

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
Механико-математический факультет
Кафедра аэромеханики и газовой динамики
НИИ механики МГУ
Лаборатория гиперзвуковой аэродинамики

Специальный практикум для IV курса

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ УДАРНЫХ ВОЛН С ТУРБУЛЕНТНЫМ
ПОГРАНИЧНЫМ СЛОЕМ В КОНИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЯХ**

Зубин М.А., Остапенко Н.А.

Москва 2019

СО Д Е Р Ж А Н И Е

	Стр.
Введение.....	3
1. Экспериментальное исследование взаимодействия прямого скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем в конических течениях	7
1.1. Развитие течения в возмущенной области. Конический характер возмущенного течения.....	9
1.2. Структура течения в отрывной области.....	15
2. Геометрические характеристики области отрыва турбулентного пограничного слоя в конических течениях.....	23
2.1. Расчет геометрических характеристик области отрыва турбулентного пограничного слоя для случая нормально падающего на стенку плоского скачка уплотнения.....	24
2.2. О применимости эмпирических зависимостей для определения размера и положения области отрыва для более сложных случаев взаимодействия ударных волн с пограничным слоем в конических течениях.....	28
3. Явление "несвободного" взаимодействия плоских ударных волн с пограничным слоем в окрестности передней кромки пластины со скольжением.....	30
4. О некотором экстремальном свойстве отрывных течений при взаимодействии скачка уплотнения с пограничным слоем.....	31
5. Новый тип существования отрыва турбулентного пограничного слоя в ударных слоях конических течений.....	35
П р и л о ж е н и е. Экспериментальные методы.....	39
П.1. Визуализация течения на поверхности модели.....	39
П.2. Оптические методы визуализации течений.....	42
П.3. Измерение давления на поверхности модели.....	50
Литература	51

ВВЕДЕНИЕ

Целью настоящей задачи специального практикума является ознакомление студентов с методами и некоторыми результатами экспериментальных исследований явления отрыва турбулентного пограничного слоя в конических течениях, реализующихся при обтекании пространственных оптимальных аэродинамических форм.

За последние пять десятилетий опубликовано большое количество работ, посвященных теоретическому и экспериментальному исследованию оптимальных форм.

В работах [1-8.] для различных модельных теорий был поставлен и решен ряд вариационных задач о форме пространственного тела наименьшего волнового сопротивления, обладающего подобными поперечными сечениями. При этом было установлено, что минимальным волновым сопротивлением обладают тела существенно неосесимметричной формы, имеющие звездообразное поперечное сечение (рис.1). Полученные затем точные решения [9] для тел звездообразной формы специальных классов подтвердили выводы, полученные в модельных задачах. Оказалось, что звездообразные тела могут иметь в несколько раз меньшее волновое сопротивление, чем эквивалентное тело вращения.

Значительное уменьшение сопротивления объясняется образованием системы слабых скачков уплотнения около звездообразного тела вместо интенсивной осесимметричной волны, возникающей около тела вращения.

Дальнейшее продвижение в изучении обтекания указанных тел с учетом существенно нелинейных эффектов течения идеальной жидкости потребовало создания специальной аналитической теории гиперзвукового обтекания и

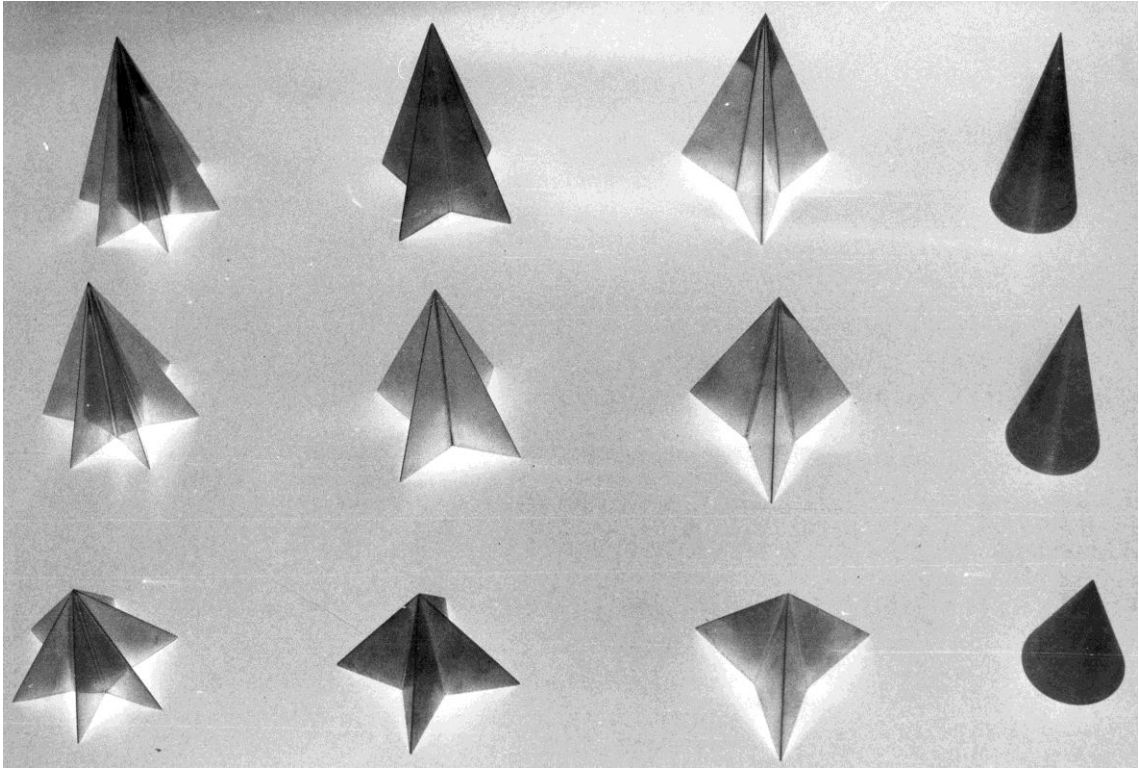


Рис. 1

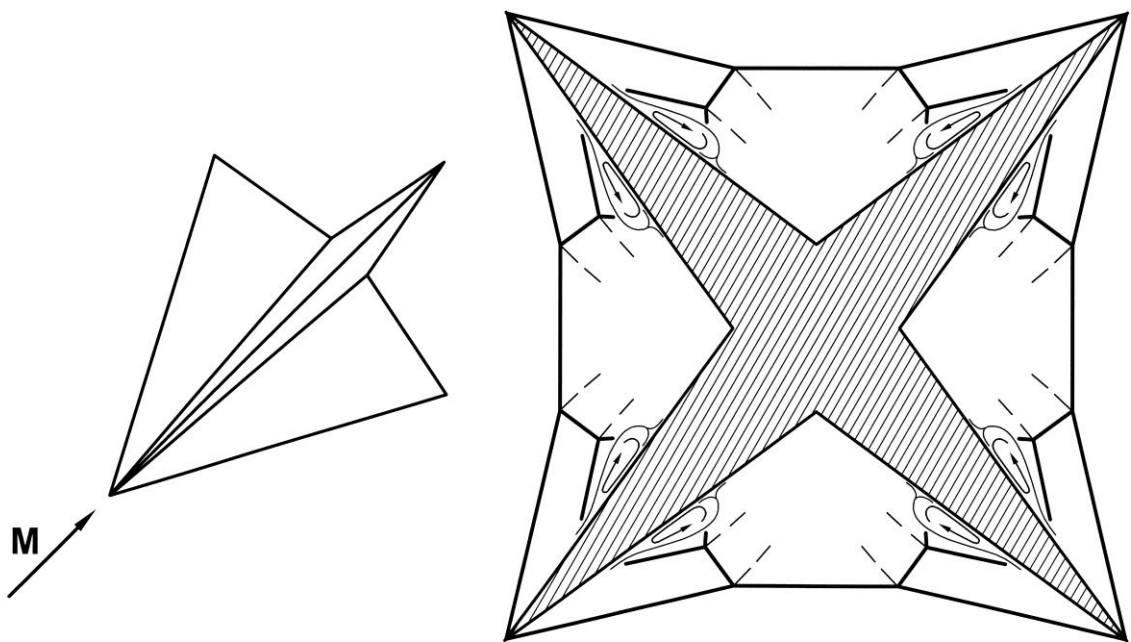


Рис. 2

численного метода расчета обтекания элемента звездообразного тела - V-образного крыла, с помощью которых был проведен детальный анализ режимов обтекания и сопутствующих разветвленных систем скачков уплотнения [10-16].

Следует заметить, что V-образное крыло сразу же привлекло к себе внимание специалистов, как перспективная несущая поверхность для полетов с большими сверхзвуковыми и гиперзвуковыми скоростями [17- 24]. Известно, что использование подъемной силы крыльев для выхода летательного аппарата на траекторию спутника и возвращения обратно имеет ряд технических преимуществ и требует меньших затрат по сравнению с аппаратами баллистического типа. В последние годы V-образное крыло уже реально рассматривается как одна из возможных форм маневренного летательного аппарата с высоким аэродинамическим качеством, используемого для выхода на орбиту и возвращения на землю.

В целом теоретические исследования на модели идеального газа дали обширный материал, значительно расширивший понимание процесса обтекания и перестройки течения в зависимости от определяющих параметров.

Однако результаты теоретического изучения обтекания звездообразных тел и выводы нуждались в экспериментальном подтверждении и детальном исследовании эффектов реального течения, так как возможно несоответствие между реальным течением и той структурой потока, которая следует из теории, поскольку используемые модели течения весьма приближенно описывают реальное течение.

Наличие ударных волн высокой интенсивности в ударном слое внутри цикла звездообразного тела приводит в большинстве случаев к отрыву пограничного слоя (рис.2). Это потребовало исследования структуры течения в области взаимодействия, установления критериев отрыва, выявления зависимостей, позволяющих легко оценивать геометрические размеры отрывных зон, выяснения их влияния на общую структуру течения с целью

получения данных для корректировки теоретических результатов, полученных на модели идеального газа.

В широких экспериментальных исследованиях наряду с применением традиционных методов использовались специальные, в частности, прямотеневой метод для визуализации конических течений [25], разработанный и внедренный в лаборатории гиперзвуковой аэродинамики Института механики МГУ, специально для изучения конических течений, реализующихся в закрытых областях, какими являются течения внутри циклов звездообразного тела.

В результате были получены данные о зарождении и развитии отрыва пограничного слоя под действием ударных волн в конических течениях. Сделаны новые качественные и количественные выводы о характере течения в развитой отрывной области и перестройке сопутствующей структуры ударных волн [26-29]. Установлены универсальные зависимости для геометрии, отрывных зон [30]. Показано, что наблюдаемый в эксперименте конический характер развитого отрыва турбулентного пограничного слоя обусловлен минимальным производством энтропии в соответствии с принципом И.Р. Пригожина [31]. Экспериментально обнаружен новый тип взаимодействия ударных волн с турбулентным пограничным слоем в конических течениях – «несвободное» взаимодействие [32-36]. Выявлено в определенных случаях сильное влияние взаимодействия внутренних ударных волн с пограничным слоем, как на структуру обтекания, так и на аэродинамические характеристики тел звездообразной формы [37-39].

В целом экспериментальное исследование аэродинамических характеристик звездообразных тел в широком диапазоне чисел Маха полета показало, что полное сопротивление оптимальных тел звездообразной формы в два и более раз меньше сопротивления известных оптимальных тел вращения [40 - 46].

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРЯМОГО СКАЧКА УПЛОТНЕНИЯ С ТУРБУЛЕНТНЫМ ПОГРАНИЧНЫМ СЛОЕМ В КОНИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЯХ

Численные исследования структуры обтекания цикла звездообразного тела с острыми передними кромками – V-образного крыла в рамках модели идеального газа показали [13, 37-39], что в поле течения могут существовать сложные системы ударных волн (рис. 3), реализующиеся в результате многократного отражения скачков уплотнения от плоскости симметрии течения и стенки крыла. Таким образом, при обтекании V-образного крыла можно наблюдать всевозможные случаи взаимодействия ударных волн с пограничным слоем в конических течениях.

Для выяснения влияния отрыва пограничного слоя на течение в целом необходимо: исследовать структуру и режимы течения в области взаимодействия, определить условия, при которых наступает отрыв пограничного слоя, найти зависимости для расчета размеров отрывной области и ее положения относительно падающей волны или направления потока, предшествующего ударной волне. Эти данные позволят корректировать результаты расчетов, полученных для модели идеального газа, а также необходимы для верификации при создании современных численных методов расчета для модели вязкого газа.

Для получения перечисленных сведений необходимо проанализировать влияние основных параметров, к которым относится: интенсивность падающей ударной волны или системы волн, числа Маха и Рейнольдса, стреловидность передней кромки и другие. Однако провести такой анализ для

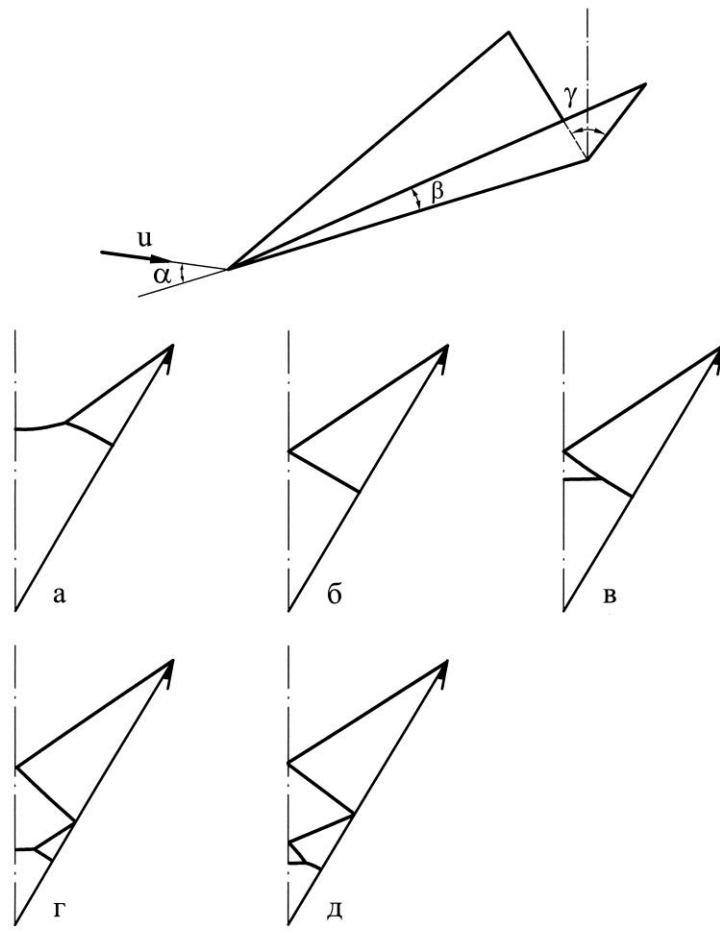


Рис. 3

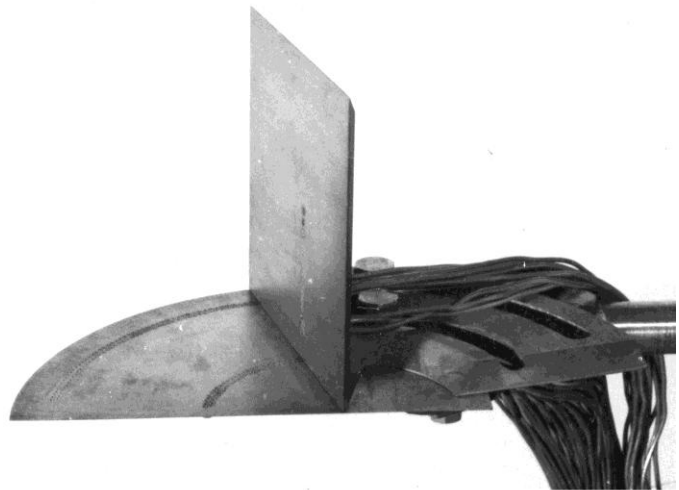
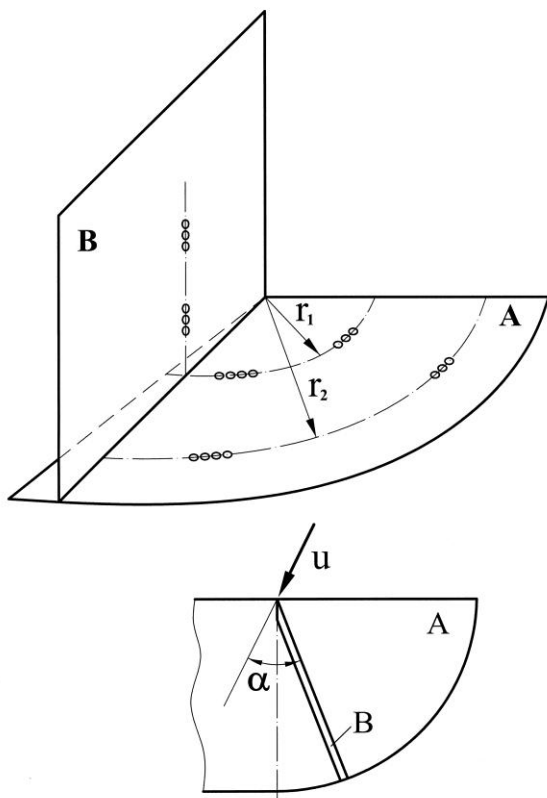


Рис. 4

течений, которые реализуются при обтекании V-образных крыльев, невозможно из-за ряда причин. Практически неосуществимо изменение одного из определяющих параметров, например, интенсивности падающего скачка уплотнения при фиксированных остальных, что позволило бы установить его влияние на развитие отрывной области. Поэтому естественно начинать исследование с более простого случая, где возможно выявить влияние каждого из определяющих параметров, используя простые экспериментальные модели. Таким случаем конического течения является взаимодействие плоского нормально падающего скачка уплотнения с пограничным слоем на пластине, который может быть осуществлен при обтекании прямого двугранного угла, образованного пересечением пластин с острыми передними кромками.

На рис.4 изображена модель, состоящая из двух пластин: горизонтальной A и нормальной к ней B , которая может поворачиваться вокруг оси, проходящей через вершину угла. Модель располагается в рабочей камере аэродинамической трубы таким образом, чтобы пластина A совпадала с направлением потока, а B за счет вращения может устанавливаться под любым углом атаки α к направлению потока, что позволяет получать плоские скачки уплотнения различной интенсивности, нормально падающие на пластину и взаимодействующие с пограничным слоем.

1.1. Развитие течения в возмущенной области. Конический характер возмущенного течения

Плоская ударная волна C (рис.5), присоединённая к кромке пластины B , падая на пограничный слой, нарастающей на пластине A , при достаточной интенсивности приводит к отрыву пограничного слоя и образованию сложной сопутствующей системы ударных волн. На основании информации, полученной при экспериментальных исследованиях с помощью специального оптического метода, позволяющего визуализировать картину течения в возмущенной области в плоскости (F), нормальной плоскости падающего

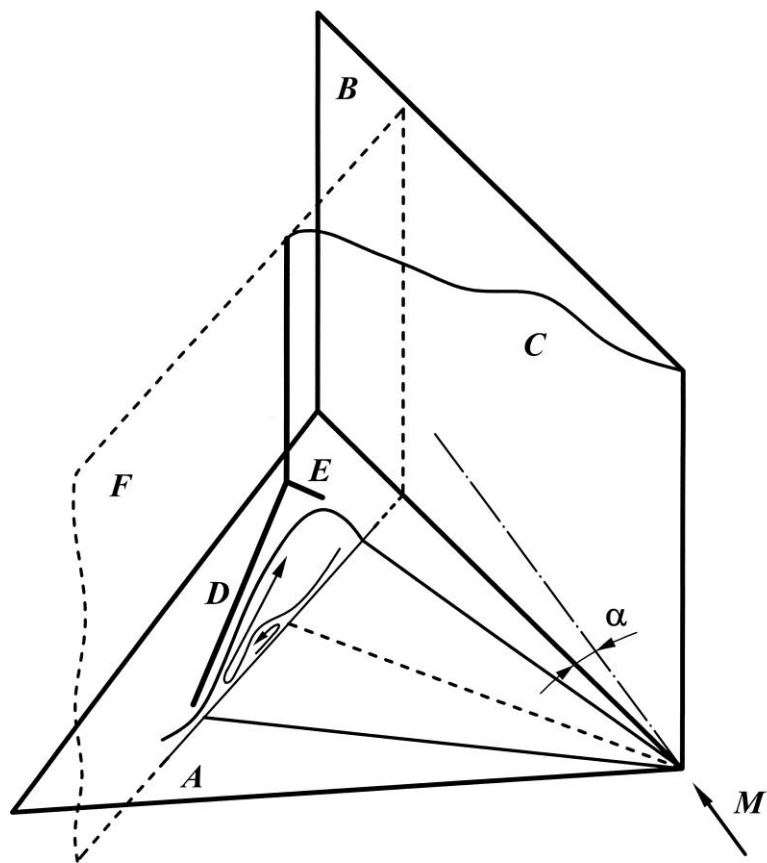


Рис. 5

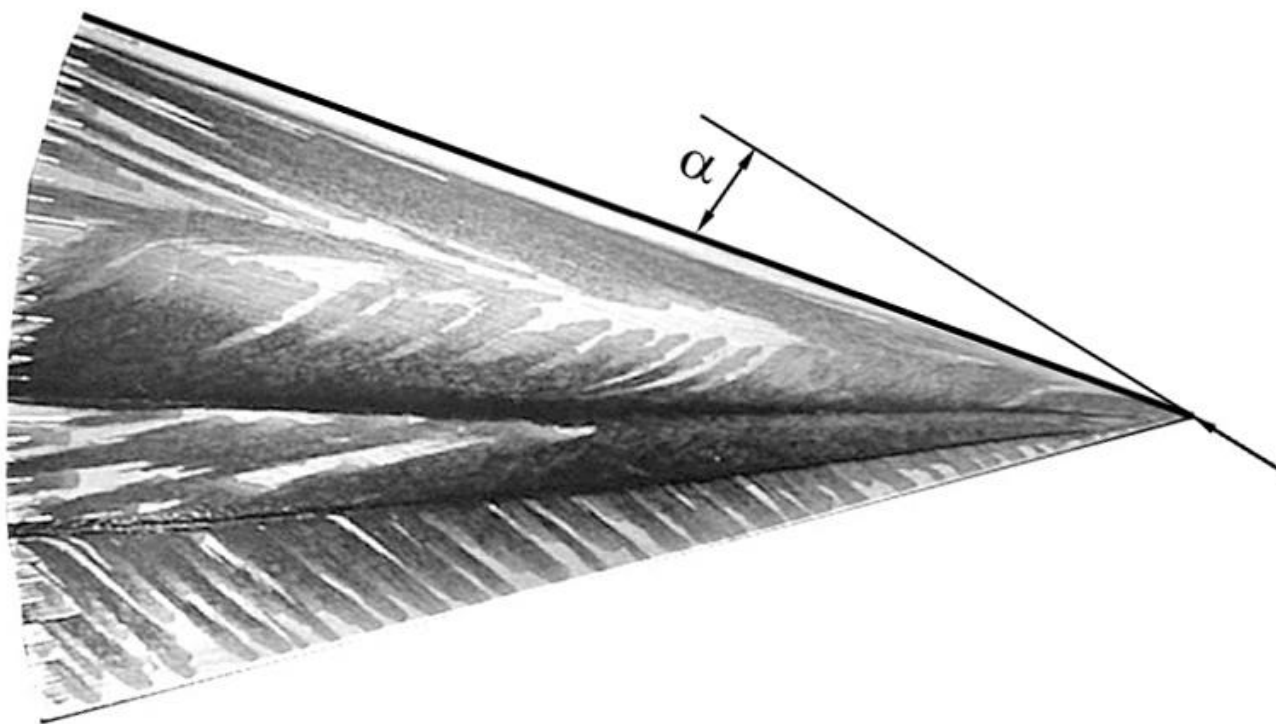


Рис. 6

скачка уплотнения, и метода масляной пленки, позволяющего получить картину предельных линий тока на поверхности модели (пластина A), а также измерений распределения давления на поверхности модели, была построена схема течения (рис.5). Стрелками указаны направления движения газа в отрывной области, а поверхности разрывов D и E совместно с ударной волной C образуют пространственную λ -конфигурацию ударных волн.

Структура течения в возмущенной области является конической [26-28, 47-54], на что указывают прямолинейность границ отрывной области на картинах предельных линий на поверхности модели (рис. 6) и возможность получения четких теневых картин течения в поперечной плоскости. Подтверждается это хорошим совпадением экспериментальных распределений давлений для различных сечений, расположенных на разных расстояниях от вершины течения. На рис.7 приведены кривые распределения давления [26], полученные на модели двугранного угла (рис.4), снятые в двух различных дренажных сечениях (точки 1 и 2), выполненных по дугам окружностей с центрами, расположенными в вершине угла. По оси абсцисс отложен угол, измеряемый от направления набегающего потока, по пластине A . Положение боковой грани B указано линией со штриховкой, правее которой в зависимости от угловой координаты, отсчитываемой от ребра угла по пластине B , нанесены значения давления на боковой грани. Сплошной линией указаны расчетные значения давления за плоским падающим скачком уплотнения, а вертикальной чертой нанесено положение конуса Маха однородного потока за плоской ударной волной, присоединенной к передней кромке пластины B .

Коничность нарушается лишь в малой окрестности вершины течения, где происходит переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный. Неконичность течения, как показали исследования [47, 53] выражается в резком искривлении линии отрыва в переходной области, что приводит к потере конической формы зоны отрыва, наблюдаемой в области ламинарного и турбулентного пограничных слоев. Очевидно, что от величины единичного

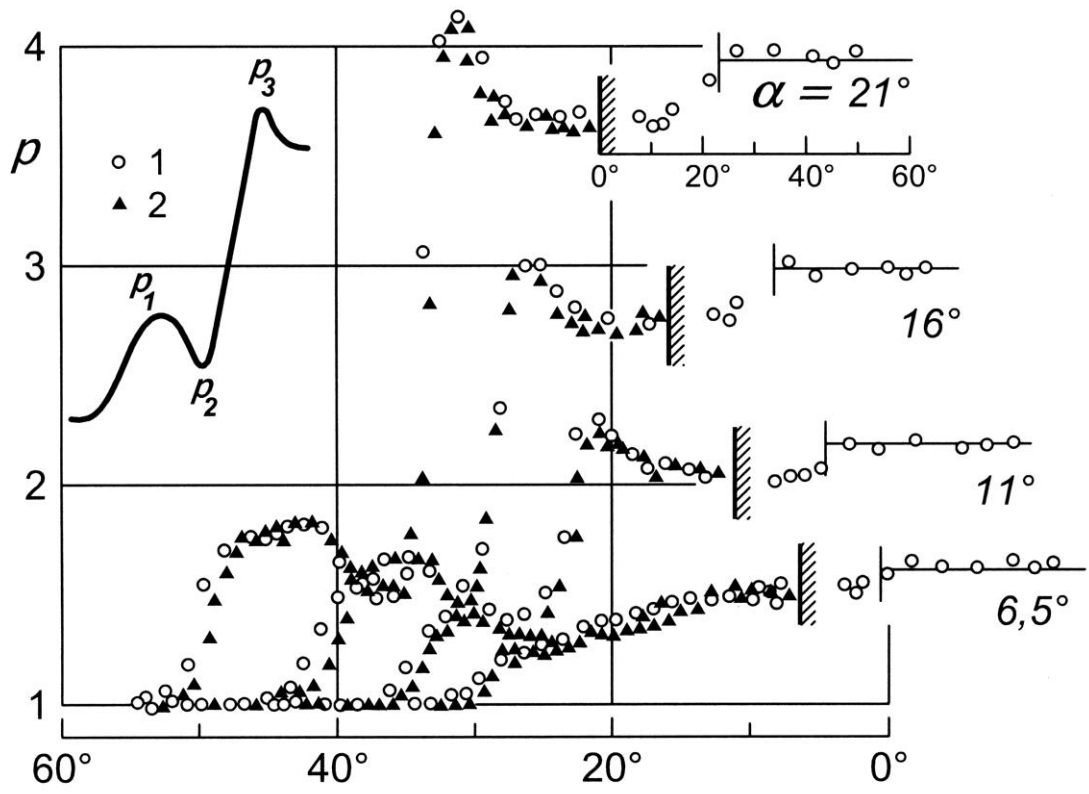


Рис. 7

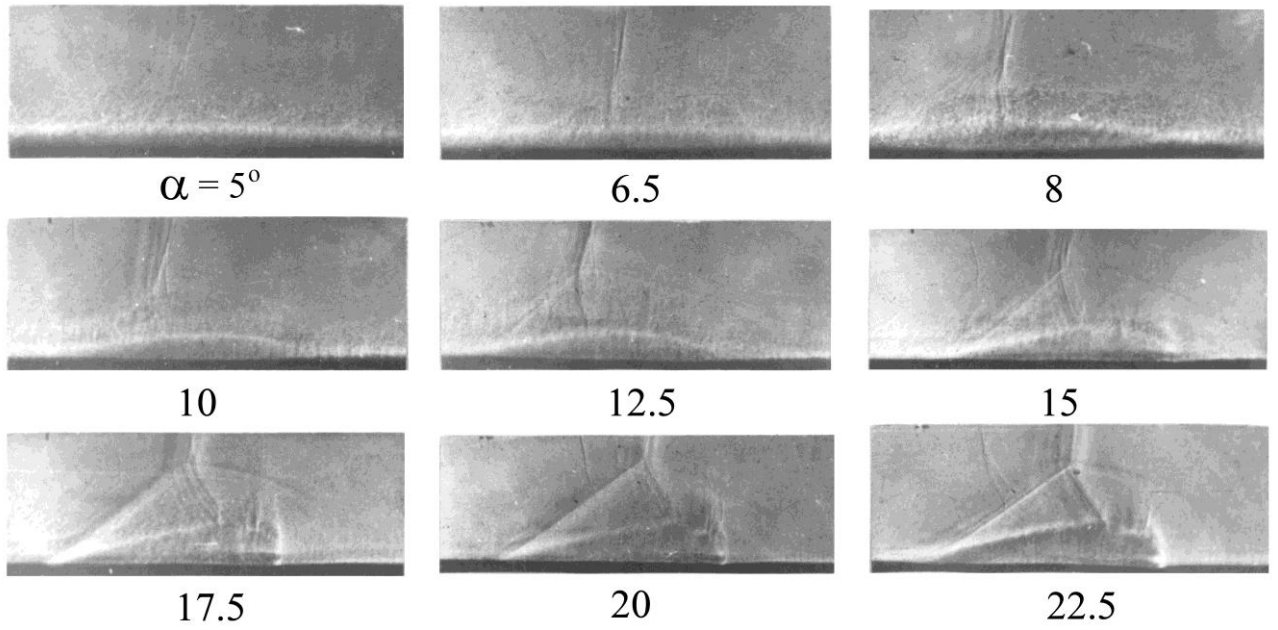


Рис. 8

числа Рейнольдса невозмущенного потока будет зависеть положение области перехода по длине модели. При достаточно больших значениях числа Рейнольдса эффекты перехода в пограничном слое будут проявляться в некоторой области, расположенной вблизи передней кромки.

При искусственной турбулизации потока, например, путем установки турбулизатора на передней кромке [47], удастся получить практически чисто коническое течение, геометрические характеристики которого близки к «натуральным» при больших значениях единичного числа Рейнольдса.

На рис.8 представлены фотографии течения, полученные специальным оптическим методом, при различной интенсивности падающего скачка уплотнения. Плоскость съемки, нормальна линии пересечения пластины A и падающего скачка C (рис. 5).

При угле атаки $\alpha=5^\circ$ ударная волна еще слабая и пограничный слой практически не реагирует на перепад давления в ней. Однако при $\alpha=6,5^\circ$ наблюдается заметное "вспухание" пограничного слоя, а при $\alpha=8^\circ$ его отрыв. Не останавливаясь на подробном анализе взаимодействия, отметим, что косой скачок уплотнения над отрывной областью образуется при $\alpha=10^\circ$, а при $\alpha=12,5^\circ$ - отчетливо, выраженная λ -конфигурация ударных волн. Здесь и на последующих снимках можно видеть контактный разрыв, исходящий из тройной точки, отношение плотностей, на котором с ростом угла атаки увеличивается, о чем можно судить по перепаду освещенности на нем. Полученные теневые картины позволили, в частности, установить трансзвуковой характер течения по внешнему обводу отрывной области, что сопровождается образованием замыкающих скачков уплотнения (см. рис.8 для $\alpha \geq 15^\circ$).

Последующее увеличение угла атаки приводит к росту кривизны обвода отрывной области в окрестности присоединения оторвавшегося пограничного слоя, что в свою очередь создает возможность для локального разгона потока и множественной структуры ударных волн.

Экспериментально установленный факт конического характера

возмущенного течения, содержащего отрыв турбулентного пограничного слоя, позволил рассматривать исследуемое трехмерное взаимодействие скачка уплотнения с пограничным слоем как квазидвумерное в плоскости, нормальной к линии отрыва либо к плоскости падающего скачка уплотнения и указал на возможность сопоставления величин фундаментального параметра плоского отрыва турбулентного пограничного слоя – «плато давления» с его значениями в конических течениях.

В [55] были установлены фундаментальные свойства отрывных течений, возникающих при взаимодействии ударных волн с турбулентным пограничным слоем в плоских течениях. Результаты этой работы стали основой для дальнейших исследований плоских и пространственных течений с отрывом пограничного слоя.

Важнейшие особенности явления взаимодействия скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем были обнаружены для развитых отрывных течений, когда область отрыва сопровождается λ -конфигурация ударных волн и на кривой распределения давления по поверхности наблюдается выраженная область «плато давления». Оказалось, что параметры плоского течения в окрестности точки отрыва турбулентного пограничного слоя и уровень «плато давления» определяются только числом Маха M невозмущенного потока. Другими словами, при фиксированном числе M , а также при местном числе Рейнольдса $Re_x > 10^6$ распределение давления в окрестности линии отрыва и величина «плато давления» практически не зависят от причины, приведшей к отрыву пограничного слоя, будь то скачок уплотнения, падающий на пограничный слой, или излом стенки. Было обнаружено фундаментальное свойство отрыва турбулентного пограничного слоя, сопровождаемого λ -конфигурацией ударных волн, – совпадение, с хорошей точностью, интенсивности косога скачка уплотнения, образующегося над областью отрыва, и уровня «плато давления».

На рис. 9 представлен расчет «плато давления» (прямая линия) по эмпирической зависимости [55]:

$$p_p = 0.287 + 0.713M_n \quad (1)$$

В (1) p_p отнесено к давлению в набегающем потоке, а число Маха M в плоском течении [55] заменено на число Маха M_n составляющей скорости, нормальной к линии отрыва. Там же нанесены значения «плато давления», полученные в дренажных испытаниях (точки 1), а также интенсивность косоугольного скачка (точки 2) над отрывной областью, рассчитанная по теневым снимкам течения (рис. 8, α - угол атаки грани, генерирующей плоскую ударную волну) [26]. Приведенные данные (рис. 9) указывают на общность фундаментальных свойств области взаимодействия скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем в плоских и конических течениях.

1.2. Структура течения в отрывной области

Зарождение отрывной области течения при падении скачка уплотнения определенной интенсивности приводит к появлению характерного профиля распределения давления в возмущенной области на пластине (рис.7), где наблюдается ярко выраженное "плато" P_1/P_∞ давления и резкий подъем его у стенки до значений порядка давления за падающим скачком. При увеличении интенсивности падающего скачка отмечаются более высокие темпы роста давления P_3/P_∞ в области присоединения оторвавшегося потока, чем давления "плато" P_1/P_∞ (рис.10). Это приводит к увеличению интенсивности растекания потока от места присоединения, где при этом появляется характерный пик давления, от которого давление несколько падает к стенке в силу растекания потока. При этом величина этого падения обуславливается также всем характером течения в возмущенной области внутри конуса Маха потока за падающим плоским скачком уплотнения.

Растекание потока от места присоединения в сторону, передней линии отрыва от нулевого значения поперечной скорости на сфере на линии

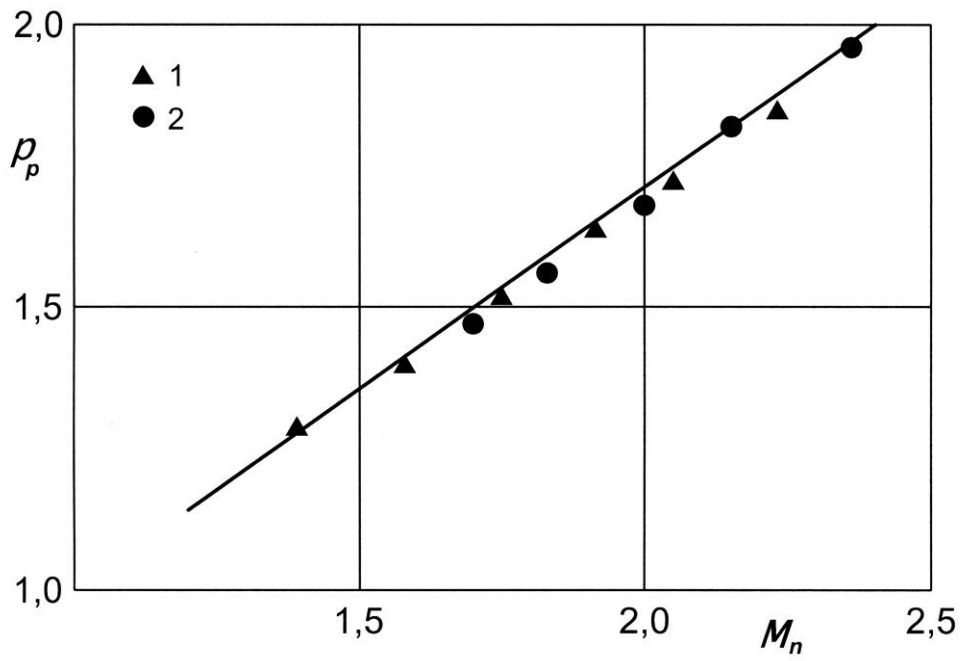


Рис. 9

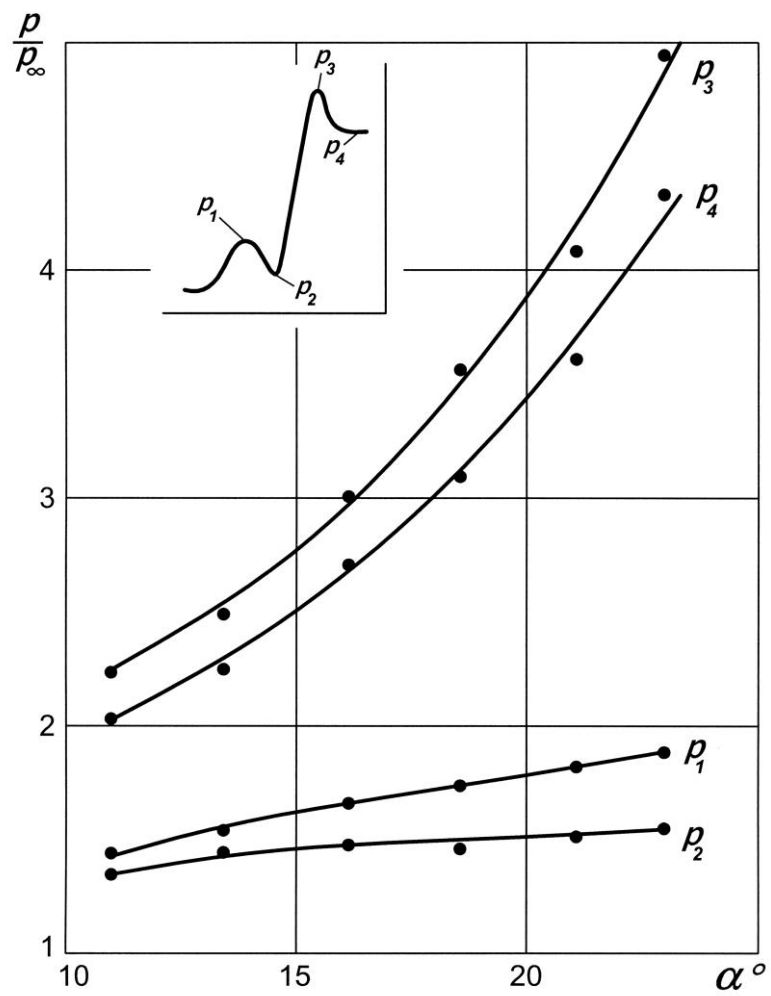


Рис. 10

присоединения (составляющая скорости потока на поверхности пластины А, нормальная лучу сферической системы координат, проходящему через исследуемую точку) до нулевого значения в окрестности линии отрыва не может проходить при монотонном падении давления от давления "пика" до давления "плато". С необходимостью следует появление минимума давления между указанными значениями давления, соответствующего, максимальному значению поперечной скорости в невязком течении. При этом чем более высокий перепад "пика" и "плато", тем больше разгоняется поток и тем более высокие встречные градиенты давления должны ему противостоять, чтобы затормозить его в окрестности линии отрыва. Рост этих встречных градиентов давления (см. рис.7) может привести к отрыву пограничного слоя внутри отрывной области, образовавшегося после присоединения оторвавшегося потока.

Более того, можно предположить, что наличие областей ламинарного и турбулентного слоев в присоединившемся потоке приведет к различному характеру их взаимодействия со встречным градиентом давления в отрывной области, а именно: там, где встречный градиент давления мал, будет наблюдаться отрыв ламинарного слоя. Последующее увеличение градиента давления может вызвать отрыв и турбулентного слоя. Таким образом, линия отрыва в возвратном течении отрывной области будет иметь конечные размеры в некотором диапазоне изменения интенсивностей падающего скачка, следующими за значением, при котором происходит образование развитой отрывной области во всем поле течения.

В экспериментах [47-49, 52] при взаимодействии скачка с ламинарным и турбулентным пограничными слоями на пластине наблюдалось явление вторичного отрыва, характеризующееся появлением на картинах предельных линий тока дополнительных линий стекания и растекания по всей длине модели, расположенных внутри отрывной области.

Кроме того, в работе [48] в результате исследований, проведенных в широком диапазоне изменения интенсивности падающего скачка уплотнения

(число $M=3$, угол отклонения потока $\alpha=4\div 30^\circ$), было установлено, что при возрастании интенсивности скачка вторичная отрывная область исчезает ($M=3$, $\alpha=20^\circ$), а затем при дальнейшем росте интенсивности появляется вновь ($M=3$, $\alpha=30^\circ$).

В работе [26, 27] ($M=2.95$, $\alpha=5\div 22.5^\circ$) наряду с наблюдавшимся исчезновением вторичного отрыва при увеличении интенсивности скачка (рис.11 а, $\alpha=22.5^\circ$) была обнаружена особенность в начальной стадии развития вторичного отрыва, которая ранее в известных работах не отмечалась. Было установлено, что при возникновении вторичная область имеет ограниченную протяженность (рис.11 б, $\alpha=12.5^\circ$) по длине модели, которая с ростом интенсивности скачка уплотнения постепенно увеличивается и распространяется на всю длину модели (рис. 11 в, $\alpha\sim 17.5^\circ$)

Это подтверждает сделанное выше предположение о влиянии перехода в пограничном слое присоединившегося течения на процесс формирования вторичного отрыва.

В целом на течение в пограничном слое отрывной области оказывают влияние следующие факторы: состояние пограничного слоя (местные числа Рейнольдса), интенсивность растекания, встречный градиент давления, дозвуковой или сверхзвуковой характер поперечного течения (на сфере). В частности, переход скорости поперечного течения от дозвуковых чисел Маха к сверхзвуковым может стать причиной коренных изменений структуры течения в отрывной области.

Комплексный характер исследования [26], результаты которого содержат не только распределение давления на пластине в возмущенной области и картины предельных линий тока, но и сведения о сопутствующей структуре ударных волн, полученные специальным теневым методом, позволил провести необходимые оценки для параметров, определяющих течение в возвратной области.

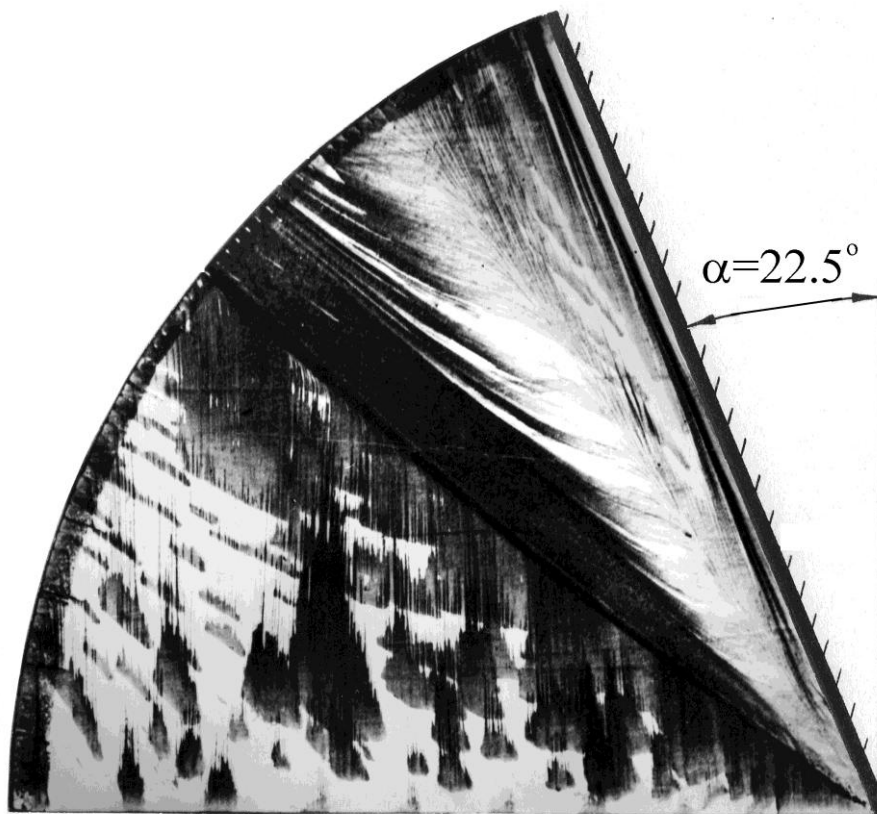


Рис. 11 а

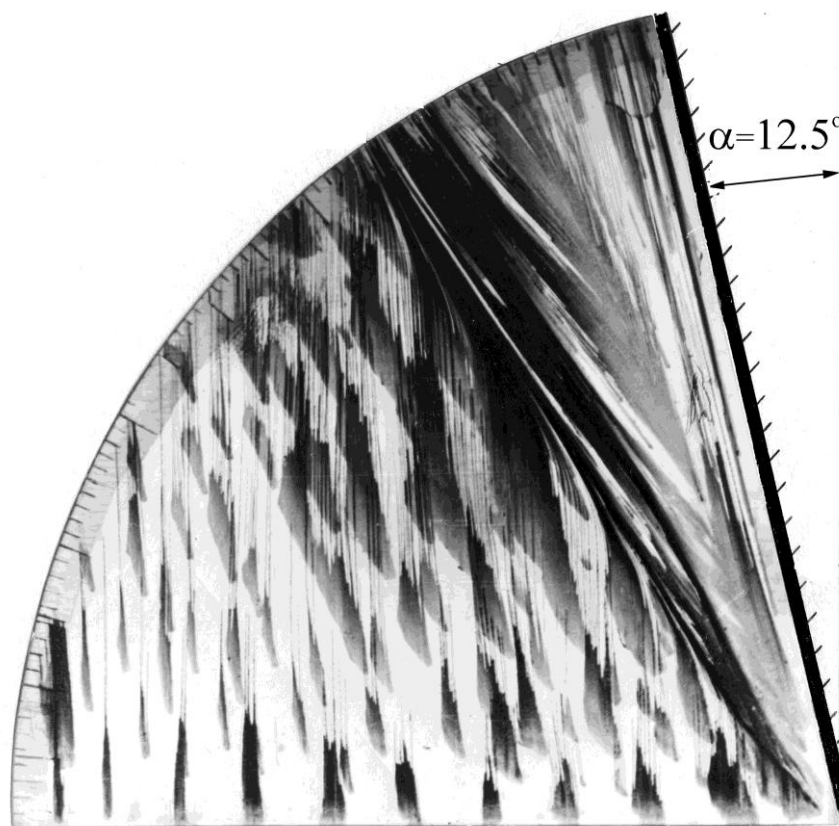


Рис. 11б

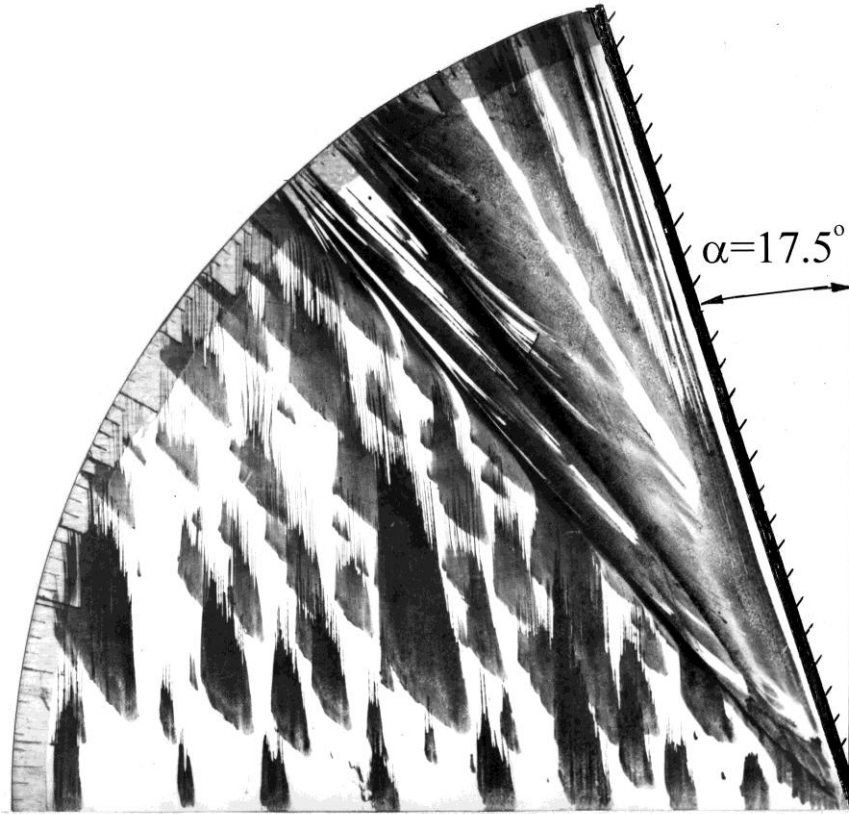


Рис. 11 в

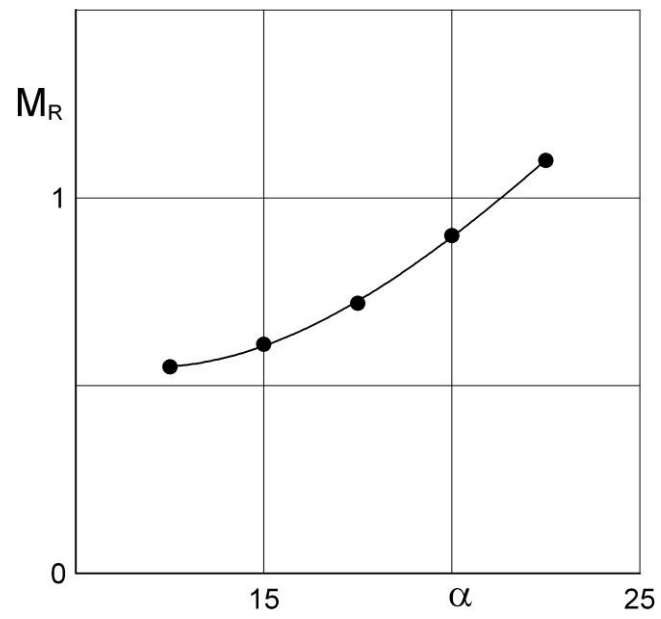


Рис. 12

Для оценки величин единичного числа Рейнольдса и числа Маха поперечной скорости в окрестности минимума давления P_2/P_∞ отрывной области используем следующую расчетную модель. Будем считать, что частицы на линии тока присоединяющегося потока имеют те же исходные параметры, что и частицы, прошедшие косой и замыкающий скачки уплотнения в окрестности тройной точки λ -конфигурации ударных волн, тем самым делая допущение о малой кривизне замыкающего скачка. Рассчитав соответствующие параметры потока по данным о геометрии ударных волн, снятым с теневых снимков, далее по изэнтропическим соотношениям определяем искомые величины в области минимальных значений давления P_2/P_∞ (рис. 10) в возвратном течении. Таким образом, пренебрегаем наличием системы скачков уплотнения на внешней границе развитой отрывной области (см. рис. 8), связанной с трансзвуковым характером обтекания ее обвода. Для определения числа Маха скорости поперечного течения (на сфере) требуется знание направления линий тока. Необходимые углы определялись по картинкам визуализации в точках перегиба предельных линий тока возвратного течения.

На рис. 12 представлены результаты расчетов числа Маха M_R поперечной скорости в возвратном течении в области значений $p \sim P_2/P_\infty$, проведенных по указанной методике.

Из приведенной зависимости (рис. 12) следует, что при углах отклонения потока $\alpha \sim 20^\circ$ поперечная скорость в возвратном течении в области значений $p \sim P_2/P_\infty$ становится сверхзвуковой. Это позволяет заключить, что при $\alpha < 20^\circ$ картина в отрывной области определяется характером взаимодействия слоя в дозвуковом потоке со встречным градиентом давления.

Расчеты показали, что единичное число Рейнольдса в интересующей нас области отрывного течения практически не меняется. Поэтому наблюдаемое при увеличении интенсивности падающего скачка увеличение длины вторичного отрыва можно связать с затягиванием перехода пограничного слоя. Это связано с повышением интенсивности растекания потока, приводящей к

укорочению длин линий тока в возвратном течении и, следовательно, к достижению критических значений числа Рейнольдса на больших расстояниях от вершины угла. При этом, начиная с некоторых углов отклонения потока α встречные градиенты давления могут оказаться достаточными и для отрыва турбулентного слоя, обладающего более высокими динамическими свойствами, и тогда вторичный отрыв будет наблюдаться по всей длине модели.

Как указано выше, для $\alpha > 20^\circ$ поперечная скорость возвратного течения становится сверхзвуковой. При этом будет происходить торможение сверхзвукового потока, "натекающего" на внешнюю линию отрыва, что будет приводить к появлению скачка уплотнения в возвратном течении отрывной области. При $\alpha > 20^\circ$ внутренняя линия отрыва не наблюдается, так как интенсивность скачка уплотнения в возвратном течении меньше критической величины, по достижении которой вновь будет наблюдаться отрыв пограничного слоя в отрывной области.

Следует заметить, что в исследовании с моделью прямого двугранного угла ограничения по загрузке рабочего сечения аэродинамической трубы не позволили провести эксперименты при больших углах атаки α , когда интенсивность внутренней волны достигнет необходимой величины, чтобы вызвать отрыв пограничного слоя в сверхзвуковом возвратном течении.

В дальнейшем, в исследованиях несимметричного обтекания V-образного крыла были реализованы условия, при которых был экспериментально обнаружен отрыв пограничного слоя в возвратном потоке области отрыва, вызванный скачком уплотнения, замыкающим трансзвуковую зону [29]. Наряду с этим было установлено, что в возвратном течении могут существовать более сложные структуры потока, чем простой переход от течения с внутренним отрывом пограничного слоя на всей длине модели к безотрывному течению при возрастании азимутальной составляющей скорости от дозвуковых до сверхзвуковых значений [29]. За скачком уплотнения,

замыкающим трансзвуковую зону при ее зарождении, может существовать тот же тип отрыва пограничного слоя, который существовал при дозвуковой скорости возвратного потока. При возрастании интенсивности указанного скачка уплотнения распределение давления за ним изменяет свой профиль, и, так как в дозвуковом потоке наличие или отсутствие отрыва пограничного слоя определяется градиентом давления, то возможен, например, отрыв только ламинарного либо ламинарного и турбулентного пограничных слоев, либо отрыв не реализуется вовсе.

2. ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБЛАСТИ ОТРЫВА ТУРБУЛЕНТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ В КОНИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЯХ

Сильное влияние отрыва пограничного слоя на структуру течения, обнаруженное при экспериментальных исследованиях различных конических течений, в частности, обтекание V-образных крыльев или всевозможных угловых конфигураций, образованных поверхностями летательных аппаратов, требует учитывать его при построении реальных схем течений. Возможность правильного прогнозирования указанного явления, не прибегая к экспериментальному исследованию в каждом конкретном случае, является крайне необходимой. Это позволит использовать теоретические результаты, которые могут быть получены при решении задачи для модели идеального газа. Поэтому очень важно, используя данные экспериментальных исследований, установить эмпирические зависимости, параметрами в которых должны быть величины, полученные из расчета, позволяющие определять геометрические параметры отрывной области, характеризующие ее размеры и положение относительно падающей волны или направления набегающего потока.

Как отмечалось выше, изучение режимов обтекания наветренной стороны V-образных крыльев показывает, что на этой модели возможно наиболее полное исследование различных случаев взаимодействия ударных

волн с пограничным слоем, наблюдаемых в конических течениях. Очевидно, что по тем же причинам, упомянутым выше, отыскание эмпирических зависимостей для геометрических параметров отрывной области естественно начинать со случая плоского нормально падающего скачка уплотнения, используя модель прямого двугранного угла и экспериментальные данные, полученные ранее.

2.1. Расчет геометрических характеристик области отрыва турбулентного пограничного слоя для случая нормально падающего на стенку плоского скачка уплотнения

Наблюдаемая в опытах коническая форма отрывного течения позволяет описать геометрию области отрыва углами φ и γ (рис. 13), которые составляют линии отрыва и присоединения пограничного слоя с направлением невозмущенного потока. Выбор в качестве параметров, определяющих геометрию области отрыва в конических течениях, числа Маха невозмущенного потока и интенсивности падающей на пограничный слой ударной волны (рис. 14, точки 1, 2, 4 - [47], 3 - [27], 5 - [54]) позволил получить эмпирические соотношения для углов φ и γ , с высокой точностью описывающие положение и размеры отрывной области [30].

$$\varphi = a_1 \lg\left(\frac{p_s}{p_k}\right) + \varphi_k, \quad \gamma = a_2 \lg\left(\frac{p_s}{p_k}\right) + \gamma_k \quad (2)$$

$$a_1 = 5,1 \exp(-0,89 M) + 0,71, \quad a_2 = 0,115 \exp(1,46 M - 0,37 M^2) + 0,43$$

$$\varphi_k = \arcsin(M_{nk}/M), \quad \gamma_k = \varphi_k - 0,201(M - M_{nk})^{0,1} \exp(-0,107 M)$$

$$p_k = 1,6, \quad M_{nk} = 1,23$$

В (2) p_s – интенсивность падающего на пограничный слой плоского скачка уплотнения в модельной задаче (рис. 13), рассчитываемая для заданных M и α . Величины p_k и M_{nk} – минимальная интенсивность падающего скачка

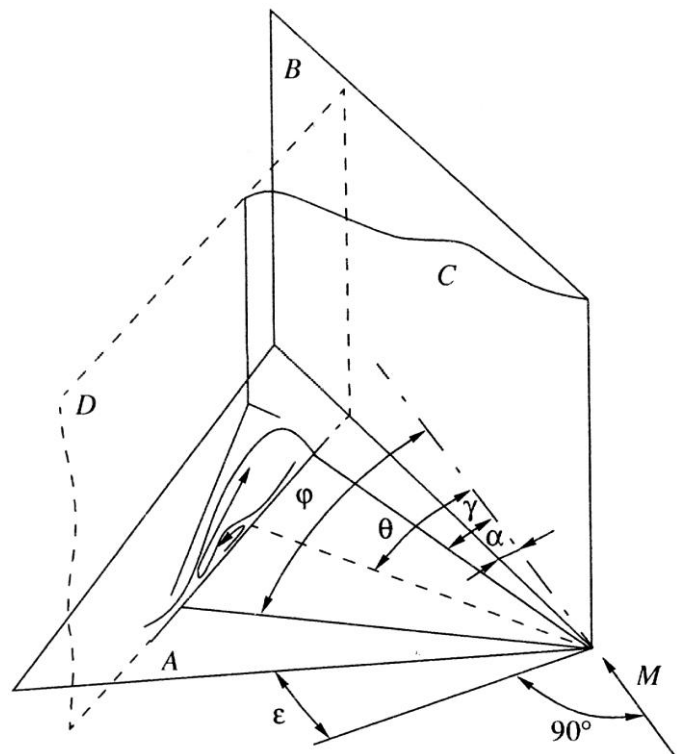


Рис. 13

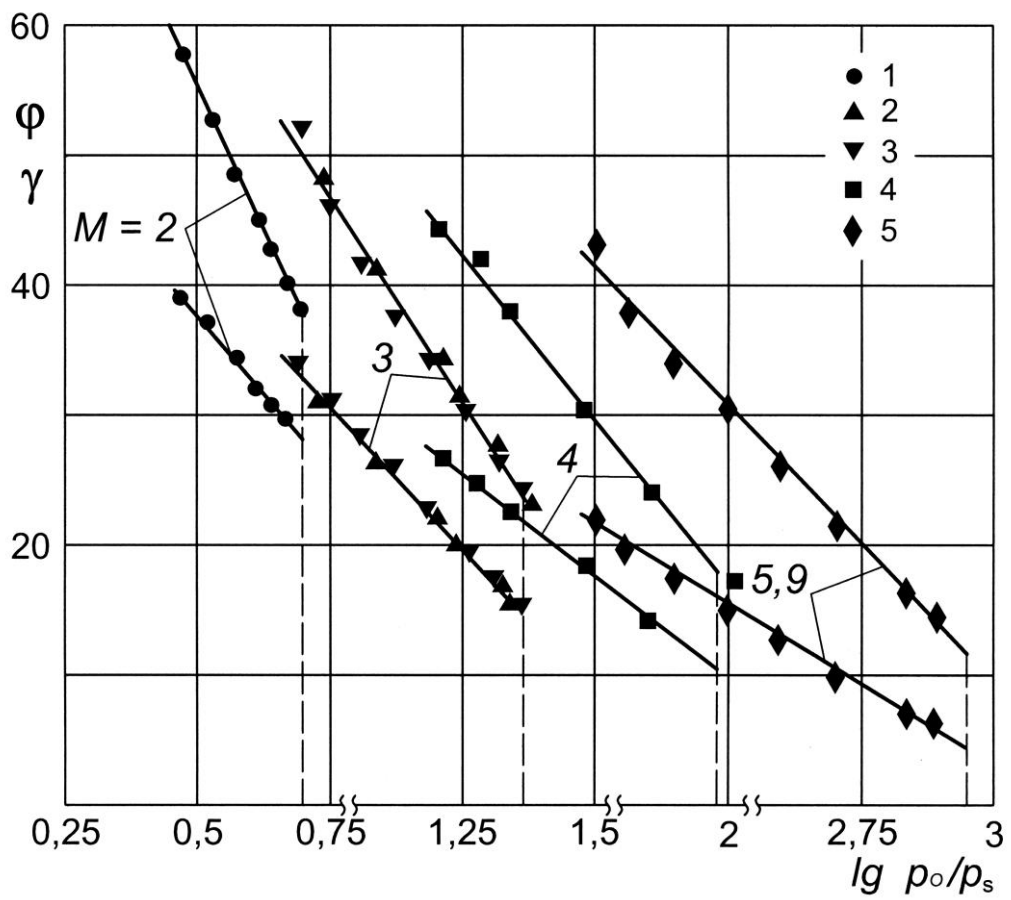


Рис. 14

уплотнения и соответствующее число Маха нормальной к скачку составляющей скорости невозмущенного потока, при которых возникает отрыв турбулентного пограничного слоя, – определенные в [30], фундаментальные значения этих параметров, отвечающие зарождению отрыва пограничного слоя при разных числах Маха M (рис. 14, вертикальные штриховые прямые). Указанные значения параметров p_k и M_{nk} хорошо согласуются с экспериментальными данными для плоского отрыва турбулентного пограничного слоя, заимствованные в [56] (рис. 15). Точками нанесены значения «плато давления» p_p в зависимости от числа M , полученные в различных экспериментах (точки 1 – нерасчетное истечение из сопла, 2 – обтекание угла, 3 – падающий извне скачок уплотнения). Там же нанесены величины давления в прямом скачке уплотнения (кривая 1), перепад давления в одном или системе скачков уплотнения (кривая 2), при котором возникает отрыв турбулентного пограничного слоя в диапазоне чисел Маха $M = 1 \div 1.8$ [57], а также приведены аппроксимации p_p , предложенные И.П. Некрасовым и Г. Гэдом (кривые 3, 4).

Сделаем замечание по поводу принятой точки зрения [56], что величина «плато давления», совпадающая с интенсивностью косога скачка уплотнения над областью отрыва [55], является «критическим перепадом давления», вызывающим отрыв турбулентного пограничного слоя. Как видно, при числах $M > M_{nk}$ для отрыва турбулентного пограничного слоя необходимы перепады давления, большие, чем перепад давления p_k в прямом скачке для числа Маха M_{nk} [57], а кривая 2 выходит из точки с координатами $M = M_{nk}$, $p_p = p_k$. Значения «плато давления», измеренные в экспериментах [55], вплоть до чисел Маха ~ 1.7 ниже критического перепада давления $p_k = 1.6$, вызывающего отрыв при числе $M = M_{nk} = 1.23$. Это же наблюдается и в экспериментах для конических течений в некотором диапазоне изменения интенсивности падающего скачка уплотнения (рис. 9). Приведенные данные позволяют лишь заключить, что при числах $M > 1.7$ «плато давления» может быть близко или

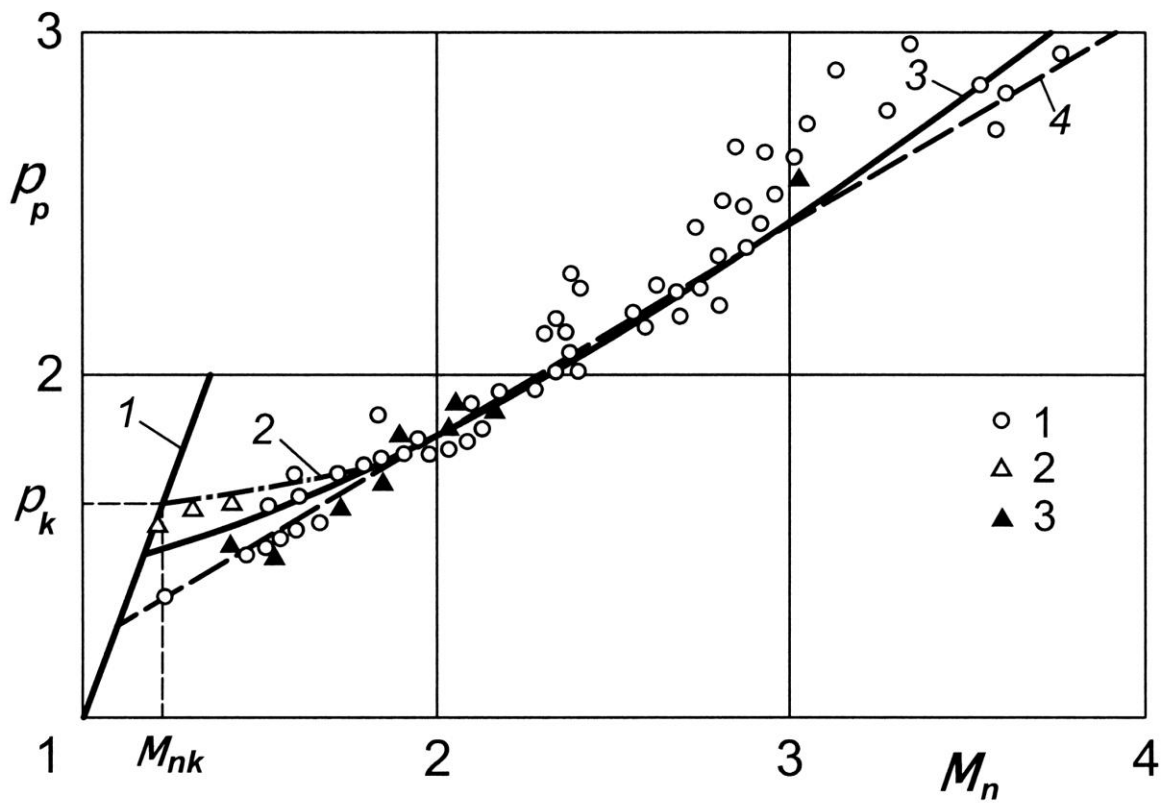


Рис. 15

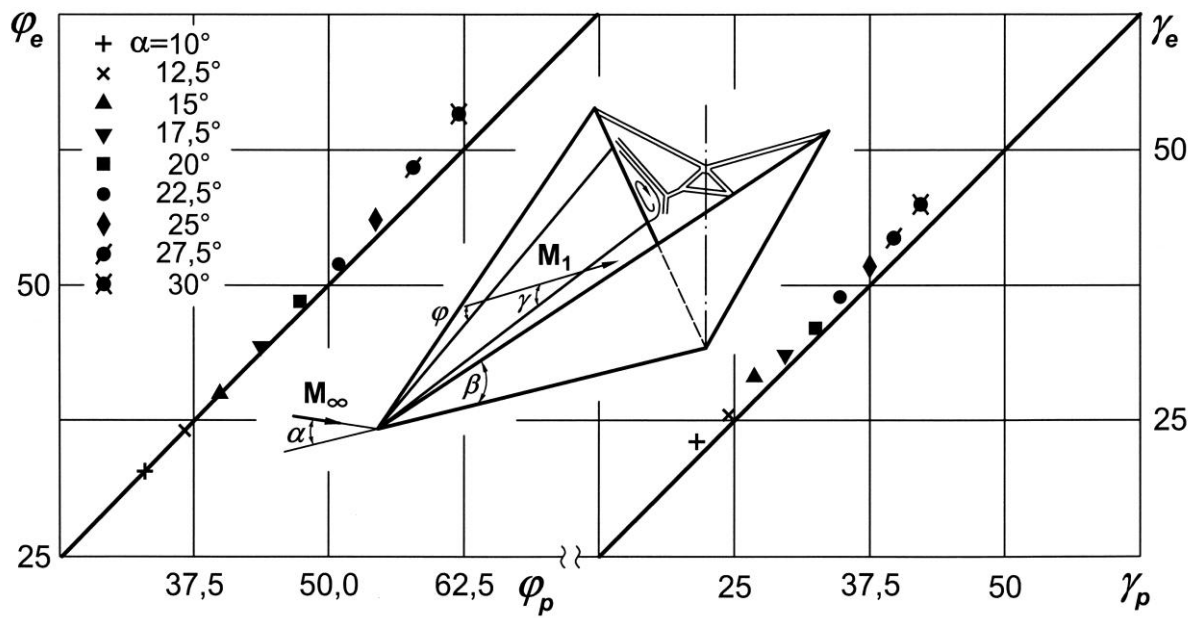


Рис. 16

совпадать с минимальной интенсивностью скачка уплотнения (или системы скачков уплотнения), вызывающей отрыв турбулентного пограничного слоя в плоском потоке.

2.2. О применимости эмпирических зависимостей для определения размера и положения области отрыва для более сложных случаев взаимодействия ударных волн с пограничным слоем в конических течениях

Проверка найденных в рамках модельной задачи эмпирических соотношений (2) на других отрывных течениях, в частности реализующихся в ударном слое около V-образных крыльев при падении на турбулентный пограничный слой как криволинейных ударных волн, так и систем скачков уплотнения, показала, что они с хорошей точностью описывают размер и положение отрывной области [30]. В качестве примера на рис. 16 представлено сравнение расчетных и экспериментальных данных для V-образного крыла (рис. 17) с полуузелом при вершине $\beta = 45^\circ$ и углом раскрытия $\gamma = 40^\circ$ при числе Маха $M = 3$. По оси абсцисс (рис. 16) отложены рассчитанные по формулам (2) углы φ_k, γ_k , а по оси ординат – их значения φ_e и γ_e , измеренные в эксперименте, точками 1 – 9 обозначены соответственно экспериментальные данные для углов атаки $\alpha = 10 - 30^\circ$ (шаг $\Delta\alpha = 2.5^\circ$).

Более того, указанные соотношения могут быть использованы для прогнозирования глобальной перестройки ударно-волновой структуры около V-образных крыльев (когда отрыв пограничного слоя реализуется в ударном слое), наступающей в момент, когда кривой скачок уплотнения над отрывной областью начинает взаимодействовать с головной ударной волной [38].

Величину угла наклона скачка уплотнения над областью отрыва к стенке крыла легко рассчитать, если известна его интенсивность. Как было показано выше, она может быть определена по известной эмпирической зависимости (1) для плоских отрывных течений [55], где в качестве числа Маха M принимается число Маха M_n составляющей скорости, нормальной к линии отрыва. На рис. 18 пунктирной линией показано положение скачка уплотнения над областью

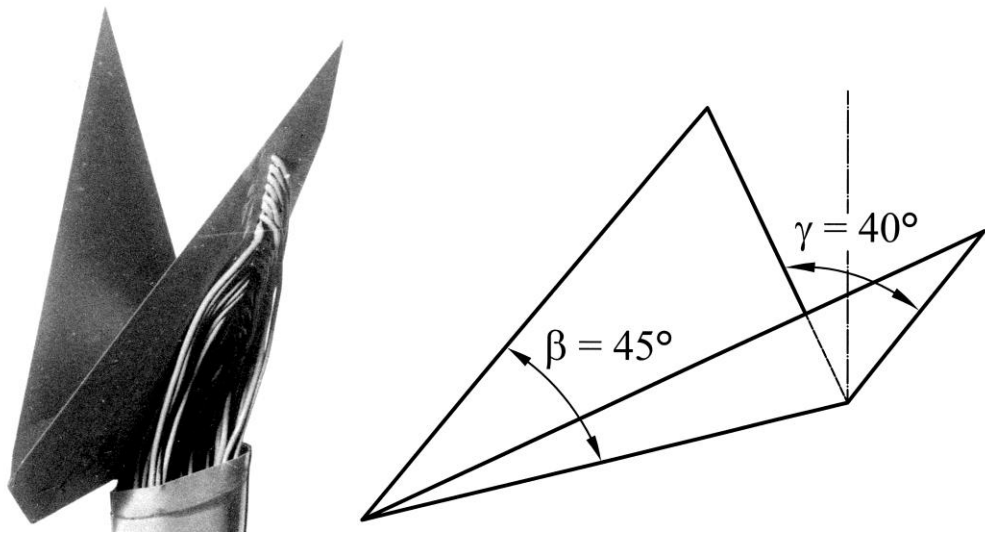


Рис. 17

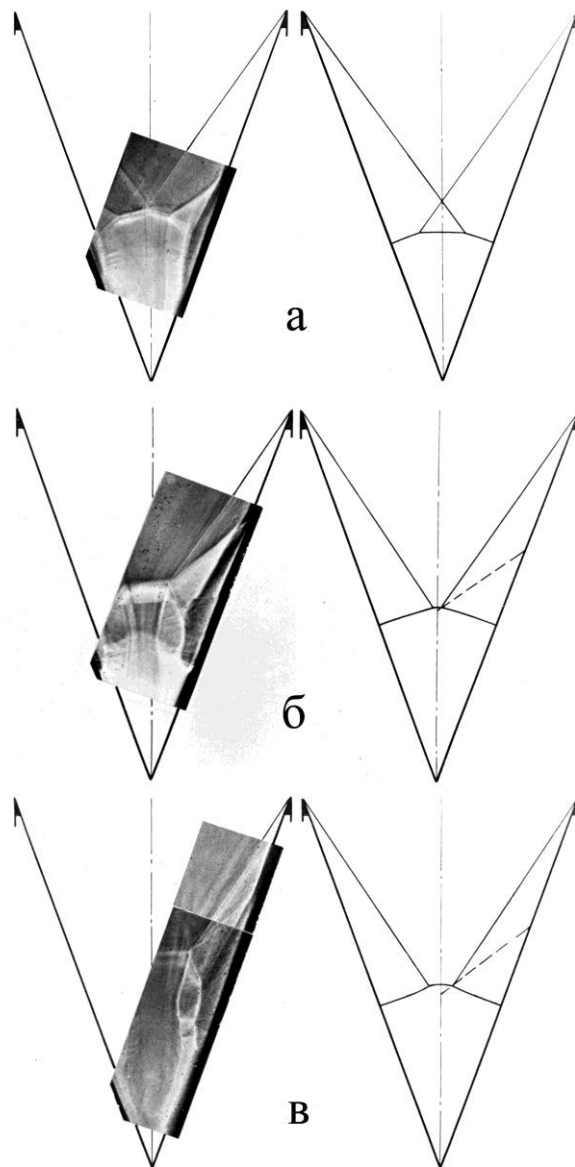


Рис. 18

отрыва, полученное с помощью такого расчета. Сравнение с теневой картиной течения показывает, что предложенная методика дает правильную оценку углов атаки, при которых развитая отрывная область начинает взаимодействовать с головной ударной волной, вызывая кардинальную перестройку структуры течения около крыла.

3. ЯВЛЕНИЕ "НЕСВОБОДНОГО" ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛОСКИХ УДАРНЫХ ВОЛН С ПОГРАНИЧНЫМ СЛОЕМ В ОКРЕСТНОСТИ ПЕРЕДНЕЙ КРОМКИ ПЛАСТИНЫ СО СКОЛЬЖЕНИЕМ

В результате параметрических исследований структуры и характеристик области взаимодействия плоского скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем на модели прямого двугранного угла (рис. 13) было установлено, что положение линии отрыва относительно направления набегающего потока и размеры области отрыва не зависят от угла стреловидности ε передней кромки подстилающей поверхности (пластина А) при прочих равных параметрах вплоть до «совпадения» линии отрыва с передней кромкой пластины. Это позволило такой тип взаимодействия назвать «свободным» [26, 30] в том смысле, что уменьшение угла между передней кромкой пластины и падающей на нее ударной волной не оказывает влияния на фундаментальные свойства возмущенного течения, а именно, зависимость «давления плато» от числа M_n составляющей скорости, нормальной к линии отрыва, и его совпадение с давлением за косым скачком уплотнения над областью отрыва.

Соответственно режимы взаимодействия, на которых стреловидная передняя кромка пластины не позволяет области отрыва распространиться вверх по потоку в соответствии с ее размерами и положением относительно падающего скачка уплотнения при свободном взаимодействии, названы «несвободными» [32-34].

Оказалось, что при «несвободном» взаимодействии структура области отрыва и сопутствующая конфигурация ударных волн (рис. 19, $M=3$, $\varepsilon=46^\circ$, ,

а – 20.5, б – 21.5, в - 24°) сохраняют черты этих образований, характерные для «свободного» взаимодействия (рис. 19, г- $\alpha = 14$, д – 16.5, е – 19°). Продолжает выполняться фундаментальное свойство отрывных течений турбулентного пограничного слоя – совпадение величин «плато давления» и интенсивности косоугольного скачка уплотнения над областью отрыва. Однако его угол наклона, величина «плато давления» и градиенты параметров в передней части отрывной области значительно выше. На рис. 20 представлены величины «плато давления» в зависимости от интенсивности падающего скачка уплотнения. Точками 1-5 нанесены экспериментальные данные, отвечающие углам стреловидности передней кромки пластины $\varepsilon = 36, 38.5, 41, 43.5$ и 46° соответственно. Светлые точки – данные дренажных испытаний, темные – расчет интенсивности скачка уплотнения над областью отрыва по данным, снятым с теневых снимков. Сплошная кривая АВ – «плато давления» при «свободном» взаимодействии, рассчитанное по формулам (1) и (2). Кривые 1-5 – расчет интенсивности скачка уплотнения над отрывной областью при «несвободном» взаимодействии с использованием аппроксимаций, построенных в [34], для его угла наклона.

4. О НЕКОТОРОМ ЭКСТРЕМАЛЬНОМ СВОЙСТВЕ ОТРЫВНЫХ ТЕЧЕНИЙ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СКАЧКА УПЛОТНЕНИЯ С ПОГРАНИЧНЫМ СЛОЕМ

Использование соотношений (1) и (2) для определения интенсивности и положения основания косоугольного скачка уплотнения над областью отрыва дает возможность рассчитать параметры точки ветвления λ -конфигурации ударных волн. В [31] в предположении, что газодинамические параметры частиц, прошедших косоугольным скачком уплотнения в λ -конфигурации ударных волн, мало отличаются от параметров у частиц, прошедших точку ветвления под контактным разрывом, проведен расчет энтропии при развитии отрывного течения в плоских и конических потоках. В результате оценок

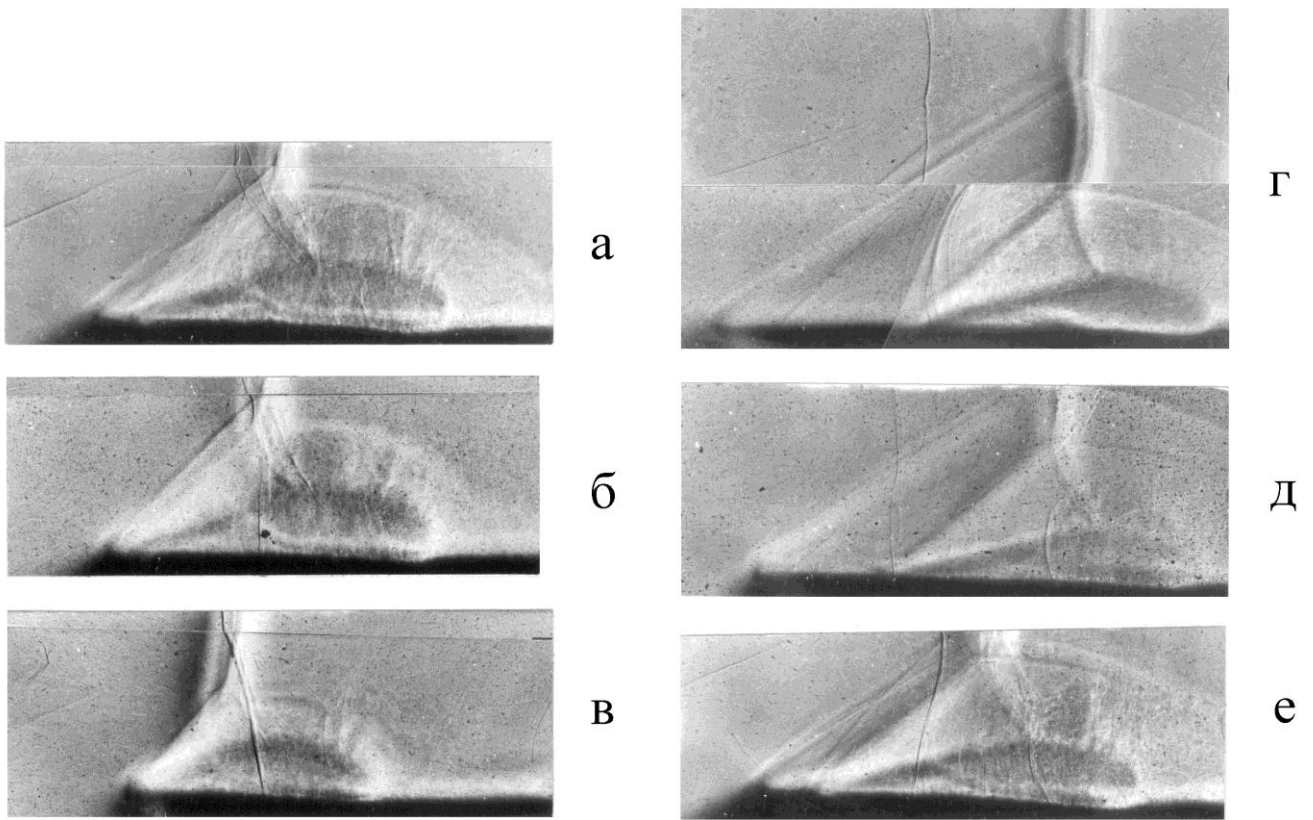


Рис. 19

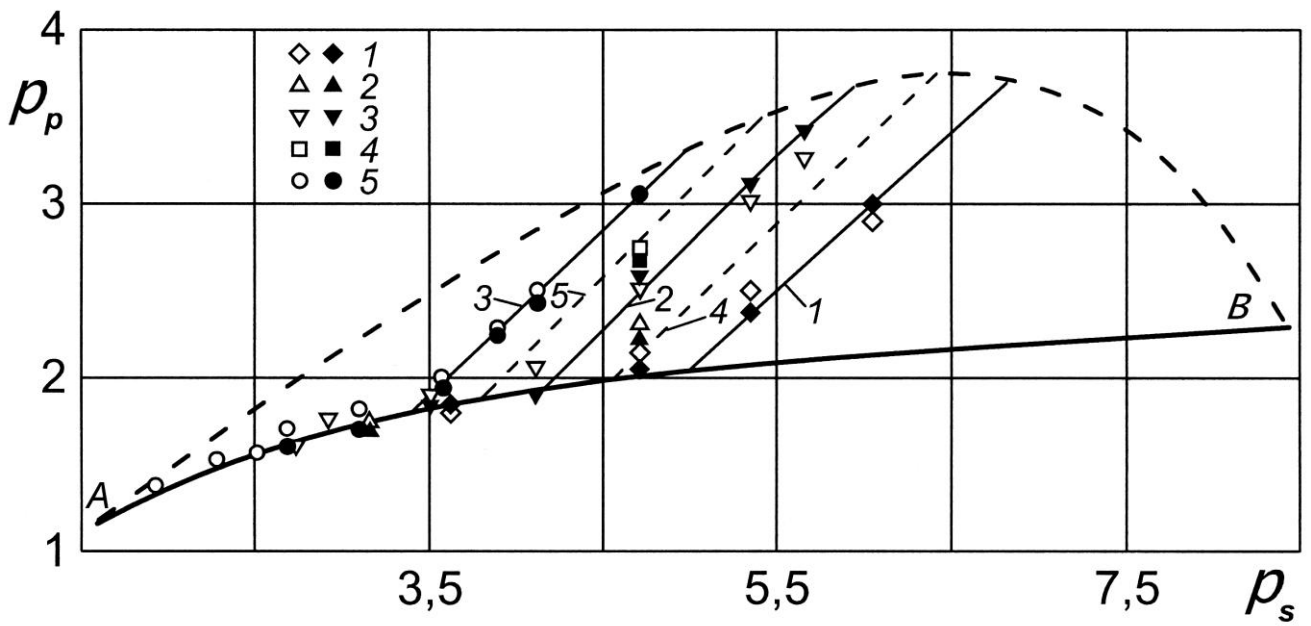


Рис. 20

показано, что при интенсивности падающего на пограничный слой скачка уплотнения, обеспечивающей реализацию развитого отрыва, прирост энтропии в ударных волнах составляет главную часть полного производства энтропии, и влиянием вязкости и теплопроводности можно пренебречь.

На рис. 21 представлена зависимость энтропийной функции $S = (p/p_\infty)/(\rho/\rho_\infty)^\gamma$ от интенсивности p_{ss} ветвящегося в потоке с числом Маха M косоугольного скачка уплотнения в трехударной конфигурации, моделирующей λ -конфигурацию ударных волн. Как видно, при каждом числе M плоского потока существует такая интенсивность косоугольного скачка уплотнения, при которой прирост энтропии у частиц газа, прошедших косоугольной и замыкающей скачки уплотнения λ -конфигурации ударных волн, минимален. Кривая 1 отвечает значениям энтропийной функции при $p_{ss} = p_p$, где p_p рассчитано по формуле (1) при $M_n = M$ [55]. Кривая 2 – энтропийная функция при «свободном» взаимодействии. В этих случаях p_p определено по формуле (1) [55], а число M на рис. 21 отвечает числу Маха составляющей скорости, нормальной к лучу ветвления λ -конфигурации ударных волн.

Представленные результаты позволяют заключить, что в λ -конфигурации ударных волн, образовавшейся в результате взаимодействия падающего скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем в плоском течении, реализуется принцип минимального производства энтропии с ограничением. Роль последнего выполняет эмпирическая зависимость [55] для величины «плато давления», равная интенсивности косоугольного скачка уплотнения над областью отрыва. При «свободном» взаимодействии ударных волн с турбулентным пограничным слоем в конических потоках, хотя фундаментальные свойства плоского отрыва и продолжают выполняться в плоскости, нормальной линии отрыва, у возмущенного течения появляется дополнительная степень свободы – угол линии отрыва φ (рис. 13), вычисляемый по формуле (2). Именно эта степень свободы определяет число

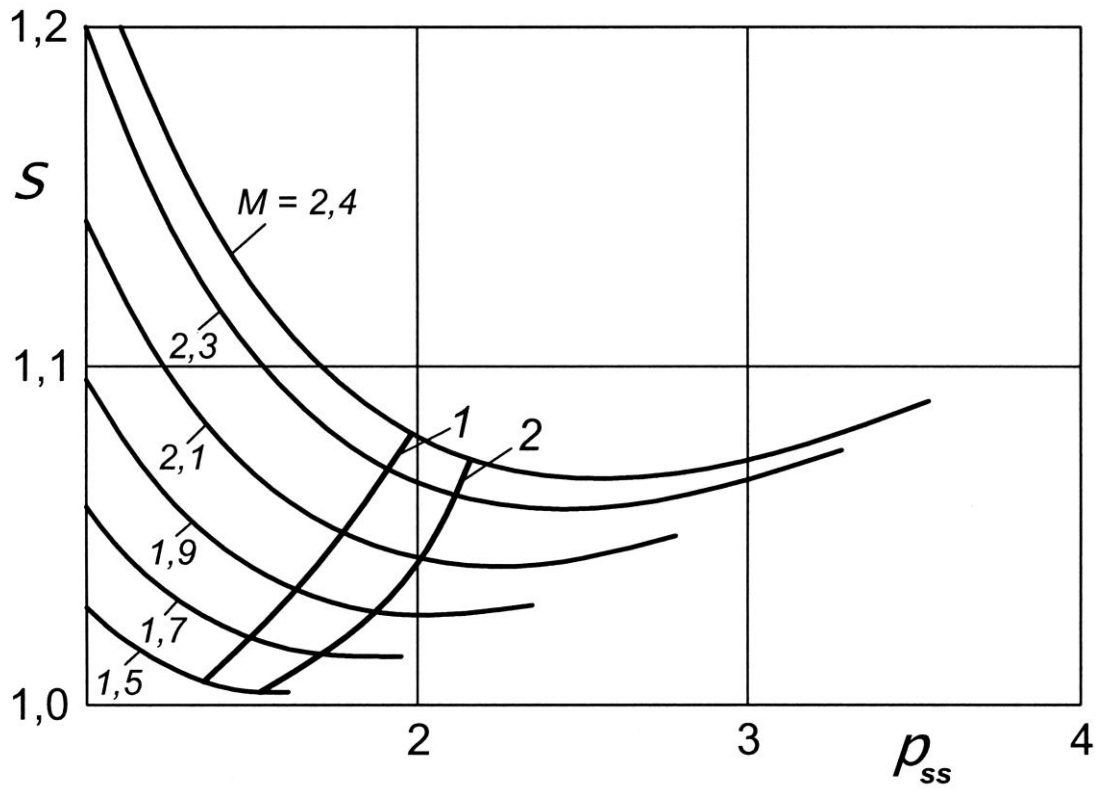


Рис. 21

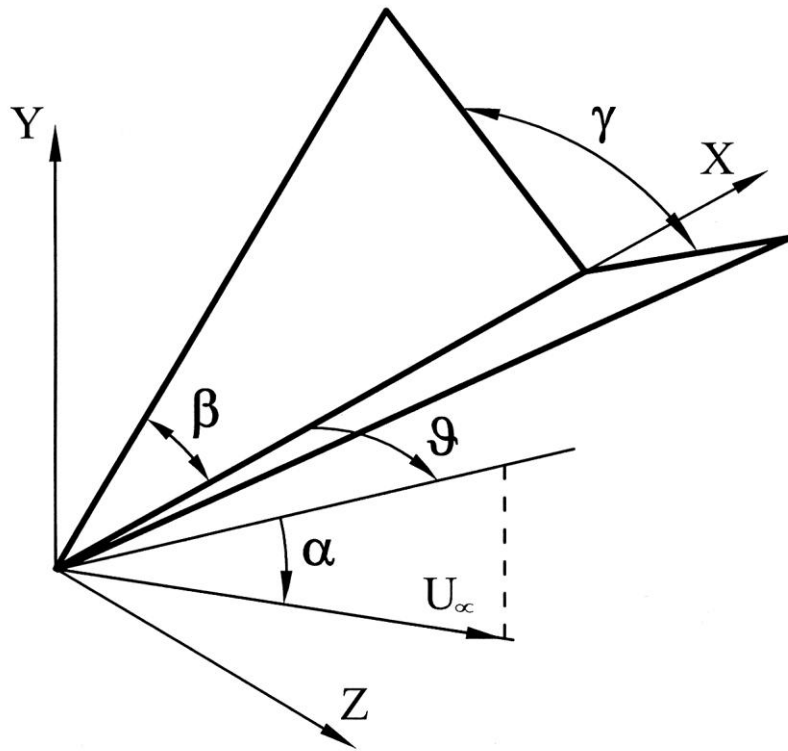


Рис. 22

Маха скорости, нормальное к линии отрыва, и соответствующее значение p_p , обеспечивающее «минимальное» значение энтропии.

Полученные данные позволяют утверждать, что наблюдаемый в эксперименте конический характер течения с отрывом турбулентного слоя, реализующимся при «свободном» взаимодействии, является проявлением принципа минимального производства энтропии. Действительно, если предположить, что возмущенное течение не является коническим, а, начиная с некоторого местного числа Re , становится двумерным, с необходимостью будет следовать, что в этой области ударно-волновая конфигурация, порожденная отрывом пограничного слоя, будет приводить к повышенному производству энтропии, описываемому кривой 1 (рис. 21).

5. НОВЫЙ ТИП СУЩЕСТВОВАНИЯ ОТРЫВА ТУРБУЛЕНТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ В УДАРНЫХ СЛОЯХ КОНИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЙ

При экспериментальном исследовании структуры несимметричного обтекания V-образного крыла (рис. 22) потоком воздуха с числами Маха $M = 3$ и Рейнольдса $Re = 1.6 \times 10^8$ 1/м на режимах с присоединенной к передним кромкам головной ударной волной обнаружено [58-60], что при некотором сочетании углов атаки α и скольжения ϑ линия растекания, соответствующая присоединению турбулентного пограничного слоя, оторвавшегося под воздействием внутренней ударной волны на подветренной консоли, перемещается на наветренную консоль.

На рис. 23 представлены теневые картины течения в плоскости нормальной центральной хорде крыла (слева) и картины предельных линий тока на поверхности крыла (справа). На теневых картинах нанесены положения ударных волн (сгущения изобар) и линии тока (линии со стрелками), рассчитанные в рамках модели идеального газа, η и ζ – конические координаты. Данные на рис. 23 а отвечают режиму обтекания

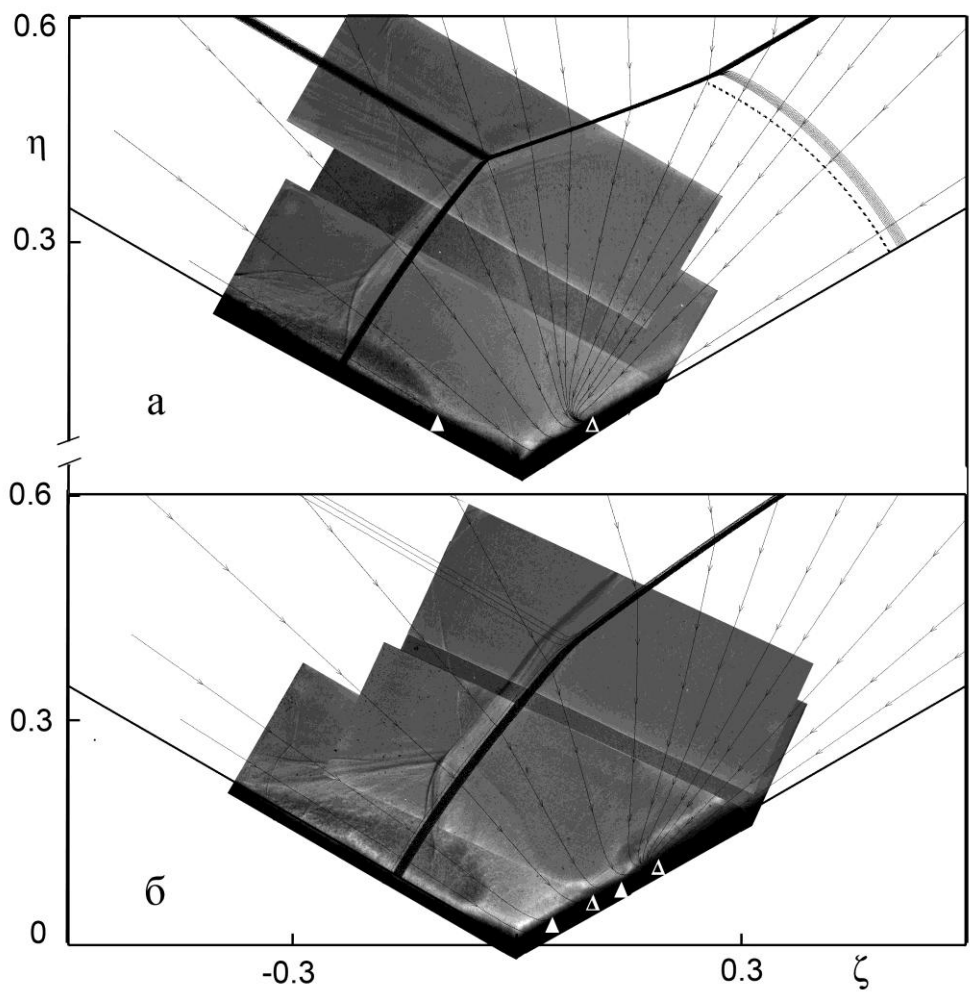


Рис. 23

крыла ($\alpha = 16.1^\circ$, $\vartheta = 10^\circ$), когда линия растекания – линия присоединения находится на подветренной консоли. Положение линии растекания, снятое с картины предельных линий тока, показано светлой точкой под поверхностью подветренной консоли на теневом снимке. Наблюдается хорошее соответствие данных, полученных разными методами. Результаты, помещенные на рис. 23 б, соответствуют режиму ($\alpha = 15.3^\circ$, $\vartheta = 21.3^\circ$), когда линия растекания (светлая точка, ближайшая к центральной хорде крыла) переместилась с подветренной на наветренную консоль. Следующими за ней, чередуясь двумя темными и светлой точками показано положение дополнительных особых линий – стекания и растекания, наблюдающихся при указанных определяющих параметрах на наветренной консоли [58, 61, 62].

Переход линии присоединения-растекания с подветренной на наветренную консоль сопровождается опережением линией отрыва пограничного слоя своего положения на подветренной консоли, характерного для «свободного» взаимодействия [26, 30] при тех же определяющих параметрах – числе Маха однородного потока в ударном слое и интенсивности падающего скачка уплотнения.

Показано, что эти свойства возмущенного потока отвечают новому типу существования отрыва турбулентного пограничного слоя в несимметричных конических течениях [58-60]. Поскольку должна существовать линия тока, отделяющая частицы газа, попадающие в область отрыва, от других частиц в ударном слое,двигающихся по соответствующим линиям тока, то в качестве таковой для этих режимов следует принять линию тока, приходящую в точку растекания на наветренной консоли, ближайшую к угловой точке поперечного сечения крыла. Эта линия тока не принадлежит к семейству линий тока из области смешения потоков, образующих область отрыва, как это имеет место, например, при малых углах скольжения (рис. 23 а), а является некоторой линией тока из множества, располагающегося над областью отрыва ниже точки ветвления λ -конфигурации ударных волн.

В этих случаях частицы газа, двигающиеся от линии растекания на наветренной консоли в сторону центральной хорды, а затем от центральной хорды в сторону области отрыва на подветренной консоли, располагают большим полным давлением, чем частицы из области смешения потоков, образующих область отрыва. Они оттесняют область отрыва от поверхности подветренной консоли и приводят к смещению линии отрыва вверх по потоку за присоединенной к передней кромке подветренной консоли ударной волной, а затем вовлекаются в коническое вихревое течение области отрыва. При этом устанавливается уровень «плато давления», отличный от известных аппроксимаций [55], пригодных при «свободном» взаимодействии, однако продолжает выполняться фундаментальное свойство отрывных течений турбулентного пограничного слоя – совпадение величин «плато давления» и давления за косым скачком уплотнения над областью отрыва. Расчеты энтропийной функции для частиц, прошедших косой и замыкающий скачки уплотнения λ -конфигурации ударных волн, и в новых условиях существования отрыва турбулентного пограничного слоя показывают минимальное производство энтропии в соответствующей последовательности ударных волн. Этот факт, как и при «свободном» взаимодействии, объясняет наблюдаемый в эксперименте конический характер возмущенного течения.

П Р И Л О Ж Е Н И Е

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ

II.1. Визуализация течения на поверхности модели

Широкое применение при исследовании сверхзвуковых течений газа для визуализации течения на поверхности моделей получили методы, которые можно объединить общим названием – «метод жидкой пленки».

Цель – получить картину линий тока на поверхности модели. Для этого на поверхность наносится визуализирующий состав, представляющий смесь растворителя (масла различной вязкости, керосин и т.п.) и мелкодисперсного красителя (сажа, свинцовый сурик, окись титана и т.п.). Применяют различные способы нанесения визуализирующего состава на поверхность модели - сплошной тонкий слой, или отдельные точки (небольшие капли). После продувки модели в аэродинамической трубе на ее поверхности образуется картина поверхностных линий тока, а в случае возникновения отрывных течений – особые линии тока, соответствующие отрыву и присоединению пограничного слоя. Линиям отрыва, называемым линиями стекания, являющимися огибающими поверхностных линий тока, отвечают узкие области аккумуляции визуализирующего состава (рис. 24, 1 – поверхностные линии тока, 2 – линия стекания). Линиям присоединения, называемым линиями растекания, направление вдоль которого происходит присоединение оторвавшегося потока, отвечает область где визуализирующий состав уносится (рис. 24, 2 – положение линии присоединения).

Полученные картины визуализации регистрируют с помощью фотосъемки. Отметим, что видеорегистрация процесса образования картины линий тока в некоторых случаях дает дополнительную информацию.

Необходимо подчеркнуть, что этот метод наряду с возможностью получить качественное представление о происходящих явлениях, позволяет извлечь при обработке картин визуализации и ценные количественные данные, например, размеры области отрыва, ее положения относительно направления набегающего потока и т.д.

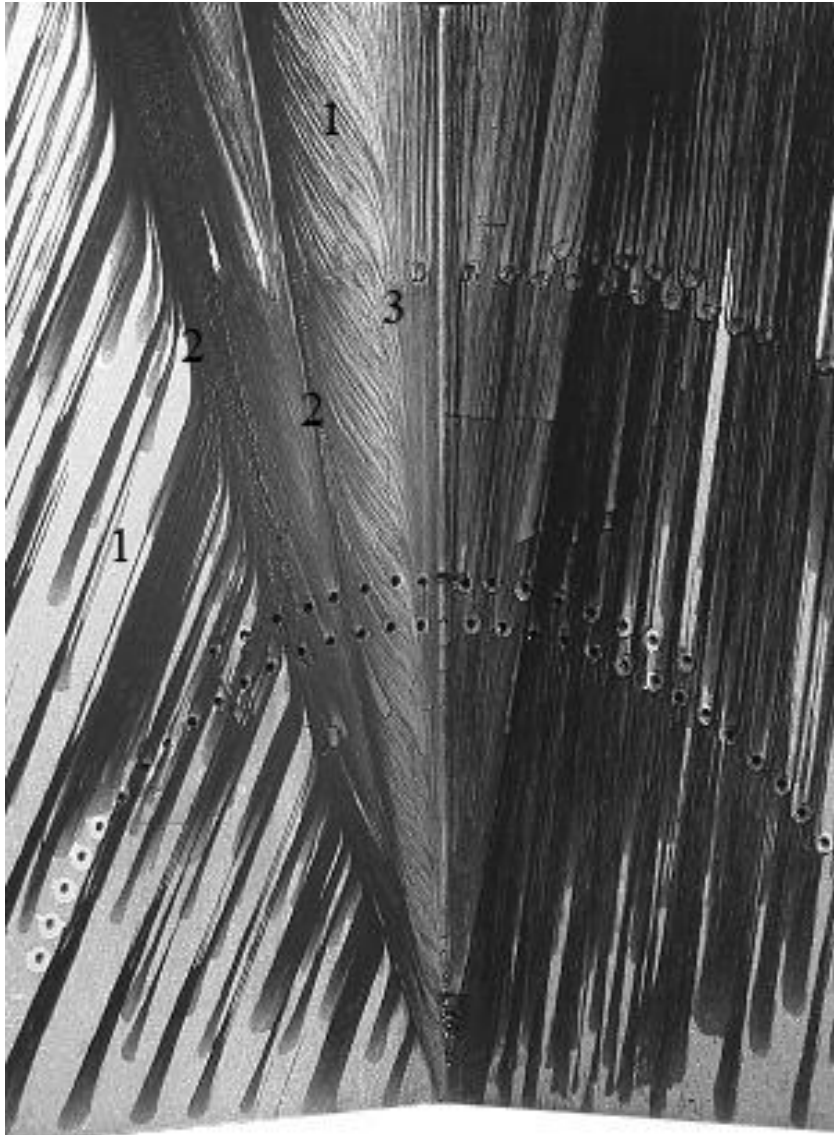


Рис. 24

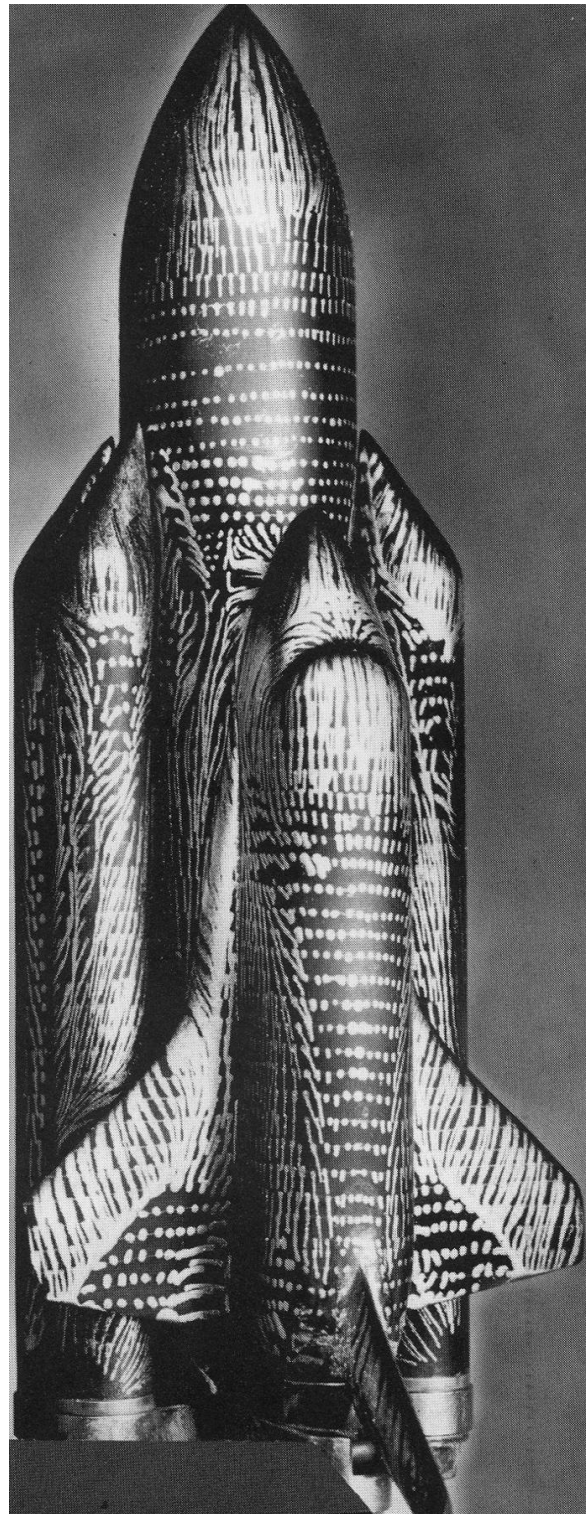


Рис. 25

Подтверждением ценности информации, доставляемой данным методом, могут служить результаты исследований, изложенных в данном практикуме, а также ряд примеров (рис. 25) [63], свидетельствующих о его применении при решении важных задач современной аэромеханики.

П.2. Оптические методы визуализации течений

Оптические методы нашли широкое применение при исследовании движения тел в воздухе или других газах со скоростями от дозвуковых до гиперзвуковых.

Основные оптические методы – шлирен, теневой и интерферометрический основаны на том, что скорость распространения света в прозрачных средах (как воздух и другие газы) зависит от их плотности, а следовательно зависит и показатель преломления среды $n = C/C_0$, где C и C_0 – скорости света в среде и вакууме. В газах зависимость коэффициента преломления n от плотности среды ρ с достаточной степенью точности описывается соотношением Гладстона-Дейла [64]

$$n = 1 + k\rho, \quad (1п)$$

где k - постоянная Гладстона-Дейла различная для разных газов и слабо зависящая от длины световой волны.

Таким образом, в области возмущенного течения около тела, где наблюдаются значительные изменения плотности, коэффициент преломления будет переменным. В результате при прохождении светового пучка через эту область будут наблюдаться два эффекта: отклонение лучей на различные углы (преломление света) и сдвиг фаз для различных лучей. Первый эффект лежит в основе всех шлирен и теневых методов, а на втором базируется интерферометрический метод.

Просвечивая возмущенную область течения около модели через оптические окна на боковых стенках рабочей части аэродинамической трубы пучком света с осью, нормальной направлению потока, получают на экране, расположенном за рабочей частью, теневую картину обтекания модели,

представляющую собой ярко выраженные перепады освещенности различной интенсивности. Эти фрагменты легко могут быть идентифицированы как ударные волны, контактные разрывы, слои смешения и т.д.

Наиболее широкое распространение из шлирен методов получил метод Теплера. Прибором Теплера (отечественный аналог – прибор ИАБ – 451) оснащены все современные аэродинамические трубы (рис. 26)

Очевидно, что метод Теплера и известные прямотеневые методы являются не пригодными для визуализации рассмотренных выше конических течений, поскольку возмущенная область течения, закрытая поверхностями модели, является недоступной для просвечивания параллельным или расходящимся пучком света, который заводится через оптические окна рабочей части аэродинамической трубы.

Поиск методов визуализации сверхзвуковых конических течений стимулировался не только важной ролью визуализации в процессе исследования – возможностью получить качественное представление о происходящих явлениях, но и большим значением, которое имеет для практики этот особый класс пространственных течений. Это – течения около треугольных, V-образных крыльев и их компоновок с коническими фюзеляжами, в плоских воздухозаборниках, в местах сопряжений плоских и слабоискривленных поверхностей летательного аппарата и т.п.

Рассмотрим некоторые наиболее известные предложения [64]. Прежде всего следует упомянуть способ, в котором для визуализации течений указанного типа было предложено использовать конический пучок света, фокус которого приближенно совпадает с вершиной конического течения (рис. 27). Прямотеневое изображение получается на экране, расположенном в рабочей части аэродинамической трубы на некотором расстоянии за моделью. Метод был предназначен для исследования модели полуразмаха, закрепленной на прозрачной стенке трубы.

Серьезные недостатки этого предложения помешали его практическому

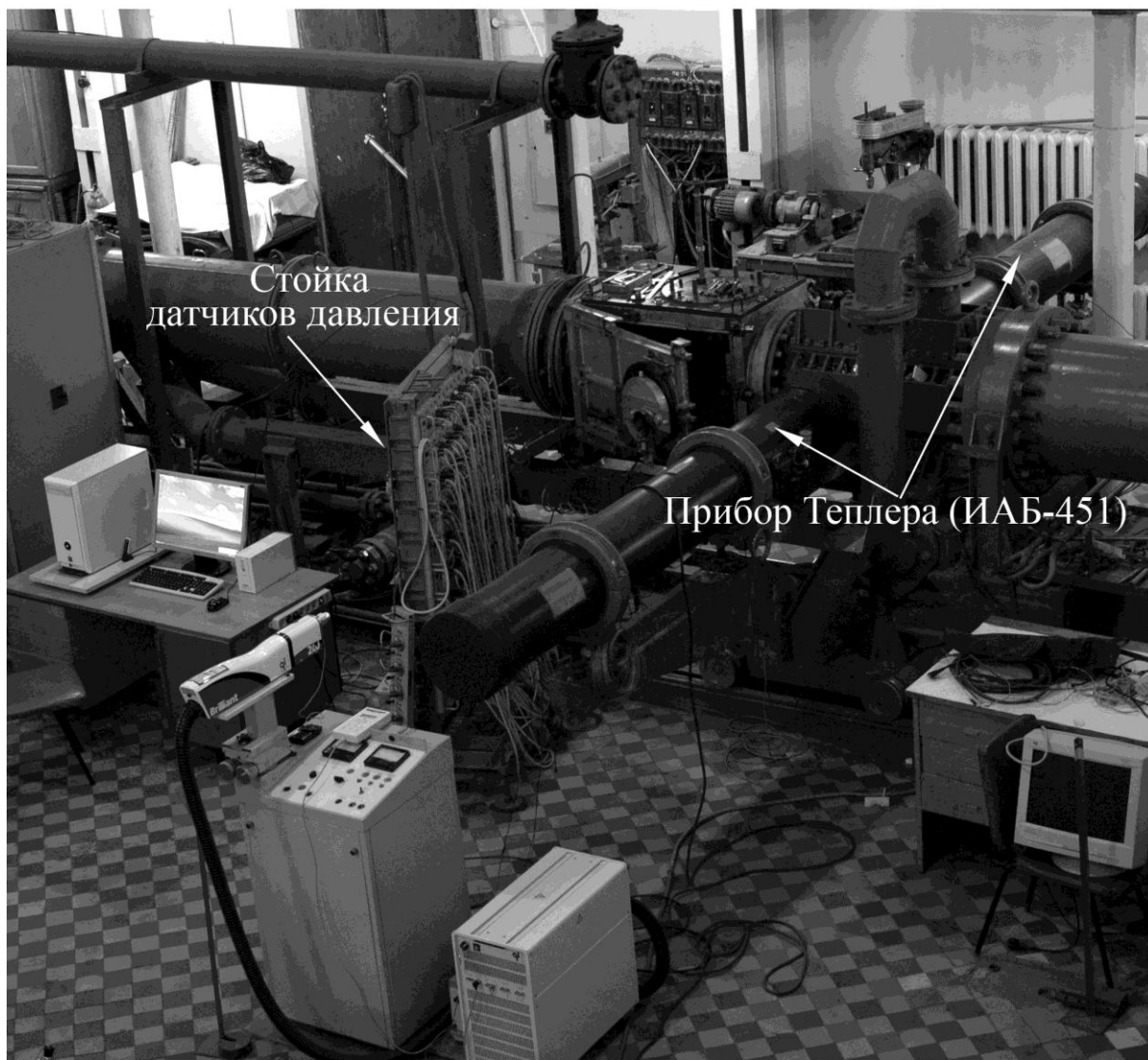
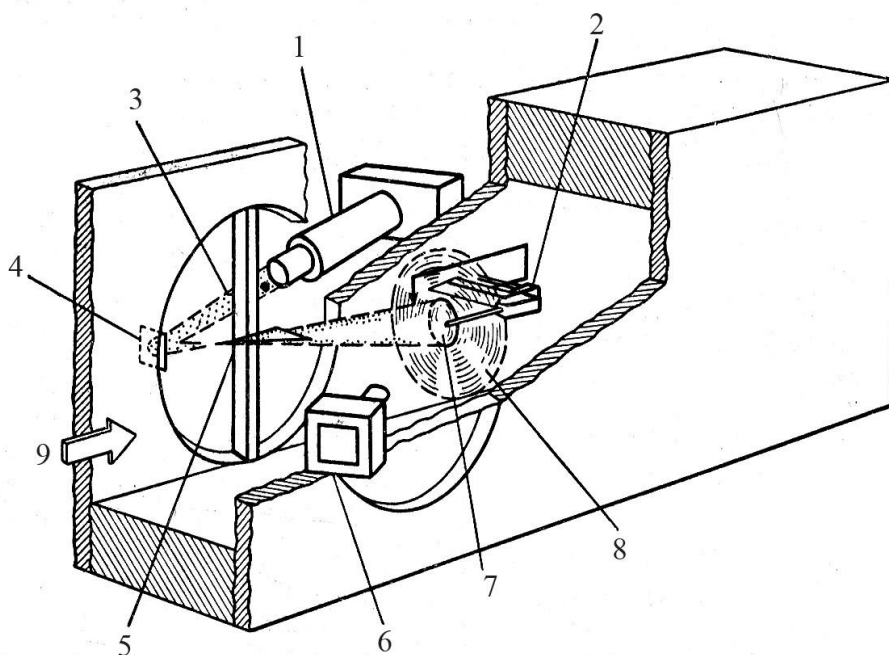
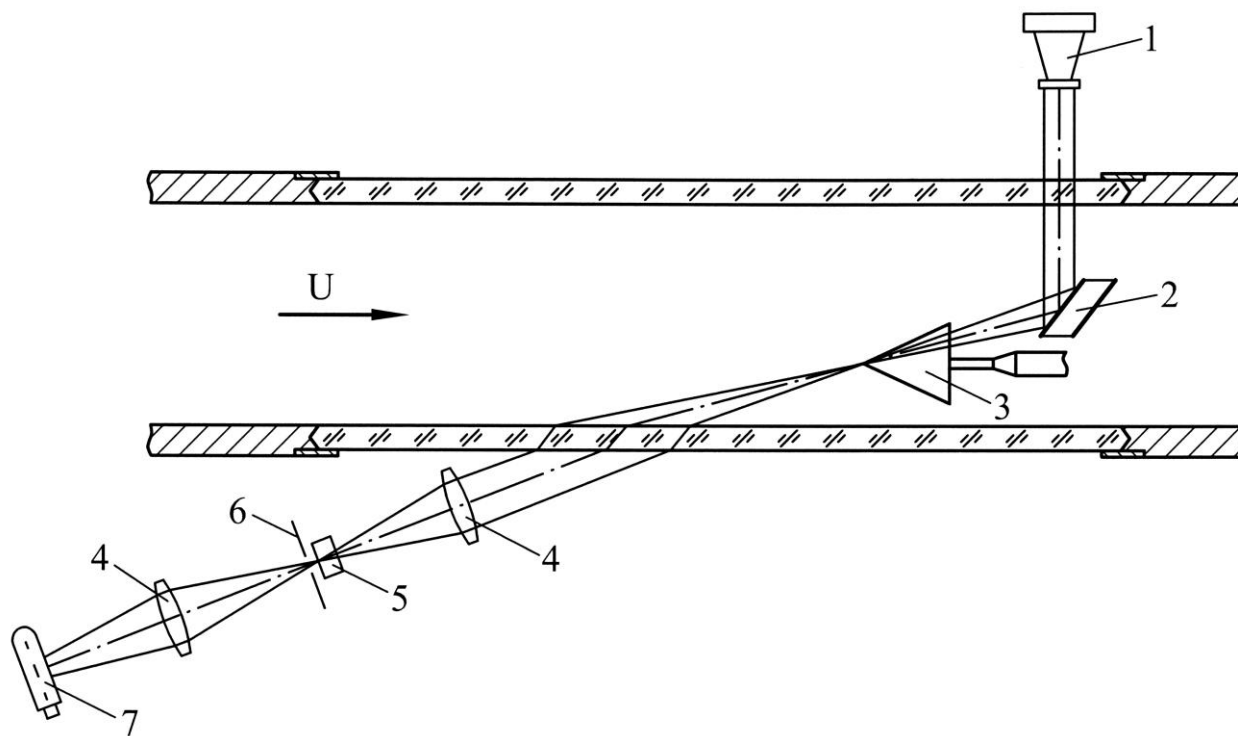


Рис. 26



1 - источник света и конденсорная линза; 2 - крепление пропеллерного экрана; 3 - световой пучок; 4 - зеркало; 5 - крыло; 6 - камера; 7 - изображение светового пучка на пропеллерном экране; 8 - пропеллерный экран; 9 - поток.

Рис. 27



1 - фотокамера или экран; 2 - передвижное или вращающееся зеркало; 3 - модель, смещаемая от центра для увеличения поля захвата; 4 - конденсорная линза; 5 - затвор; 6 - диафрагма; 7 - точечный источник света - ртутная лампа.

Рис. 28

применению. Во-первых, для модели полуразмаха в плоскости симметрии течения расположена стенка, накладывающая на поток, обтекающий модель, другие краевые условия, во-вторых, ударные волны, образующиеся около модели, взаимодействуя с пограничным слоем на стенке аэродинамической трубы будут вызывать его отрыв. Поэтому получаемая информация может быть очень далека от реальной картины течения около полной модели.

Дальнейшим развитием рассмотренного предложения стал метод, в котором поток с полной моделью просвечивался коническим пучком света, заводимым под достаточно малым углом к оси потока (рис. 28) . Для реализации такой схемы необходима установка с очень протяженными прозрачными боковыми стенками. Вместе с тем, даже решение этой технической проблемы не позволит получить полную информацию о течении, поскольку всегда будут существовать «мертвые зоны» возмущенного течения - недоступные для просвечивающего пучка. Конический пучок света, заводимый под малым углом к оси потока, оказывается довольно протяженным, а площадь его поперечного сечения на расстоянии порядка длины модели от фокуса – весьма малой. Поэтому в каждом эксперименте регистрируется лишь небольшая часть исследуемого течения. Использование этого предложения не позволило получить интересных результатов .

Попытка использовать в качестве точечного источника микролампочку, размещенную в носике модели, не привела к желаемому результату. Лампочка, вмонтированная в вершине модели, вносила возмущения в поток, искажающие картину течения.

Необходимо упомянуть о попытке создания точечного источника света в вершине конического течения с помощью искрового разряда между электродами, установленными в поверхность модели вблизи ее вершины. Однако из-за неустойчивости разряда при низких давлениях в потоке и значительных размерах искры по сравнению с характерным размером модели метод не нашел применения.

Быстрое развитие и совершенствование оптических квантовых

генераторов и успешное изучение процессов взаимодействия лазерного излучения с различными материалами и средами позволили сотрудникам Института механики МГУ предложить оригинальный способ создания точечного источника света для визуализации конических течений [65].

При взаимодействии лазерного излучения с металлами [66, 67] при плотностях потока излучения $\geq 10^9$ Вт/см² наблюдается образование плазменного облачка (лазерная искра), представляющего собой яркий источник света. При этом, в отличие от случая низких плотностей потока излучения $\geq 10^6$ Вт/см², процесс испарения металла, сопровождающий образование искры, практически не происходит. На поверхности модели из стали при потоках излучения $\geq 10^9$ Вт/см² остается кратер глубиной менее 1 мкм, т.е модель не разрушается.

В условиях аэродинамических труб с характерным размером поперечного сечения потока ~ 0.3 м, потоки излучения необходимой плотности легко достижимы при применении твердотельных лазеров (энергия в импульсе ~ 0.4 Дж и время импульса $\sim 5 - 20$ нс) и фокусировке излучения с помощью линзы с фокусным расстоянием ~ 0.25 м.

Другой важной характеристикой режима взаимодействия лазерного излучения с металлической поверхностью модели является размер лазерной искры, который определяет возможность ее использования как точечного источника для прямотеневого метода. При изучении процесса расширения плазменного облачка [67] было установлено, что его яркость и размер возрастают и достигают максимума в течение нескольких наносекунд, а затем свечение плазмы затухает и прекращается через ~ 100 нс после окончания лазерного импульса. Измерения скорости расширения плазменного облачка показали, что при плотностях потока излучения $\sim 10^9$ Вт/см² скорость светящегося фронта составляет $2 \div 4 \cdot 10^6$ см/с. На основании этих данных легко оценить характерный размер плазменного облачка, который составляет ≤ 4 мм, что позволяет использовать его в качестве точечного источника при

исследовании течений на моделях с характерным размером ~ 100 мм .

Располагая способом создания в потоке воздуха точечного источника света, расположенного на поверхности модели, легко предложить принципиальную схему прямого теневого метода для визуализации сверхзвуковых конических течений [25]. Наиболее просто метод может быть осуществлен на аэродинамических трубах с рабочей частью в виде камеры Эйфеля (рис. 29). Модель (6) располагается в потоке, истекающим из сопла 2 в затопленное пространство рабочей камеры 1, а затем заторможенный в диффузоре 3 через систему выхлопа отводится в окружающее пространство. Точечный источник на поверхности модели вблизи ее вершины создается с помощью лазера 4 и фокусирующей излучение линзы 5, расположенной в камере вне потока. Свет от плазменной искры, просвечивая возмущенную область течения, попадает на расположенный в потоке на некотором расстоянии за моделью экран 7 с фотопленкой, на которой фиксируется теневая картина.

Поскольку фотоэкран располагается в потоке, его размеры ограничены и определяются возможной максимальной загрузкой рабочего сечения (потока) аэродинамической установки. В связи с этим для регистрации всей теневой картины течения может потребоваться несколько фрагментов. Для этого необходимо устройство, обеспечивающее точное перемещение экрана по полю течения относительно модели, положение которой в потоке остается неизменным. В случае же регистрации интересующего фрагмента поля течения при изменении положения модели относительно потока это устройство должно обеспечивать их совместное перемещение при неизменном взаимном расположении.

Кратко остановимся на процессе формирования теневой картины течения в конических течениях. Рассмотрим наиболее простой случай (рис. 30), когда источник света, падающий, преломленный и отраженный лучи находятся в одной плоскости, которой, например, является плоскость симметрии течения. Предположим, что оптические свойства внутри ударного

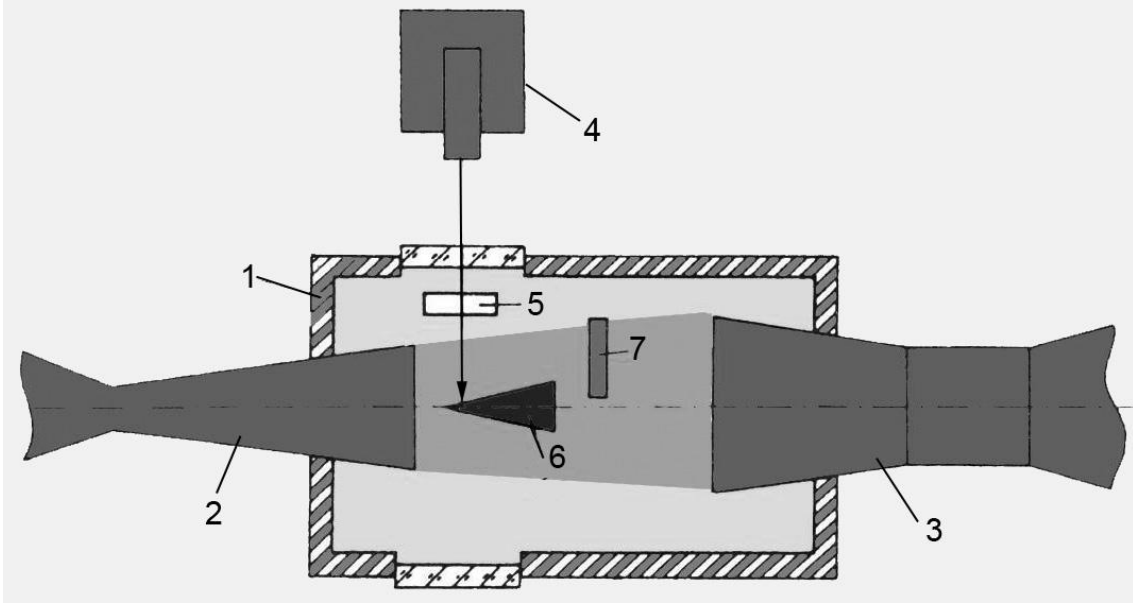


Рис. 29

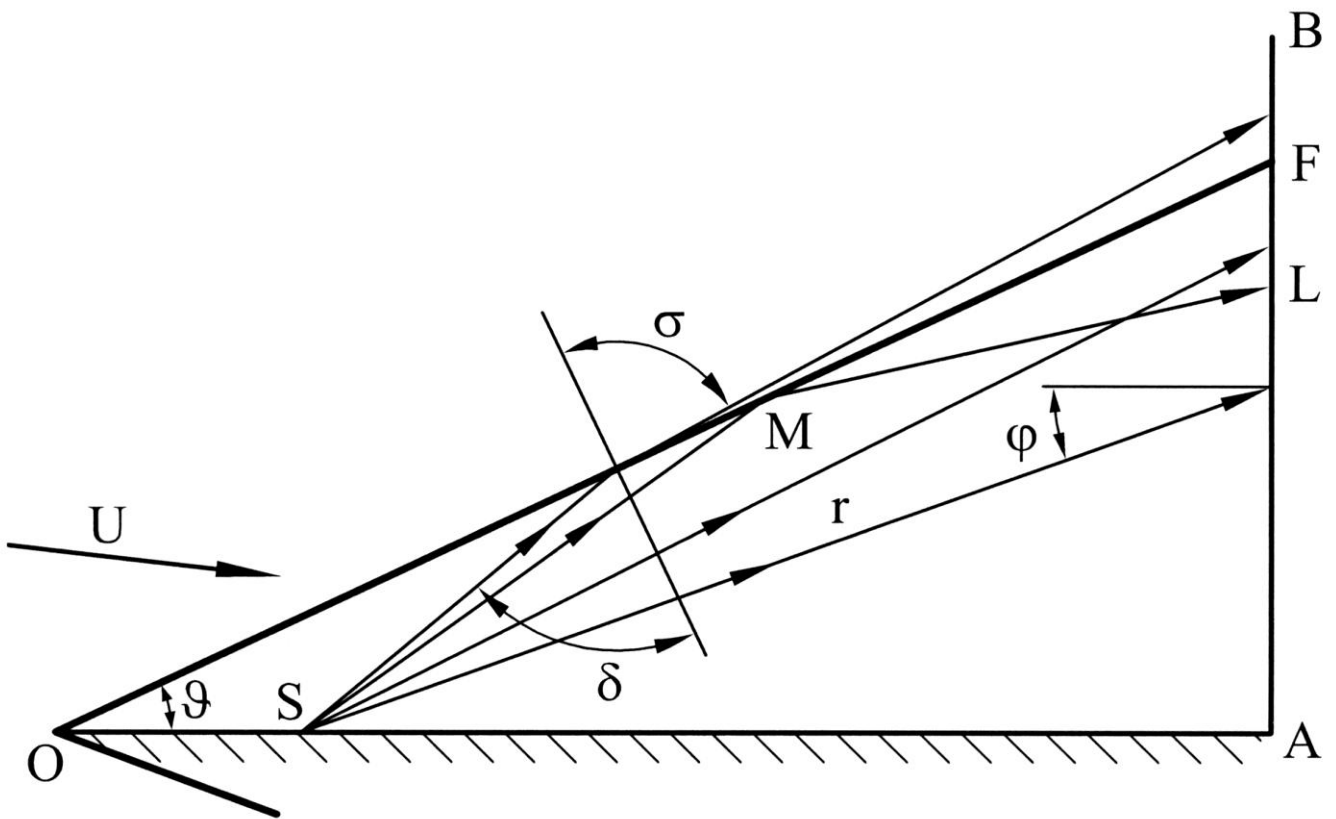


Рис. 30

слоя между телом OA и ударной волной OF меняются незначительно и основной неоднородностью является ударная волна. Будем также считать, что возмущения от донного среза модели и ударной волны перед экраном не оказывают существенного влияния на основное коническое течение, а следовательно и на ход лучей света от источника S. Обозначим через δ и σ соответственно углы падения и преломления света от источника S в некоторой точке на ударной волне, φ - угол падения света на экран АВ, r – расстояние от источника S до произвольной точки на экране.

В отсутствии каких-либо неоднородностей в потоке плотность газа и показатель преломления будут постоянны, и освещенность экрана от точки А к точке В будет монотонно уменьшаться (рис. 31 а) согласно формуле:

$$E = I \frac{\cos \varphi}{r^2}, \text{ где } I \text{ – сила света.}$$

При наличии в потоке ударной волны OF с плотностью ρ_1 за ней и показателем преломления n_1 согласно соотношению (1п) Гладстона – Дейла:

$$\rho_1(n_\infty - 1) = \rho_\infty(n_1 - 1), \quad (2\text{п})$$

где ρ_∞ и n_∞ - плотность и показатель преломления в невозмущенном потоке.

При этом для световых лучей справедлив закон преломления:

$$\frac{\sin \delta}{\sin \sigma} = \frac{n_\infty}{n_1} \quad (3\text{п})$$

Поскольку плотность за волной больше плотности в невозмущенном потоке $\rho_1 > \rho_\infty$, то при переходе из оптически более плотной в оптически менее плотную среду ($n_1 > n_\infty$) угол падения не может превышать предельного значения δ_0 , т.к. синус угла преломления σ не может быть больше единицы. Согласно (3п) при: $\delta > \delta_0 = \arcsin(n_\infty / n_1)$ будет наблюдаться явление полного внутреннего отражения. Пусть это условие выполняется на участке MF ударной волны OF. При этом освещенность экрана в некоторой окрестности FL под ударной волной будет выше фоновой (рис. 31 б), поскольку сюда

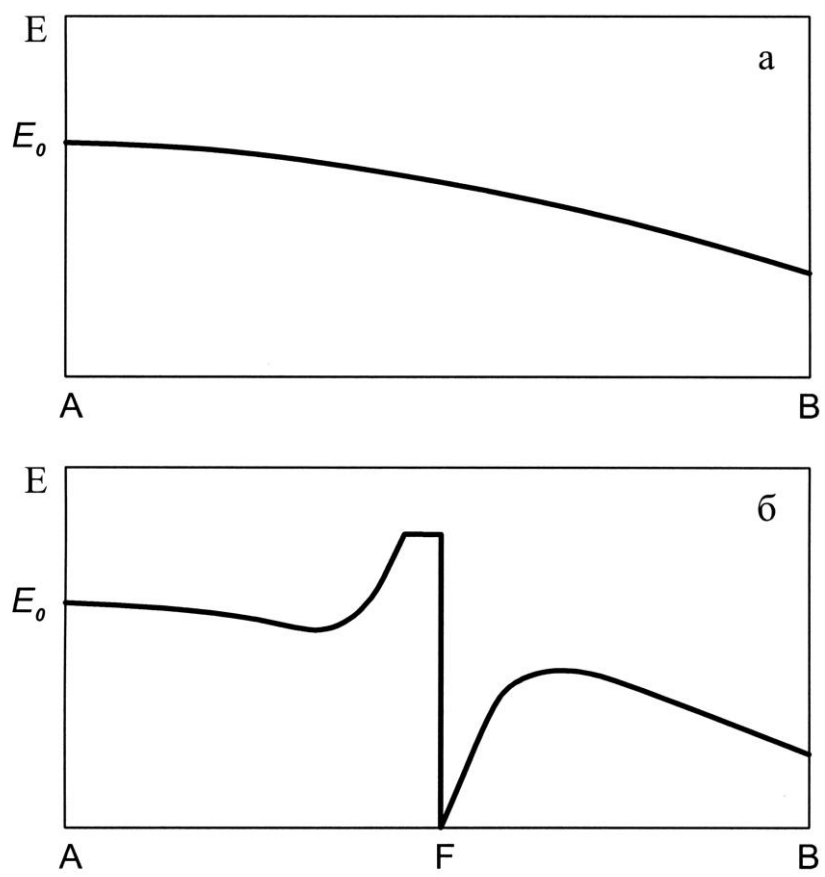


Рис. 31

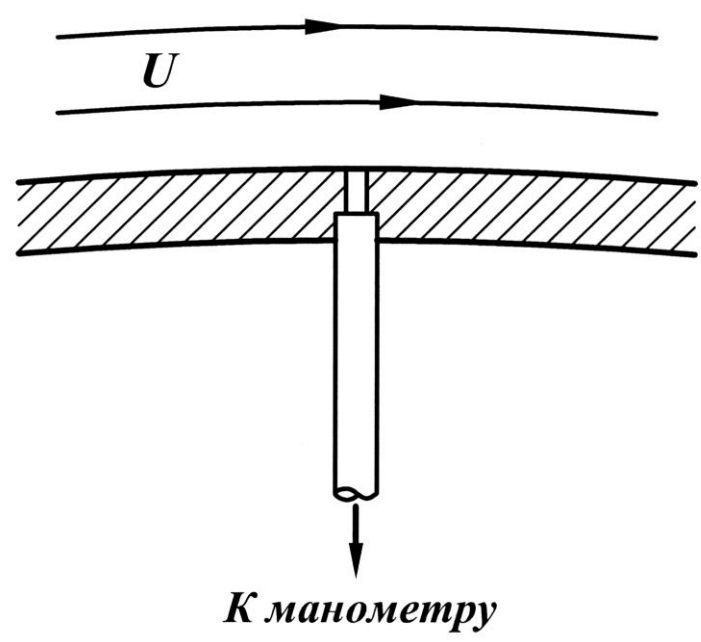


Рис. 32

попадут как отраженные лучи, так и лучи, идущие непосредственно от источника. Лучи, падающие на участок OM ударной волны, не испытывают полного внутреннего отражения, а преломляются. Окрестность экрана, расположенная выше точки F, оказывается в тени «непрозрачного» участка MF ударной волны и подсвечивается преломленным светом. При этом освещенность экрана в точке F со стороны невозмущенного потока, равная нулю, будет постепенно возрастать в некоторой окрестности над волной.

П.3. Измерение давления на поверхности модели

Данные о распределении давления по поверхности модели представляют важную информацию, необходимую при построении реальной структуры течения.

Давления на поверхности модели измеряют с помощью небольших отверстий ($0.25 \div 1$ мм), просверленных по нормали к поверхности и соединенных с измерительным прибором (манометр, вакууметр и т.п.) с помощью пневмотрасс – тонкостенных трубок (стальных, медных и т.д.) диаметром $0.5 \div 2$ мм (рис. 32). Для того чтобы не создавать местного возмущения потока отверстие должно быть малым и не иметь каких-либо недостатков обработки (например, заусецов).

В настоящее время для измерения давления применяются различные датчики, в которых механическое воздействие давления на чувствительный элемент преобразуется в электрический сигнал. Причем современные датчики, имея достаточно небольшие размеры, представляют собой измерительный комплекс, в котором первичный сигнал от чувствительного элемента усиливается и преобразуется в выходной сигнал с датчика, так называемый, «нормализованный» – сигнал постоянного напряжения, изменяющийся в диапазоне $\sim 1 \div 10$ В.

В экспериментальных исследованиях используются многодатчиковые системы (~ 100 шт) (рис. 26). Число датчиков определяется количеством

дренажных точек на модели, в которых необходимо произвести измерения давления.

Подобные системы работают под управлением автоматизированных измерительных комплексов, построенных на базе персонального компьютера и высокоскоростного аналогово-цифрового преобразователя с последовательной коммутацией измерительных каналов (время преобразования одного канала 1мс и менее). В течение эксперимента осуществляется измерение и накопление данных при многократных опросах датчиков, соединенных с дренажными точками на модели. Также измеряются основные параметры аэродинамической трубы (полное давление в ресивере установки, статическое давление на срезе сопла, температура торможения потока), по которым контролируется число Маха потока.

После эксперимента, располагая файлом с градуировочными коэффициентами для каждого датчика, производится обработка и восстанавливается давление, измеренное в каждой точке на модели. Файл, заведенный перед экспериментом и содержащий информацию о номере точки его соответствии номеру датчика и измерительного канала комплекса, а также координатах дренажной точки на поверхности модели, позволяет построить распределение давления вдоль выбранного направления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chernyi G.G., Gonor A.L. The determination of body shapes of minimum drag using the Newton and Busemann pressure laws // Symp. on extrem. probl. In aerodynamics. Seattle (Wash.): Boeing Sci. Res. Lab. 1962. P. 1-17.
2. Гонор А.Л. О пространственных телах наименьшего сопротивления при больших сверхзвуковых скоростях // Прикладн. математика и механика. 1963. Т.27. Вып. 1. С. 185-189.
3. Майкапар Г.И. О волновом сопротивлении неосесимметричных тел в сверхзвуковом потоке // Прикладн. математика и механика. 1959. Том XXIII. Вып. 2. С. 376-378.
4. Гонор А.Л. Конические тела наименьшего сопротивления в гиперзвуковом потоке газа / ПММ. 1964. Т.28. Вып. 2. С. 383-386.
5. Черный Г.Г. К исследованию тел наименьшего сопротивления при больших сверхзвуковых скоростях // Прикладн. математика и механика. 1964. Т. 28. Вып. 2. С. 387-389.
6. Chernyi G.G., Gonor A.L. Transversal contour of minimum pressure drag / Reprinted from Theory of optimum aerodynamic shapes. Academic press inc. New York. Chapter 19. 1965. P. 283-295.
7. Гонор А.Л. Определение формы пространственного оптимального тела с учетом силы трения // Изв. АН СССР. Механика и машиностроение. 1965. №4. С. 24-30.
8. Гонор А.Л. Закон сопротивления Ньютона для тел, образованных пересекающимися поверхностями // Изв. АН СССР. МЖГ. 1967. № 1. С. 93-101.
9. Гонор А.Л. Точное решение задачи обтекания некоторых пространственных тел сверхзвуковым потоком газа // Прикладн. математика и механика. 1964. Т. 28. Вып. 5. С. 974-976.
10. Гонор А.Л. Обтекание треугольного крыла гиперзвуковым потоком / Прикладн. математика и механика. 1970. Т.34. Вып. 3. С. 481-490.

11. Gonor A.L., Ostapenko N.A. Final thickness delta wing in a hypersonic flow // Fluid dynamics transactions, Warszawa 1969, part 2, v.5, 83-95.
12. Гонор А.Л., Остапенко Н.А. Гиперзвуковое обтекание треугольного крыла конечной толщины // Изв. АН СССР. МЖГ. 1970. №3. С. 46-55
13. Лапыгин В.И. Расчет стационарного обтекания V-образных крыльев методом установления // Изв. АН СССР. МЖГ. 1971. № 3. С. 180-186.
14. Gonor A.L., Lapygin V.I., Ostapenko N.A.. The conical wing in hypersonic flow // Lecture Notes in Physics, Springer-Verlag, 1971, v.8, 320-334.
15. Chernyi G.G., Gonor A.L. Lifting body configurations for sustained hypersonic flight / L. G. Napolitano et al. (eds). Astronautical Research. 1971. P.137-146.
16. Гонор А.Л., Остапенко Н.А. Гиперзвуковое обтекание крыльев с маховской системой ударных волн // Изв. АН СССР. МЖГ.1972. №3. С. 104-117.
17. Nonweiler T. Aerodynamic problems of manned space vehicles // J. Roy. Soc. 1959. V. 63. P.521-528.
18. Kuchemann D. Hypersonic aircraft and their aerodynamics problems // Progr. Aeronaut. Sci. L.: Pergamon Press. 1965. V.6. P.271-353.
19. Майкапар Г.И. Тела, образованные поверхностями тока конических течений // Изв. АН СССР. МЖГ. 1966. №1. С.126-127.
20. Майкапар Г.И. Замечания к выбору формы волнолета // Изв. РАН. МЖГ. 1996. №3. С.126-131.
21. Зубин М.А., Остапенко Н.А., Чулков. Аэродинамическое качество треугольного в плане волнолета при гиперзвуковых скоростях // Изв. РАН. МЖГ. 1997. №6. С.74-87.
22. Остапенко Н.А. К вопросу об оптимальной форме волнолетов, построенных на плоских ударных волнах // Изв. РАН. МЖГ. 2000. №6. С.46-63.
23. Остапенко Н.А., Семенов А.В. Аэродинамическое качество оптимальных волнолетов на плоских ударных волнах // Сб. Проблемы современной механики. К 85-летию акад. Г.Г. Черного. М.: изд-во МГУ. 2008. С.408-431.

24. Остапенко Н.А., Страдомский С.С. Волнолеты на плоских ударных волнах с максимальным аэродинамическим качеством // II Всероссийская конференции молодых учёных-механиков. 4-14 сентября 2018 г. «Буревестник», г. Сочи. Тез. докл.
25. Гонор А.Л., Зубин М.А., Остапенко Н.А. Применение лазеров в оптических методах экспериментальной аэродинамики / М.: Изд-во МГУ. 1982. 53 с
26. Зубин М.А., Остапенко Н.А. Структура течения в отрывной области при взаимодействии прямого скачка уплотнения с пограничным слоем в угле // Изв. АН СССР. МЖГ. 1979. № 3. С. 51-58.
27. Зубин М.А., Остапенко Н.А. Экспериментальное исследование структуры трехмерных сверхзвуковых течений с отрывом пограничного слоя в углах // Струйные и отрывные течения. М.: Изд-во МГУ. 1979. С. 14-42.
28. Зубин М.А., Остапенко Н.А. Структура течения в области отрыва при взаимодействии ударных волн с пограничным слоем на пластине со скольжением // Изв. РАН. МЖГ. 2002. № 3. С. 66-77.
29. Зубин М.А., Остапенко Н.А. Свойства трансзвукового возвратного потока области отрыва турбулентного пограничного слоя в сверхзвуковых конических течениях // Доклады РАН. 2011. Т. 438. № 2. С. 189-193.
30. Зубин М.А., Остапенко Н.А. Геометрические характеристики отрыва турбулентного пограничного слоя с прямыми скачками уплотнения в конических течениях // Изв. АН СССР. МЖГ. 1983. № 6. С. 43-51.
31. Зубин М.А., Остапенко Н.А. О некотором экстремальном свойстве отрывных течений при взаимодействии скачка уплотнения с пограничным слоем // Доклады РАН. 2002. Т. 383. № 1. С. 51-56.
32. Зубин М.А., Остапенко Н.А. О "несвободном" взаимодействии косоугольного скачка уплотнения с пограничным слоем в окрестности передней кромки пластины со скольжением // Доклады РАН. 1999. Т. 368. № 1. С. 50-54.
33. Зубин М.А., Остапенко Н.А. Явление "несвободного" взаимодействия плоских ударных волн с пограничным слоем в окрестности передней кромки пластины со скольжением // Изв. РАН. МЖГ. 2000. № 3. С. 57-69.

34. Зубин М.А., Остапенко Н.А. О закономерностях «несвободного» взаимодействия ударных волн с пограничным слоем на пластине со скольжением // Изв. РАН. МЖГ. 2002. № 2. С. 57-68.
35. Зубин М.А., Остапенко Н.А. О разрушении конического течения при «несвободном» взаимодействии ударных волн с пограничным слоем // Изв. РАН. МЖГ. 2004. № 6. С. 45-58.
36. Зубин М.А., Остапенко Н.А. Сверхзвуковые конические течения и результаты Г.И. Петрова по отрыву турбулентного пограничного слоя // Материалы юбилейной международной конференции «Гидроаэромеханика и космические исследования», посвященной 100-летию со дня рождения академика Г.И. Петрова /Под ред. проф. Баранова В.Б. М.: Изд-во Московского университета. 2012. С. 19-35.
37. Зубин М.А., Лапыгин В.И., Остапенко Н.А. Теоретическое и экспериментальное исследование структуры сверхзвукового обтекания тел звездообразной формы и их аэродинамических характеристик // Изв. АН СССР. МЖГ. 1982. №3. С.34-40.
38. Зубин М.А., Остапенко Н.А. О структуре обтекания наветренной стороны V-образных крыльев при наличии отрыва турбулентного пограничного слоя // Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. №3. С.68-76.
39. Зубин М.А., Остапенко Н.А. О некоторых режимах сверхзвукового обтекания наветренной стороны V-образных крыльев // Изв. РАН. МЖГ. 1992. №2. С.137-150.
40. Гонор А.Л., Зубин М.А., Остапенко Н.А. Экспериментальное исследование аэродинамических характеристик звездообразных тел при сверхзвуковых скоростях // Неравновесные течения газа и оптимальные формы пространственных тел в сверхзвуковом потоке. М., Изд-во МГУ. 1978. С.28-39.
41. Остапенко Н.А. О центре давления конических тел // Изв.АН СССР. МЖГ. 1980. № 1. С. 99-104.

42. Ведерников Ю.А. Гонор А.Л., Зубин М.А., Остапенко Н.А. Аэродинамические характеристики звездообразных тел при числах $M=3\div 5$ // Изв. АН СССР. МЖГ. 1981. №4. С.89-93.
43. Гонор А.Л., Зубин М.А., Мосин А.Ф., Ульянов Г.С., Остапенко Н.А. Аэродинамические характеристики тел со звездообразным поперечным сечением при умеренных сверхзвуковых скоростях // Вестник Моск. ун-та. Сер. Математика и механика. 1983. № 5. С. 49-53.
44. Зубин М.А., Остапенко Н.А. Аэродинамические характеристики и запас статической устойчивости конических звездообразных тел при сверхзвуковых скоростях // Изв. РАН. МЖГ. 1992. №6. С.142-150.
45. Остапенко Н.А. Аэродинамическое сопротивление пространственных тел со звездообразным поперечным сечением и проблемы его расчета // Изв. РАН. МЖГ. 1993. № 1. С. 56-69.
46. Глазков В.М., Дуганов В.В., Зубин М.А., Остапенко Н.А. Экспериментальное исследование аэродинамического сопротивления пространственных тел со звездообразным поперечным сечением при сверх- и гиперзвуковых скоростях // Вестн. МГУ. Сер. 1. Математика, механика. 1997. № 1. С.56-59.
47. Демьяненко В.С., Игумнов В.А. Пространственное взаимодействие ударной волны с турбулентным пограничным слоем в области интерференции пересекающихся поверхностей // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1975. Вып. 2. № 8. С. 56-62.
48. Желтоводов А.А. Трехмерное взаимодействие скачка уплотнения, генерируемого клинообразным препятствием, с турбулентным пограничным слоем // Аэрофизические исследования. Новосибирск: ИТПМ. 1976. Вып. 6. С. 42-51.
49. Боровой В.Я., Севостьянова Е.В. Течение газа и теплообмен в зоне взаимодействия ламинарного пограничного слоя с ударной волной вблизи полукрыла, установленного на пластине // Труды ЦАГИ. 1972. № 1410. 19 с.
50. West J.E., Korkegi R.H. Supersonic interaction in the corner of intersecting wedges of high Reynolds numbers // AIAA Journal. 1972. V. 10. N. 5. P. 652-656.

51. Cooper J.R., Hankey W.L. Flow field measurements in an asymmetric axial corner at $M=12.5$ // AIAA Journal. 1974. V. 12. N. 10. P. 1353-1357.
52. Korkegi R.H. On the structure of three-dimensional shock-induced separated flow regions // AIAA Journal. 1976. V. 14. N. 5. P. 597-600.
53. Korkegi R.H. Effect of transition on three-dimensional shock wave boundary layer interaction // AIAA Journal. 1972. V. 10. N. 3. P. 361-363.
54. Law C.H. Three-dimensional shock wave turbulent boundary layer interaction of Mach 6 // ARL TR 75-0191. Aerospace Research Laboratories. Wright-Patterson AFB. 1975. 44 p.
55. Петров Г. И., Лихущин В.Я., Некрасов И.П., Соркин Л.И. Влияние вязкости на сверхзвуковой поток со скачками уплотнения // Труды ЦИАМ. 1952. № 224. 28 с.
56. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика // М.: Наука. 1976. 888 с.
57. Гродзовский Г.Л. Экспериментальное исследование взаимодействия скачков уплотнения и пограничного слоя в диапазоне чисел $M=1 \div 1.8$ // Изв. АН СССР. ОТН. Энергетика и автоматика. 1961. №4. С. 20-31.
58. Zubin M.A., Ostapenko N.A., Chulkov A.A. Новый тип существования отрыва турбулентного пограничного слоя в ударных слоях конических течений // Доклады РАН. 2010. Том 434. № 5. С. 622-626.
59. Zubin M.A., Ostapenko N.A., Chulkov A.A. New Type Of Turbulent Boundary Layer Separation In Supersonic Conical Flows // International Conference On The Methods Of Aerophysical Research. 2010. Novosibirsk/ Russia. P. 265-266.
60. Zubin M.A., Ostapenko N.A., Chulkov A.A. Свойства отрыва турбулентного пограничного слоя в сверхзвуковых конических течениях газа // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2011. Том 3. №4. С. 795-797.
61. Zubin M.A., Ostapenko N.A., Chulkov A.A. Об одной особенности конических течений газа с ударными волнами и отрывом пограничного слоя // Доклады РАН. 2005. Том 404. № 3. С. 339-343.
62. Zubin M.A., Ostapenko N.A., Chulkov A.A. Конические течения с ударными волнами и отрывом турбулентного пограничного слоя // Изв. РАН. 2012. № 2.

С. 141-160.

63. Глотов Г.Ф., Майкапар Г.И. Аэротермодинамика летательных аппаратов в фотографиях // Жуковский: ЦАГИ. 2003. 173 с.

64. Холдер Д., Норт Р. Теневые методы в аэродинамике // М.: Мир. 1966. 179 с.

65. Алексеев В.Н., Семченко В.В. Способ получения теневой картины трехмерных течений // Авторское свидетельство № 376014. 1970.

66. Рэди Дж. Действие мощного лазерного излучения // М.: Мир. 1974. 468 с.

67. Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С. и др. Действие излучения большой мощности на металлы // М.: Наука. 1970. 343 с.