направление вплоть до кормовой части моделей, предельные линии тока все сильнее отклоняются влево, в сторону боковой кромки верхней грани. Можно заметить, что данная разделительная линия на модели № 2 располагается почти в два раза дальше от ребра дифракции, чем на более узкой модели № 1 (ср. рис. 2, *a* и *b*), благодаря чему на ее поверхности сохраняется более высокий уровень давления. Другая постепенно расширяющаяся область искривляющихся вправо линий тока, где наблюдается ускоряющееся падение давления по мере смещения в сторону ребра двугранного угла, формируется за счет дифракционного течения, реализующегося при обтекании рассматриваемых угловых конфигураций под положительными углами атаки.

Как и в случае обтекания треугольных крыльев [6, 9], характер распределения давления на поверхности моделей в зоне влияния вихревой системы определяется местными отрывами и присоединениями потока. На ребре двугранного угла имеет место резкое падение давления, связанное с первичным отрывом потока (см. рис. 2). Под действием сил вязкости основная часть оторвавшегося пристенного течения сворачивается в постепенно расширяющийся спиралевидный вихрь сложной формы. Движущиеся чуть выше слои газа огибают ядро формирующегося срывного вихря сверху и опускаются к поверхности вертикальной грани, а затем растекаются в разные стороны от линии присоединения  $R_1$  (см. схему на рис. 2, *b*), расположенной под углом  $\varphi_1$  к ребру угловой конфигурации. В отличие

от двумерного случая, в рассматриваемом трехмерном отрывном течении поперечные компоненты скорости срывного вихря намного меньше ее продольной составляющей, поэтому встреча опускающихся струек газа с поверхностью модели происходит под небольшим углом, из-за чего в районе линии присоединения  $R_1$  наблюдается не резкий пик давления, а только его незначительное повышение. К тому же, вероятнее всего, расположенные выше высокоскоростные слои газа, не доходя до поверхности, уносятся вправо и вниз по потоку, а на поверхность опускаются лишь находившиеся под ними низкоскоростные слои, ранее принадлежавшие пограничному слою на верхней грани.

Максимальное разрежение потока на поверхности вертикальной грани реализуется под ядром основного (срывного) вихря, в зоне разгона вторичного течения, распространяющегося от линии присоединения  $R_1$  в сторону ребра угловой конфигурации. По ходу движения к ребру двугранного угла этот поток газа попадает в область положительных (неблагоприятных для себя) градиентов давления и отрывается вдоль линии  $S_2$ , формируя небольшой вторичный вихрь. Под ядром этого вихря также наблюдается незначительное локальное понижение давления. Оторвавшийся вторичный поток присоединяется обратно к стенке вдоль линии  $R_2$ , расположенной вблизи ребра дифракции и отклоненной под небольшим углом  $\varphi_3$ , в результате чего появляется зона слабого местного повышения давления.

Все эти нюансы изменений давления в зоне влияния вихревой системы становятся более наглядными, если результаты измерений распределения давления в разных поперечных сечениях представить в единых относительных (близких к коническим) координатах  $\bar{y} = y/x$  и  $\bar{z} = z/x$ , где  $x$  — продольная координата сечений,  $z$  и  $y$  — поперечные координаты приемных отверстий (см. рис. 1 и 2), расположенных на поверхностях верхней и вертикальной граней соответственно. Как видно на рис. 3, при таком представлении экспериментальных данных во всем исследованном диапазоне углов атаки полученные эпюры распределения давления  $P/P_\infty$  укладываются на единые общие кривые (см. светлые значки, относящиеся к модели № 2). В этом случае, благодаря увеличению плотности экспериментальных точек на эпюрах, значительно проще выявить указанные выше локальные экстремумы в распределении давления и определить их положение. В качестве иллюстрации на рис. 3 на эпюре давления, полученной при  $M_\infty = 2,27$  на угле  $\alpha = 20^\circ$ , нанесены примерные положения рассмотренных выше линий присоединения и отрыва потока  $R_1$ ,  $R_2$  и  $S_2$ .

У модели № 2 на поверхности верхней грани небольшое расхождение эпюр распределения давления возникает на угле атаки  $\alpha = 16^\circ$ , которое при  $\alpha = 20^\circ$  становится уже достаточно заметным. Это вполне объяснимо, поскольку в последнем случае линия Маха наклонена под углом  $43,1^\circ$ , и концевые эффекты охватывают, по меньшей мере, последние два измерительных сечения (V и VI). На том же рис. 3, для сравнения, темными значками нанесены отношения давлений  $P/P_\infty$  для сопоставимых двух крайних сечений (I и VI), полученные на модели № 1. В остальных сечениях результаты измерений на этой модели располагаются строго между ними, поэтому ради некоторого упрощения рисунка они не приводятся. Как легко можно заметить, на поверхности верхней грани хорошее соответствие экспериментальных точек для двух использованных моделей наблюдается только в сечении I, а во всех остальных сечениях из-за влияния концевых эффектов данные для модели № 1 оказываются ниже соответствующих точек модели № 2, причем расхождения между ними заметно усиливаются по мере увеличения углов  $\alpha$ .

Несмотря на эти отличия в картинах распределения давления на верхних границах исследованных моделей, на поверхности их боковых граней заметной разницы в поведении предельных линий тока и эпюр распределения давления не зафиксировано.

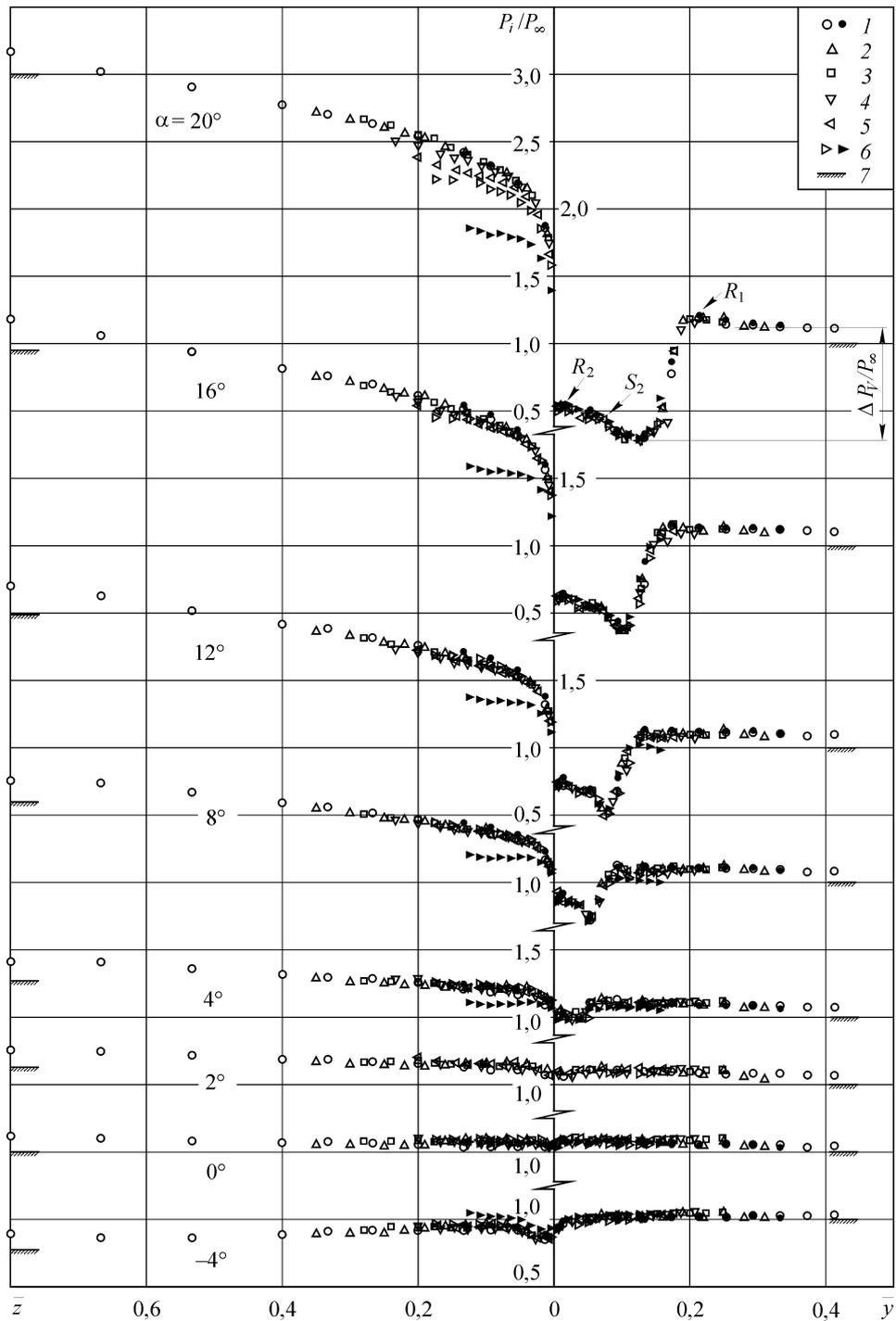


Рис. 3. Распределение давления на поверхности моделей при  $M_\infty = 2,27$ .

Сечения: I (1), II (2), III (3), IV (4), V (5), VI (6), расчет по [13] (7).

ровано (см. рис. 2 и 3). На обеих моделях в зоне влияния вихревых систем наблюдается практически идентичная картина течения, что достаточно наглядно демонстрируется обобщенными данными распределения давления (см. рис. 3). Некоторые отклонения экспериментальных точек у модели № 1 в сечении VI в сторону их понижения (см., например, данные для углов  $\alpha = 8^\circ$  и  $12^\circ$ ) становятся заметными только на периферии рассматриваемой зоны влияния, в районе расположения линии присоединения потока  $R_1$  и правее. Эти отличия объясняются, как и в случае с верхней гранью, меньшей высотой вертикальной грани у модели № 1, что приводит к более быстрому, чем на модели № 2, перетеканию газа в зону пониженного давления, формирующуюся под моделью под воздействием расположенных там веев волн разрежения.

Полученные при числе Маха  $M_\infty = 2,27$  на двух моделях данные позволяют сделать предварительный вывод о том, что небольшое снижение уровня давления на верхней поверхности модели по мере смещения вниз по потоку в некоторых пределах практически не сказывается на формировании срывного вихря и на распределении давления под ним. Однако для окончательного подтверждения данной гипотезы и определения допустимых при этом пределов снижения давления, т. е. уменьшения ширины модели, требуются более подробные дополнительные исследования.

Следует заметить, что при  $M_\infty = 2,27$  на всех исследованных углах атаки максимальные величины полученных в эксперименте отношений давлений в сечении I заметно выше аналитических расчетных данных, вычисленных по соотношениям для косоугольного скачка уплотнения [13]. Такие отличия на верхней грани могли иметь место сразу по нескольким причинам, каждая из которых могла внести свою долю погрешности. Во-первых, при определении расчетных отношений давления не учитывалось влияние толщины вытеснения пограничного слоя. По данным методических экспериментов, проведенных в работе [14] на близком к нашему случаю числе Маха  $M_\infty = 2$ , это влияние эквивалентно приращению угла атаки пластины примерно на  $0,3^\circ$ . Во-вторых, в экспериментах по измерению давления могли иметь место систематические отклонения истинных углов атаки моделей из-за не совсем корректно введенных поправок, что было вызвано невозможностью проведения весовых экспериментов после установки пневмотрасс на модели. В настоящей работе использованные поправки на деформацию державок определялись на моделях без дренажных трасс, применявшихся для визуализации картин течения. Вполне естественно, во время испытаний по измерению распределений давления наличие более сотни металлических трубок с внешним диаметром  $\sim 1,5$  мм, расположенных на нижней стороне моделей, приводило к заметному увеличению возникающих аэродинамических нагрузок и неконтролируемой дополнительной деформации державок моделей, соответственно к изменению их истинных углов атаки, а возможно, и к появлению небольших углов скольжения. В-третьих, определенное влияние на измеренные величины давления могла оказать неравномерность поля течения в рабочей части аэродинамической трубы, которая более заметна при экспериментах на числе Маха  $M_\infty = 3$ . Некоторое превышение измеренного на боковой грани давления величины  $P_\infty$  объясняется довольно просто — его заметным увеличением за счет влияния дифрагировавшего на ребре двугранного угла скачка уплотнения.

Распределение давления при числе Маха  $M_\infty = 4,03$  (рис. 4) имеет почти такой же характер, что и в случае  $M_\infty = 2,27$  (см. рис. 3), хотя разброс экспериментальных точек на поверхности верхней грани несколько больше. В то же время на боковой грани, как и при  $M_\infty = 2,27$ , данные всех шести поперечных сечений укладываются практически на одни и те же общие кривые.

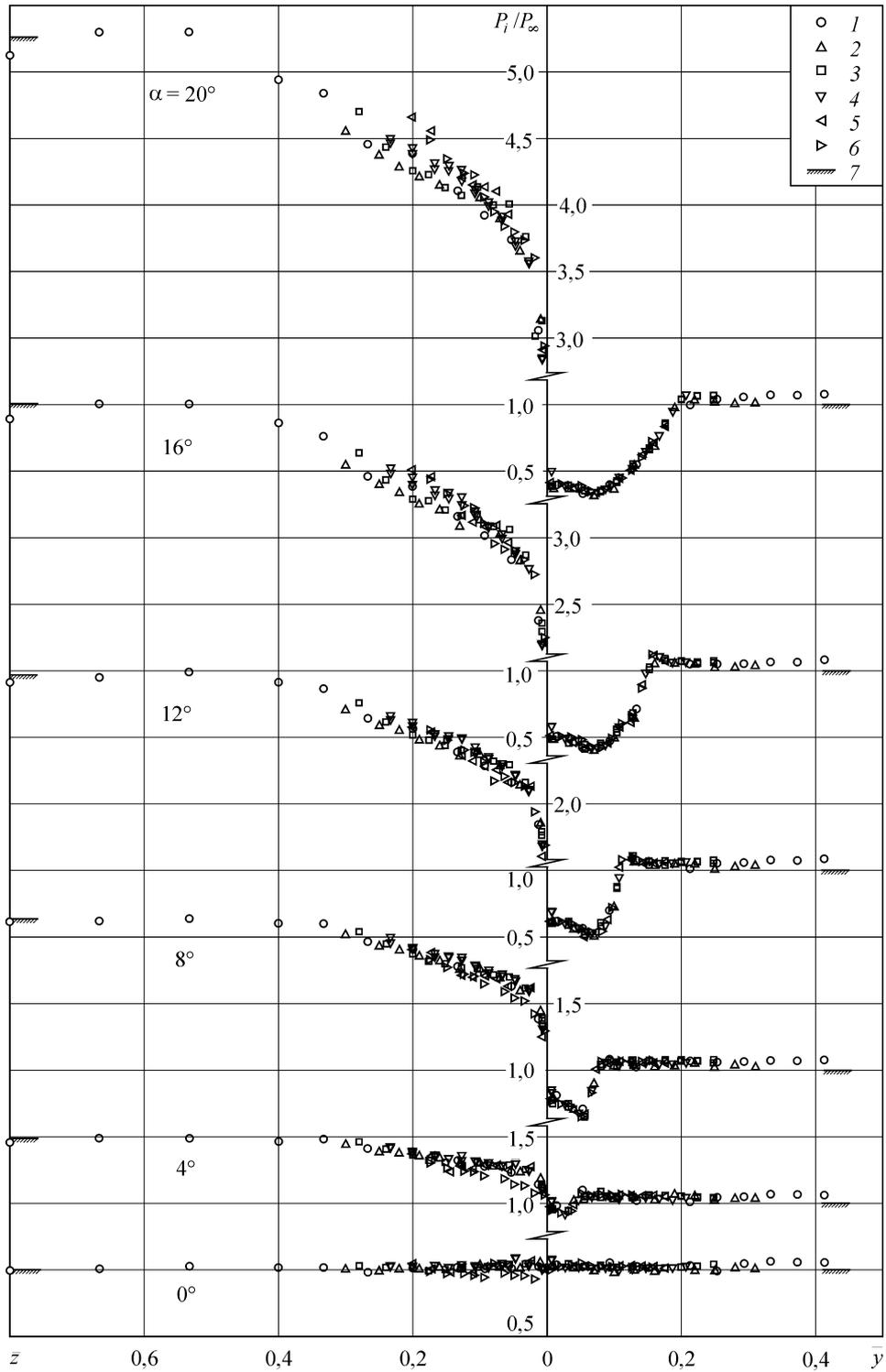


Рис. 4. Распределение давления на поверхности модели № 2 при  $M_\infty = 4,03$ .

Сечения: I (1), II (2), III (3), IV (4), V (5), VI (6), расчет по [13] (7).

Сравнение эпюр распределений давления, полученных при числах Маха  $M_\infty = 2,27, 3$  и  $4$ , показало, что во всем исследованном диапазоне  $\alpha$  и расчетных отношений давления между гранями внешнего прямого угла  $v = P_\alpha/P_\infty$  (см. табл.), где  $P_\alpha$  — давление за косым скачком уплотнения при натекании набегающего потока на плоскую пластину под углом атаки  $\alpha$ , характер изменения давления на поверхности боковой грани под влиянием вихревой системы сохраняется примерно одним и тем же. При этом практически совпадают и положения соответствующих зон падений и роста давления, хотя с ростом чисел Маха набегающего потока при больших углах  $\alpha$  картина распределения давления под вихревой системой несколько меняется — подъем давления от минимального значения на боковой грани примерно до уровня чуть выше  $P_\infty$  происходит более плавно, т. е. с меньшими темпами (ср., например, эпюры давления при  $\alpha = 16^\circ$  и  $20^\circ$  на рис. 3 и 4). По-видимому, это связано с заметной перестройкой формирующихся вихревых систем по мере увеличения чисел  $M_\infty$ , что выражается, прежде всего, в изменении внешних контуров ядра срывных вихрей.

На рис. 5 представлены снимки вихревых систем, образовавшихся в процессе дифракции скачка уплотнения и срыва потока на ребре двугранного угла, полученные методом лазерного ножа при разных углах  $\alpha$  и числах Маха  $M_\infty = 2,27$  и  $3$ . Во время визуализации пространственной структуры течения плоскость лазерного ножа располагалась в сечении  $V$  (см. рис. 2, *b*) перпендикулярно к поверхности вертикальной грани, а снимки были сделаны в направлении против потока, т. е. со стороны кормовой части модели. Поскольку при малых углах  $\alpha$  интенсивности дифрагирующего скачка уплотнения для получения контрастного изображения оказалось недостаточно, на правом верхнем углу рис. 5, *a* его искривленный фронт выделен темной штриховой линией.

На снимках, приведенных для удобства сравнения в одном и том же масштабе, хорошо заметны отличия внешних контуров вихревых систем и их основных ядер (темных образований фасолевидной формы), сформировавшихся при одних и тех же углах атаки, но на разных числах Маха (см. рис. 5, *b* и *e*, *c* и *f*). Видно, что по мере увеличения числа  $M_\infty$  ядра основных (срывных) вихрей становятся более тонкими, и они ближе прижимаются к поверхности вертикальной грани. Аналогичная тенденция изменения формы вихревых систем ранее фиксировалась при визуализации обтекания треугольных крыльев, осуществленной во время отработки метода лазерного ножа в аэродинамической трубе Т-313 [12]. По-видимому, такая трансформация вихревых систем вызвана, прежде всего, значительным увеличением продольной компоненты скорости вихревого движения по сравнению

**Таблица**  
**Отношения давлений между гранями внешнего прямого угла**

$M_\infty$	2,27	3,00	4,03
$\alpha$ , град	$v$		
–4	1,292	1,376	1,522
0	1,000	1,000	1,000
1	1,063	–	–
2	1,130	–	–
3	1,199	–	–
4	1,272	1,352	1,480
6	1,429	–	–
8	1,600	1,795	2,127
12	1,990	2,340	2,965
16	2,452	2,996	4,007
20	3,004	3,772	5,261

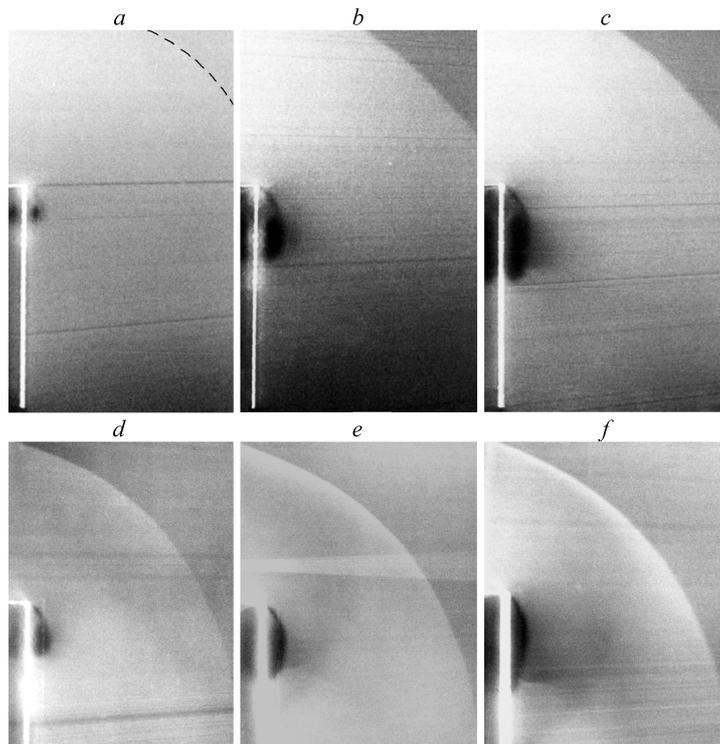


Рис. 5. Развитие вихревой системы при различных числах Маха и углах атаки модели (вид против потока):  $M_\infty = 2,27$  (a–c), 3 (d–f),  $\alpha = 8^\circ$  (a),  $12^\circ$  (d),  $16^\circ$  (b, e),  $20^\circ$  (c, f).

с ее поперечными компонентами по мере увеличения чисел Маха набегающего потока. К сожалению, из-за сильной засветки картины течения вблизи поверхности модели отраженным лазерным излучением рассмотреть ядра вторичных вихрей практически не удастся, а при числе  $M_\infty = 4,03$  на снимках получились расплывчатыми и ядра основных вихрей. Следует только отметить, что формирующиеся на этом режиме вихревые образования внешне подобны вихревым системам, наблюдающимся при числе Маха  $M_\infty = 3$ .

На рис. 5, c и f хорошо видно, что над ядрами основных вихрей располагаются скачки уплотнения, которые формируются при переходе течения, разогнавшегося до конически сверхзвуковых скоростей, обратно в дозвуковое. Благодаря более крупным размерам образующихся вихрей, такие внутренние скачки уплотнения более четко наблюдаются при визуализации обтекания треугольных крыльев под большими углами атаки [6, 11]. О величинах местных конических чисел Маха, реализующихся на таких режимах течения, можно получить представление из подробных расчетно-экспериментальных данных, приведенных в [8]. При продольном обтекании внешнего двугранного угла на режимах  $M_\infty = 2,27$  и 3 менее отчетливые внутренние скачки уплотнения наблюдаются также и при углах атаки  $\alpha = 16^\circ$  (см. рис. 5, b и e). На схеме рис. 2, b, составленной на основе анализа снимков предельных линий тока и визуализации потока лазерным ножом, полученных при  $M_\infty = 2,27$  и  $\alpha = 16^\circ$ , рассматриваемый внутренний скачок C изображен штриховой кривой.

Можно отметить, что при различных, но не сильно отличающихся друг от друга числах Маха набегающего потока определенная схожесть внешних контуров ядер основных вихрей наблюдается в тех случаях, когда они формируются при

одинаковых отношениях давления  $\nu$ , т. е. при близких перепадах давления между гранями двугранного угла. Например, ядра вихрей, образовавшихся при числе Маха  $M_\infty = 3$  и углах  $\alpha = 12^\circ$  и  $16^\circ$ , по своей конфигурации подобны тем, которые имеют место практически при тех же значениях  $\nu$  (см. табл.) на режимах  $M_\infty = 2,27$ ,  $\alpha = 16^\circ$  и  $20^\circ$ , однако они заметно меньше по размерам (ср. рис. 5, *b*, *c* и *d*, *e*).

Из представленных на рис. 6 результатов хорошо видно, что углы наклона линий присоединения потока  $R_1$  ( $\varphi_1$ ), вторичного отрыва потока  $S_2$  ( $\varphi_2$ ) и повторного присоединения потока  $R_2$  ( $\varphi_3$ ) для всех исследованных чисел Маха укладываются практически на одни и те же кривые. Положения этих линий на поверхности вертикальной грани показаны на рис. 2. Если в диапазоне углов атаки  $\alpha$  от  $1^\circ$  до  $20^\circ$  угол  $\varphi_1$  растет почти линейно (см. рис. 6, кривая *a*), то  $\varphi_2$  имеет тенденцию к снижению уже с  $\alpha \approx 16^\circ$  (кривая *b*). Линия вторичного присоединения потока  $R_2$  более или менее отчетливо начинает просматриваться на снимках предельных линий тока лишь с  $\alpha \approx 6^\circ$ , а ее угол наклона  $\varphi_3$  во всем исследованном диапазоне  $\alpha$  меняется незначительно и остается в пределах  $0,5^\circ \div 1,5^\circ$  (кривая *c*).

Более внимательное рассмотрение полученных картин предельных линий тока показывает, что линия вторичного отрыва  $S_2$  (линия стекания предельных линий тока), в отличие от линии присоединения  $R_1$ , в ряде случаев ведет себя весьма не стабильно. В таких ситуациях она представляет собой не прямую линию, а является извилистой кривой, т. е. по мере движения вдоль модели вниз по потоку угол ее наклона  $\varphi_2$  заметно колеблется в ту или иную сторону от своего среднего значения, приведенного на рис. 6. Такое явление на режиме  $M_\infty = 2,27$  четко наблюдалось на модели № 2 при  $\alpha = 16^\circ$  и на модели № 1 при  $\alpha = 20^\circ$ , а на числах Маха  $M_\infty = 3$  и  $4$  — при всех исследованных углах  $\alpha \geq 12^\circ$ .

В качестве примера на рис. 7 представлена картина предельных линий тока, полученная на поверхности боковой грани модели № 2 при  $M_\infty = 3$  и  $\alpha = 16^\circ$ . Проявившаяся на данном режиме обтекания неустойчивость линии  $S_2$  может быть связана как с влиянием на вторичный отрыв потока процессов ламинарно-турбулентного перехода в пограничном слое на верхней грани и во вторичном течении на боковой грани, направленном от линии растекания  $R_1$  в сторону ребра

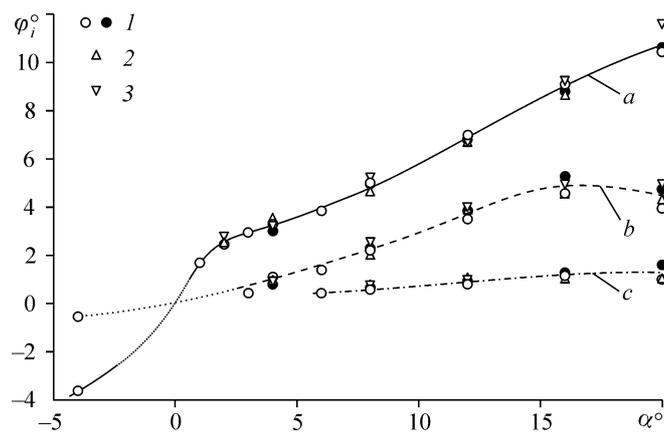


Рис. 6. Зависимость углов наклона линий присоединения (*a*), вторичного отрыва (*b*) и повторного присоединения потока (*c*):  $M_\infty = 2,27$  (1), 3 (2), 4,03 (3);  $\varphi_1$  (*a*),  $\varphi_2$  (*b*),  $\varphi_3$  (*c*) (темные значки относятся к модели № 1).

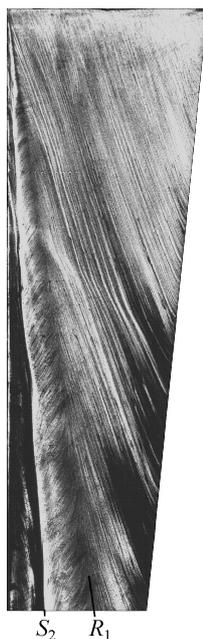


Рис. 7. Картина предельных линий тока на поверхности вертикальной грани при числе Маха  $M_\infty = 3$  и угле атаки  $\alpha = 16^\circ$ .

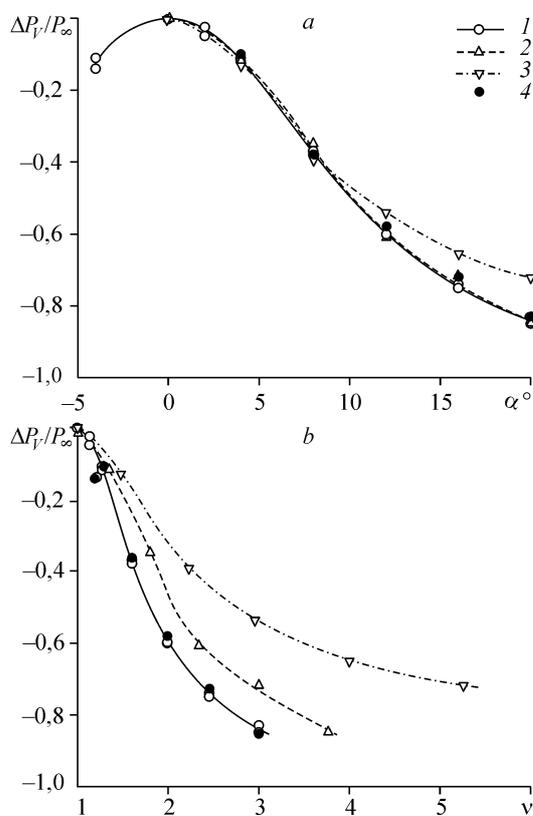
двугранного угла, так и с перестроением общей структуры самой вихревой системы по мере ее развития. Последняя причина может оказаться особо значимой на стадии формирования внутреннего скачка уплотнения, расположенного над ядром основного вихря, когда возможны так называемые явления перемежаемости, т. е. чередующиеся появления и исчезновения этого скачка. Аналогичное поведение линии стекания предельных линий тока  $S_2$  при углах  $\alpha = 6^\circ$  и  $8^\circ$  ранее наблюдалось и при обтекании треугольных крыльев с большой стреловидностью передней кромки [8]. Для ответа на вопрос о том, какая именно из указанных выше причин является в каждом случае доминирующей, требуются целенаправленные дополнительные исследования.

На рис. 8 приведены зависимости величин максимального понижения давления  $\Delta P_v/P_\infty$  (см. рис. 3), реализующихся на поверхности двугранного угла под воздействием вихревой системы, от углов  $\alpha$  и отношений давления  $v$  на гранях модели. Как можно увидеть, при обобщении полученных

данных в функции от углов атаки во всем исследованном диапазоне  $\alpha$  экспериментальные точки для чисел Маха  $M_\infty = 2,27$  и 3 практически совпадают друг с другом, а точки для  $M_\infty = 4$  начинают заметно отклоняться от общей зависимости уже при  $\alpha > 8^\circ$ , а на угле  $\alpha = 20^\circ$  почти достигают своего минимального уровня (см. рис. 8, *a*). Те же данные при их обобщении в зависимости от отношений давления  $v$  фактически сразу же расслаиваются по числам Маха (см. рис. 8, *b*). При этом отчетливо видно, что максимальное разрежение потока под вихревой системой будет достигнуто лишь при дальнейшем увеличении величины  $v$ , т. е. при больших значениях углов атаки  $\alpha$ . На обоих графиках данные, полученные на моделях № 1 и № 2, согласуются между собой хорошо.

Рис. 8. Зависимость максимального разрежения потока на поверхности модели под вихревой системой от углов атаки (*a*) и относительного давления на гранях (*b*).

$M_\infty = 2,27$  (1), 3 (2), 4,03 (3), (модель № 2), 2,27 (4) (модель № 1).



## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальные исследования развития вихревой системы, формирующейся при срыве потока на ребре внешнего двугранного угла за счет перепада давления между его гранями, показали, что в диапазоне чисел Маха  $M_\infty = 2,27 \div 4$  и углов атаки  $\alpha = -4^\circ \div +20^\circ$  ее влияние на распределение давления на поверхности модели носит примерно один и тот же характер. Уменьшение ширины граней двугранного угла в некоторых пределах, приводящее к постепенному снижению максимальных уровней давления по мере смещения вниз по потоку за счет влияния концевых эффектов, сказывается на развитии вихревой системы и уровне снижения давления на поверхности модели в зоне ее воздействия довольно слабо. При всех исследованных числах Маха максимальное разрежение потока на поверхности вертикальной грани под ядром основного вихря возникнет при более высоких значениях углов атаки, т. е. при дальнейшем увеличении перепадов давления между гранями внешнего двугранного угла. Для определения ее величины и дальнейшего уточнения структуры формирующихся вихревых систем требуются дальнейшие исследования с расширением диапазона углов атаки в сторону  $\alpha > 20^\circ$ .

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Демьяненко В.С., Федосов В.П. Течение сверхзвукового потока около выпуклого двугранного угла // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1975. № 13, Вып. 3. С. 40–45.
2. Майкапар Г.И., Пятнова А.И. Обтекание внешнего угла обечайки воздухозаборника сверхзвуковым потоком // Ученые записки ЦАГИ. 1980. Т. 11, № 3. С. 101–105.
3. Максимов А.И. Дифракция косоугольного скачка уплотнения в окрестности внешнего прямого угла // ПМТФ. 1987. № 4. С. 146–156.
4. Максимов А.И. Развитие интерференционно-дифракционных течений при продольном сверхзвуковом обтекании угловых конфигураций. Новосибирск, 1991. 51 с. (Препринт / АН СССР. Сиб. отделение. Ин-т теорет. и прикл. механики; № 1–91).
5. Бродецкий М.Д., Шевченко А.М. Экспериментальное исследование сверхзвукового течения на подветренной стороне треугольного крыла // Теплофизика и аэромеханика. 1998. Т. 5, № 3. С. 307–318.
6. Бродецкий М.Д., Краузе Э., Никифоров С.Б. и др. Развитие вихревых структур на подветренной стороне треугольного крыла // ПМТФ. 2001. Т. 42, № 2. С. 68–80.
7. Бродецкий М.Д., Забродин А.В., Луцкий А.Е. и др. Численное и экспериментальное моделирование сверхзвукового течения на подветренной стороне треугольного крыла // Аэромеханика и газовая динамика. 2002. № 1. С. 3–12.
8. Бродецкий М.Д., Забродин А.В., Луцкий А.Е. и др. Численное и экспериментальное моделирование режимов сверхзвукового обтекания треугольного крыла // Теплофизика и аэромеханика. 2004. Т. 11, № 2. С. 167–188.
9. Brodetsky M.D., Kharitonov A.M., Krause E., et al. Supersonic leeside flow topology on delta wings revisited // Experiments in Fluids. Springer-Verlag, 2000. Vol. 29. P. 592–604.
10. Амелина М.А., Бродецкий М.Д., Волонихин И.И. и др. Многоканальный измеритель давлений МИД-100 // Методы и техника аэрофизических исследований. Новосибирск, Ин-т теор. и прикл. механики СО АН СССР, 1978. С. 98–113.
11. Максимов А.И., Павлов А.А. Развитие метода “лазерного ножа” для визуализации потока в сверхзвуковых аэродинамических трубах // Уч. зап. ЦАГИ. 1986. Т. 17, № 5. С. 39–50.
12. Максимов А.И. Некоторые особенности использования метода лазерного ножа в сверхзвуковых аэродинамических трубах // Уч. зап. ЦАГИ. 1993. Т. 24, № 4. С. 45–54.
13. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1969. 824 с.
14. Бродецкий М.Д., Брук С.М., Махнин А.М. Исследования погрешностей определения коэффициентов давления при сверхзвуковых скоростях // Исследования по аэродинамике неплоских крыльев. Новосибирск, Ин-т теор. и прикл. механики СО АН СССР, 1977. С. 94–113.

*Статья поступила в редакцию 20 марта 2009 г.*