

УДК 533.6.011.5

## **Формирование срывного вихря в окрестности двугранной угловой конфигурации при $M_\infty = 2,27$ и $\alpha \leq 6^\circ$ \***

**А.И. Максимов, И.Н. Кавун**

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

E-mail: maksimov@itam.nsc.ru

Рассматривается развитие пристенного срывного вихря, возникающего при сверхзвуковом обтекании внешнего двугранного угла за счет перепада давления между его гранями, в диапазоне углов атаки  $\alpha = 0,5^\circ - 6^\circ$ . Подробно прослеживаются процессы зарождения и развития срывного и вторичного вихрей по мере увеличения угла  $\alpha$ . Особое внимание уделяется изменению структуры течения в зоне расположения вихрей. Показано явное нарушение автомодельности течения в передней части модели в зоне формирования вихревой системы.

**Ключевые слова:** плоский воздухозаборник, двугранный угол, срывной вихрь, ядро вихря, вторичный вихрь, линии тока, распределение давления, местное число Маха.

### **Введение**

Обтекание тел и их элементов газом или жидкостью почти всегда сопровождается отрывами потока и появлением вихрей разной сложности и интенсивности. Формирующиеся при отрыве вихри приводят к перераспределению давления на поверхности обтекаемого тела и существенному изменению его аэродинамических или гидродинамических характеристик. В связи с этим изучению отрыва потока и процессов формирования вихревых систем всегда уделялось значительное внимание.

Если небольшие локальные отрывы пограничного слоя на крыле не вызывают сильных изменений аэродинамических характеристик летательного аппарата, то срывы потока со всей верхней поверхности крыла при превышении критических углов атаки влекут за собой резкую потерю подъемной силы и могут иметь катастрофические последствия. При больших сверхзвуковых скоростях отрывы потока приводят к резкому возрастанию давления и потоков тепла к поверхности в узкой зоне их обратного присоединения. Вследствие этого может произойти ослабление прочности конструкции летательного аппарата и даже ее разрушение.

---

\* Работа выполнена в рамках государственного задания (№ государственной регистрации 121030500154-2 и 121030500158-0).

Сложность и многообразие отрывных течений требуют большого количества экспериментальных и расчетных исследований. Первой крупной работой, посвященной обобщению результатов изучения отрывных течений, стала монография [1], переведенная на русский язык и изданная в 1972 г. в трех томах издательством «Мир». Она до сих пор не теряет своего значения и пользуется спросом у студентов и аспирантов технических университетов. Другим примером исследований самых разнообразных отрывных течений может служить сборник трудов конференции Международного союза по теоретической и прикладной механике, проведенной в 1990 г. в Новосибирске [2].

Несмотря на всесторонние экспериментальные и расчетные исследования отрывных явлений, продолжающиеся более столетия, их актуальность сохраняется до сих пор, поскольку требования к дальнейшему улучшению аэродинамических характеристик и повышению эффективности при эксплуатации летательных аппаратов и других технических устройств не только не ослабевают, но и ужесточаются.

Развитие военной авиации и необходимость решения проблемы так называемого «звукового барьера», а затем ускоренное освоение сверхзвуковых скоростей полета в середине XX века потребовало пристального изучения отрывных явлений в широком диапазоне чисел Маха, углов атаки и скольжения. При этом особое внимание уделялось исследованиям обтекания стреловидных и треугольных крыльев, являющихся основными элементами конструкции сверхзвуковых летательных аппаратов. Были составлены классификации режимов течения на подветренной стороне толстых и тонких стреловидных крыльев с острыми передними кромками в зависимости от нормальных к передней кромке чисел Маха  $M_N$  и углов атаки  $\alpha_N$  [3–9]. Впоследствии диаграмма режимов обтекания была уточнена и заметно расширена [10–11], тщательно изучены основные параметры формирующегося срывного вихря [12–15].

Вскоре после создания первых серийных сверхзвуковых самолетов авиаконструкторы стали использовать вместо осесимметричных плоские воздухозаборники, которые расширяли возможности их регулирования за счет применения нескольких подвижных панелей (отклоняемых вертикальных или горизонтальных рамп сжатия набегающего потока) для обеспечения оптимального режима работы двигателей во всем диапазоне скоростей полета. К тому же расположение воздухозаборников сбоку или внизу фюзеляжа и крыла позволяло освободить место в носовой части самолета для размещения более мощных радаров и другого оборудования.

Известными сверхзвуковыми пассажирскими самолетами (СПС), имевшими двоянные плоские воздухозаборники и коробчатые мотогондолы, являются англо-французский Concorde и советский Ту-144. Первым самолетом, оснащенным плоскими боковыми воздухозаборниками и впервые поднявшимся в воздух 31 августа 1958 г., был американский сверхзвуковой палубный бомбардировщик North American A-5 Vigilante. Вскоре воздухозаборники такого типа превратились в классические и стали широко применяться при создании высокоскоростных летательных аппаратов.

Создание и дальнейшее усовершенствование сверхзвуковых летательных аппаратов требовало огромного объема научных исследований. На начальном этапе основной упор был сделан на экспериментальное определение аэродинамических характеристик самолетов и их элементов в широком диапазоне изменения параметров набегающего потока. Несколько позже бурное развитие вычислительной техники и методов численного моделирования позволило интенсивно использовать расчетные методы. Численное моделирование постепенно превратилось в эффективный инструмент исследований, поскольку оно значительно дешевле физических экспериментов и позволяет извлечь

из расчетов много дополнительных данных, которые весьма трудно, а во многих случаях практически невозможно получить в экспериментах. В настоящее время оно представляет предварительный этап исследований, в большинстве случаев предшествует экспериментальным работам и позволяет оптимизировать их проведение.

И при экспериментальных, и при расчетных исследованиях на начальном этапе часто применяются упрощенные конфигурации, позволяющие отработать и верифицировать методики их проведения путем сравнения полученных результатов друг с другом. Например, сложные стыки крыла с фюзеляжем или стенок внутреннего тракта плоских воздухозаборников и коробчатых мотогондол заменяют конфигурациями, формируемыми двумя плоскими пластинами с различными углами их раскрытия. Поскольку воздухозаборник является одним из важнейших элементов летательного аппарата, основное внимание уделяется изучению течения газа в его внутреннем тракте, в частности, особенностям взаимодействия скачков уплотнения с пограничным слоем. Подробному исследованию пространственных течений при обтекании внутренних двугранных углов, а также сопряжений крыла с фюзеляжем при малых дозвуковых скоростях потока посвящена монография [16]. В ней рассмотрены также случаи обтекания внутренних двугранных углов и прямоугольных полуканалов разной ширины при сверхзвуковых скоростях. Результаты цикла относительно недавних экспериментально-расчетных исследований, посвященных обтеканию внутреннего тракта плоских воздухозаборников, изложены в работах [17–27].

К первым известным примерам отечественных экспериментальных исследований внешних двугранных углов относятся работы [28, 29]. В СССР всплеск новых исследований обтекания различных элементов летательных аппаратов в 60–70 годах XX столетия во многом был обусловлен необходимостью дальнейшего улучшения характеристик СПС Ту-144. В этих работах широкое участие принимали и сотрудники ИТПМ СО АН СССР (СО РАН). При этом тщательно изучалось обтекание как всего самолета, так и его отдельных элементов, включая клинья слива пограничного слоя [30] или небольшие обтекатели бустеров (механизмов отклонения элеронов крыла) [31, 32], с целью минимизации их сопротивления. Параллельно для верификации разрабатываемых программ численного моделирования осуществлялся сбор экспериментальных данных при обтекании клиньев или конусов, установленных на плоской пластине [33–36], а также пластины с продольным уступом — схематизированной модели, имитирующей сочленение коробчатой мотогондолы с крылом [37]. Уже с середины 70-х годов XX века развитие вычислительной техники позволило приступить к попыткам рассмотрения угловых конфигураций, достаточно близко имитирующих реальные конструкции [38, 39].

При исследованиях пластины с продольным уступом [37] было обнаружено несколько характерных режимов достаточно сложного интерференционно-дифракционного течения, зависящих от соотношения углов атаки и скольжения модели. После первых серий экспериментов в диапазоне чисел Маха  $M_\infty = 2,27 - 4$  для упрощения исследований и изучения интерференционных и дифракционных явлений по отдельности была разработана модель внешнего прямого двугранного угла с углом раскрытия граней  $270^\circ$  ( $3/2\pi$ ). Кроме подробного изучения срывного вихря, формирующегося вблизи боковой грани за счет перепада давления, ее совместное использование с генератором скачка уплотнения позволяло полностью имитировать обтекание предыдущей модели в широком диапазоне углов атаки [40–42].

Современные методы численного моделирования дали возможность проводить расчетные исследования обтекания рассматриваемой модели на новом уровне [43–45].

Настоящее исследование является продолжением работы [46] и в основном посвящено тщательному рассмотрению процессов формирования срывного вихря вблизи поверхности боковой грани двугранного угла при малых углах атаки (при малых перепадах давления между гранями) модели, когда поперечный размер вихря сопоставим с толщиной пограничного слоя.

### Модель и условия экспериментов

Модель двугранного угла с углом раскрытия граней  $270^\circ$  (рис. 1) длиной  $L = 400$  мм имела ширину верхней грани  $B$  по передней кромке 175 мм, по задней — 60 мм. Размеры боковой (вертикальной) грани составляли  $H = 90$  и 50 мм соответственно. Передние и боковые кромки граней снизу и сбоку были заострены под углами  $6$  и  $15^\circ$ . Толщина передних кромок пластин не превышала 0,1 мм. Распределение давления на поверхности модели измерялось в шести поперечных сечениях (I–VI на рис. 1), расположенных на расстояниях  $x = 75, 100, 125, 150, 175$  и 200 мм от передней кромки угловой конфигурации. Эксперименты проводились в сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-313 ИТПМ СО РАН при числах Маха  $M_\infty = 2,27$  и Рейнольдса  $Re \approx 28 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$  в условиях естественного развития пограничного слоя на гранях модели. Визуализация предельных линий тока осуществлялась с использованием масло-сажевой пленки, а пространственной структуры течения — методом «лазерного ножа» [47, 48].

### Методика расчета

Расчеты проводились с помощью программного пакета ANSYS Fluent с использованием  $k-\omega$ -SST-модели турбулентности. Для упрощения расчетов условно предполагалось, что течение является турбулентным, начиная от передней кромки модели. Решались трехмерные уравнения Рейнольдса. Решение строилось в стационарной постановке вторым порядком аппроксимации при расчетах газодинамических параметров течения и первым — при расчетах параметров турбулентности. Около поверхности модели сетка сгущалась так, чтобы значения параметра  $y^+$  находились (за исключением области вблизи передней кромки размером около 1 мм, соответствующей  $\sim 10$  ее толщине) в диапазоне 1–3 для боковой грани, над которой формируется вихрь, и 3–5 над верхней поверхностью двугранного угла. Сгущение проводилось также вблизи передних кромок пластин, чтобы линейные размеры ячеек в продольном направлении и направлениях, перпендикулярных к поверхностям соответствующих граней, были одинаковыми. В качестве иллюстрации на рис. 2 приведены фрагменты использованной сетки у поверхности боковой грани вблизи передней кромки модели размерами  $1,2 \times 1,6$  мм и в поперечном сечении  $x = 10$  мм размерами  $\sim 0,22 \times 0,19$  мм на фоне полученных в расчете проекций линий тока.

На стенках модели задавались следующие условия: скорость воздуха и тепловой

поток равны нулю, а на входной границе расчетной области использовались параметры набегающего потока, взятые из соответствующих экспериментальных данных. На боковых и выходных

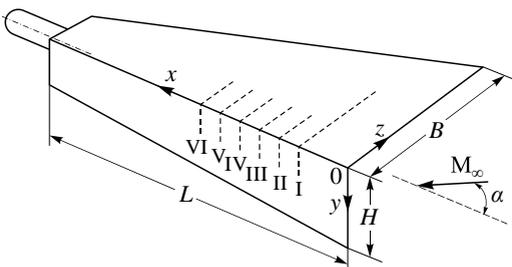


Рис. 1. Схема модели внешнего двугранного угла.

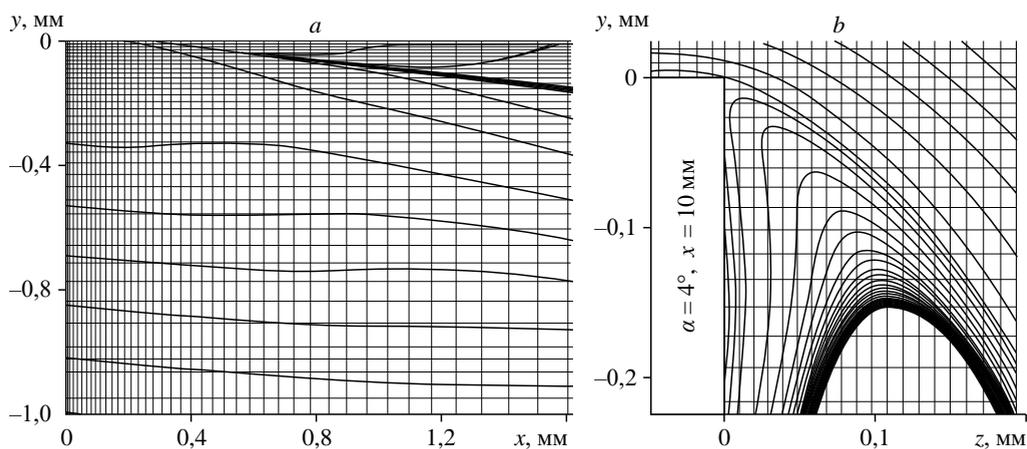


Рис. 2. Фрагменты расчетной сетки у поверхности боковой грани около передней кромки (а) и в поперечном сечении вблизи боковой грани модели (б).

(над пластинами и под ними) границах проводился расчет параметров потока в виде средневзвешенного значения между задаваемыми на границе параметрами свободного потока и параметрами течения из внутренних слоев ячеек расчетной области. Коэффициент вязкости газа рассчитывался с использованием формулы Сазерленда, а коэффициент теплопроводности — по кинетической теории газов. Общее количество ячеек расчетной сетки превышало 12 млн.

Для сокращения времени расчетов рассматривалась упрощенная схема угловой конфигурации (рис. 3). Предполагалось, что двугранный угол составлен из абсолютно жестких пластин 1 и 2 толщиной по 0,05 мм, моделирующих передние кромки реальной модели. Длина угловой конфигурации (при сохранении поперечных размеров реальной модели) была ограничена 250 мм, а обтекание ее нижней (теневого) области не рассматривалось. В связи с этим на боковых кромках граней задавалось давление, равное статическому давлению набегающего потока ( $P_\infty = 18684$  Па). Давление торможения набегающего потока составляло  $P_{0\infty} = 2,23 \cdot 10^5$  Па, температура торможения —  $T_{0\infty} = 290$  К. При моделировании течения у передних кромок 3 толщиной 0,05 мм расчетная область начиналась на расстоянии 1 мм от них. На выходной границе области давление задавалось равным 5000 Па с тем, чтобы его значение было меньше величины статического давления в ядре вихря при любом рассмотренном угле атаки.

Подробное сопоставление экспериментальных и расчетных данных [46] показало их полную адекватность и указало на возможность использования численного моделирования для углубленного изучения тех физических явлений, которые практически невозможно исследовать экспериментальным путем по тем или иным причинам. В качестве примера, указывающего на адекватность получаемых данных, на рис. 4 приведены представленные в работе [46] фрагменты распределения давления на поверхности боковой грани в зоне расположения вихревой системы, полученные на углах атаки  $\alpha = 16$  и  $20^\circ$  в эксперименте и расчетах.

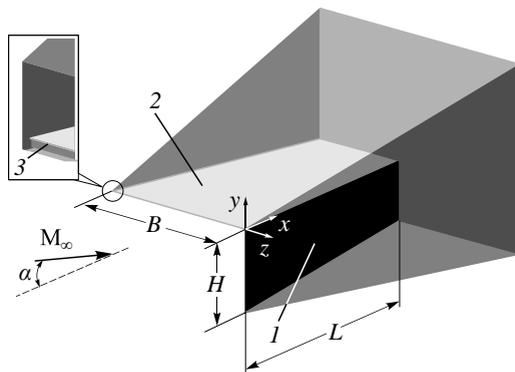


Рис. 3. Расчетная схема модели.

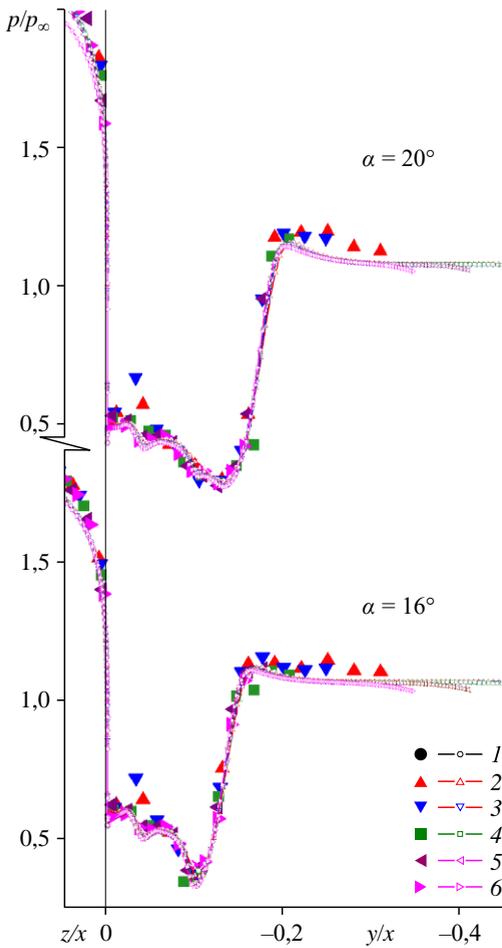


Рис. 4. Распределение давления на поверхности боковой грани.

Символы — данные эксперимента, линии — результаты расчета при  $x = 75$  (1), 100 (2), 125 (3), 150 (4), 175 (5), 200 (6) мм.

Идентификация срывного вихря, многие свойства которого тесно связаны со свойствами пограничного слоя, является достаточно сложным вопросом. Хорошо развитые к настоящему времени формализованные методы выявления вихрей (в частности,  $Q$ -критерий [49, 50] и др.) хорошо подходят для визуализации свободных вихревых течений (например, вихревой структуры слоя смещения турбулентной струи, одиночного концевое вихря и т.д.), но малопригодны для изучения пристенных вихревых течений, подобных рассматриваемому в настоящей работе срывному вихрю.

$Q$ -критерий соответствует разности интенсивностей тензоров скоростей вращения и деформации. Если в некоторой области  $Q > 0$ , то эта область считается заполненной вихрем, если  $Q < 0$ , то считается, что вихрь отсутствует. Вместе с тем при взаимодействии вихря с поверхностью модели основные особеннос-

ти структуры течения как раз и формируются в пристенной области, то есть в области, где компоненты тензора скоростей деформаций преобладают в тензоре скоростей дилатации (это могут быть зоны отрыва и присоединения, зоны образования вторичного отрыва и т.д.). Приведенный для случая  $\alpha = 1^\circ$  рис. 5 наглядно демонстрирует, что область взаимо-

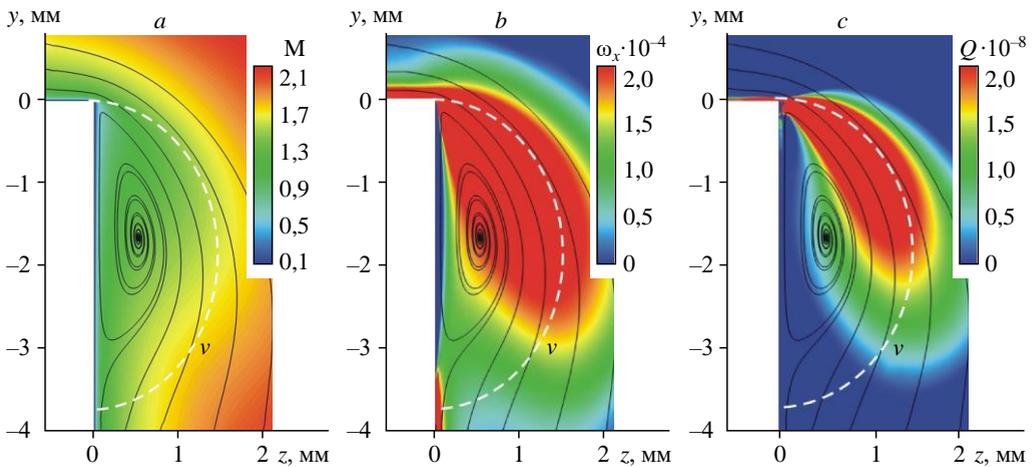


Рис. 5. Структура вихревого течения при угле атаки  $\alpha = 1^\circ$ .

$a$  — поле числа Маха,  $b$  — поле продольной компоненты вектора завихренности  $\omega_x$ ,  $c$  — поле распределения  $Q$ -критерия (согласно ему, в области, где  $Q > 0$ , находится вихрь).

действия срывного вихря (занятая вихрем область отмечена белой штриховой линией  $\nu$ ) со стенкой явно не соответствует области «вихря», определяемой  $Q$ -критерием (рис. 5с).

В рассматриваемом случае само понятие «срывной вихрь» включает в себя как область закрученного («вихревого») течения, так и область взаимодействия со стенкой. Присоединение потока газа к боковой стенке сопровождается формированием сложной пристенной структуры с локальными вторичными отрывами, где интенсивность тензора скоростей деформаций преобладает над интенсивностью тензора скоростей вращения. Кроме того, поперечные размеры пристенного срывного вихря при малых углах атаки сопоставимы с толщинами пограничных слоев, развивающихся на обтекаемых поверхностях. В связи с этим возникает вопрос о том, с какого момента возникающее вихревое движение можно идентифицировать как вихрь. Для уточнения этого вопроса на рис. 6 приведены изображенные разными цветами пространственные линии тока, участвующие в вихревом движении в диапазоне углов атаки  $\alpha = 1 - 4^\circ$ . Для большей наглядности на рис. 6е–6i фрагменты картин течения сильно растянуты по осям  $y$  и  $z$ .

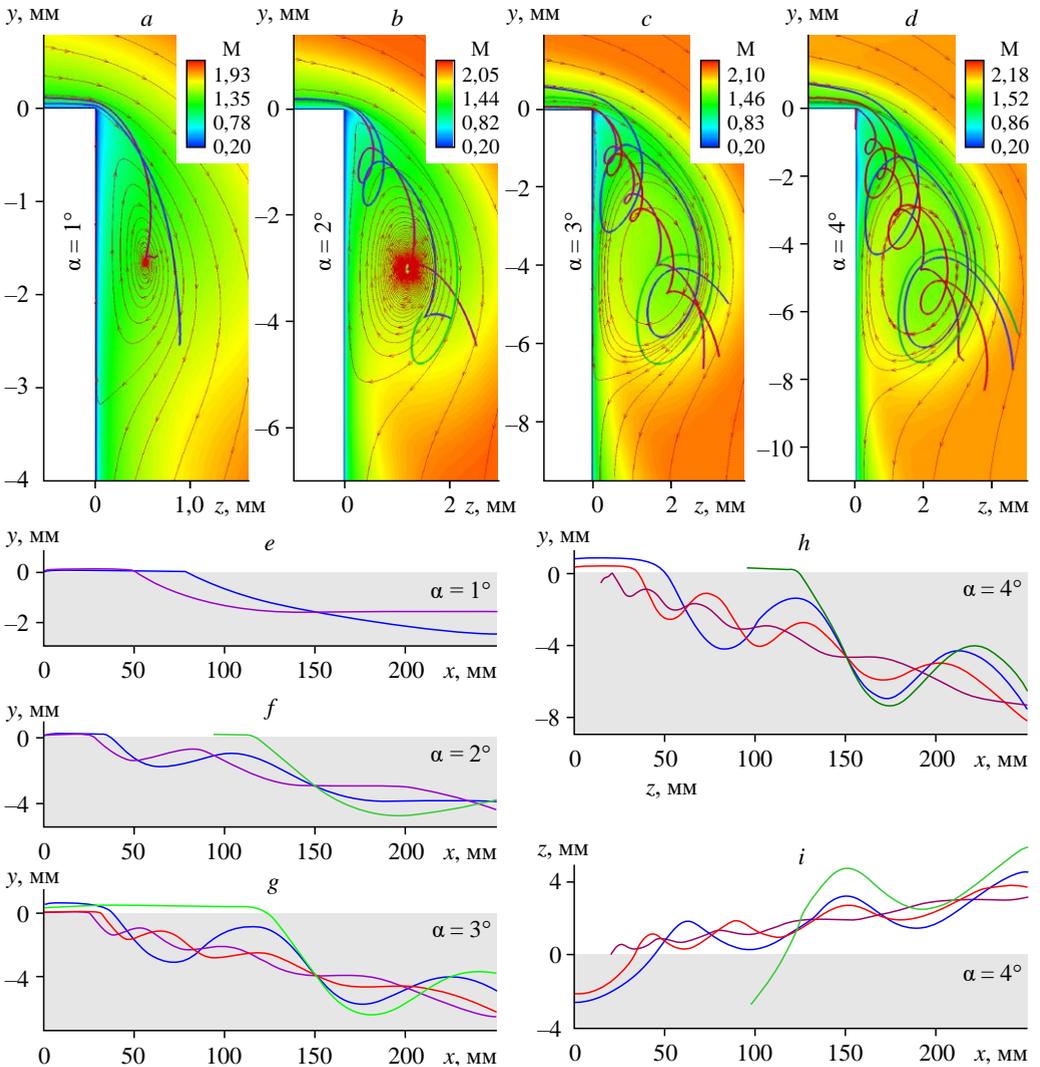


Рис. 6. Развитие вихревого движения при малых углах атаки.

Полученные в расчетах данные показывают, что в рассматриваемой угловой конфигурации уже при угле атаки  $\alpha = 0,5^\circ$  наблюдается наличие небольшого зародыша (предвестника) пристенного вихревого течения, расположенного глубоко в пограничном слое (см. ниже рис. 12а). Однако на рис. 6а и 6е видно, что даже на угле  $\alpha = 1^\circ$  пространственные линии тока, формирующие вихревую структуру, представляют собой лишь слабоизогнутые линии. Эти линии образуют спиралевидную вихревую трубку на расстоянии, превышающем длину модели. На угле  $\alpha = 2^\circ$  (рис. 6б и 6ф) эти линии тока явно становятся спиралевидными уже в пределах модели. Те из них, которые берут свое начало вблизи от ребра угловой конфигурации на небольшой высоте от поверхности верхней грани, на расстоянии длины модели успевают совершить более одного оборота вокруг центра вращения (оси вихревого движения). С дальнейшим увеличением угла атаки интенсивность вращательного движения значительно усиливается и имеет место существенный рост размеров срывного вихря. О форме и размерах вихревого движения можно судить по проекциям линий тока на поперечное сечение  $x = 150$  мм, изображенным тонкими красными линиями (рис. 6а – 6д). Видно, что пространственные линии тока, начинающиеся на заметной высоте над верхней поверхностью модели (рис. 6с, 6д и 6г – 6и), т.е. с верхних слоев пограничного слоя (фиолетовые линии), вращаются менее интенсивно, чем нижележащие.

В представленной работе авторами условно было принято определять границу появления вихря по совершению линиями тока не менее одного полного оборота вокруг своего центра вращения к контрольному поперечному сечению  $x = 150$  мм. Такое положение имеет место уже при угле атаки  $\alpha \geq 2^\circ$ . Наблюдающиеся при меньших углах атаки вихревые образования со слабым вращательным движением были названы зародышами или предвестниками вихря. Центры вращения вихревого движения *vc* определялись по проекциям компонент чисел Маха в поперечных сечениях, перпендикулярных боковой грани модели (см. врезку на рис. 7а).

Как видно из рис. 7, полученные на углах атаки  $\alpha = 2$  и  $16^\circ$  картины течения принципиально мало отличаются друг от друга. Можно отметить, что на  $\alpha = 16^\circ$  чуть дальше от поверхности модели имеется желто-оранжевый участок повышенных чисел Маха,

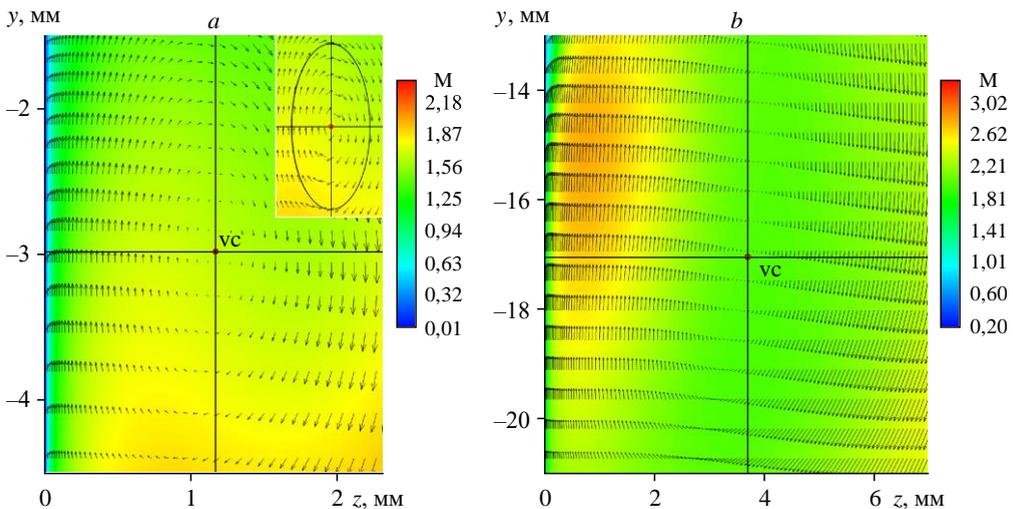


Рис. 7. Распределение окружных компонент чисел Маха в окрестности центров вращения вихревого движения при  $x = 150$  мм,  $\alpha = 2^\circ$  (а) и  $16^\circ$  (б).

где окружные компоненты местной скорости газа в поперечных сечениях  $y = \text{const}$  сохраняются примерно на одном и том же уровне (рис. 7b).

### Обсуждение полученных результатов

При обтекании рассматриваемой модели под углом атаки или скольжения имеет место дифракция плоского косоугольного скачка уплотнения, возникающего при обтекании верхней грани сверхзвуковым потоком. Картина дифракции этого скачка уплотнения *1* на ребре угловой конфигурации *2* иллюстрируется на рис. 8. При небольших углах  $\alpha$  из-за малой интенсивности скачков снимки слишком мало контрастны, поэтому в качестве примера выбраны изображения, соответствующие углу атаки  $\alpha = 16^\circ$ .

На фотографии, полученной в эксперименте с использованием метода лазерного ножа (рис. 8a), видно, что дифрагирующий скачок *3* искривляется по дуге и, постепенно ослабляясь, направляется в сторону боковой грани модели. Точно такая же картина наблюдается и в расчетах (рис. 8d). На расчетном снимке хорошо просматривается, что дифрагирующий скачок, формируя почти правильную полуокружность, достигает поверхности боковой грани в точке *4* (экспериментальный снимок получен в сечении, расположенном дальше от передней кромки модели, поэтому дифрагирующий скачок оказывается за пределами боковой грани). Вся область полуокружности между ребром дифракции *2* и точкой *4* представляет собой зону влияния дифрагирующего скачка уплотнения. Светлая линия *5*, лучше различимая на рис. 8d, соответствует слабому скачку, связанному с обтеканием затупленной передней кромки боковой грани, расположенной под нулевым углом скольжения относительно набегающего сверхзвукового потока.

Одновременно с дифракцией скачка вследствие перепада давления между гранями модели происходит срыв потока на ребре угловой конфигурации. При срыве потока над гранью с пониженным давлением, как и при обтекании треугольных крыльев [10, 11, 14, 15], формируются расширяющиеся вниз по потоку вихревые образования. По мере роста перепада давления (увеличения угла атаки) значительно усложняется структура

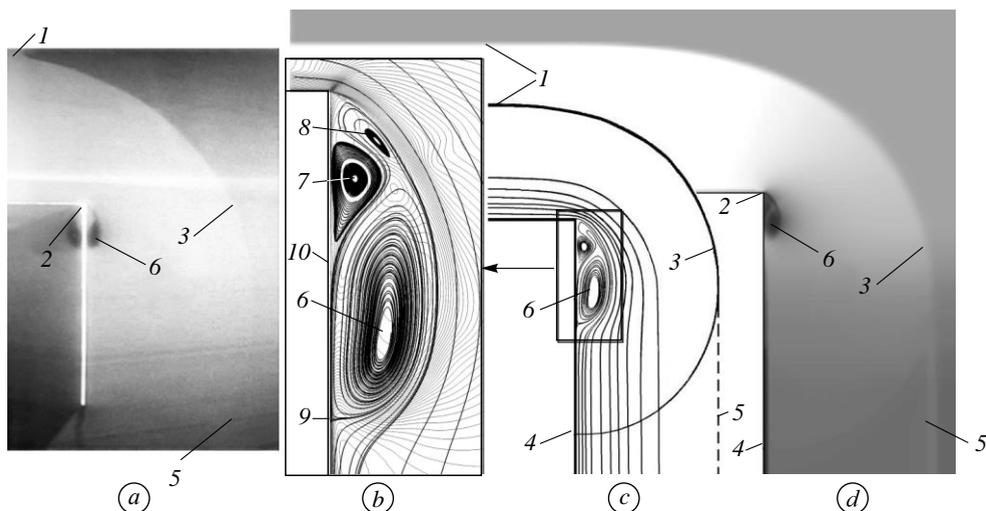


Рис. 8. Дифракция скачка уплотнения на ребре угловой конфигурации.

*a* — данные эксперимента, *b*, *d* — результаты расчета, *c* — схема течения;

- 1* — плоский косоугольный скачок уплотнения, *2* — ребро угловой конфигурации, *3* — дифрагирующий скачок, *4* — точка падения дифрагирующего скачка на боковую грань модели, *5* — слабый скачок от передней кромки боковой грани, *6* — срывной вихрь (ядро основного вихря), *7* — вторичный вихрь, *8* — третичный вихрь, *9* — точка присоединения потока  $R_1$ , *10* — точка отрыва  $S_2$ .

возникающей вихревой системы. Одновихревая схема течения постепенно становится многовихревой — внутри области расположения срывного вихря вначале появляется вторичный, а затем и третичный вихрь. Дальнейшее увеличение перепада давления на ребре дифракции приводит к появлению менее развитых четвертого и пятого вихрей. Пятивихревые схемы течения были обнаружены на масло-сажевых картинах визуализации при обтекании модели пластины с продольным уступом при числе Маха  $M_\infty = 2,27$ , углах атаки  $\alpha = 16^\circ$  и скольжения  $\beta = -12^\circ$  [40], а также вблизи боковой кромки пластины при числе Маха  $M_\infty = 2$  [28].

Для большей наглядности на рис. 8с схематично показаны полученные в эксперименте и расчете картины течения, наблюдаемые в плоскости  $yz$ . На увеличенном фрагменте вихревой системы, приведенной на фоне изолиний плотности (рис. 8b), хорошо видны ядро срывного вихря 6, вторичный 7 и третичный 8 вихри. Вихревая пелена и ядро вихря 6 четко выделяются как на экспериментальном, так и на расчетном изображении «лазерного ножа». На расчетной картине (рис. 8d) виден также вторичный вихрь, который неразличим на экспериментальном снимке из-за засветки отраженным от поверхности лазерным излучением.

Формирующий вихревую систему поток присоединяется к поверхности боковой грани в точке 9, а направляющиеся в сторону ребра струйки газа попадают в область повышенного давления (см. рис. 4) и отрываются от стенки в окрестности точки 10. Затем происходит повторное присоединение потока. Совокупности точек присоединения 9, отрыва 10 и повторного присоединения потока формируют на поверхности боковой грани линии присоединения  $R_1$ ,  $R_2$  и отрыва  $S_2$  (см. далее рис. 9 и 10).

На рис. 9 приведена полная панорама распределения давления  $p/p_\infty$  на поверхности модели на фоне расчетных предельных линий тока, полученная при угле атаки  $\alpha = 4^\circ$ .

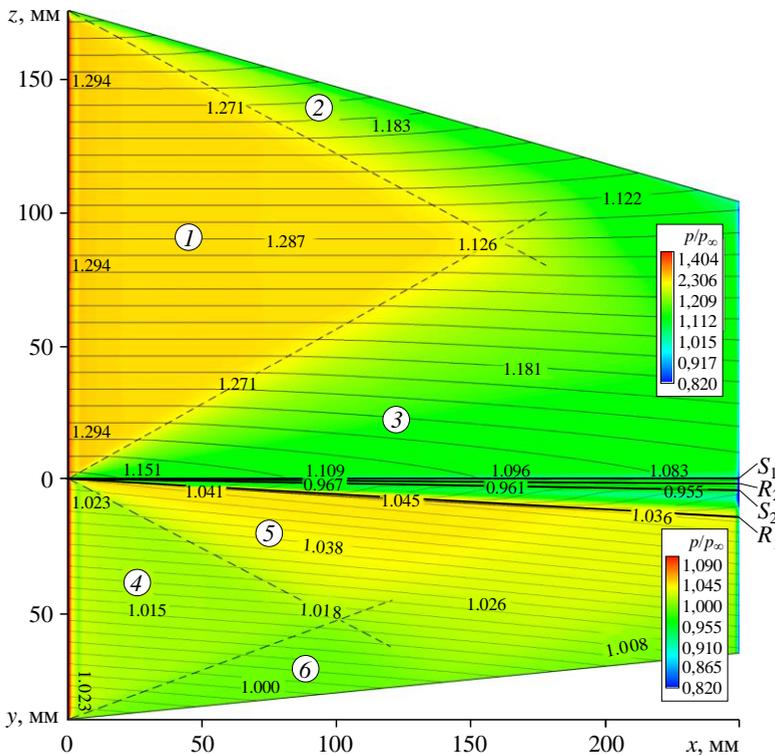


Рис. 9. Расчетная картина распределения давления на поверхности модели при угле атаки  $\alpha = 4^\circ$ .

Здесь верхняя и боковая грани угловой конфигурации условно развернуты в одну плоскость. Как видно, на верхней грани лишь область 1 не подвержена воздействию краевых эффектов, в ней сохраняется повышенное давление одинакового уровня, вызванное плоским косым скачком уплотнения. В области 2 давление постепенно уменьшается из-за перетекания газа в область пониженного давления, о чем свидетельствует отклонение предельных линий тока в сторону боковой кромки верхней грани. Область 3 пониженного давления формируется за счет течения газа в сторону боковой грани и срыва потока на ребре дифракции. Эта область характеризуется возрастающим отклонением предельных линий тока в сторону боковой грани, на которой давление мало отличается от давления невозмущенного набегающего потока  $p_\infty$ .

На боковой грани на переднем участке треугольной формы 4, ограниченном штриховыми линиями, небольшое повышение давления до величины  $P/P_\infty = 1,015$  вызвано влиянием скачка уплотнения, возникающего при обтекании передней кромки грани толщиной 0,05 мм, и за счет толщины вытеснения пограничного слоя, которая, согласно работе [51], при близком числе Маха  $M_\infty = 2$  эквивалентна углу атаки  $\alpha \approx 0,3^\circ$ . Почти такой же уровень давления ( $P/P_\infty \approx 1,012$ ) на поверхностях верхней и боковой граней при  $\alpha = 0^\circ$  был получен и в расчетах, выполненных на этапе методических исследований [46]. Верхняя штриховая линия на боковой грани примерно соответствует линии встречи дифрагировавшего скачка с ее поверхностью, т.е. совокупности точек 4, указанных на рис. 8. Заметное повышение давления в области 5 (до  $P/P_\infty \approx 1,038$ ) связано с воздействием именно этого дифрагировавшего скачка уплотнения.

Область 6 с давлением  $P/P_\infty \approx 1$  в нижней части боковой грани возникает за счет влияния концевой эффекта, т.е. выравнивания давления с давлением невозмущенного набегающего потока. Участки поверхностей на обеих гранях модели, расположенные ниже точек пересечения штриховых линий, подвержены суммарному влиянию концевых эффектов и дифрагирующего косоугольного скачка уплотнения. На них наблюдается постепенное снижение давления по мере смещения вдоль модели вниз по потоку. Узкие полосы повышенного давления шириной примерно 3 мм у передних кромок модели связаны с воздействием небольших отошедших скачков уплотнения, возникающих при сверхзвуковом обтекании затупленных пластин толщиной 0,05 мм. По мере распространения вниз по потоку эти скачки постепенно превращаются в маховские линии (волны) и их влияние на распределение давления практически исчезает. Общая зона возмущений, связанная с обтеканием передней кромки боковой грани, имеет ширину менее 10 мм.

Вблизи ребра угловой конфигурации на боковой грани расположена область влияния срывного вихря, ограниченная снизу линией присоединения  $R_1$  оторвавшегося потока воздуха. Основная часть этой области характеризуется общим понижением давления под воздействием вихря. На углах атаки  $\alpha \geq 4^\circ$  в непосредственной близости ребра дифракции модели располагаются линии вторичного отрыва  $S_2$  и присоединения  $R_2$  потока. При рассматриваемых малых углах атаки вихревая система формируется низкоскоростными внутренними струйками пограничного слоя, поэтому даже вблизи линии присоединения потока  $R_1$  имеет место лишь слабое повышение давления, мало отличающееся от давления в области 5 влияния дифрагирующего скачка уплотнения.

На рис. 10 представлены картины предельных линий тока на боковой грани модели, полученные на углах атаки  $\alpha = 0,5, 1, 2, 4$  и  $6^\circ$  расчетным путем ( $a, c, e, g, i$ ) и экспериментально методом масло-сажевой визуализации ( $b, d, f, h$ ). Видно, что расчетные и экспериментальные данные хорошо согласуются между собой. Уже на угле  $\alpha = 0,5^\circ$

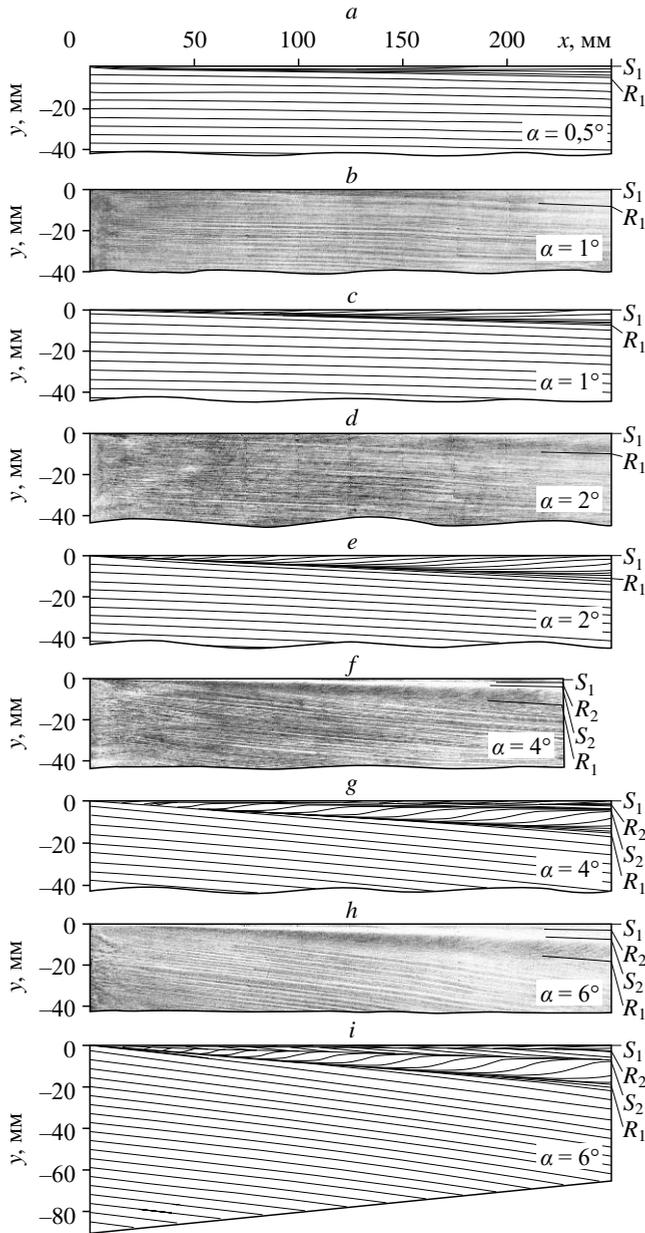


Рис. 10. Предельные линии тока на боковой грани.

*a, c, e, g, i* — результаты расчета, *b, d, f, h* — данные эксперимента.

в окрестности ребра дифракции наблюдаются признаки начала формирования срывного вихря. При  $\alpha = 1^\circ$  (рис. 10*b*, 10*c*) и экспериментальные, и расчетные картины течения указывают на появление вполне различимой, хотя и не совсем четкой линии растекания  $R_1$  (линии присоединения оторвавшегося потока газа). При дальнейшем увеличении угла атаки предельные линии тока, идущие от линии  $R_1$  в сторону ребра угловой конфигурации (линии срыва потока  $S_1$ ), становятся похожими на довольно четкие винтовые линии. На угле атаки  $\alpha = 4^\circ$  (рис. 10*f* и 10*g*) они уже не доходят до ребра дифракции и формируют линию вторичного отрыва  $S_2$  (линию стекания предельных линий тока), а вблизи ребра угловой конфигурации возникает линия вторичного присоединения потока

воздуха — линия растекания  $R_2$ . Хотя вторичные линии стекания и растекания формируются и на экспериментальных картинах предельных линий тока (рис. 10*f*, 10*h*), однако из-за особенностей стекания масло-сажевой смеси четко зафиксировать их практически не удастся (они хорошо просматриваются лишь в начале эксперимента, когда почти на всей остальной поверхности модели линии тока еще не успели сформироваться).

На рис. 11 приведены совмещенные изображения распределения давления и предельных линий тока, полученные в расчетах. Для большей наглядности они сильно

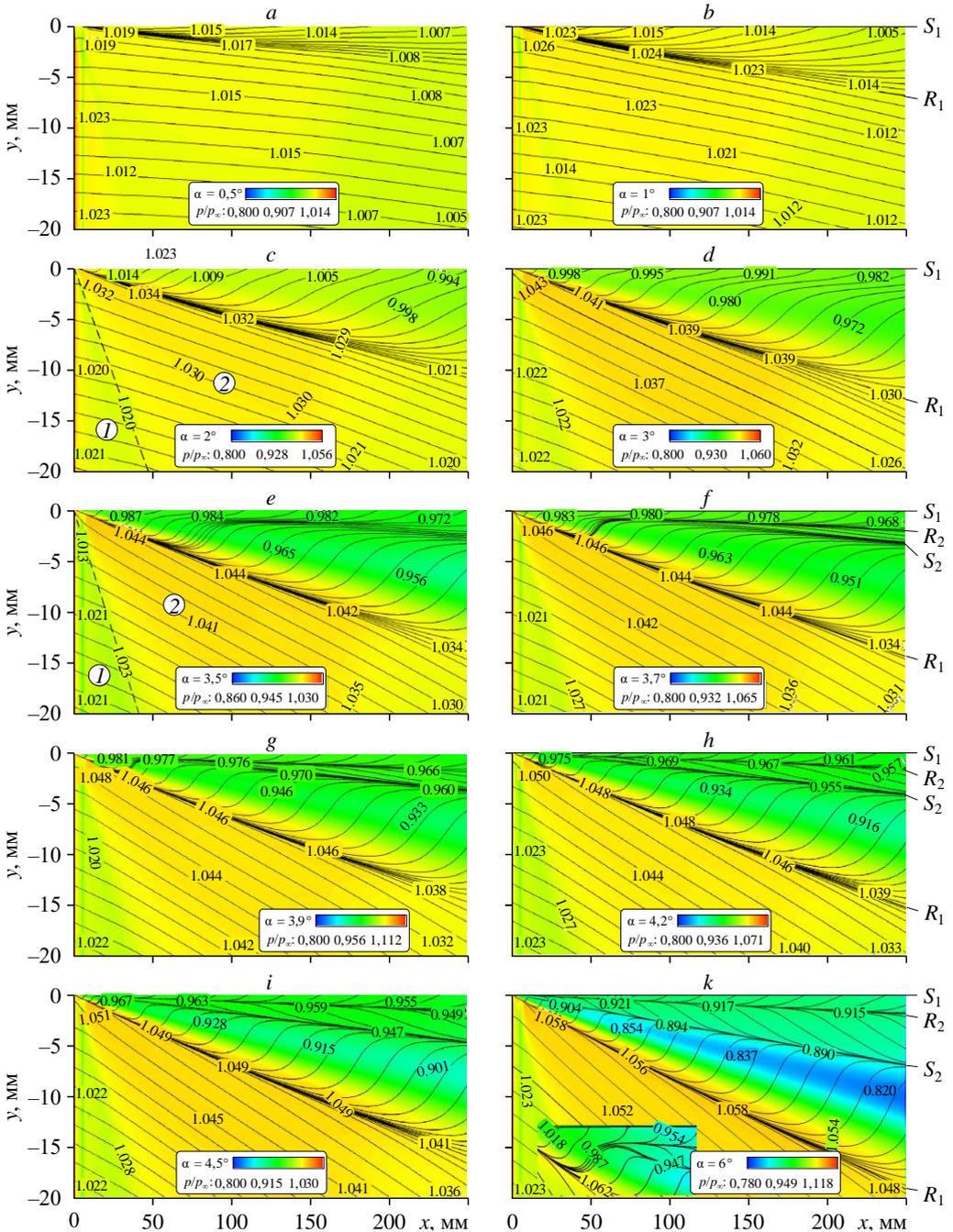


Рис. 11. Картины течения на поверхности боковой грани в зоне расположения вихревой системы при различных углах атаки.

растянуты вдоль оси  $y$ . Здесь, во-первых, можно отметить, что при малых углах атаки (на этапе формирования предвестника вихря) линия присоединения потока  $R_1$  начинается на некотором расстоянии от передней кромки модели (рис. 11а, 11б). Это связано с тем, что на таких углах продольная компонента скорости сверхзвукового набегающего потока намного (в десятки раз) больше поперечной компоненты скорости срывающегося на ребре дифракции потока воздуха.

С увеличением угла  $\alpha$  давление за косым скачком уплотнения, генерируемым верхней гранью, возрастает и заметно снижается скорость потока газа. При этом повышение перепада давления между гранями модели приводит к увеличению поперечной компоненты скорости скручивающихся в вихрь струек газа. Одновременное снижение скорости набегающего потока и рост поперечной компоненты скорости вихревого движения приводит к постепенному смещению линии присоединения  $R_1$  к передней кромке модели. Как показывают расчеты, если при  $\alpha = 0,5^\circ$  только формирующаяся линия  $R_1$  начинается на удалении  $\sim 4$  мм от передней кромки, то при  $\alpha \geq 2^\circ$  она возникает уже почти у самой кромки модели.

Во-вторых, при  $\alpha \geq 3,5^\circ$  обращает на себя внимание сгущение предельных линий тока на переднем фронте зарождения линий  $S_2$  и  $R_2$ , т.е. у начала формирования вторичного вихря (рис. 11е – 11н). Такое сгущение линий тока является не случайным, так как оно всегда четко выявляется при подборе таких линий, которые доходят до ребра угловой конфигурации примерно на одинаковом расстоянии друг от друга. Процесс сгущения линий тока хорошо прослеживается и при дальнейшем увеличении угла атаки модели, что наглядно демонстрирует увеличенный фрагмент картины течения, приведенный на рис. 11к. По мере своего развития вторичный вихрь начинает формироваться ближе к передней кромке угловой конфигурации, соответственно, область сгущения предельных линий тока также постепенно смещается в сторону передней кромки. Согласно расчетам, на угле атаки  $\alpha = 6^\circ$  зародыш вторичного вихря возникает на расстоянии  $\sim 3$  мм от передней кромки модели. Все приведенные выше нюансы свидетельствуют о нарушении автомодельности течения в зоне формирования как основного, так и вторичного вихрей в передней части угловой конфигурации. На это явление, обнаруженное как в эксперименте, так и в расчетах, обращалось внимание и в работе [46]. Нарушение автомодельности более ярко выражено при малых углах атаки.

Что касается распределения давления на поверхности боковой грани, то можно отметить небольшое общее уменьшение его величины по мере смещения вдоль модели вниз по потоку под влиянием концевых эффектов, как и на рис. 9. При  $\alpha = 0,5$  и  $1^\circ$  давление почти одинаково на всей поверхности модели. С увеличением угла атаки все четче начинает выделяться область 2 (см. рис. 11с и далее), где имеет место повышение давления под воздействием усиливающегося дифрагирующего скачка уплотнения. Не подверженная влиянию концевых эффектов область находится лишь на переднем участке 1, выделенном на рис. 11с и 11е штриховой линией. Поскольку на рис. 11 все картины течения сильно растянуты по оси  $y$ , эти участки занимают небольшую площадь по сравнению с соответствующим участком 4 на рис. 9.

По мере развития срывного вихря его воздействие на распределение давления также усиливается, что приводит к постепенному снижению минимального уровня давления  $P/P_\infty$  на поверхности модели под ядром срывного вихря примерно от 1 до 0,85. На углах атаки  $\alpha \geq 4^\circ$  в непосредственной близости от ребра дифракции модели располагаются линии вторичного отрыва  $S_2$  и присоединения  $R_2$  потока. Как уже упоминалось

выше, на рассматриваемых малых углах атаки вихревая система формируется низкоскоростными внутренними струйками пограничного слоя, поэтому даже вблизи линии присоединения потока  $R_1$  наблюдается лишь слабое повышение давления, мало отличающееся от фонового давления на участке 2, подверженного воздействию дифрагирующего скачка уплотнения.

Рисунок 11 позволяет внимательно проследить за формированием вторичного вихря, связанного с появлением линий отрыва потока  $S_2$  и его обратного присоединения  $R_2$ . При малых углах атаки (рис. 11c и 11d) в зоне будущего появления вторичного вихря наблюдается лишь постепенно усиливающееся искривление предельных линий тока, направляющихся в сторону ребра дифракции. На угле  $\alpha = 3,5^\circ$  (рис. 11e) часть их траектории движения становится параллельной ребру угловой конфигурации, что приводит к местному сгущению линий тока. Уже при  $\alpha = 3,7^\circ$  (рис. 11f) четко наблюдается начало формирования линий  $S_2$  и  $R_2$ . Эти линии довольно быстро становятся более четкими, смещаются вперед и заметно расходятся друг от друга. На угле  $\alpha = 6^\circ$  они возникают совсем близко от передней кромки модели (рис. 11k).

Процесс постепенного формирования и развития вторичного вихря по мере увеличения угла атаки и смещения вдоль модели вниз по потоку хорошо прослеживается по изображениям в поперечных сечениях (рис. 12 – 14). На представленных картинах величины углов  $\alpha$  и координаты сечений  $x$  указаны на белом фоне, выделяющем внешние контуры модели в районе ребра дифракции.

На рис. 12 изображены линии тока на фоне картин плотности  $\rho$  и видно, что по мере увеличения угла атаки  $\alpha$  формирующийся срывной вихрь довольно быстро увеличивается в размерах и уже на угле  $\alpha = 3^\circ$  приобретает почти правильную овальную форму (см. рис. 12d). На малых углах  $\alpha$  ( $0,5 - 2^\circ$ ) при смещении вдоль модели вниз по потоку относительные размеры прижатого к поверхности вихревого зародыша сохраняются

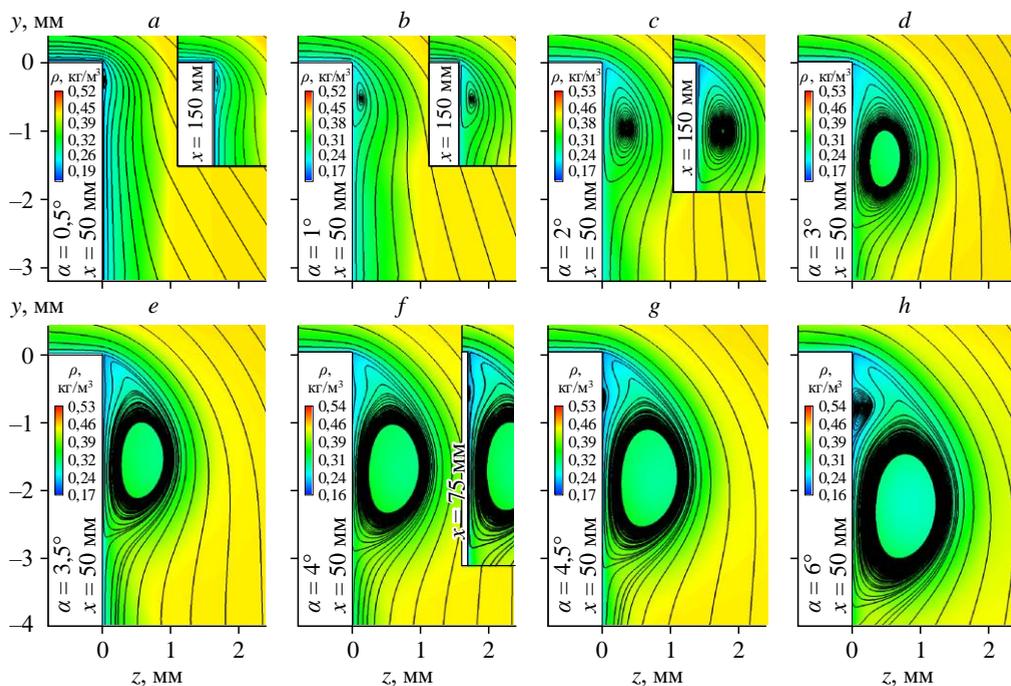


Рис. 12. Формирование и развитие срывного вихря с увеличением угла атаки.

почти одинаковыми, о чем свидетельствуют вставленные в изображения *a*, *b* и *c* небольшие фрагменты для сечений  $x = 150$  мм. В сечении  $x = 50$  мм вплоть до угла  $\alpha = 4^\circ$  на месте будущего зарождения вторичного вихря наблюдается лишь постепенное вспучивание пристенных линий тока (см. рис. 12*d* – 12*f*).

Увеличенные фрагменты картины течения, приведенные на рис. 13 и 14 в относительных координатах  $y/x$  и  $z/x$ , демонстрируют процессы формирования и развития

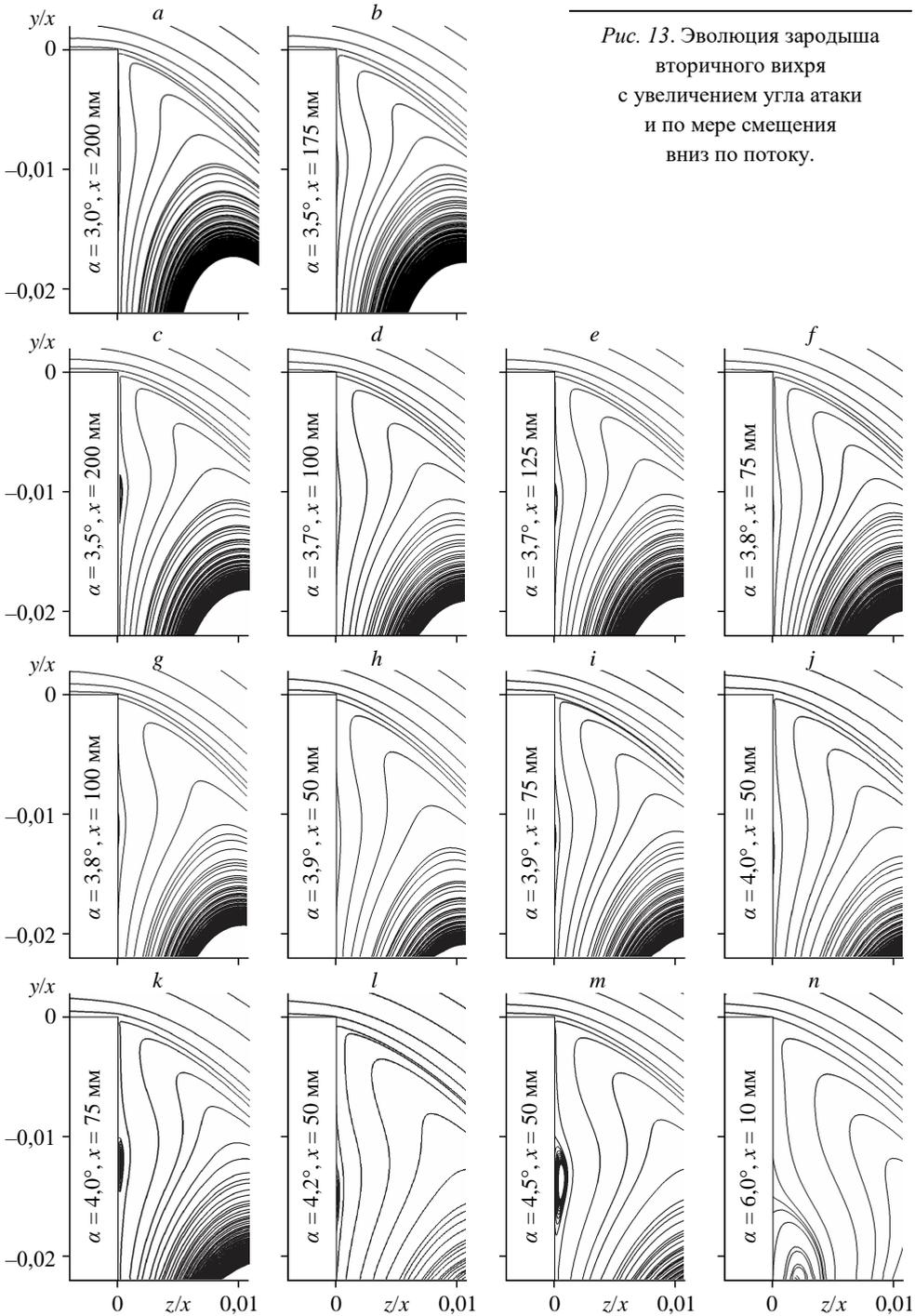


Рис. 13. Эволюция зародыша вторичного вихря с увеличением угла атаки и по мере смещения вниз по потоку.

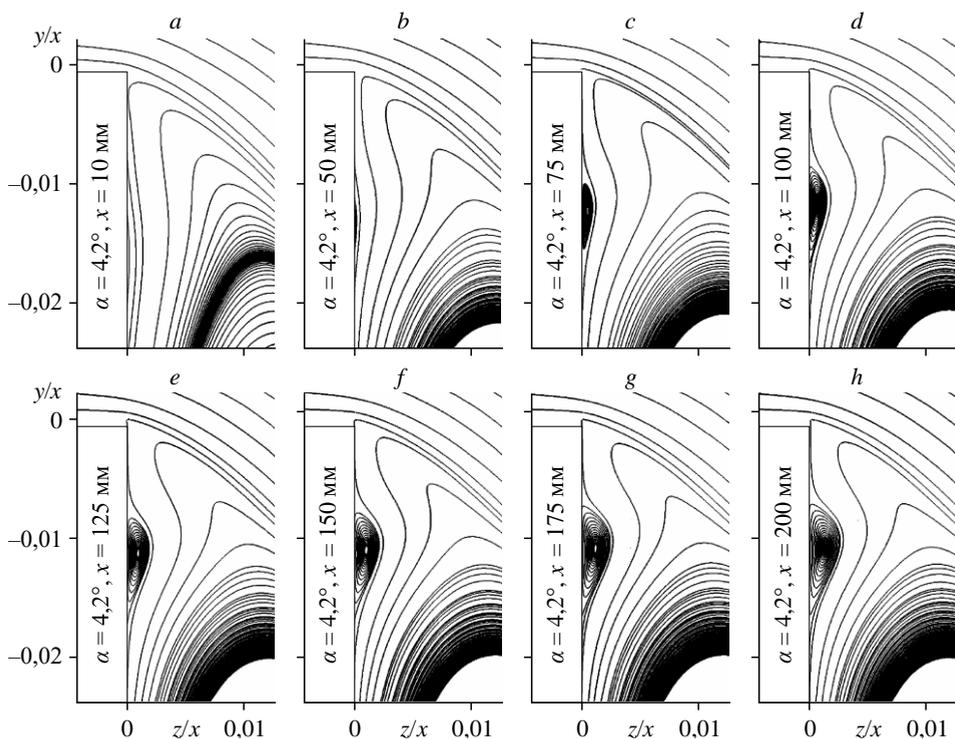


Рис. 14. Формирование зародыша и последующее развитие вторичного вихря при  $\alpha = 4,2^\circ$ .

вторичного вихря более подробно. Следует отметить, что в правом нижнем углу этих изображений виднеется лишь небольшая часть срывного вихря.

Небольшой зародыш вторичного вихря впервые фиксируется расчетами на угле  $\alpha = 3,5^\circ$  в сечении  $x = 200$  мм (рис. 13с). На угле  $\alpha = 3,7^\circ$  зародыш вихря четко проявляется в сечении  $x = 125$  мм (рис. 13е), а на угле  $\alpha = 4^\circ$  — в сечении  $x = 75$  мм (см. также врезку на рис. 12f). На  $\alpha = 6^\circ$  уже при  $x = 10$  мм вторичный вихрь имеет довольно крупный размер и попадает в кадр лишь частично (рис. 13n).

Видно, что по мере увеличения  $\alpha$  вторичный вихрь начинает формироваться раньше, т.е. смещается все ближе к передней кромке угловой конфигурации, о чем уже упоминалось ранее при обсуждении рис. 11. Следует отметить, что вторичный вихрь имеет примерно одинаковые относительные размеры на углах атаки  $\alpha = 3,5, 3,7, 3,8$  и  $4^\circ$  при  $x = 200, 125, 100$  и  $75$  мм соответственно. Вторичный вихрь особенно резко увеличивается в диапазоне углов атаки от  $4,5$  до  $6^\circ$ , о чем свидетельствуют рис. 12g, 12h и 13m, 13n.

Рис. 14 демонстрирует процесс формирования вторичного вихря на одном и том же угле атаки  $\alpha = 4,2^\circ$ , взятом в качестве примера, по мере смещения вниз по потоку. Видно, что относительные размеры вихревого образования по координате  $y$ , начиная с  $x \approx 100$  мм, почти не изменяются, что указывает на установление автомодельности течения по координате  $y$ . В то же время по координате  $z$  (по высоте) вторичный вихрь увеличивается достаточно заметно (см. рис. 14d – 14h). Это свидетельствует о том, что полная автомодельность течения в области расположения срывного вихря не соблюдается во всем исследованном диапазоне углов атаки  $\alpha \leq 6^\circ$ . Можно также заметить, что в переднем сечении  $x = 10$  мм (рис. 14a) справа внизу хорошо заметна иная по сравнению с последующими сечениями форма срывного вихря. О значительном изменении конфигурации

вихревого движения на начальном этапе формирования срывного вихря (на стадии перехода от зародыша) упоминалось ранее при рассмотрении рис. 12.

Полученные данные естественным образом вызывают вопрос о том, чем же в основном отличаются срывные вихри разной степени развития друг от друга кроме их различия во внешних конфигурациях. Для выяснения этого вопроса на рис. 15 в качестве примера приводится сравнение вихрей, формирующихся при углах атаки  $\alpha = 2^\circ$  (зарождающийся вихрь) и  $\alpha = 16^\circ$  (развитая вихревая система, рассмотренная в работе [46]).

Рисунки 15а и 15b демонстрируют поля чисел Маха в плоскости  $x = 150$  мм. На рис. 15с и 15е показано распределение числа М и полного давления  $P_0/P_{0\infty}$  вдоль

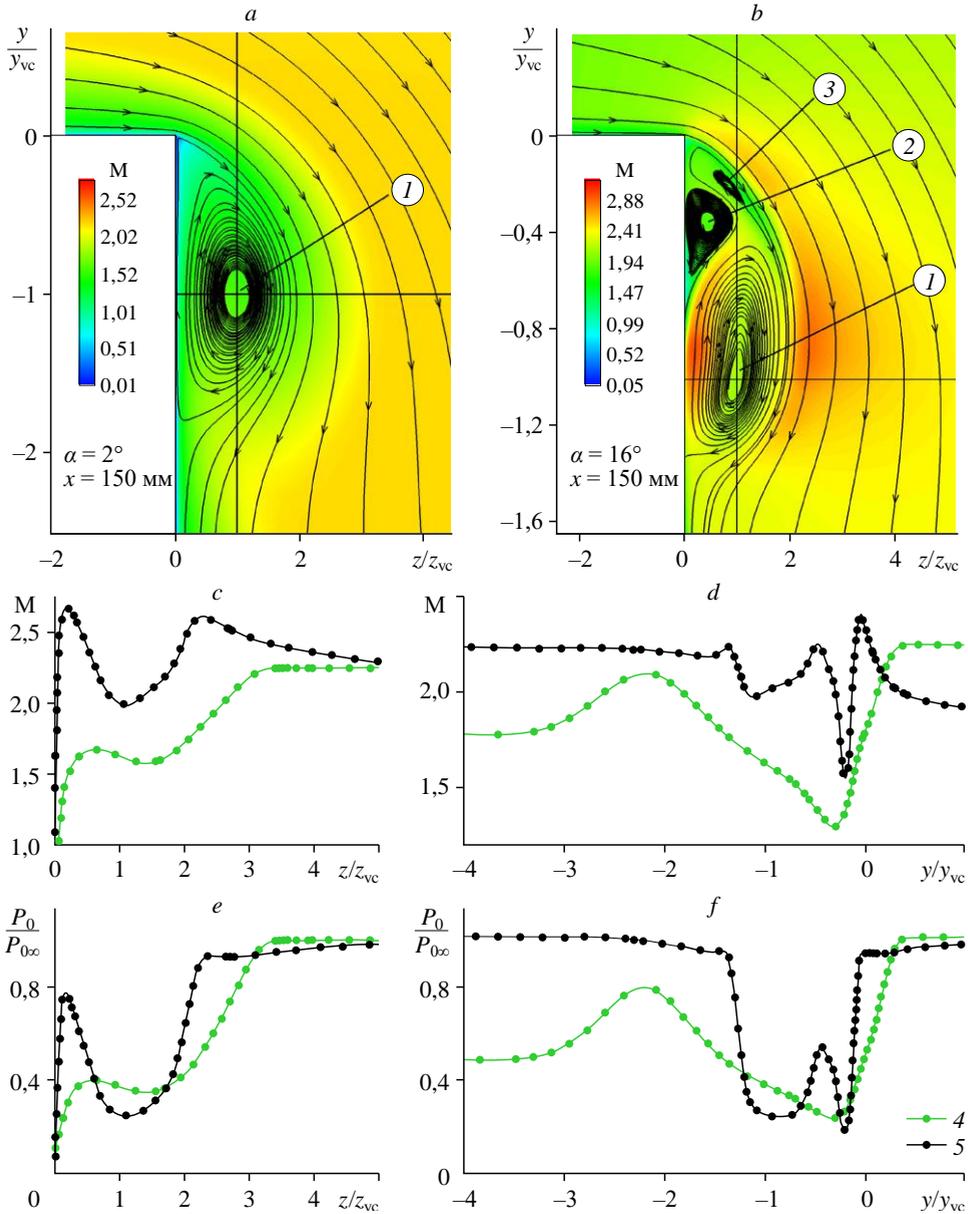


Рис. 15. Сравнение характеристик вихрей, формирующихся при углах атаки  $\alpha = 2^\circ$  и  $16^\circ$ .

а, b: 1 — срывной (основной) вихрь, 2 — вторичный вихрь, 3 — третичный вихрь,  
 с–f: 4, 5 — распределения М и  $P_0/P_{0\infty}$  для углов атаки соответственно  $\alpha = 2^\circ$  и  $\alpha = 16^\circ$ .

линий  $z/z_{vc}$ , расположенных на расстоянии  $|y/y_{vc}| = -1$  ( $y_{vc}$  и  $z_{vc}$  — координаты центра вращения вихрей). Видно, что минимумы величин  $M$  и  $P_0$  находятся вблизи центров вращения срывных вихрей, но при  $\alpha = 2^\circ$  они заметно смещены в сторону внешней границы вихря вследствие существенного влияния пограничного слоя. Следует заметить, что для обоих рассматриваемых случаев уже с расстояния  $z/z_{vc} \approx 4,5$  параметры течения практически соответствуют характеристикам невозмущенного потока. Повышенное по сравнению с величиной  $M_\infty = 2,27$  значение числа  $M$  вблизи стенки и внешней границы ядра вихря при  $\alpha = 16^\circ$  (рис. 15с) вызвано местными ускорениями потока в этих областях (см. рис. 15b).

В то же время распределения параметров вдоль линии  $y/y_{vc}$  для расстояния от боковой поверхности модели  $|z/z_{vc}| = 1$  (рис. 16d и 16f) в рассматриваемых случаях довольно сильно отличаются. Для  $\alpha = 16^\circ$  виден локальный минимум вблизи  $y/y_{vc} \approx -0,2$ , обусловленный наличием в этом месте дополнительного малого вихря 3, и минимум в окрестности  $y/y_{vc} = -1$ , обусловленный наличием срывного вихря 1. На фоне существенного роста числа Маха по мере смещения в сторону ребра угловой конфигурации (на рассматриваемых графиках в области  $y/y_{vc} \approx 0$ ) полное давление сохраняется на одном и том же уровне, примерно равном уровню давления за косым скачком уплотнения. Такое распределение давления объясняется изоэнтропическим разгоном потока в области расположения веера волн разрежения, формируемого угловыми поверхностями модели (рис. 15b).

Для  $\alpha = 2^\circ$  взаимодействие менее развитого срывного вихря с пограничным слоем приводит к смещению минимумов числа Маха и полного давления в область  $y/y_{vc} \approx -0,3$  вследствие больших вязкостных потерь этих параметров в высокоградиентной области сдвигового течения, расположенной вблизи ребра дифракции модели. Максимумы числа Маха и полного давления в области  $y/y_{vc} \approx -2,2$  обусловлены появлением локальной зоны повышенных параметров потока над областью присоединения к стенке высоконапорного газа, который перетекает от наветренной к боковой поверхности модели и обтекает пристенный срывной вихрь (рис. 15a). На угле атаки  $\alpha = 16^\circ$  соответствующие не столь заметно выраженные максимумы находятся в области  $y/y_{vc} = -1,4$ . При  $y/y_{vc} < -3,5$  параметры  $M$  и  $P_0$  на угле  $\alpha = 2^\circ$  выходят на значения, соответствующие параметрам пограничного слоя на данной высоте от стенки модели, а на  $\alpha = 16^\circ$  из-за большой величины  $y_{vc} = 17,3$  мм уже при  $y/y_{vc} < -2,5$  параметры течения практически равны параметрам невозмущенного потока.

Как видно из рис. 15a и 15b, возникающие вихревые образования в плоскости  $x = \text{const}$  представляют собой вихри типа «источник». Постоянное пополнение газа в вихре осуществляется за счет струек тока, берущих свое начало вблизи передней кромки верхней грани в толще пограничного слоя (см. рис. 7). Поступающая масса газа ниже по потоку выбрасывается из вихря наружу в зоне присоединения потока к боковой грани. При этом часть газа, направляющаяся из зоны растекания в сторону ребра угловой конфигурации, после обтекания срывного вихря также выносится наружу.

### Заключение

Проведенные расчеты позволили получить дополнительные данные, которые были недоступны при экспериментальных исследованиях, выполненных ранее в аэродинамической трубе Т-313 ИТПМ СО РАН. Расчеты сверхзвукового обтекания продольной двугранной угловой конфигурации с малыми изменениями угла атаки дали возможность

тщательно проследить за развитием срывного вихря и за формированием вторичного вихря при числе Маха  $M_\infty = 2,27$  в диапазоне углов атаки  $\alpha = 0,5 - 6^\circ$ .

Показано, что зарождение и развитие вторичного, как и основного вихря, происходит весьма плавно. Выявлено заметное нарушение автомодельности течения в передней части модели в зоне формирования и развития вихревой системы. С ростом угла атаки и сопутствующим увеличением перепада давления между гранями рассматриваемой модели область зарождения вторичного вихря постепенно смещается вперед в сторону передней кромки модели. Вследствие изменения относительных размеров вторичного вихря по координате  $z$  по мере смещения вниз по потоку полная автомодельность течения (автомодельность по оси  $z$ ) не соблюдается на всей выбранной длине модели.

Установлено, что при малых углах атаки положение в пространстве минимумов значений числа Маха и полного давления существенно не совпадает с центром вращения вихревого движения.

### Список литературы

1. Чжен П. Отрывные течения. Т. 1. М.: Изд-во Мир, 1972. 300 с.
2. Separated flows and jets / eds. V.V. Kozlov, A.V. Dovgal // IUTAM Symp., Novosibirsk, 1990. Berlin Heidelberg, Springer-Verlag: 1991. 898 p.
3. Stanbrook A., Squire L.C. Possible types of flow at swept leading edges // Aeronaut. Quart. 1964. Vol. 15, No. 2. P. 72–82.
4. Squire L.C. Flow regimes over delta wings at supersonic and hypersonic speeds // Aeronaut. Quart. 1976. Vol. 27, No. 1. P. 1–14.
5. Szodruch J.G., Peake D.J. Leeward flow over delta wings at supersonic speeds // NASA TM. 1980. No. 81187. 48 p.
6. 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.
7. Miller D.C., Wood R.M. An investigation of wing leading-edge vortices at supersonic speeds // AIAA Paper. 1983. No. 83-1816.
8. Wood R.M., Miller D.C. Lee side flow over delta wings at supersonic speeds // J. Aircraft. 1984. Vol. 21. P. 680–686.
9. Seshadri S.N., Narayan K.Y. Possible types of flow on lee-surface of delta wing at supersonic speeds // Aeronaut. J. 1988, No. 5. P. 185–199.
10. Brodetsky M.D., Kharitonov A.M., Krause E., Pavlov A.A., Nikiforov S.B., Shevchenko A.M. Supersonic leeside flow topology on delta wings revisited // Experiments in Fluids. 2000. Vol. 29, Iss. 6. P. 592–604.
11. Бродецкий М.Д., Краузе Е., Никифоров С.Б., Павлов А.А., Харитонов А.М., Шевченко А.М. Развитие вихревых структур на подветренной стороне треугольного крыла // Прикл. механика и техн. физика. 2001. Т. 42, № 2. С. 68–80.
12. Brodetsky M.D., Shevchenko A.M. Some features of a separated flow and supersonic vortex structure at the leeside of a delta wing / Eds. V.V. Kozlov, A.V. Dovgal // Separated Flows and Jets. IUTAM Symp., Novosibirsk. USSR, 1990. Berlin: Springer-Verlag, 1991. P. 341–344.
13. 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.
14. Бродецкий М.Д., Забродин А.В., Луцкий А.Е., Харитонов А.М., Шевченко А.М. Численное и экспериментальное моделирование сверхзвукового течения на подветренной стороне треугольного крыла // Аэромеханика и газовая динамика. 2002. № 1. С. 3–12.
15. Бродецкий М.Д., Забродин А.В., Луцкий А.Е., Харитонов А.М., Шевченко А.М. Численное и экспериментальное моделирование режимов сверхзвукового обтекания треугольного крыла // Теплофизика и аэромеханика. 2004. Т. 11, № 2. С. 167–188.
16. Корнилов В.И. Пространственные пристенные турбулентные течения в угловых конфигурациях. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2013. 431 с.
17. Knight D.D., Garrison T.J., Settles G.S., Zheltovodov A.A., Maksimov A.I., Shevchenko A.M., Vorontsov S.S. Asymmetric crossing shock wave/turbulent boundary layer interaction // AIAA J. 1995. Vol. 33, No. 12. P. 2241–2249.
18. Gnedin M., Knight D., Zheltovodov A., Maksimov A., Shevchenko A., Vorontsov S. Asymmetric crossing shock wave/turbulent boundary layer interaction // AIAA Paper. 1996. No. 96-2001. 18 p.

19. Gaitonde D.V., Shang J.S., Garrison T.G., Zheltovodov A.A., Maksimov A.I. Evolution of the separated 3-D shock wave/turbulent boundary layer interaction // AIAA Paper. 1997. No. 97-1837. 14 p.
20. Желтоводов А.А., Максимов А.И., Шевченко А.М. Топология пространственного отрыва в условиях симметричного взаимодействия пересекающихся скачков уплотнения и волн разрежения с турбулентным пограничным слоем // Теплофизика и аэромеханика. 1998. Т. 5, № 3. С. 319–340.
21. Желтоводов А.А., Максимов А.И., Шевченко А.М., Кнайт Д.Д. Топология пространственного отрыва в условиях взаимодействия пересекающихся несимметричных скачков уплотнения и волн разрежения с турбулентным пограничным слоем // Теплофизика и аэромеханика. 1998. Т. 5, № 4. С. 529–551.
22. Gaitonde D.V., Shang J.S., Garrison T.G., Zheltovodov A.A., Maksimov A.I. Three-dimensional turbulent interactions caused by asymmetric crossing-shock configurations // AIAA J. 1999. Vol. 37, No. 12. P. 1603–1608.
23. Желтоводов А.А., Максимов А.И., Гайтонде Д., Висбал М.Р., Шэнг Д.С. Экспериментальное и расчетное исследования симметричного взаимодействия пересекающихся скачков уплотнения и волн разрежения с турбулентным пограничным слоем // Теплофизика и аэромеханика. 2000. Т. 7, № 2. С. 159–176.
24. Gaitonde D.V., Visbal M.R., Shang J.S., Zheltovodov A.A., Maksimov A.I. Sidewall interaction in an asymmetric simulated scramjet inlet configuration // Propulsion and Power. 2001. Vol. 17, No. 3. P. 579–584.
25. Thivet F., Knight D.D., Zheltovodov A.A., Maksimov A.I. Insights in turbulence modeling for crossing-shock-wave/boundary-layer interactions // AIAA J. 2001. Vol. 39, No. 6. P. 985–995.
26. Thivet F., Knight D.D., Zheltovodov A.A., Maksimov A.I. Analysis of observed and computed crossing-shock-wave/turbulent boundary-layer interaction // Aerospace Sci. and Technology. 2002. Vol. 6. P. 3–17.
27. Желтоводов А.А., Максимов А.И., Гайтонде Д.В., Шэнг Д.С. Исследование особенностей несимметричного взаимодействия пересекающихся скачков уплотнения и волн разрежения с турбулентным пограничным слоем // Теплофизика и аэромеханика. 2003. Т. 10, № 4. С. 539–557.
28. Демьяненко В.С., Федосов В.П. Течение сверхзвукового потока около выпуклого двугранного угла // Изв. СО АН СССР. Серия техн. наук. 1975. № 13, вып. 3. С. 40–45.
29. Майкапар Г.И., Панова А.И. Обтекание внешнего угла обечайки воздухозаборника сверхзвуковым потоком // Учен. зап. ЦАГИ. 1980. Т. 11, № 3. С. 101–105.
30. Желтоводов А.А., Рафаэлянец А.А., Филатов В.М. Исследование особенностей обтекания и сопротивления клиньев слива пограничного слоя // Аэродинамическая интерференция при обтекании пространственных тел. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1980. С. 63–82.
31. Бродецкий М.Д., Максимов А.И., Харитонов А.М. Методика экспериментальных исследований аэродинамической интерференции небольших надстроек с несущей поверхностью // Изв. СО АН СССР. Серия техн. наук. 1978. № 13, вып. 3. С. 81–86.
32. Бродецкий М.Д., Максимов А.И., Рафаэлянец А.А., Черемухин Г.А., Харитонов А.М. Аэродинамическая интерференция надстроек с несущей поверхностью при сверхзвуковых скоростях // Учен. зап. ЦАГИ. 1981. Т. 12, № 3. С. 110–115.
33. Желтоводов А.А. Физические особенности и некоторые свойства двумерных и трехмерных отрывных течений при сверхзвуковых скоростях // Механика жидкости и газа. 1979. № 3. С. 42–50.
34. Желтоводов А.А. Режимы и свойства пространственных отрывных течений, инициированных косыми скачками уплотнения // Прикл. механика и техн. физика. 1982. Т. 23, № 3. С. 116–123.
35. Зубин М.А., Остапенко Н.А. Структура течения в отрывной области при взаимодействии прямого скачка уплотнения с пограничным слоем в угле // Механика жидкости и газа. 1979. № 3. С. 51–58.
36. Желтоводов А.А., Максимов А.И. Развитие пространственных течений при взаимодействии конических скачков уплотнения с турбулентным пограничным слоем // Сибирский физико-технический журнал. 1991. Вып. 2. С. 88–98.
37. Бродецкий М.Д., Максимов А.И., Харитонов А.М. Особенности взаимодействия интерференционных и дифракционных течений при сверхзвуковых скоростях // Прикл. механика и техн. физика. 1986. Т. 27, № 1. С. 106–116.
38. Salas M.D., Daywitt J. Structure of the conical flow field about external axial corners // AIAA J. 1979. Vol. 17, No. 1. P. 41–47.
39. Kutler P., Pulliam T.H., Vigneron Y.C. Computation of the viscous supersonic flow over external axial corners // AIAA J. 1979. Vol. 17, No. 2. P. 571–578.
40. Максимов А.И. Дифракция косоугольного скачка уплотнения в окрестности внешнего прямого угла // Прикл. механика и техн. физика. 1987. Т. 28, № 4. С. 146–156.
41. Brodetskiĭ M.D., Maksimov A.I., Kharitonov A.M. Development of 3-D separated flows by longitudinal supersonic flow over the corner configurations / Eds. Kozlov V.V., Dovgal A.V. // Separated Flows and Jets. IUTAM Symp., Novosibirsk / USSR, 1990. Berlin: Springer-Verlag, 1991. P. 303–310.
42. Максимов А.И. Развитие вихревой системы в окрестности внешнего двугранного угла // Теплофизика и аэромеханика. 2010. Т. 17, № 1. С. 43–55.

43. **Maksimov A.I., Kavun I.N.** Numerical and experimental investigation of vortex system evolution near an external dihedral corner at supersonic velocity // Intern. Conf. on the Methods of Aerophysical Research, June 30–July 6, 2014, Novosibirsk, Russia. Abstracts. Pt. I. P. 148–149.
44. **Максимов А.И., Кавун И.Н.** Развитие срывного вихря в окрестности двугранной конфигурации при числах Маха 2,27 и 4 // Струйные, отрывные и нестационарные течения. XXIV Всеросс. семинар, 11–13 ноября 2015 г., Новосибирск, Россия. Тезисы докл. С. 103–104.
45. **Maksimov A.I., Kavun I.N.** Evolution of the vortex system near an external dihedral corner at supersonic flow // AIP Conf. Proceedings. 2018. Vol. 2027. 19th Intern. Conf. on the Methods of Aerophysical Research, 13–19 August, 2018, Novosibirsk, Russia. P. 040012-1–040012-5.
46. **Максимов А.И., Кавун И.Н.** Развитие срывного вихря при сверхзвуковом обтекании внешнего двугранного угла // Теплофизика и аэромеханика. 2020. Т. 27, № 5. С. 687–703.
47. **Максимов А.И., Павлов А.А.** Развитие метода “лазерного ножа” для визуализации потока в сверхзвуковых аэродинамических трубах // Учен. зап. ЦАГИ. 1986. Т. 17, № 5. С. 39–50.
48. **Максимов А.И.** Некоторые особенности использования метода лазерного ножа в сверхзвуковых аэродинамических трубах // Учен. зап. ЦАГИ. 1993. Т. 24, № 4. С. 45–54.
49. **Визуализация данных физического и математического моделирования в газовой динамике** / Под ред. В.Н. Емельянова и К.Н. Волкова. М.: Физматлит, 2018. 360 с.
50. **Hunt J., Wray A., Moin P.** Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows // Technical Report. Center for Turbulent Research. 1988. No. CTR-S88. P. 193–208.
51. **Бродецкий М.Д., Брук С.М., Махнин А.М.** Исследование погрешностей определения коэффициентов давления при сверхзвуковых скоростях // Сб. научных трудов ИТПМ СО АН СССР «Исследования по аэродинамике неплоских крыльев». Новосибирск, 1977. С. 94–113.

*Статья поступила в редакцию 11 мая 2022 г.,  
после доработки — 8 июня 2023 г.,  
принята к публикации 16 июня 2023 г.*