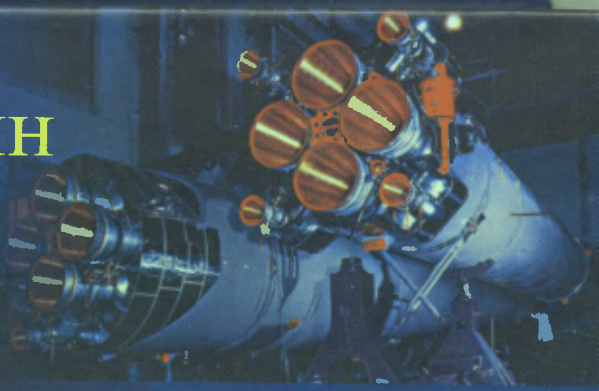
В.Т. Калугин



АЭРОГАЗОДИНАМИКА органов управления полетом летательных аппаратов

Издательство МГТУ имени Н.Э. Баумана

В.Т. Калугин

АЭРОГАЗОДИНАМИКА органов управления полетом летательных аппаратов

Допущено Министерством образования Российской Федерации в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений, обучающихся по специальностям «Баллистика», «Гидроаэродинамика», «Динамика полета и управление движением летательных аппаратов» направления подготовки дипломированных специалистов «Гидроаэродинамика и динамика полета»

Москва
Издательство МГТУ им. Н.Э. Баумана
2004

УДК 533.6(075.8)
ББК 22.253.3
К17

Федеральная целевая программа «Культура России»
(подпрограмма «Поддержка полиграфии и книгоиздания России»)

Рецензенты:
д-р техн. наук, проф. С.Б. Свирщевский;
кафедра аэродинамики, конструкции и прочности
летательных аппаратов МГТУГА

Калугин В.Т.

К17 Аэрогазодинамика органов управления полетом летательных аппаратов: Учебное пособие. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2004. – 688 с.: ил.

ISBN 5–7038–1968–7

Изложены результаты исследований различных способов управления аэродинамическими характеристиками ракет, ракетных блоков и космических спускаемых аппаратов. Рассмотрены методы математического и физического моделирования процессов обтекания органов управления полетом. Систематизирован материал по аэродинамическим, струйным, газодинамическим органам управления, позволяющий создать расчетную базу для аэродинамического проектирования управляющих и тормозных устройств летательных аппаратов. Приведенный в книге большой объем экспериментальных и теоретических результатов исследований позволяет прогнозировать работоспособность органов управления, находить оптимальные эксплуатационные условия, определять диапазон эффективного применения и использования для перспективных летательных аппаратов, совершающих маневр, торможение и спуск в атмосфере.

Содержание пособия соответствует курсам лекций, которые автор читает в МГТУ им. Н.Э. Баумана.

Для студентов и аспирантов авиационных и ракетно-космических специальностей вузов и технических университетов. Может быть полезна инженерам и научным работникам, специализирующимся в области аэрогазодинамики и проектирования летательных аппаратов.

УДК 533.6(075.8)
ББК 22.253.3

© Калугин В.Т., 2004
© МГТУ им.Н.Э. Баумана, 2004
© Издательство МГТУ
им. Н.Э. Баумана, 2004

ISBN 5–7038–1968–7

Предисловие

Управление процессами обтекания летательных аппаратов является важной научной и практической проблемой современной аэродинамики. Ее решение возможно при наличии экспериментально-теоретической базы аэрогазодинамического проектирования органов управления полетом, использование которой позволяет осуществить их выбор, найти диапазоны и условия эффективного применения, провести расчет и оптимизацию конструктивных параметров.

Постоянно возрастающие запросы ракетно-космической техники по усовершенствованию и оптимизации органов управления полетом также требуют глубокого знания их аэродинамических характеристик и умения управлять ими.

При написании книги автор стремился предоставить будущим специалистам научную и учебную информацию, с помощью которой они могли бы ориентироваться в современных методах решения задач аэрогазодинамики и проблемах, выдвигаемых практикой. Впервые собран и систематизирован в единый комплекс материал по аэродинамическим (аэродинамические насадки и надстройки, щитки, интерцепторы, тормозные «юбки», поворотные оперения, элероны, элевоны, роллероны), струйным (инжекция встречных, моно- и блочных, периферийных, наклонных струй с лобовой и боковой поверхностей летательного аппарата) и газодинамическим (управляющие двигатели, поворотные сопла, выдвижные насадки, поворотные раструбы, газовые рули, дефлекторы, инжекция газа и жидкости в сопла, пристеночный вдув, торцевые, уголковые, тангенциальные щитки) органам управления, позволяющий создать

расчетную базу для аэрогазодинамического проектирования управляющих и тормозных устройств летательных аппаратов. Материалы книги освещают целый комплекс малоисследованных задач, связанных с пространственным отрывом потока, со сложными струйными взаимодействиями и управлением параметрами течений в пограничном слое. Обоснована методология газодинамического конструирования структур обтекания органов управления на основе имеющихся схем элементов течения. Приведенный в книге большой объем экспериментальных и теоретических результатов исследований позволяет прогнозировать работоспособность органов управления, находить оптимальные эксплуатационные условия, определять диапазоны их эффективного применения для перспективных летательных аппаратов, совершающих маневр, торможения и спуск в атмосфере.

В книге рассматриваются структуры обтекания, физическая сущность происходящих при этом процессов, экспериментальные данные по зависимостям аэродинамических характеристик от конструктивных параметров органов управления полетом. Даны методы и алгоритмы расчета управляющих сил и моментов. Описание расчетных методик сопровождается обоснованием физических и математических моделей.

Одной из главных особенностей книги является ее практическая направленность. Приводимые в ней теоретические результаты изложены, как правило, в виде конечных формул, алгоритмов, которые можно использовать при проектировании ракет и спускаемых аппаратов. Широко освещаются полуэмпирические методы оценки аэродинамических характеристик органов управления, основанные на систематизации и обобщении экспериментальных данных. В книге нашли отражение новейшие методы изучения аэродинамики, которые в настоящее время широко используются при разработке конструкций летательных аппаратов.

В процессе работы над рукописью книги автор использовал материалы научных исследований, проводимых в МГТУ им. Н.Э. Баумана, а также учебную литературу, написанную сотрудниками кафедры «Аэродинамика», которой

многие годы заведовал д-р техн. наук, проф. Н.Ф. Краснов (1922—1990).

Автор выражает большую благодарность за предоставленные научные результаты, а также за помощь при работе над книгой и ее обсуждении коллегам по кафедре: В.Н. Кошевому, А.Ю. Луценко, Е.Г. Столяровой, П.А. Чернухе и А.Г. Голубеву.

Искренную признательность автор приносит д-ру техн. наук, проф. С.Б. Свирщевскому, а также д-ру техн. наук, проф. В.Г. Ципенко и коллективу возглавляемой им кафедры за ценные замечания и советы, сделанные ими при рецензировании рукописи книги и способствующие улучшению ее содержания.

Автор понимает, что книга не лишена недостатков, и примет с благодарностью все замечания читателей, которые можно присылать в Издательство МГТУ им. Н.Э. Баумана по адресу: 105005, Москва, 2-я Бауманская, 5.

Глава 1

ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Управление процессами обтекания летательных аппаратов (ЛА) и их аэродинамическими характеристиками является важной научной и практической задачей современной аэрогазодинамики. Для обеспечения требуемого закона движения ЛА по траектории и осуществления мягкой посадки на поверхность планет применяют разнообразные аэродинамические, газодинамические и комбинированные органы управления (ОУ) полетом. Проектирование и аэрогазодинамический расчет ОУ связаны прежде всего с выбором типа ОУ, компоновкой ЛА и средой, в которой происходит его движение. В настоящей главе дан анализ аэродинамических схем ЛА как объектов управления, приведена классификация ОУ полетом, рассмотрены принципы их действия и особенности применения. Указаны подходы к выбору управляющих сил и моментов; требования, предъявляемые к ОУ, а также приведены некоторые из критериев оценки эффективности применения различных способов управления параметрами обтекания ЛА.

1.1. Аэродинамические схемы летательных аппаратов

Каждый ЛА характеризуется аэродинамической схемой, соответствующей определенному способу создания управляющих и стабилизирующих сил и моментов; взаимным расположением устройств, которые их создают. Такая схема должна удовлетворять необходимым требованиям управляемости и устойчивости аппарата, обеспечивать заданную дальность, высоту полета и соблюдение других тактико-технических условий.

Из всего разнообразия схем ЛА можно выделить два класса: *неоперенные* и *оперенные*. Корпус неоперенных ЛА представляет собой, как правило, тело вращения и не имеет каких-либо резко выступающих поверхностей. Оперенные ЛА имеют

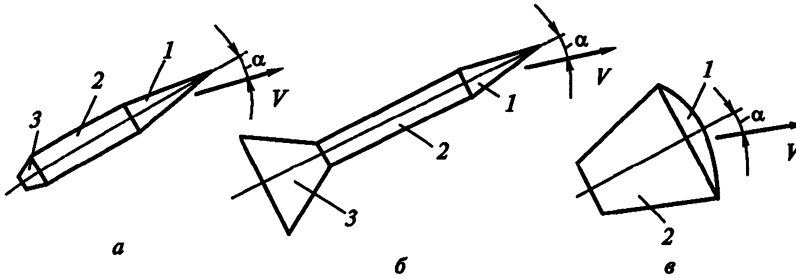


Рис. 1.1.1. Формы неоперенных ЛА

сложную форму и могут быть разделены на *бескрылые* и *крылатые*. Кроме того, все схемы ЛА различаются в зависимости от того, является аппарат управляемым или неуправляемым.

Неоперенные ЛА. Типичные формы неоперенных ЛА представлены на рис. 1.1.1.

Головная часть *1* ЛА может быть выполнена заостренной, в виде конуса или тела вращения с криволинейной образующей (чаще всего оживальной, параболической формы). Такие формы снижают аэродинамическое сопротивление аппарата, но при этом уменьшается его полезный объем. Затупленные формы (сегментно-сферические) используют обычно в схемах ЛА с отделяющейся головной частью (боевые блоки) или в спускаемых аппаратах. В этом случае сопротивление аппарата возрастает, но вместе с тем уменьшается его аэродинамический нагрев, а значит, снижается вероятность разрушения головной части при очень больших скоростях полета. Средняя часть *2* корпуса ЛА имеет вид цилиндра или усеченного конуса. Длину этой части выбирают исходя из конструктивных особенностей ЛА. С возрастанием размеров корпуса центр давления сдвигается к носку и увеличивается дестабилизирующий эффект. Хвостовая часть *3* выделяется из корпуса как элемент конструкции ЛА с определенным аэродинамическим назначением. Так, сужающаяся хвостовая часть (см. рис. 1.1.1, *а*) уменьшает полное сопротивление ЛА. Правда, при этом несколько снижается подъемная сила, создаваемая кормой, и, как следствие, статическая устойчивость аппарата. Для повышения устойчивости хвостовую часть можно сделать расширяющейся (см. рис. 1.1.1, *б*). Если хвостовая часть выполняет роль

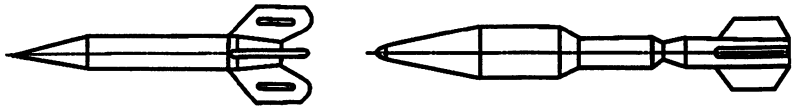


Рис. 1.1.2. Оперенные неуправляемые ЛА

обтекателя (см. рис. 1.1.1, *в*), то ее форма может быть произвольной.

Б е с к р ы л ы е о п е р е н н ы е Л А. Снабженные оперением ЛА могут быть *неуправляемыми* и *управляемыми*. В первом случае оперение выполняет роль стабилизатора, во втором — устройства для создания управляющего момента. Типичные схемы оперенных неуправляемых ЛА показаны на рис. 1.1.2. Оперение на корпусе является неподвижным. Его форма и размеры должны обеспечить требуемый запас статической устойчивости. Наиболее распространено заднее расположение оперения в окрестности донного среза.

На рис. 1.1.3, *а* показана схема аппарата, управляемого при помощи поворотного оперения, которое выполняет одновременно функцию стабилизатора. Широко распространенной является схема управляемого ЛА с установленными на оперении рулями (рис. 1.1.3, *б*). Последние выполняют только функции управления аппаратом, статическая устойчивость обеспечивается неподвижным стабилизатором.

К р ы л а т ы е о п е р е н н ы е Л А. В зависимости от расположения вспомогательных поверхностей относительно системы крыльев различают следующие аэродинамические схемы: *нормальная*, «*утка*», «*бесхвостка*». В основу такого

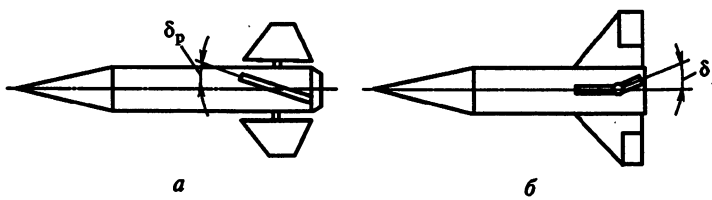


Рис. 1.1.3. Управляемые оперенные ЛА

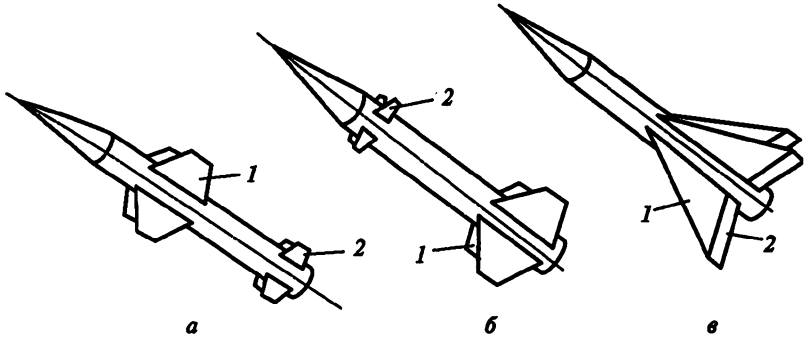


Рис. 1.1.4. Схемы крылатых ЛА:
1 — крыло; *2* — поворотное оперение

деления положено взаимное расположение несущих и управляющих поверхностей по длине корпуса.

В нормальной схеме (рис. 1.1.4, *а*) управляющее оперение *2* (рули) расположено за крылом *1* в хвостовой части ЛА. При таком расположении рулей возмущения от них не влияют на крыло, поэтому условия его обтекания более благоприятны. Рули могут обеспечить в этом случае резкий маневр ЛА. Конструктивно рули в хвостовой части можно выполнить таким образом, чтобы обеспечить их дифференциальное отклонение, необходимое для создания момента крена. Использование нормальной аэродинамической схемы облегчает условия балансировки относительно центра тяжести, обеспечивает бóльшую по сравнению с другими схемами свободу в расположении, а также выборе относительных размеров аэродинамических поверхностей и схемы управления. К недостаткам нормальной схемы следует отнести:

1) сильную тряску (бафтинг) ЛА вследствие того, что хвостовое оперение, находясь в зоне возмущенного потока за крылом, подвергается неблагоприятному силовому воздействию;

2) уменьшение подъемной силы ЛА, так как при балансировке ЛА углы атаки крыла и рулей имеют разный знак и, следовательно, создаваемые ими подъемные сил направлены в противоположные стороны;

3) возникновение дестабилизирующего эффекта при отклонении рулей, вследствие чего расстояние между центром масс и центром давления ЛА уменьшается.

В схеме «утка» (рис. 1.1.4, *б*) управляющее оперение *2* находится перед крылом *1* в носовой части ЛА впереди центра масс. Оперение служит для управления или балансировки ЛА в полете.

Положительные качества этой схемы проявляются в том, что рули не испытывают влияния возмущений от крыла, так как находятся в области воздействия невозмущенного потока, и поэтому являются более эффективными. Из-за того что знаки углов атаки рулей и крыла одинаковы, создаваемые ими подъемные силы направлены в одну сторону. Вклад рулей в создание полной подъемной силы мал, но так как они находятся на значительном удалении от центра масс, то демпфирующие свойства аппарата увеличиваются. Рули ЛА, выполненных по схеме «утка», имеют сравнительно небольшие размеры, а следовательно, малые шарнирные моменты. Для аппаратов с рассматриваемой схемой характерны следующие недостатки:

1) на крыло воздействует скошенный рулями поток, что приводит к уменьшению истинного угла атаки и снижению подъемной силы;

2) рули нецелесообразно применять в качестве элеронов для управления по крену, так как вследствие скоса потока за ними крылья создают противоположный по знаку момент крена и эффект от элеронов практически исчезает;

3) положение центра давления ЛА меняется в зависимости от отклонения рулей, что затрудняет сохранение заданного диапазона изменения коэффициента центра давления;

4) при больших углах атаки рули находятся в неблагоприятных условиях обтекания, поэтому даже при малых углах отклонения с их поверхности может произойти срыв потока;

5) нагрузка на рули и изгибающие моменты, приложенные к корпусу, оказываются бóльшими, чем в нормальной схеме.

В схеме «бесхвостка» (рис. 1.1.4, *в*) изолированное управляющее оперение отсутствует, а рули *2* расположены, как правило, на задней кромке несущей поверхности *1*, которая представляет собой совмещенные крылья и хвостовой стабилизатор. Для этой схемы достигается значительное увеличение площади крыльев при сохранении их небольшого размаха. Для

ЛА, выполненных по схеме «бесхвостка», характерно отсутствие скосов потока, снижающих эффективность рулей и крыльев, исключается возможность обратного влияния крена от воздействия возмущенного рулями потока на крылья. Из-за развитой хвостовой несущей поверхности существенно повышается статическая устойчивость ЛА, что требует в некоторых случаях установки дестабилизаторов. ЛА с такой схемой имеют ряд недостатков:

1) отсутствие возможности выполнять резкие маневры, так как рули расположены обычно на небольшом расстоянии от центра масс и не могут обеспечить значительного управляющего момента;

2) малый демпфирующий момент аппарата вследствие того, что центр давления крыльев и центр масс конструкции расположены близко один от другого;

3) снижение устойчивости и управляемости из-за сильной зависимости координаты центра давления от скорости.

1.2. Основные типы органов управления

Управление движением ЛА заключается в изменении условий полета и устранении возникающих отклонений от его заданного режима. Понятие управление включает протекающие одновременно процессы организации движения по заданной траектории и его стабилизации. Для этого применяется совокупность различных технических средств, представляющая собой систему управления. Неотъемлемыми элементами этой системы являются ОУ полетом, которые вместе с приводом входят в состав контура управления ракетой и являются его исполнительным звеном. Основное их назначение — создание сил и моментов для программного разворота и стабилизации положения ЛА.

Существует большое разнообразие таких органов. В зависимости от физического характера создаваемой ими управляющей силы можно выделить три основных типа ОУ: аэродинамические, газодинамические и комбинированные.

Аэродинамические ОУ создают управляющую силу путем изменения условий внешнего обтекания при взаимодействии газообразной среды и элементов конструкции ЛА.

ОУ этого типа применяют для ЛА, движущихся в достаточно плотных слоях атмосферы. К их числу можно отнести поворотные крылья, рулевые поверхности, элероны, элевоны, роллероны, щитки, интерцепторы, аэродинамические иглы, надстройки, подвижные кормовые насадки, «юбки».

Газодинамические ОУ создают моменты и управляющие усилия без изменения угла атаки, а их функционирование в большинстве случаев не зависит от внешних условий обтекания ЛА. Принцип действия таких ОУ связан с изменением направления газовой струи, истекающей из сопла двигательной установки или с локальным изменением параметров газового потока внутри сопла. Применяют их тогда, когда аэродинамические ОУ малоэффективны (при малых скоростях движения ЛА, в частности при старте; в разреженных слоях атмосферы и т. д.).

В настоящее время разработаны и используются различные ОУ этого типа, среди которых можно выделить поворотные двигатели, поворотные сопла, поворотные и выдвижные насадки, дефлекторы, газовые рули, интерцепторы, щитки (плоские, уголковые, тангенциальные). Впрыск и вдув газа в закритическую часть сопла также являются одним из способов управления вектором тяги. Перечисленные устройства обеспечивают управление ракетой в трех плоскостях, однако не все из них позволяют это сделать при односопловой схеме двигателя.

Исходя из принципа действия, газодинамические ОУ подразделяют на две группы: 1) устройства, которые изменяют импульс газовой струи по величине и направлению вследствие разворота всего потока; 2) устройства, для которых характерно локальное внесение возмущений в поток, приводящее к изменению параметров течения по соплу.

Основные недостатки газодинамических ОУ следующие:

1) управляющие силы и моменты создаются только при работающем двигателе;

2) значительны шарнирные моменты и моменты инерции подвижных частей газодинамических ОУ;

3) высокотемпературные газовые потоки воздействуют на элементы газодинамических ОУ.

В комбинированных ОУ при создании управляющей силы используются одновременно эффекты, характерные для аэродинамических и газодинамических ОУ. Такие устройства часто называют *струйными ОУ*. Управляющая сила складывается из двух составляющих: тяги сопла и силы от перераспределения давления по поверхности ЛА, обусловленного интерференцией инжектирующего и внешнего потоков.

1.3. Определение требуемых управляющих моментов и сил

При проектировании ОУ и определении мощности привода к нему необходимо знать максимальные управляющие момент и силу. Для каждого из каналов управления (тангажа, рыскания, крена) момент, создаваемый ОУ, выбирают таким образом, чтобы он обеспечивал стабилизацию и требуемый маневр ЛА. По значению управляющего момента и местоположению ОУ определяют управляющую силу, которую вычисляют для всей траектории. Полученные значения управляющей силы служат основой для выбора конструктивных параметров ОУ.

Управляющий момент складывается из двух составляющих: момента для стабилизации и момента для осуществления требуемого закона движения. Последний задают исходя из условий осуществления заданной полетной программы. Момент для стабилизации ЛА должен компенсировать возмущающие моменты, приложенные непосредственно к аппарату и вызванные действием таких случайных факторов, как ветер, погрешности изготовления и монтажа ЛА (технологические неточности, несимметричность компоновки, возмущения в момент разделения ступеней и т. д.). Источником возмущений могут быть отклонения значений параметров аппаратуры системы управления, приводящие к ошибкам в работе ОУ.

Рассмотрим действие на ЛА случайных возмущений, приводящих к отклонению его траектории от номинальной.

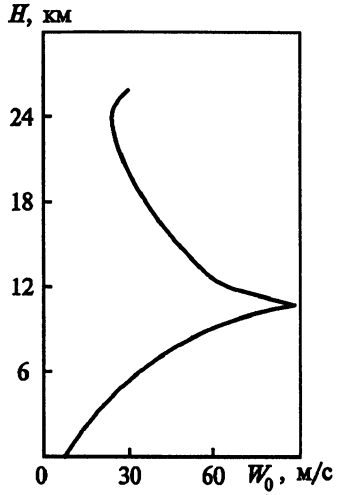


Рис. 1.3.1. Типичный профиль скорости ветра

Ветровые возмущения. Из всех метеорологических факторов на динамику полета наибольшее влияние оказывает ветер, т. е. движение воздуха относительно земной поверхности.

Для оценки воздействия ветра на динамику движения ЛА скорость первого условно рассматривают в виде суммы постоянной W_0 и переменной ω составляющих:

$$W_в = W_0 + \omega.$$

Переменная составляющая ω считается случайной функцией времени и координат. Постоянная составляющая W_0 зависит от высоты полета H над земной поверхностью. На рис. 1.3.1 показан типичный профиль скорости ветра.

Для анализа движения ЛА в момент старта необходимо иметь данные о скорости ветра в приземном слое атмосферы. Вследствие трения потока воздуха о земную поверхность и местные предметы скорость ветра на малых высотах резко падает при уменьшении высоты (начиная с 100 ... 150 м). Вертикальный профиль постоянной составляющей скорости ветра на малых высотах может быть приближенно описан степенным законом:

$$(W_0/W_1) = (H/H_1)^n,$$

где $n = 0,15 \ldots 0,2$ — показатель, значение которого зависит от метеоусловий; индексом «1» отмечены опорные значения высоты и скорости ветра, на базе которых строили профиль (например, при $H_1 = 10$ м $W_1 = 3 \ldots 4$ м/с).

Сложность обтекания реальным ветром конкретных ЛА не позволяет создать удовлетворительные аналитические методы расчета их аэродинамических характеристик, поэтому используют приближенные методы.

Для простоты рассмотрим действие ветра на ЛА в плоскости тангажа. При расчете ветровых нагрузок будем учитывать постоянный горизонтальный ветер, действие которого эквивалентно изменению угла атаки на величину $\Delta\alpha_{\text{в}}$. Это изменение угла атаки вызывает появление дополнительной (возмущающей) нормальной силы $\Delta Y_{\text{вм}}$.

Возмущающий момент вычисляют по формуле

$$M_{\text{вм}} = \Delta Y_{\text{вм}}(x_{\text{д}} - x_{\text{м}}),$$

где $x_{\text{д}}$, $x_{\text{м}}$ — координата центров давления и масс соответственно.

По аналогичным зависимостям определяют силу и момент от порывов ветра.

Наибольшие ветровые возмущения при расчете параметров движения для первой ступени ЛА имеют место в момент достижения максимального скоростного напора, для второй ступени — в начале полета; для третьей ступени ветровыми возмущениями можно пренебречь.

Технологические факторы. Погрешности изготовления корпуса, оперения, сопел приводят к дополнительным возмущениям, которые необходимо преодолевать ОУ. Перекосы, связанные с технологическими неточностями, рассчитывают по допускам на изготовление и сборку. Зная аэродинамические характеристики этих элементов и возможные отклонения их геометрических размеров от номинальных, можно вычислить возмущающие силу и момент.

Деформации и упругие колебания корпуса вызывают смещение центра масс ЛА относительно продольной оси, при этом возникает линейный эксцентриситет Δ тяги P и возмущающий момент

$$M_{\text{т1}} = P\Delta.$$

Эксцентриситет тяги является одним из основных возмущающих факторов на активном участке полета ЛА.

Искривление продольной оси двигателя, всевозможные перекосы и неравномерный разгар сопел вызывают также угловой эксцентриситет тяги. Если ось двигателя повернута относительно оси ЛА на угол ε, то возмущающие поперечную силу

и момент вычисляют по формулам

$$Y_{т2} = P \sin \varepsilon \approx P\varepsilon;$$
$$M_{т2} = P(x_{т2} - x_м)\varepsilon,$$

где $x_{т2}$ — координата точки приложения силы $Y_{т2}$.

Угол ε между направлением реактивной силы (тяги) и осью сопла определяется несимметричными возмущениями газового потока перед входом в сопло, внутри и на выходе из него. Эксцентриситет тяги, обусловленный нарушением симметрии входа, удается уменьшить профилированием горловины сопла или введением цилиндрического пояса.

Приближенно угловой эксцентриситет тяги вследствие излома оси сверхзвуковой части сопла на угол α в точке, находящейся на расстоянии l от среза сопла, можно оценить по формуле $\varepsilon = 2\alpha l/(d_a \mathrm{M}_a)$, где d_a, M_a — диаметр и число Маха в выходном сечении сопла.

Если имеет место симметрия в области выходного сечения сопла, эксцентриситет тяги можно рассчитать по результирующей сил давления на неуравновешенную часть сопла. Оценку угла отклонения вектора тяги в этом случае можно провести, воспользовавшись зависимостями для расчета коэффициента сопла. Так, в случае косого среза, плоскость которого наклонена под углом β к плоскости поперечного сечения сопла, поперечная сила $Y = p_a S_a \beta$, где p_a — давление, S_a — площадь выходного сечения сопла, а осевая — $P = p_a S_a(1 + k\mathrm{M}_a^2)$, где $k = c_p/c_V$ — отношение удельных теплоемкостей продуктов сгорания.

Кроме того, на эксцентриситет тяги влияет несимметричность противодавления у среза сопла. При истечении газа с перерасширением вблизи выходного сечения возможен несимметричный отрыв потока от стенок сопла, а следовательно, появление поперечной силы.

Для неуправляемых ракет угловой эксцентриситет может составлять $3 \ldots 20'$.

О ш и б к и ф у н к ц и о н и р о в а н и я с и с т е м ы у п р а в л е н и я. К ошибкам системы управления относят начальный поворот ОУ от нулевого положения; неточную работу рулевых машинок, клапанов подачи рабочего

вещества; увод гироскопов и т. д. Эти ошибки приводят к отклонению ЛА от заданной траектории движения. Параметры траектории изменяются из-за возникновения дополнительных сил и моментов, которые должны компенсировать ОУ.

1.4. Требования, предъявляемые к органам управления

Разнообразие исполнительных ОУ обусловлено особенностями выполнения поставленных задач. При проектировании выбирают те ОУ, которые наиболее полно отвечают техническому заданию. Основные требования, предъявляемые к ОУ, следующие:

1) создание необходимого управляющего момента;

2) быстродействие и высокая надежность как в рабочем, так и в нерабочем состояниях;

3) линейный характер зависимости управляющей силы от изменяющих ее параметров: угла поворота, высоты выдвижения, расхода инжектируемого вещества и т. д.;

4) минимальные зоны нечувствительности управляющей силы:

5) малый шарнирный момент;

6) простота конструкции, удобство компоновки.

Для создания определенной управляющей силы необходимо перемещать ОУ или изменять расход инжектируемого вещества. Зависимость управляющего момента (или силы), необходимого для удержания ОУ в нужном положении, от характеризующей это положение координаты называется ***нагрузочной характеристикой:***

$$M = f(\delta, l) \text{ или } F = f(\delta, l),$$

где δ, l — угловое и линейное перемещения ОУ соответственно.

Мощность привода должна обеспечить преодоление шарнирного момента $M_{\text{ш}}$, т. е. наибольшего суммарного момента сопротивления повороту (перемещению) ОУ с заданными скоростью и ускорением. Если в качестве регулируемого

параметра используют угол поворота δ, то формула для шарнирного момента принимает вид

$$M_{\text{ш}} = M_1 + M_2 + M_3 + M_4,$$

где M_1 — шарнирный момент, обусловленный несовпадением центра давления аэрогазодинамических сил с осью вращения; M_2 — сумма моментов, обусловленных перекосом и смещением осей неподвижной и подвижной частей ОУ, технологическими неточностями в изготовлении различных узлов, неравномерной нагрузкой, суммарным трением во всех соединениях, перегрузками на подвижных элементах ОУ, силами упругого сопротивления гибких связей (уплотнений); M_3 — момент, зависящий от угловой скорости движения ОУ (момент демпфирования); M_4 — момент инерционных сил подвижных частей ОУ.

1.5. Критерии эффективности органов управления

При оценке эффективности какого-либо варианта управления полетом ЛА в качестве показателя используют различные критерии: аэродинамическое качество ОУ; коэффициенты эффективности ОУ тангажом, креном, рысканием; коэффициент усиления; приведенный единичный импульс; стартовый вес ЛА; вес системы управления или ОУ; потеря дальности; обобщенный критерий эффективности и т. д. Рассмотрим некоторые из них.

Аэродинамическое качество ОУ. Отношение подъемной силы Y_a, создаваемой ОУ, к сопротивлению X_a для данных условий обтекания характеризует аэродинамическое качество ОУ:

$$K = Y_a / X_a.$$

Коэффициенты эффективности ОУ. Эффективность ОУ — это способность создавать при своем отклонении управляющий момент относительно соответствующей оси координат. Эффективность ОУ характеризуют коэффициенты эффективности, равные частной производной коэффициента момента данного ОУ по углу его отклонения (например,

m_x^δ, m_y^δ, m_z^δ, где δ — угол отклонения ОУ). Коэффициенты эффективности являются одним из основных параметров, определяющих характеристики управляемости ЛА; по их значениям можно судить, насколько эффективно применение ОУ.

Коэффициент усиления, приведенный единичный импульс. Эффективность работы ОУ, использующих вдув газа или впрыск жидкости, определяется рядом безразмерных параметров, важнейшими из которых являются коэффициент усиления

$$K_y = Y/P_j \tag{1.5.1}$$

и приведенный единичный импульс (при вдуве в сверхзвуковое сопло)

$$\Phi = J_1'/J_1, \tag{1.5.2}$$

где Y — управляющая сила; P_j — тяга, реализуемая при инжекции (иногда вместо P_j применяют максимальную тягу $P_{\max}$, соответствующую истечению в вакуум);

$$J'_1 = Y/(g\dot{m}_j); \tag{1.5.3}$$

J_1 — единичный импульс двигательной установки; $\dot{m}_j$ — массовый расход инжектируемого вещества.

Для определения коэффициента K_y воспользуемся выражением $Y = \Delta Y + P_j \cos\varepsilon_1$, в котором ΔY — составляющая управляющей силы, вызванная перераспределением давления на обтекаемой поверхности; ε_1 — угол между осью y и осью отверстия для выдува газа (рис. 1.5.1). С учетом этого

$$K_y = \cos\varepsilon_1 + \Delta Y/P_j. \tag{1.5.4}$$

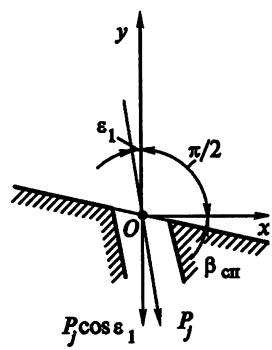


Рис. 1.5.1. Схема расположения отверстия инжекции в сопле

Коэффициент усиления показывает, во сколько раз управляющая сила больше тяги, реализуемой при вдуве. При благоприятных условиях его значение может достигать $2 \ldots 2,5$ и более.

Для определения приведенного единичного импульса подставим в (1.5.2) значение J_1' из (1.5.3) и примем во внимание, что $J_1 = P/(g\dot{m})$, где P, $\dot{m}$ — соответственно тяга и массовый расход двигательной установки. Тогда

$$\Phi = \frac{Y/P}{\dot{m}_j/\dot{m}}. \tag{1.5.5}$$

Вводя безразмерные величины $\overline{Y} = Y/P$ (эффективность ОУ) и относительный расход $\overline{\dot{m}}_j = \dot{m}_j/\dot{m}$, получаем

$$\Phi = \overline{Y}/\overline{\dot{m}}_j. \tag{1.5.6}$$

Если воспользоваться понятием единичного импульса инжектируемого вещества $J_{1j} = P_j/(g\dot{m}_j)$, то, комбинируя (1.5.1)—(1.5.3), получаем зависимость, связывающую приведенный единичный импульс с коэффициентом усиления:

$$\Phi = K_y J_{1j}/J_1. \tag{1.5.7}$$

Для вычисления J_{1j} и J_1 следует воспользоваться зависимостями

$$\begin{aligned} J_{1j} &= \frac{z(\lambda_j)}{g}\sqrt{2\frac{k_j+1}{k_j}R_jT_{0j}}; \\ J_1 &= \frac{z(\lambda)}{g}\sqrt{2\frac{k+1}{k}RT_0}, \end{aligned} \tag{1.5.8}$$

где $z(\lambda_j)$, $z(\lambda)$ — газодинамические функции; k_j, k, R_j, R, T_{0j}, T_0 — соответственно отношения удельных теплоемкостей, газовая постоянная и температуры торможения инжектируемого вещества и продуктов сгорания топлива двигателя.

Из формул (1.5.1) — (1.5.8) следует, что при заданных параметрах инжектируемого вещества (k_j, R_j, T_j, p_{0j}), а также силе тяги и массовом расходе топлива двигательной установки (P и $\dot{m}$) для определения поперечной управляющей силы Y достаточно знать либо коэффициент усиления K_y, либо приведенный единичный импульс Φ.

Проанализируем влияние температуры инжектируемого вещества. Преобразовав формулы (1.5.7) и (1.5.8), получим

$$\Phi \sim \sqrt{(R_j T_{0j})/(RT_0)}. \qquad (1.5.9)$$

В соответствии с этой зависимостью, чем выше температура инжектируемого вещества, тем больше приведенный единичный импульс, а следовательно, и управляющая сила при заданном расходе $\dot{m}_j$. Поэтому для увеличения эффективности вдува применяют горячие газы, получаемые либо при сжигании высокотемпературных топлив, либо путем отбора из камеры двигательной установки.

Для оценки зависимости управляющей силы от отношения k_j удельных теплоемкостей инжектируемого вещества воспользуемся соотношением

$$\Phi \sim \sqrt{\frac{1+1/k_j}{1+1/k}}. \qquad (1.5.10)$$

Видно, что при изменении k_j и k от 1,2 до 1,6 значение Φ может отличаться от единицы на 0,06, т. е. влияние k_j на Φ невелико.

Формулы (1.5.9), (1.5.10) позволяют учитывать изменение управляющих сил при переходе от модельных испытаний ОУ на холодном воздухе к натурным исследованиям на горячем газе.

П о т е р я д а л ь н о с т и. Некоторым обобщающим критерием при сравнительном анализе ОУ является потеря дальности ΔL ЛА, вызванная наличием на нем ОУ:

$$\Delta L = \frac{\partial L}{\partial m_к}\Delta m_к + \frac{\partial L}{\partial J_у}\Delta J_у + \frac{\partial L}{\partial c_{x_a}}\Delta c_{x_a},$$

где $m_к$ — масса конструкции ОУ; $J_у$ — удельный импульс тяги; c_{x_a} — коэффициент лобового сопротивления; $\Delta m_к$, $\Delta J_у$, Δc_{x_a} — приращение этих величин.

За эталон принимают условный ЛА без ОУ.

О б о б щ е н н ы й к р и т е р и й э ф ф е к т и в н о с т и. В качестве такого критерия можно использовать зависимость, представляющую собой отношение полезного эффекта к вредному, образованному вследствие реализации полезного

эффекта. Так как эти эффекты выражаются в одних и тех же единицах, то критерий будет безразмерным. Полученная зависимость учитывает не все свойства исследуемого объекта, а лишь те, которые, в основном, определяют эффективность. Все сравниваемые варианты должны полностью удовлетворять предъявляемым к ним тактико-техническим требованиям.

Полезным эффектом можно считать импульс от действия управляющей силы, который ОУ полетом сообщает ЛА на траектории. Управляющая сила может учитывать силу лобового сопротивления, определяющую, например, полезный эффект торможения спускаемого аппарата. Вредным эффектом можно считать импульс, затраченный на практическую реализацию полезного эффекта. Полезный и «вредный» импульсы можно определять как для всей траектории, так и для отдельных ее участков. Таким образом,

$$K_{\text{эф}} = \frac{\int\limits_0^t \{X_{\text{у}} \cos(\widehat{xf}) + Y_{\text{у}} \cos(\widehat{yf}) + Z_{\text{у}} \cos(\widehat{zf})\}\, \mathrm{d}t}{\Delta J_{\Delta P} + \Delta J_{\Delta X} + \Delta J_{\Delta m}}, \quad (1.5.11)$$

где t — время полета; $X_{\text{у}}$, $Y_{\text{у}}$, $Z_{\text{у}}$ — проекции управляющей силы на соответствующие оси прямоугольной системы координат; $\cos(\widehat{xf})$, $\cos(\widehat{yf})$, $\cos(\widehat{zf})$ — соответственно косинусы углов между осями координат и направлением f вектора управляющей силы; $\Delta J_{\Delta P}$, $\Delta J_{\Delta X}$, $\Delta J_{\Delta m}$ — соответственно изменение импульсов, обусловленных изменением тяги и лобового сопротивления при функционировании ОУ, а также перемещением с необходимой скоростью массы всех устройств, входящих в систему управления.

Переходя к средним по траектории значениям величин, входящих в формулу (1.5.11), и рассматривая частный случай, когда управляющая сила считается проекцией на направление оси y, а потери измеряются по направлению касательной к траектории (оси x), получаем

$$K_{\text{эф}} = \frac{Y_{\text{у}}}{\Delta P_{\text{ср}} + \Delta X_{\text{ср}} + \Delta P_{m\text{ср}}},$$

где $\Delta P_{\text{ср}}$, $\Delta X_{\text{ср}}$ — соответственно изменения тяги и лобового сопротивления от функционирования ОУ; $\Delta P_{m\text{ср}}$ — изменение тяги, определяемое необходимостью компенсировать изменения массы ЛА из-за применения ОУ.

Глава 2

МЕТОДЫ И АЛГОРИТМЫ РАСЧЕТА ГАЗОВЫХ ТЕЧЕНИЙ ПРИ ПРОЕКТИРОВАНИИ ОРГАНОВ УПРАВЛЕНИЯ ПОЛЕТОМ

Обтекание аэродинамических, газодинамических и комбинированных (струйных) ОУ полетом космических спускаемых аппаратов (СА), ракетных блоков сопровождается образованием скачков уплотнения, областей разрежения, отрыва и присоединения потока, пространственных течений, что вызывает направленное изменение давления, плотности, скорости, температуры вблизи управляющих (твердых или газообразных) поверхностей. Несмотря на многообразие структур обтекания, в них имеются одинаковые элементы, моделирующие физические процессы в системе поток–ОУ–летательный аппарат. В настоящей главе дана краткая характеристика исследуемых способов управления, рассмотрены общие закономерности в расчетных схемах, приведены интегральные и численные методы аэродинамического расчета наиболее общих фрагментов отрывных и струйных течений, в основу которых положены уравнения сохранения массы, количества движения, энергии, позволяющие создать методики вычисления аэродинамических характеристик разнообразных ОУ полетом с использованием математического конструирования.

2.1. Общие закономерности расчета органов управления

Управление обтеканием, проявляющееся в непосредственном воздействии на поток газа около ЛА, используется для улучшения его аэродинамических свойств. Например, можно обеспечить нужное значение коэффициента подъемной силы или наивыгоднейшее аэродинамическое качество, требуемое изменение лобового сопротивления, сохранение устойчивости ламинарного слоя и, как результат, уменьшение трения и

теплопередачи. Современные ЛА обеспечивают аэродинамическими, комбинированными (струйными) и газодинамическими техническими устройствами, позволяющими направленно изменять их аэродинамические характеристики.

Управляющая сила, создаваемая аэродинамическими ОУ, обусловлена взаимодействием между газообразной средой и движущимся в ней телом. Вследствие этого давление перераспределяется как по самой управляющей поверхности, так и около нее. Это перераспределение вызывается ускорением, замедлением или отрывом потока.

В комбинированных ОУ используются эффекты от истечения газа через отверстия (сопла) в виде струй. Среди многообразия ОУ их выделяет наличие рабочего тела (струи), выдуваемого из ЛА в окружающее пространство. При истечении в вакуум или в покоящуюся среду управляющая сила обусловлена только воздействием реакции инжектируемого газа. Если же струя попадает в движущуюся среду, то управляющая сила имеет дополнительную составляющую от перераспределения сил давления и трения по обтекаемой поверхности в окрестности струи.

Физические процессы, лежащие в основе работы комбинированных и аэродинамических ОУ, имеют общие закономерности. Как правило, при вдуве газа наблюдается аэродинамическая интерференция между инжекционным и основным потоками, образуются области отрывных течений, что приводит к существенному перераспределению давления на обтекаемой поверхности ЛА, а следовательно, изменению его аэродинамических характеристик. Поэтому струйные ОУ можно рассматривать как средство управления отрывными течениями. Направляя струи на поверхности аэродинамических ОУ, можно, например, добиться эффективной работы на больших углах поворота вследствие затягивания отрыва потока с их поверхности. Применяют струи и для эжекции воздуха с целью использования его в качестве рабочего тела струйного ОУ. Источник рабочего тела, как правило, находится на борту ЛА, но возможны различные комбинации.

Действие газодинамических ОУ основано на использовании струйного потока в сопле реактивного двигателя. При расчете таких ОУ необходимо учитывать дополнительные факторы влияния внешней среды на управляющую силу. Это несколько меняет традиционный алгоритм расчета сил и моментов, а также позволяет создавать новые разновидности газодинамических ОУ, используя эффекты направленного изменения параметров течений в зонах отрыва при взаимодействии основного газового потока с атмосферой.

В общем случае структуры течений около всех разновидностей ОУ близки, поэтому они имеют сходные алгоритмы расчета (например, «гибкое тело» струи заменяют твердой аэродинамической поверхностью и т. д.). В каждой конструктивной схеме ОУ реализована определенная структура обтекания, включающая элементы струйных и отрывных течений (внутренние и внешние контактные разрывы, области отрыва, присоединения, смешения и т. д.). Поэтому расчет и моделирование процессов обтекания ОУ сводится к определению параметров течения в отрывных зонах. Если имеет место инжекция газа, то решение задачи дополняется нахождением формы струй (гибкая граница) и установлением закономерностей в процессах их интерференции с набегающим потоком.

Таким образом, проблема создания ОУ и вычисления его аэродинамических характеристик будет решена, если известны решения ряда типовых задач, которые являются элементами математических моделей обтекания ОУ.

Часто для расчета аэрогазодинамических характеристик ОУ применяют интегральный метод определения параметров течений, предусматривающий, как и всякий интегральный подход, знание физической модели взаимодействия потоков. Алгоритм расчета аэродинамических характеристик в этом случае сводится к следующему.

1. Установление физической модели взаимодействия потоков. Запись интегральных уравнений аэрогазодинамики для выбранного контрольного обьема модели.

2. Решение полученных уравнений с привлечением соотношений для отрывных и струйных течений.

3. Расчет параметров течений в возмущенных областях и аэродинамических характеристик с использованием принципа суперпозиции.

2.2. Уравнения сохранения аэрогазодинамики для расчета параметров течений

2.2.1. Интегральная и дифференциальная формы представления

Математическое описание отрывных течений вблизи ОУ содержит уравнения сохранения массы, количества движения и энергии, уравнение состояния газа, дополнительные уравнения (кинематические, химической кинетики и пр.), а также начальные и граничные условия. При этом рассматривают поток жидкости у обтекаемой поверхности (или его часть), находящийся в некотором конечном объеме, называемом иногда контрольным. Объектом исследования является некоторая физическая система, состоящая из жидкости и других тел, заключенных в ограниченном поверхностью S конечном объеме W (рис. 2.2.1). Относительно некоторой неподвижной системы координат часть этой поверхности $S_{\text{п}}$ может перемещаться, а часть $S_{\text{н}}$ — оставаться неподвижной.

Кроме того, части этих поверхностей могут быть как твердыми $S_{\text{т}}$, так и жидкими $S_{\text{ж}}$. Поверхности S_j допускают массоэнергообмен по определенным законам, а остальные

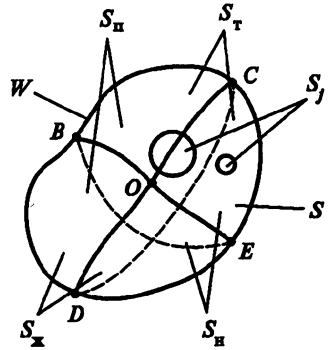


Рис. 2.2.1. Общий вид рассматриваемого объема жидкости

могут быть непроницаемыми и адиабатически изолирующими. Так, участок поверхности OBC является твердым, подвижным, допускающим массоэнергообмен с внешними телами, и его можно считать адиабатически изолирующим, а участок ODE — жидким, неподвижным.

Кроме твердых физических тел внутри рассматриваемого объема находится жидкость или газ. В общем случае модель жидкости будем считать неоднородной смесью, включающей в себя n компонентов вязкой сжимаемой теплоэлектропроводной жидкости (предполагаем, что n значительно меньше общего числа молекул или атомов, находящихся в небольшом объеме), обладающей свойством континуума (т. е. непрерывно заполняющей все пространство), имеющей электрический заряд того или иного знака и претерпевающей физико-химические превращения с поглощением или выделением энергии. В частных случаях такая модель жидкости упрощается и может быть представлена, например, просто невязкой сжимаемой жидкостью.

Уравнение неразрывности

Уравнение неразрывности выражает закон сохранения массы и для рассмотренной выше исследуемой системы и модели жидкости применительно к ее i-му компоненту имеет вид

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\iiint\limits_{W}(\rho^{(i)}+\psi^{(i)})\,\mathrm{d}W+\iint\limits_{S_j^{(i)}}\rho_j^{(i)}V_{nj}^{(i)}\,\mathrm{d}S_j^{(i)}=0, \qquad (2.2.1)$$

где $\rho^{(i)}$ — плотность i-го компонента; $\psi^{(i)}$ — объемная плотность источника ($\psi^{(i)}<0$) или стока ($\psi^{(i)}>0$) i-го компонента жидкости внутри рассматриваемой системы, определяющаяся ее физико-химическими превращениями и зависящая от электромагнитного, гравитационного и температурного полей, концентраций, давления, интенсивности турбулентности и т. д., а поэтому являющаяся функцией координат точек объема и времени, т. е. $\psi^{(i)}(x,y,z,t)$; $V_{nj}^{(i)}$ — нормальная к поверхности S_j относительная скорость i-го компонента, т. е.

скорость движения частиц относительно элемента поверхности, который сам перемещается в векторном поле скорости $\mathbf{V}(x, y, z, t)$; $S_j^{(i)}$ — поверхность, через которую проходит массообмен i-го компонента.

Уравнение (2.2.1) показывает, что сумма скоростей изменения массы i-го компонента жидкости внутри объема и массообмена через поверхность $S_j^{(i)}$ равна нулю.

Для смеси жидкостей уравнение неразрывности может быть получено суммированием n уравнений типа (2.2.1) для всех ее компонентов. Учитывая, что $\sum\limits_{i=1}^{n} \rho^{(i)} = \rho$ (где ρ — массовая плотность смеси), а $\sum\limits_{i=1}^{n} \psi^{(i)} = 0$, согласно закону сохранения массы всех компонентов, находящихся внутри объема, получаем

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \iiint\limits_{W} \rho \, \mathrm{d}W + \sum_{i=1}^{n} \iint\limits_{S_j^{(i)}} \rho_j^{(i)} V_{nj}^{(i)} \, \mathrm{d}S_j^{(i)} = 0. \qquad (2.2.2)$$

Если $S_j^{(i)}$ одинаково для всех компонентов и равно S_j, т. е. все компоненты поступают через одну и ту же поверхность, то $\sum\limits_{i=1}^{n} \rho_j^{(i)} V_{nj}^{(i)} = \rho_j V_{nj}$, где V_{nj} — скорость смеси с плотностью $\rho_j = \sum\limits_{i=1}^{n} \rho_j^{(i)}$. Тогда из уравнения (2.2.2) следует

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \iiint\limits_{W} \rho \, \mathrm{d}W + \iint\limits_{S_j} \rho_j V_{nj} \, \mathrm{d}S_j = 0.$$

Получим из (2.2.1) уравнение неразрывности для бесконечно малого объема $\mathrm{d}W$ i-го компонента жидкости. При этом второе слагаемое в (2.2.1) не будем рассматривать, поскольку на бесконечно малой поверхности $\mathrm{d}S$ невозможно выделить ее часть $\mathrm{d}S_j$.

Взяв полную производную от интеграла с переменным по времени пределом интегрирования

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\iiint\limits_W \mathbf{A}\,\mathrm{d}W = \iiint\limits_W \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}\,\mathrm{d}W + \iint\limits_S \mathbf{A}V_n\,\mathrm{d}S$$

и применив формулу Остроградского

$$\iint\limits_S \mathbf{A}V_n\,\mathrm{d}S = \iiint\limits_W \operatorname{div}(\mathbf{AV})\,\mathrm{d}W, \tag{2.2.3}$$

где $\mathbf{A}$ — в общем случае некоторая векторная функция, получим

$$\iiint\limits_W \left(\frac{\partial \rho^{(i)}}{\partial t} + \frac{\partial \psi^{(i)}}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho^{(i)}\mathbf{V}^{(i)})\right)\mathrm{d}W = 0,$$

так, в нашем случае $\mathbf{A} \to \rho^{(i)} + \psi^{(i)}$, а $\operatorname{div}(\psi^{(i)}\mathbf{V}^{(i)}) = 0$ из-за того, что учитывает источники (стоки), только что попавшие в объем при перемещении его границы и не успевающие еще изменить массу за время $\mathrm{d}t$.

Ввиду произвольности величины W и непрерывности подынтегральной функции имеем

$$\frac{\partial \rho^{(i)}}{\partial t} + \frac{\partial \psi^{(i)}}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho^{(i)}\mathbf{V}^{(i)}) = 0, \tag{2.2.4}$$

или в другой форме

$$\frac{\partial \rho^{(i)}}{\partial t} + \frac{\partial \psi^{(i)}}{\partial t} + \frac{\partial (\rho^{(i)}V_k^{(i)})}{\partial k} = 0, \tag{2.2.4a}$$

где k принимает последовательно значения x, y, z, так что

$$\frac{\partial}{\partial k}(\rho^{(i)}V_k^{(i)}) = \frac{\partial}{\partial x}(\rho^{(i)}V_x^{(i)}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho^{(i)}V_y^{(i)}) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho^{(i)}V_z^{(i)}).$$

В случае отсутствия распределенных источников (стоков) массы из (2.2.4) получаем хорошо известную запись уравнения неразрывности (опуская индекс i):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho\mathbf{V}) = 0.$$

Уравнение движения

Уравнение движения выражает закон сохранения количества движения: полная скорость изменения количества движения вещества в объеме $W(t)$ рассматриваемой системы равна сумме всех сил, воздействующих на него.

Для i-го компонента жидкости уравнение движения имеет вид

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\iiint\limits_{W}(\rho^{(i)}\mathbf{V}^{(i)}+\psi^{(i)}\mathbf{V}^{(i)}_{\text{ф-х}})\,\mathrm{d}W+\iint\limits_{S_j^{(i)}}\rho_j^{(i)}V_{nj}^{(i)}\mathbf{V}_j^{(i)}\,\mathrm{d}S_j^{(i)}=$$

$$=\iiint\limits_{W}(\rho^{(i)}\mathbf{F}+\mathbf{F}_{\Sigma}^{(i)})\,\mathrm{d}W+\iint\limits_{S}(\boldsymbol{\tau}_{kl}^{(i)}-\mathbf{p}^{(i)})\,\mathrm{d}S, \quad (2.2.5)$$

где $\mathbf{V}^{(i)}$ — абсолютная скорость движения i-го компонента; $\mathbf{V}^{(i)}_{\text{ф-х}}$ — скорость только что образовавшейся в результате физико-химических реакций частицы i-го компонента (или скорость частицы перед ее исчезновением); $\mathbf{F}$ — единичный вектор массовых сил, приложенных к i-му компоненту внутри объема W; $\mathbf{F}_{\Sigma}^{(i)}$ — вектор равнодействующей всех сил, действующих на единицу объема i-го компонента со стороны других компонентов жидкости внутри объема W; $\tau_{kl}^{(i)}$ — тензор вязких напряжений i-го компонента; $p^{(i)}$ — статическое давление i-го компонента.

Первое слагаемое в левой части уравнения (2.2.5) есть суммарная скорость изменения количества движения i-го компонента внутри объема W, второе — скорость изменения количества движения i-го компонента от массообмена через поверхность $S_j^{(i)}$. Первое слагаемое в правой части этого уравнения — суммарный вектор массовых сил и равнодействующая сил, действующих на i-й компонент со стороны других компонентов жидкости, второе — вектор равнодействующей всех поверхностных сил, приложенных к поверхности S.

Для смеси жидкости, суммируя n уравнений типа (2.2.5), получаем

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\iiint\limits_W \rho\mathbf{V}\,\mathrm{d}W + \sum_{i=1}^{n}\iint\limits_{S_j^{(i)}} \rho_j^{(i)} V_{nj}^{(i)}\mathbf{V}_j^{(i)}\,\mathrm{d}S_j^{(i)} =$$

$$= \iiint\limits_W \mathbf{F}\rho\,\mathrm{d}W + \sum_{i=1}^{n}\iint\limits_S (\boldsymbol{\tau}_{kl}^{(i)} - \mathbf{p}^{(i)})\,\mathrm{d}S, \quad (2.2.6)$$

так как, согласно закону сохранения количества движения, $\sum\limits_{i=1}^{n}\mathbf{V}_{\text{ф-х}}^{(i)}\psi^{(i)} = 0$, а по третьему закону Ньютона $\sum\limits_{i=1}^{n}\mathbf{F}_{\Sigma}^{(i)} = 0$.

В случае, когда $S_j^{(i)} = S_j$, имеем

$$\mathbf{V}_j = \Big(\sum_{i=1}^{n}\mathbf{V}_j^{(i)}\rho_j^{(i)}V_n^{(i)}\Big)\Big/\Big(\sum_{i=1}^{n}V_n^{(i)}\rho_j^{(i)}\Big);$$

$$\mathbf{V} = \Big(\sum_{i=1}^{n}\mathbf{V}^{(i)}\rho^{(i)}\Big)\Big/\Big(\sum_{i=1}^{n}\rho^{(i)}\Big)$$

и из (2.2.6) получаем

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\iiint\limits_W \rho\mathbf{V}\,\mathrm{d}W + \iint\limits_{S_j} \mathbf{V}_j\rho_j V_{nj}\,\mathrm{d}S_j =$$

$$= \iiint\limits_W \mathbf{F}\rho\,\mathrm{d}W + \sum_{i=1}^{n}\iint\limits_S (\boldsymbol{\tau}_{kl}^{(i)} - \mathbf{p}^{(i)})\,\mathrm{d}S.$$

Для бесконечно малого объема жидкости уравнение движения (2.2.5), как и в случае вывода уравнения неразрывности, можно записать так:

$$\iiint\limits_W \frac{\partial}{\partial t}(\rho^{(i)}\mathbf{V}^{(i)} + \psi^{(i)}\mathbf{V}_{\text{ф-х}}^{(i)})\,\mathrm{d}W + \iint\limits_S \rho^{(i)}V_n^{(i)}\mathbf{V}^{(i)}\,\mathrm{d}S_j^{(i)} =$$

$$= \iiint\limits_W (\rho^{(i)}\mathbf{F} + \mathbf{F}_{\Sigma}^{(i)})\,\mathrm{d}W + \iint\limits_S (\boldsymbol{\tau}_{kl}^{(i)} - \mathbf{p}^{(i)})\,\mathrm{d}S.$$

С учетом формулы (2.2.3), а также ввиду произвольности W имеем

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho^{(i)}\mathbf{V}^{(i)} + \psi^{(i)}\mathbf{V}^{(i)}_{\text{ф-х}})\,\mathrm{d}W + \frac{\partial}{\partial k}(\rho^{(i)}V_k^{(i)}\mathbf{V}^{(i)}) = \\ = \frac{\partial}{\partial k}(\boldsymbol{\tau}^{(i)}_{kl} - \mathbf{p}^{(i)}) + \rho^{(i)}\mathbf{F} + \mathbf{F}^{(i)}_{\Sigma},$$

или в скалярной форме (в проекциях на оси координат x, y, z)

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho^{(i)}V_l^{(i)} + \psi^{(i)}V^{(i)}_{\text{ф-х}l})\,\mathrm{d}W + \frac{\partial}{\partial k}(\rho^{(i)}V_k^{(i)}V_l^{(i)}) = \\ = \frac{\partial}{\partial k}(\tau^{(i)}_{kl} - p^{(i)}) + \rho^{(i)}F_l + F^{(i)}_{\Sigma l}. \quad (2.2.7)$$

Здесь по индексу l, принимающему последовательно значения x, y, z, проводится проецирование составляющих уравнений (2.2.7) на оси координат.

Для вязких однородных жидкостей без источников (стоков) массы, тензор напряжений которых выражается зависимостями

$$p_{xx} = -p + 2\mu\frac{\partial V_x}{\partial y} - \frac{2}{3}\mu\left(\frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} + \frac{\partial V_z}{\partial z}\right);$$

$$\tau_{xy} = \mu\left(\frac{\partial V_x}{\partial y} + \frac{\partial V_y}{\partial x}\right)$$

и т. д., уравнения движения в проекциях на оси координат имеют вид (уравнения Навье — Стокса)

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial V_x}{\partial t} + V_x\frac{\partial V_x}{\partial x} + V_y\frac{\partial V_x}{\partial y} + V_z\frac{\partial V_x}{\partial z} = \\
&\quad = X - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + \nu\Delta V_x + \frac{\nu}{3}\frac{\partial}{\partial x}\mathrm{div}\mathbf{V}; \\
&\frac{\partial V_y}{\partial t} + V_x\frac{\partial V_y}{\partial x} + V_y\frac{\partial V_y}{\partial y} + V_z\frac{\partial V_y}{\partial z} = \\
&\quad = Y - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} + \nu\Delta V_y + \frac{\nu}{3}\frac{\partial}{\partial y}\mathrm{div}\mathbf{V}; \\
&\frac{\partial V_z}{\partial t} + V_x\frac{\partial V_z}{\partial x} + V_y\frac{\partial V_z}{\partial y} + V_z\frac{\partial V_z}{\partial z} = \\
&\quad = Z - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} + \nu\Delta V_z + \frac{\nu}{3}\frac{\partial}{\partial z}\mathrm{div}\mathbf{V},
\end{aligned} \quad (2.2.8)$$

где μ — динамическая вязкость; X, Y, Z — проекции силы $\mathbf{F}$; $\nu = \mu/\rho$; $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$ — оператор Лапласа.

Многие задачи теории пограничного слоя решают с помощью полученного из уравнений неразрывности (2.2.4а) и движения (2.2.8) интегрального соотношения,

$$\frac{\partial}{\partial x}(\delta^{**} V_\delta \rho_\delta) + \rho_\delta \delta^* V_\delta \frac{\partial V_\delta}{\partial x} = \tau_{\text{ст}}, \qquad (2.2.9)$$

где $\delta^{**} = \int\limits_0^\delta \frac{\rho}{\rho_\delta}\frac{V_x}{V_\delta}\left(1 - \frac{V_x}{V_\delta}\right) \mathrm{d}y$ — толщина потери импульса; $\delta^* = \int\limits_0^\delta \left(1 - \frac{\rho}{\rho_\delta}\frac{V_x}{V_\delta}\right) \mathrm{d}y$ — толщина вытеснения; δ — толщина пограничного слоя; $\tau_{\text{ст}}$ — напряжение трения на стенке.

Для несжимаемой жидкости зависимость (2.2.9) может быть представлена в виде

$$\frac{\mathrm{d}\delta^{**}}{\mathrm{d}x} + \delta^{**}\frac{\mathrm{d}V_\delta/\,\mathrm{d}x}{V_\delta}(2 + \mathbf{H}) = \tau_{\text{ст}}/\rho_\delta V_\delta^2,$$

где $\mathbf{H} = \delta^*/\delta^{**}$ — формпараметр пограничного слоя.

Уравнение энергии

Уравнение энергии выражает закон сохранения энергии: полная скорость изменения энергии рассматриваемой системы (внутри ее объема W и с учетом энергообмена через поверхность S) равна мощности всех сил, приложенных к жидкости внутри этого объема. Для i-го компонента жидкости уравнение энергии будет следующим:

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\iiint\limits_W \left[\rho^{(i)}\left(u^{(i)} + \frac{V^{(i)2}}{2}\right) + \psi^{(i)}\left(u^{(i)}_{\text{ф-х}} + \frac{V^{(i)2}_{\text{ф-х}}}{2}\right)\right] \mathrm{d}W +$$

$$+ \iint\limits_{S_j^{(i)}} \rho_j^{(i)} V_{nj}^{(i)}\left(u_j^{(i)} + \frac{V_j^{(i)2}}{2}\right) \mathrm{d}S_j^{(i)} = \iiint\limits_W [\rho^{(i)}(\mathbf{F}\cdot\mathbf{V}^{(i)}) + \varepsilon^{(i)}_{\text{вз}} +$$

$$+\varepsilon_{\text{изл}}^{(i)}]\,dW+\iint\limits_S[(\boldsymbol{\tau}_{kl}^{(i)}-\mathbf{p}^{(i)})\mathbf{V}^{(i)}+(\mathbf{q}^{(i)}\cdot\mathbf{n})]\,dS, \quad (2.2.10)$$

где $u^{(i)}$ — внутренняя энергия единицы массы; $u_{\text{ф-х}}^{(i)}$ — энергия, выделяемая (поглощаемая) единицей массы i-го компонента при его образовании (исчезновении); $\varepsilon_{\text{изл}}^{(i)}$ — разность мощности излучения и поглощения единицы массы i-го компонента; $\mathbf{q}^{(i)}$ — вектор теплового потока через границу системы; $\varepsilon_{\text{вз}}^{(i)}$ — мощность, выделяемая при взаимодействии частиц; $\mathbf{n}$ — единичный вектор нормали к поверхности S.

Первое слагаемое в левой части уравнения (2.2.10) представляет собой скорость изменения полной энергии i-го компонента внутри объема, включая энергию источников (стоков) массы; второе — скорость изменения энергии i-го компонента, обусловленую массообменом через поверхность $S_j^{(i)}$. В правой части (2.2.10) первое слагаемое характеризует мощность массовых сил, действующих на i-й компонент внутри объема W, мощность взаимодействия частиц i-го компонента со всеми другими находящимися внутри этого объема частицами, а также мощность излучения i-го компонента, второе — мощность поверхностных сил и тепловой поток через границу объема W.

Для смеси жидкости, суммируя n уравнений типа (2.2.10), получаем

$$\frac{d}{dt}\iiint\limits_W\left[\rho\left(u+\frac{V^2}{2}\right)+J_{\text{ф-х}}\right]dW+$$

$$+\sum_{i=1}^{n}\iint\limits_{S_j^{(i)}}\rho_j^{(i)}V_{nj}^{(i)}\left(u_j^{(i)}+\frac{V^{(i)2}}{2}\right)dS_j^{(i)}=$$

$$=\iiint\limits_W[\rho(\mathbf{F}\cdot\mathbf{V})+\varepsilon_{\text{вз}}]\,dW+\sum_{i=1}^{n}\iint\limits_S[(\boldsymbol{\tau}_{kl}^{(i)}-\mathbf{p}^{(i)})\cdot\mathbf{V}^{(i)}+(\mathbf{q}^{(i)}\cdot\mathbf{n})]\,dS,$$

так как

$$\sum_{i=1}^{n}\iiint\limits_W\varepsilon_{\text{вз}}^{(i)}\,dW=\iiint\limits_W\left(\sum_{i=1}^{n}\varepsilon_{\text{вз}}^{(i)}\right)dW=0.$$

Здесь $J_{\text{ф-х}}$ — энергия, выделяемая (поглощаемая) в единице объема смеси при физико-химических превращениях; $u = \sum_{i=1}^{n}(\rho^{(i)}u^{(i)}) \Big/ \sum_{i=1}^{n}\rho^{(i)}$; $V^2 = \sum_{i=1}^{n}(\rho^{(i)}V^{(i)2}) \Big/ \sum_{i=1}^{n}\rho^{(i)}$.

При $S_j^{(i)} = S_j$ имеем

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\iiint\limits_W \left[\rho\left(u + \frac{V^2}{2}\right) + J_{\text{ф-х}}\right]\mathrm{d}W + \iint\limits_{S_j} \rho_j V_{nj}\left(u_j + \frac{V_j^2}{2}\right)\mathrm{d}S_j =$$

$$= \iiint\limits_W [\rho(\mathbf{F}\cdot\mathbf{V}) + \varepsilon_{\text{изл}}]\,\mathrm{d}W + \sum_{i=1}^{n}\iint\limits_S [(\boldsymbol{\tau}_{kl}^{(i)} - \mathbf{p}^{(i)})\cdot\mathbf{V}^{(i)} + (\mathbf{q}^{(i)}\cdot\mathbf{n})]\,\mathrm{d}S.$$

Из (2.2.10) можно получить уравнение энергии для бесконечно малого объема i-го компонента жидкости:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left[\rho^{(i)}\left(u^{(i)} + \frac{V^{(i)2}}{2}\right) + \psi^{(i)}\left(u_{\text{ф-х}}^{(i)} + \frac{V_{\text{ф-х}}^{(i)2}}{2}\right)\right] +$$

$$+ \frac{\partial}{\partial k}[\rho^{(i)}\left(u^{(i)} + \frac{V^{(i)2}}{2}\right)V_k^{(i)} =$$

$$= \rho^{(i)}F_kV_k^{(i)} + \varepsilon_{\text{вз}}^{(i)} + \varepsilon_{\text{изл}}^{(i)} + \frac{\partial}{\partial k}[(\tau_{kl}^{(i)} - p^{(i)})V_k^{(i)} + q_k].$$

Обобщенная форма записи уравнений

Представим в обобщенном виде полученные выше уравнения для i-го компонента и для смеси жидкости соответственно:

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\iiint\limits_W [\rho^{(i)}A + \psi^{(i)}B]\,\mathrm{d}W + \iint\limits_{S_j^{(i)}} \rho_j^{(i)}V_{nj}^{(i)}C\,\mathrm{d}S_j^{(i)} =$$

$$= \iiint\limits_W D\,\mathrm{d}W + \iint\limits_S E\,\mathrm{d}S;$$

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\iiint\limits_{W}[A\rho+B]\,\mathrm{d}W+\sum_{i=1}^{n}\iint\limits_{S_j^{(i)}}\rho_j^{(i)}V_{nj}^{(i)}C\,\mathrm{d}S_j^{(i)}=$$

$$=\iiint\limits_{W}D\,\mathrm{d}W+\sum_{i=1}^{n}\iint\limits_{S}E\,\mathrm{d}S;$$

где $A,\ldots,E$ приведены в табл. 2.2.1.

Система уравнений для расчета параметров течений должна быть замкнутой (число уравнений и число известных параметров, характеризующих состояние жидкости, должно быть одинаково). Так как кроме p, ρ, T, $\mathbf{V}$ в число неизвестных могут входить тензор вязких напряжений, тепловые потоки и т. д., то система уравнений должна содержать необходимые для их расчета зависимости. Например, связь тензора напряжений с составляющими вектора скорости, уравнения теплопроводности, излучения, химической кинетики, фазовых превращений и т. п.

Для решения дифференциальных уравнений требуются определенные начальные (в случае нестационарных движений) и граничные условия. При этом системы уравнений получаются довольно сложными, и далеко не всегда удается их решить даже с помощью современной вычислительной техники.

Отдельные элементы отрывных течений, в частности течения в областях отрыва и присоединения, изучены недостаточно. Все это заставляет при решении прикладных инженерных задач вводить в систему уравнений полуэмпирические и эмпирические зависимости, упрощать отдельные входящие в систему уравнения, или даже совсем их не учитывать. Однако во всех случаях следует исходить из замкнутой системы уравнений, составленной на базе всех основных уравнений применительно к конкретному рассматриваемому случаю. При этом упрощения уравнений должны быть тщательно обоснованы.

Тип уравнения	A		B	
	i-й компонент	смесь	i-й компонент	смесь
Уравнение энергии	$u^{(i)} + v^{(i)2}/2$	$u + v^2/2$	$u^{(i)}_{\text{ф-х}} + v^{(i)2}_{\text{ф-х}}/2 = i^{(i)}_{\text{ф-х}}$	$J_{\text{ф-х}}$
Уравнение движения	$\mathbf{V}^{(i)}$	$\mathbf{V}$	$\mathbf{V}^{(i)}_{\text{ф-х}}$	0
Уравнение неразрывности	1	1	1	0

2.2.2. Уравнение состояния

Это уравнение связывает для каждого компонента определенной функциональной зависимостью три термодинамических параметра, характеризующих состояние модели газа. Например:

$$F_1(p^{(i)}, \rho^{(i)}, T^{(i)}) = 0 \quad \text{или} \quad F_2(p^{(i)}, T^{(i)}, S^{(i)}) = 0,$$

где S — энтропия.

В общем виде уравнение состояния для i-го компонента можно записать так:

$$\frac{p^{(i)}}{\rho^{(i)} R^{(i)} T^{(i)}} = 1 + B(T^{(i)})\rho^{(i)} + C(T^{(i)})\rho^{(i)2} + \dots, \qquad (2.2.11)$$

где $R^{(i)}$ — газовая постоянная; $B(T^{(i)}), C(T^{(i)})$ — некоторые функции температуры.

Зависимость (2.2.11) хорошо описывает свойства газа при низком давлении и высоких температурах. Частным случаем зависимости (2.2.11) является уравнение Ван-дер-Ваальса:

$$p^{(i)} + A_1\rho^{(i)} = \frac{\rho^{(i)} R^{(i)} T^{(i)}}{1 - A_2\rho^{(i)}},$$

в котором слагаемое $A_1\rho^{(i)}$ учитывает силы притяжения молекул, а $A_2\rho^{(i)}$ определяет влияние массы i-компонента в объеме, занимаемом молекулами вещества.

C		D		E	
i-й компонент	смесь	i-й компонент	смесь	i-й компонент	смесь
$u_j^{(i)}+$ $+v_j^{(i)2}/2$	$u_j^{(i)}+$ $+v_j^{(i)2}/2$	$\rho^{(i)}(\mathbf{F}\mathbf{V}^{(i)}+$ $+\varepsilon_{\text{изл}}^{(i)}+\varepsilon^{(i)}$	$\rho(\mathbf{F}\mathbf{V})+$ $+\varepsilon_{\text{изл}}$	$(\boldsymbol{\tau}_{kl}^{(i)}-\mathbf{p}^{(i)})\cdot\mathbf{V}^{(i)}+$ $+(\mathbf{q}^{(i)}\cdot\mathbf{n})$	$(\boldsymbol{\tau}_{kl}^{(i)}-\mathbf{p}^{(i)})\cdot\mathbf{V}^{(i)}+$ $+(\mathbf{q}^{(i)}\cdot\mathbf{n})$
$\mathbf{V}_j^{(i)}$	$\mathbf{V}_j^{(i)}$	$\rho^{(i)}\mathbf{F}+\mathbf{F}_\Sigma^{(i)}$	$\rho\mathbf{F}$	$(\boldsymbol{\tau}_{kl}^{(i)}-\mathbf{p}^{(i)})$	$(\boldsymbol{\tau}_{kl}^{(i)}-\mathbf{p}^{(i)})$
1	1	0	0	0	0

При умеренных давлениях и не очень низких температурах можно считать $A_1 = A_2 = 0$ и применять уравнение состояния для совершенного газа:

$$p^{(i)} = \rho^{(i)} R^{(i)} T^{(i)}. \tag{2.2.12}$$

Если газовую постоянную $R^{(i)}$ выразить через постоянную Больцмана k и массу атома (или молекулы) i-го компонента $m^{(i)}$, то вместо (2.2.12) имеем

$$p^{(i)} = \rho^{(i)} T^{(i)} k/m^{(i)}.$$

Модель воздуха можно рассматривать как смесь, состоящую из n компонентов. Уравнение состояния для смеси идеальных газов имеет вид

$$p = \rho R T,$$

где $p = \sum_{i=1}^{n} p^{(i)}$; $R = k/m$ — газовая постоянная смеси; $T = \frac{1}{\nu}\sum_{i=1}^{n} T^{(i)}\nu^{(i)}$ — температура смеси ($\nu^{(i)}$, ν — соответственно число частиц в единице объема i-го компонента и смеси).

2.2.3. Система уравнений для расчета течений в отрывных зонах

Основные уравнения течения жидкости в отрывных зонах будем рассматривать в общем случае для объема жидкости,

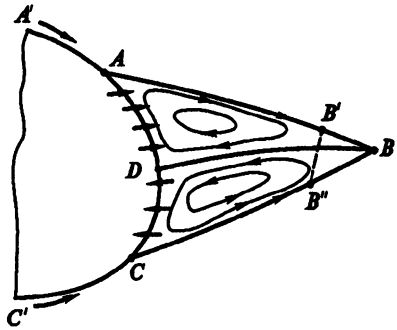


Рис. 2.2.2. Схема отрывного течения

ограниченного твердой стенкой AC обтекаемого тела и разделяющими траекториями AB и CB (рис. 2.2.2).

Подвижную деформирующуюся поверхность $A'ADCC'$ тела обтекают два различных потока жидкости, которые, встречаясь в точке B, образуют застойную зону ABC с двумя циркуляционными течениями ABD и BDC. Ввиду смешения жидкостей на граничных траекториях (линиях тока) AB, CB и на разделяющей траектории BD внутри застойных зон циркулирует смесь жидкостей, текущих вдоль линий AB и CB. Кроме того, через поверхность тела AC возможен массоэнергообмен с жидкостью внутри застойной зоны.

Из приведенных элементов течения можно составить самые разнообразные виды обтекания поверхностей ЛА. Частными случаями рассматриваемой схемы течения будут: течение в донной области с работающей двигательной установкой или без нее (потоки вдоль AA' и CC' одинаковы); отрывное течение с присоединением (поток отрывается в точке A и присоединяется в точке D); истечение из полузамкнутого объема (когда AB' и CB'' — твердые стенки, а $B'B''$ — поверхность жидкости, истекающей из зоны $AB'B''CD$). В случае отсутствия течения вдоль $C'CB$ рассматриваемая схема может описывать струйное течение в покоящуюся среду (или вакуум). Применима она и для изучения течения газопороховой смеси внутри канала ракетного двигателя, динамореактивного орудия и т. д.

Если параметры, характеризующие течение жидкостей в застойной зоне, не могут быть осреднены по координатам пространства и времени, то в основную систему войдут уравнения (2.2.1), (2.2.5), (2.2.10), (2.2.11). Однако в ряде практически важных задач оказывается возможным допускать осреднение параметров течения жидкости внутри застойной зоны и по поверхности массообмена. Тогда уравнения сохранения (2.2.1), (2.2.5), (2.2.10) можно упростить. При этом будем полагать, что внутри застойной зоны циркулирует однокомпонентная газообразная смесь жидкостей, масса которой может изменяться как в результате физико-химических превращений, так и вследствие массообмена вдоль твердых и жидких границ объема. После упрощений получаем следующие уравнения неразрывности движения и энергии:

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left[(\rho+\psi)W\right]+\rho_j V_{nj} S_j = 0, \tag{2.2.13}$$

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left[\left(\rho\mathbf{V}+\psi\mathbf{V}_{\text{ф-х}}\right)W\right]+\rho_j V_{nj}\mathbf{V}_j S_j = \\ = \rho W\mathbf{F}+(\boldsymbol{\tau}_{kl}-\mathbf{p})S; \tag{2.2.14}$$

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left\{\left[\rho\left(u+\frac{V^2}{2}\right)+\psi i_{\text{ф-х}}\right]W\right\}+\rho_j V_{nj}\left(u_j+\frac{V_j^2}{2}\right)S_j = \\ = (\rho\mathbf{F}\cdot\mathbf{V}+\varepsilon_{\text{из}})W+\left[(\tau_{kl}-p)V_n+(\mathbf{q}\cdot\mathbf{n})\right]S, \tag{2.2.15}$$

где $i_{\text{ф-х}} = u_{\text{ф-х}} + (V_{\text{ф-х}}^2)/2$.

В настоящее время наметилась тенденция комбинированного подхода к изучению течения в застойных зонах. При этом в качестве первого приближения предполагается решить уравнения типа (2.2.13)—(2.2.15) с осредненными по объему застойной зоной параметрами, а затем уточнить это решение, определив переменные параметры из уравнений для бесконечно малого объема в застойной зоне:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial k}(\rho V_k)+\frac{\partial\psi}{\partial t}=0;$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho V_l+\psi V_{\text{ф-х},l})+\frac{\partial}{\partial k}(\rho V_k V_l)=\rho F_l+\frac{\partial}{\partial k}(\tau_{kl}-p);$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left[\rho\left(u+\frac{V^2}{2}\right)+\psi i_{\text{ф-х}}\right]+\frac{\partial}{\partial t}\left[\rho\left(u+\frac{V^2}{2}\right)V_k\right]=$$

$$= \rho F_k V_k + \varepsilon_{\text{из}} + \frac{\partial}{\partial k}\left[(\tau_{kl} - p) V_k + q_k\right].$$

Так как эти уравнения очень сложны, решения возможны лишь для простейших моделей жидкости и конфигураций застойных зон.

2.2.4. Уравнения движения с развитой турбулентностью

При турбулентном движении можно выделить пульсационные составляющие скоростей:

$$V_x = \overline{V}_x + V_x'; \quad V_y = \overline{V}_y + V_y'; \quad V_z = \overline{V}_z + V_z',$$

где $\overline{V}_x$, $\overline{V}_y$, $\overline{V}_z$, — осредненные по времени составляющие скорости; V_x', V_y', V_z' — соответствующие пульсационные составляющие скорости.

Если время осреднения достаточно велико по сравнению с периодом пульсаций, то вместо уравнений движения (2.2.8) для турбулентных течений несжимаемой жидкости без учета массовых сил будем иметь систему уравнений осредненного движения (уравнения Рейнольдса):

$$\rho\left(\frac{\partial \overline{V}_x}{\partial t} + \overline{V}_x\frac{\partial \overline{V}_x}{\partial x} + \overline{V}_y\frac{\partial \overline{V}_x}{\partial y} + \overline{V}_z\frac{\partial \overline{V}_x}{\partial z}\right) =$$

$$= -\frac{\partial \overline{p}}{\partial x} + \mu\Delta\overline{V}_x + \frac{\partial}{\partial x}\left(-\rho\overline{V_x'^2}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(-\rho\overline{V_x'V_y'}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(-\rho\overline{V_x'V_z'}\right);$$

$$\rho\left(\frac{\partial \overline{V}_y}{\partial t} + \overline{V}_x\frac{\partial \overline{V}_y}{\partial x} + \overline{V}_y\frac{\partial \overline{V}_y}{\partial y} + \overline{V}_z\frac{\partial \overline{V}_y}{\partial z}\right) =$$

$$= -\frac{\partial \overline{p}}{\partial y} + \mu\Delta\overline{V}_y + \frac{\partial}{\partial x}\left(-\rho\overline{V_x'V_y'}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(-\rho\overline{V_y'^2}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(-\rho\overline{V_y'V_z'}\right);$$

$$\rho\left(\frac{\partial \overline{V}_z}{\partial t} + \overline{V}_x\frac{\partial \overline{V}_z}{\partial x} + \overline{V}_y\frac{\partial \overline{V}_z}{\partial y} + \overline{V}_z\frac{\partial \overline{V}_z}{\partial z}\right) =$$

$$= -\frac{\partial \overline{p}}{\partial z} + \mu\Delta\overline{V}_z + \frac{\partial}{\partial x}\left(-\rho\overline{V_x'V_z'}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(-\rho\overline{V_y'V_z'}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(-\rho\overline{V_z'^2}\right),$$

где $\overline{p}$ — осредненное гидростатическое давление.

Это равносильно введению дополнительного тензора «кажущегося» напряжения турбулентного трения (тензора турбулентных напряжений)

$$\begin{vmatrix} p'_{xx} & \tau'_{xy} & \tau'_{xz} \\ \tau'_{yx} & p'_{yy} & \tau'_{yz} \\ \tau'_{zx} & \tau'_{zy} & p'_{zz} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \rho\overline{V'_x}^2 & \rho\overline{V'_xV'_y} & \rho\overline{V'_xV'_z} \\ \rho\overline{V'_xV'_y} & \rho\overline{V'_y}^2 & \rho\overline{V'_yV'_z} \\ \rho\overline{V'_xV'_z} & \rho\overline{V'_yV'_z} & \rho\overline{V'_z}^2 \end{vmatrix},$$

которое складывается с обычным вязким напряжением. Поэтому

$$p_{xx} = -\overline{p} + 2\mu\frac{\partial\overline{V}_x}{\partial x} - \frac{2}{3}\mu\mathrm{div}\mathbf{V} - \rho\overline{V'_x}^2;$$

$$\tau_{xy} = \mu\left(\frac{\partial\overline{V}_x}{\partial y} + \frac{\partial\overline{V}_y}{\partial x}\right) - \rho\overline{V'_xV'_y},$$

и т. д.

В соответствии с этим суммарное напряжение трения

$$\tau = \tau_{\text{л}} + \tau_{\text{т}},$$

где индексы «л» и «т» относятся соответственно к ламинарному и турбулентному напряжениям.

Ввиду преобладания турбулентного трения в расчетах принимают

$$\tau = \tau_{\text{т}}.$$

Задачи, связанные с движением вязкой жидкости, решают при известном законе изменения напряжений трения турбулентного течения. Однако сложный характер таких течений не позволяет достаточно полно изучить механизм турбулентности. Поэтому в основу способов расчета положены различные гипотезы, использующие эмпирические данные. Применение этих гипотез позволяет получить необходимые зависимости для аналитического выражения напряжений трения через определяющие процессы движения параметры и тем самым сделать замкнутой систему дифференциальных уравнений осредненного движения.

2.3. Основные соотношения для вычисления параметров скачков уплотнения и волн разрежения

2.3.1. Косой скачок уплотнения

Рассмотрим основные зависимости, позволяющие рассчитать равновесные параметры диссоциирующего и ионизирующего газов за криволинейной ударной волной. В качестве параметров, подлежащих определению, примем давление p_2, плотность ρ_2, температуру T_2, скорость V_2, энтальпию i_2, энтропию S_2, скорость звука a_2, среднюю молярную массу $\mu_{\text{ср}2}$ и угол наклона скачка уплотнения θ_c (или угол отклонения потока β). В соответствии с числом определяемых параметров необходимо составить систему из девяти уравнений, причем известными в них являются параметры течения до скачка уплотнения.

Рассмотрим схему криволинейной ударной волны (рис. 2.3.1), которую можно представить как бесконечную последовательность косых скачков уплотнения. Для одного из таких скачков, поверхность которого совпадает с касательной к поверхности криволинейной волны, построим треугольники скоростей до скачка (индекс «1») и после скачка (индекс «2»), с помощью которых нетрудно определить вспомогательные соотношения для вычисления нормальных (индекс «n») и касательных (индекс «τ») составляющих скорости:

$$V_{\tau 1} = V_1 \cos\theta_c; \quad V_{\tau 2} = V_2 \cos(\theta_c - \beta);$$
$$V_{n1} = V_1 \sin\theta_c; \quad V_{n2} = V_2 \sin(\theta_c - \beta).$$

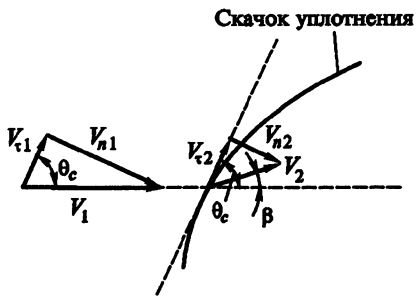


Рис. 2.3.1. Схема криволинейной ударной волны

Из этих соотношений можно записать

$$\frac{V_{n1}}{V_{n2}} = \frac{\operatorname{tg}\theta_c}{\operatorname{tg}(\theta_c - \beta)}, \tag{2.3.1}$$

так как касательные составляющие скорости до и после скачка равны между собой: $V_{\tau 1} = V_{\tau 2}$. Это первое уравнение системы, оно позволяет найти угол наклона скачка. Кроме того, в систему входят уравнения неразрывности, движения и энергии:

$$\rho_1 V_{n1} = \rho_2 V_{n2};$$
$$p_1 + \rho_1 V_{n1}^2 = p_2 + \rho_2 V_{n2}^2;$$
$$i_1 + \frac{V_{n1}^2}{2} = i_2 + \frac{V_{n2}^2}{2},$$

а также четыре уравнения, позволяющие определить энтальпию, среднюю молярную массу и скорость звука, которые представим в виде общих зависимостей этих параметров от давления и температуры:

$$i_2 = f_1(p_2, T_2); \tag{2.3.2}$$
$$S_2 = f_2(p_2, T_2); \tag{2.3.3}$$
$$(\mu_{\text{ср}})_2 = f_3(p_2, T_2); \tag{2.3.4}$$
$$a_2 = f_4(p_2, T_2) \tag{2.3.5}$$

(эти параметры находят с помощью таблиц или графиков термодинамических функций воздуха по известным давлению и температуре).

Наконец, девятое уравнение получим из уравнений состояния, отнесенных к условиям до и после скачка:

$$p_2 - p_1 = R_0 \left(\frac{\rho_2 T_2}{\mu_{\text{ср}2}} - \frac{\rho_1 T_1}{\mu_{\text{ср}1}} \right), \tag{2.3.6}$$

где R_0 — универсальная газовая постоянная.

Представим основные параметры за ударной волной через относительное изменение нормальных составляющих скоростей, т. е. через величину

$$\Delta\overline{V}_n = \Delta V_n / V_{n1} = (V_{n1} - V_{n2})/V_{n1}.$$

Находим

$$\rho_1/\rho_2 = 1 - \Delta\overline{V}_n; \tag{2.3.7}$$

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{\rho_1 V_{n1}^2}{p_1}\Delta\overline{V}_n, \tag{2.3.8}$$

где $\rho_1 V_{n1}^2/p_1 = k_1 \mathrm{M}_{n1}^2$ для недиссоциирующего набегающего потока.

Для температур и энтальпий соответственно имеем

$$\frac{T_2}{T_1} = (1 + k_1 \mathrm{M}_{n1}^2 \Delta\overline{V}_n)(1 - \Delta\overline{V}_n)\frac{(\mu_{cp})_2}{(\mu_{\mathrm{cp}})_1}; \tag{2.3.9}$$

$$\frac{i_2}{i_1} = 1 + \frac{V_{n1}^2}{2}\frac{\Delta\overline{V}_n}{i_1}(2 - \Delta\overline{V}_n). \tag{2.3.10}$$

Другие параметры также могут быть выражены через $\Delta\overline{V}_n$ (или ρ_2/ρ_1) и известные параметры набегающего потока. Вместо V_{n1} и M_{n1} в формулы можно ввести соответственно $V_{n1} = V_1 \sin\theta_c$ и $\mathrm{M}_{n1} = \mathrm{M}_1 \sin\theta_c$. Таким образом, решение задачи о косом скачке при известном угле наклона сводится к отысканию отношения плотностей ρ_2/ρ_1 или, что то же самое, к определению $\Delta\overline{V}_n$ с помощью уравнений (2.3.9) и (2.3.10).

Система ранее представленных уравнений для **потока газа с постоянными теплоемкостями** значительно упрощается, так как средняя молярная масса воздуха не меняется, а кроме того, остаются постоянными удельные теплоемкости. Такие параметры, как скорость звука и энтальпия, зависят только от температуры. Энтропию определяют согласно уравнениям термодинамики идеального газа. На основании сказанного уравнения (2.3.2)—(2.3.5) запишутся так:

$$i_2 = c_p T_2; \quad S_2 = c_V \ln\frac{p_2}{\rho_2^k};$$

$$(\mu_{\mathrm{cp}})_2 = (\mu_{\mathrm{cp}})_1 = \mu_{\mathrm{cp}} = \mathrm{const}; \quad a_2^2 = kRT_2.$$

Упростится также выражение (2.3.6):

$$p_2 - p_1 = R(\rho_2 T_2 - \rho_1 T_1).$$

Уравнения (2.3.9), (2.3.10) не изменятся. Решая (2.3.9), (2.3.10), получаем выражение для относительного изменения

нормальной составляющей скорости:

$$\Delta\overline{V}_n = \frac{2}{k+1}\left[1 - (\mathrm{M}_1 \sin\theta_c)^{-2}\right). \qquad (2.3.11)$$

Подставив (2.3.11) в (2.3.7) и (2.3.8), получим следующие зависимости:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{0{,}5(k+1)\mathrm{M}_1^2 \sin^2\theta_c}{1 + 0{,}5(k-1)\mathrm{M}_1^2 \sin^2\theta_c}; \qquad (2.3.12)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2k}{k+1}\mathrm{M}_1^2 \sin^2\theta_c - \frac{k-1}{k+1}, \qquad (2.3.13)$$

при помощи которых можно найти формулы для расчета других параметров. В частности, если воспользоваться уравнением состояния, для отношения температур имеем

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{p_2}{p_1}\frac{\rho_1}{\rho_2}. \qquad (2.3.14)$$

Из соотношений (2.3.12)—(2.3.14) следует, что параметры за скачком уплотнения определяются не только числом M_1, но и углом θ_c. Согласно (2.3.1) и (2.3.11),

$$\operatorname{tg}\theta_c = \frac{\rho_2}{\rho_1}\operatorname{ctg}\beta\left[\frac{1}{2}\left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2}\right) \pm \sqrt{\frac{1}{4}\left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^2 - \frac{\rho_1}{\rho_2}\operatorname{tg}^2\beta}\right].$$

Угол β отклонения потока можно вычислить по формуле

$$\operatorname{tg}\beta = \operatorname{ctg}\theta_c\left(\mathrm{M}_1^2 \sin\theta_c - 1\right)\left[1 + \left(\frac{k+1}{2} - \sin^2\theta_c\right)\mathrm{M}_1^2\right]^{-1}.$$

Число M_2 за ударной волной определяется из выражения

$$\mathrm{M}_2^2 = \frac{2 + (k-1)\mathrm{M}_1^2}{2k\mathrm{M}_1^2 \sin^2\theta_c - (k-1)} + \frac{2\mathrm{M}_1^2 \cos^2\theta_c}{2 + (k-1)\mathrm{M}_1^2 \sin^2\theta_c}.$$

Для вычисления скорости V_2 можно воспользоваться формулой

$$\frac{V_2^2}{V_1^2} = \cos^2\theta_c + \left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^2 \sin^2\theta_c,$$

в которой отношение плотностей определяется выражением (2.3.12).

Неизоэнтропический характер перехода через скачок проявляется в возрастании энтропии:

$$S_2 - S_1 = c_V \left(\ln \frac{p_2}{p_1} - k \ln \frac{\rho_2}{\rho_1} \right). \qquad (2.3.15)$$

Между изменением энтропии и уменьшением давления торможения p_0 за скачком уплотнения имеется однозначная зависимость

$$\frac{p_{02}}{p_{01}} = \exp \left[-\frac{S_2 - S_1}{(k-1)c_V} \right].$$

Заменив разность энтропий согласно (2.3.15), получаем

$$\frac{p_{02}}{p_{01}} = \left(\frac{k-1}{k+1} \right) \left(\frac{(k+1)^2}{2(k-1)} \right)^{\frac{k}{k-1}} \times$$

$$\times \frac{(\mathrm{M}_1 \sin \theta_c)^{\frac{2k}{k-1}}}{\left(\frac{2k}{k-1} \mathrm{M}_1^2 \sin^2 \theta_c - 1 \right)^{\frac{1}{k-1}} \left(1 + \frac{k-1}{2} \mathrm{M}_1^2 \sin^2 \theta_c \right)^{\frac{k}{k-1}}}.$$

За скачком уплотнения отношение давлений p_{02}/p_{01} всегда меньше единицы. Причем, чем больше угол θ_c при том же числе M_1, тем больше потери давления торможения.

2.3.2. Течение Прандтля — Майера

В сверхзвуковой аэродинамике важное место занимает метод характеристик, который позволяет численно определять параметры потока при сверхзвуковом течении газа. Из уравнения характеристик в плоскости годографа скорости для плоского течения ($\mathrm{d}S/\mathrm{d}n = 0$) установлена зависимость между числом M и углом β:

$$\beta = \pm\omega + \beta^*,$$

где $\omega = \sqrt{\frac{k+1}{k-1}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{k-1}{k+1}(\mathrm{M}^2 - 1)} - \operatorname{arctg} \sqrt{(\mathrm{M}^2 - 1)}$; β^* — начальный угол отклонения потока.

Угол ω здесь представляет собой угол β отклонения потока при его изоэнтропическом расширении от направления, соответствующего числу $\mathrm{M} = 1$, до направления, характеризуемого некоторым произвольным числом $\mathrm{M} > 1$. Угол отклонения

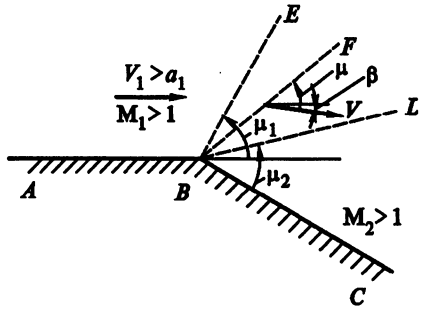


Рис. 2.3.2. Обтекание выпуклого угла сверхзвуковым потоком

потока в произвольной точке можно определить следующим образом.

Предположим, что известно начальное число $M_1 > 1$. В результате расширения потока число M увеличивается до $M_2 > M_1$. Числам M_1 и M_2 соответствуют углы ω_1 и ω_2 отклонения от направления потока, характеризуемого числом $M = 1$. Следовательно, угол отклонения от первоначального направления

$$\Delta\beta = \beta_2 - \beta_1 = \omega(M_2) - \omega(M_1) = \omega_2 - \omega_1.$$

Расчет параметров потока можно вести в ином порядке: по известным значениям числа M_1 и угла $\Delta\beta$ отклонения потока от первоначального направления определять соответствующее этому направлению число M_2. Такое течение имеет место, например, при обтекании выпуклого угла сверхзвуковым потоком (рис. 2.3.2). Возмущенное течение около такого угла $ABC > 180^\circ$ называется *течением Прандтля — Майера.*

При обтекании угла ABC поток претерпевает расширение, которое начинается вдоль линии Маха BE ($\mu_1 = \arcsin(1/M_1)$) и заканчивается на линии Маха BD $\left(\mu_2 = \arcsin(1/M_2)\right)$. Эти линии Маха, как и промежуточные линии Маха вида BF, являются прямыми и вдоль них скорости не меняются. Изменение скорости будет происходить при переходе от одной линии Маха к другой. Чтобы найти число Маха

на промежуточной характеристике BF, которой соответствует заданный угол β отклонения потока, найдем полный угол $\omega = \omega_1 + \beta$. Зная ω, можно вычислить соответствующее местное число М, а следовательно, и параметры потока.

Свойства течения Прандтля — Майера используют для решения задачи о непрерывном сверхзвуковом расширении потока при обтекании выпуклой криволинейной поверхности, отрывном течении в донной области и т. д.

2.4. Сведения из теории пограничного слоя

2.4.1. Интегральные соотношения для расчета параметров пограничного слоя

Для расчета параметров пограничного слоя, струй, отрывных течений используют интегральные соотношения. Рассмотрим вывод этих соотношений [2] для плоских и осесимметричных адиабатических стационарных слоев в прямоугольной системе координат.

Уравнения неразрывности и движения в дифференциальной форме имеют вид

$$\frac{\partial(\rho V_x y^j)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho V_y y^j)}{\partial y} = 0; \tag{2.4.1}$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho V_x^2 y^j) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho V_x V_y y^j) = -\frac{\partial}{\partial x}(p y^j) + \frac{\partial}{\partial y}(\tau y^j), \tag{2.4.2}$$

где $j = 0$ и 1 соответственно для плоского и осесимметричного случаев течений.

Воспользуемся произвольными весовыми функциями $f(x, y)$, $g(x, y)$ и запишем уравнения (2.4.1), (2.4.2) в виде

$$\frac{\partial(\rho V_x g y^j)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho V_y g y^j)}{\partial y} - \rho V_x \frac{\partial g}{\partial x} y^j - \rho V_y \frac{\partial g}{\partial x} y^j = 0;$$

$$\frac{\partial(\rho V_x^2 f y^j)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho V_x V_y f y^j)}{\partial y} -$$

$$- \rho V_x^2 \frac{\partial f}{\partial x} y^j - \rho V_x V_y \frac{\partial f}{\partial x} y^j = -\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x} f y^j + \frac{\partial\left(\tau y^j\right)}{\partial y} f.$$

Интегрируя эти уравнения и используя правило дифференцирования интеграла по параметру δ, получаем

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\int_0^\delta \rho V_x g y^j\,\mathrm{d}y - (\rho V_x \dot{g} y^j)_\delta \frac{\mathrm{d}\delta}{\mathrm{d}x} + (\rho V_y g y^j)_0^\delta -$$

$$- \int_0^\delta \rho V_x \frac{\partial g}{\partial x} y^j\,\mathrm{d}y - \int_0^\delta \rho V_y \frac{\partial g}{\partial x} y^j\,\mathrm{d}y = 0; \qquad (2.4.3)$$

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\int_0^\delta \rho V_x^2 f y^j\,\mathrm{d}y - (\rho V_x^2 f y^j)_\delta \frac{\mathrm{d}\delta}{\mathrm{d}x} + (\rho V_x V_y f y^j)_0^\delta -$$

$$- \int_0^\delta \rho V_x{}^2 \frac{\partial f}{\partial x} y^j\,\mathrm{d}y - \int_0^\delta \rho V_x V_y \frac{\partial f}{\partial y} y^j\,\mathrm{d}y =$$

$$= -\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x}\int_0^\delta f y^j\,\mathrm{d}y + \int_0^\delta f \frac{\partial(\tau y^j)}{\partial y}\,\mathrm{d}y. \qquad (2.4.4)$$

Из системы уравнений (2.4.3), (2.4.4) исключим $\mathrm{d}\delta/\mathrm{d}x$. Для этого в (2.4.3) примем $g = V_\delta f_\delta$ и затем вычтем полученное уравнение из (2.4.4). После преобразований имеем

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\int_0^\delta \rho V_x (V_x f - V_\delta f_\delta) y^j\,\mathrm{d}y - \int_0^\delta \rho V_x \left(V_x \frac{\partial f}{\partial x} - V_\delta \frac{\partial f_\delta}{\partial x}\right) y^j\,\mathrm{d}y +$$

$$+ f_\delta \frac{\mathrm{d}V_\delta}{\mathrm{d}x}\int_0^\delta \rho V_x y^j\,\mathrm{d}y - \int_0^\delta \rho V_x V_y \frac{\partial f}{\partial y} y^j\,\mathrm{d}y =$$

$$= -\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x}\int_0^\delta f y^j\,\mathrm{d}y + \int_0^\delta f \frac{\partial(\tau y^j)}{\partial y}\,\mathrm{d}y. \qquad (2.4.5)$$

В том же уравнении (2.4.3) положим $g = g_\delta$ и вычтем его из уравнения с произвольной функцией $g = g(x, y)$:

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\int\limits_0^\delta \rho V_x(g-g_\delta)y^j\,\mathrm{d}y - \int\limits_0^\delta \rho V_x\left(\frac{\partial g}{\partial x}-\frac{\partial g_\delta}{\partial x}\right)y^j\,\mathrm{d}y - \\ - \int\limits_0^\delta \rho V_y \frac{\partial g}{\partial y} y^j\,\mathrm{d}y = 0. \quad (2.4.6)$$

Если принять $f = V_x^{\tilde{k}}$, $g = V_x^{\tilde{k}+1}$, то уравнения (2.4.5) и (2.4.6) принимают вид интегрального соотношения Голубева:

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\int\limits_0^\delta \rho V_x(V_x^{\tilde{k}+1}-V_\delta^{\tilde{k}+1})y^j\,\mathrm{d}y = -(\tilde{k}+1)\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x}\int\limits_0^\delta V_x^{\tilde{k}}y^j\,\mathrm{d}y + \\ +(\tilde{k}+1)\left(\int\limits_0^\delta V_x^{\tilde{k}}\frac{\partial}{\partial y}(\tau y^j)\,\mathrm{d}y - V_\delta^{\tilde{k}}\frac{\mathrm{d}V_\delta}{\mathrm{d}x}\int\limits_0^\delta \rho V_x y^j\,\mathrm{d}y\right), \quad (2.4.7)$$

где $\tilde{k}$ — параметр, принимающий значения 0 и 1. Если $\tilde{k} = 1$, то имеем уравнение энергии Лейбензона.

Для несжимаемого газа уравнение (2.4.7) принимает вид

$$\frac{\mathrm{d}\delta^{**}}{\mathrm{d}x} + (2+\mathrm{H})\frac{\delta^{**}}{V_\delta}\frac{\mathrm{d}V_\delta}{\mathrm{d}x} = \frac{\tau_{\mathrm{ст}}}{\rho_\delta V_\delta^2}, \quad (2.4.8)$$

где $\tau_{\mathrm{ст}}$ — напряжение трения на обтекаемой поверхности.

2.4.2. Расчет пограничного слоя на криволинейной поверхности

Рассмотрим предложенный Л.Г. Лойцянским метод расчета параметров пограничного слоя на криволинейной поверхности, базирующийся на использовании интегрального соотношения (2.4.8). Пусть вязкий газ обтекает некоторую криволинейную поверхность, а его течение является установившимся плоским и несжимаемым.

Предположим, что профили скоростей в пограничном слое могут быть представлены семейством однопараметрических кривых, т. е.

$$V_x/V_\delta = \varphi(y/\delta^{**}, \psi), \tag{2.4.9}$$

где V_x — скорость в пограничном слое; $V_\delta(x)$ — скорость на внешней границе пограничного слоя; $\psi(x)$ — параметр, характеризующий влияние формы тела на распределение скоростей в пограничном слое.

При выполнении условия (2.4.9) отношение δ^*/δ^{**} будет являться функцией только параметра ψ. В самом деле, так как

$$\delta^* = \int_0^\delta [1 - (V_x/V_\delta)]\,\mathrm{d}y = \int_0^\infty [1 - (V_x/V_\delta)]\,\mathrm{d}y,$$

или

$$\delta^* = \int_0^\infty [1 - (V_x/V_\delta)]\,\mathrm{d}y = \delta^{**} \int_0^\infty [1 - \varphi(y/\delta^{**}, \psi)]\,\mathrm{d}(y/\delta^{**}),$$

то

$$\delta^*/\delta^{**} = \int_0^\infty [1 - \varphi(y/\delta^{**}, \psi)]\,\mathrm{d}(y/\delta^{**}) = \mathbf{H}(\psi). \tag{2.4.10}$$

Напряжение трения $\tau_{\text{ст}}$ на поверхности при $y = 0$ также будет функцией параметра ψ. Действительно, для ламинарного пограничного слоя

$$\tau_{\text{ст}} = \mu \frac{\partial V_x}{\partial y}\bigg|_{y=0} = \mu \frac{V_\delta}{\delta^{**}} \xi(\psi), \tag{2.4.11}$$

где $\xi(\psi) = \dfrac{\partial V_x/V_\delta}{\partial(y/\delta^{**})}\bigg|_{y=0}$.

Подставив выражения (2.4.10) и (2.4.11), содержащие функции $\mathbf{H}(\psi)$ и $\xi(\psi)$, в интегральное соотношение для пограничного слоя (2.4.8), получим

$$\frac{\mathrm{d}\delta^{**}}{\mathrm{d}x} + \frac{V_\delta'}{V_\delta}\delta^{**}[2 + \mathbf{H}] = \frac{\nu}{V_\delta \delta^{**}}\xi,$$

где $V_\delta' = \partial V_\delta / \partial x$; $\nu = \mu/\rho$.

Умножим обе части уравнения на $2V_\delta\delta^{**}/\nu$ и примем, что введенный ранее параметр ψ определяется соотношением

$$\psi = V_\delta'(\delta^{**})^2/\nu. \tag{2.4.12}$$

Тогда окончательно имеем

$$\frac{\mathrm{d}\psi}{\mathrm{d}x} = \frac{V_\delta'}{V_\delta}\Phi(\psi) + \frac{V_\delta''}{V_\delta'}\psi, \tag{2.4.13}$$

где $\Phi(\psi) = 2\{\xi - \psi[2 + \mathbf{H}]\}$; $V_\delta'' = \dfrac{\partial V_\delta'}{\partial x}$.

В общем виде уравнение (2.4.13) не интегрируется. Оно решается численно для каждого конкретного случая распределения скоростей в потенциальном потоке.

Таким образом, расчет параметров пограничного слоя сводится к нахождению функций $\Phi(\psi)$, $\xi(\psi)$, $\mathbf{H}(\psi)$. Зная эти функции, можно достаточно просто определить ψ из уравнения (2.4.13), а следовательно, δ^{**} и искомое напряжение трения $\tau_{\text{ст}}$ — по формулам (2.4.12) и (2.4.11) соответственно.

Функции $\Phi(\psi)$, $\xi(\psi)$, $\mathbf{H}(\psi)$ можно вычислить, если известен профиль скорости в пограничном слое. Экспериментальные исследования показали, что распределение скорости в пограничном слое может быть аппроксимировано в виде многочлена:

$$V_x/V_\delta = (1 + a_1\eta^n + a_2\eta^{n+1} + a_3\eta^{n+2}), \tag{2.4.14}$$

где a_1, a_2, a_3 — коэффициенты; $\eta = 1 - y/\delta$.

Для вычисления коэффициентов a_1, a_2, a_3 воспользуемся граничными условиями на поверхности тела и дифференциальным уравнением движения жидкости в пограничном слое. При $y = 0$ имеем

$$V_x = V_y = 0. \tag{2.4.15}$$

Из уравнения движения для пограничного слоя

$$V_x\frac{\partial V_x}{\partial x}+V_y\frac{\partial V_x}{\partial y}=-\frac{1}{\rho}\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x}+\nu\frac{\partial^2 V_x}{\partial y^2} \tag{2.4.16}$$

следует, что

$$\frac{\partial^2 V_x}{\partial y^2}=\frac{1}{\rho\nu}\frac{dp}{dx} \quad \text{или} \quad \frac{\partial^2 V_x}{\partial y^2}=-\frac{V_\delta}{\nu}\frac{\mathrm{d}V_\delta}{\mathrm{d}x}=-\frac{V_\delta V_\delta'}{\nu}, \tag{2.4.17}$$

так как, согласно уравнению Бернулли, $V_\delta\dfrac{\mathrm{d}V_\delta}{\mathrm{d}x}=-\dfrac{1}{\rho}\,\mathrm{d}p/\,\mathrm{d}x$.

Дифференцируя (2.4.16) по y, находим третье условие:

$$\left.\frac{\partial^3 V_x}{\partial y^3}\right|_{y=0}=0. \tag{2.4.18}$$

Таким образом, получаем систему уравнений (2.4.15), (2.4.17), (2.4.18) для определения коэффициентов a_1, a_2, a_3 многочлена (2.4.14). Обозначив

$$V_\delta'\delta^2/\nu=\lambda$$

и решив систему уравнений (2.4.15), (2.4.17) и (2.4.18) , найдем

$$\begin{aligned} a_1&=\frac{1}{2}\lambda-\frac{1}{6}(n+1)(n+2);\\ a_2&=-\frac{n}{n+1}\lambda+\frac{1}{3}(n-1)(n+2);\\ a_3&=\frac{n-1}{2(n+1)}\lambda-\frac{1}{6}(n-1)n. \end{aligned} \tag{2.4.19}$$

Зная a_1, a_2, a_3, можно выразить V_x через λ и n, а следовательно, вычислить отношение

$$\begin{aligned} \frac{\delta^*}{\delta}&=\frac{1}{\delta}\int_0^\delta\left(1-\frac{V_x}{V_\delta}\right)\mathrm{d}y=\\ &=-\frac{a_1}{n+1}-\frac{a_2}{n+2}-\frac{a_3}{n+3}=\mathbf{H}^*(\lambda,n); \end{aligned} \tag{2.4.20}$$

$$\frac{\delta^{**}}{\delta}=\frac{1}{\delta}\int_0^\delta\frac{V_x}{V_\delta}\left(1-\frac{V_x}{V_\delta}\right)\mathrm{d}y=\mathbf{H}^*-\frac{a_1^2}{2n+1}-\frac{a_2^2}{2n+3}-$$

$$-\frac{a_3^2}{2n+5}-\frac{a_1a_2}{n+1}-\frac{2a_1a_3}{2n+3}-\frac{a_2a_3}{n+2}=\mathbf{H}^{**}(\lambda,n). \qquad (2.4.21)$$

Величины ξ и ψ могут быть также определены через λ:

$$\psi=\frac{V_\delta'\delta^{**2}}{\nu}=\frac{V_\delta'\delta^2}{\nu}\left(\frac{\delta^{**}}{\delta}\right)^2=\lambda\mathbf{H}^{**2}, \qquad (2.4.22)$$

$$\xi=\left.\frac{\partial(V_x/V_\delta)}{\partial(y/\delta^{**})}\right|_{y=0}=\frac{\delta^{**}}{\delta}\left.\frac{\partial(V_x/V_\delta)}{\partial(y/\delta)}\right|_{y=0}=\mathbf{H}^{**}B(\lambda,n), \qquad (2.4.23)$$

где

$$B(\lambda,n)=\frac{1}{n+1}\lambda+\frac{1}{3}(n+2). \qquad (2.4.24)$$

Напряжение трения

$$\tau_{\text{ст}}=\mu\left.\frac{\partial V_x}{\partial y}\right|_{y=0}=\sqrt{\mu\rho V_\delta' V_\delta^2}\cdot\frac{B}{\sqrt{\lambda}}. \qquad (2.4.25)$$

Величины, определяемые соотношениями (2.4.20)—(2.4.25), являются функциями двух параметров: λ и n. Ввиду того, что профиль скорости, вычисленный по формуле (2.4.14), является однопараметрическим, была установлена приближенная зависимость показателя степени n от параметра λ:

$$n=0,15\lambda+4.$$

Важно отметить, что при однопараметрической зависимости вид функций $\Phi(\psi)$, $\xi(\psi)$, $\mathbf{H}(\psi)$ не зависит от характера изменения V_δ, т. е. от формы профиля крыла и его угла атаки. Поэтому функции $\Phi(\psi)$, $\xi(\psi)$, $\mathbf{H}(\psi)$ являются универсальными. Их значения представлены в табл. 2.4.1.

На основании данных, приведенных в табл. 2.4.1, можно установить, что $\Phi(\psi)$ и ψ связаны между собой зависимостью, близкой к линейной:

$$\Phi=0,44-5,75\psi.$$

Подставив последнее выражение в (2.4.13), находим

$$\frac{\mathrm{d}\psi}{\mathrm{d}x}=\left(\frac{V_\delta''}{V_\delta'}-5,75\frac{V_\delta'}{V_\delta}\right)\psi+0,44\frac{V_\delta'}{V_\delta}.$$

Таблица 2.4.1

ψ	$\Phi(\psi)$	$\xi(\psi)$	$H(\psi)$	ψ	$\Phi(\psi)$	$\xi(\psi)$	$H(\psi)$
–0,089	1,04	0,000	3,85	0,01	0,38	0,236	2,55
–0,085	1,00	0,019	3,66	0,02	0,33	0,253	2,50
–0,08	0,96	0,039	3,50	0,03	0,275	0,270	2,46
–0,07	0,88	0,071	3,28	0,04	0,22	0,286	2,41
–0,06	0,81	0,097	3,12	0,05	0,17	0,302	2,36
–0,05	0,74	0,120	3,00	0,06	0,12	0,318	2,32
–0,04	0,68	0,142	2,90	0,07	0,07	0,335	2,28
–0,03	0,615	0,162	2,82	0,08	0,02	0,350	2,24
–0,02	0,55	0,181	2,74	0,084	0,003	0,357	2,22
–0,01	0,495	0,200	2,67	0,085	–0,002	0,357	2,22
0,00	0,44	0,219	2,61	—	—	—	—

Интегрируя это диффенциальное уравнение и определяя произвольную постоянную из условия конечности ψ при $x = 0$, получаем следующую приближенную формулу для вычисления параметра ψ:

$$\psi = 0,44\frac{V_\delta'}{[V_\delta]^{5,75}}\int_0^x [V_\delta]^{4,75}\,\mathrm{d}x.$$

Последнее выражение можно переписать в более удобной для расчета форме с целыми показателями:

$$\psi = 0,46\frac{V_\delta'}{[V_\delta]^6}\int_0^x [V_\delta]^5\,\mathrm{d}x. \qquad (2.4.26)$$

Ошибка вычисления δ^{**} в этом случае не превышает 3 %. Формулу (2.4.26) применяют для расчета характеристик ламинарного пограничного слоя на поверхности крыла. В первом приближении параметры пограничного слоя вычисляют по следующей схеме. Зная распределение скорости u, а следовательно, и V_δ' и V_δ'', которые находят из расчета обтекания тела потоком идеального газа, по (2.4.26) определяют $\psi(x)$.

Используя (2.4.12), подсчитывают толщину потери импульса по формуле

$$\delta^{**} = \sqrt{\psi\nu/V_\delta'}.$$

Затем по $\psi(x)$ находят соответствующие значения $\mathrm{H}(\psi)$, $\xi(\psi)$ и вычисляют остальные величины:

$$\tau_{\text{ст}} = \mu\frac{V_\delta}{\delta^{**}}\xi(\psi); \quad \delta^* = \delta^{**}\mathrm{H}(\psi);$$

$$\mathrm{H}^{**} = \frac{\xi}{b}; \quad \lambda = \frac{\psi}{\mathrm{H}^{**2}}; \quad \delta = \sqrt{\lambda\nu/V_\delta'}.$$

Полученные соотношения позволяют найти положение точки отрыва ламинарного пограничного слоя на криволинейной поверхности. Действительно, в точке отрыва $\tau_{\text{ст}} = 0$, т. е. $\xi = 0$, что соответствует значению $\psi = -0,089$ (см. табл. 2.4.1). Следовательно, для точки отрыва имеем

$$\frac{V_\delta'\delta^{**2}}{\nu} = -0,089, \quad \text{или} \quad \frac{\mathrm{d}V_\delta}{\mathrm{d}x} = -0,089\frac{\nu}{\delta^{**2}}. \qquad (2.4.27)$$

Выражение (2.4.27) можно считать критерием отрыва ламинарного течения на криволинейном профиле.

Турбулентный пограничный слой

Для расчета аэродинамических характеристик профиля крыла при заданных условиях обтекания необходимо знать положение точки перехода, т. е. определить протяженности ламинарной и турбулентной областей течения.

Предположим, что ламинарный пограничный слой теряет устойчивость и становится турбулентным на некотором расстоянии x_S до точки возможного отрыва, координата которой определяется уравнением (2.4.27).

Вводя в рассмотрение число $\mathrm{Re}^{**} = V_\delta\delta^{**})/\nu$, условие отрыва ламинарного слоя можно записать так:

$$\frac{\nu V_\delta'}{V_\delta{}^2}\left(\frac{V_\delta\delta^{**}}{\nu}\right)^2 = \frac{\nu V_\delta'}{V_\delta{}^2}\mathrm{Re}^{**2} = -0,089. \qquad (2.4.28)$$

Положение точки перехода определим из условия, аналогичного (2.4.28), с учетом некоторого смещения ее вверх по потоку:

$$\left(\frac{\nu V_\delta'}{V_\delta^2}+\gamma\right)\mathrm{Re}^{**2}=-0,089, \qquad (2.4.29)$$

где γ — величина, характеризующая потерю устойчивости ламинарного пограничного слоя (в обычных аэродинамических трубах γ изменяется в пределах $(-0,5\ldots-2,5)\cdot 10^{-7}$).

При сделанных допущениях положение точки перехода рассчитываем в следующей последовательности.

С помощью формулы (2.4.26), переходя к безразмерным величинам, находим

$$\mathrm{Re}^{**2}=\mathrm{Re}\varphi(\overline{x}),$$

где $\mathrm{Re}=\dfrac{V_\infty b}{\nu}$; V_δ — скорость в невозмущенном потоке; b — хорда профиля крыла; $\varphi(\overline{x})=\dfrac{0,46}{\overline{V}_\delta^4}\displaystyle\int_0^{\overline{x}}\overline{V}_\delta^5\,\mathrm{d}\overline{x}$, $\overline{V}_\delta=V_\delta/V_\infty$, $\overline{x}=x/b$.

Очевидно, что $\dfrac{\nu V_\delta'}{V_\delta^2}=\dfrac{1}{\mathrm{Re}}\dfrac{\overline{V}_\delta'}{\overline{V}_\delta}$ (здесь $\overline{V}_\delta'=\dfrac{\mathrm{d}\overline{V}_\delta}{\mathrm{d}\overline{x}}$, $V_\delta'=\dfrac{\mathrm{d}V_\delta}{\mathrm{d}x}$).

Подставляя преобразованные выражения в формулу (2.4.29), получаем уравнение

$$\left(\frac{1}{\mathrm{Re}}\frac{\overline{V}_\delta'}{\overline{V}_\delta^2}+\gamma\right)\mathrm{Re}\varphi=-0,089,$$

решение которого позволяет определить координату $\overline{x}=\overline{x}_t$, соответствующую точке перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный.

Для расчета турбулентного пограничного слоя представим параметры ψ и ξ в общем виде:

$$\psi=\frac{\delta^{**}}{V_\delta}\frac{\mathrm{d}V_\delta}{\mathrm{d}x}G(\mathrm{Re}^{**});\quad \xi=\frac{\tau_{\mathrm{ст}}}{\rho V_\delta^2}G(\mathrm{Re}^{**}),$$

где $G(\mathrm{Re}^{**})$ — некоторая функция (для ламинарного пограничного слоя $G(\mathrm{Re}^{**}) = \mathrm{Re}^{**} = V_\delta \delta^{**}/\nu$).

Получим теперь дифференциальное уравнение, позволяющее вычислить ψ для турбулентного пограничного слоя. Умножив обе части уравнения (2.4.8) на G, имеем

$$G\frac{d\delta^{**}}{\mathrm{d}x} + (2 + \mathbf{H})\psi = \xi. \tag{2.4.30}$$

Преобразуем первый член уравнения (2.4.30):

$$\begin{aligned} G\frac{\mathrm{d}\delta^{**}}{\mathrm{d}x} &= \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\left[G\frac{V_\delta'\delta^{**}}{V_\delta}\frac{V_\delta}{V_\delta'}\right] - \delta^{**}G'\frac{\mathrm{d}Re^{**}}{\mathrm{d}x} = \\ &= \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\left(\psi\frac{V_\delta}{V_\delta'}\right) - \delta^{**}G'\left(\frac{V_\delta}{\nu}\frac{\mathrm{d}\delta^{**}}{\mathrm{d}x} + \frac{V_\delta'\delta^{**}}{\nu}\right) = \\ &= \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\left(\psi\frac{V_\delta}{V_\delta'}\right) - \mathrm{Re}^{**}G'\frac{\mathrm{d}\delta^{**}}{\mathrm{d}x} - \mathrm{Re}^{**}\frac{G'}{G}\psi = \\ &= \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\left(\psi\frac{V_\delta}{V_\delta'}\right) - \mathrm{Re}^{**}\frac{G'}{G}G\frac{\mathrm{d}\delta^{**}}{\mathrm{d}x} - \mathrm{Re}^{**}\frac{G'}{G}\psi. \end{aligned} \tag{2.4.31}$$

Введем обозначение:

$$m = m(\mathrm{Re}^{**}) = \mathrm{Re}^{**}\frac{G'}{G} = \frac{\mathrm{d}\log G}{\mathrm{d}(\log \mathrm{Re}^{**})}. \tag{2.4.32}$$

Из соотношения (2.4.31) получим

$$[1 + m]G\frac{\mathrm{d}\delta^{**}}{\mathrm{d}x} = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\left(\psi\frac{V_\delta}{V_\delta'}\right) - m\psi.$$

С учетом полученного выражения уравнение (2.4.30) принимает вид

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\left(\psi\frac{V_\delta}{V_\delta'}\right) = (1 + m)\xi - [3 + m + (1 + m)H]\psi. \tag{2.4.33}$$

Раскрывая производную в левой части уравнения (2.4.33), окончательно имеем

$$\frac{\mathrm{d}\psi}{\mathrm{d}x} = \frac{V_\delta'}{V_\delta}F(\psi, \mathrm{Re}^{**}) + \frac{V_\delta''}{V_\delta'}\psi, \tag{2.4.34}$$

где $F(\psi, \mathrm{Re}^{**}) = (1 + m)\xi - [3 + m + (1 + m)H]\psi$.

Дифференциальное уравнение (2.4.34) аналогично соответствующему уравнению (2.4.13) для ламинарного пограничного слоя (этому условию соответствует $G = \mathrm{Re}^{**}$, $m = 1$). Для турбулентного пограничного слоя параметр ψ выражается через функцию $G(\mathrm{Re}^{**})$, которая в первом приближении вдали от точки отрыва может быть представлена следующей экспериментальной зависимостью:

$$G = 153{,}2(\mathrm{Re}^{**})^{1/6}.$$

Тогда, согласно (2.4.32), $m = 1/6 \approx 0{,}167$.

В целях использования основных величин, характеризующих ламинарный слой, для расчета турбулентного слоя введем нормированные величины. Параметр ψ нормируем так, чтобы в точке отрыва его значение равнялось единице, т. е.

$$\overline{\psi} = \psi/\psi_S,$$

где ψ_S — значение параметра ψ в точке отрыва ($x = x_S$), разное для турбулентного и ламинарного пограничных слоев (для ламинарного слоя $\psi_S = -0{,}089$).

Функции $\xi(\psi)$ и $\mathbf{H}(\psi)$ нормируют таким образом, чтобы при $\psi = 0$ ($V_\delta = 0$) в точке минимума давления их безразмерные значения равнялись единице, т. е. $\overline{\xi} = \xi/\xi_{\psi=0} = \xi/\xi_0$ и $\overline{\mathrm{H}} = \mathbf{H}/\mathbf{H}_{\psi=0} = \mathbf{H}/\mathbf{H}_0$. Значения ξ_0 и $\mathbf{H}_0$ для ламинарного и турбулентного пограничных слоев также различаются.

Дифференциальное уравнение (2.4.34) в безразмерном виде после деления на ψ_S может быть записано так:

$$\frac{\mathrm{d}\overline{\psi}}{\mathrm{d}x} = \frac{V'_\delta}{V_\delta}\overline{F}(\overline{\psi}, \mathrm{Re}^{**}) + \frac{V''_\delta}{V'_\delta}\overline{\psi}, \qquad (2.4.35)$$

где $\overline{F}(\overline{\psi}, \mathrm{Re}^{**}) = \dfrac{1+m}{\psi_S}\xi_0\overline{\xi}(\overline{\psi}) - [3 + m + (1+m)\mathbf{H}_0\overline{\mathbf{H}\psi})]\overline{\psi}$.

Для определения функции $\overline{F}(\overline{\psi}, \mathrm{Re}^{**})$ в случае турбулентного пограничного слоя необходимо кроме m, ψ_S, $\mathbf{H}_0$ и ξ_0 знать $\overline{\xi}$ и $\overline{\mathrm{H}}$. Анализ экспериментальных исследований течений газа вблизи поверхности показал, что функции $\xi(\overline{\psi})$ и $\mathbf{H}(\overline{\psi})$ для ламинарного и турбулентного режимов практически одинаковы (табл. 2.4.2.).

Таблица 2.4.2

$\overline{\psi}$	$\overline{\xi}(\psi)$	$\mathbf{H}(\psi)$	$\overline{\psi}$	$\overline{\xi}(\psi)$	$\mathbf{H}(\psi)$
−0,95	1,63	0,85	0	1,00	1,00
−0,90	1,60	0,86	0,1	0,93	1,02
−0,80	1,53	0,87	0,2	0,85	1,04
−0,70	1,47	0,88	0,3	0,77	1,07
−0,60	1,41	0,90	0,4	0,69	1,10
−0,50	1,34	0,915	0,5	0,60	1,12
−0,40	1,28	0,93	0,6	0,515	1,16
−0,30	1,21	0,95	0,7	0,42	1,20
−0,20	1,14	0,97	0,8	0,31	1,26
−0,10	1,08	0,985	0,9	0,175	1,35
0,00	1,00	1,00	1,0	0,0	1,48

С учетом этого, а также полученных экспериментальным путем значений $m = 0,167$, $\psi_S = -2 \ldots -4$, $\mathbf{H}_0 = 1,4$, $\xi_0 = 1$ и данных, приведенных в табл. 2.4.2, легко вычислить функцию $\overline{F}(\overline{\psi}, \mathrm{Re}^{**})$ для турбулентного пограничного слоя. С достаточной для практики точностью эту функцию можно считать линейной и представить в виде

$$\overline{F} = \overline{a} - \overline{b}\,\overline{\psi}, \tag{2.4.36}$$

где $\overline{a} = 0,6$; $\overline{b} = 4,8$.

Подставляя (2.4.36) в уравнение (2.4.35) и интегрируя его, получаем

$$\overline{\psi} = \frac{V_\delta}{[V_\delta]^{\overline{b}}}\left\{c - \overline{a}\int_0^x [V_\delta]^{\overline{b}-1}\,\mathrm{d}x\right\}.$$

При полностью турбулентном слое $c = 0$ (это следует из условия конечности $\overline{\psi}$ при $x = 0$ и $V_\delta = 0$), тогда

$$\overline{\psi} = -\frac{\overline{a}V'_\delta}{[V_\delta]^{\overline{b}}}\left\{\int_0^x [V_\delta]^{\overline{b}-1}\,\mathrm{d}x\right\}.$$

Подставляя $\overline{a}$ и $\overline{b}$ для турбулентного пограничного слоя, имеем

$$\overline{\psi} = -0,6\frac{V'_\delta}{V_\delta^{4,8}}\int\limits_0^x V_\delta^{3,8}\,\mathrm{d}x.$$

При наличии начального ламинарного участка длиной x_t из условия совпадения толщины потери импульса δ^{**} на границе между ламинарным и турбулентным участками получаем

$$\overline{\psi} = \frac{V'_\delta}{V_\delta^{4,8}}\left[\overline{\psi}_t\frac{V_{\delta t}^{4,8}}{V''_{\delta t}} - 0,6\int\limits_{x_t}^x V_\delta^{3,8}\,\mathrm{d}x\right],$$

где индекс «t» соответствует параметрам течения в точке перехода ламинарного режима течения в турбулентный.

2.5. Гипотезы турбулентности

Отрыв потока тесно связан с явлением турбулентности. *Турбулентность* — это неупорядоченное движение в жидкостях (или газах), в котором параметры потока изменяются во времени и пространстве. Турбулентное перемешивание в общем случае при неоднородных полях плотностей, температур, скоростей и концентраций вызывает обмен между отдельными слоями течения массой, импульсом и энергией компонентов жидкости. Как правило, в начале течение является ламинарным, начальный импульс турбулентности может возникнуть случайно. Причиной перехода считают неустойчивость ламинарного течения под воздействием возмущений. Турбулентные течения порождают дополнительные силы трения, на преодоление которых затрачивается некоторая работа, выполняемая осредненным течением. Турбулентность считают *однородной*, если осредненная скорость по всему полю течения постоянна. Для всех случаев, когда осредненная скорость имеет градиент, турбулентность будет *анизотропной*, а течение при наличии такой турбулентности называют *течением со сдвигом*.

Турбулентные сдвиговые течения подразделяются на несколько видов, различающихся граничными условиями. Это, прежде всего, свободные турбулентные (сдвиговые) течения,

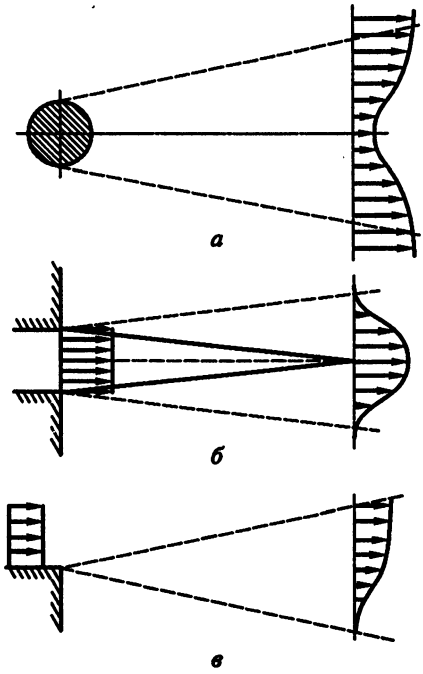


Рис. 2.5.1. Поток со свободной турбулентностью:
а – спутное течение; *б* – струя; *в* – свободная граница потока

не ограниченные стенками (рис. 2.5.1). К ним относятся, например, течения вязкой жидкости в следе, характеризующиеся существенным градиентом скорости, наличием свободной границы (пограничной поверхности), а также значительными турбулентными пульсациями.

Область возмущенного течения между основным потоком и струей, встречным или спутным потоком называют *слоем смешения*. Такая область течения имеет место и при отрыве потока. Однако оторвавшийся от обтекаемой поверхности пограничный слой в реальных условиях подчиняется более сложным законам, чем струйный слой смешения. В приближенных же методах расчета параметров отрывных течений часто используют эмпирические данные для идеального слоя смешения струй.

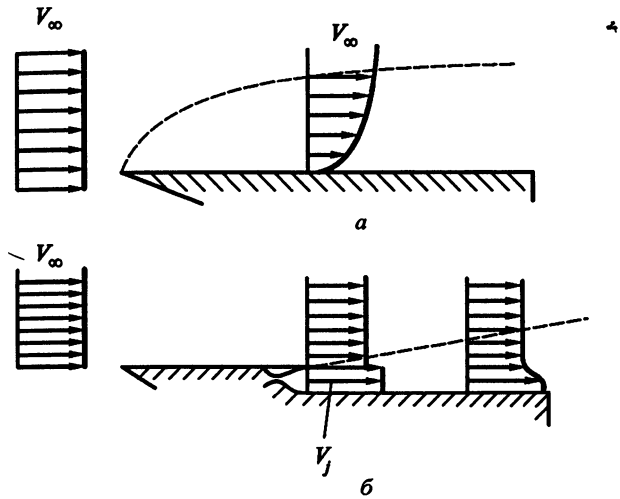


Рис. 2.5.2. Течения с пристеночной турбулентностью:
а – пограничный слой; *б* – пристеночная струя

К турбулентным слоям, ограниченным одной свободной и одной фиксированной границами, относятся пограничные слои (рис. 2.5.2, *а*) и пристеночные струи (рис. 2.5.2, *б*). Граничная поверхность может принимать различную форму, быть проницаемой или непроницаемой. В свою очередь, турбулентные течения могут быть ограничены двумя или бóльшим числом фиксированных границ. В качестве примера сдвиговых слоев можно привести течения в трубах, каналах и т. д. Ввиду того, что в отрывных течениях процессы перемешивания происходят по законам, близким к развитию свободной турбулентности, рассмотрим некоторые гипотезы турбулентности, свойственные таким течениям.

Эмпирическая зависимость Буссинеска. В простейшем случае для вычисления турбулентного касательного напряжения пользуются соотношением, аналогичным закону трения Ньютона:

$$\tau_т = \rho K \frac{\partial \overline{V}_x}{\partial y}, \qquad (2.5.1)$$

где K — коэффициент турбулентной вязкости.

При турбулентном перемешивании K не является постоянной величиной и зависит от координат точек пространства и распределения скорости. Для того чтобы воспользоваться формулой (2.5.1), необходимо определить K экспериментальным путем.

Гипотеза Прандтля. Была сделана попытка установить функциональную зависимость между коэффициентом турбулентной вязкости K и изменением осредненной скорости. Считалось, что при турбулентном перемешивании соседних слоев жидкости напряжение трения определяется поперечным переносом продольной составляющей количества движения. Исходя из выражения для «кажущегося» напряжения трения

$$\tau_{\text{т}} = -\rho \overline{V}'_y \overline{V}'_x,$$

Прандтль показал, что

$$\tau_{\text{т}} = \rho l^2 \frac{\partial \overline{V}_x}{\partial y} \left| \frac{\partial \overline{V}_x}{\partial y} \right|,$$

где l — длина пути смешения.

Для каждой разновидности турбулентных течений была установлена связь между длиной пути смешения l и геометрическими параметрами, характеризующими такое течение. Формула Прандтля с приемлемой точностью согласуется с экспериментами как при расчете течений вдоль стенок (пристеночная турбулентность), так и для свободной турбулентности. В непосредственной близости от стенки в турбулентном пограничном слое

$$l = k_1 y,$$

где k_1 — коэффициент, определяемый опытным путем.

В свободных турбулентных струйных течениях путь смешения поперек струи постоянен и пропорционален ширине b зоны смешения:

$$l(x) = k_2 b,$$

где k_2 — некоторый коэффициент.

Несмотря на то, что физическая модель, на которой основывается указанная гипотеза, является приближенной и неточной (не учитывается предыстория потока, механизмы конвективного и диффузионного переноса пульсаций), ее широко используют при решении многих технических задач. Для расчета напряжения трения в течениях со свободной турбулентностью Прандтлем была найдена полуэмпирическая зависимость, получившая впоследствии название новая формула Прандтля. Исходными являлись следующие условия: производная $\partial\overline{V}_x/\partial y$ пропорциональна $(\overline{V}_{x\max} - \overline{V}_{x\min})/b$ (где $\overline{V}_{x\max}$, $\overline{V}_{x\min}$ — скорости потока на границах зоны смешения), l пропорциональна b и коэффициент турбулентной вязкости по ширине поперечного слоя постоянен, т. е. $K = æb(\overline{V}_{x\max} - -\overline{V}_{x\min})$, где æ — эмпирическая постоянная. В этом случае напряжение трения

$$\tau_т = \rho æb(\overline{V}_{x\max} - \overline{V}_{x\min})\frac{\partial\overline{V}_x}{\partial y}. \qquad (2.5.2)$$

Значения æ в (2.5.2) определяют опытным путем.

Гипотеза Тейлора. Предполагая, что касательное напряжение в турбулентном потоке вызывается переносом вихрей, а параметры течения являются только функциями поперечной координаты y, можно получить следующее соотношение:

$$\frac{\partial\tau_т}{\partial y} = \rho l_0^2\left|\frac{\partial\overline{V}_x}{\partial y}\right|\frac{\partial^2\overline{V}_x}{\partial y^2}, \qquad (2.5.3)$$

где l_0 — характерная длина.

Интегрирование (2.5.3) при $\rho = \text{const}$ и допущении, что путь смешения в поперечном направлении постоянен, приводит к зависимости

$$\tau_т = \frac{1}{2}\rho l_0^2\left|\frac{\partial\overline{V}_x}{\partial y}\right|\frac{\partial\overline{V}_x}{\partial y}, \qquad (2.5.4)$$

справедливой для плоских течений.

Длина пути смешения в гипотезе Тейлора о переносе завихренности в $\sqrt{2}$ раза больше длины пути смешения в гипотезе Прандтля.

Гипотеза Ферри. На основе экспериментальных данных по смешению сверхзвуковых турбулентных струй получена зависимость для коэффициента турбулентной вязкости

$$K = æ_1 \overline{V}_{x\max} b,$$

где $æ_1$ — постоянная; $\overline{V}_{x\max}$ — максимальная скорость в струйном слое; b — ширина струйного слоя.

Для учета особенностей смешения сжимаемых турбулентных потоков была установлена связь между коэффициентом турбулентной вязкости и параметрами течений:

$$K = æ_2(\rho \overline{V}_x - \rho_\delta \overline{V}_{x\max}) b/\rho_\delta, \qquad (2.5.5)$$

где $æ_2$ — эмпирическая постоянная; ρ_δ — плотность потока на внешней границе.

В отличие от теории Прандтля, согласно которой турбулентная вязкость K отлична от нуля только в потоке с градиентом скорости, из (2.5.5) следует, что $K \neq 0$, если $\partial \overline{V}_x/\partial y = 0$.

Гипотеза Колмогорова. Турбулентная вязкость характеризуется кинетической энергией пульсаций и некоторым масштабом турбулентности

$$K = k^* L\sqrt{e},$$

где k^* — эмпирическая постоянная, равная 0,2; L — масштаб турбулентности, соответствующий среднему размеру турбулентных вихрей; $e = 0,5(\overline{V}_x'^2 + \overline{V}_y'^2 + \overline{V}_z'^2)$ — величина, пропорциональная кинетической энергии турбулентности.

Усложнение физической модели процесса введением дополнительных уравнений для пульсационных величин оправдано, так как это позволяет более глубоко отразить влияние динамических связей на характеристики турбулентности. Появляется возможность связать количественно зарождение и диссипацию пульсационных движений с местными средними характеристиками движения и таким образом исследовать с общих позиций более широкий класс течений. Применение этой модели турбулентной вязкости приводит к усложнению используемых выражений, констант и увеличению их, а также требует знания тонкой структуры турбулентных течений.

2.6. Физические основы возникновения отрывных течений

Сложность и многообразие встречающихся в практике отрывных течений требуют детального изучения структур потоков, исследования отдельных их элементов (отрыв, смешение, присоединение, возвратное течение).

2.6.1. Виды отрывных течений

Отрыв потока от обтекаемой поверхности — одно из характерных явлений, сопровождающих движение жидкости или газа. При отрыве происходит перераспределение давления по поверхности ЛА, вследствие чего изменяются важнейшие интегральные аэродинамические характеристики — сопротивление и подъемная сила.

В некоторых случаях отрыв потока приводит к вредным последствиям: уменьшению эффективности несущей способности тел, ухудшению управляемости, возрастанию тепловых потоков на отдельных участках обтекаемой поверхности. Однако он может быть и полезен. Например, управляя отрывом, создают требуемые силу и момент, обеспечивают допустимый режим теплопередачи, улучшают аэродинамические характеристики ЛА.

На основании экспериментальных исследований отрывных течений можно выделить следующие характерные области (рис. 2.6.1): *1* — область отрыва, в которой происходит

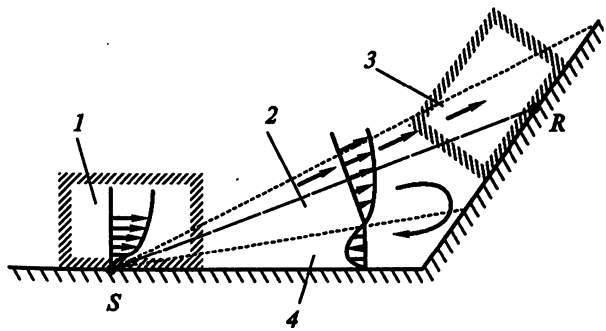


Рис. 2.6.1. Схема отрывного течения

переход от течения в «невозмущенном» пограничном слое к началу его отрыва; *2* — область смешения оторвавшегося пограничного слоя с внешним потоком и возвратным течением; *3* — область присоединения потока к обтекаемой поверхности, сопровождающегося его разделением на основное и возвратное течения; *4* — область возвратного течения, которая в зависимости от типа отрыва и конфигурации обтекаемой поверхности может быть открытой или закрытой.

Под *закрытой областью* возвратного течения следует понимать такую область, в которой при установившемся режиме циркулирует постоянная масса газа, несмотря на массообмен с внешним течением, происходящий в области смешения или осуществляемый специально (вдув или отсос). В *открытой области* также существуют циркуляционные течения и происходит образование спутных вихревых потоков, сопровождающееся частичным уносом массы газа. Кроме того, отрывные течения делятся на *двухмерные* (плоские или осесимметричные) и *трехмерные* (пространственные). В общем случае положение областей отрыва и присоединения заранее предсказать невозможно. Однако в частных случаях местоположения этих зон, характеризующихся соответственно точками отрыва S и присоединения R, оказываются достаточно определенными. Отрывные течения с неизвестными координатами точек S или R называются *течениями со свободным отрывом и присоединением* соответственно.

2.6.2. Причины возникновения отрывных течений и их структура

Классическая концепция течения в области отрыва потока сформулирована для плоского и осесимметричного течений. Одним из необходимых условий отрыва потока от стенки является возрастание давления в направлении течения, т. е. *наличие положительного градиента давления.* Однако отрыв может произойти лишь при выполнении другого условия — *наличия в потоке вязкости,* приводящей к появлению пограничного слоя и диссипации энергии. Действительно, поток не

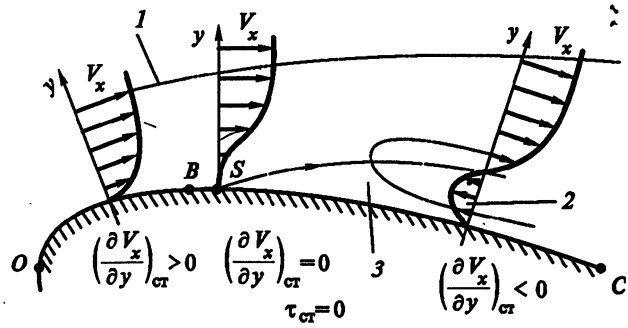


Рис. 2.6.2. Схема отрыва пограничного слоя:
1 – линия тока; *2* – вихрь; *3* – зона возвратного течения

отрывается от плоской пластины, для которой характерно постоянство давления во всех сечениях пограничного слоя и, следовательно, равенство нулю продольного градиента давления. Если рассмотреть криволинейный профиль, обтекаемый дозвуковым потоком (рис. 2.6.2), то на участке от точки O полного торможения до некоторой точки B градиент давления будет отрицательным ($\partial p/\partial x < 0$), а на участке от точки B до точки C на задней кромке — положительным ($\partial p/\partial x > 0$). Такой характер изменения градиента давления обусловлен особенностями обтекания профиля, когда на переднем участке скорость в направлении от O к точке B возрастает и, следовательно, давление снижается; на участке, примыкающем к задней кромке, скорость, наоборот, уменьшается, а давление увеличивается.

Там, где градиент давления отрицательный, а поток ускоряется, касательные напряжения будут больше, чем при равномерном движении. Наоборот, в той зоне, где давление повышается и течение замедляется, напряжение уменьшается. На обтекаемой поверхности можно указать точку, в которой напряжение трения оказывается равным нулю, а за этой точкой становится отрицательным.

По сравнению с основным потоком течение в пограничном слое имеет меньшую скорость, а поэтому подвергается воздействию относительно большого отрицательного ускорения. Механическая энергия частиц жидкости вблизи стенки

мала и их способность к движению в направлении возрастания давления оказывается ограниченной. Наступает такой момент, когда запас этой энергии ввиду необратимого перехода ее части в теплоту из-за работы сил трения может оказаться недостаточным для преодоления положительного градиента давления. Поэтому жидкость вблизи поверхности сначала претерпевает полное торможение, а затем изменяет направление движения. В результате образования возвратного течения происходит оттеснение линий тока и, как следствие, отрыв пограничного слоя от поверхности. Точка S, в которой $(\partial V_x/\partial y)_{\text{ст}} = 0$, считается местом отрыва. В ней напряжение трения $\tau_{\text{ст}} = \mu_{\text{ст}}(\partial V_x/\partial y)_{\text{ст}}$ (где $\mu_{\text{ст}}$ — динамическая вязкость) обращается в нуль, т. е. вязкая сила исчезает. Рассмотренный случай возникновения отрыва относится к сингулярному типу, когда существует особая точка, для которой $\tau_{\text{ст}} = 0$.

Течение за точкой отрыва характеризуется наличием двух потоков: *внешнего,* имеющего направление свободного течения, и *внутреннего*, движущегося в обратную сторону. Для пространственных трехмерных течений характерен отрыв, в каждой точке которого сходятся две различные поверхностные линии тока AO и BO (рис. 2.6.3), отходящие от обтекаемой поверхности в виде единой разделяющей линии тока (РЛТ) OC. Совокупность этих линий образует *разделяющую поверхность тока 1*, а пересечение ее с обтекаемой поверхностью — линию отрыва *2*, называемую *линией стекания.*

Экспериментально установлено, что для линий тока AO и BO параметр $A = \lim\limits_{y\to 0} \tau_x/\tau_z$ в любой точке стекания при

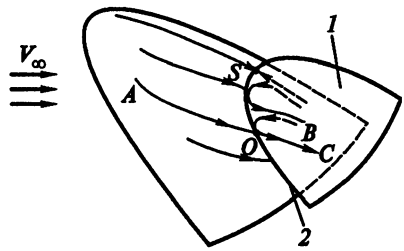


Рис. 2.6.3. Схема пространственного отрыва

пространственном отрыве одинаков. Здесь τ_x, τ_z — составляющие напряжения трения в плоскости, касательной к обтекаемой поверхности. Следовательно, линии тока в этой плоскости должны иметь общую касательную. При сингулярном же отрыве в точке S напряжения трения τ_x, τ_z одновременно обращаются в нуль, а значит, параметр A становится неопределенным, характеристики на теле могут претерпевать разрыв и быть неоднозначными. Если направления вихря и внешнего течения не совпадают, то оторвавшийся поток вращается с образованием *спиралевидных вихрей.* Такие течения наблюдаются при обтекании тонких стреловидных крыльев, сужающихся хвостовых частей фюзеляжей, различного рода выступов и надстроек.

Возможность отрыва пограничного слоя зависит от механической энергии газа вблизи стенки, различной для ламинарного и турбулентного пограничных слоев. Турбулентное перемешивание увеличивает скорость газа вблизи стенки; следовательно, жидкости легче преодолеть возвратное течение и трение. Поэтому турбулентный пограничный слой при прочих равных условиях отрывается ниже по потоку, чем ламинарный. Следует отметить, что движение жидкости в турбулентном пограничном слое является неустановившимся. За точкой отрыва S образуется вихрь, который вследствие трения между слоями жидкости втягивает все большую массу в область возвратного течения. В некоторый момент вихрь отходит от тела и уносится потоком. Область отрывного течения сокращается, точка отрыва смещается вниз по потоку, и процесс образования нового вихря повторяется. При отрывном обтекании цилиндра первоначально возникает пара симметричных вихрей. Далее симметричность картины нарушается: как правило, начинает развиваться один из вихрей, который затем уносится потоком. На некотором расстоянии позади обтекаемого тела образуется правильная последовательность вихрей, вращающихся попеременно вправо и влево, называемая *вихревой дорожкой Кармана.*

Возникающие при сверхзвуковых скоростях скачки уплотнения, взаимодействуя с пограничным слоем, могут вызвать

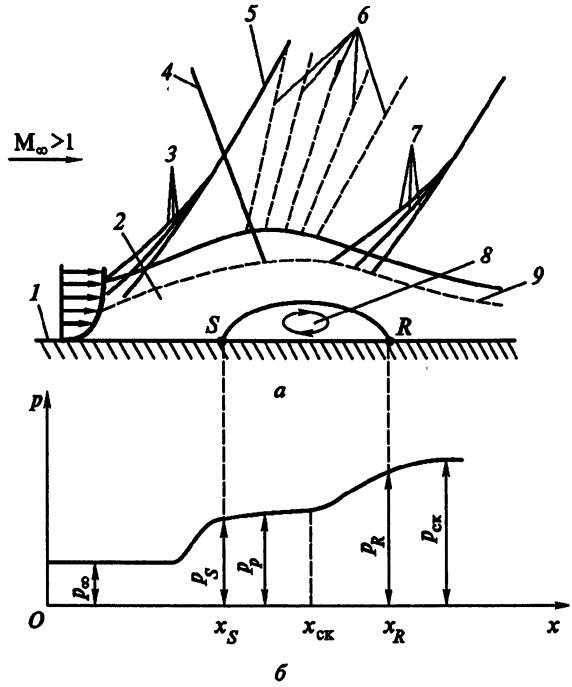


Рис. 2.6.4. Взаимодействие пограничного слоя со скачком уплотнения:
а – структура течения; *б* – изменение давления на обтекаемой поверхности

его отрыв. На рис. 2.6.4, *а* показан такой отрыв на плоской поверхности *1* в месте падения скачка уплотнения *4*. Этот скачок создает положительный градиент давления, достаточный, чтобы вызвать отрыв. Переход через скачок обусловливает повышение давления, которое распространяется вверх по потоку до дозвуковой части пограничного слоя, способствуя его утолщению. В результате этого сверхзвуковая часть пограничного слоя *2* отклоняется во внешнюю сторону, что в свою очередь порождает систему сходящихся волн сжатия *3*, распространяющихся во внешний поток в виде отраженного скачка уплотнения *5*. Когда градиент давления достигает своего критического значения, при котором частицы жидкости вблизи поверхности не могут его преодолеть, возникает отрыв потока (точка S). Оторвавшийся поток в области за скачком

уплотнения 4 расширяется, образуя веер волн разрежения *6*, и ослабляет рост толщины пограничного слоя. Вторая серия волн сжатия *7* может формировать отраженный скачок и образуется там, где в результате присоединения к обтекаемой поверхности (точка R) течение снова становится параллельным пластинке. Звуковая линия *9* как бы огибает область отрыва *8*.

Картина взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем зависит от интенсивности скачка, режима течения в пограничном слое и формы обтекаемой поверхности.

На рис. 2.6.4, *б* приведен график распределения давления в возмущенных областях течения. Давление начинает возрастать до точки отрыва S, в которой существует необходимый для отрыва пограничного слоя критический перепад давления $\Delta p = p_S - p_\infty$. Затем градиент давления уменьшается и в области смешения давление близко к постоянной величине p_p («плато» постоянного давления). Для области присоединения характерно дальнейшее возрастание давления до $p_{\text{ск}}$, соответствующего значению за скачком уплотнения. Давление в точке присоединения p_R ниже $p_{\text{ск}}$.

Положительный градиент давления $\partial p/\partial x$ при сверхзвуковых скоростях может создаваться не только падающим скачком уплотнения, но и скачком от излома образующей обтекаемой поверхности *1* (рис. 2.6.5). При обтекании преграды *5* невязким потоком в окрестности угловой точки возникает скачок уплотнения *4*, за которым поток поворачивается параллельно стенке. Происходит взаимодействие скачка уплотнения *4*, достигающего звуковой линии *6*, с пограничным слоем, приводящее к появлению волн сжатия *2*, скачка *3* и отрыву потока в точке S. Оторвавшийся поток при достаточно большой протяженности поверхности клина присоединяется к ней в точке R. При этом область возвратного течения оказывается закрытой и образуется застойная зона *7*, изменяющая положение скачка *4*.

Более сложная структура течения возникает при трехмерном отрыве сверхзвукового потока. Обтекание выступающего

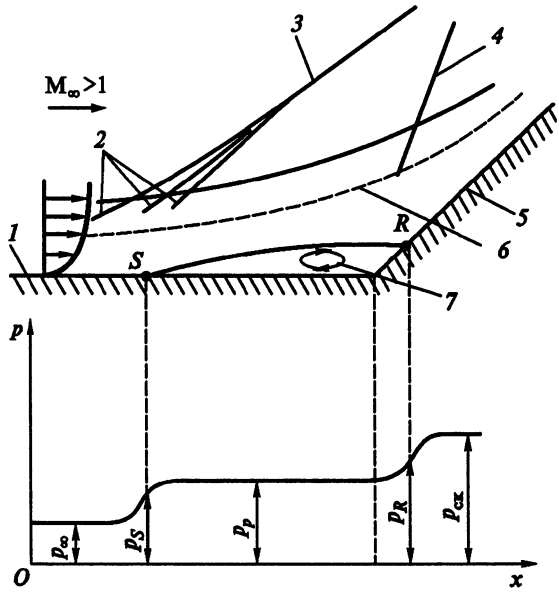


Рис. 2.6.5. Отрыв, вызванный клином

элемента сопровождается образованием перед ним пространственного скачка уплотнения, который взаимодействует с пограничным слоем и вызывает его отрыв с образованием открытой области возвратного течения. Трехмерный отрыв имеет свои особенности. Из-за воздействия на пограничный слой искривленной ударной волны перед преградой возникает градиент давления не только в продольном, но и в поперечном направлениях. Это приводит к образованию внутри зоны отрыва вторичного течения, скорость которого направлена под некоторым углом к линиям тока основного потока. Поэтому часть газа, попавшая в застойную зону из области смешения, эжектируется внешним потоком, а часть растекается в боковых направлениях с образованием спиралеобразных вихрей.

На параметры потока в зонах отрыва и их геометрические размеры влияют характеристики внешнего течения: скорость, число Re. При плоском двухмерном отрыве давление в области отрывного течения не зависит от условий, вызывающих отрыв. Если отрыв трехмерный, то параметры отрывного течения определяются формой и размерами преград.

Несколько иная физическая картина течения возникает в случае обтекания кормовых частей ЛА, различных уступов, расположенных по потоку и т. д. (рис. 2.6.6, *а*). Течение характеризуется большим местным расширением около угловой точки. Эксперименты показывают, что отрыв пограничного слоя *1* происходит непосредственно за угловой точкой на донном срезе. Из-за искривления линий тока за изломом поверхности возникают волны сжатия, формирующие висячий (краевой) скачок уплотнения *3*. Характер течения около угловой точки является более сложным, чем обычное течение Прандтля — Майера. Поток вначале перерасширяется в волне *2*,

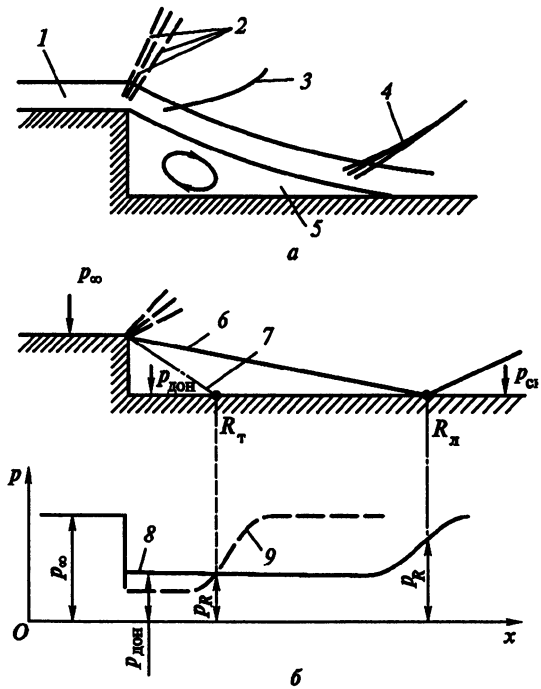


Рис. 2.6.6. Отрыв сверхзвукового потока у донного среза:
а – структура течения; *б* – схема отрыва и распределения давления; *1* – пограничный слой; *2* – веер волн разрежения; *3* – краевой скачок уплотнения; *4* – «хвостовой» скачок уплотнения; *5* – область циркуляционного течения; *6* – ламинарный отрыв; *7* – турбулентный отрыв; *8* – изменение давления при ламинарном отрыве; *9* – то же при турбулентном отрыве

а затем его давление увеличивается при переходе через краевой скачок уплотнения. Обычно при расчете такого отрыва сложный характер течения вблизи угловой точки не учитывают и считают, что отрыв потока происходит в вершине угла (рис. 2.6.6, *б*).

На рис. 2.6.6, *б* представлено распределение давления за донным срезом для случаев ламинарного *6* и турбулентного *7* сверхзвуковых течений. Давление в области отрыва и длина ее при турбулентном режиме меньше, чем при ламинарном обтекании донного среза.

Оторвавшийся пограничный слой дает начало зоне смешения. Здесь ввиду переноса массы, количества движения и энергии происходит формирование слоя смешения с существенным изменением в поперечном направлении скорости, плотности и температуры. Эксперименты показали, что давление в области смешения остается постоянным, а другие параметры течения изменяются в ней по законам развития свободных струй.

При *турбулентном отрыве* слой смешения остается турбулентным. В условиях *ламинарного отрыва* возможны переходные типы течений, когда в области смешения ламинарный режим течения переходит в турбулентный. На рис. 2.6.7 показана структура *смешанного отрывного течения*: зона I соответствует ламинарному оторвавшемуся пограничному слою с давлением $p_{рл}$, зона III — турбулентному с характерным давлением $p_{рт}$. Переход режимов течения происходит в зоне II.

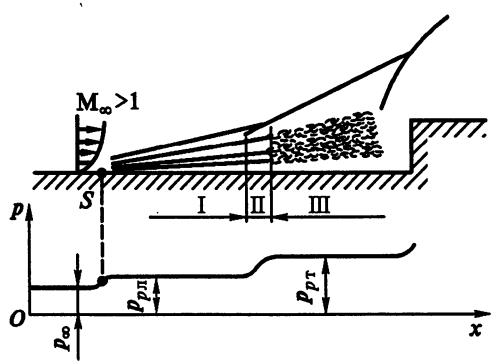


Рис. 2.6.7. Смешанное отрывное течение

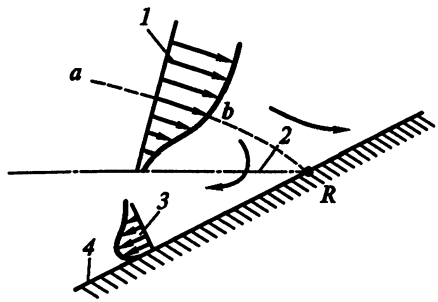


Рис. 2.6.8. Схема присоединения потока

Рассмотрим течение в области присоединения (рис. 2.6.8). Неравномерность параметров в зоне смешения *1* приводит к тому, что энергия потока для каждой струйки газа в поперечном направлении не одинакова. Так как в окрестности области присоединения потока к поверхности *4* происходит его сжатие, то низкоэнергетические частицы газа, не способные преодолеть повышенное давление в области присоединения, поступают в область возвратного течения *3*. Высокоэнергетические частицы газа, находящиеся выше РЛТ *ab*, уходят вниз по потоку. На линии присоединения (растекания) напряжение трения $\tau_{ст} = 0$. Частицы газа, попадающие в область *возвратного течения*, имеют различные скорости (на линии *2* они равны нулю).

Одной из особенностей отрывных течений является возможность существования различных структур обтекания при одинаковых внешних кинематических параметрах потока (число М, угол атаки и т. д.), что приводит к неоднозначности аэродинамических характеристик ЛА.

Структура обтекания определяется направлением изменения рассматриваемого кинематического параметра. На рис. 2.6.9 приведен пример существования двух структур обтекания при взаимодействии трансзвукового потока с цилиндрическим телом, одна из которых, полученная в процессе возрастания скорости от дозвуковой до рассматриваемой, соответствует полностью отрывному течению (рис. 2.6.9, *а*), а другая, полученная при уменьшении сверхзвуковой скорости до

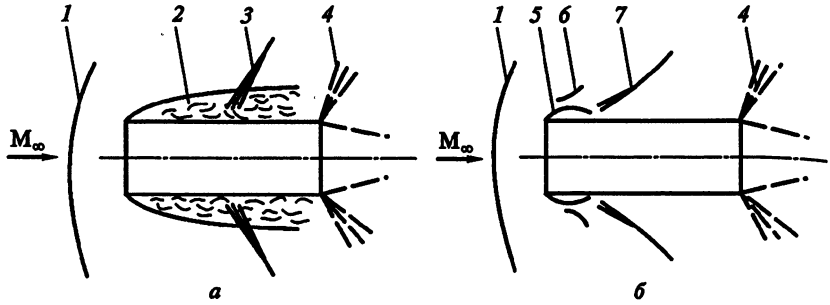


Рис. 2.6.9. Неоднозначность структур обтекания с отрывом при одинаковых значениях $M_\infty > 1$:
а – структура течения с развитым отрывом; *б* – то же с локальными зонами отрыва; *1* – головная ударная волна; *2* – область оторвавшегося потока; *3* – скачок уплотнения; *4* – волна разрежения; *5* – локальная закрытая зона отрыва; *6* – «висячий» скачок уплотнения; *7* – скачок уплотнения, вызванный вторичным сжатием в области присоединения потока к поверхности тела

того же значения M_∞, — течению с локальными зонами отрыва в носовой части тела (рис. 2.6.9, *б*). Неоднозначность структур течений обусловлена различием моментов перестройки, а значит чисел M_∞, при прямом и обратном изменении скорости обтекания тела.

2.7. Расчет отрывных течений газа

К настоящему времени сформировалось несколько направлений расчета отрывных течений [2]: создание струйных и вихревых моделей невязкой жидкости; численные исследования путем решения уравнений Навье — Стокса или Рейнольдса; интегральные, асимптотические и вариационные методы расчета ламинарных и турбулентных течений, а также приближенные методы, использующие эмпирические и полуэмпирические зависимости.

Расчеты по вихревой модели невязкой жидкости в основном применимы при изучении дозвуковых отрывных течений и дают приемлемые результаты по структурам течений, а также по стационарным и нестационарным характеристикам.

Численные исследования базируются на решении уравнений Навье — Стокса и достаточно надежно описывают течения при ламинарном отрыве потока. При турбулентном режиме еще не удавалось надежно рассчитать отрывные течения.

В аэродинамике отрывных течений получили развитие асимптотические методы, позволяющие определить параметры газа при ламинарном отрыве в случае больших чисел Рейнольдса. В уравнениях Навье — Стокса вводят малый параметр, по которому отыскиваемые решения разлагаются в ряд с последующим «сращиванием» их в соответствующих областях потока.

К наиболее распространенным относятся интегральные методы расчета параметров отрывных течений, которые учитывают взаимодействие пограничного слоя с внешним потоком, проявляющееся в смешении двух течений.

2.7.1. Течение в области отрыва

Определить параметры отрывных течений, включая нахождение точки отрыва, положения РЛТ и характеристик потока в области присоединения, можно в результате численных решений соответствующих систем уравнений. Однако сложность структуры течения в области отрыва (в особенности в диапазоне транс- и сверхзвуковых скоростей) вызывает большие математические трудности, не позволяющие пока широко использовать такой подход при решении практических задач. Это и определило появление значительного количества приближенных методов, основанных на применении эмпирических и полуэмпирических зависимостей.

Дозвуковой отрыв

Ламинарный пограничный слой более доступен для математического анализа, чем турбулентный, поэтому и характеристики отрывных течений могут быть найдены для него с большей точностью.

Одним из первых для определения места зарождения отрыва несжимаемого потока стали использовать метод Польгаузена, который послужил основой для разработки других, более

эффективных методов. В основе метода лежит выбор многочлена, аппроксимирующего профиль скоростей в пограничном слое и удовлетворяющего определенным граничным условиям:

$$V_x/V_\delta = a\overline{y} + b\overline{y}^2 + c\overline{y}^3 + d\overline{y}^4, \qquad (2.7.1)$$

в котором $\overline{y} = y/\delta$. При $y = 0$ имеем $V_x = V_y = 0$.

Из уравнения движения следует

$$\nu\frac{\partial^2 V_x}{\partial y^2} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} = -V_\delta\frac{\partial V_\delta}{\partial x}$$

и при $y = \delta$

$$V_x = V_\delta, \quad \frac{\partial V_x}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial^2 V_x}{\partial y^2} = 0.$$

Этим граничным условиям соответствуют значения

$$a = (12+\lambda)/6; \quad b = -\lambda/2; \quad c = -(4-\lambda)/2; \quad d = (6-\lambda)/6,$$

где $\lambda = \dfrac{\delta^2}{\nu}\dfrac{\partial V_\delta}{\partial x}$ — безразмерный параметр.

Подставляя значения коэффициентов a, b, c и d в (2.7.1), получаем

$$\frac{V_x}{V_\delta} = \frac{12+\lambda}{6}\overline{y} - \frac{\lambda}{2}\overline{y}^2 - \frac{4-\lambda}{2}\overline{y}^3 + \frac{6-\lambda}{6}\overline{y}^4.$$

В точке отрыва должно выполняться условие $\tau_{ст} = 0$, т. е. $\left.\dfrac{\partial V_x}{\partial y}\right|_{y=0} = 0$, для которого $\lambda_S = -12$.

Для определения координаты точки отрыва x_S, отсчитываемой от начала зарождения пограничного слоя, необходимо решить уравнение

$$\delta^2\frac{\partial V_\delta}{\partial x} = -12\nu. \qquad (2.7.2)$$

При использовании критерия (2.7.2) предварительно рассчитывают параметры внешнего потока и пограничного слоя. В той точке, где условие (2.7.2) выполняется, поток отрывается.

Л.Г. Лойцянский предложил более точную зависимость (2.4.27), основанную на результатах численных расчетов, которую можно представить в виде

$$\delta^{**2}\frac{\partial V_\delta}{\partial x} = -0,089\nu. \qquad (2.7.3)$$

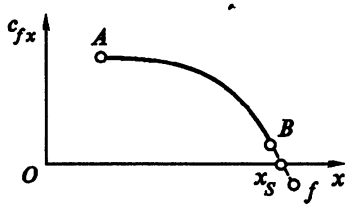


Рис. 2.7.1. Изменение коэффициента трения c_{fx} перед точкой отрыва

С помощью критерия (2.7.3) можно определить условия зарождения отрыва на криволинейной поверхности, например на профиле.

Турбулентный пограничный слой не поддается строгому теоретическому расчету, поскольку механизм турбулентности полностью еще не изучен. Поэтому критерии отрыва основаны, как правило, на экспериментальных данных.

Для определения координаты точки отрыва несжимаемого двухмерного турбулентного потока используют эмпирическую формулу для местного коэффициента трения:

$$c_{fx} = 0,246 \cdot 10^{-0,678\mathrm{H}} \mathrm{Re}_{\delta^{**}}^{-0,268}. \qquad (2.7.4)$$

Положение точки отрыва находят следующим образом. По соотношению (2.7.4) вычисляют зависимость c_{fx} от координаты x (участок AB на рис. 2.7.1). Путем экстраполяции c_{fx} (участок Bf) получают координату x_S, точки отрыва потока, в которой $c_{fx} = 0$.

В качестве критерия отрыва турбулентного пограничного слоя несжимаемой жидкости может также служить зависимость

$$\frac{\delta^{**}}{\rho V_\delta^2} \frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x} \geq B \mathrm{Re}_{\delta^{**}}^{-1/m}, \qquad (2.7.5)$$

где $B = 0,06$, $m = 4$ при $\mathrm{Re}_x \sim 10^4 \ldots 10^5$; $B = 0,02$, $m = 6$ при $\mathrm{Re}_x \sim 10^5 \ldots 10^7$; $B = 0,005$, $m = \infty$ при $\mathrm{Re}_x \to \infty$; $\mathrm{Re}_{\delta^{**}} = \dfrac{V_\delta \delta^{**}}{\mu/\rho}$.

Из (2.7.5) можно определить положительный градиент давления, соответствующий безотрывному течению.

Сверхзвуковой отрыв

Большой интерес представляют полуэмпирические зависимости для определения давления в областях как ламинарного, так и турбулентного отрыва.

Воспользуемся уравнением движения жидкости в пограничном слое до точки отрыва в направлении оси x (плоское течение)

$$V_x\frac{\partial V_x}{\partial x}+V_y\frac{\partial V_x}{\partial y}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}+\frac{1}{\rho}\frac{\partial \tau}{\partial y},$$

которое на обтекаемой поверхности ($y=0$, $V_x=V_y=0$) имеет вид

$$\cdot\left.\frac{\partial p}{\partial x}\right|_{y=0}=\frac{\partial \tau_{\text{ст}}}{\partial y}. \qquad (2.7.6)$$

Для области взаимодействия примем простейшую модель обтекания «эффективного» тела *2* (рис. 2.7.2) с высотой сечения, равной толщине вытеснения $\delta^*(x)$. Полагая кривизну этого тела небольшой (угол α мал) и считая поток у его поверхности *1* слабовозмущенным, применим известную

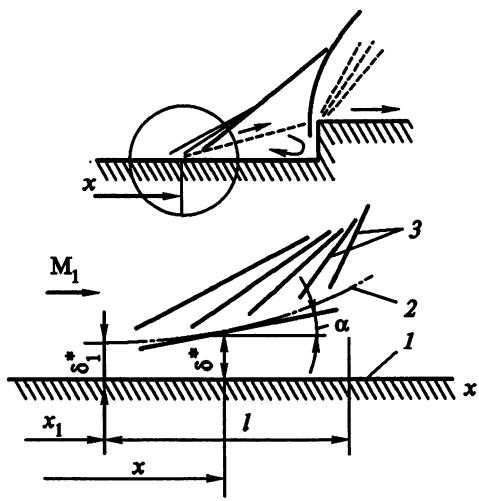


Рис. 2.7.2. Течение в окрестности точки отрыва S: x_1 – расстояние от начала пограничного слоя до области взаимодействия длиной l

формулу для коэффициента давления на пластине, обтекаемой сверхзвуковым линеаризованным потоком под углом $\alpha \approx \approx \mathrm{d}\delta^*/\mathrm{d}x$:

$$\overline{p} = \frac{p - p_1}{q_1} = \frac{2\xi(\mathrm{d}\delta^*/\mathrm{d}x)}{\sqrt{\mathrm{M}_1{}^2 - 1}},$$

где $\xi < 1$ — коэффициент, учитывающий неизоэнтропичность течения, вызванную волнами сжатия *3*; M_1, q_1 — соответственно число Маха и скоростной напор перед областью взаимодействия.

Экспериментально установлено наличие вполне определенного (критического) перепада давления p_s/p_1 или p_p/p_1 в области отрыва, зависящего только от параметров набегающего потока, а также то, что течение в области взаимодействия практически не зависит от внешних условий, т. е. параметры его можно считать функцией только местной координаты (см. рис. 2.7.2)

$$\overline{x} = (x - x_1)/l.$$

Используя это, синтезируем недостающие уравнения системы:

$$\left.\frac{\partial p}{\partial x}\right|_{y=0} = \frac{p_{y=0} - p_1}{x - x_1} f_1(x); \tag{2.7.7}$$

$$\frac{\partial \tau_{\text{ст}}}{\partial y} = \frac{\tau_{\text{ст}1}}{\delta_1^*} f_2(x); \tag{2.7.8}$$

$$\frac{d\delta^*}{\mathrm{d}x} = \frac{\delta_1^*}{x - x_1} f_3(x); \tag{2.7.9}$$

$$\frac{p_{y=0} - p_1}{p - p_1} = f_4(x), \tag{2.7.10}$$

где $p_{y=0}$ — давление на обтекаемой поверхности; $f_1(\overline{x})$, $f_2(\overline{x})$, $f_3(\overline{x})$, $f_4(\overline{x})$ — неизвестные функции; $\tau_{\text{ст}1}$ — напряжение трения в начале области взаимодействия.

Подставляя уравнения (2.7.7), (2.7.8) в (2.7.6), а (2.7.9) в (2.7.8), а также перемножая левые и правые части полученных двух уравнений и (2.7.10), имеем

$$\frac{p_{y=0} - p_1}{x - x_1} f_1(\overline{x}) \frac{p - p_1}{q_1} \frac{p_{y=0} - p_1}{p - p_1} =$$

$$= \frac{\tau_{ст1}}{\delta_1^*} f_2(\overline{x}) \frac{2\xi\delta_1^*}{\sqrt{M_1^2 - 1} \cdot (x - x_1)} f_3(\overline{x}) f_4(\overline{x}),$$

$$\overline{p}_{y=0} = \frac{p_{y=0} - p_1}{q_1} = \sqrt{2 \frac{f_2(\overline{x}) f_3(\overline{x}) f_4(\overline{x}) \xi \tau_{ст1}}{f_1(\overline{x}) q_1 \sqrt{M_1^2 - 1}}}. \quad (2.7.11)$$

Заменяя в (2.7.11) неизвестные функции и коэффициент ξ одной функцией $F(\overline{x}) = \sqrt{\dfrac{f_2(\overline{x}) f_3(\overline{x}) f_4(\overline{x}) \xi}{f_1(\overline{x})}}$, получаем

$$\overline{p}_{y=0} = F(\overline{x}) \frac{\sqrt{2} c_{fx}^{0,5}}{(M_1^2 - 1)^{0,25}}. \quad (2.7.12)$$

Местный коэффициент трения $c_{fx} = \tau_{ст1}/q1$ здесь находят по известным формулам соответственно для ламинарного и турбулентного пограничных слоев:

$$c_{fx} = 0,662 \mathrm{Re}_{x1}^{-0,5}; \quad (2.7.13)$$

$$c_{fx} = 0,0578 \mathrm{Re}_{x1}^{-0,2}, \quad (2.7.14)$$

в которых $\mathrm{Re}_{x1} = V_1 x_1/\nu_1$ — число Рейнольдса в начале области взаимодействия.

По данным замера давлений на обтекаемой поверхности в пределах области взаимодействия с помощью (2.7.12) и (2.7.13) или (2.7.14) найдена $F(x)$ соответственно для ламинарного и турбулентного пограничных слоев, значения которой для конца области взаимодействия в этих случаях оказались равными $F_л(x) = 1,47$ и $F_т(x) = 6,00$, что позволило получить формулы для вычисления коэффициента давления в области «плато»:

$$\overline{p}_p = \frac{1,69}{\mathrm{Re}_{x1}^{0,25} (M_1^2 - 1)^{0,25}} \quad (2.7.15)$$

— при ламинарном отрыве,

$$\overline{p}_p = \frac{2,04}{\mathrm{Re}_{x1}^{0,1} (M_1^2 - 1)^{0,25}} \quad (2.7.16)$$

— при турбулентном отрыве.

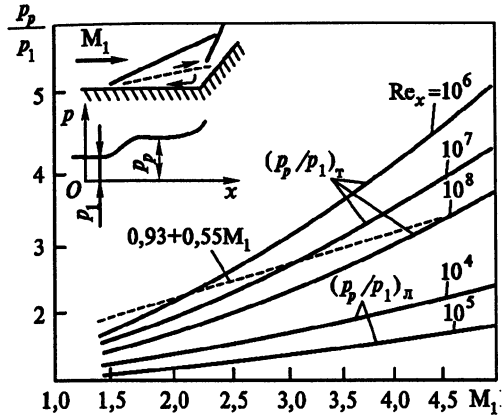


Рис. 2.7.3. Давление в области отрывного течения

Зависимости (2.7.15) и (2.7.16) позволяют находить «критический» перепад давлений

$$p_p/p_1 = 1 + \overline{p}_p k_1 M_1^2/2$$

в отрывных течениях по параметрам потока перед точкой отрыва, что дает возможность, используя зависимости из теории скачков уплотнения, по k_1, M_1, p_p/p_1 определять углы скачка θ_c и отклонения β потока, а также число M_2 за ним.

Отметим, что для приближенных расчетов турбулентного сверхзвукового плоского отрывного течения можно применять зависимость

$$p_p/p_1 = 0,93 + 0,55M_1, \qquad (2.7.17)$$

не учитывающую сравнительно слабое влияние числа Re_{x1} и полученную обобщением многих экспериментальных исследований при $M_1 = 2 \ldots 4$. Результаты расчетов по формулам (2.7.15), (2.7.16), (2.7.17) приведены на рис. 2.7.3.

2.7.2. Течение в области смешения

Область смешения характеризуется, как правило, постоянным давлением. Расчет течения в ней связан с определением профиля скорости в вязком слое, а также с положением линий

тока в пространстве. Решение задачи о развитии оторвавшегося пограничного слоя в области смешения может быть выполнено либо на основе численного интегрирования уравнений пограничного слоя при соответствующих граничных условиях, либо путем сведения уравнений пограничного слоя к уравнениям, имеющим аналитические решения, либо с помощью простых интегральных методов.

Оторвавшийся пограничный слой по своим характеристикам близок к струйному течению, для которого в первом приближении полагают, что безразмерный профиль продольной составляющей осредненной скорости является универсальным для широкого класса течений.

Для описания универсальных профилей скорости подбирают приближенные аналитические зависимости. В работах Г. Шлихтинга впервые было получено выражение для профиля скорости в зоне смешения:

$$\varphi = V_x/V_\delta = 1 - (1 - \overline{y}^{3/2})^2,$$

где $\overline{y} = (y - y_{\varphi=0})/b$ — безразмерная координата (рис. 2.7.4); b — ширина струйного слоя смешения.

Эта зависимость удовлетворяет следующим условиям на границах:

при $y = y_{\varphi=0}$ $\overline{y} = 0$, $\varphi = 0$;

при $|y| + |y_{\varphi=0}| = b$ $\overline{y} = 1$, $\varphi = 1$.

В соответствии с интегральным методом, разработанным Г.Н. Абрамовичем, зависимость для поперечного размера слоя смешения представляется соотношением $\mathrm{d}b/\mathrm{d}x = \mathrm{const}$ или $b = cx$, т. е. толщина слоя пропорциональна расстоянию от

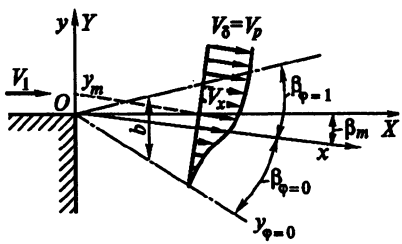


Рис. 2.7.4. Системы координат, используемые для расчета смешения двухмерных струй

начального сечения [1]. Коэффициент c определяют экспериментально.

Рассмотрим аналитическое решение задачи о смешении потоков в области отрыва. Перед точкой отрыва имеем плоский установившийся поток сжимаемой жидкости с турбулентным пограничным слоем толщиной δ. Параметры оторвавшегося потока, например за точкой излома образующей (см. рис. 2.7.4), следующие: p_p, $V_p = V_\delta$, ρ_p, T_p. Требуется определить профиль скорости V_x в области смешения и положение его относительно свободной границы невязкого потока.

При решении дифференциальных уравнений в частных производных, описывающих свободный вязкий слой, целесообразно использовать некоторую вспомогательную систему координат xOy, ось Ox в которой направлена по линии тока (см. рис. 2.7.4). Уравнение движения с учетом вязкости можно записать в виде

$$V_x \frac{\partial V_x}{\partial x} + V_y \frac{\partial V_x}{\partial y} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial \tau}{\partial y}. \qquad (2.7.18)$$

Упростим выражение (2.7.18), считая течение слабовозмущенным. Для этого составляющие скорости V_x, V_y запишем как $V_x = V_\delta + V_x'$, $V_y = V_y'$, где V_x', V_y' — возмущающие скорости, малые по сравнению со скоростью V_δ. Принимая также для области смешения $p = \text{const}$, вместо (2.7.18) будем иметь

$$(V_\delta + V_x')\frac{\partial (V_\delta + V_x')}{\partial x} + V_y'\frac{\partial (V_\delta + V_x')}{\partial y} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial \tau}{\partial y}.$$

Отбрасывая в этом уравнении члены второго порядка малости, получаем

$$V_\delta \frac{\partial V_x}{\partial x} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial \tau}{\partial y}. \qquad (2.7.19)$$

Полагая, что процесс смешения изоэнергетический и теплообмен отсутствует, а число $\mathrm{Pr} = 1$, из (2.7.19) находим упрощенное уравнение движения (турбулентный аналог уравнения Озеена):

$$\frac{\partial V_x}{\partial x} = \frac{\varepsilon}{V_\delta}\frac{\partial^2 V_x}{\partial y^2}, \qquad (2.7.20)$$

где $\varepsilon = 0{,}5\sigma^{-2}\overline{x}\delta V_\delta f(\overline{x})$ — коэффициент турбулентной вязкости, определяемый из упрощенной формулы Прандтля для свободной турбулентности; σ — параметр подобия (или коэффициент смешения); $f(\overline{x})$ — некоторая функция координаты $\overline{x} = x/\delta$ ($f(\overline{x}) \to 1$ при $\overline{x} \to \infty$).

Введем безразмерные параметры $\varphi = V_x/V_\delta$, $\overline{y} = y/\delta$ и преобразуем уравнение (2.7.20) к новым переменным, заменив первую и вторую производные соответственно выражениями

$$\frac{\partial V_x}{\partial x} = \frac{\partial V_x}{\partial \overline{x}}\frac{\partial \overline{x}}{\partial x} = \frac{V_\delta}{\delta}\frac{\partial \varphi}{\partial \overline{x}};$$

$$\frac{\partial^2 V_x}{\partial y^2} = \frac{V_\delta \partial^2 \varphi}{\partial y^2} = V_\delta \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{d\varphi}{\partial \overline{y}}\frac{\partial \overline{y}}{\partial y}\right) = \frac{V_\delta}{\delta^2}\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \overline{y}^2}.$$

В итоге получим

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \overline{x}} = \frac{\overline{x} f(\overline{x})}{2\sigma^2}\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \overline{y}^2}. \qquad (2.7.21)$$

Используя новую переменную $\xi = \dfrac{1}{2\sigma^2}\displaystyle\int_0^{\overline{x}} \overline{x} f(\overline{x})\,\mathrm{d}\overline{x}$, можно привести уравнение (2.7.21) к виду

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \xi} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \overline{y}}, \qquad (2.7.22)$$

которое удовлетворяет следующим граничным условиям:

при $-\infty < \overline{y} < 0$ и $\xi = 0$ $\varphi(0, \overline{y}) = 0$;

при $0 < \overline{y} < 1$ и $\xi = 0$ $\varphi(0, \overline{y}) = \varphi_2$;

при $1 < \overline{y} < +\infty$ и $\xi = 0$ $\varphi(0, \overline{y}) = 1$;

при $\xi > 0$ $\varphi(\xi, -\infty) \to 0$;

при $\xi > 0$ $\varphi(\xi, +\infty) \to 1$.

Решение уравнения (2.7.22) имеет вид [9]

$$\varphi(\xi, \overline{y}) = \frac{1}{2}[1 + \operatorname{erf}(\eta - \eta_p)] + \frac{1}{\sqrt{\pi}}\int_{\eta-\eta_p}^{\eta} \varphi_2\left(\frac{\eta - z}{\eta_p}\right) e^{-z^2}\,\mathrm{d}z, \qquad (2.7.23)$$

где $\eta = \overline{y}\eta_p$; $\eta_p = 1/(2\sqrt{\xi})$ — параметр положения; z — переменная интегрирования.

При расчетах второе слагаемое уравнения (2.7.23) можно не учитывать, если $\eta_p = 0$ (т. е. $\xi \to \infty$), так как при этом $f(\overline{x}) \to 1$ ($\overline{x} \to \infty$), а следовательно, $\delta \to 0$. Поэтому для течений, имеющих перед точкой отрыва малую толщину пограничного слоя, справедливо равенство

$$\varphi = \frac{1}{2}(1 + \operatorname{erf}\eta). \tag{2.7.24}$$

Учитывая принятые допущения, имеем

$$\lim_{\delta\to 0}(\eta) = \lim_{\delta\to 0}(\overline{y}\eta_p) = \lim_{\delta\to 0}\frac{y}{\delta}\frac{1}{2\sqrt{\dfrac{1}{2\sigma^2}\displaystyle\int_0^{\overline{x}}\overline{x}f(\overline{x})\,\mathrm{d}\overline{x}}} = \sigma\frac{y}{x},$$

т. е. при $\delta \to 0$

$$\eta = \sigma y/x. \tag{2.7.25}$$

При $\eta = 0$ и $y = 0$ получаем $\varphi = 0,5$, т. е. ось Ox условно совпадает с линией тока, на которой $V_x = 0,5V_\delta$.

Для нахождения положения оси x введем вспомогательную систему координат XOY, ось OX которой направлена вдоль границы невязкой струи (см. рис. 2.7.4), определяемой как некоторая гипотетическая струя без трения, движущаяся со скоростью $V_\delta = V_p$ и расширяющаяся при том же давлении p_p, что и действительная «вязкая» струя. Координаты x, y и XY связаны соотношениями $x = X$; $Y = y - y_m(x)$, где $y_m(x)$ находят из уравнения движения вдоль оси x:

$$\int_0^\delta \rho_p V_p^2\,\mathrm{d}y - \int_0^\delta \rho V_x'^2\,\mathrm{d}y = \rho_p V_p^2 y_{\varphi=1} - \left(\int_{-\infty}^{y_{\varphi=1}} \rho V_x^2\,\mathrm{d}y + y_m\rho_p V_p^2\right), \tag{2.7.26}$$

где V_x' — скорость потока в пограничном слое.

В левой части (2.7.26) представлено количество движения, теряемое из-за наличия пограничного слоя, в правой — вследствие смешения. Приведем уравнение (2.7.26) к виду, удобному для вычислений:

$$\rho_p V_p^2 y_m = \rho_p V_p^2 y_{\varphi=1} - \int\limits_{-\infty}^{y_{\varphi=1}} \rho V_x^2 \, dy + \int\limits_0^{\delta} \rho V_x'^2 \, dy - \int\limits_0^{\delta} \rho_p V_p^2 \, dy.$$

К левой части этого уравнения прибавим и вычтем $\int\limits_0^{\delta} \rho V_x' V_p \, dy$:

$$\rho_p V_p^2 y_m = \rho_p V_p^2 y_{\varphi=1} - \int\limits_{-\infty}^{y_{\varphi=1}} \rho V_x^2 \, dy + \int\limits_0^{\delta} \rho V_x'^2 \, dy -$$

$$- \int\limits_0^{\delta} \rho_p V_p^2 \, dy + \int\limits_0^{\delta} \rho V_x' V_p \, dy - \int\limits_0^{\delta} \rho V_x' V_p \, dy$$

или

$$\rho_p V_p^2 y_m = \rho_p V_p^2 y_{\varphi=1} - \int\limits_{-\infty}^{y_{\varphi=1}} \rho V_x^2 \, dy -$$

$$- \left[\int\limits_0^{\delta} \rho V_x' (V_p - V_x') \, dy + \int\limits_0^{\delta} \rho_p V_p^2 \left(1 - \frac{\rho}{\rho_p} \frac{V_x'}{V_p} \right) dy \right].$$

Отсюда

$$y_m = y_{\varphi=1} - \int\limits_{-\infty}^{y_{\varphi=1}} \frac{\rho}{\rho_p} \frac{V_x^2}{V_p^2} \, dy -$$

$$- \left[\int\limits_0^{\delta} \frac{\rho}{\rho_p} \frac{V_x'}{V_p} \left(1 - \frac{V_x'}{V_p} \right) dy + \int\limits_0^{\delta} \left(1 - \frac{\rho}{\rho_p} \frac{V_x'}{V_p} \right) dy \right] =$$

$$= y_{\varphi=1} - \int\limits_{-\infty}^{y_{\varphi=1}} \frac{\rho}{\rho_p} \frac{V_x^2}{V_p^2} \, dy - (\delta^* + \delta^{**}).$$

Переходя к безразмерным координатам $\eta = \sigma y/x$ и принимая $\delta \to 0$, получаем

$$\eta_m = \eta_{\varphi=1} - \int\limits_{-\infty}^{\eta_{\varphi=1}} \frac{\rho}{\rho_p} \frac{V_x^2}{V_p^2}\, \mathrm{d}\eta. \qquad (2.7.27)$$

Умножим числитель и знаменатель подынтегрального выражения на плотность заторможенного потока ρ_0:

$$\eta_m = \eta_{\varphi=1} - \frac{\rho_0}{\rho_p} \int\limits_{-\infty}^{\eta_{\varphi=1}} \frac{\rho}{\rho_0} \frac{V_x^2}{V_p^2}\, \mathrm{d}\eta. \qquad (2.7.28)$$

Отношение плотностей (при условии $p_p = \rho_p R T_p = \mathrm{const}$) равно

$$\frac{\rho_0}{\rho_p} = \frac{T_p}{T_0} = \left(1 - \frac{V_p^2}{V_{\max}^2}\right) = 1 - \mathrm{Cr}_p^2; \qquad (2.7.29)$$

$$\frac{\rho_0}{\rho} = \left(1 - \frac{V_x^2}{V_{max}^2}\right) = 1 - \mathrm{Cr}_p^2 \varphi^2, \qquad (2.7.30)$$

где $\mathrm{Cr} = V/V_{\max}$ — число Крокко (относительная скорость).

С учетом проведенных преобразований выражение (2.7.28) примет вид

$$\eta_m = \eta_{\varphi=1} - (1 - \mathrm{Cr}_p^2) \int\limits_{-\infty}^{y_{\varphi=1}} \frac{\varphi^2}{1 - \mathrm{Cr}_p^2 \varphi^2}\, \mathrm{d}\eta. \qquad (2.7.31)$$

Из выражения (2.7.31) для несжимаемой жидкости получена приближенная зависимость

$$y_m^* = \frac{x_m^*}{\sigma^*}(0,3989 + 0,0826\mathrm{Cr}_p^2), \qquad (2.7.32)$$

где x_m^* — абсцисса рассматриваемого сечения; σ^* — коэффициент смешения для несжимаемой жидкости, равный 12 (здесь и далее звездочкой обозначены параметры несжимаемой жидкости).

Для определения углового рассогласования осей Ox и OX проведем преобразование координат, позволяющее переходить

от параметров сжимаемой жидкости к несжимаемой и наоборот.

Так как для области смешения $p = \text{const}$, то уравнение движения будет иметь вид

$$V_x \frac{\partial V_x}{\partial x} + V_y \frac{\partial V_x}{\partial y} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial y}. \tag{2.7.33}$$

Примем, что функции тока ψ и ψ^* сжимаемой и несжимаемой жидкостей одинаковы, а координаты связаны соотношениями $x^* = G(x)$, $y^* = \int\limits_0^y (\rho/\rho^*)\,\mathrm{d}y$, где $G(x)$ — некоторая функциональная зависимость.

Используя указанные соотношения, запишем

$$\begin{aligned}
&V_x^* = \frac{\partial \psi}{\partial y}\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}y^*} = \frac{\partial \psi}{\partial y}\frac{\rho^*}{\rho} = V_x;\\
&\frac{\partial V_x^*}{\partial x^*} = \frac{\partial V_x}{\partial x}\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}x^*} = \frac{\partial V_x}{\partial x}\frac{1}{\mathrm{d}G(x)/\,\mathrm{d}x};\\
&V_y^* = -\frac{\partial \psi}{\partial x}\frac{1}{\mathrm{d}G(x)/dx}\frac{\rho^*}{\rho}\frac{\rho}{\rho^*} = V_y \frac{1}{\mathrm{d}G(x)/\,\mathrm{d}x}\frac{\rho}{\rho^*};\\
&\frac{\partial V_x^*}{\partial y^*} = \frac{\partial V_x}{\partial y}\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}y^*} = \frac{\partial V_x}{\partial y}\frac{\rho^*}{\rho}.
\end{aligned} \tag{2.7.34}$$

Допуская равенство $\dfrac{\partial \tau^*}{\partial y^*} = \dfrac{\partial \tau}{\partial y}$, подставим полученные соотношения (2.7.34) в уравнение движения:

$$V_x^* \frac{\mathrm{d}G(x)}{\mathrm{d}x}\frac{\partial V_x^*}{\partial x^*} + V_y^* \frac{\mathrm{d}G(x)}{\mathrm{d}x}\frac{\partial V_x^*}{\partial y^*} = \frac{\rho^*}{\rho}\frac{\partial \tau^*}{\partial y^*}\frac{1}{\rho^*}. \tag{2.7.35}$$

Сравнивая (2.7.33) и (2.7.35), получим $\mathrm{d}G(x)/\,\mathrm{d}x = \rho^*/\rho = 1 - \mathrm{Cr}^2$, или

$$x^* = (1 - \mathrm{Cr}^2)x.$$

Для внутренней границы зоны смешения при $\varphi \le 0,5$ с достаточной степенью точности можно принять $y = y^*$. С учетом указанных преобразований вместо (2.7.32) получаем

$$\beta_m \approx \frac{y_m}{x_m} = \frac{y_m^*}{x_m^*}(1 - \mathrm{Cr}_p^2) = \frac{1 - \mathrm{Cr}_p^2}{\sigma^*}(0,3989 + 0,0826\mathrm{Cr}_p^2) =$$
$$= (1 - \mathrm{Cr}_p^2)(0,033 + 0,0069\mathrm{Cr}_p^2).$$

Границы струйного профиля скорости определяют по соотношениям

$$\beta_{\varphi=0} = \frac{\eta^*}{12}(1 - \mathrm{Cr}_p^2);$$

$$\beta_{\varphi=1} = \frac{1}{12}(1 - \mathrm{Cr}_p^2) \int_0^{\eta^*_{\varphi=1}} (1 - \mathrm{Cr}_p^2\varphi^2)\,\mathrm{d}\eta^*.$$

Значение коэффициента σ, характеризующего скорость нарастания толщины вихревого слоя и определяемого по профилю скорости на оси смешения, довольно быстро (на расстоянии примерно $1,5\delta$) достигает своего предельного значения (рис. 2.7.5). Для учета сжимаемости вводят поправку, зависящую от числа М на свободной границе струи. Например, наиболее часто применяют формулу $\sigma = 12 + 2,758\mathrm{M}$. Как показали исследования, профиль скорости, определяемый соотношением (2.7.23), описывает не только турбулентное, но и ламинарное смешение. Различие заключается лишь в определении коэффициента σ, входящего в формулу (2.7.25).

Найдем выражение для σ в случае ламинарного режима течения в области смешения. С этой целью рассмотрим изменение количества движения за единицу времени в элементарном (единичной ширины) объеме длиной $\mathrm{d}x$, простирающемся от РЛТ до нижней границы области смешения (рис. 2.7.6). Приравняем его в соответствии с законом сохранения количества движения внешним силам, приложенным к этому объему:

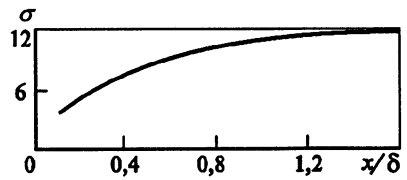


Рис. 2.7.5. Изменение параметра подобия σ вблизи точки отрыва S

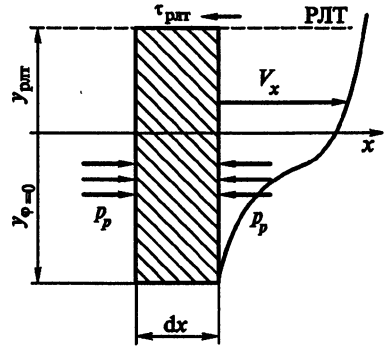


Рис. 2.7.6. Элементарный контрольный объем в области смешения

$$\int\limits_{y_{\varphi=0}}^{y_{\text{рлт}}} (\rho_p V_p^2 - \rho V_x^2)\,\mathrm{d}y = \int\limits_0^x \tau_{\text{рлт}}\,\mathrm{d}x, \qquad (2.7.36)$$

где $y_{\varphi=0}$ — координата внутренней границы зоны смешения; $\tau_{\text{рлт}}$ — напряжение трения на РЛТ. Равнодействующая сил давления, приложенных к объему, равна нулю, так как течение в области смешения безградиентное (изобарическое).

Преобразуем левую часть (2.7.36) подобно тому, как это было сделано с выражением (2.7.27):

$$\frac{\rho_0 V_p^2 x}{\sigma} \int\limits_{\eta_{\varphi=0}}^{\eta_{\text{рлт}}} \left[(1 - \mathrm{Cr}_p^2) - \frac{\varphi^2}{1 - \mathrm{Cr}_p^2\varphi^2}\right] \mathrm{d}\eta = \frac{\rho_0 V_p^2 x}{\sigma} J, \qquad (2.7.37)$$

где $J = \int\limits_{\eta_{\varphi=0}}^{\eta_{\text{рлт}}} \left[(1 - \mathrm{Cr}_p^2) - \frac{\varphi^2}{1 - \mathrm{Cr}_p^2\varphi^2}\right] \mathrm{d}\eta$ — функция, которая, согласно принятому ранее допущению о независимости профиля скорости $\varphi = (1/2)(1 + \mathrm{erf}\eta)$ от координаты x, также от нее не зависит; $\eta_{\varphi=0} = -\infty$.

Продиффенцируем (2.7.36) после подстановки в него (2.7.37):

$$\rho_0 V_p^2 J\,\mathrm{d}(x/\sigma) = \tau_{\text{рлт}}\,\mathrm{d}x. \qquad (2.7.38)$$

Для ламинарной области смешения

$$\tau_{\text{рлт}} = \mu_{\text{рлт}} \frac{\partial V_x}{\partial y} = \mu_{\text{рлт}} \frac{V_p \sigma}{x} \frac{\partial \varphi}{\partial \eta_{\text{рлт}}}. \qquad (2.7.39)$$

Здесь

$$\mu_{\text{рлт}} = \mu_p \left(\frac{T_{\text{рлт}}}{T_p} \right)^n \qquad (2.7.40)$$

— динамическая вязкость жидкости на РЛТ; μ_p — динамическая вязкость в потоке, поступающем в область смешения.

Отношение температур на РЛТ и в потоке перед смешением, входящее в (2.7.40), определяется выражением

$$\frac{T_{\text{рлт}}}{T_p} = \frac{\rho_p}{\rho_{\text{рлт}}} = \frac{1 - \text{Cr}_p^2 \varphi_{\text{рлт}}^2}{1 - \text{Cr}_p^2}. \qquad (2.7.41)$$

Подставив (2.7.39) в (2.7.38), получим

$$\rho_0 V_p^2 J \, \mathrm{d}\frac{x}{\sigma} = \mu_{\text{рлт}} V_p \frac{\partial \varphi}{\partial \eta_{\text{рлт}}} \frac{\sigma}{x} \, \mathrm{d}x.$$

Проинтегрировав это выражение в пределах от 0 до x, находим

$$\sigma = \left(\frac{V_p \rho_0 J}{2 \mu_{\text{рлт}} (\partial \varphi / \partial \eta)_{\text{рлт}}} x \right)^{0,5}. \qquad (2.7.42)$$

Подставим (2.7.41) в (2.7.40), а полученное значение $\mu_{\text{рлт}}$ — в (2.7.42). Учтем также, что $\rho_0 = \rho_p(1 - \text{Cr}_p^2)$, а $\mu_p/\rho_p = \nu_p$. Тогда вместо (2.7.42) будем иметь окончательное выражение для определения коэффициента смешения:

$$\sigma = \left(\frac{V_p J (1 - \text{Cr}_p^2)^{n+1}}{2 \nu_p (\partial \varphi / \partial \eta)_{\text{рлт}} (1 - \text{Cr}_p^2 \varphi_{\text{рлт}}^2)^n} x \right)^{0,5},$$

которое позволяет найти зависимость $\sigma(x)$ вдоль любой РЛТ с безразмерной координатой $\eta_{\text{рлт}}$.

Ширину области смешения можно вычислить по формуле

$$b = 2\eta_R x / \sigma,$$

в которой обычно принимают $\eta_R = +1,530$ вместо $(\pm\infty)$, чему соответствуют значения безразмерной скорости φ на верхней

и нижней границах области смешения, равные 0,9845 и 0,0154 соответственно.

К числу основных характеристик зоны смешения следует отнести скорость на РЛТ $V_{\text{рлт}}$ и положение этой линии относительно рассматриваемой системы координат.

В силу предположения об автомодельности задачи относительная скорость $\varphi_{\text{рлт}}$ на РЛТ не зависит от расстояния до начального сечения. Положение РЛТ определяют из следующего условия: для установившегося процесса масса газа, циркулирующего в зоне отрывного течения, постоянна. Это означает, что масса газа, попадающего из невозмущенного потока в зону смешения, должна быть равна массе, которая проходит выше РЛТ, т. е. покидает застойную зону (рис. 2.7.7).

Считая, что перед точкой отрыва пограничный слой имеет бесконечно малую толщину, и пренебрегая силой трения на внешней границе зоны смешения, получим для безградиентного течения ($p_p = \text{const}$) изменение количества движения газа в единицу времени, равное нулю, т. е.

$$\dot{m}_1 V_p - \int\limits_{y_{\varphi=0}}^{y_{\varphi=1}} \rho V_x^2 \, \mathrm{d}y = 0, \qquad (2.7.43)$$

где $\dot{m}_1$ — масса газа, поступающего в зону смешения в единицу времени; V_p — скорость потока в начальном сечении зоны смешения, равная скорости на внешней границе.

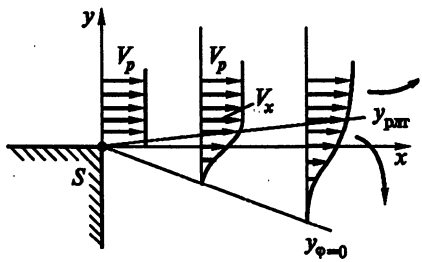


Рис. 2.7.7. Схема к определению положения разделяющей линии тока

Из уравнения (2.7.43) находим

$$\dot{m}_1 = \frac{1}{V_p} \int\limits_{y_{\varphi=0}}^{y_{\varphi=1}} \rho V_x^2 \, \mathrm{d}y.$$

Масса газа, протекающего в единицу времени выше РЛТ,

$$\dot{m}_2 = \int\limits_{y_{\text{рлт}}}^{y_{\varphi=1}} \rho V_x \, \mathrm{d}y.$$

Согласно условию $\dot{m}_1 = \dot{m}_2$, получаем

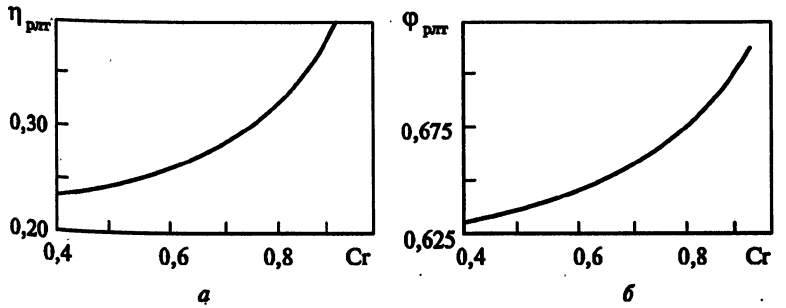
$$\int\limits_{y_{\varphi=0}}^{y_{\varphi=1}} \rho V_x^2 \, \mathrm{d}y = V_p \int\limits_{y_{\varphi=0}}^{y_{\varphi=1}} \rho V_x \, \mathrm{d}y. \qquad (2.7.44)$$

После приведения (2.7.44) к безразмерному виду имеем

$$\int\limits_{-\infty}^{+\infty} \frac{\varphi^2 \, \mathrm{d}\eta}{1 - \mathrm{Cr}_p^2 \varphi^2} = \int\limits_{\eta_{\text{рлт}}}^{+\infty} \frac{\varphi \, \mathrm{d}\eta}{1 - \mathrm{Cr}_p^2 \varphi^2}. \qquad (2.7.45)$$

Выражение (2.7.45) содержит одну неизвестную величину $\eta_{\text{рлт}}$, которую можно легко определить численным интегрированием. Скорость вдоль линии тока можно рассчитать по формуле (2.7.24).

Решение уравнения (2.7.45) в виде зависимостей $\eta_{\text{рлт}}(\mathrm{Cr})$ и $\varphi_{\text{рлт}} = 0,5(1 + \mathrm{erf}\,\eta_{\text{рлт}})$ иллюстрирует рис. 2.7.8.



а *б*

Рис. 2.7.8. Зависимость безразмерной координаты РЛТ (*а*) и относительной скорости вдоль РЛТ (*б*) от числа Cr во внешнем потоке

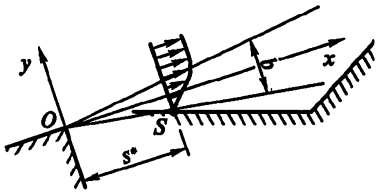


Рис. 2.7.9. Смещение точки отрыва

Безразмерную скорость вдоль РЛТ можно представить в виде аппроксимирующих полиномов ($k = c_p/c_V = 1,4$) от числа M_p на внешней границе зоны смешения:

$$\varphi_{\text{рлт}} = \begin{cases} 0,0215M_p^2 + 0,605 \ \text{ при } \ 1 \le M_p \le 3,5; \\ -1,36 \cdot 10^{-4}M_p^3 + 1,08 \cdot 10^{-3}M_p^2 + \\ \qquad + 0,014M_p + 0,623 \ \text{ при } \ 3,5 < M_p \le 8. \end{cases}$$

Для получения более удовлетворительных результатов расчета было учтено наличие начального пограничного слоя из-за переноса начала зоны смешения вверх по потоку от точки отрыва S в точку O на величину S^*. Как показано на рис. 2.7.9, роль начального пограничного слоя выполняет эквивалентный переходной слой смешения шириной b. Было найдено, что $S^* \approx 30\delta_1^{**}$ (где δ_1^{**} — толщина потери импульса перед точкой отрыва).

2.7.3. Присоединение оторвавшегося потока

Для определения параметров течения в зонах отрыва необходим расчет давления и других характеристик в области присоединения. В первых попытках расчета донного давления за уступами при сверхзвуковых скоростях использовали предположение, что давление торможения на РЛТ $p_{0\text{рлт}}$ равно статическому давлению $p_{\text{ск}}$ за скачком уплотнения.

Около критической точки присоединения ($V_{\text{рлт}} = 0$), куда попадает РЛТ, происходит разветвление потока: часть его движется вниз по течению вдоль обтекаемой поверхности, а часть поступает в циркуляционную зону, образуя возвратное течение. Если полагать, что при торможении потока в области присоединения образуется скачок уплотнения, то именно

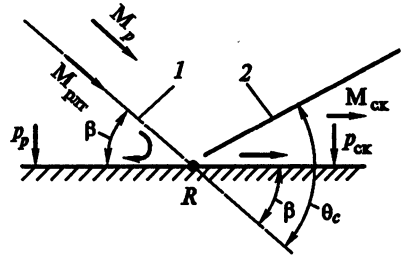


Рис. 2.7.10. Присоединение оторвавшегося сверхзвукового потока

на РЛТ давление торможения окажется равным противодавлению в присоединившейся части потока. Действительно, тогда в область за точку присоединения R сумеет попасть лишь газ, находящийся выше РЛТ, обладающий бóльшим, чем за скачком уплотнения, давлением торможения.

Это условие присоединения известно как гипотеза Корста — Чемпена [9], в соответствии с которой полное давление на РЛТ *1* в точке присоединения R (рис. 2.7.10) равно давлению за скачком уплотнения *2*:

$$p_{0\text{рлт}} = p_p\left(1 + \frac{k-1}{2}\mathrm{M}^2_{\text{рлт}}\right)^{\frac{k}{k-1}} = p_{\text{ск}}. \qquad (2.7.46)$$

Условие присоединения (2.7.46) может быть использовано не только при турбулентном, но и при ламинарном течении в области смешения. Рассчитанные по этому критерию значения давления в зоне отрыва согласуются с экспериментальными данными при числах $\mathrm{Re}_x > 10^6$. При меньших числах Re_x, когда пограничный слой перед областью отрыва значителен, расхождение теоретических значений с экспериментальными данными получается большим. То же самое наблюдается и в случаях присоединения под малыми углами, когда протяженность области присоединения велика.

Известны и другие условия присоединения. Так, на основе анализа экспериментальных данных, полученных в основном для турбулентного течения в зоне смешения, был определен некоторый критерий N (параметр Неша), представляющий собой отношение разницы между давлением в точке присоединения p_R и в области отрыва p_p к полному перепаду давления в области присоединения:

$$\mathrm{N} = (p_R - p_p)/(p_{\text{ск}} - p_p).$$

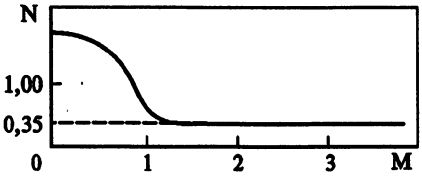


Рис. 2.7.11. Зависимость параметра N от числа M

Зависимость критерия N от числа M показана на рис. 2.7.11. При расчетах сверхзвуковых течений принимается N = 0,35, поэтому давление в области присоединения определяется соотношением

$$p_R = 0,65p_p + 0,35p_{\text{ск}}.$$

2.7.4. Метод разделяющей линии тока

Задачу определения давления в зоне отрыва решают методом последовательных приближений. Задавшись рядом значений донного давления $p_{\text{дон}}$, при помощи газодинамической функции $\pi(\text{M}_{\text{дон}}) = p_{\text{дон}}/p_0$ (p_0 — полное давление в невозмущенном потоке) находим $\text{M}_{\text{дон}}$ и $\text{Cr}_{\text{дон}} = \left\{1 + 2/\left[\text{M}^2_{\text{дон}}(k-1)\right]\right\}^{0,5}$.

Используя решение интегрального уравнения (2.7.45), определяют $\eta_{\text{рлт}}$, а также

$$\varphi_{\text{рлт}} = 0,5\left(1 + \text{erf}\eta_{\text{рлт}}\right), \quad \text{Cr}_{\text{рлт}} = \varphi_{\text{рлт}}\text{Cr}_{\text{дон}},$$

$$\text{M}^2_{\text{рлт}} = \frac{2}{k-1}\frac{\text{Cr}^2_{\text{рлт}}}{1 - \text{Cr}^2_{\text{рлт}}}.$$

Одновременно вычисляют давление торможения на РЛТ:

$$p_{0\text{рлт}} = \frac{p_{\text{дон}}}{\pi(\text{M}_{\text{рлт}})}.$$

По значениям M_∞ и $\text{M}_{\text{дон}}$ находят функцию

$$\omega(M_i) = \sqrt{\frac{k+1}{k-1}}\,\text{arctg}\sqrt{\frac{k-1}{k+1}(M_i^2 - 1)} - \text{arctg}\sqrt{(M_i^2 - 1)},$$

где индекс «i» соответственно означает «∞» или «$_{\text{дон}}$».

Вычисляют

$$\beta = \omega(\mathrm{M}_{\text{дон}}) - \omega(\mathrm{M}_\infty).$$

Зная β и $\mathrm{M}_{\text{дон}}$, определяют угол $\theta_{\text{с}}$ и давление

$$p_{\text{ск}} = \left(\frac{2k}{k+1} M_{\text{дон}}^2 \sin^2\theta_c - \frac{k-1}{k+1}\right) p_{\text{дон}}.$$

Сравнивая полученные значения $p_{0\text{рлт}}$ и $p_{\text{ск}}$ методом последовательных приближений, находят такое $p_{\text{дон}}$, при котором $p_{0\text{рлт}} = p_{\text{ск}}$.

2.7.5. Энтропийный метод расчета параметров отрывных течений

Общие сведения

Рассмотрим двухмерные установившиеся отрывные течения, возникающие в потоке газа при внешнем обтекании ОУ или при внутренних течениях в каналах. Числа Рейнольдса здесь больше, поэтому в пограничном слое перед ОУ и в области отрыва существует турбулентное отрывное течение. Несмотря на значительные достижения в области экспериментальных и теоретических исследований пристенной турбулентности, практические результаты их применения к отрывным течениям настолько немногочисленны и ограниченны, что пока трудно говорить о возможности использования моделей в реальных условиях.

Вполне приемлемой для указанных целей является широко известная формула Прандтля для турбулентной вязкости, содержащая одну эмпирическую константу. Всю область определения отрывного течения представляют совокупностью подобластей при сопряженных краевых условиях. При этом внешний невязкий поток описывают известными аналитическими интегральными или численными методами. Благодаря исследованию отрывного течения по отдельным подобластям и применению интегрального метода удается достаточно просто объяснить и предсказать главные свойства рассматриваемых

отрывных течений и дать наглядную физическую интерпретацию результатов.

В основу расчетов параметров отрывных течений положен принцип наименьшего действия, согласно которому процессы, изменяющие состояние системы, протекают так, что функционал, называемый действием, имеет наименьшее возможное значение.

Физический смысл принципа наименьшего действия состоит в том, что процесс осуществляется всегда так, чтобы изменения действия были минимальны. Частными случаями этого принципа являются принципы Онзагера и Пригожина.

Согласно Онзагеру, при стационарных процессах в открытых системах диссипация энергии минимальна:

$$\varepsilon = \int_W \tilde{\varepsilon}\, \mathrm{d}W = \min,$$

где $\tilde{\varepsilon}$ — диссипативная функция; W — объем системы.

Аналогичный вывод был сформулирован Пригожиным в виде принципа минимума производства энтропии: ***стационарное слабонеравновесное состояние системы, в которой происходит необратимый процесс, характеризуется тем, что скорость возникновения энтропии имеет минимальное значение при данных внешних условиях, препятствующих достижению системой равновесного состояния***:

$$\tilde{\Pi}_\Sigma = \sum_{i=1}^{n} \tilde{\Pi}_i = \min, \qquad (2.7.47)$$

где $\tilde{\Pi}$ — удельное производство энтропии.

Известно, что при движении вязкого газа из-за трения в потоке имеет место диссипация энергии. Ввиду этого часть механической энергии необратимо переходит во внутреннюю, т. е. энтропия возрастает. Такой же процесс происходит и при торможении потока в областях отрыва и присоединения, где образуются скачки уплотнения.

Рассматривая выделенный элемент течения (например, после точки отрыва), можно записать, что полное удельное

производство энтропии равно

$$\tilde{\Pi}_\Sigma = \sum_{i=1}^{n} \tilde{\Pi}_i = \sum_{j=1}^{m} \frac{\Delta \tilde{D}_j}{T_j} + \sum_{k=1}^{l} \Delta \tilde{S}_k = \frac{\Delta \tilde{D}_1}{T_1} + \\ + \frac{\Delta \tilde{D}_2}{T_2} + \ldots + \frac{\Delta \tilde{D}_m}{T_m} + \Delta \tilde{S}_1 + \Delta \tilde{S}_2 + \ldots + \Delta \tilde{S}_l, \tag{2.7.48}$$

где $\Delta \tilde{D}_j$ — удельная диссипация энергии; $\Delta \tilde{S}_k$ — приращение удельной энтропии в единицу времени.

Каждое слагаемое в уравнении (2.7.48) представляет собой производство энтропии в соответствующей области течения. Условие (2.7.47) может быть использовано в качестве замыкающего при расчете отрывных течений.

В дальнейшем для простоты будем рассматривать двухмерные отрывные течения, соответствующие двум наиболее часто встречающимся моделям: 1) с фиксированной точкой отрыва; 2) со свободными точками отрыва и присоединения.

Такие модели отрывных течений являются обязательными элементами потоков, обтекающих ОУ, а поэтому являются основой для расчетных схем.

Как было отмечено ранее, диссипация энергии обусловлена наличием трения в газе, которое главным образом проявляется в области пограничного слоя перед отрывом потока и смешения. Потери механической энергии из-за трения могут быть определены в соответствии с интегральным соотношением Голубева вида (2.4.7):

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x} \int_0^\delta \rho V_x (V_x^{\tilde{k}+1} + V_\delta^{\tilde{k}+1}) y^i \, \mathrm{d}y = -(\tilde{k}+1) \frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x} \int_0^\delta V_x^{\tilde{k}} y^i \, \mathrm{d}y + \\ + (\tilde{k}+1) \left[\int_0^\delta V_x^{\tilde{k}} \frac{\partial (\tau y^i)}{\partial y} \, \mathrm{d}y - V_\delta^{\tilde{k}} \frac{\mathrm{d}V_x}{\mathrm{d}x} \int_0^\delta \rho V_x y^i \, \mathrm{d}y \right]. \tag{2.7.49}$$

При $\tilde{k} = 1$ соотношение (2.7.49) представляет собой уравнение энергии

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\int_0^\delta \frac{1}{2}\rho V_x(V_\delta^2 - V_x{}^2)y^j\,\mathrm{d}y = \frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x}\int_0^\delta V_x y^j\,\mathrm{d}y -$$

$$-\left[\int_0^\delta V_x\frac{\partial(\tau y^i)}{\partial y}\,\mathrm{d}y - V_\delta\frac{\mathrm{d}V_\delta}{\mathrm{d}x}\int_0^\delta \rho V_x y^j\,\mathrm{d}y\right]. \qquad (2.7.50)$$

Введем обозначение $D = \int_0^\delta \frac{1}{2}\rho V_x(V_\delta^2 - V_x^2)y^j\,\mathrm{d}y$. Тогда уравнение (2.7.50) может быть представлено в виде

$$\frac{\mathrm{d}D}{\mathrm{d}x} = \frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x}\int_0^\delta V_x y^j\,\mathrm{d}y - \left[\int_0^\delta V_x\frac{\partial(\tau y^i)}{\partial y}\,\mathrm{d}y - V_\delta\frac{\mathrm{d}V_\delta}{\mathrm{d}x}\int_0^\delta \rho V_x y^j\,\mathrm{d}y\right].$$

При внешнем потенциальном потоке из уравнения Бернулли следует $\mathrm{d}p/\mathrm{d}x = -\rho_\delta V_\delta\,\mathrm{d}V_\delta/\mathrm{d}x$. Тогда получаем

$$\frac{\mathrm{d}D}{\mathrm{d}x} = V_\delta\frac{\mathrm{d}V_\delta}{\mathrm{d}x}\int_0^\delta \rho V_x y^j\,\mathrm{d}y -$$

$$-\rho_\delta V_\delta\frac{\mathrm{d}V_\delta}{\mathrm{d}x}\int_0^\delta V_x y^j\,\mathrm{d}y - \int_0^\delta V_x\frac{\partial(\tau y^j)}{\partial y}\,\mathrm{d}y. \qquad (2.7.51)$$

Уравнение (2.7.51) упрощается, если рассматривать безградиентное течение (например, область смешения, для которой $\mathrm{d}V_\delta/\mathrm{d}x \approx 0$):

$$\frac{\mathrm{d}D}{\mathrm{d}x} = -\int_0^\delta V_x\frac{\partial(\tau y^j)}{\partial y}\,\mathrm{d}y. \qquad (2.7.52)$$

Величина D в равенстве (2.7.52) означает часть механической энергии, теряемой в вязком потоке, вследствие понижения скорости течения в нем по сравнению со скоростью потенциального течения. Для струйных течений можно положить, что

при $y = 0$ и $y = \delta$ напряжение трения $\tau \approx 0$. Это позволяет упростить правую часть уравнения (2.7.52):

$$\frac{\mathrm{d}D}{\mathrm{d}x} = -\int_0^\delta V_x \frac{\partial(\tau y^j)}{\partial y}\,\mathrm{d}y = -\int_0^\delta V_x\,\mathrm{d}(\tau y^j) = -\int_0^\delta \mathrm{d}(V_x \tau y^j) +$$

$$+\int_0^\delta \tau y^j\,\mathrm{d}V_x = -V_x \tau y^j\Big|_0^\delta + \int_0^\delta \tau y^j\,\mathrm{d}V_x = \int_0^\delta \tau y^j \frac{\partial V_x}{\partial y}\,\mathrm{d}y. \quad (2.7.53)$$

Интегрируя (2.7.52) и (2.7.53), соответственно получаем уравнения

$$\Delta D = \int_0^x \mathrm{d}D = -\int_0^x \int_0^\delta V_x \frac{\partial(\tau y^j)}{\partial y}\,\mathrm{d}y\,\mathrm{d}x; \quad (2.7.54)$$

$$\Delta D = \int_0^x \int_0^\delta \tau y^j \frac{\partial V_x}{\partial y}\,\mathrm{d}y\,\mathrm{d}x, \quad (2.7.55)$$

которые позволяют вычислить диссипативные слагаемые в соотношении (2.7.48).

Процессы за ударными волнами (скачками уплотнения), которые существуют при отрыве и присоединении, характеризуются тем, что часть кинетической энергии движущегося газа практически мгновенно переходит во внутреннюю энергию газа. В этом случае для элементарного (без теплообмена с окружающей средой) процесса, происходящего в совершенном газе, изменение энтропии определяется уравнением

$$\mathrm{d}\tilde{S} = c_p \frac{\mathrm{d}T}{T} - R\frac{\mathrm{d}p}{p},$$

где $\tilde{S}$ — энтропия единицы массы вещества в единицу времени.

Интегрируя это уравнение, получаем

$$\Delta\tilde{S} = \tilde{\Pi} = \frac{R}{(k-1)} \ln\frac{p_2}{p_1} - k \ln\frac{\rho_2}{\rho_1}, \quad (2.7.56)$$

где $k = c_p/c_V$; индексы «1» и «2» соответствуют начальному и конечному состоянию системы соответственно.

Для скачка уплотнения $p_2/p_1 > (\rho_2/\rho_1)^k$ и, следовательно, согласно (2.7.56) при переходе через него энтропия газа возрастает. Увеличение энтропии объясняется необратимым характером изменения состояния газа в скачке уплотнения. В результате такого процесса часть кинетической энергии газа необратимо переходит в теплоту; при отсутствии энергетического обмена с внешней средой внутренняя энергия потока возрастает.

Течение с фиксированной точкой отрыва

При обтекании поверхности OS (рис. 2.7.12) нарастает пограничный слой толщиной δ_1. Вблизи угловой точки течение характеризуется большим местным расширением. Эксперименты показывают, что отрыв пограничного слоя *1* происходит непосредственно за угловой точкой на донном срезе. Из-за искривления линий тока за изломом поверхности возникают волны сжатия, формирующие висячий (краевой) скачок уплотнения *3*. Характер течения около угловой точки является более сложным, чем обычное течение Прандтля — Майера.

Поток вначале перерасширяется в волне *2*, а затем его давление увеличивается при переходе через краевой скачок уплотнения. Обычно при расчете такого отрыва сложный характер течения вблизи угловой точки не учитывают и считают, что отрыв потока происходит в вершине угла S (точка отрыва фиксирована, см. рис. 2.7.12). Полагают, что давление

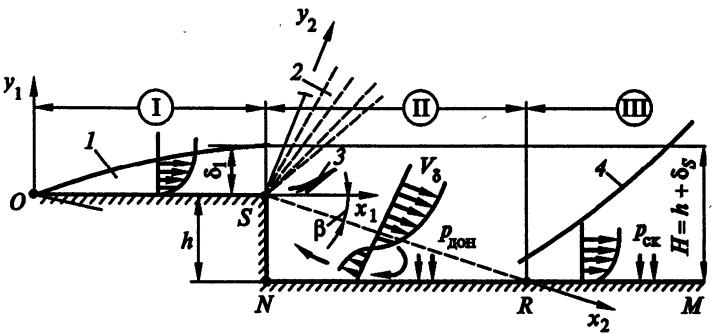


Рис. 2.7.12. Модель течения с фиксированной точкой отрыва

во всей донной области постоянно, скорость возвратного течения пренебрежимо мала, а слой смешения на границе невязкого потока и застойной зоны является автомодельным. Присоединение оторвавшегося потока к поверхности NM происходит с образованием скачка уплотнения 4 (см. рис. 2.7.12).

Все поле течения разбивают на отдельные области I, II, III. В областях I и II диссипация энергии происходит вследствие вязкого трения в пограничном слое и зоне смешения, в области III — в скачке уплотнения.

Общее выражение для производства энтропии $\tilde{\Pi}_\Sigma$ найдем с применением принципа суперпозиции. Первоначально рассмотрим составляющие диссипации энергии в областях отрыва и присоединения потока.

Известно, что в достаточно широком диапазоне скоростей течения газа профили скорости в турбулентных свободных слоях смешения и следах удовлетворительно описываются некоторыми универсальными функциями. Избыточный профиль скорости, например, можно представить в виде

$$(V_\delta - V_x)/(V_\delta - V_0) = f(\eta), \quad \text{или} \quad V_x/V_\delta = 1 - mf(\eta), \quad (2.7.57)$$

где $f(\eta)$ — некоторая универсальная функция; $m = (V_\delta - -V_0)/V_\delta$, V_0 — скорость в возвратном течении; $\eta = y/\delta$ — безразмерная координата; δ — толщина струйного слоя смешения (пограничного слоя).

Значения $0 \leq m < 1$ относятся к прямому течению в зоне смешения, а $m > 1$ соответствует наличию возвратного течения. При равномерном потоке $m = 0$, а в точках отрыва и присоединения $m = 1$. Как показано в работе [2], приемлемое согласование с экспериментом дает функция $f(\eta)$, удовлетворяющая уравнениям

$$f(\eta) = 1 - 6\eta^2 + 8\eta^3 - 3\eta^4 \quad \text{или} \quad f(\eta) = 1 - 3\eta^2 + 2\eta^3. \quad (2.7.58)$$

Уравнение (2.7.52) для диссипации энергии в зоне отрывного течения содержит турбулентное касательное напряжение τ, которое может быть определено по формуле

$$\tau = K\rho \frac{\mathrm{d}V_x}{\mathrm{d}y}.$$

Коэффициент турбулентной вязкости K, характеризующий свойства рассматриваемого течения, зависит от принятой модели турбулентности. Эксперименты показывают, что для струйных и отрывных течений приемлема самая простая модель пути смешения — модель Прандтля, согласно которой турбулентная вязкость

$$\nu_{\text{т}} = K\rho = æ\delta\rho(V_\delta - V_0), \tag{2.7.59}$$

где $æ$ — константа турбулентности.

С учетом соотношений (2.7.57) и (2.7.59)

$$\tau = -æ\rho_\delta V_\delta^2 m^2 \frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}\eta}\frac{\rho}{\rho_\delta}.$$

Принимая, что $\dfrac{\rho}{\rho_\delta} = \dfrac{1-\mathrm{Cr}_\delta^2}{1-\mathrm{Cr}_\delta^2(1-mf)^2}$, запишем выражение для напряжения трения в виде

$$\tau = -æ\rho_\delta V_\delta^2 m^2 \frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}\eta}\frac{1-\mathrm{Cr}_\delta^2}{1-\mathrm{Cr}_\delta^2(1-mf)^2}.$$

В соответствии, например, с (2.7.58) $df/\,\mathrm{d}\eta = -6(1-\eta)$, тогда

$$\tau = 6æ\rho_\delta V_\delta^2 m^2 \eta(1-\eta)\frac{1-\mathrm{Cr}_\delta^2}{1-\mathrm{Cr}_\delta^2(1-mf)^2}.$$

Рассмотрим вычисление диссипации энергии в области отрыва для различных моделей течения в отрывных зонах.

В простейшем случае будем считать, что профиль скорости при смешении потоков такой же, как для струйного течения без обратных токов. Для этого положим в формуле (2.7.57) значение параметра $m = 1$. Тогда диссипация энергии определяется соотношением

$$\frac{\mathrm{d}D}{\mathrm{d}x_2} = \int\limits_{y_{2\text{н}}}^{y_{2\text{в}}} \tau\frac{\partial V_x}{\partial y_2}\,\mathrm{d}y_2 =$$

$$= \int\limits_0^1 6æ\rho_\delta V_\delta^2 \eta(1-\eta)\frac{1-\mathrm{Cr}_\delta^2}{1-\mathrm{Cr}_\delta^2(1-f)^2} V_\delta \frac{\partial}{\partial\eta}(1-f)\,\mathrm{d}\eta =$$

$$= 36\rho_\delta V_\delta^3 æ(1 - \mathrm{Cr}_\delta^2) \int\limits_0^1 \frac{\eta^2(1-\eta)^2}{1 - \mathrm{Cr}_\delta^2(1-f)^2}\,\mathrm{d}\eta, \quad (2.7.60)$$

где $y_{2\mathrm{H}}$, $y_{2\mathrm{B}}$ — соответственно координаты нижней и верхней границ зоны смешения (плоское течение, ось Sx_2 направлена по свободной границе невязкого потока, см. рис. 2.7.12).

Из (2.7.60) находим

$$\Delta D_{\mathrm{Ипл}} = 36\rho_\delta V_\delta^3 æ(1-\mathrm{Cr}_\delta^2)\Delta x_2 \int\limits_0^1 \frac{\eta^2(1-\eta)^2}{1 - \mathrm{Cr}_\delta^2(1-f)^2}\,\mathrm{d}\eta. \quad (2.7.61)$$

Если для зоны отрыва рассматривать модель с учетом возвратного течения ($m = \mathrm{var}$), то вычисление диссипации энергии усложняется. В этом случае следует воспользоваться зависимостью (2.7.52). Тогда для плоского потока ($j = 0$) будем иметь

$$\frac{\mathrm{d}D}{\mathrm{d}x} = -\int\limits_{y_{2\mathrm{H}}}^{y_{2\mathrm{B}}} V_x \frac{\partial\tau}{\partial y_2}\,\mathrm{d}y_2 = -\int\limits_0^1 V_x \frac{\partial\tau}{\partial\eta}\,\mathrm{d}\eta =$$

$$= -\int\limits_0^1 V_\delta(1-mf)\frac{\partial\tau}{\partial\eta}\,\mathrm{d}\eta.$$

Производная

$$\frac{\partial\tau}{\partial\eta} = 6\rho_\delta V_\delta^2 æm^2(1-\mathrm{Cr}_\delta^2)\frac{\partial}{\partial\eta}\left\{\frac{\eta-\eta^2}{1-\mathrm{Cr}_\delta^2(1-2mf+m^2f^2)}\right\}.$$

Вводя обозначения $A = 6\rho_\delta V_\delta^2 æm^2(1-\mathrm{Cr}_\delta^2)$, получаем

$$\frac{\partial\tau}{\partial\eta} = A\left\{\frac{(1-2\eta)[1-\mathrm{Cr}_\delta^2(1-2mf+m^2f^2)]-}{[1-\mathrm{Cr}_\delta^2(1-2mf+m^2f^2)]^2} \Rightarrow\right.$$

$$\left.\Rightarrow \frac{(\eta-\eta^2)[-\mathrm{Cr}_\delta^2(-2mf'+2m^2ff')]}{}\right\},$$

где $f = f(\eta) = 1 - 3\eta^2 + 2\eta^3$; $f' = \dfrac{\partial f}{\partial\eta} = 6(\eta^2 - \eta)$.

Тогда

$$\frac{\mathrm{d}D}{\mathrm{d}x} = \int_0^1 V_\delta[1-mf]A\times$$

$$\times\left\{\frac{(2\eta-1)[1-\mathrm{Cr}_\delta^2(1-2mf+m^2f^2)]-}{[1-\mathrm{Cr}_\delta^2(1-2mf+m^2f^2)]^2}\Rightarrow\right.$$

$$\left.\Rightarrow\frac{(\eta-\eta^2)[\mathrm{Cr}_\delta^2(2m^2ff'-2mf')]}{}\right\}\mathrm{d}\eta,$$

а диссипация энергии определится соотношением

$$\Delta D_{\text{Ипл}} = \int_{x_{2S}}^{x_{2R}} 6\rho_\delta V_\delta^3 æm^2(1-\mathrm{Cr}_\delta^2)\int_0^1(1-mf)\times$$

$$\times\left\{\frac{(2\eta-1)[1-\mathrm{Cr}_\delta^2(1-2mf+m^2f^2)]-}{[1-\mathrm{Cr}_\delta^2(1-2mf+m^2f^2)]^2}\Rightarrow\right.$$

$$\left.\Rightarrow\frac{(\eta-\eta^2)[\mathrm{Cr}_\delta^2(2m^2ff'-2mf')]}{}\right\}\mathrm{d}\eta\,\mathrm{d}x. \quad (2.7.62)$$

Оценить влияние параметра m на диссипацию энергии можно, если предположить, что скорость V_0 изоэнтропически увеличивается от нуля в области присоединения до максимального значения, рассчитываемого по перепаду давления $\Delta p = p_R - p_{\text{дон}}$. В случае модели «односкачкового» присоединения

$$V_0 = \sqrt{\frac{2}{k-1}a_{\text{дон}}^2\frac{p_{\text{ск}}/p_{\text{дон}}}{\rho_{\text{ск}}/\rho_{\text{дон}}}\left[1-\left(\frac{p_{\text{дон}}}{p_{\text{ск}}}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}\cdot\cos\beta_{\text{дон}},$$

где $a_{\text{дон}}^2 = kp_{\text{дон}}/\rho_{\text{дон}}$ — скорость звука в области смешения.

Задавая эллиптический закон изменения параметра m вдоль координаты x_2 в области отрывного течения, получаем

$$m = 1 + \frac{1}{M_\delta}\sqrt{\frac{2}{k-1}\frac{p_{\text{ск}}/p_{\text{дон}}}{\rho_{\text{ск}}/\rho_{\text{дон}}}\left[1-\left(\frac{p_{\text{ск}}}{p_{\text{дон}}}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right][1-(\overline{x}-1)^2]}\times$$

$$\times \cos\beta_{\text{дон}},$$

где $\overline{x} = x_2/[(x_{2S} - x_{2R})/2]$.

Уравнения (2.7.61) и (2.7.62) позволяют вычислить производство энтропии для области отрывного течения. Например, при $m = 1$ из (2.7.61) имеем

$$\Pi_{\text{Ипл}} = \frac{\Delta D_{\text{Ипл}}}{T_2} = \frac{\Delta D_{\text{Ипл}}}{T_\delta} =$$

$$= 36\frac{\rho_\delta V_\delta^3}{T_\delta}æ(1-\text{Cr}_\delta^2)\Delta x_2 \int\limits_0^1 \frac{\eta^2(1-\eta)^2}{1-\text{Cr}_\delta^2(1-f)^2}\,\text{d}\eta,$$

или

$$\Pi_{\text{Ипл}} = 72\rho_\delta V_\delta æ k c_V \text{Cr}_\delta^2 \Delta x_2 \int\limits_0^1 \frac{\eta^2(1-\eta)^2}{1-\text{Cr}_\delta^2(1-f)^2}\,\text{d}\eta, \quad (2.7.63)$$

где c_V — удельная теплоемкость при постоянном объеме.

В модели сверхзвукового течения с фиксированной точкой отрыва присоединение потока происходит через скачок уплотнения. Схематически это показано на рис. 2.7.13, *а*. Перед областью присоединения профиль скорости неравномерен, что приводит к неодинаковой интенсивности скачка уплотнения PF. Этот скачок расположен выше некоторой звуковой линии тока AB. Кроме того, если течение осесимметричное, то поток является сходящимся. Все эти факторы несколько усложняют решение задачи по вычислению энтропии. Параметры потока для плоского течения в невязкой части определяют с применением теории скачков уплотнения или численным методом сквозного счета. При расчете производства энтропии в области присоединения рассматривают ряд моделей.

Схема течения, соответствующая первой модели, показана на рис. 2.7.13, *б*. Параметры потока за точкой присоединения R в этом случае рассчитывают на внешней границе области

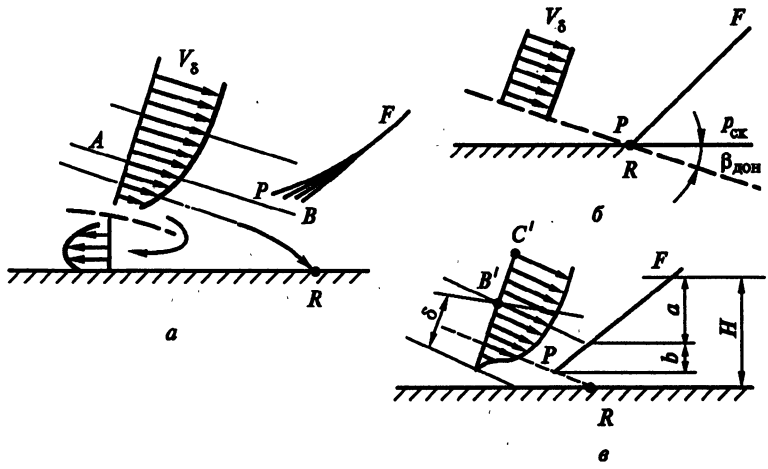


Рис. 2.7.13. Модели течения в области присоединения потока

смешения (неравмерностью профиля скорости пренебрегают) и осредненному углу поворота потока $\beta_{дон}$. Решают следующую систему уравнений:

$$\frac{p_{ск}}{p_{дон}} = \frac{2k}{k+1}\mathrm{M}_\delta^2 \sin^2\theta_c - \frac{k-1}{k+1};$$

$$\frac{\rho_{ск}}{\rho_{дон}} = \frac{(k+1)\mathrm{M}_\delta^2 \sin^2\theta_c}{2+(k-1)\mathrm{M}_\delta^2 \sin^2\theta_c};$$

$$\operatorname{tg}\beta_{дон} = \operatorname{ctg}\theta_c(\mathrm{M}_\delta^2 \sin^2\theta_c - 1)\times \qquad (2.7.64)$$

$$\times\left[1+\left(\frac{k+1}{2} - \sin^2\theta_c\right)\mathrm{M}_\delta^2\right]^{-1};$$

$$\tilde{\Pi}_{\mathrm{III}}^{(1)} = c_V\left(\ln\frac{p_{ск}}{p_{дон}} - k\ln\frac{\rho_{ск}}{\rho_{дон}}\right).$$

Две следующие модели учитывают неравномерный профиль скорости перед областью присоединения. Во второй модели производство энтропии рассчитывают по осредненным параметрам потока в области смешения, а в третьей — по текущим параметрам с последующим осреднением энтропии по объему. Схема течения для этих моделей приведена на рис. 2.7.13, *в*.

Текущее осредненное число Маха поперек струйного слоя определяют так:

$$\mathrm{M}_{\text{ср}} = \frac{\int\limits_{\eta_{\mathrm{M}=1}}^{1} \mathrm{M}\,d\eta}{1-\eta_{\mathrm{M}=1}} = \frac{\mathrm{M}_\delta}{1-\eta_{\mathrm{M}=1}} \int\limits_{\eta_{\mathrm{M}=1}}^{1} \frac{\varphi\,d\eta}{[1+(1-\varphi^2)\dfrac{k-1}{2}\mathrm{M}_\delta^2]^{0,5}},$$

где $\varphi = 1 - f(\eta)$.

С учетом участка потока $B'C'$, соответствующего невязкой области (см. рис. 2.7.13, *в*),

$$\mathrm{M}_{\text{ср}} = \frac{\mathrm{M}_\delta}{\eta_{C'} - \eta_{M=1}} \left[\int\limits_{\eta_{M=1}}^{1} \frac{\varphi\,d\eta}{[1+(1-\varphi^2)\dfrac{k-1}{2}M_\delta^2]^{0,5}} + \eta_{C'} - 1 \right],$$

где $\eta_{C'}$ — безразмерная координата граничной точки C'.

Безразмерную координату звуковой линии тока $\eta_{\mathrm{M}=1}$ вычисляют по формуле

$$\frac{a^*}{V_\delta} = \varphi_{\eta_{\mathrm{M}=1}} \quad \text{или} \quad \frac{1}{\mathrm{Cr}_\delta}\sqrt{\frac{k-1}{k+1}} = 3\eta_{\mathrm{M}=1}^2 - 2\eta_{\mathrm{M}=1}^3, \qquad (2.7.65)$$

где a^* — критическая скорость звука.

В качестве характерного размера, ограничивающего область рассматриваемого течения в поперечном направлении, принята высота $H = h + \delta_S$ (здесь h — высота обратного уступа, $\delta_S = \delta_1$ — толщина пограничного слоя перед точкой отрыва).

Тогда удельное производство энтропии для области присоединения (вторая модель) определится соотношением

$$\tilde{\Pi}_{\mathrm{III}}^{(2)} = c_V\left(\ln\frac{p_{\text{ск,ср}}}{p_{\text{дон}}} - k\ln\frac{\rho_{\text{ск,ср}}}{\rho_{\text{дон}}}\right), \qquad (2.7.66)$$

в котором $p_{\text{ск,ср}}$, $\rho_{\text{ск,ср}}$ — параметры потока за скачком уплотнения, вычисленные по осредненным значениям.

Наконец, в третьей модели вычисления производства энтропии применяют следующую зависимость:

$$\tilde{\Pi}^{(3)}_{\text{III}} = \frac{\tilde{\Pi}^{(1)}}{\eta_{C'} - \eta_{\text{M}=1}} \times \times \left[\int\limits_{\eta_{\text{M}=1}}^{1} \frac{\varphi \, \mathrm{d}\eta}{[1 + (1 - \varphi^2)\dfrac{k-1}{2}\text{M}_\delta^2]^{0,5}} + \eta_{C'} - 1 \right]. \quad (2.7.67)$$

Для расчета диссипации энергии перед точкой отрыва воспользуемся известными результатами теории пограничного слоя [1, 8]. Скорость поперек пограничного слоя вычислим по степенной зависимости

$$V_x/V_\infty = (y/\delta)^{1/n}. \quad (2.7.68)$$

Значение показателя n слабо зависит от числа Рейнольдса. При $\text{Re}_x = 10^6 \ldots 10^8$ можно принять $n = 7$. Результаты экспериментальных исследований профиля скорости показали [1], что число М и температурный фактор $\overline{T}_{\text{ст}} = T_{\text{ст}}/T_0$ (где T_0, $T_{\text{ст}}$ — температуры торможения и стенки соответственно) мало влияют на форму распределения скоростей.

Изменение напряжения трения поперек пограничного слоя иллюстрирует график, приведенный на рис. 2.7.14. Сплошной и штриховой кривыми изображены распределения соответственно

$$\begin{aligned} \tau/\tau_{\text{ст}} &= 1 - 4(y/\delta)^3 + 3(y/\delta)^4; \\ \tau/\tau_{\text{ст}} &= 1 - 3(y/\delta)^2 + 2(y/\delta)^3. \end{aligned} \quad (2.7.69)$$

Напряжение трения $\tau_{\text{ст}}$ можно найти, рассматривая многослойную модель течения в пограничном слое (ламинарный

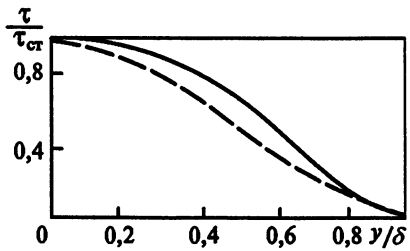


Рис. 2.7.14. Распределение $\tau/\tau_{\text{ст}}$ в пограничном слое

подслой, переходная область и т. д.). Для течения вблизи стенки, согласно результатам работы [1], получена зависимость

$$\tau_{\text{ст}} = \frac{0,0226\rho_\infty V_\infty^2[1+0,5(k-1)\mathrm{M}_\infty^2]^{0,75}}{\mathrm{Re}_\delta^{0,25}[1+0,375(k-1)\mathrm{M}_\infty^2]^{1,31}}\times$$

$$\times\,\overline{T}_{\text{ст}}^{0,75}\left(\frac{2}{1+\overline{T}_{\text{ст}}}\right)^{1,31}. \quad (2.7.70)$$

Воспользовавшись зависимостями (2.7.68) — (2.7.70), вычислим диссипацию энергии в пограничном слое перед точкой отрыва:

$$\begin{aligned}\Delta D_1 &= -\int_0^{x_{1s}}\int_0^{\delta_1} V_x\frac{\partial\tau}{\partial y_1}\,\mathrm{d}y_1\,\mathrm{d}x_1 = -\int_0^{x_{1s}}\int_0^{\delta_1} V_\infty\left(\frac{y_1}{\delta}\right)^{1/7}\times\\ &\times\frac{\partial}{\partial y_1}\left\{\tau_{\text{ст}}\left[1-3\left(\frac{y_1}{\delta}\right)^2+2\left(\frac{y_1}{\delta}\right)^3\right]\right\}\mathrm{d}y_1\,\mathrm{d}x_1 =\\ &= -\int_0^{x_{1s}}\int_0^{1} V_\infty\eta^{1/7}\frac{\partial}{\partial\eta}\left\{\tau_{\text{ст}}\left[1-3\eta^2+2\eta^3\right]\right\}\mathrm{d}x_1 =\\ &= \int_0^{x_{1s}}\frac{63}{88}\rho_\infty V_\infty^3\frac{0,0226}{\mathrm{Re}_\delta^{0,25}}\frac{[1+0,5(k-1)\mathrm{M}_\infty^2]^{0,75}}{[1+0,375(k-1)\mathrm{M}_\infty^2]^{1,31}}\times\\ &\times\,\overline{T}_{\text{ст}}^{0,75}\left(\frac{2}{1+\overline{T}_{\text{ст}}}\right)^{1,31}\mathrm{d}x_1 = \int_0^{x_{1s}}\widetilde{A}\,\frac{\mathrm{d}x_1}{\mathrm{Re}_\delta^{0,25}},\end{aligned} \quad (2.7.71)$$

где $\widetilde{A} = 0,01618\,\rho_\infty V_\infty^3\,\dfrac{[1+0,5(k-1)\mathrm{M}_\infty^2]^{0,75}}{[1+0,375(k-1)\mathrm{M}_\infty^2]^{1,31}}\overline{T}_{\text{ст}}^{0,75}\times$

$\times\left(\dfrac{2}{1+\overline{T}_{\text{ст}}}\right)^{1,31}$.

С учетом поправки на сжимаемость в пограничном слое $\delta_1/\delta_{1\text{нсж}} = (1+0,12\mathrm{M}_\infty^2)^{0,35}$ соотношение (2.7.71) принимает вид

$$\Delta D_{\text{I}} = 1,25\frac{\widetilde{A}}{B^{1,25}}\delta_1,$$

где $B = 0,37(1 + 0,12\mathrm{M}_\infty^2)^{0,35}$; δ_1 — толщина пограничного слоя перед точкой отрыва.

Тогда производство энтропии будет определяться зависимостью

$$\Pi_\mathrm{I} = \frac{\Delta D_\mathrm{I}}{T_\infty} = 0,0202\frac{\delta_1}{B^{1,25}}\rho_\infty V_\infty^3 \mathrm{M}_\infty^2 k(k-1)c_V \times$$

$$\times \frac{[1 + 0,5(k-1)\mathrm{M}_\infty^2]^{0,75}}{[1 + 0,375(k-1)\mathrm{M}_\infty^2]^{1,31}} \overline{T}_\mathrm{ст}^{0,75} \left(\frac{2}{1 + \overline{T}_\mathrm{ст}}\right)^{1,31}. \quad (2.7.72)$$

Следует отметить, что в расчетах параметров отрывных течений удобнее использовать удельное производство энтропии. Например, для плоского течения в качестве характерного массового расхода можно записать

$$\dot{m} = \rho_\mathrm{ск} V_\mathrm{ск} H,$$

где $\rho_\mathrm{ск} = \rho_\mathrm{дон}\dfrac{(k+1)\mathrm{M}_\delta^2 \sin^2\theta_c}{2 + (k-1)\mathrm{M}_\delta^2 \sin^2\theta_c}$; $V_\mathrm{ск} = V_\delta \dfrac{\cos\theta_c}{\cos(\theta_c - \beta_\mathrm{дон})}$; $H = h + \delta_1$.

В соответствии с этим зависимости (2.7.72), (2.7.63), (2.7.64), (2.7.66), (2.7.67) примут вид

$$\tilde{\Pi}_\mathrm{I} = \frac{\Pi_\mathrm{I}}{\dot{m}} = \frac{0,0202(\delta_1/h)}{B^{1,25}[1 + (\delta_1/h)]} \frac{(1 - \mathrm{Cr}_\infty^2)^{\frac{1}{k-1}}}{(1 - \mathrm{Cr}_\delta^2)^{\frac{1}{k-1}}} \frac{\mathrm{Cr}_\infty}{\mathrm{Cr}_\delta} \mathrm{M}_\infty^2 \times$$

$$\times \frac{[1 + 0,5(k-1)\mathrm{M}_\infty^2]^{0,75} \overline{T}_\mathrm{ст}^{0,75} \left[2/(1 + \overline{T}_\mathrm{ст})\right]^{1,31}}{[1 + 0,375(k-1)\mathrm{M}_\infty^2]^{1,31}} k(k-1)c_V \times$$

$$\times \frac{\cos(\theta_c - \beta_\mathrm{дон})}{\cos\theta_c} \frac{[1 + 0,5(k-1)\mathrm{M}_\delta^2 \sin^2\theta_c]}{0,5(k+1)\mathrm{M}_\delta^2 \sin^2\theta_c};$$

$$\tilde{\Pi}_\mathrm{IIпл} = 72æ k c_V \mathrm{Cr}_\delta^2 \frac{1}{\sin\beta_\mathrm{дон}[1 + (\delta_1/h)]} \frac{[2 + (k-1)\mathrm{M}_\delta^2 \sin^2\theta_c]}{[(k+1)\mathrm{M}_\delta^2 \sin^2\theta_c]} \times$$

$$\times \frac{\cos(\theta_c - \beta_\mathrm{дон})}{\cos\theta_c} \int_0^1 \frac{\eta^2(1-\eta)^2}{1 - \mathrm{Cr}_\delta^2[1 - f(\eta)]^2}\,\mathrm{d}\eta;$$

$$\tilde{\Pi}_{\text{III}}^{(1)}=c_V\left(\ln\frac{p_{\text{ск}}}{p_{\text{дон}}}-k\ln\frac{\rho_{\text{ск}}}{\rho_{\text{дон}}}\right);\quad \tilde{\Pi}_{\text{II}}^{(2)}=c_V\left(\ln\frac{p_{\text{ск,ср}}}{p_{\text{дон}}}-k\ln\frac{\rho_{\text{ск,ср}}}{\rho_{\text{дон}}}\right);$$

$$\tilde{\Pi}_{\text{III}}^{(3)}=c_V\frac{[\ln(p_{\text{ск}}/p_{\text{дон}})-k\ln(\rho_{\text{ск}}/\rho_{\text{дон}})]}{\eta_{C'}-\eta_{\text{M}=1}}\times$$

$$\times\left[\int\limits_{\eta_{\text{M}=1}}^{\eta=1}\frac{\varphi\,\mathrm{d}\eta}{[1+(1-\varphi^2)\dfrac{k-1}{2}\text{M}_\delta^2]^{0,5}}+\eta_{C'}-1\right].$$

Таким образом, решение задачи об определении давления в отрывной зоне сводится к расчету параметров течения невязкого потока при условии минимума полной диссипации энергии в вязком течении и скачках уплотнения.

Расчет параметров течения невязкого потока можно вести методом характеристик или с использованием численного метода сквозного счета. Система уравнений, описывающих отрывное плоское течение за обратным уступом, имеет вид (в качестве исходных данных принимаем параметры невозмущенного потока):

$$\begin{aligned}
&\beta_{\text{дон}}=\omega(\text{M}_\delta,k)-\omega(\text{M}_\infty,k);\\
&\frac{p_\infty}{p_{\text{дон}}}=\frac{[1+0,5(k+1)\text{M}_\delta^2]^{\frac{k}{k-1}}}{[1+0,5(k-1)\text{M}_\infty^2]^{\frac{k}{k-1}}};\\
&\frac{\operatorname{tg}\theta_c}{\operatorname{tg}(\theta_c-\beta_{\text{дон}})}=\frac{0,5(k+1)\text{M}_\delta^2\sin^2\theta_c}{1+0,5(k-1)\text{M}_\delta^2\sin^2\theta_c};\\
&\frac{p_{\text{ск}}}{p_{\text{дон}}}=\frac{2k}{k+1}\text{M}_\delta^2\sin^2\theta_c-\frac{k-1}{k+1};\\
&\frac{\rho_{\text{ск}}}{\rho_{\text{дон}}}=\frac{(k+1)\text{M}_\delta^2\sin^2\theta_c}{2+(k-1)\text{M}_\delta^2\sin^2\theta_c};\\
&\omega=\sqrt{\frac{k+1}{k-1}}\operatorname{arctg}\sqrt{\frac{k-1}{k+1}(\text{M}_i^2-1)}-\operatorname{arctg}\sqrt{\text{M}_i^2-1};\\
&\tilde{\Pi}_{\text{I}}+\tilde{\Pi}_{\text{II}}+\tilde{\Pi}_{\text{III}}=\min,
\end{aligned}\qquad(2.7.73)$$

где i — означает «δ» или «∞».

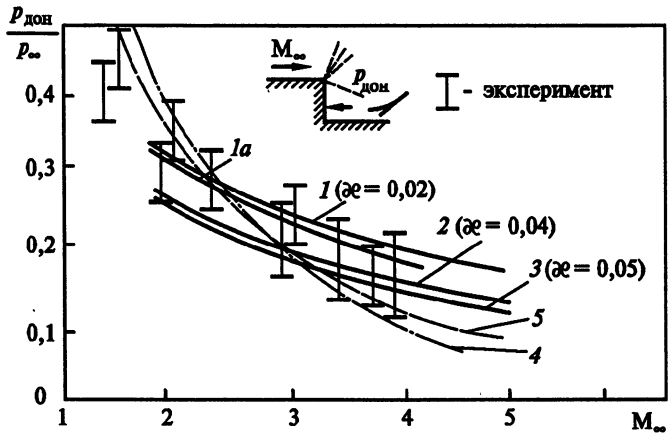


Рис. 2.7.15. Зависимость $p_{дон}/p_\infty$ от числа M_∞

Для решения уравнений (2.7.73) необходимо задать константу турбулентности $æ$, которую можно определить на основе единичного эксперимента.

В качестве иллюстрации на рис. 2.7.15 представлены расчетные зависимости относительного донного давления $p_{дон}/p_\infty$ за плоским уступом от числа M_∞ внешнего потока ($\delta_1 = 0$, $æ = 0,02 \ldots 0,05$), полученные энтропийным методом при $m = 1$ (кривые *1* — *3*) и $m = \mathrm{var}$ (кривая *1a*) и различных значениях констант турбулентности $æ$. Здесь же приведены результаты экспериментов и данные других расчетных методов: кривая *4* соответствует методу РЛТ, кривая *5* — интегральному методу, разработанному Л.В. Гогишем и Г.Ю. Степановым.

Энтропийный метод позволяет учесть влияние относительной толщины пограничного слоя на давление в зоне отрыва.

На рис. 2.7.16 видно, что с увеличением относительной толщины пограничного слоя δ/h перед точкой отрыва возрастает донное давление за уступом.

Отрывное течение со свободными точками отрыва и присоединения

При расчете параметров обтекания ОУ как аэрогазодинамических, так и струйных, одним из элементов течений явля-

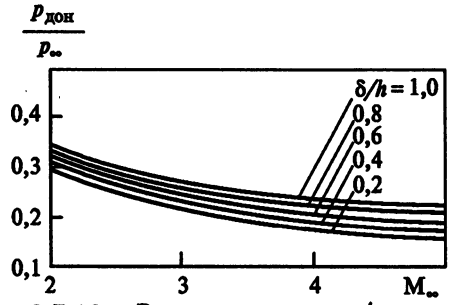


Рис. 2.7.16. Зависимость $p_{дон}/p_\infty$ от M_∞ и толщины пограничного слоя

ется локальный отрыв, вызванный взаимодействием скачка уплотнения с пограничным слоем.

На рис. 2.7.17 показана структура потока перед наклонной преградой. Образовавшийся скачок уплотнения *5* создает положительный градиент давления, достаточный, чтобы вызвать отрыв. Переход через скачок обусловливает повышение давления, которое распространяется вверх по потоку по дозвуковой части пограничного слоя, способствуя его утолщению. В результате этого сверхзвуковая часть пограничного слоя *2* отклоняется во внешнюю сторону, что в свою очередь порождает

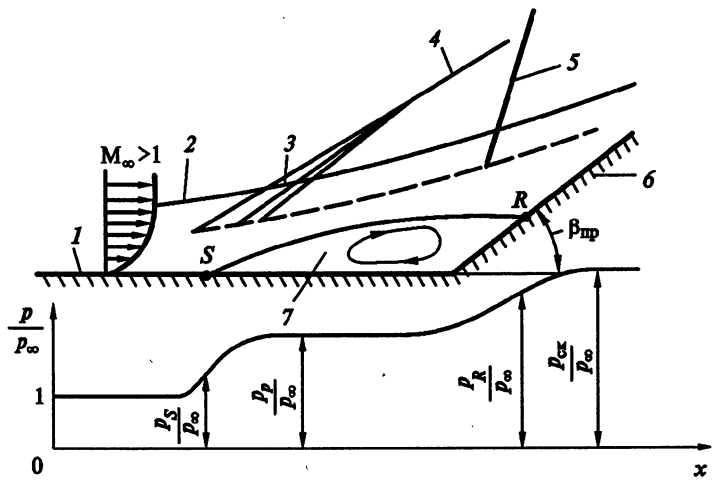


Рис. 2.7.17. Обтекание наклонной преграды сверхзвуковым потоком

систему сходящихся волн сжатия *3*, распространяющихся во внешний поток в виде отраженного скачка уплотнения *4*. Когда градиент давления достигает своего критического значения, при котором частицы газа вблизи поверхности *1* не могут его преодолеть, возникает отрыв потока (точка S). Оторвавшийся поток при достаточно большой протяженности наклонной поверхности *6* присоединяется к ней в точке R. При этом область возвратного течения оказывается закрытой, образуется застойная зона *7*, влияющая на положение и интенсивность скачка уплотнения в области присоединения.

Рассмотрим случай обтекания наклонной преграды внешним невязким потоком (с учетом искривлений линий тока, обусловленных отрывным течением). Эффекты отрыва будем учитывать использованием условия (2.7.47), соответствующего минимуму диссипации энергии в областях течения, где преобладает вязкость. Схема такого течения показана на рис. 2.7.18.

Одной из основных задач в определении силовых характеристик ОУ, использующих отрывные течения, является вычисление длины зоны отрыва. При обтекании сверхзвуковым потоком плоской наклонной поверхности параметры течения в области невязкого потока будем рассчитывать с использованием теории скачков уплотнения или численным методом. Полагая, что поток отрывается в точке S и отклоняется на угол β_p,

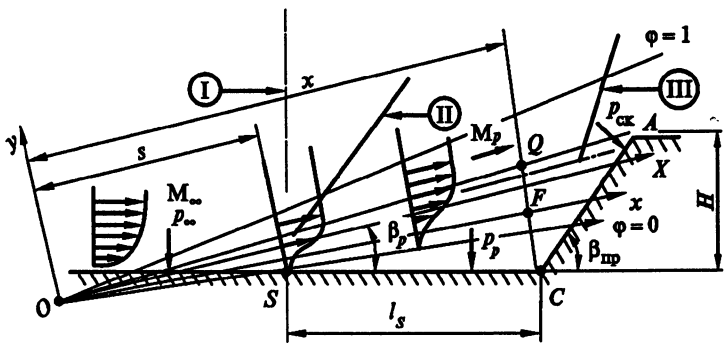


Рис. 2.7.18. Структура и схема отрывного течения

установим взаимосвязь между параметрами в областях невозмущенного и отрывного течений:

$$\operatorname{tg}(\theta_c - \beta_p) = \left(\frac{k-1}{k+1}\frac{p_p}{p_\infty} + 1\right)\left(\frac{k-1}{k+1} + \frac{p_p}{p_\infty}\right)^{-1} \operatorname{tg}\theta_c;$$

$$\theta_c = \arcsin\left[\frac{p_p/p_\infty + (k-1)(k+1)}{2k\mathrm{M}_\infty^2/(k+1)}\right]^{0,5};$$

$$\frac{\rho_p}{\rho_\infty} = \frac{\mathrm{M}_\infty^2 \sin^2\theta_c}{\dfrac{2}{(k+1)} + \dfrac{(k-1)}{(k+1)}\mathrm{M}_\infty^2 \sin^2\theta_c}; \qquad (2.7.74)$$

$$\frac{T_p}{T_\infty} = \frac{\rho_\infty}{\rho_p}\frac{p_p}{p_\infty};$$

$$\frac{\mathrm{M}_p}{\mathrm{M}_\infty} = \left\{\frac{T_\infty}{T_p}\left[\cos^2\theta_c + \left(\frac{\rho_\infty}{\rho_p}\right)^2 \sin^2\theta_c\right]\right\}^{0,5}.$$

Экспериментально установлено, что на параметры течений при отрыве не оказывает прямого влияния геометрия обтекаемых тел ниже по потоку (плоское течение). Для характеристики такого явления используют термин «свободное взаимодействие». Независимость в распределении давления до точки отрыва S сохраняется при отрыве как ламинарного, так и турбулентного сверхзвуковых потоков. Этот отрыв может быть вызван углом «сжатия», уступом или падающим скачком уплотнения. Для ламинарного отрыва характер «свободного взаимодействия» распространяется на область за точкой отрыва S. При турбулентном отрывном течении профили давления подобны до точки отрыва, а за ней давление зависит от условий присоединения.

В работах [5, 9] показано, что на давление в зоне отрывного течения число Re_x влияет незначительно; в эпюрах давлений практически отсутствует изобарическая область. Этим, вероятно, объясним и разброс многочисленных экспериментальных данных в зависимостях $p_p/p_\infty = f(\mathrm{M}_\infty, \mathrm{Re}_x)$.

Осредненное давление в зоне отрыва можно рассчитывать по одному из следующих эмпирических соотношений:

$$\tilde{p}_p = \frac{p_p}{p_\infty} = 0,93 + 0,55\mathrm{M}_\infty; \qquad (2.7.75)$$

$$\tilde{p}_p = 1 + \frac{1,02k\mathrm{M}_\infty^2}{\mathrm{Re}_x^{0,1}(M_\infty^2 - 1)^{0,25}}; \qquad (2.7.76)$$

$$\tilde{p}_p = 1,66 + 0,62(\mathrm{M}_\infty - 2) + \\ + [0,47 + 0,15(\mathrm{M}_\infty - 2)]\beta_{\text{пр}}/2; \qquad (2.7.77)$$

$$\tilde{p}_p = 0,515 + 0,675\mathrm{M}_\infty; \qquad (2.7.78)$$

$$\tilde{p}_p = 1 + M_\infty/2, \qquad (2.7.79)$$

где $\beta_{\text{пр}}$ — угол наклона преграды.

Для вычисления параметра невязкого потока в области присоединения используют систему уравнений, аналогичную (2.7.74).

Условием правильного выбора положения точки отрыва S служит минимум производства энтропии в областях нарастания пограничного слоя (см. рис. 2.7.18, I); скачка уплотнения, обусловленного отрывом пограничного слоя (I—II); смешения (II) и скачка уплотнения из-за присоединения потока к наклонной поверхности (II—III):

$$\sum_{i=1}^{4} \tilde{\Pi}_i = \tilde{\Pi}_{\text{I}} + \tilde{\Pi}_{\text{I}-\text{II}} + \tilde{\Pi}_{\text{II}} + \tilde{\Pi}_{\text{II}-\text{III}\text{ср}} = \min. \qquad (2.7.80)$$

Здесь $\tilde{\Pi}_1 = \Pi_1/\dot{m}'$ (Π_1 определяется соотношением (2.7.72); $\dot{m}'$ — характерный массовый расход); производства энтропии $\tilde{\Pi}_{\text{I}-\text{II}}$ и $\tilde{\Pi}_{\text{II}}$ ($m = 1$) соответственно равны

$$\tilde{\Pi}_{\text{I}-\text{II}} = \Delta\tilde{S}_{\text{I}-\text{II}} = c_V\left(\ln\frac{p_p}{p_\infty} - k\ln\frac{\rho_p}{\rho_\infty}\right); \qquad (2.7.81)$$

$$\tilde{\Pi}_{\text{II}} = 72æ k c_v \rho_p V_p \mathrm{Cr}_p^2 \frac{l_S}{\dot{m}'}\frac{\sin(\pi - \beta_{\text{пр}})}{\sin(\beta_{\text{пр}} - \beta_p)}\times$$

$$\times \int_0^1 \frac{\eta^2(1-\eta)^2}{1 - \mathrm{Cr}_\delta^2[1 - f(\eta)]^2}\,\mathrm{d}\eta. \qquad (2.7.82)$$

Ввиду того, что оторвавшийся пограничный слой в области смешения имеет неравномерный профиль скорости, в соотношении (2.7.80) производство энтропии $\tilde{\Pi}_{\text{II}-\text{III}\text{ср}}$ представляет собой некоторую осредненную величину:

$$\tilde{\Pi}_{\text{II}-\text{III}\text{ср}} = \tilde{f}\tilde{\Pi}_{\text{II}-\text{III}}, \qquad (2.7.83)$$

где

$$\tilde{f} = \frac{\ln(p_{\text{ск,ср}}/p_p) - k\ln(\rho_{\text{ск,ср}}/\rho_p)}{\ln(p_{\text{ск}}/p_p) - k\ln(\rho_{\text{ск}}/\rho_p)};$$

$$\frac{p_{\text{ск,ср}}}{p_p} = \frac{2k}{k+1}\mathrm{M}_{\text{ср}}^2 \sin^2\theta_c - \frac{k-1}{k+1};$$

$$\frac{\rho_{\text{ск,ср}}}{\rho_p} = \frac{(k+1)\mathrm{M}_{\text{ср}}^2 \sin^2\theta_c}{2+(k-1)\mathrm{M}_{\text{ср}}^2 \sin^2\theta_c};$$

$$\mathrm{M}_{\text{ср}} = \frac{\mathrm{M}_p}{\eta_A - \eta_{\mathrm{M}=1}} \int\limits_{\eta_{\mathrm{M}=1}}^{\eta=1} \frac{\varphi\,\mathrm{d}\eta}{[1+0,5(1-\varphi)^2(k-1)\mathrm{M}_p^2]^{0,5}}.$$

Координату $\eta_{\mathrm{M}=1}$ вычисляют по уравнению (2.7.65).

Определим положение граничной точки A (рис. 2.7.19). Известно, что линия x_2 нулевых скоростей может быть найдена из условия

$$y = -\delta^* = -\delta \int\limits_0^1 \frac{(1-\varphi)[1+\mathrm{Cr}_p^2\varphi]}{1-\mathrm{Cr}_p^2\varphi^2}\,\mathrm{d}\eta.$$

В системе координат XOY (см. рис. 2.7.19) эта зависимость позволяет скоординировать положение профиля скорости в пространстве, а следовательно, найти безразмерную координату граничной точки A:

$$\eta_A = \frac{PQ}{\delta} = \frac{PQ}{b^*(1-\mathrm{Cr}_p^2/2)OF},$$

где $PQ = FP + QF$; $b^* \approx 0{,}27$.

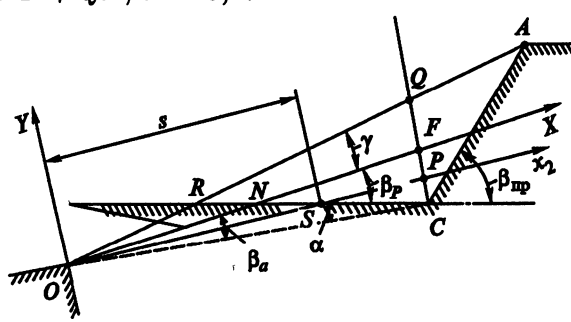


Рис. 2.7.19. Геометрические параметры зоны отрыва

Геометрические параметры FP, QF, OF вычисляют по следующим зависимостям (см. рис. 2.7.19):

$$OF = s + l_S \cos\beta_p;$$

$$FP = \delta_F \int_0^1 \frac{(1-\varphi)[1+\mathrm{Cr}_p^2\varphi]}{1-\mathrm{Cr}_p^2\varphi^2}\,\mathrm{d}\eta =$$

$$= b^* OF(1-\mathrm{Cr}_p^2/2)\int_0^1 \frac{(1-\varphi)[1+\mathrm{Cr}_p^2\varphi]}{1-\mathrm{Cr}_p^2\varphi^2}\,\mathrm{d}\eta =$$

$$= b^*(s + l_S\cos\beta_p)(1-\mathrm{Cr}_p^2/2)\int_0^1 \frac{(1-\varphi)[1+\mathrm{Cr}_p^2\varphi]}{1-\mathrm{Cr}_p^2\varphi^2}\,\mathrm{d}\eta;$$

$$QF = (s + l_S\cos\beta_p)\,\mathrm{tg}\,\gamma,$$

где $\gamma = \varepsilon - \beta_a$.

Углы β_a и ε определяют по формулам

$$\beta_a = \mathrm{arctg}\,\frac{FP + l_S\sin\beta_p}{s + l_S\cos\beta_p};\quad \varepsilon = \arcsin\left(\frac{AC}{OA}\sin\angle OCA\right).$$

Здесь $AC = H/\sin\beta_{\text{пр}}$; $OA = \left\{(FC^2 + OF^2) + \left(\frac{H}{\sin\beta_{\text{пр}}}\right)^2 - 2\left(\frac{H}{\sin\beta_{\text{пр}}}\right)\sqrt{FC^2+OF^2}\cos(\angle OCA)\right\}^{0,5}$; $FC = FP + l_S\sin\beta_{\text{пр}}$; $\angle OCA = \alpha + 180^\circ - \beta_{\text{пр}}$; $\alpha = \beta_p - \beta_a$; H — высота преграды.

Положение условного полюса O (начала нарастания струйного слоя смешения) относительно точки отрыва находят так:

$$s \approx 30\xi\delta_\infty(1-\mathrm{Cr}_\infty^2)\int_0^1 \frac{(1-\varphi_\infty)\varphi_\infty}{1-\mathrm{Cr}_\infty^2\varphi_\infty^2}\,\mathrm{d}\eta,$$

где ξ — поправочный коэффициент ($\xi \approx 1$); δ_∞ — толщина пограничного слоя; φ_∞ — профиль скорости в пограничном слое невозмущенного потока.

При условии, что точка A (см. рис. 2.7.19) находится на достаточно большом расстоянии от точки C, в формуле (2.7.83) можно положить $\tilde{f} = 1$.

2.7.6. Особенности расчета трехмерных отрывных течений

Как правило, обтекание ОУ ЛА, а также отдельных элементов их конструкций сопровождается образованием пространственных течений. Если в этом случае происходит отрыв потока, то возникают отрывные зоны, параметры в которых существенно отличаются от аналогичных характеристик в случае двухмерного отрыва. Форма и геометрические размеры отрывных зон, распределение давления в них зависят от большого числа факторов, таких, как число Маха набегающего потока, относительная ширина ОУ, форма лобовой поверхности, состояние пограничного слоя перед областью отрыва, угол атаки ЛА и его конфигурация.

Рассмотрим некоторые закономерности, свойственные различным видам пространственных отрывных течений. Простейший случай трехмерного отрыва потока возможен при сверхзвуковом обтекании преград или надстроечных элементов в виде расположенных на плоской поверхности цилиндров, полусфер, параллелепипедов, а также пластин. Вид структуры течения для указанных случаев одинаков.

На рис. 2.7.20 показана типичная схема течения при отрыве около преграды в виде прямоугольной пластины *7*. Перед преградой образуются системы пространственных скачков уплотнения: основной (*6* — его след на вертикальной плоскости симметрии течения W) и скачок, вызванный отрывом

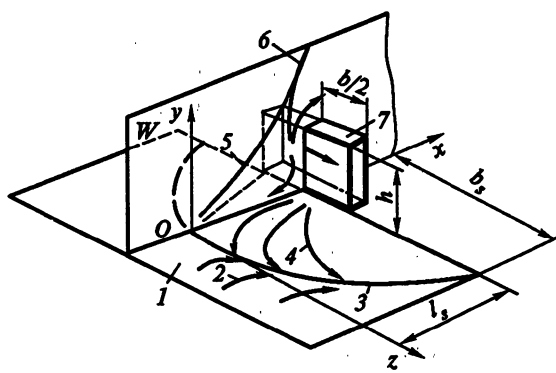


Рис. 2.7.20. Схема течения около выступающей плоской преграды

потока на линии *3* (*5* — его след на плоскости W). За последним течение трехмерное. Механизм возникновения отрыва потока при таком взаимодействии очень похож на случай двухмерного отрыва. Однако имеются и особенности.

Во-первых, трехмерная отрывная зона нестационарна. При турбулентном отрывном течении колебания линейных размеров зон отрыва и изменения параметров в них достигают 20 %.

Во-вторых, неодинаковая интенсивность пространственного скачка уплотнения, возникающего перед преградой во внешнем потоке и взаимодействующего с пограничным слоем на обтекаемой поверхности *1*, приводит к появлению поперечного (вдоль оси Oz) градиента давления. Вследствие этого наблюдается боковое растекание, приводящее к спиралеобразным течениям внутри области отрыва, а также искривлению линий тока *4* и *2* возвратного течения и перед линией отрыва потока *3* в области повышенного давления (см. рис. 2.7.20). При турбулентном режиме обтекания возмущения от основного скачка уплотнения в области отрыва распространяются более интенсивно в направлении оси Oz, чем вдоль оси Ox (против потока). Экспериментально установлено, что при обтекании преград, у которых высота h превосходит ширину b, отношение геометрических параметров зоны отрыва b_s/l_s (см. рис. 2.7.20) в широком диапазоне чисел $M_\infty = 1,15 \ldots 5,5$ при турбулентном отрыве колеблется в сравнительно узких пределах (от 1,7 до 2,1).

Третьей особенностью пространственного отрыва является зависимость параметров отрывного течения от формы препятствия, в то время как при двухмерном отрыве его характеристики определяются только скоростью невозмущенного потока (турбулентное течение). Это объясняется неодинаковой интенсивностью поперечной составляющей скорости потока (в направлении оси Z), вызываемой различной формой лобовой поверхности преграды.

Характер отрывного обтекания преград разнообразной формы, расположенных на различных поверхностях (плоской, цилиндрической, конической), имеет много общего. Существуют некоторые единые закономерности в структурах обтекания

и распределения давления, которые можно использовать при составлении методики расчета параметров обтекания ОУ на конкретном теле.

Проводить испытания на плоской модели просто и можно сравнительно легко выполнить большой объем параметрических исследований, в частности, при изменении относительных размеров пространственной преграды (высоты и ширины). При расположении же ОУ на теле определенной, отличной от плоской, формы остается выявить только специфические моменты, связанные с эффектом кривизны поверхности тела и определением местных параметров потоков, набегающих на ОУ при различных углах атаки.

Установлено, что отрыв турбулентного пограничного слоя происходит на расстоянии около 4,2 высоты плоского щитка-уступа. В области взаимодействия на протяжении примерно двух толщин пограничного слоя статическое давление на стенке сначала резко повышается до давления, соответствующего отрыву потока, а затем медленно возрастает до давления в области «плато». В турбулентном отрывном течении параметры зон отрыва слабо зависят от числа Рейнольдса.

Необходимо учитывать, что при высоте преграды h, сравнимой с толщиной пограничного слоя δ ($h/b < 1 \ldots 2$), длина зоны отрыва сильно уменьшается и падает уровень давления в отрывной области. Экспериментально обнаружено, что при обтекании двухмерного уступа охлаждение обтекаемой поверхности приводит к возрастанию давления в зоне отрыва и уменьшению ее длины.

Изменение значения k в пределах $1,1 \ldots 1,6$ слабо влияет на давление в отрывной зоне.

Распределение относительного давления $\tilde{p} = p/p_\infty$ по оси потока на плоскости перед торцевыми щитками различных геометрических размеров показано на рис. 2.7.21. Для удобства сравнения различных вариантов выбрана относительная координата $\overline{x} = x/l_S$. Значению $\overline{x} = 0$ соответствует давление p_S в точке отрыва турбулентного пограничного слоя.

На рис. 2.7.21, *б* штрихпунктирная кривая иллюстрирует общий вид распределения относительного давления в плоскости W (см. рис. 2.7.20) зоны пространственного отрывного течения. На этой кривой отмечены точки характерных давлений

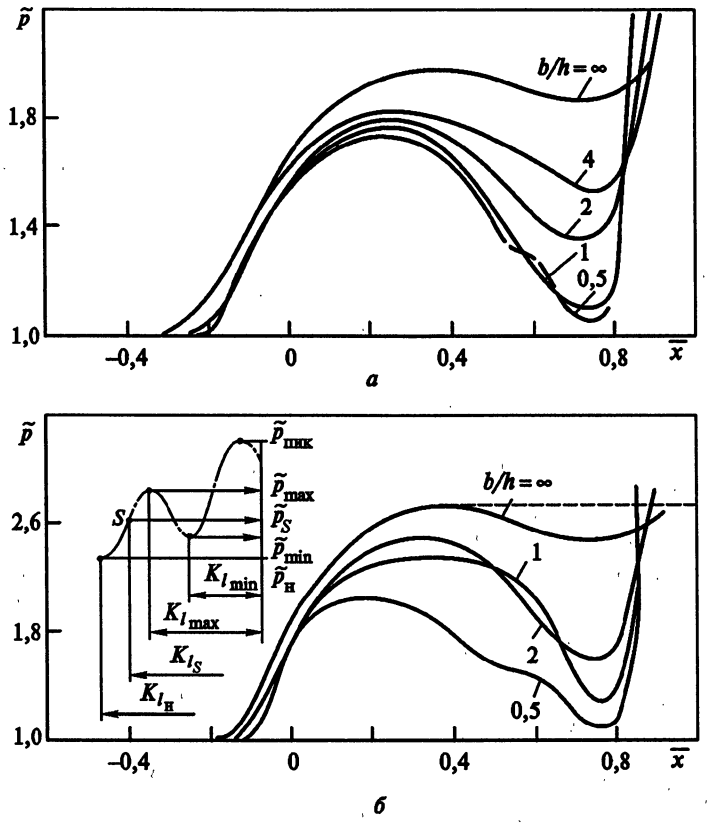


Рис. 2.7.21. Эпюры относительного давления:
а – $M_\infty = 1,89$; $Re_x = 6 \cdot 10^6$; *б* – $M_\infty = 3,4$; $Re_x = 8 \cdot 10^6$

$\tilde{p}_{min}$, $\tilde{p}_S$, $\tilde{p}_{max}$, $\tilde{p}_н = 1$, $\tilde{p}_{пик}$ и их относительные координаты $K_{l\,min} = l_{min}/l_S$, $K_{lS} = 1$, $K_{l\,max} = l_{max}/l_S$, $K_{l_н} = l_н/l_S$. На основе результатов экспериментов (рис. 2.7.22, *а*—*г*) получены зависимости некоторых из этих величин от параметров h/b.

При относительной высоте щитка $(h/b)^* > 1$ положение точек, соответствующих $\tilde{p}_н$, $\tilde{p}_{max}$, $\tilde{p}_{min}$, остается практически неизменным (рис. 2.7.22, *а*). Значения $\tilde{p}_{max}$, $\tilde{p}_{min}$, $\tilde{p}_S$ асимптотически снижаются до постоянного уровня (см. рис. 2.7.22, *б*, *в*). Это объясняется тем, что при таких высотах щитка не происходит роста размеров передней отрывной зоны и изменения параметров в ней. Вблизи щитка, на поверхности

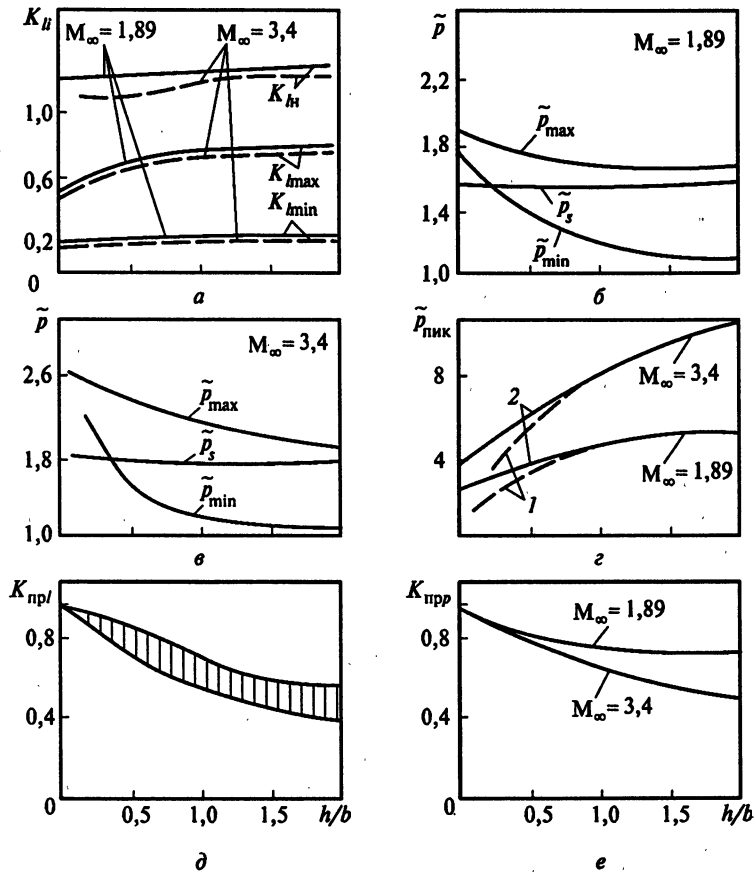


Рис. 2.7.22. Закономерности изменения характерных параметров зон отрыва

пластины, существует резко выраженный пик давления $\tilde{p}_{пик}$ (рис. 2.7.22, *г*). Уменьшение высоты щитка при постоянной его ширине (b = const) приводит к тому, что она становится соизмеримой с толщиной пограничного слоя. Уровень давления $\tilde{p}_{пик}$ после этого снижается, что показано штриховой кривой *1* в диапазоне $0 < h/b < 0,7$. Кривая *2* соответствует увеличению ширины щитка при постоянной его высоте (h = const), значительно превышающей пограничный слой.

При переходе от плоского течения к пространственному длина зоны отрыва уменьшается. Степень ее изменения характеризуется коэффициентом пространственности $K_{\text{пр}l} = l_S/l_{\text{пл}}$, где $l_{\text{пл}}$ — длина зоны отрыва перед щитком «бесконечной» ширины. Аналогично учитывают падение давления в зоне отрыва введением коэффициента $K_{\text{пр}p}$ для преград с плоской торцевой поверхностью и меняющимся размахом (рис. 2.7.22, *д*, *е*).

На приведенных графиках видно, что длина зоны отрыва и давление при трехмерном отрывном течении несколько ниже, чем при двухмерном. Объясняется это уменьшением интенсивности скачка уплотнения, вызывающего отрыв трехмерного пограничного слоя.

Распределение давления по лобовой поверхности щитка-преграды при числах Маха набегающего потока, равных 1,89 и 3,4, представлены на рис. 2.7.23. По оси абсцисс здесь отложена относительная высота $\bar{h} = y/h$, где y — текущая вертикальная координата; h — высота щитка. Штрихпунктиром указано относительное давление $\tilde{p}_{\text{дон}} = p_{\text{дон}}/p_\infty$ на донной поверхности выступающего элемента.

Видно, что в верхней части лобовой поверхности преграды расположен максимум давления, который при относительно высоких щитках ($b/h < 2$) несколько больше давления торможения (p_0'), рассчитанного по параметрам потока за прямым

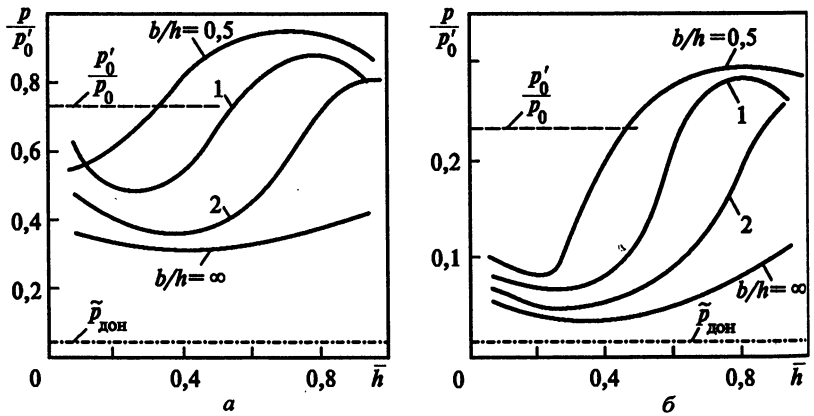


Рис. 2.7.23. Распределение давления по поверхности преграды при M_∞, равном 1,89 (*а*) и 3,4 (*б*)

скачком уплотнения. Это объясняется тем, что газ тормозится постепенно: сначала в косом скачке, индуцированным отрывом потока, а затем в системе скачков вблизи поверхности щитка. На некотором расстоянии от основания преграды наблюдается минимум давления, который обусловлен разгоном возвратного течения в области ниже линии присоединения (растекания) на лобовой поверхности щитка. У основания щитка давление несколько повышается ввиду торможения потока при его воздействии на плоскость установки щитка. Минимум давления $p_{\text{т min}}$ на торцевой поверхности уменьшается при возрастании относительной ширины преград b/h.

Графики зависимости минимального давления $\tilde{p}_{\text{т min}} = p_{\text{т min}}/p_0$ от параметра b/h приведены на рис. 2.7.24, *а*. Положение минимума давления на торце щитков показано на рис. 2.7.24, *б*. Для широких щитков ($b/h > 2$) относительная

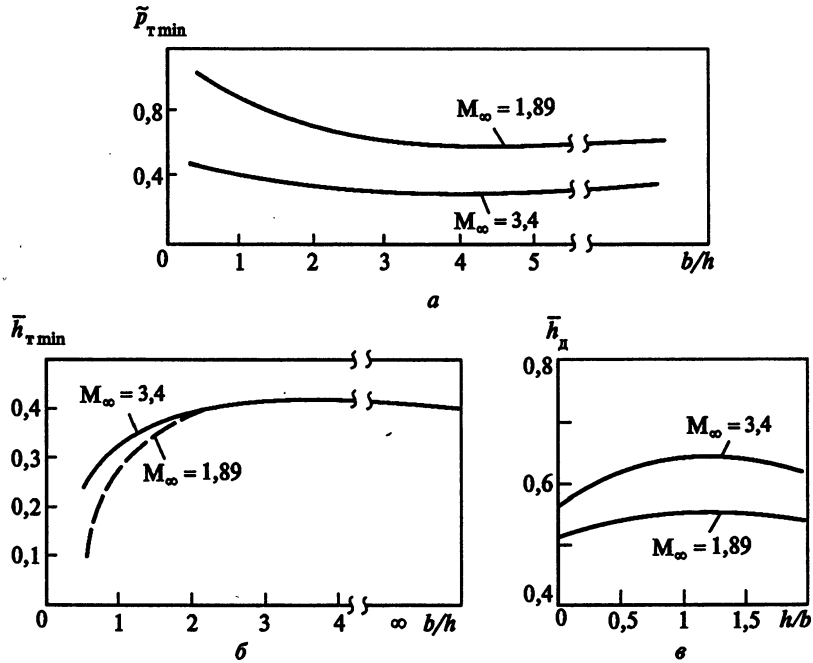


Рис. 2.7.24. Изменение минимального давления и характерных точек на лобовой поверхности преграды

высота ($\tilde{h}_{\text{т min}} = y_{\text{т min}}/h$) остается неизменной, равной 0,4. По результатам измеренных давлений на торцевой поверхности щитка рассчитаны точки приложения аэродинамической силы. На рис. 2.7.24, *в* приведены данные по расположению центра давления ($\overline{h}_{\text{д}} = h_{\text{д}}/h$) на лобовой поверхности для выступающих элементов с относительной шириной $h/b = 0 \ldots 2$.

Рассмотрим влияние формы лобовой части щитков-преград на изменение конфигураций линий отрыва. На рис. 2.7.25 изображены поверхностные линии тока и линии отрыва, полученные нанесением масляных покрытий на обтекаемую поверхность перед препятствиями торцевой, цилиндрической и заостренной формы с различными углами стреловидности. У каждой из рассматриваемых разновидностей преград точка A совмещена с началом координат Oxz. Видно, что если щиток обладает достаточно сильным затуплением (варианты I — III рис. 2.7.25, *в*), то происходит отрыв пограничного слоя

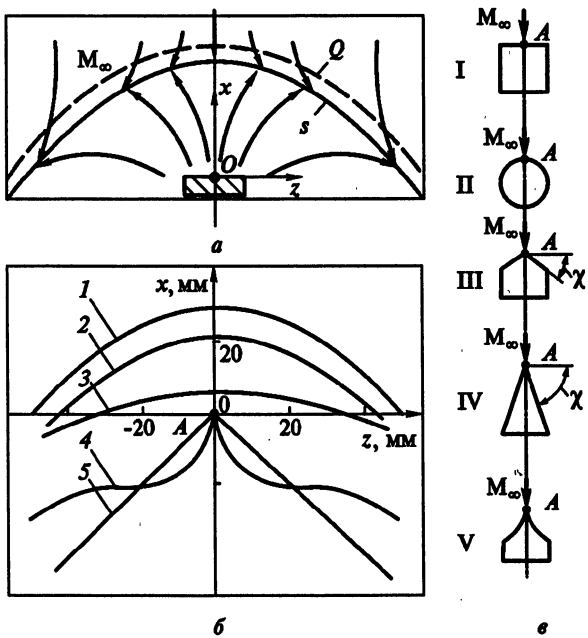


Рис. 2.7.25. Линии тока (*а*) и отрыва (*б*) перед различными преградами (*в*) ($M_\infty = 3,3$)

с образованием развитой зоны отрывного течения, ограниченной линией S (кривые *1* — *3* на рис. 2.7.25, *б*). В этом случае наблюдается сильное взаимодействие вязкого и невязкого потоков. Если же у преграды большой угол стреловидности или острая передняя кромка (варианты IV и V), то возможны либо отсутствие отрывного течения, либо зарождающийся отрыв со слабым вязким взаимодействием (линии отрыва *4*, *5*).

На рис. 2.7.26 показано изменение длины зоны отрыва и давления в ней для щитков с цилиндрической лобовой поверхностью в сравнении с торцевыми щитками при $h/b = 0,5$. В качестве характерных параметров использованы коэффициенты $K_{фl} = l_{S\text{цил}}/l_{S\text{тор}}$ и $K_{фp} = p_{\text{цил}}/p_{\text{тор}}$ ($p_{\text{цил}}$ — давление в зоне отрыва, $p_{\text{тор}}$ — давление перед плоским торцем). При переходе от плоской лобовой поверхности щитка к цилиндрической с диаметром $D = b$ длина зоны отрыва уменьшается примерно на 2/3 и несколько падает давление в ней.

Для вычисления длины зоны отрыва перед цилиндрическим щитком (в плоскости симметрии) можно использовать формулу, аппроксимирующую результаты многочисленных экспериментов по обтеканию цилиндров различной высоты: $l_S/D = K_1(1 - e^{-K_2(h/D)})$, где $K_1 = 1,95 + 0,1\text{M}_\infty$; $K_2 = 0,625 + 0,25\text{M}_\infty$. Соотношение справедливо для диапазона чисел $\text{M}_\infty = 2 \ldots 4$, отношения высоты цилиндра к толщине пограничного слоя $h/\delta > 0,3$, относительных диаметров $0,8 < D/\delta < 5$ и чисел Рейнольдса $5,6 \cdot 10^4 < \text{Re}_x < 1,5 \cdot 10^6$.

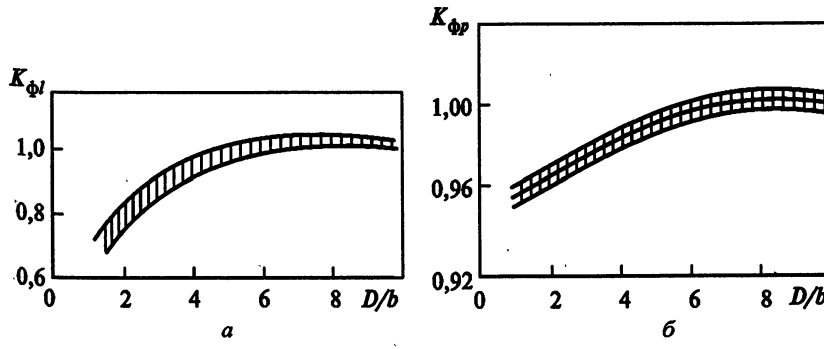


Рис. 2.7.26. Зависимость коэффициентов $K_{фl}$ (*а*) и $K_{фp}$ (*б*) от параметра D/b

Для вычисления аэродинамических характеристик ОУ при наличии пространственного отрыва необходимо знать распределение давлений в возмущенных областях и определить его границы.

На основании экспериментальных данных по обтеканию струйных и щитковых (аэродинамических) ОУ различной формы установлено, что боковые линии отрыва удовлетворительно описываются уравнением

$$\overline{x} = 1 - (K_S \overline{z})^{n_0}, \qquad (2.7.84)$$

где $\overline{x} = x/l_S$; $\overline{z} = z/l_S$; $K_S = l_S/b_S$; l_S, b_S — геометрические параметры зоны отрыва; n_0 — показатель степени.

Как было показано ранее, l_S существенно зависит от степени пространственности обтекаемой поверхности, характеризуемой параметром $\overline{b} = b/h$. Им же определяются и профили давления в зоне пространственного отрывного течения. Поэтому в расчетах было выделено три модели (рис. 2.7.27). Если $\overline{b} > 10$, считали, что обтекание ОУ осуществляется плоским потоком (первая модель, см. рис. 2.7.27, *а*), при $1 < \overline{b} < 10$ — квазиплоским потоком с учетом эффектов бокового перетекания (вторая модель), и, наконец, если $\overline{b} \leq 1$, то течение принимали пространственным (третья модель).

Каждой модели течения соответствовало определенное распределение давлений в зоне отрыва. Например, если для ОУ $1 < \overline{b} < 10$ (вторая модель), то эпюру давлений в плоскости симметрии и других продольных плоскостях можно принять монотонно возрастающей как в продольном, так и в поперечном направлениях (см. рис. 2.7.27, *б*); при $\overline{b} \leq 1$ (третья модель) в расчетах необходимо учитывать «провалы» давлений (см. рис. 2.7.27, *в*).

Профили давления для второй модели в плоскости $x'Oy'$ аппроксимируются зависимостью

$$\tilde{p}_c = (\tilde{p}_S - \tilde{p}_{p\ \max})(\overline{x}')^m + \tilde{p}_{p\ \max}, \qquad (2.7.85)$$

в которой $\tilde{p}_{p\ \max} = p_{p\ \max}/p_\infty$ — максимальное относительное давление в зоне отрыва перед ОУ, соответствующее координате $x' = 0$.

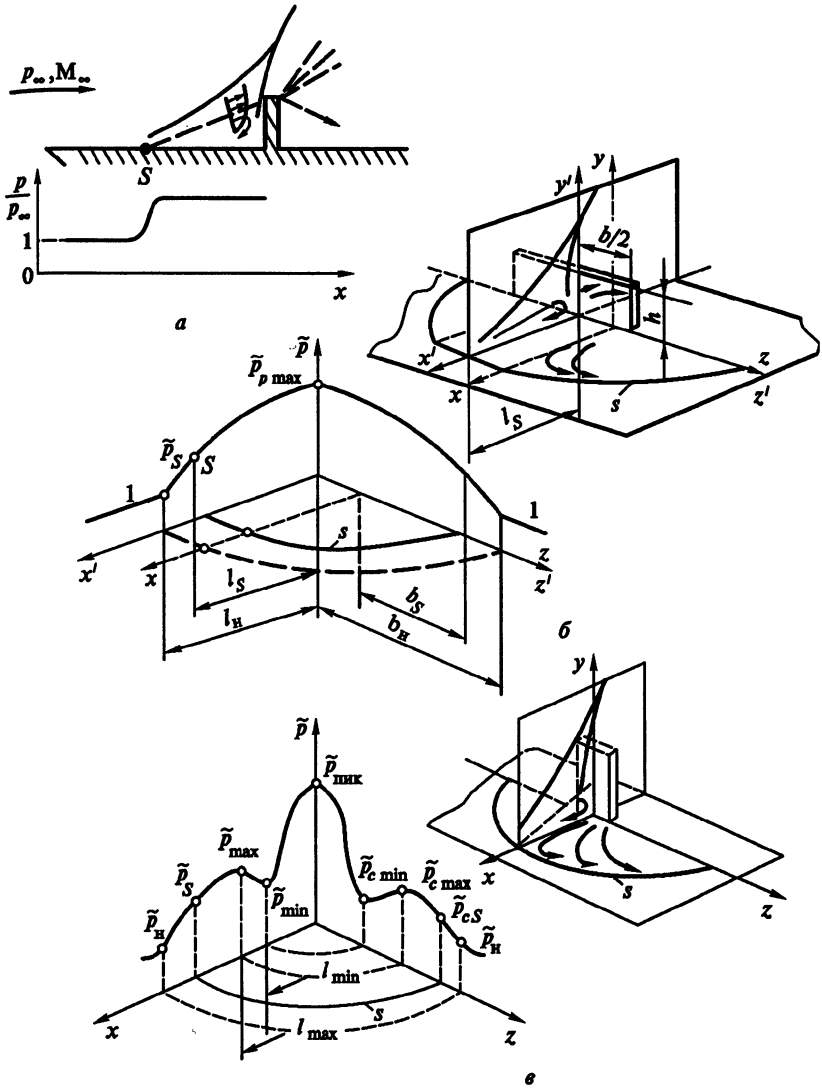


Рис. 2.7.27. Модели течения в отрывных зонах

В любой поперечной плоскости давление в зоне отрыва определяют по формулам

$$\tilde{p} = \tilde{p}_c$$

— при $0 < z' < (b/2 - h/2)$ и

$$\tilde{p} = (\tilde{p}_S - \tilde{p}_c)(z/z_н)^n + \tilde{p}_c$$

— при $(b/2 - h/2) \le z' \le b_н$,

где $z = z' - (b/2 - h/2)$; $z_н$ — координата точки в области повышенного давления, удовлетворяющая уравнению (2.7.84).

Геометрические параметры $l_н$ и $b_н$ (см. рис. 2.7.27, *б*), определяющие область повышенного давления, находят из выражений

$$l_н = l_S[(1 - \tilde{p}_{p\,max})/(\tilde{p}_S - \tilde{p}_{p\,max})]^{1/m};$$

$$b_н = b_S[(1 - \tilde{p}_{p\,max})/(\tilde{p}_S - \tilde{p}_{p\,max})]^{1/n} + (b/2 - h/2).$$

Сравнение экспериментальных данных с результатами расчета по формуле (2.7.85) при различных показателях степени m показано на рис. 2.7.28. Совпадение результатов расчета с экспериментом (заштрихованная область) обеспечивается при $m = 2$. Также было установлено, что $n = 2$, $n_0 = 2$.

Для расчета длины зоны трехмерного турбулентного отрыва в плоскости симметрии и максимального давления в ней $\tilde{p}_{p\,max}$ рекомендуется применять следующие зависимости:

$$l_S = K_{фl} K_{прl} h \operatorname{ctg} \beta_{рпл},$$

$$\tilde{p}_{p\,max} = K_{фp} K_{прp} \tilde{p}_{рпл}.$$

Коэффициенты пространственности, как было показано ранее, могут быть получены экспериментально. Однако их значения можно оценить и теоретически. Воспользуемся условием, выражающим равенство масс газа, поступающего в застойную зону при плоском отрывном течении, и газа в возвратном течении при пространственном отрыве с учетом бокового растекания (рис. 2.7.29):

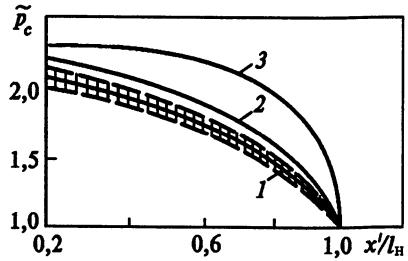


Рис. 2.7.28. Профиль давления в зоне отрыва для второй модели течения при m, равном 2 (*1*), 3 (*2*) и 10 (*3*)

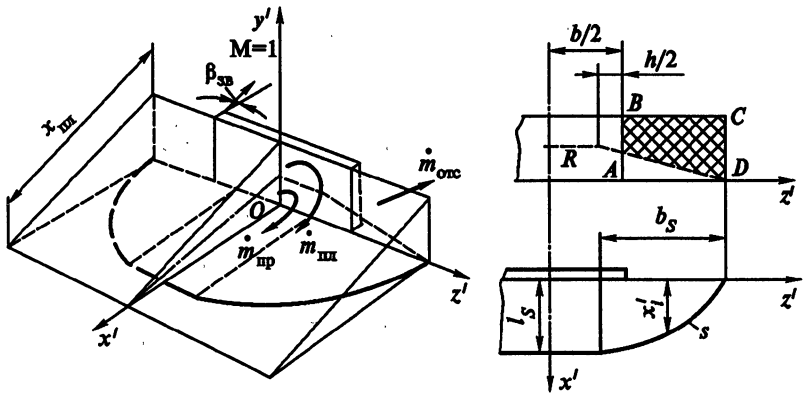


Рис. 2.7.29. Схема обтекания квазиплоской преграды

$$\dot{m}_{\text{пл}} = \dot{m}'_{\text{пр}} + \dot{m}''_{\text{пр}} + \dot{m}_{\text{отс}}, \qquad (2.7.86)$$

где $\dot{m}_{\text{пл}}$ — масса газа, поступающая в единицу времени в застойную область при плоском обтекании щитка, ширина которого соответствует размеру области возмущенного течения в плоскости установки ОУ; $\dot{m}'_{\text{пр}}$, $\dot{m}''_{\text{пр}}$ — соответственно массы газа, поступающие в единицу времени в застойную зону в центральной области перед ОУ и возле его краев; $\dot{m}_{\text{отс}}$ — масса газа, покидающая в единицу времени область отрывного течения с боковых сторон щитка.

Вышеперечисленные массы газа определяются следующими зависимостями:

$$\dot{m}_{\text{пл}} = h^2 \left[\frac{\mathrm{M}_{p\text{пл}} p_{p\text{пл}} \sqrt{k}}{\sqrt{RT_0}} \frac{\left(1 - \mathrm{Cr}^2_{p\text{пл}}\right)^{1/2} \bar{l}_{\text{пл}}}{\sigma_{p\text{пл}} \cos \beta_{p\text{пл}}} \times \right.$$

$$\left. \times \int\limits_{\eta_{\varphi=0}}^{\eta^{\text{пл}}_{p\text{пл}т}} \frac{\varphi}{1 - \mathrm{Cr}^2_{p\text{пл}} \varphi^2} \, \mathrm{d}\eta \right] \left[\frac{1}{2}(\bar{b} - 1) + K \bar{l}_S \right];$$

$$\dot{m}'_{\text{пр}} = h^2 \left[\frac{\mathrm{M}_{p\text{пр}} p_{p\text{пр}} \sqrt{k}}{\sqrt{RT_0}} \frac{\left(1 - \mathrm{Cr}^2_{p\text{пр}}\right)^{1/2} \bar{l}_S}{\sigma_{p\text{пр}} \cos \beta_{p\text{пр}}} \times \right.$$

$$\times \int\limits_{\eta_{\varphi=0}}^{\eta_{\text{плт}}^{\text{пр}}} \frac{\varphi}{1-\text{Cr}_{p\text{пр}}^2\varphi^2}\,\mathrm{d}\eta\Bigg]\frac{1}{2}(\bar{b}-1);$$

$$\dot{m}''_{\text{пр}} = h^2\left[\int\limits_{\tilde{\beta}}^{\tilde{\alpha}} \frac{\text{M}_{pi}p_{pi}\sqrt{k}}{\sqrt{RT_0}}\frac{\left(1-\text{Cr}_{pi}^2\right)^{1/2}}{\sigma_{pi}\cos\beta_{pi}}\frac{x'_i}{h}\times\right.$$

$$\left.\times\int\limits_{\eta_{\varphi=0}}^{\eta_i}\frac{\varphi}{1-\text{Cr}_{pi}^2\varphi^2}\,\mathrm{d}\eta\right]\mathrm{d}(z'/h).$$

Здесь $p_{p\text{пл}}$, $p_{p\text{пр}}$, $\text{M}_{p\text{пл}}$, $\text{M}_{p\text{пр}}$ $\text{Cr}_{p\text{пл}}$, $\text{Cr}_{p\text{пр}}$ — давление, числа Маха и Крокко в зоне отрыва при плоском и пространственном обтекании щитка соответственно:

$$p_{p\text{пл}} = (0,515 + 0,675\text{M}_p)p_\infty;$$

$$p_{p\text{пр}} = \left[(0,165\text{M}_\infty - 0,205)\left(\frac{h}{b}\right)^2 - (0,235\text{M}_\infty - \right.$$

$$\left. - 0,231)\left(\frac{h}{b}\right) + 1\right]p_{p\text{пл}};$$

$$\text{M}_{p\varepsilon} = \sqrt{\frac{(k-1)\text{M}_\infty^2+2}{(p_{p\varepsilon}/p_\infty)(k+1)} + 2\frac{2k\text{M}_\infty^2-(p_{p\varepsilon}/p_\infty)(k+1)-(k-1)}{(k^2-1)(p_{p\varepsilon}/p_\infty)+(k+1)^2}};$$

$$\text{Cr}_{p\varepsilon} = \{1 + 2/[\text{M}_{p\varepsilon}^2(k-1)]\}^{0,5},$$

где ε означает «пл» или «пр».

Углы отрыва потока $\beta_{p\text{пл}}$ и $\beta_{p\text{пр}}$ вычисляют по формулам из теории косого скачка уплотнения:

$$\beta_{p\varepsilon} = \text{arctg}\sqrt{\frac{2k\text{M}_\infty^2}{\frac{p_{p\varepsilon}}{p_\infty}(k+1)+(k-1)} - 1}\cdot\frac{\frac{p_{p\varepsilon}}{p_\infty}-1}{1+k\text{M}_\infty^2-\frac{p_{p\varepsilon}}{p_\infty}},$$

а безразмерные параметры определяют по соотношениям

$$\bar{l}_{\text{пл}} = l_{\text{пл}}/h;\quad \bar{l}_S = l_S/h;\quad \bar{b} = b/h;\quad \eta = \sigma_p y'/x';\quad \varphi = V_x/V_p;$$

$$\bar{\alpha} = 0,5(\bar{b}-1) + K\bar{l}_S;\quad \bar{\beta} = 0,5(\bar{b}-1);\quad K = 1/K_S;$$

$$\frac{x_i'}{h} = \bar{l}_S - \bar{l}_S \left\{ K_S \frac{\left[\frac{z'}{h} - \frac{1}{2}(\bar{b}-1)\right]}{\bar{l}_S} \right\}^{n_0}$$

(индекс «i» соответствует параметрам течения в плоскости $z = \text{const}$, т. е. при получении зависимости для $\dot{m}'_{\text{пр}}$ и $\dot{m}_{\text{пр}}$ принят закон плоских сечений).

Считается также, что координата РЛТ $\eta^{\text{пр}}_{\text{рлт}}$ вдоль оси Oz изменяется по линейному закону

$$\eta_i = \eta_{\varphi=0} - (\eta^{\text{пр}}_{\text{рлт}} - \eta_{\varphi=0}) \left(\frac{z'}{h} - \frac{1}{2}\bar{b} + \frac{1}{2} - K\bar{l}_S \right) K\bar{l}_S.$$

Массу газа, покидающего в единицу времени область отрывного течения с боковых сторон щитка, определим по формуле

$$\dot{m}_{\text{отс}} = \int\limits_{\Delta S} \rho V \, \mathrm{d}S.$$

Так как ρ и V принимаем постоянными, а площадь сечения, через которое происходит боковое растекание, $S = S_{ABCД}$, формула для вычисления $\dot{m}_{\text{отс}}$ будет иметь вид

$$\dot{m}_{\text{отс}} = \frac{\mathrm{M}_{\text{отс}} p_{\text{отс}} \sqrt{k} h^2}{\sqrt{RT_0}\sqrt{\tau(\mathrm{M}_{\text{отс}})}} \left[1 - \left(K\bar{l}_S - \frac{1}{2} \right) \frac{\operatorname{tg} \beta_{\text{рпр}}}{2K} \right] \left(K\bar{l}_S - \frac{1}{2} \right) \xi,$$

где ξ — эмпирический коэффициент.

Давление $p_{\text{отс}}$ и число Маха $\mathrm{M}_{\text{отс}}$ в сечении $ABCD$ находим аналогично пространственному случаю обтекания преграды, т. е. справедлива следующая система уравнений для определения параметров течений:

$$\beta_{\text{зв}} = \theta_{\text{зв}} - \operatorname{arctg} \left[\frac{2 + (k-1)\mathrm{M}_\infty^2 \sin^2 \theta_{\text{зв}}}{(k+1)\mathrm{M}_\infty^2 \sin^2 \theta_{\text{зв}}} \operatorname{tg} \theta_{\text{зв}} \right];$$

$$\frac{2 + (k-1)\mathrm{M}_\infty^2}{2k\mathrm{M}_\infty^2 \sin^2 \theta_{\text{зв}} - (k-1)} + \frac{2\mathrm{M}_\infty^2 \cos^2 \theta_{\text{зв}}}{2 + (k-1)\mathrm{M}_\infty^2 \sin^2 \theta_{\text{зв}}} = 1;$$

$$\omega(\mathrm{M_{отс}}) = \sqrt{\frac{k+1}{k-1}}\,\mathrm{arctg}\sqrt{\frac{k-1}{k+1}(\mathrm{M^2_{отс}}-1)} - \\ - \mathrm{arctg}\sqrt{\mathrm{M^2_{отс}}-1};$$

$$\frac{p_{\text{отс}}}{p_\infty} = \frac{p_{\text{рпр}}}{p_\infty}\left(\frac{2k}{k+1}\mathrm{M^2_{рпр}} - \frac{k-1}{k+1}\right)^{-\frac{1}{k-1}} \times \\ \times \mathrm{M}_{\text{рпр}}^{\frac{2k}{k-1}}\left(\frac{2}{k+1}\right)^{-\frac{k}{k-1}}\left(1+\frac{k-1}{2}\mathrm{M^2_{отс}}\right)^{-\frac{k}{k-1}}.$$

Для решения уравнения (2.7.86) относительно $K_{\text{пр}l}$ его необходимо дополнить интегральным уравнением для расчета координаты РЛТ:

$$\int\limits_{\eta^{\text{пр}}_{\text{рлт}}}^{\eta_{\varphi=1}} \frac{\varphi}{1-\mathrm{Cr}^2_{\text{рпр}}\varphi^2}\,\mathrm{d}\eta = \int\limits_{\eta_{\varphi=0}}^{\eta_{\varphi=1}} \frac{\varphi^2}{1-\mathrm{Cr}^2_{\text{рпр}}\varphi^2}\,\mathrm{d}\eta,$$

и значением ξ, найденным на основе единичных экспериментов.

Результаты расчета коэффициента пространственности $K_{\text{пр}l}$ для различных чисел M_∞ и соответствующих коэффициентов ξ представлены на рис. 2.7.30. Получено приемлемое соответствие с результатами экспериментов.

Кривые распределения давления перед щитком для третьей модели (см. рис. 2.7.27, *в*) пространственного обтекания ОУ носят сложный характер. Достаточно точно их можно описать при помощи аппроксимирующей функции — кубического сплайна, основанного на использовании известных значений давления в характерных точках:

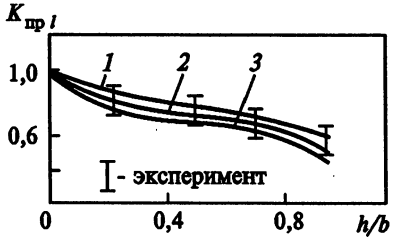


Рис. 2.7.30. Зависимость коэффициента $K_{\text{пр}l}$ от относительной высоты преграды:
1 – $\mathrm{M}_1 = 1,9$; $\zeta = 0,104$; *2* – $\mathrm{M}_1 = 3,4$; $\zeta = 0,074$; *3* – $\mathrm{M}_1 = 4$; $\zeta = 0,067$

$$\tilde{p}(l) = \frac{p(l)}{p_\infty} = \left[3\left(\frac{l_{k+1}-l}{\Delta l}\right)^2 - 2\left(\frac{l_{k+1}-l}{\Delta l}\right)^3\right]\tilde{p}_k +$$

$$+\left[3\left(\frac{l-l_k}{\Delta l}\right) - 2\left(\frac{l-l_k}{\Delta l}\right)^3\right]\tilde{p}_{k+1} + \Delta l\left[\left(\frac{l_{k+1}-l}{\Delta l}\right)^2 -\right.$$

$$\left. -\left(\frac{l_{k+1}-l}{\Delta l}\right)^3\right]\tilde{p}'_k - \Delta l\left[\left(\frac{l-l_k}{\Delta l}\right)^2 - \left(\frac{l-l_k}{\Delta l}\right)^3\right]\tilde{p}'_{k+1},$$

где $\tilde{p}_k, \tilde{p}_{k+1}, \tilde{p}'_k, \tilde{p}'_{k+1}$ — соответственно значения относительных давлений и производных от них в характерных точках с координатами l_k, l_{k+1}, $\Delta l = l_{k+1} - l_k$.

В качестве характерных точек при расчете распределений давлений (см. рис. 2.7.27, *в*) выбирают следующие:

в меридиональной плоскости: $\tilde{p}_{\max} = p_{\max}/p_\infty$; $\tilde{p}_{\min} = p_{\min}/p_\infty$; $\tilde{p}_{\text{пик}} = p_{\text{пик}}/p_\infty$; $\tilde{p}_{\text{н}} = 1$;

в плоскости установки ОУ: $\tilde{p}_{c\max} = p_{c\max}/p_\infty$; $\tilde{p}_{c\min} = p_{c\min}/p_\infty$; $\tilde{p}_{\text{пик}}$; $\tilde{p}_{\text{н}}$.

Этим давлениям соответствуют безразмерные координаты $K_{l\max}$, $K_{l\min}$, $K_{l_{\text{н}}}$. Подробно о вычислении этих величин см. в гл. 4.

Таким образом, при известных геометрических характеристиках зон отрыва и распределениях давления в них можно определить аэродинамические силы и моменты, обусловленные отрывным течением.

2.8. Моделирование струйных течений

Рассмотрим структуры потоков и методы расчета элементов струйных течений, используемых в алгоритмах вычисления параметров обтекания и аэродинамических характеристик ОУ полетом. Из всего многообразия сверхзвуковых (звуковых) струй выберем три наиболее общие структуры, соответствующие вдуву одиночных струй в затопленное пространство, во встречный поток и инжекции поперечных струй.

2.8.1. Структуры истечения струй в затопленное пространство

По характеру изменения газадинамических параметров сверхзвуковую струю принято условно делить на три участка: начальный (газодинамический), переходной и основной. На начальном участке влияние вязкости и теплопроводности сказывается в основном только в пределах пограничного слоя. Структуру потока здесь можно рассматривать в рамках газодинамики идеальной среды. Для начального участка характерно наличие волновой структуры и сильная неравномерность параметров потока как вдоль оси, так и в поперечных сечениях струи. На переходном участке влияние вязкости и теплопроводности становится определяющим. Пограничный слой смыкается на оси струи, значительно уменьшаются продольный и поперечный градиенты давления. На основном участке статическое давление становится равным давлению в окружающей среде, а профили параметров определяются закономерностями распространения дозвуковых струй. На рис. 2.8.1 приведена схема сверхзвуковой недорасширенной струи с указанием характерных участков.

Структура сверхзвуковой струи, истекающей из плоского или осесимметричного сопла в затопленное пространство на начальном участке, зависит от параметров потока на выходе сопла, геометрических характеристик сопла, а также от состояния окружающей среды.

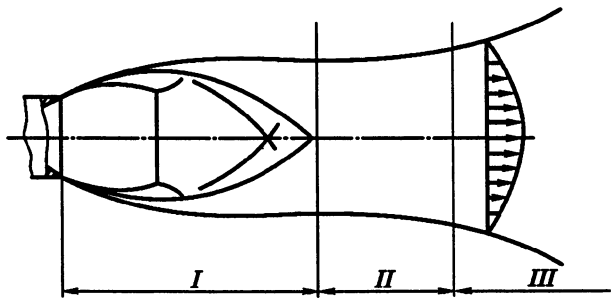


Рис. 2.8.1. Схема сверхзвуковой струи:
I – начальный участок; *II* – переходной участок; *III* – основной участок

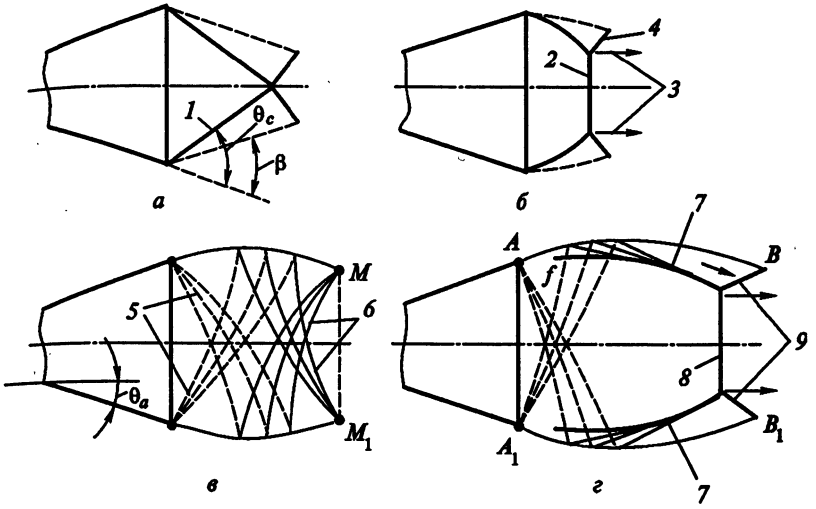


Рис. 2.8.2. Структуры истечения сверхзвуковой струи

Различные варианты течения представлены на рис. 2.8.2. В качестве определяющего параметра, оказывающего первостепенное влияние на структуру потока, принят коэффициент нерасчетности n, равный отношению давления на выходе сопла p_a к давлению окружающей среды $p_н$ ($n = p_a/p_н$). Если $n < 1$, то истечение газа из сопла происходит с перерасширением (см. рис. 2.8.2, *а*). Давление в струе восстанавливается в ударной волне *1*, фронт которой сходит с кромки сопла. Струйный поток при этом разворачивается на некоторый угол β. При большом перерасширении в окрестности струи образуется дискообразный ударный фронт *2* (рис. 2.8.2, *б*), пересекающий ось струи под прямым углом. С контура этого диска сходят стационарный разрыв *3* и ударная волна *4*, которая, отражаясь от свободной границы, вызывает появление центрированной волны разрежения.

При истечении с малым недорасширением ($1 < n < 2$) у выходной кромки сопла образуется пучок волн разрежения *5* (рис. 2.8.2, *в*). Эти волны взаимно пересекаются и отражаются от противоположных границ струи уже в виде простых волн сжатия *6*. При малой нерасчетности волны сжатия сходятся в точках M и M_1. Наименьшее давление достигается в средней

части струи. За сечением MM_1 картина повторяется до тех пор, пока турбулентность пограничного слоя не нарушит это явление.

Структура течения в струе значительно усложняется, если $n > 2$ (см. рис. 2.8.2, *г*). Около кромки AA_1 возникает пучок волн разрежения, обеспечивающий расширение газа в струе от статического давления p_a на срезе сопла до давления $p_н$ окружающей среды. Ускорение потока сопровождается отклонением линий тока от первоначального положения, в связи с чем поперечное сечение струи возрастает. Отраженные от поверхности струи волны разрежения образуют сходящийся пучок, который формирует сверхзвуковое течение сжатия, вызывающее сужение, торможение струи и сопровождающееся появлением ударной волны *7* (так называемого скачка уплотнения). Около оси струи на участке торможения криволинейный скачок переходит в прямой скачок уплотнения *8*, получивший название диска Маха, за которым скорость становится дозвуковой. За диском Маха *8* поток тормозится и давление повышается. Торможение периферийного потока происходит в отраженном скачке *9*. В итоге за первой «бочкой» ABB_1A_1 недорасширенной сверхзвуковой струи формируются вторая, третья и другие «бочки». Потери полного давления в системе скачков уплотнения первой «бочки» приводят к тому, что вторая «бочка» всегда слабее первой. При большой степени нерасчетности струи потери в первой «бочке» насколько велики, что давление во второй «бочке» практически равно окружающему. Струя за диском Маха становится изобарической.

Достаточно подробные экспериментальные исследования перерасширенных струй воздуха ($k = 1,4$), истекающих из конических и профилированных сопел при $M_a = 1,8 \ldots 4,5$, показали, что расстояние x_c от среза сопла до центрального скачка уплотнения *8* (см.рис. 2.8.2, *г*) пропорционально $M_a\sqrt{n}$. Причем при наличии отрыва потока от сопла, если число Маха и коэффициент нерасчетности вычислять по параметрам в сечении отрыва, характер этой зависимости сохранится. Согласно экспериментальным данным, для конических сопел при $\theta_a < 17°$ имеет место следующая зависимость:

$$x_c/d_a = 0,85M_a\sqrt{n} + 1,05\sqrt{\operatorname{tg}\theta_a} - 1,4,$$

где d_a, θ_a —диаметр и угол наклона образующей сопла в выходном сечении.

Для определения длины начального участка (первой «бочки») при $\theta_a \leq 17^\circ$ можно использовать эмпирическую формулу

$$x_b/d_a = 1,36\mathrm{M}_a\sqrt{n} + 1,05\sqrt{\mathrm{tg}\,\theta_a} - 2,0,$$

где x_b — расстояние от среза сопла до отраженного скачка уплотнения.

Газодинамической структуре начального участка недорасширенной струи, истекающей в затопленное пространство, было посвящено значительное количество экспериментальных исследований. Для турбулентных струй подогретого воздуха можно рекомендовать следующие зависимости для определения основных геометрических параметров в диапазонах $n = 1 \ldots 4 \cdot 10^4$, $\mathrm{M}_a = 1 \ldots 6$, $\theta_a = 0 \ldots 20^\circ$ [10]:

$$x_c/d_a = [0,8 + 0,085(\mathrm{M}_a - 2,1)^2] +$$
$$+ \mathrm{M}_a(n - 0,5)^{0,5} \text{ для } \mathrm{M}_a = 1 \ldots 3,6;$$
$$x_c/d_a = (2,0 + 0,435\mathrm{M}_a)(n - 0,5)^{0,5} \text{ для } \mathrm{M}_a = 3,6 \ldots 6;$$
$$x_1/x_c = 0,55 - 3n^{-2} \text{ при } n < 4;$$
$$x_2/x_c \approx 0,9 \text{ при } n > 6;$$
$$x_b/x_c = 1,3 - 0,5n^{-3} \text{ при } n > 1;$$
$$d_1/d_a = (1,7\mathrm{M}_a^{0,25} - 1)(n^{0,5} - 1,0) \text{ при } n > n_{\text{ж}};$$
$$d_1/d_a = 1 \text{ при } n > n_{\text{ж}}$$
$$(\text{где } n_{\text{ж}} \approx [\mathrm{M}_a^2/(\mathrm{M}_a^2 - 0,59)]^2);$$
$$d_b/d_1 = 1,15 + 1,5n^{-1} \text{ при } n > 2,5;$$
$$d_2/d_1 = 1,38 + 2n^{-1} \text{ при } n > 5$$
$$d_c/d_a = 0,65(n^{0,5} - 1,0) \times \cos[\pi(\mathrm{M}_a - 1,9)/4,6]$$
$$\text{для } \mathrm{M}_a = 1 \ldots 4,2;$$
$$d_c/d_a \approx 0 \text{ для } \mathrm{M}_a > 4,2.$$

Здесь d_1 — максимальный диаметр висячего скачка уплотнения; d_b — максимальный диаметр струи; d_2 — диаметр

струи в сечении, где граница струи пересекается с отражаемым скачком уплотнения; x_1 , x_2 — расстояние от среза сопла до сечений, где максимальны диаметр висячего скачка уплотнения и диаметр струи соответственно. Диаметры струи d_2 и d_b относятся к границе струи, получающейся на теневых фотографиях и соответствующей области наибольших градиентов плотности газа.

2.8.2. Встречные струи в сверхзвуковом потоке

Возможные структуры течения при вдуве центральной встречной струи показаны на рис. 2.8.3. Наиболее общему

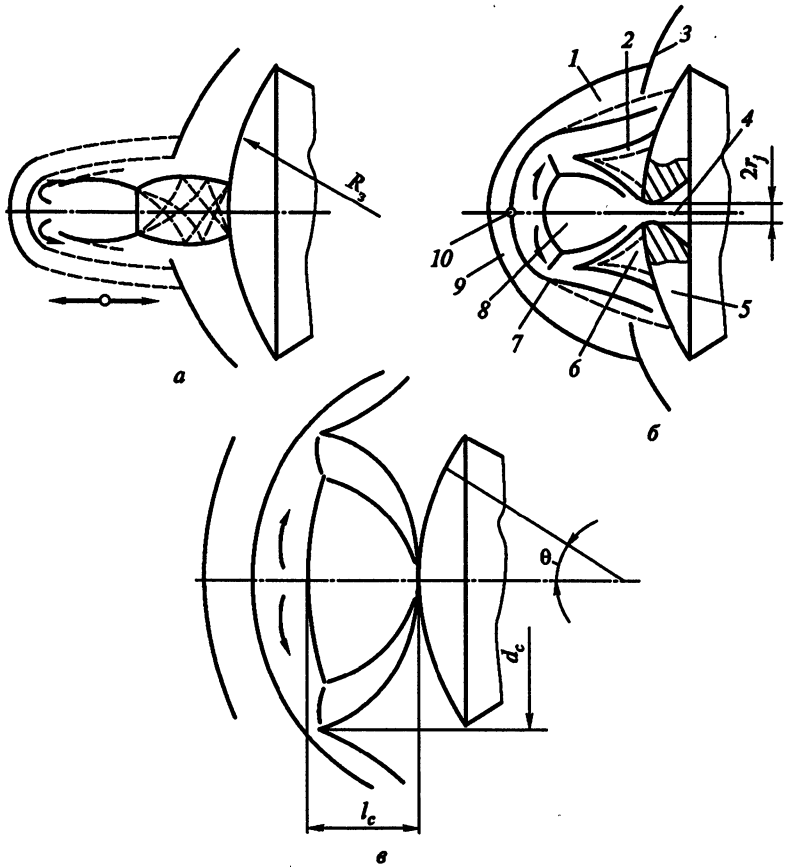


Рис. 2.8.3. Структуры истечения встречных моноструй

случаю течения для достаточно широкого диапазона изменения давлений вдува соответствует схема, приведенная на рис. 2.8.3 *б*. Инжектируемая струя *8* имеет бочкообразную форму. Отрываясь от кромок сопла *4*, она достигает поверхности раздела *7*, разворачивается и обтекает лобовой экран *5*. Внутри струи возникает застойная зона *6* тороидальной формы с возвратным течением, ограниченная разделяющими линиями тока. Струя смешивается как с набегающим потоком, так и с газом, циркулирующим в застойной зоне, образуя соответствующие области смешения *1* и *2*. Перед струей и в зоне присоединения ее к обтекаемой лобовой поверхности экрана возникают криволинейные скачки уплотнения *9* и *3*. За областью присоединения формируется пограничный слой со сложной структурой течения. Набегающий поток и струя на поверхности раздела имеют общую критическую точку *10*.

Исследования распределения давления (рис. 2.8.4) показывают, что воздействие струи проявляется в значительном снижении давления на обтекаемой поверхности. Чем больше давление торможения в струе p_{0j}, а следовательно, и коэффициент нерасчетности $n = p_j/p_н$ (p_j — давление на срезе сопла, $p_н = p_\infty$ — давление в окружающей струю среде), тем значительнее это снижение. На распределение давления заметное влияние оказывают скорости истечения струи и набегающего

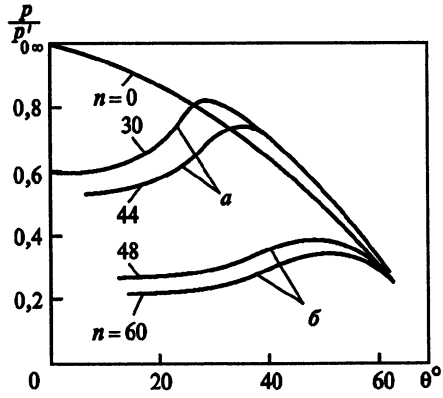


Рис. 2.8.4. Распределения давления на лобовой поверхности экрана ($M_\infty = 2,5$) :
а – при $\overline{R}_3 = 33$; $M_j = 1$; *б* – при $\overline{R}_3 = 9,4$; $M_j = 2,6$

потока: давление вблизи струи на лобовой поверхности уменьшается с увеличением числа M_j, т. е. сверхзвуковая струя гораздо сильнее снижает давление, чем звуковая (см. рис. 2.8.4).

Рассмотренная на рис. 2.8.3, *б* схема течения при взаимодействии одиночной струи со сверхзвуковым потоком не является единственной. При определенных условиях структура такого течения может оказаться неустойчивой, и на обтекаемой поверхности возникнут неблагоприятные пульсации давления. Механизм возникновения пульсаций связан с переходом от «однобочковой» формы струи к «многобочковой» (см. рис. 2.8.3, *а*), периодически повторяющейся. Такая картина течения соответствует условию, при котором значение $p_{0j}/p'_{0\infty}$ несколько превышает единицу (здесь $p'_{0\infty}$ — полное давление и в набегающем потоке с учетом потерь в прямом скачке уплотнения). В структуре струи отсутствуют скачок уплотнения («диск» Маха), а следовательно, и потери полного давления в нем. Это способствует увеличению глубины проникновения струи вверх по потоку и снижению давления в застойной зоне, что, в свою очередь, увеличивает коэффициент нерасчетности; струя становится существенно недорасширенной и принимает бочкообразную форму (структура аналогична схеме на рис. 2.8.3, *б*). Головная ударная волна вновь приблизится к поверхности ЛА, давление у сопла инжекции увеличится, а коэффициент нерасчетности уменьшится. Такой процесс возникновения пульсаций происходит с частотой порядка 10^{-1} с.

Существует еще один предельный случай моноструйного взаимодействия встречных потоков. При размерах ЛА, соизмеримых с диаметром струи («бочки»), весь лобовой экран расположен в зоне струйного отрывного течения (см. рис. 2.8.3, *в*). Присоединение потока происходит либо на боковой поверхности ЛА, либо вне его. Для такого режима обтекания давление на лобовом экране близко к невозмущенному.

Параметры струи можно рассчитывать либо с привлечением эмпирических соотношений, либо численным методом.

Можно рекомендовать следующие зависимости для расчета расстояния l_c от среза сопла до «диска» Маха и максимального диаметра d_c струи [7, 10]:

$$l_c/d_j = 0,77\sqrt{p_{0j}/p'_{0\infty}},$$
$$l_c/d_j = 0,5\sqrt{K_1}\sqrt{p_{0j}/p'_{0\infty}}(1-\theta_j^2/4); \qquad (2.8.1)$$

$$d_c/d_j = \left[0,3+0,325(p_{0j}/p'_{0\infty})(p_д/p'_{0\infty})^{-1}\right]^{-0,5},$$
$$d_c/d_j = (1,7\mathrm{M}_j^{0,25}-1)(\sqrt{p_j/p_д}-1)(1,4/k_j). \qquad (2.8.2)$$

Здесь

$$K_1 = 0,5(k_j+1)(k_jM_j^2+2)[1+0,5(k_j-1)\mathrm{M}_j^2]^{-1/(k_j-1)};$$

θ_j — угол раскрытия сопла; M_j — число Маха на срезе сопла; $p_д$ — давление в застойной зоне, окружающей струю.

Параметры невязких встречных струй в области между срезом сопла и «диском» Маха можно рассчитывать численным методом сквозного счета [3]. Рассмотрим осесимметричную незакрученную струю идеального газа. Считаем, что течение стационарное и «x-сверхзвуковое»; процессы происходят без физико-химических превращений, а истечение струи осуществляется в затопленное пространство с давлением $p_д$. Область струи между срезом сопла и «диском» Маха разобьем на отдельные ячейки (рис. 2.8.5, *а*). Основные геометрические размеры элементарной расчетной ячейки струи показаны на рис. 2.8.5. *б*.

Введем сетку с узлами, расположенными в сечениях $x_n =$ $=$ const. В каждом сечении узлы имеют равномерный шаг $H_r = r(x)/r_j/N_1$, где N_1 — число отрезков по оси Or. Шаг H_x по оси Ox меняется от сечения к сечению в процессе расчета. Отрезки H_x в каждом сечении нумеруем снизу вверх, им приписываем номера $n = 1,2\ldots N$, а узлам — номера $N = 1,2,\ldots,(N+1)$. На каждом отрезке параметры осредняем. Средним значениям параметров для $\overline{x}_n = x_n/r_j$ приписываем нижний индекс, указывающий номер отрезка (например, p_n — давление; ρ_n — плотность; u_n, v_n — проекции вектора скорости на оси Ox и Or), а для $\overline{x}^n = (x_n + H_x)/r_j$ — такой же верхний индекс (p^n, ρ^n, u^n, v^n и т. д.).

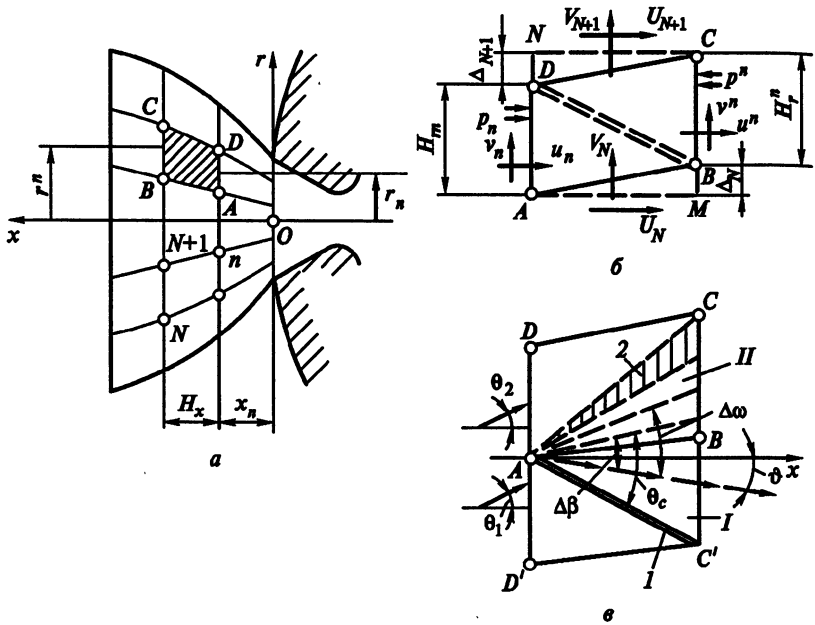


Рис. 2.8.5. Контрольные ячейки для определения геометрических и физических параметров струи

Точки разбиения (узлы) рассматриваемых сечений с одинаковыми номерами соединяем «продольными» прямолинейными отрезками. Значения параметров на каждом таком узловом отрезке обозначаем большими буквами (например, P — давление, R — плотность, U, V — соответствующие скорости).

В основу разностной схемы расчета положены уравнения, выражающие законы сохранения массы и количества движения:

$$\oint \rho(udr - vdx) = -\nu \iint\limits_S \rho(v/r)dS; \qquad (2.8.3)$$

$$\oint \rho u(udr - vdx) + pdr = -\nu \iint\limits_S \rho(vu/r)dS; \qquad (2.8.4)$$

$$\oint \rho v(udr - vdx) - pdx = -\nu \int \rho(v^2/r)dS, \qquad (2.8.5)$$

где ν равно 0 и 1 соответственно для плоского и осесимметричного случаев.

Совместно с уравнением энергии

$$\frac{k}{k-1}\frac{p}{\rho}+\frac{u^2}{2}+\frac{v^2}{2}=\text{const} \tag{2.8.6}$$

решением уравнений (2.8.3) — (2.8.5) определяем параметры p, ρ, u, v.

Интегрирование вдоль контура $ABCD$ (см. рис. 2.8.5, *б*) осуществляется против движения часовой стрелки. В результате система уравнений (2.8.3)—(2.8.5) заменяется разностным аналогом:

$$\alpha^n=\alpha^n+D_{N+1}-D_N-\delta_n-\delta^n; \tag{2.8.7}$$

$$\beta^n=\beta_n+P_{N+1}\Delta_{N+1}-P_N\Delta_N+U_{N+1}D_{N+1}-U_ND_N- \\ -(u\delta)_n-(u\delta)^n; \tag{2.8.8}$$

$$\gamma^n=\gamma^n-(P_{N+1}-P_N)H_x+V_{N+1}D_{N+1}-V_ND_N- \\ -(v\delta)_n-(v\delta)^n, \tag{2.8.9}$$

где $\alpha=\rho uH_r$; $\beta=(p+\rho u^2)H_r$; $\gamma=\rho uvH_r$; $\delta=0,5\nu\rho vH_rH_x/r$; $D=R(U\Delta-VH_x)$.

Если параметры α_n, β_n, γ_n известны (левая граница контрольной ячейки), то α^n, β^n, γ^n, а следовательно, и u, v, p, ρ на слое $\overline{x}=\overline{x}_n+H_x$ также легко определяются.

Уравнения (2.8.7) — (2.8.9) решаем методом последовательных приближений. Параметры потока на нижней (AB) и верхней (DC) границах элементарного четырехугольника $ABCD$ (см. рис. 2.8.5, *б*) находим из решения плоской задачи о взаимодействии двух полубесконечных равномерных сверхзвуковых потоков, имеющих параметры с индексами «$n-1$» и «n», а также «n» и «$n+1$».

В зависимости от соотношения параметров в потоках на границах AD и AD' (рис. 2.8.5, *в*) могут реализовываться различные структуры течений.

Продольная граница ячейки соответствует отрезку AB. Эта граница в общем случае может попадать в любую область справа от линии $D'D$, включая невозмущенный поток, веер волн разрежения и т. д. Величинам P, R, U, V присваиваем значения параметров в той области, куда попала граница

ячейки. В качестве примера рассмотрим расчет параметров потока на границе ячейки AB для случая, приведенного на рис. 2.8.5, *в*.

Задачу будем решать методом последовательных приближений. Первоначально зададим угол отклонения потока $|\vartheta|$ (см. рис. 2.8.5, *в*) и определим углы $\Delta\beta = |\theta_1| + |\vartheta|$ и $\Delta\omega = |\theta_2| + |\vartheta|$. По значениям чисел M_1, M_2, давлений p_1, p_2 и углам $\Delta\beta$, $\Delta\omega$ вычислим давления в областях I и II, используя зависимости теории скачков уплотнения и течения Прандтля — Майера:

а) для области I (за ударной волной *1*)

$$\frac{\operatorname{tg}\theta_c}{\operatorname{tg}(\theta_c - \Delta\beta)} = \frac{(k+1)M_1^2 \sin^2\theta_c}{2 + (k-1)M_1^2 \sin^2\theta_c};$$
$$\frac{P_I}{p_1} = \frac{2k}{k+1} M_1^2 \sin^2\theta_c - \frac{k-1}{k+1}; \qquad (2.8.10)$$

б) для области II (за волной разрежения *2*):

$$\omega_{II}(M_{II}, k) = \omega_2(M_2, k) + \Delta\omega;$$
$$\omega_2(M_2, k) = \sqrt{\frac{k+1}{k-1}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{k-1}{k+1}(M_2^2 - 1)} - \operatorname{arctg}\sqrt{M_2^2 - 1};$$
$$\omega_{II}(M_{II}, k) = \sqrt{\frac{k+1}{k-1}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{k-1}{k+1}(M_{II}^2 - 1)} - \operatorname{arctg}\sqrt{M_{II}^2 - 1}; \qquad (2.8.11)$$
$$P_{II} = p_2[1 + 0{,}5(k-1)M_{II}^2]^{-\frac{k}{k-1}} \times [1 + 0{,}5(k-1)M_2^2]^{\frac{k}{k-1}}.$$

Процесс сближения заканчивается, когда $P_{\text{I}} = P_{\text{II}}$. После вычисления давления $P_{\text{I}} = P_{\text{II}} = P$ и угла ϑ плотность, модуль и компоненты скорости, скорость звука, число M находим по формулам

$$R = \rho_2 (P/p_2)^{1/k} \quad \text{и} \quad R = \frac{(k-1)p_1 + (k+1)P}{(k+1)p_1 + (k-1)P}\rho_1$$

— для волны разрежения и скачка уплотнения соответственно;

$$W = \left[2\left(\text{const} - \frac{k}{k-1}\frac{P}{R}\right)\right]^{0,5},$$

$$U = W\cos\vartheta; \quad V = W\sin\vartheta; \quad a = \sqrt{kP/R}; \quad M = W/a.$$

Величины P, R, U и V, входящие в разностную схему, берут равными параметрам той области (I или II), в которую входит граница ячейки AB. Например, для схемы, приведенной на рис. 2.8.5, *в*, — это область II. Для крайних ячеек эти величины вычисляют иначе. Если границей является стенка сопла и известен угол ее наклона к оси x, то, следовательно, определен угол отклонения потока ϑ. Решением уравнений (2.8.10) и (2.8.11) находим давление P на продольных границах ячеек. Если границей является свободная поверхность с заданным давлением $p_н$, то решаем обратную задачу. Полагая $P = p_н$, вычисляем направление движения потока, т. е. угол ϑ.

Для устойчивости счета по изложенной разностной схеме шаг H_x следует выбирать из условия, чтобы все волны (*1* и *2*), возникающие в результате взаимодействия потоков, внутри каждой ячейки достигали ее правой границы и не пересекались с противоположными продольными гранями ячеек.

Расчет параметров струи вдоль оси Ox ведут до тех пор, пока не выполнится условие $p'_{0\infty} = p'_{0j}$, т. е. давление торможения за головным скачком уплотнения не станет равным давлению торможения за «диском» Маха (последнее определяют по параметрам струи на оси):

$$\frac{p'_{0\infty}}{p_{0j}} = \left(1 + \frac{k_j - 1}{2}\mathrm{M}_i^2\right)^{\frac{-k_j}{k_j-1}} \times$$

$$\times \left(\frac{2k_j}{k_j+1}\mathrm{M}_i^2 - \frac{k_j-1}{k_j+1}\right)^{\frac{-1}{k_j-1}} \left(\frac{k_j+1}{2}\mathrm{M}_i^2\right)^{\frac{k_j}{k_j-1}},$$

где M_i — число Маха на оси струи перед «диском» Маха.

При рассмотрении структур обтекания космических ЛА с блочной тормозной двигательной установкой (ТДУ) имеет место интерференция струй не только с набегающим потоком,

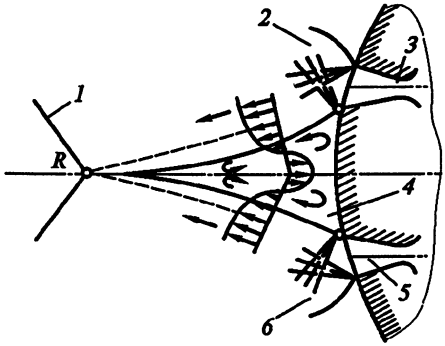


Рис. 2.8.6. Схема взаимодействия инжектируемых потоков:
1 – скачок уплотнения; *2, 6* – инжектируемые струи; *3, 5* – сопла ТДУ; *4* – застойная зона

но и между собой. Элемент структуры течения при таком взаимодействии показан на рис. 2.8.6. В этом случае необходим расчет параметров не только в самой струе, но и в межсопловом пространстве.

2.8.3. Истечение поперечных струй в сверхзвуковой поток

В зависимости от цели и назначения поперечный вдув газа осуществляется через щелевые или круглые сопла. Однако во всех случаях проявляются общие закономерности и особенности, характерные для плоских и пространственных отрывных течений, возникающих перед инжектируемой струей.

Характер взаимодействия струи с набегающим потоком зависит от интенсивности вдува, характеризующейся отношением давлений p_{0j}/p_1, числом M_j при вдуве, параметрами M_1, Re_x набегающего потока, конфигурацией и расположением отверстия (сопла) для вдува.

Экспериментально установлено, что если интенсивность вдува мала (давление p_{0j} незначительно превышает статическое давление p_1), то в набегающем сверхзвуковом потоке возникает присоединенный к передней кромке отверстия инжекции скачок уплотнения. Такой слабый скачок, как правило, не способен вызвать отрыв пограничного слоя перед вдуваемой струей. В любом сечении инжектируемой струи до ее полного разворота параллельно обтекаемой стенке скорость течения остается дозвуковой. Постепенное увеличение давления

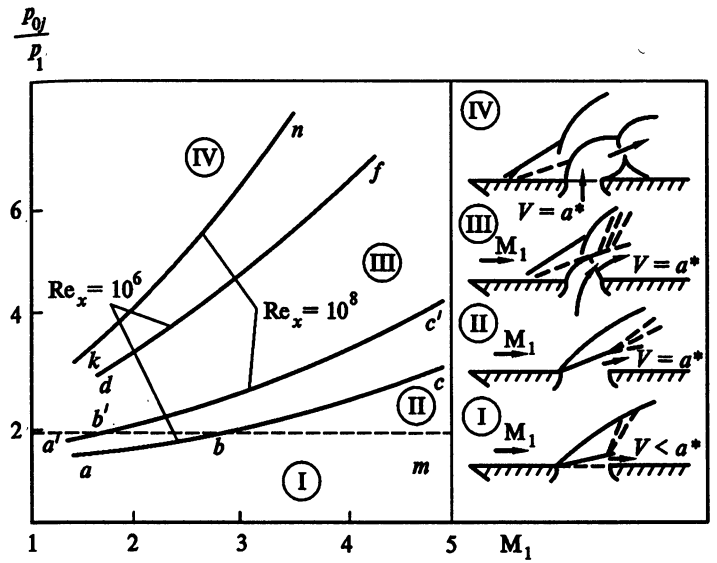


Рис. 2.8.7. Взаимодействие поперечных струй со сверхзвуковым потоком

в струе приводит к образованию в некотором ее промежуточном сечении местной звуковой скорости и перемещению этого сечения к отверстию инжекции. Давление за головным скачком уплотнения возрастает, и возникает возможность отрыва потока перед инжектируемой струей. Дальнейший рост p_{0j} вызывает образование области явно выраженного отрыва, при этом скорость истечения струи из отверстия инжекции будет звуковой.

На рис. 2.8.7 показаны зоны существования рассмотренных моделей течения в зависимости от отношения p_{0j}/p_1, чисел M_1 и $Re_x = V_1 x/\nu_1$ (x — расстояние от начала образования пограничного слоя до передней кромки отверстия вдува) набегающего потока.

Зона I соответствует режиму течения, при котором не достигается местная скорость звука ни в одном промежуточном сечении струи. Эта зона ограничена линией ab зарождения отрыва основного потока, положение которой зависит от числа Re_x (при $Re_x = 10^8$, например, это будет линия $a'b'$), а также

линией bm, когда в струе скорость достигает звуковой a^*. Зона II отвечает режимам, при которых в некотором промежуточном сечении струи существует местная скорость звука. Сверху она ограничена линией зарождения отрыва bc. Для зоны III характерно наличие отрыва перед инжектируемой струей. Верхняя граница этой зоны df (или kn) определяется равенством давления в области смешения оторвавшегося основного потока и критического давления в струе. Зона IV соответствует условиям истечения звуковой недорасширенной струи в сверхзвуковой поток.

Течение в каждой из зон представляется своей моделью. По мере уменьшения интенсивности вдува модели делаются менее сложными, причем каждая последующая получается из предыдущей в результате упрощения в структуре течения.

Картина взаимодействия поперечной недорасширенной струи (звуковой, сверхзвуковой) со сверхзвуковым потоком отличается большой сложностью (рис. 2.8.8, *а*). Перед струей *4*, служащей своеобразной преградой, поток тормозится, в результате чего возникает положительный градиент давления, вызывающий отрыв пограничного слоя в точке S. При этом образуется передняя застойная зона *1* и скачок уплотнения *2*. Сама струя под воздействием потока поворачивается и на некотором расстоянии вниз по потоку соприкасается с обтекаемой поверхностью в точке R, создавая еще одну заднюю застойную зону *6* с пониженным давлением. В потоке газа и в струе инжектируемого вещества можно наблюдать также скачки уплотнения *5, 8*, волны разрежения *7*.

На форму инжектируемой струи в области над обтекаемой поверхностью оказывает влияние отношение размеров выходного сечения сопла $d_j = \Delta$ и пограничного слоя δ (масштабный фактор). Если $\Delta < \delta$, то расширение струи (образование бочкообразной структуры) происходит в пределах высоты зоны отрывного течения, т. е. в области низкоэнергетического течения, в котором давление p_p. В этом случае не наблюдается существенной деформации самой струи и форма ее близка к форме, соответствующей истечению в неподвижную среду. При $\Delta > \delta$ струя находится в поле действия не только отрывного течения, но и основного потока.

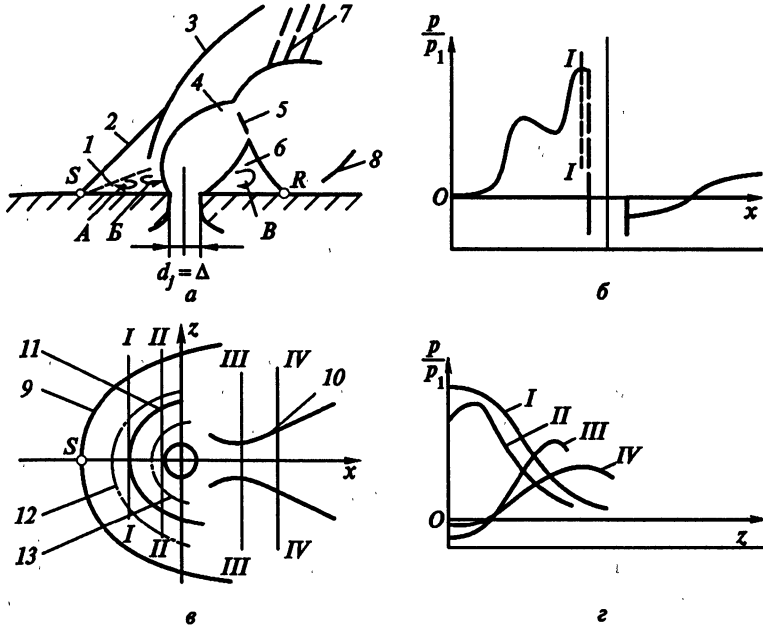


Рис. 2.8.8. Схема взаимодействия круглой струи со сверхзвуковым потоком

Рассмотренные структуры течения характерны при вдуве как плоских, так и осесимметричных (круглых) струй. Однако при инжекции струй через круглые сопла из-за пространственного обтекания процессам взаимодействия потоков присущи свои особенности (висящие скачки в струе, эффекты трехмерного отрыва и др.).

Характерную картину взаимодействия потоков можно представить на примере вдува через круглое отверстие в плоский поток (рис. 2.8.8, *б* — *г*) при истечении струи в режиме недорасширения, когда $p_{0j}/p_1 > 20$. Отличительной чертой взаимодействия является отрыв потока, набегающего на струю газа, с образованием впереди нее незамкнутой застойной зоны, в которой наблюдаются возвратные течения. Струя, деформируясь, претерпевает поворот и присоединяется к обтекаемой поверхности. При этом за отверстием также возникает незамкнутая зона. Схематически течение в застойных зонах

можно представить в виде системы, состоящей, из трех П-образных вихрей: *А* и *Б* — перед отверстием, и *В* — за ним (см. рис. 2.8.8, *а*).

Взаимодействие струи с потоком порождает многочисленные скачки уплотнения в плоскости, перпендикулярной обтекаемой поверхности и проходящей через середину отверстия. Непосредственно перед ним возникает косой скачок *2*, идущий от окрестности точки отрыва, а перед верхней частью границы струи — криволинейный скачок *3*. Встречаясь в точке *А*, эти скачки образуют тройную конфигурацию, за которой находится система волн разрежения. Скачок в виде диска, характерный для недорасширенных круглых струй, искривляется и занимает положение *5*. В окрестности точки присоединения возникает хвостовой скачок уплотнения *8*. Эти скачки образуют сложную пространственную конфигурацию. На рис. 2.8.8, *в* видны границы этих скачков уплотнения, представляющие собой линии *9* и *10*, где идущие вдоль обтекаемой поверхности потоки встречаются (линии «стекания»). Эти линии являются одновременно границами передней и задней застойных зон. Здесь же показана линия *11*, на которой потоки, идущие сверху вниз к обтекаемой поверхности из области повышенного давления за скачком *2*, у стенки сопла растекаются в разные стороны (линии «растекания»). Линии *12, 13* являются следами П-образных вихрей.

Характер изменения давления на обтекаемой поверхности (см. рис. 2.8.8, *б*) соответствует описанной картине течения. В области отрыва давление резко повышается, однако ввиду наибольшей скорости возвратного течения в передней застойной зоне оно понижается, достигая минимума. Затем наблюдается дальнейший рост давления, которое достигает наибольшего значения на линии *11*.

Для определения аэродинамической силы, обусловленной распределением давления по обтекаемой поверхности, необходимо знать вид кривой изменения давления в плоскостях, поперечных потоку (см. рис. 2.8.8, *г*). На участке перед отверстием давление уменьшается по сравнению с его максимальным значением в плоскости симметрии (кривая *I*). Вниз по потоку точка максимума давления сдвигается в сторону от этой

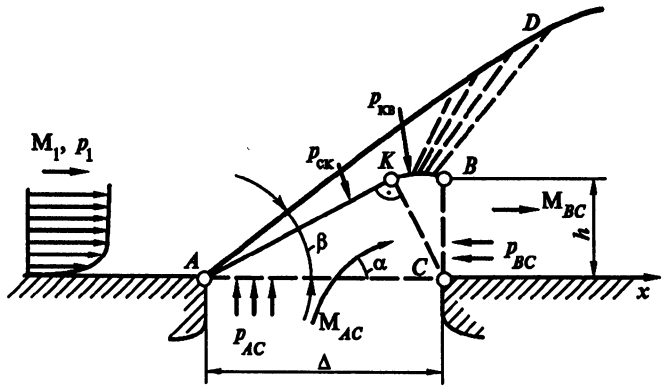


Рис. 2.8.9. Модель течения при малоинтенсивном вдуве струи ($M_1 > 1$)

плоскости, и давление снижается (кривые $II - IV$). Непосредственно за отверстием давление оказывается меньше, чем в невозмущенном потоке.

Рассмотрим расчет параметров течения при взаимодействии струи малой интенсивности со сверхзвуковым потоком. На рис. 2.8.9 показана модель течения для режимов инжекции, соответствующих зонам I и II (см. рис. 2.8.7).

Анализ экспериментальных данных по вдуву плоских струй в сверхзвуковой поток позволил сделать обоснованные упрощения и описать модели плоского взаимодействия потоков. Считаем, что вторичная струя индуцирует прямолинейный скачок уплотнения AD, расширяется до статического давления в невозмущенном потоке ($p_{BC} = p_1$) и за сечением BC течет параллельно стенке. Скорость вдуваемого газа поперек канала инжекции принимаем постоянной. Ее направление под действием основного потока изменяется так, что еще до выходного сечения отверстия вдува происходит разворот струи на некоторый угол α. При этом смешение основного и вторичного потоков не учитываем.

Вдоль прямолинейной границы струи на участке AK действует давление $p_{ск}$, равное его значению за скачком уплотнения, а вдоль участка KB — осредненное давление $p_{KB} = (p_{ск} + p_1)/2$.

Применяя основные уравнения сохранения для контрольного объема $AKBC$, запишем зависимости для расчета параметров струи:

$$\frac{h}{\Delta \sin\alpha} = \frac{p_{0j}}{p_1}\frac{\mathrm{M}_{AC}}{\mathrm{M}_{BC}}\frac{\pi(\mathrm{M}_{AC})\tau^{0,5}(\mathrm{M}_{BC})}{\tau^{0,5}(\mathrm{M}_{AC})}; \tag{2.8.12}$$

$$\frac{p_{\text{ск}}}{p_1} + 0,5\left(\frac{p_{\text{ск}}}{p_1}+1\right)\left(\frac{h}{\Delta\cos\beta\sin\beta}-1\right) = (1+k_j\mathrm{M}_{BC}^2)\times$$

$$\times\frac{h}{\Delta\cos\beta\sin\beta} - k_j\frac{p_{0j}}{p_1}\pi(\mathrm{M}_{AC})\mathrm{M}_{AC}^2\frac{\sin\alpha\cos\alpha}{\sin\beta\cos\beta}; \tag{2.8.13}$$

$$\frac{p_{\text{ск}}}{p_1}\cos^2\beta + 0,5\left(\frac{p_{\text{ск}}}{p_1}+1\right)\sin^2\beta =$$

$$= (1+k_j\mathrm{M}_{AC}^2\sin^2\alpha)\frac{p_{0j}}{p_1}\pi(\mathrm{M}_{AC}), \tag{2.8.14}$$

где $\pi(\mathrm{M})$, $\tau(\mathrm{M})$ — газодинамические функции.

Уравнения (2.8.12) — (2.8.14), выражающие закон сохранения массы количества движения, дополним соотношениями

$$\mathrm{M}_{BC} = \left\{\left[\left(\frac{p_{0j}}{p_1}\right)^{(kj-1)/kj} - 1\right]\frac{2}{(k_j-1)}\right\}^{0,5}; \tag{2.8.15}$$

$$\beta = \operatorname{arctg}\left[\sqrt{\frac{2k_1\mathrm{M}_1^2}{(p_{\text{ск}}/p_1)(k_1+1)+(k_1-1)} - 1}\times\right.$$

$$\left.\times\frac{(p_{\text{ск}}/p_1)-1}{1+k_1\mathrm{M}_1^2-(p_{\text{ск}}/p_1)}\right], \tag{2.8.16}$$

полученными из теорий изоэнтропического течения и скачков уплотнений.

Система уравнений (2.8.12) — (2.8.16) содержит шесть неизвестных величин (β, α, M_{AC}, M_{BC}, $p_{\text{ск}}$, h). Чтобы она решилась, ее нужно дополнить зависимостью

$$h = KC = \Delta\sin\beta$$

— в случае докритического режима истечения струи, когда $\dfrac{p_{0j}}{p_1} < \left(\dfrac{k_j+1}{2}\right)^{k_j/(k_j-1)}$, или

$$h = \Delta \sin\beta / q(\mathrm{M}_{BC})$$

(где $q(\mathrm{M})$ — газодинамическая функция), если в промежуточном сечении KC вторичный поток разгоняется до звуковой скорости т. е. $\dfrac{p_{0j}}{p_1} > \left(\dfrac{k_j+1}{2}\right)^{k_j/(k_j-1)}$.

Геометрические характеристики и параметры течений звуковых и сверхзвуковых поперечных струй в сносящем потоке можно определять также численным методом сквозного счета.

Рассмотрим двухмерные модели течений. Для ячейки произвольной четырехугольной формы $ABCD$ (рис. 2.8.10) в качестве исходной примем систему уравнений (2.8.3) — (2.8.6) и ее алгебраический аналог:

$$\begin{aligned}
\alpha^{j-1/2} &= -\left(\alpha_{j-1/2} + D_{j-1} + D_j\right);\\
\beta^{j-1/2} &= -\Big[\beta_{j-1/2} + (PH_y)_j + (PH_y)_{j-1} + \\
&\qquad + (UD)_j + (UD)_{j-1}\Big];\\
\gamma^{j-1/2} &= -\Big[\gamma_{j-1/2} + (VD - PH_x)_j + (VD - PH_x)_{j-1}\Big],
\end{aligned} \tag{2.8.17}$$

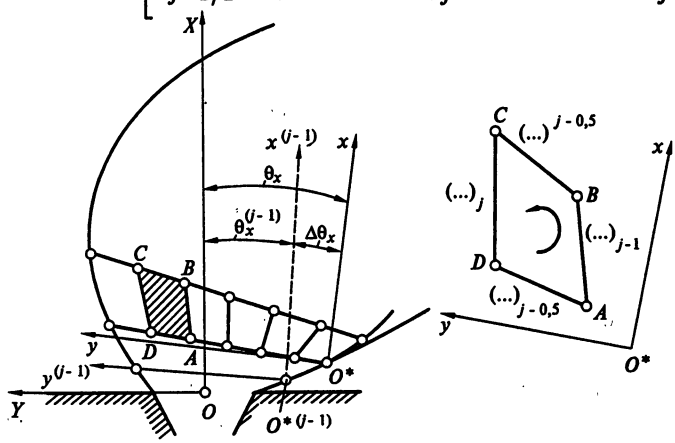


Рис. 2.8.10. Системы координат и расчетная сетка для поперечной струи в сверхзвуковом потоке

где $\alpha = \rho(uh_y - vh_x)$; $\beta = ph_y + u\alpha$; $\gamma = v\alpha - ph_x$; $D = R(UH_y - -VH_x)$; $(\ldots)^{j-1/2}$ — параметры на границе BC; $(\ldots)_{j-1/2}$ — параметры на границе DA; $(\ldots)_{j-1}$, $(\ldots)_j$ — параметры на границах BA и CD;

$$h_x^{j-1/2} = x_C - x_B; \quad h_y^{j-1/2} = y_C - y_B; \quad H_{xj} = x_D - x_C;$$

$$H_{yj} = y_D - y_C; \quad h_x^{j-1/2} = x_A - x_D; \quad h_{yj-1/2} = y_A - y_D;$$

$$H_{xj-1} = x_B - x_A; \quad H_{yj-1} = y_B - y_A.$$

Решив систему уравнений (2.8.17), находим параметры $\alpha^{j-1/2}$, $\beta^{j-1/2}$, $\gamma^{j-1/2}$, а также скорость $u^{j-1/2}$:

$$u^{j-1/2} = \frac{-c_1 \pm \sqrt{c_1^2 - c_0 c_2}}{c_2},$$

где $c_1 = kb(1+n^2) + n(g+nb)$; $c_0 = (g+nb)[(k-1)(g+nb) - 2kbn] - -(k-1)$; $c^2 = -(k+1)(1+n^2)$; $k = c_p/c_V$; $b = \beta/\alpha$; $n = h_x/h_y$; $g = \gamma/\alpha$.

Параметры газового потока связаны с этими величинами следующими зависимостями:

$$p^{j-1/2} = \frac{\beta^{j-1/2} - u^{j-1/2}\alpha^{j-1/2}}{h_y^{j-1/2}};$$

$$v^{j-1/2} = \frac{\gamma^{j-1/2} + p^{j-1/2}h_x^{j-1/2}}{\alpha^{j-1/2}};$$

$$\rho^{j-1/2} = \frac{\alpha^{j-1/2}}{u^{j-1/2}h_y^{j-1/2} - v^{j-1/2}h_x^{j-1/2}}.$$

Для решения системы необходимо знать параметры потока на левой, верхней и нижней границах контрольного объема (см. 2.8.2).

Остановимся на особенностях расчета струй с сильно искривленной осью (струй в сносящем потоке). Применение указанного численного метода возможно при правильном выборе геометрических размеров расчетных ячеек. Так как данную расчетную схему используют только для «x-сверхзвуковых» течений, когда должно выполняться неравенство $u > a$, то

в задачах вычисления параметров струй в сносящем потоке при постоянном направлении вертикальных относительно оси Ox границ ячеек невозможно удовлетворение указанного условия. В связи с этим решение задачи предусматривает введение двух систем координат: основной XOY (связаной с продольной осью сопла и его срезом) и локальной (подвижной) xOy, ось x которой является биссектрисой угла между направлениями левой и правой границ струи (см. рис. 2.8.10). Начало отсчета локальной системы координат лежит на левой границе рассчитываемого слоя в крайней правой вершине ячейки.

Для подвижной системы координат xO^*y (на текущем шаге) выполняются следующие соотношения:

$$\theta_x = \theta_x^{j-1} + \Delta\theta_x; \quad x = 0; \quad y = 0.$$

Уравнения (2.8.17) решают в локальной системе координат.

Рассчитать геометрические размеры и параметры течения струи в сносящем потоке можно лишь при известных граничных условиях. В качестве определяющего давления перед струей примем давление в застойной зоне с учетом динамической составляющей. Результаты экспериментов позволили оценить значение этого давления и задать параболический закон его изменения вдоль оси OX:

$$n_{h2} = \frac{p_j}{p_{h2}} = \frac{p_j}{p_p} + aX^2,$$

где p_{h2} — давление на левой границе струи; a — коэффициент, определяемый из условия $n_{h2} = p_j/p_{0\text{рлт}}$ при $X = X_R$; $p_{0\text{рлт}}$ — давление торможения на РЛТ в зоне отрыва перед струей; X_R — координата точки пересечения РЛТ со свободной границей струи.

Выше РЛТ границу струи можно определять либо по статическому давлению за скачком уплотнения в области присоединения, либо по давлению, получаемому в результате решения задачи о взаимодействии двух сверхзвуковых потоков.

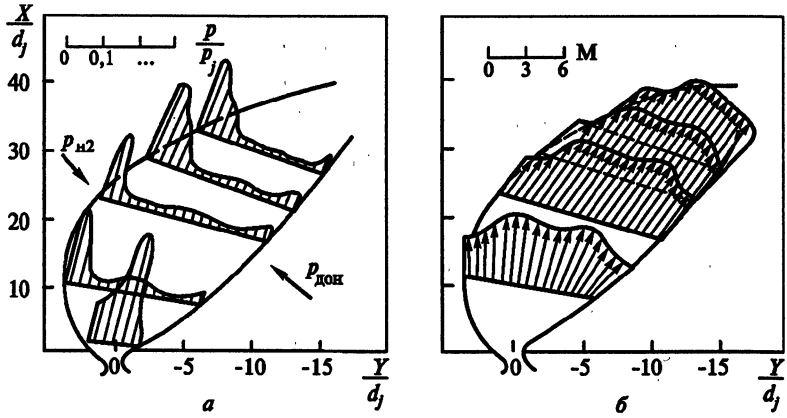


Рис. 2.8.11. Изменения относительного давления (*а*) и числа Маха (*б*) в поперечных сечениях струи

Результаты тестовых расчетов границ струи и параметров потока в системе координат YOX (см. рис. 2.8.1) показаны на рис. 2.8.11.

2.8.4. Экспериментальное моделирование процессов обтекания струйных органов управления

В задачах моделирования струйного взаимодействия число определяющих параметров подобия оказывается довольно большим. Выполнить равенство всех критериев в условиях полета и эксперимента не удается, поэтому важно выделить те параметры подобия, которые определяют основные эффекты струйного взаимодействия.

Рассмотрим динамические характеристики взаимодействия системы тело—поток—струя, ограничившись случаями установившихся движений, не учитывая теплообмен между потоком и поверхностью, а также влияние гравитационных сил. Обобщенная структура течений показана на рис. 2.8.12, *а*. Струя *1* инжектируется в поток с боковой поверхности тела *2* произвольной формы. При умеренных интенсивностях вдува поток, обтекающий лобовую поверхность, отрывается перед

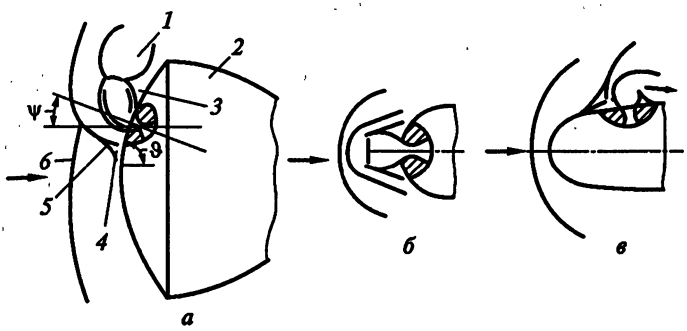


Рис. 2.8.12. Схемы взаимодействия струи со сверхзвуковым потоком

струей с образованием локальной зоны повышенного давления *4* и местных скачков уплотнения *5*. За струей возникает зона разрежения *3*. Инжектируемый поток воздействует на головной скачок уплотнения *6*, изменяя его форму, а струя разворачивается по направлению внешнего потока.

Изменение направления инжекции струи или ориентации боковой поверхности тела относительно невозмущенного потока приводит к трансформации структуры течения. С увеличением местного угла ϑ наклона образующей поверхности тела и уменьшением угла ψ встречи струи с основным потоком локальная зона отрыва перед струей постепенно исчезает и структура течения становится такой же, как при взаимодействии встречных струй (рис. 2.8.12, *б*). Если же угол ϑ уменьшается, а ψ увеличивается, то зона отрыва перед струей развивается, а ее элементы соответсвуют случаю вдува поперечных струй (рис. 2.8.12, *в*).

Для моделирования процессов взаимодействия струй и набегающего потока, а также интерференционного воздействия их на обтекаемые поверхности геометрически подобных тел в качестве исходной системы размерных величин можно выбрать скорость V_∞, плотность ρ_∞, температуру $T_{0\infty}$, динамическую вязкость μ_∞, среднюю молекулярную массу $\mu_{ср\infty}$

(индекс «∞» соответствует параметрам невозмущенного потока), скорость звука a, характерный размер D тела и соответствующие параметры газового потока для инжектируемой струи V_j, ρ_j, T_{0j}, μ_j, $\mu_{\text{ср}j}$, a_j, D_j (характерный размер сопла инжекции).

Считается, что при моделировании геометрические параметры (углы атаки α, скольжения β, наклона ψ и раскрытия сопла инжекции $\beta_{\text{сп}}$), а также и показатели k_∞, k_j, характеризующие род газа, сохраняют свои значения. Тогда из четырнадцати указанных параметров только любые пять (например, D, V, T, ρ, $\mu_{\text{ср}}$) имеют независимые размерности. Следовательно, согласно π-теореме общей теории размерностей, рассматриваемое явление может быть описано с помощью девяти безразмерных комбинаций — критериев подобия.

Такая система характерных величин, определяющих эффекты и режимы процессов при взаимодействии струй с потоком, представляется следующей совокупностью безразмерных параметров:

$$\mathrm{M}_\infty = V_\infty/a_\infty; \quad \mathrm{Re}_D = V_\infty D/(\mu_\infty/\rho_\infty); \quad \mathrm{M}_j = V_j/a_j;$$
$$\mathrm{Re}_j = V_j D_j/(\mu_j/\rho_j); \quad \overline{V} = V_j/V_\infty; \quad \overline{\rho} = \rho_j/\rho_\infty;$$
$$\overline{T}_0 = T_{0j}/T_{0\infty}; \quad \overline{\mu}_{\text{ср}} = \mu_{\text{ср}j}/\mu_{\text{ср}\infty}; \quad \overline{D} = D_j/D.$$

В соответствии с этим коэффициент c_R аэродинамической силы представляется функциональной зависимостью вида

$$c_R = f(\alpha, \beta, \psi, \beta_{\text{сп}}, \mathrm{Re}_D, \mathrm{M}_\infty, k_\infty, \mathrm{Re}_j, k_j, \mathrm{M}_j, \overline{V}, \overline{\rho}, \overline{T}_0, \overline{\mu}_{\text{ср}}, \overline{D}). \quad (2.8.18)$$

Таким образом, условие подобия обтекания тел при наличии вдува струй газа в стационарных условиях без учета физико-химических превращений заключается в постоянстве перечисленных параметров. Моделирование по $\alpha, \beta, \mathrm{Re}_D, \mathrm{M}_\infty$ и k_∞ характерно для любых аэродинамических испытаний.

Для выбранных конструкций аппарата заданной формы, геометрии расположения сопл и их профиля при проведении

струйных испытаний необходимо выдерживать подобие по параметрам

$$\mathrm{Re}_j, kj, \mathrm{M}_j, \overline{V}, \overline{\rho}, \overline{T}_0, \overline{\mu}_{\mathrm{ср}}, \overline{D}.$$

Для модельных экспериментов, как правило, не удается выполнить условие подобия одновременно для параметров (2.8.18). Поэтому для каждого вида испытаний необходимо определять наиболее существенную, первостепенную зависимость аэродинамических коэффициентов от того или иного из выявленных критериев подобия.

В некоторых случаях исследования взаимодействия струй газа, истекающих в сверхзвуковой поток, прибегают к введению интегральных соотношений подобия. Например, критерии подобия $\overline{V}$ и $\overline{\rho}$ заменяют следующими безразмерными комплексами: $n = p_j/p_\infty$, $\overline{\rho V^2} = \rho_j V_j^2/\rho_\infty V_\infty^2$, $J_{p0} = p_{0j}/p'_{0\infty}$ ($p'_{0\infty}$ — давление торможения невозмущенного потока с учетом потерь в прямом скачке уплотнения), $J_j = p_{0j}/p_\infty$, $\overline{F} = (\rho_j V_j^2 + p_j)/p_\infty$ или коэффициентом тяги $c_P = P/(q_\infty S_\mathrm{м})$ (где P — тяга при истечении струи, $q_\infty = (\rho_\infty V_\infty^2)/2$, $S_\mathrm{м} = \pi D^2/4$).

Взаимосвязь между указанными интегральными соотношениями подобия показана в табл. 2.8.1. Видно, что эти соотношения представляют комбинации ранее определенных параметров подобия k_j, M_j, k_∞, M_∞, $\overline{D}$, газодинамических функций

$$\pi_i = \left[1 + \frac{k_i - 1}{2}\mathrm{M}_i^2\right]^{-k_i/(k_i-1)};$$

$$f_i = (1 + k_i \mathrm{M}_i^2)\left[1 + \frac{k_i - 1}{2}\mathrm{M}_i^2\right]^{-k_i/(k_i-1)}$$

(где i – соответствует индексам «∞» и «j») и коэффициента потери полного давления

$$\nu_\infty = \left[\frac{2k_\infty \mathrm{M}_\infty^2}{(k_\infty + 1)} - \frac{k_\infty - 1}{k_\infty + 1}\right]^{-1/(k_\infty-1)} \times$$

$$\times \mathrm{M}_\infty^{2k_\infty/(k_\infty-1)}\left[\frac{2}{(k_\infty + 1)} + \frac{k_\infty - 1}{k_\infty + 1}\mathrm{M}_\infty^2\right]^{-k_\infty/(k_\infty-1)}$$

Параметр	J_j	n	$\overline{\rho V^2}$
J_j	p_{0j}/p_∞	$\dfrac{1}{\pi_j}n$	$\dfrac{k_\infty}{k_j}\left(\dfrac{\mathrm{M}_\infty}{\mathrm{M}_j}\right)^2\dfrac{1}{\pi}\overline{\rho V^2}$
n	$\pi_j J_j$	p_j/p_∞	$\dfrac{k_\infty}{k_j}\left(\dfrac{\mathrm{M}_\infty}{\mathrm{M}_j}\right)^2\overline{\rho V^2}$
$\overline{\rho V^2}$	$\dfrac{k_\infty}{k_j}\left(\dfrac{\mathrm{M}_\infty}{\mathrm{M}_j}\right)^2\pi_j J_j$	$\dfrac{k_\infty}{k_j}\left(\dfrac{\mathrm{M}_\infty}{\mathrm{M}_j}\right)^2 n$	$\dfrac{\rho_j V_j^2}{\rho_\infty V_\infty^2}$
J_{p0}	$\dfrac{\pi_\infty}{\nu_\infty}J_j$	$\dfrac{\pi_\infty}{\nu_\infty}\dfrac{1}{\pi_j}n$	$\dfrac{k_\infty}{k_j}\left(\dfrac{\mathrm{M}_\infty}{\mathrm{M}_j}\right)^2\dfrac{\pi_\infty}{\nu_\infty}\dfrac{1}{\pi_j}\overline{\rho V^2}$
$\overline{F}$	$f_j\pi_\infty J_j$	$(k_j\mathrm{M}_j^2+1)\pi_\infty n$	$\dfrac{k_\infty}{k_j}\left(\dfrac{\mathrm{M}_\infty}{\mathrm{M}_j}\right)^2(k_j\mathrm{M}_j^2+1)\pi_\infty\overline{\rho V^2}$
c_P	$\dfrac{2f_j\overline{D}^2}{k_\infty\mathrm{M}_\infty^2}J_j$	$\dfrac{2(k_j\mathrm{M}_j^2+1)\overline{D}^2}{k_\infty\mathrm{M}_\infty^2}n$	$2(k_j^{-1}\mathrm{M}_j^{-2}+1)\overline{D}^2\overline{\rho V^2}$

Для каждого варианта вдува струй при экспериментальном моделировании процессов взаимодействия потоков используют определенное интегральное соотношение. При исследовании струй газа, инжектируемых с лобовой или боковой поверхности ЛА навстречу потоку, наиболее часто аэродинамические характеристики выражают в зависимости от коэффициента тяги c_P, интенсивности вдува J_{p_0} или коэффициента нерасчетности n. Если рассматривается истечение поперечных струй в газовый поток, то в качестве определяющих параметров выбирают J_j, $\overline{\rho V^2}$ и т. д.

Таблица 2.8.1

J_{p0}	$\overline{F}$	c_P
$\dfrac{\nu_\infty}{\pi_\infty} J_{p0}$	$\dfrac{1}{\pi_\infty f_j}\overline{F}$	$\dfrac{k_\infty \mathrm{M}_\infty^2}{2f_j\overline{D}^2} c_P$
$\dfrac{\nu_\infty}{\pi_\infty}\pi_j J_{p0}$	$\dfrac{1}{\pi_\infty(k_j\mathrm{M}_j^2+1)}\overline{F}$	$\dfrac{k_\infty \mathrm{M}_\infty^2}{2(k_j\mathrm{M}_j^2+1)\overline{D}^2} c_P$
$\dfrac{k_j}{k_\infty}\left(\dfrac{\mathrm{M}_j}{\mathrm{M}_\infty}\right)^2\dfrac{\nu_\infty k_\infty}{\pi_\infty}\pi_j J_{p0}$	$\dfrac{k_j}{k_\infty}\left(\dfrac{\mathrm{M}_j}{\mathrm{M}_\infty}\right)^2\dfrac{1}{\pi_\infty(k_j\mathrm{M}_j^2+1)}\overline{F}$	$\dfrac{c_P}{2(k_j^{-1}\mathrm{M}_j^{-2}+1)\overline{D}^2}$
$p_{0j}/p'_{0\infty}$	$\dfrac{1}{\nu_\infty f_j}\overline{F}$	$\dfrac{k_\infty \mathrm{M}_\infty^2}{2f_j\overline{D}^2}\dfrac{\pi_\infty}{\nu_\infty} c_P$
$\nu_\infty f_j J_{p0}$	$\dfrac{\rho_j V_j^2 + p_j}{p_{0\infty}}$	$\dfrac{k_\infty \mathrm{M}_\infty^2\pi_\infty}{2\overline{D}^2} c_P$
$\dfrac{2f_j\overline{D}^2}{k_\infty \mathrm{M}_\infty^2}\dfrac{\nu_\infty}{\pi_\infty} J_{p0}$	$\dfrac{1}{k_\infty \mathrm{M}_\infty^2}\dfrac{2\overline{D}^2}{\pi_\infty}\overline{F}$	$\dfrac{P}{q_\infty S_\text{м}}$

Однако, используя то или иное интегральное соотношение, следует помнить, что соблюдение его подобия недостаточно для полного моделирования рассматриваемого явления. Действительно, форма струи, ее размеры и деформация, а следовательно, и эффект силового воздействия системы тело — поток — струя зависят от совокупности условий (2.8.18).

Глава 3

АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПОДВИЖНЫЕ РУЛЕВЫЕ ПОВЕРХНОСТИ, ГОЛОВНЫЕ И ХВОСТОВЫЕ НАСАДКИ

Аэродинамические ОУ применяются на ЛА, движущихся с достаточно большой скоростью в плотных слоях атмосферы. Различают следующие типы аэродинамических ОУ: оперение (стабилизаторы), рулевые поверхности (полностью подвижное оперение; концевые рули; ОУ, расположенные вдоль задней кромки несущей поверхности), роллероны, интерцепторы, подвижные носовые и кормовые части. Составной частью расчета аэродинамических характеристик является нахождение управляющих сил и моментов, создаваемых органами ОУ. В настоящей главе рассмотрена интерференция между рулями и корпусом, дано определение эффективности управляющих поверхностей. Основные расчетные зависимости получены на основе аэродинамической теории тонкого тела для стационарного обтекания тонких составных комбинаций ЛА*. Приведены алгоритмы вычисления параметров отрывных течений перед и за интерцепторами, а также результаты численных расчетов аэродинамических коэффициентов подвижных кормовых частей при изменении геометрических и кинематических параметров.

3.1. Аэродинамические рулевые поверхности

Аэродинамические управляющие устройства (рули), размещаемые в различных местах ЛА, подразделяют на три группы (рис. 3.1.1): а) ОУ *типа поворотного оперения*; б) *концевые рули*; в) *рули, расположенные вдоль задней кромки несущей или стабилизирующей поверхности.*

---

* При изложении вопросов по аэродинамической интерференции в параграфах 3.2—3.7 использованы учебно-методические материалы проф. Н.Ф. Краснова.

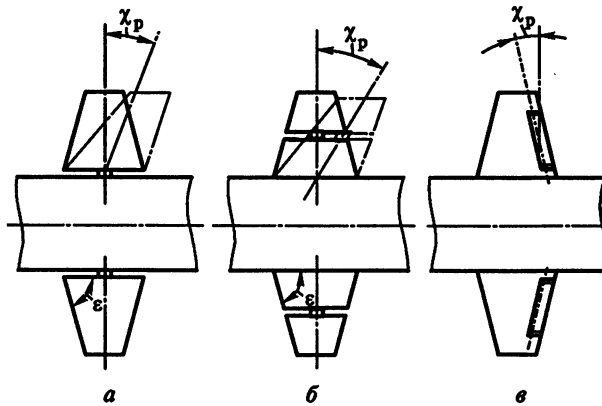
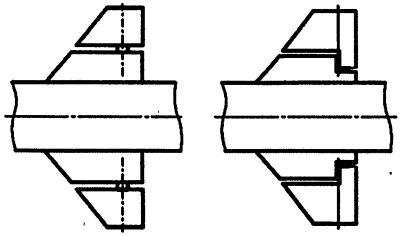


Рис. 3.1.1. Виды рулевых поверхностей:
а – поворотное оперение; *б* – концевой руль; *в* – рули, расположенные вдоль задней кромки

Поворотное оперение, обеспечивающее хорошую управляемость благодаря достаточно большой площади ОУ, используют в высокоманевренных ЛА, они весьма эффективны на значительных высотах и в широком диапазоне чисел M_∞. Чаще всего оси вращения рулей и корпуса взаимно перпендикулярны, однако в конструктивном отношении иногда удобнее выбрать между этими осями угол, отличный от прямого (положение оси вращения руля определяется углом стреловидности χ_p (см. рис. 3.1.1)). При этом угол отклонения руля отсчитывают в плоскости, перпендикулярной оси его вращения.

Некоторое распространение получили *концевые рули,* составляющие часть несущей или стабилизирующей поверхности и располагающиеся у боковых кромок. Такие ОУ также весьма эффективны в достаточно большом диапазоне скоростей. Ось вращения концевого руля, как и поворотного оперения, может составлять прямой угол с осью корпуса или иметь некоторый угол стреловидности. Особенность концевых рулей состоит в том, что их эффективность практически не зависит от присутствия корпуса. Недостатком является трудность монтажа рулевого привода и механизма поворота на крыле или оперении с боковыми концевыми кромками. Различают обычные концевые рули и рули с рулевой компенсацией (рис. 3.1.2).



а *б*

Рис. 3.1.2. Концевые рули: *а* – обычные; *б* – с рулевой компенсацией

При дозвуковых и небольших сверхзвуковых скоростях наибольшее распространение получили рули, расположенные вдоль задней кромки неподвижного крыла или оперения. При небольших числах M_∞ с отклонением рулей связано появление подъемной (управляющей) силы не только на них самих, но и на несущей неподвижной поверхности, на которую распространяются возмущения от рулей. Поэтому такие рули могут быть весьма эффективны даже при относительно небольшой площади их поверхности. При сверхзвуковых скоростях воздействия от рулей на неподвижные поверхности не наблюдается и управляющая сила создается только рулем. Несмотря на увеличение этой силы вследствие повышения скоростного напора, для повышения эффективности рулей бывает необходимо увеличивать площадь их поверхности.

Рули, расположенные вдоль задней кромки, могут быть внутренними и внешними, занимать часть кромки или размещаться по всему размаху крыла (рис. 3.1.3).

Рулевые поверхности ЛА служат в качестве рулей поворота, рулей высоты, элеронов и элевонов. Рули поворота в нейтральном положении располагаются вдоль продольной оси аппарата в плоскости yOx (рис. 3.1.4, *а*). Отклонение их от этого положения вызывает поворот ЛА вправо или влево (вращение вокруг оси Oy соответственно по или против движения часовой стрелки). Этот поворот обусловлен действием управляющего момента рыскания $\Delta M_y = -L_p \Delta Z$, где L_p — расстояние от центра давления вертикального оперения с рулями (или рулей в виде полностью поворотного оперения) до центра масс ЛА. Величина ΔZ представляет собой управляющую

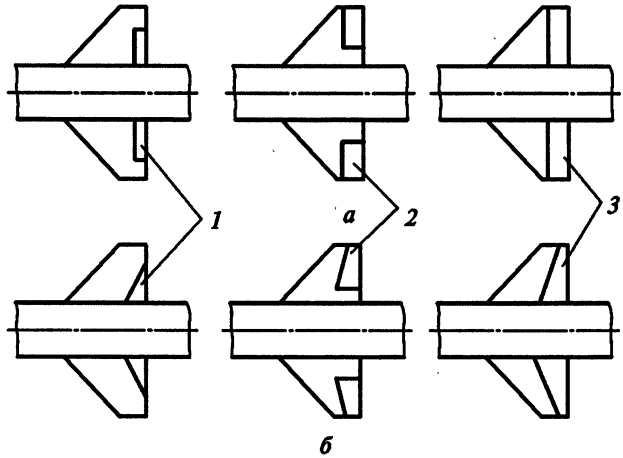


Рис. 3.1.3. ОУ, расположенные вдоль задней кромки крыла ЛА: *а* – прямоугольные; *б* – со стреловидными кромками; *1* – внутренние; *2* – внешние; *3* – занимающие всю заднюю кромку крыла (или оперения)

силу — добавочную поперечную силу в связанных координатах: $\Delta Z = c_z q_\infty S_{\text{оп в}}$ или $\Delta Z = c_z q_\infty S_{\text{рв}}$. Здесь коэффициент c_z представляет собой функцию угла атаки (или скольжения) оперения $\alpha_{\text{оп в}}$ (или $\beta_{\text{оп в}}$) и угла отклонения δ_ψ рулей, т. е. $c_z = f_1(\beta_{\text{оп в}}, \delta_\psi)$, причем при малых δ_ψ его можно представить в виде $c_z = c_z^{\delta_\psi}\delta_\psi$, где $c_z^{\delta_\psi}$ — производная от коэффициента боковой силы по углу отклонения руля; ($S_{\text{оп в}}$, $S_{\text{рв}}$ — площади соответственно вертикального оперения с рулями и рулей в виде полностью поворотного вертикального оперения). Осевая составляющая ΔX управляющей силы при малых углах атаки и небольших отклонениях руля пренебрежимо мала.

Рули высоты располагаются в плоскости yOz, перпендикулярной плоскости рулей поворота (рис. 3.1.4, *б*). Их отклонение обеспечивает изменение направления полета в вертикальной плоскости и, следовательно, изменение высоты. При этом вращение ЛА вокруг оси Oz обусловлено действием управляющего момента тангажа $\Delta M_z = -L_{\text{р}}\Delta Y$, где ΔY — нормальная составляющая управляющей силы, $\Delta Y = c_y q_\infty S_{\text{оп г}}$ или $\Delta Y = c_y q_\infty S_{\text{рг}}$; $S_{\text{оп г}}$, $S_{\text{рг}}$ — площади соответственно горизонтального оперения с рулями и рулей в виде полностью поворотного

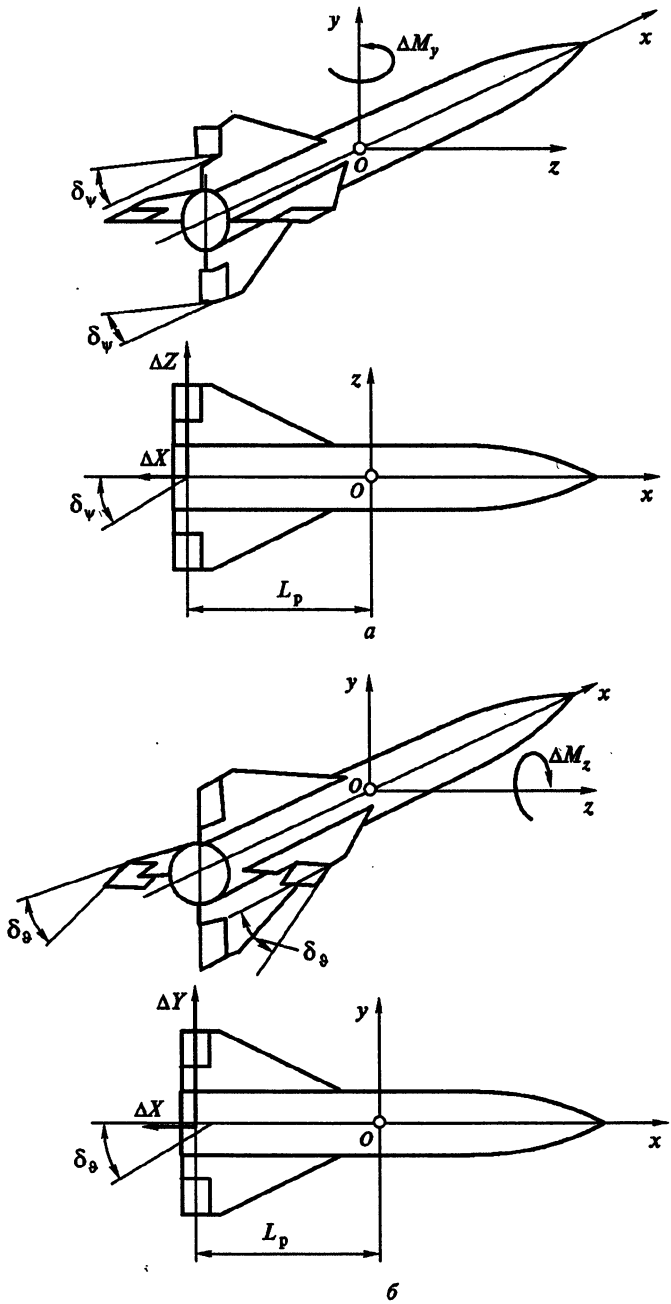


Рис. 3.1.4. Рули поворота (*а*) и высоты (*б*) на оперенном теле вращения

горизонтального оперения). Коэффициент c_y нормальной силы также можно представить в виде функции: $c_y = f_2(\alpha_{\text{оп г}}, \delta_\vartheta)$, где $\alpha_{\text{оп г}}, \delta_\vartheta$ — углы атаки горизонтального оперения и отклонения рулей соответственно. Значение c_y определяют по значению производной $c_y^{\delta_\vartheta}$ и углу отклонения руля δ_ϑ в виде $c_y = c_y^{\delta_\vartheta} \delta_\vartheta$.

Комбинация рулей поворота и высоты дает возможность управлять ЛА одновременно в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, т. е. осуществлять практически любой маневр в пространстве. При помощи этих же рулей осуществляется вращение ЛА вокруг продольной оси Ox, для чего рули отклоняют на угол δ_γ в направлении, обратном вращению (рис. 3.1.5).

В самолетных схемах для управления обычно предусматривают элероны в комбинации с рулями высоты. *Элероны* — это две рулевые поверхности, расположенные на концевых или задних кромках консолей крыла и отклоняющиеся в разные стороны, что приводит к накренению ЛА (рис. 3.1.6). При этом появляется горизонтальная составляющая ΔZ подъемной силы Y_a, которая отклоняет аппарат в нужном направлении и обеспечивает его поворот под действием момента $\Delta M_y = \Delta Z L'_{\text{р}}$. Если одновременно с этим поворачивать руль высоты, то осуществляется требуемый маневр в пространстве.

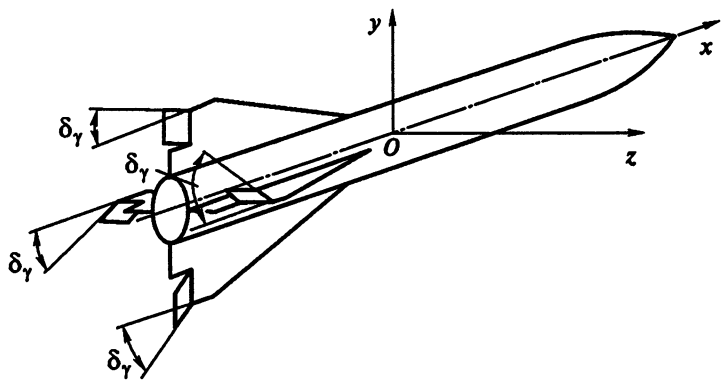


Рис. 3.1.5. Отклонение рулей при вращение ЛА вокруг продольной оси

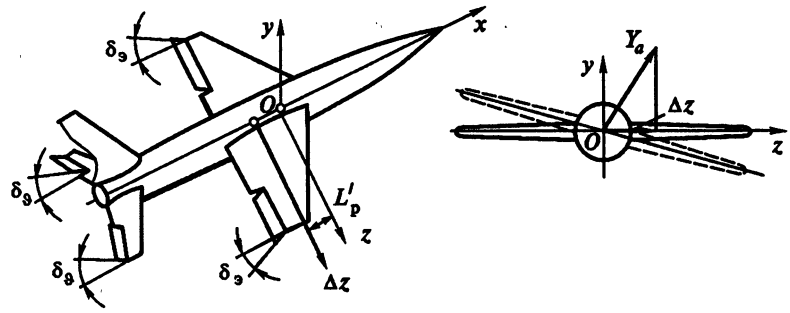


Рис. 3.1.6. Управление при помощи элеронов

При использовании элеронов следует учитывать, что вследствие их отклонения возникающие приращения подъемной силы на правом и левом крыльях имеют противоположные знаки и вызывают появление соответствующей разности сил индуктивного сопротивления. Это, в свою очередь, приводит к образованию дополнительного момента рыскания ΔM_y, вызывающего вращение аппарата в сторону опущенного элерона, его скольжению и, как следствие, возникновению момента ΔM_x, обратного по знаку моменту от элеронов. Это снижает эффективность элеронов, препятствуя осуществлению нормального маневра. Причем наибольшей величины момент ΔM_x достигает в случае значительных углов атаки, вследствие чего эффективность элеронов на этих углах очень мала. Для компенсации этого эффекта применяют дифференциальные элероны. В этой конструкции один элерон отклоняется вверх больше, чем другой, парный ему, вниз. Сопротивление элерона, отклоненного вверх, значительно больше, чем отклоненного вниз, поэтому момент рыскания уменьшается.

Элевоны в отличие от элеронов отклоняются в любую сторону независимо один от другого, поэтому их используют одновременно как рули крена и рули высоты. Такие устройства, выполняющие совмещенные функции поперечного и продольного управления, устанавливают на ЛА типа «бесхвостка».

3.2. Несущая способность летательного аппарата в виде комбинации корпус — оперение

3.2.1 Коэффициенты интерференции

Движение без скольжения (угол крена $\varphi = 0$)

При изучении аэродинамики ЛА в виде комбинаций тел вращения, крыльев, оперения и рулевых устройств возникает сложная проблема учета аэродинамической интерференции между отдельными элементами этих комбинаций. В результате такой интерференции сумма аэродинамических сил и моментов отдельно взятых (изолированных) крыльев и корпуса, оперения и корпуса, крыла и оперения или корпуса, крыла, оперения и рулей не равна полной силе или моменту комбинации, состоящей из соответствующих элементов и представляющей собой единое целое.

Согласно аэродинамической теории тонкого тела*, нормальная сила оперения в виде пары плоских консолей, расположенных на тонком обтекаемом под малым углом атаки корпусе, определяется выражением

$$\Delta Y_{\text{оп(т)}} = Y_{\text{оп}} + \delta Y_{\text{оп(т)}},$$

где $Y_{\text{оп}}$ — нормальная сила изолированного оперения; $\delta Y_{\text{оп(т)}}$ — дополнительная нормальная сила оперения, обусловленная влиянием корпуса (тела).

Если изменение нормальной силы корпуса вследствие его интерференции с оперением обозначить $\Delta Y_{\text{т(оп)}}$, то суммарная нормальная сила ЛА в виде комбинации корпус — оперение

$$Y_{\text{т(оп)}} = Y_{\text{т}} + \Delta Y_{\text{т(оп)}} + \Delta Y_{\text{оп(т)}}, \qquad (3.2.1)$$

где $Y_{\text{т}}$ — нормальная сила изолированного корпуса.

Зависимость (3.2.1) для суммарной нормальной силы наряду с двухконсольной комбинацией можно отнести также к ЛА с плюсообразным оперением. Обтекание такого аппарата без скольжения аналогично обтеканию плоской комбинации,

---

* Подробнее об этом см. в кн.: Нильсен Д. Аэродинамика управляемых снарядов. – М.: Оборонгиз, 1962. – 474 с.

так как верхние консоли, имеющие вид очень тонких пластин, не изменяют его характер. Две последние составляющие в (3.2.1) можно представить в виде

$$\Delta Y_{\text{т(оп)}} = K_{\text{т}} Y_{\text{оп}}, \tag{3.2.2}$$

$$\Delta Y_{\text{(оп)т}} = K_{\text{оп}} Y_{\text{оп}}, \tag{3.2.3}$$

где $K_{\text{т}}$ и $K_{\text{оп}}$ — коэффициенты интерференции.

Рассмотрим аэродинамическую интерференцию применительно к ЛА в виде различных комбинаций тонких тел (корпус) и оперения, вносящих малые возмущения в обтекающий поток. В современной аэродинамике такие задачи наиболее полно решены и их приложение к указанным ЛА дает достаточно удовлетворительные для практики результаты. В частности, в этих задачах найдены выражения для коэффициентов интерференции:

$$K_{\text{т}} = \frac{2}{\pi(s_m - 1)^2}\left[\frac{\pi}{4}\frac{(\overline{s}_m^2 - 1)^2}{\overline{s}_m^2} + \frac{\overline{s}_m^2 - 1}{\overline{s}_m} - \right.$$

$$\left. - \frac{(\overline{s}_m^2 + 1)}{2\overline{s}_m^2} \arcsin \frac{\overline{s}_m^2 - 1}{\overline{s}_m^2 + 1}\right]; \tag{3.2.4}$$

$$K_{\text{оп}} = (\overline{s}_m + 1)^2/\overline{s}_m^2 - K_{\text{т}}, \text{ или } K_{\text{оп}} = (1 + r_m)^2 - K_{\text{т}}, \tag{3.2.5}$$

где $\overline{s}_m = s_m/r$, $r_m = r/s_m$ (s_m, r — соответственно размах консолей и радиус корпуса).

Из выражений (3.2.4) и (3.2.5) следует, что коэффициенты интерференции являются функциями только отношения s_m/r. Таким образом, этот параметр (или обратная величина r/s_m) представляет собой *основной критерий* при оценке взаимного влияния корпуса и крыла на нормальную силу. Значение $K_{\text{оп}}$ и $K_{\text{т}}$ в зависимости от отношения $r/s_m = 1/\overline{s}_m$ приведены в табл. 3.2.1.

Исследования показывают, что в расчетах вместо сложной формулы (3.2.4) можно пользоваться более простой зависимостью:

$$K_{\text{т}} = (1 + 0,415 r_m)^2,$$

в соответствии с которой формула (3.2.5) принимает вид

$$K_{\text{оп}} = 1,17 r_m (1 + 0,71 r_m).$$

Таблица 3.2.1

r/s_m	$K_{оп}$	$K_т$	$c_{да оп(т)}$	$c_{да т(оп)}$	$\overline{z}_{да оп(т)}$
0	1,000	1,000	0,667	0,500	0,424
0,1	1,077	0,133	0,657	0,521	0,421
0,2	1,162	0,278	0,650	0,543	0,419
0,3	1,253	0,437	0,647	0,563	0,418
0,4	1,349	0,611	0,646	0,581	0,417
0,5	1,450	0,800	0,647	0,598	0,417
0,6	1,555	1,005	0,650	0,613	0,416
0,7	1,663	1,227	0,654	0,628	0,418
0,8	1,774	1,467	0,658	0,641	0,420
0,9	1,887	1,725	0,662	0,654	0,422
1,0	2,000	2,000	0,667	0,667	0,424

Зависимости для коэффициентов $K_{оп}$ и $K_т$ получены при условии, что нормальная сила пары изолированных консолей $Y_{оп} = 2\pi\alpha(s_m - r)^2 q_\infty$, а коэффициент этой силы $c_{y оп} = Y_{оп}/(S_{оп} q_\infty)$ (где $S_{оп}$ — площадь консолей оперения).

Если отношение $r/s_m = 0$ (корпус отсутствует), то $K_{оп} = 1$, а $K_т = 0$. Предположим, что радиус корпуса увеличивается и несущие консоли становятся малыми, т. е. параметр $r/s_m \neq 0$ и возрастает. При $r/s_m \to 1$ консоли при наличии корпуса развивают нормальную силу, в два раза большую, чем изолированное оперение, и, следовательно, $K_{оп} = 2$. Чем меньше размеры консоли, тем все большая часть нормальной силы оперения переносится на корпус. Если значение параметра $r/s_m \to 1$, то на корпусе индуцируется наибольшая подъемная сила, а значит, $K_т = 2$.

Влияние крена

Рассмотрим интерференцию между корпусом и оперением в виде пары плоских консолей в случае движения ЛА со скольжением, вызванным его поворотом на некоторый угол крена φ (рис. 3.2.1). Наряду с этим углом обтекание такого аппарата и, следовательно, интерференция зависят также от угла

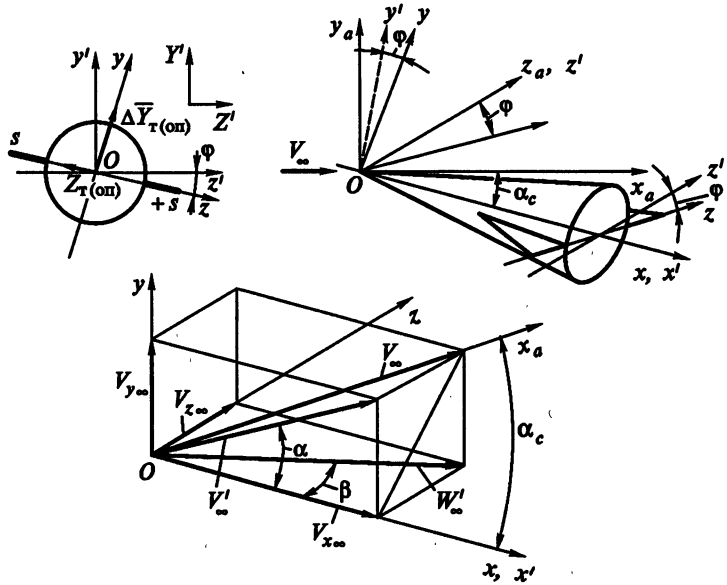


Рис. 3.2.1. Комбинация корпус – оперение под углами атаки и крена

α_c, образуемого продольной осью тела и направлением скорости V_∞ набегающего потока. Этот угол измеряют в плоскости $x'Oy'$ осей связанной системы координат, построенной для неакрененной комбинации.

Возмущенное течение около такого аппарата эквивалентно потоку, возникающему при наличии углов атаки α и скольжения β. Угол атаки α отсчитывают в вертикальной плоскости xOy в осях связанной системы координат, построенных для накрененного тела, и определяют как угол между проекцией V'_∞ на эту плоскость вектора V_∞ и осью Ox. Угол скольжения β измеряют в поперечной плоскости zOx той же связанной системы координат, как и угол между проекцией W'_∞ на эту плоскость вектора V_∞ и продольной осью Ox. Из рис. 3.2.1 следует, что $\alpha \approx \alpha_c \cos\varphi$, $\beta \approx \alpha_c \sin\varphi$.

В соответствии с аэродинамической теорией тонкого тела введем коэффициент интерференции

$$K_\varphi = \Delta Y_{\varphi оп(т)} \operatorname{tg}\varepsilon / (Y_{оп}\beta), \qquad (3.2.6)$$

r/s_m	K_φ	$c_{д\varphi оп(т)}$	$\overline{z}_{д\varphi т(оп)}$	r/s_m	K_φ	$c_{д\varphi оп(т)}$	$\overline{z}_{д\varphi т(оп)}$
0	0,637 / 0,382	0,667 / 0,667	0,524 / –	0,5	0,529 / 0,471	0,709 / 0,700	0,575 / –
0,1	0,687 / 0,447	0,667 / 0,654	0,518 / –	0,6	0,447 / 0,417	0,719 / 0,714	0,588 / –
0,2	0,681 / 0,490	0,677 / 0,660	0,531 / –	0,7	0,352 / 0,342	0,729 / 0,725	0,601 / –
0,3	0,649 / 0,508	0,688 / 0,673	0,546 / –	0,8	0,246 / 0,244	0,736 / 0,734	0,614 / –
0,4	0,597 / 0,502	0,699 / 0,687	0,560 / –	1,0	0 / 0	0,750 / 0,750	0,637 / –

Примечание. В числителе приведены значения для плоской комбинации, в знаменателе — для плюсообразной.

где ε — угол при вершине оперения (см. рис. 3.1.1); $Y_{оп} = \pi\alpha(s_m - r)^2 q_\infty$ — нормальная сила одной консоли.

Этот коэффициент не зависит от формы консоли и является функцией только отношения $r_m = r/s_m$. Его значения представлены в табл. 3.2.2 и на рис. 3.2.2. Согласно (3.2.6), добавочная нормальная сила консоли, обусловленная интерференцией при крене,

$$\Delta Y_{\varphi оп(т)} = K_\varphi Y_{оп}(\beta/\operatorname{tg}\varepsilon),$$

а коэффициент этой силы

$$\Delta c_{y\varphi оп(т)} = K_\varphi \alpha c^\alpha_{yоп}(\beta/\operatorname{tg}\varepsilon), \qquad (3.2.7)$$

где $c^\alpha_{yоп}$ — производная от коэффициента нормальной силы оперения по углу атаки α.

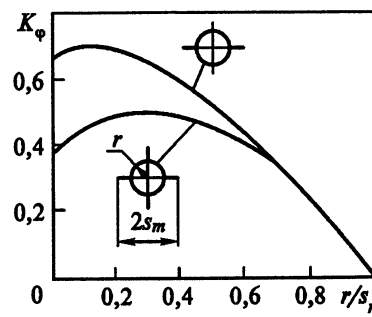


Рис. 3.2.2. Коэффициенты интерференции при крене для плоской и плюсообразной комбинации

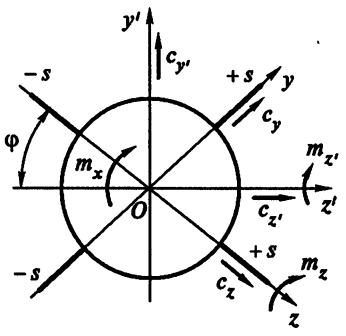


Рис. 3.2.3. Плюсообразная комбинация при крене

Аэродинамический расчет ЛА, оснащенного плюсообразным оперением, будем выполнять с учетом данных, которые были получены для плоской комбинации. Примем, что вертикальные консоли такого аппарата имеют ту же форму в плане и полуразмах, что и горизонтальные (рис. 3.2.3.). Одновременно будем исходить из предположения, что наличие этих консолей не влияет на характер обтекания плюсообразной комбинации в продольной плоскости xOy под углом атаки $\alpha = \alpha_c \cos\varphi$, так же, как наличие горизонтальных консолей не оказывает воздействия на аэродинамический спектр при появлении угла скольжения $\beta = \alpha_c \sin\varphi$.

Таким образом, рассматриваемая задача сводится к решению двух самостоятельных задач, одна из которых связана с обтеканием плоской комбинации корпус — горизонтальное оперение, установленной под углом α, другая — с обтеканием комбинации корпус — вертикальное оперение, отклоненной на угол β. В результате их решения можно вычислить коэффициент интерференции K_φ, соответствующий формуле (3.2.6). Значения этого коэффициента представлены также в табл. 3.2.2 и на графике рис. 3.2.2.

Сравнение показывает, что коэффициент K_φ для плюсообразной комбинации меньше, чем для плоской; это свидетельствует о снижении эффекта интерференции в случае плюсообразного оперения.

Экспериментально установлено, что теоретические формулы (3.2.4) и (3.2.5) дают возможность получить хорошие результаты для коэффициентов интерференции $K_{оп}$ и $K_т$ в случае оперения в виде консолей прямоугольной формы в плане, для которых сужение $\eta_{оп} = b_о/b_к = 1$ (где $b_о$, $b_к$ — соответственно корневая и концевая хорды оперения). При этом

из физических соображений должно быть ясно, что переход к консолям с увеличенным сужением обусловливает повышение коэффициентов интерференции. Действительно, у таких консолей бóльшая часть площади примыкает к корпусу, поэтому они испытывают повышенное интерференционное воздействие и, в свою очередь, больше влияют на обтекание корпуса. Такое увеличение коэффициентов интерференции можно учесть путем введения поправочных множителей

$$\nu_{т\eta} = K_т / K_{т\,теор}; \quad \nu_{оп\eta} = K_{оп} / K_{оп\,теор},$$

где $K_{т\,теор}$, $K_{оп\,теор}$ — теоретические параметры, вычисленные по формулам (3.2.4), (3.2.5).

Как показывают эксперименты, эти множители практически одинаковы и могут быть определены по формуле

$$\nu_{т\eta} = \nu_{оп\eta} = \nu_\eta = 1 + [r_m(1-r_m)/(1+r_m)^2](1 - 1/\eta_{оп}). \quad (3.2.8)$$

В случае прямоугольных консолей, для которых $\eta_{оп} = 1$, множитель $\nu_\eta = 1$, т. е. коэффициенты интерференции совпадают с их соответствующими теоретическими значениями.

Из опытных данных следует, что на коэффициенты интерференции оказывает влияние пограничный слой корпуса. Выражается это в изменении эффективного радиуса корпуса в месте расположения консолей на величину толщины δ^* вытеснения пограничного слоя, т. е. $r' = r + \delta^*$ (рис. 3.2.4). В соответствии с этим по параметру $r'_m = r'/s_m$ определим уточненный коэффициент интерференции и вычислим поправочные множители:

$$\nu'_{т\,пс} = K_т / K_{т\,теор}; \quad \nu'_{оп\,пс} = K_{оп} / K_{оп\,теор}. \quad (3.2.9)$$

Так как $K_т$ и $K_{оп}$ определены по параметру $r'_m > r_m$, то, следовательно, поправочные множители больше единицы. Соответствующий физический эффект проявляется в возникновении дополнительной нормальной силы, вызванной усилением интерференции консолей с корпусом вследствие возрастания его толщины. Вместе с тем пограничный слой оказывает и отрицательное воздействие, вызывая снижение подъемной силы

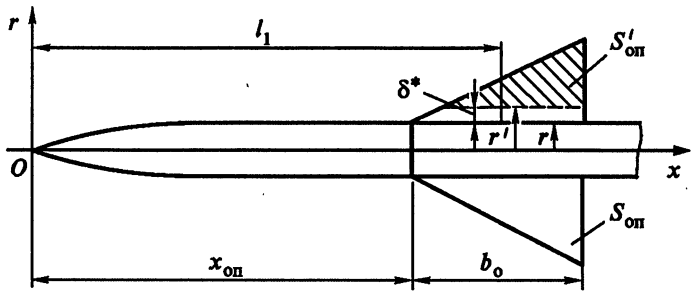


Рис. 3.2.4. Схема влияния пограничного слоя на интерференцию

из-за уменьшения площади консолей, находящихся во внешнем потоке (см. рис. 3.2.4).

Полагая значения множителей одинаковыми, т. е. $\nu'_{т\,пс} = \nu'_{оп\,пс} = \nu'_{пс}$, соответствующее суммарное изменение подъемной силы можно учесть с помощью коэффициента

$$\nu_{пс} = \nu'_{пс} S'_{оп} / S_{оп}.$$

Исследования показывают, что

$$\nu_{пс} \approx 1 - r_m(1 + r_m^2)[r_m + \eta_{оп}(1 + 3r_m) - 1]\overline{\delta}^*(\eta_{оп} + 1)^{-1}, \quad (3.2.10)$$

где $\overline{\delta}^* = \delta^*/r$.

Как видно, значение (3.2.10) меньше единицы, что указывает на более значительный эффект снижения нормальной силы от уменьшения площади крыла, чем ее увеличения вследствие возрастания толщины корпуса.

Теоретические зависимости для коэффициентов интерференции (3.2.4) и (3.2.5) получены в предположении, что оперение, расположенное на тонком цилиндрическом корпусе, достаточно удалено от головной части, поэтому последняя (вместе с цилиндрическим участком) практически не влияет на обтекание оперения. Иными словами, оперение будет находиться на участке обтекающего потока, скорость которого соответствует невозмущенному течению.

При малом удалении оперения влияние части корпуса, расположенной перед ним, может оказаться существенным.

Исследования показывают, что коэффициенты интерференции при этом снижаются в соответствии с зависимостью

$$\nu_l = \frac{K_{\text{т}}}{K_{\text{т теор}}} = \frac{K_{\text{оп}}}{K_{\text{оп теор}}} = \frac{0,6 + (1 + 0,2\bar{l}_1)^2}{1 + (1 + 0,2\bar{l}_1)^2}, \qquad (3.2.11)$$

где $\bar{l}_1 = l_1/r$.

Для оперения, расположенного на большом удалении от головной части ($\bar{l}_1 > 15 \ldots 20$), $\nu_l \approx 1$, т. е. коэффициенты интерференции практически не изменяются.

В соответствии с полученными результатами коэффициенты интерференции целесообразно вычислять по следующим зависимостям:

$$K_{\text{оп}} = K_{\text{оп теор}}\nu_\eta\nu_{\text{пс}}\nu_l; \quad K_{\text{т}} = K_{\text{т теор}}\nu_\eta\nu_{\text{пс}}\nu_l. \qquad (3.2.12)$$

3.2.2. Аэродинамические характеристики

Продольное движение при отсутствии крена

В соответствии с (3.2.2) и (3.2.3) нормальная сила комбинации корпус — плюсообразное оперение при отсутствии накренения

$$Y_{\text{т оп}} = Y_{\text{т}} + (K_{\text{т}} + K_{\text{оп}})Y_{\text{оп}},$$

а соответствующий коэффициент

$$c_{y\text{т оп}} = Y_{\text{т оп}}/(S_{\text{оп}}q_\infty) = c_{y\text{т}} + (K_{\text{т}} + K_{\text{оп}})c_{y\text{оп}}. \qquad (3.2.13)$$

Представим нормальную силу корпуса в виде $Y_{\text{т}} = 2\alpha\pi r^2 q_\infty$, а нормальную силу изолированного оперения как $Y_{\text{оп}} = 2\alpha\pi(s_m - r)^2 q_\infty$. Одновременно выразим сумму коэффициентов интерференции зависимостью

$$K_{\text{т}} + K_{\text{оп}} = (1 + r_m)^2\nu_\eta\nu_{\text{пс}}\nu_l. \qquad (3.2.14)$$

Согласно этому, суммарная нормальная сила

$$Y_{\text{т оп}} = 2\alpha\pi s_m^2[r_m^2 + (1 - r_m^2)^2\nu_\eta\nu_{\text{пс}}\nu_l]q_\infty, \qquad (3.2.15)$$

а коэффициент этой силы

$$c_{y,\text{т оп}} = Y_{\text{т оп}}/(q_\infty S_{\text{оп}}) = \\ = c_{y\text{оп}}(1 - r_m)^{-2}[r_m^2 + (1 - r_{\text{т}}^2)^2\nu_\eta\nu_{\text{пс}}\nu_l]. \qquad (3.2.16)$$

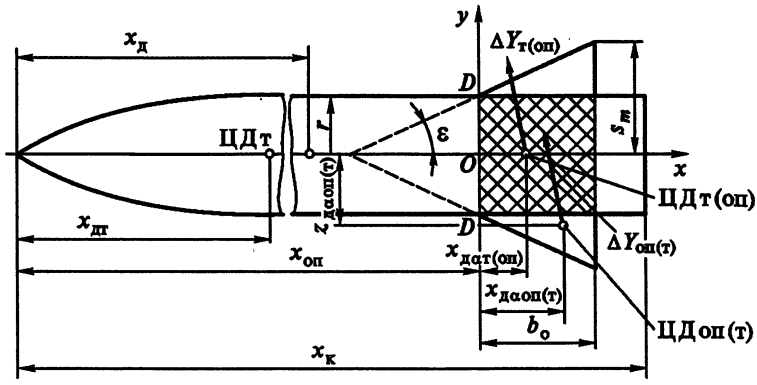


Рис. 3.2.5. Схема для определения положений центров давления корпуса и оперения с учетом интерференции (площадь, на которую переносится нормальная сила от консоли к корпусу, заштрихована)

При значениях сомножителей в правой части, меньших единицы, т. е. при учете влияния на коэффициенты интерференции сужения, пограничного слоя и места расположения оперения, суммарная нормальная сила уменьшается. При оценке стабилизирующих свойств ЛА необходимо учитывать смещение под влиянием интерференции центров давления как всей комбинации, так и ее отдельных элементов (консолей оперения и части корпуса под ними). Причем для ЛА, имеющего симметричную форму, продольная координата центра давления совпадает с соответствующим фокусом по углу атаки.

Координата центра давления нормальной силы консоли (рис. 3.2.5)

$$x_{даоп(т)} = -\Delta M_{zоп(т)}/\Delta Y_{оп(т)},$$

где $\Delta M_{zоп(т)}$ — момент тангажа относительно носка бортового сечения от сил, действующих на консоль и вычисленных с учетом интерференции оперения и корпуса.

Координата центра давления нормальной силы, индуцируемой оперением на корпусе,

$$x_{дат(оп)} = -\Delta M_{zт(оп)}/\Delta Y_{т(оп)},$$

где $\Delta M_{z\text{т(оп)}}$ — момент тангажа относительно носка бортового сечения консоли, обусловленный влиянием оперения. Дополнительную нормальную силу $\Delta Y_{\text{т(оп)}}$ в этом выражении можно рассматривать для участка корпуса, расположенного под оперением.

Коэффициенты $c_{\text{д}\alpha\text{оп(т)}}$ и $c_{\text{д}\alpha\text{т(оп)}}$, вычисленные с использованием аэродинамической теории тонкого тела для треугольных консолей, приведены в табл. 3.2.1 в зависимости от параметра $r_m = r/s_m$. Определены они в виде отношений

$$c_{\text{д}\alpha\text{оп(т)}} = x_{\text{д}\alpha\text{оп(т)}}/b_{\text{о}}, \quad c_{\text{д}\alpha\text{т(оп)}} = x_{\text{д}\alpha\text{т(оп)}}/b_{\text{о}},$$

где $b_{\text{о}}$ — длина бортовой хорды консоли (см. рис. 3.2.5).

В соответствии с приведенными значениями коэффициентов давления коэффициент момента тангажа комбинации тело вращения — оперение относительно носка корпуса имеет вид

$$\begin{aligned} m_{z\text{т оп}} &= M_{z\text{т оп}}/(q_\infty S_{\text{оп}} x_{\text{к}}) = \\ &= -c_{y\text{т оп}} c_{\text{д}} = -[c_{y\text{т}} + c_{y\text{оп}}(K_{\text{т}} + K_{\text{оп}})]c_{\text{д}} = \\ &= -[c_{\text{д т}} c_{y\text{т}} + c'_{\text{д}\alpha\text{т(оп)}} \Delta c_{y\text{т(оп)}} + c'_{\text{д}\alpha\text{оп(т)}} \Delta c_{y\text{оп(т)}}], \end{aligned} \quad (3.2.17)$$

где $c_{\text{д}} = x_{\text{д}}/x_{\text{к}}$ — коэффициент центра давления всей комбинации; $c_{\text{д т}} = x_{\text{д т}}/x_{\text{к}}$ и $c_{y\text{т}}$ — соответственно коэффициенты центра давления и нормальной силы изолированного корпуса (см. рис. 3.2.5);

$$c'_{\text{д}\alpha\text{т(оп)}} = x_{\text{оп}}/x_{\text{к}} + c_{\text{д}\alpha\text{т(оп)}}(b_{\text{о}}/x_{\text{к}});$$
$$c'_{\text{д}\alpha\text{оп(т)}} = x_{\text{оп}}/x_{\text{к}} + c_{\text{д}\alpha\text{оп(т)}}(b_{\text{о}}/x_{\text{к}}).$$

Боковая координата центра давления для дополнительной нормальной силы $\Delta Y_{\text{оп(т)}}$ консолей оперения, обусловленной влиянием корпуса (см. рис. 3.2.5),

$$z_{\text{д}\alpha\text{оп(т)}} = -\Delta M_{x\text{оп(т)}}/\Delta Y_{\text{оп(т)}},$$

где $\Delta M_{x\text{ оп(т)}}$ — момент крена, вызванный действием нормальной силы $\Delta Y_{\text{оп(т)}}$ относительно продольной оси x.

В табл. 3.2.1 приведены значения безразмерной величины $\overline{z}_{\text{д}\alpha\text{оп(т)}}$, вычисленные по координате центра давления $z_{\text{д}\alpha\text{оп(т)}}$,

$$\overline{z}_{\text{д}\alpha\text{оп(т)}} = (z_{\text{д}\alpha\text{оп(т)}} - r)/(s_m - r).$$

Видно (см. табл. 3.2.1), что значения $c_{\text{да оп(т)}}$ мало отличаются от 2/3, т. е. значения, соответствующего изолированной треугольной консоли. Из этого следует, что интерференция между оперением и корпусом не оказывает существенного влияния на положение центра давления. Поэтому в практических случаях, когда аэродинамические расчеты основаны на применении аэродинамической теории тонкого тела, влиянием интерференции на положение центра давления крыла можно пренебречь. Также, согласно этой теории, координата $\overline{z}_{\text{да оп(т)}}$ не зависит от формы оперения в плане, однако значение $c_{\text{да оп(т)}}$ зависит от нее. В частности, расчеты с использованием аэродинамической теории тонкого тела показывают, что центр давления прямоугольного оперения размещается на его передней кромке.

Влияние интерференции на положение центра давления корпуса, как следует из табл. 3.2.1, существенно. При $r/s_m = 0$, когда корпус превращается в бесконечно тонкое тело, коэффициент $c_{\text{да т(оп)}} = 0,5$. При очень малых размерах консолей $(r/s_m \to 1)$ на корпус переносится практически вся нормальная сила консолей и в соответствии с этим коэффициент центра давления близок к его значению для изолированного оперения, т. е. $c_{\text{да т(оп)}} \to 2/3$.

Влияние на обтекание крена летательного аппарата

Рассмотрим плоскую комбинацию ЛА корпус—двухконсольное оперение. Так как при крене дополнительная нагрузка на правую и левую консоли симметрична, то, очевидно, в плоскости угла атаки α добавочная нормальная сила отсутствует и поэтому суммарная нормальная сила в направлении оси Oy (см. рис. 3.2.3), согласно (3.2.15),

$$Y_{\text{т оп}} = 2\alpha_c \cos\varphi \pi s_m^2 [r_m^2 + (1 - r_m^2)^2 \nu_\eta \nu_{\text{пс}} \nu_l] q_\infty,$$

а ее коэффициент $c_{y\,\text{т оп}}$ определяется формулой (3.2.16). По аналогии с (3.2.17), коэффициент момента тангажа относительно носка корпуса

$$m_{z\,\text{т оп}} = m_{z\text{т}} - \{K_\text{т}[c_{\text{да т(оп)}} \overline{b}_\text{о} + \overline{x}_{\text{оп}}] + K_{\text{оп}}[c_{\text{да оп(т)}} \overline{b}_\text{о} + \overline{x}_{\text{оп}}]\} c_{y\text{оп}}, \quad (3.2.18)$$

где $m_{z\text{т}}$ — коэффициент момента тангажа корпуса, рассчитанный в плоскости угла атаки α по площади консолей $S_{\text{оп}}$ и длине корпуса $x_{\text{к}}$; $\overline{b}_{\text{о}} = b_{\text{о}}/x_{\text{к}}$; $\overline{x}_{\text{оп}} = x_{\text{оп}}/x_{\text{к}}$ (см. рис. 3.2.5).

По значениям $c_{y\text{т оп}}$ (см. (3.2.16)) и $m_{z\text{т оп}}$ (см. (3.2.18)) вычисляют коэффициент центра давления:

$$c_{\text{д}\alpha} = x_{\text{д}\alpha}/x_{\text{к}} = -m_z/c_y.$$

Коэффициент поперечной силы (в направлении оси Oz) находят из условия, что эта сила создается только корпусом в результате его обтекания со скоростью $-\beta V_\infty$ и не зависит от оперения нулевой толщины. В соответствии с этим $c_z = c_{z\text{т}}$.

Так же как и поперечная сила, момент рыскания в плоскости угла скольжения создается только корпусом. Коэффициент этого момента

$$m_{y\text{т оп}} = \beta(\partial m_y/\partial\beta)_{\text{т}},$$

где для корпуса $(\partial m_y/\partial\beta)_{\text{т}} = -(\partial m_z/\partial\alpha)_{\text{т}}$.

Очевидно, для рассматриваемой комбинации коэффициент центра давления поперечной силы такой же, как и для изолированного корпуса:

$$c_{\text{д}\beta} = x_{\text{д}\beta}/x_{\text{к}} = -m_{y\text{т}}/c_{z\text{т}}.$$

Асимметричный характер распределения давления на правой и левой консолях при скольжении вызывает момент крена $\Delta M_{x\varphi\text{оп(т)}}$, которому соответствует координата центра давления, отсчитываемая в поперечном направлении:

$$z_{\text{д}\varphi\text{оп(т)}} = \Delta M_{x\varphi\text{оп(т)}}/\Delta Y_{\varphi\text{оп(т)}}.$$

По этой координате определяют безразмерную величину

$$\overline{z}_{\text{д}\varphi\text{оп(т)}} = (z_{\text{д}\varphi\text{оп(т)}} - r)/(s_m - r).$$

Результаты вычислений величины $\overline{z}_{\text{д}\varphi\text{оп(т)}}$, приведенные в табл. 3.2.2, можно использовать при определении коэффициента момента крена по формуле

$$m_{x\text{т оп}} = -\frac{K_\varphi}{\operatorname{tg}\varepsilon}\, c_{y\text{оп}}^{\alpha}\alpha\beta\left(\overline{z}_{\text{д}\varphi\text{оп(т)}} + \frac{1}{\overline{s}_m - 1}\right)\frac{s_m - r}{x_{\text{к}}}, \quad (3.2.19)$$

где $c_{y\text{оп}}^{\alpha} = (\partial c_y/\partial\alpha)_{\text{оп}}$.

Коэффициент центра давления нормальных сил при крене

$$c_{д\varphi оп(т)} = x_{д\varphi оп(т)}/b_о, \qquad (3.2.20)$$

определяют по продольной координате, отсчитываемой от носка бортовой хорды:

$$x_{д\varphi оп(т)} = \Delta M_{z\varphi оп(т)}/\Delta Y_{\varphi оп(т)},$$

где $\Delta M_{z\varphi оп(т)}$ — дополнительный момент тангажа, обусловленный креном. Теоретические значения $c_{д\varphi оп(т)}$ приведены в табл. 3.2.2.

При определении аэродинамических коэффициентов для плюсообразной комбинации следует учитывать, что угол крена создает дополнительные асимметричные нагрузки на правую и левую половины корпуса, а также на противоположные консоли. Поэтому полную нормальную силу в плоскостях углов α и β можно найти, рассматривая отдельно плоские комбинации корпуса с горизонтальным и вертикальным оперением. В соответствии с этим коэффициент нормальной силы c_y (в плоскости угла α) определяют по формуле (3.2.13), а коэффициент поперечной силы (в плоскости угла β) — согласно выражению

$$c_{z\,т\,оп} = Z/(q_\infty S_{оп}) = c_{zт} + c^{\beta}_{zоп}(K_т + K_{оп})\beta,$$

где $c_{zт} = c_{yт} = -c^{\alpha}_{yт}\beta$; $c^{\beta}_{zоп} = (\partial c_z/\partial\beta)_{оп} = -c^{\alpha}_{yоп}$.

Для вычисления коэффициента момента тангажа в плоскости угла α используют формулу (3.2.18), а для коэффициента момента рыскания (в плоскости угла β) — выражение

$$m_{y\,т\,оп} = m_{yт} - [K_т(c_{д\beta т(оп)}\overline{b}_о + \overline{x}_{оп}) + \\ + K_{оп}(c_{д\beta оп(т)}\overline{b}_о + \overline{x}_{оп})]\beta c^{\beta}_{zоп},$$

где $m_{yт} = m_{zт} = -m^{\alpha}_{zт}\beta$; $c_{д\beta т(оп)} = c_{д\alpha т(оп)}$; $c_{д\beta оп(т)} = c_{д\alpha оп(т)}$; $c^{\beta}_{z\,оп} = c^{\alpha}_{yоп}$.

Определив моменты и нормальные силы, можно вычислить коэффициенты центра давления для условий обтекания в плоскостях углов α и β. В рассматриваемом случае аэродинамически симметричной плюсообразной комбинации эти коэффициенты одинаковы и будут такими же, как для плоской комбинации.

Из сравнения данных для плоской и плюсообразной комбинации следует, что центры давления дополнительных сил, вызванных креном, в обоих случаях практически совпадают. Сопоставление этих данных с результатами, полученными при отсутствии крена, показывает, что скольжение приводит к большему смещению центра давления.

Суммарный момент крена плюсообразной комбинации равен нулю вследствие того, что вертикальные консоли создают такой же по величине кренящий момент, что и горизонтальные консоли, но обратный по направлению. Консоли оперения могут быть расположены на корпусе таким образом, что за ними остается хвостовой участок корпуса определенной длины. Это не оказывает влияния на нормальную силу и положение центра давления, так как, согласно аэродинамической теории тонкого тела, индуцируемая нагрузка возникает только вследствие взаимодействия оперения с участком корпуса, расположенным непосредственно под ним.

3.2.3. Влияние сжимаемости на интерференцию

Результаты расчета коэффициентов интерференции для тонких комбинаций можно положить в основу метода определения аэродинамических характеристик ЛА, состоящих из нетонких элементов. Этот метод состоит в том, что аэродинамический коэффициент вычисляют в виде произведения коэффициента интерференции для тонкого тела и соответствующего значения аэродинамического коэффициента для изолированного оперения, найденного с использованием линеаризованной теории. В соответствии с этим методом добавочные коэффициенты нормальной силы консолей нетонкого оперения и корпуса равны

$$\Delta c_{y\text{оп(т)}} = K_{\text{оп}} c_{y\text{оп}}; \quad \Delta c_{y\text{т(оп)}} = K_{\text{т}} c_{y\text{оп}},$$

где $c_{y\text{оп}}$ — коэффициент, определяемый с учетом влияния числа M_∞ с применением линеаризованной аэродинамической теории обтекания оперения.

Коэффициенты интерференции можно вычислить до значений $M_\infty \approx 1 \ldots 1{,}5$ по приведенным выше соотношениям без

учета сжимаемости, но с учетом их изменения в зависимости от сужения консолей оперения, толщины пограничного слоя, а также места расположения консолей на корпусе.

Однако по мере возрастания скоростей обтекания все в большей мере проявляется зависимость коэффициентов интерференции от сжимаемости, которую можно выразить, в частности, через изменение условной толщины пограничного слоя $\overline{\delta}^*$ от числа M_∞:

$$\overline{\delta}^* = \overline{\delta}^*_{\text{нсж}}(1 + 0,14M_\infty^2)^{0,35},$$

где $\overline{\delta}^*_{\text{нсж}}$ — относительная толщина вытеснения пограничного слоя.

На коэффициент интерференции сжимаемость оказывает также непосредственное влияние. Учесть его можно с помощью поправочного множителя, определяемого из соотношения

$$\nu_{\text{м}} = K_{\text{оп}}/K_{\text{оп теор}} = K_{\text{т}}/K_{\text{т теор}} = e^{0,05(1-M_\infty)}, \qquad (3.2.21)$$

которое применимо при $M_\infty \leq 5$. С помощью (3.2.21) можно уточнить значения коэффициентов интерференции (3.2.12):

$$K_{\text{оп}} = K_{\text{оп теор}}\nu_\eta\nu_{\text{пс}}\nu_l\nu_{\text{м}}; \quad K_{\text{т}} = K_{\text{т теор}}\nu_\eta\nu_{\text{пс}}\nu_l\nu_{\text{м}}. \qquad (3.2.22)$$

3.2.4. Особенности обтекания летательных аппаратов с частью корпуса за оперением

Ранее было отмечено, что для тонких комбинаций наличие участка корпуса за оперением не влияет на нормальную силу и положение центра давления. Однако для нетонких комбинаций такое влияние может быть существенным.

В отличие от тонкой конфигурации, для которой нагрузка, индуцируемая оперением, распространяется на участок корпуса, расположенный непосредственно под оперением, в случае нетонкого тела волны возмущения, идущие от оперения, распространяются на некоторую часть корпуса, находящуюся за этим оперением. Для каждой консоли эта область расположена между спиральными линиями Маха *1 — 1* и *2 — 2*, выходящими из начала и конца бортовой хорды и пересекающими образующие корпуса под углом Маха $\mu_\infty = \operatorname{arcctg}\sqrt{M_\infty^2 - 1}$ (рис. 3.2.6).

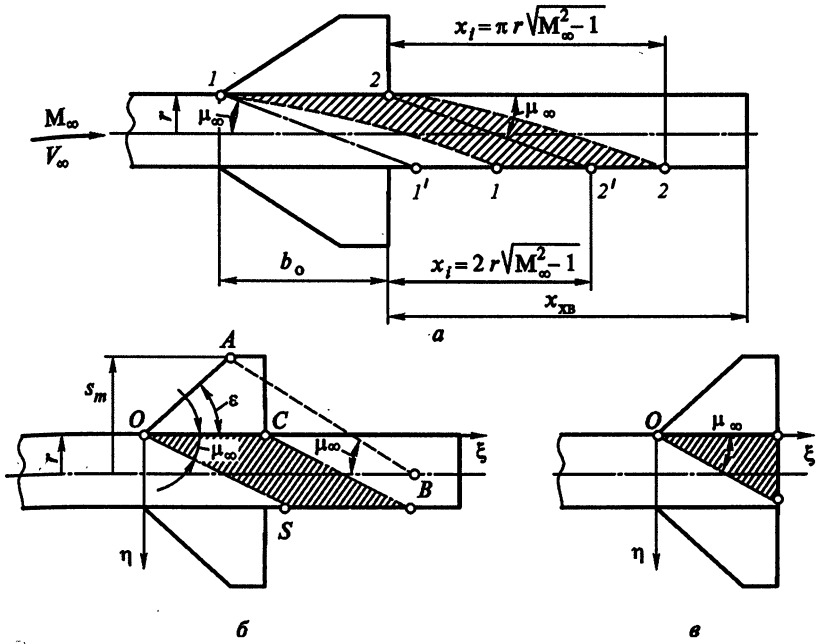


Рис. 3.2.6. Область влияния оперения на корпус в случае нетонкой конфигурации, обтекаемой сверхзвуковым линеаризованным потоком:

а, б – плоские модели конфигураций с хвостовой частью соответственно с кривыми (спиральными) (*1 – 1, 2 – 2*) и прямыми (*1 – 1', 2 – 2'*) линиями Маха; *в* – модель без хвостовой части с прямыми линиями Маха

Упрощенно такую область можно рассматривать как участок плоской поверхности, ограниченной на корпусе прямыми линиями Маха, выходящими из точек передней и задней кромок оперения (на рис. 3.2.6, *а* линии *1 — 1'*, *2 — 2'*). Если длина корпуса за оперением $x_{хв}$ достаточно велика ($x_{хв} \geq x_i = 2r\sqrt{M_\infty^2 - 1}$), то эффект интерференции наибольший и, следовательно, индуцируемая оперением нормальная сила переносится на корпус полностью. В случае короткого хвостового участка ($x_{хв} < x_i$) часть этой силы не реализуется, так как размеры области переноса нормальной силы сокращаются. В результате коэффициент интерференции $K_т$ уменьшается до

$$K_т = K_{т\,теор}\nu_\eta\nu_{пс}\nu_l\nu_м F,$$

где

$$F = 1 - d[\Phi_1(z_1) - \Phi_2(z_2)]; \qquad (3.2.23)$$

d — параметр, определяемый по выражению

$$d = 0,866[(b_0/x_i)^2(4 + 1/\eta_{оп})(1 + 8r_m^2)]^{-1/2};$$

$\Phi_1(z_1)$ и $\Phi_2(z_2)$ — функции Лапласа—Гаусса, определяемые из соответствующих таблиц по аргументам

$$z_1 = [(b_0 + x_{хв})/x_i][2(4 + 1/\eta_{оп})(1 + 8r_m^2)]^{1/2};$$
$$z_2 = (x_{хв}/x_i)[2(4 + 1/\eta_{оп})(1 + 8r_m^2)]^{1/2}.$$

В приведенных зависимостях x_i можно принимать равной $x_i = 2r\sqrt{M_\infty^2 - 1}$ или рассчитывать по формуле $x_i = \pi r\sqrt{M_\infty^2 - 1}$, соответствующей более реальному случаю возникновения спиральных линий Маха.

Коэффициент интерференции $K_т$ и координату центра давления на корпусе с учетом влияния сжимаемости, длины хвостового участка корпуса и сужения консоли можно определить непосредственно, рассмотрев область переноса нормальной силы в виде участка плоской поверхности (см. рис. 3.2.6, *б*, *в*). Течение здесь рассчитывают как поток с углом атаки $\alpha_{оп}$ около изолированной консоли полубесконечного размаха. В соответствии с данными линеаризованной теории перепад коэффициента давления, индуцированного таким оперением со сверхзвуковой передней кромкой на участке между исходящими из начала и конца бортовой хорды линиями Маха,

$$\Delta\overline{p} = \overline{p}_н - \overline{p}_в =$$
$$= \frac{4\alpha_{оп}\operatorname{tg}\varepsilon}{\pi\sqrt{(\alpha'\operatorname{tg}\varepsilon)^2 - 1}} \arccos\frac{1 + \alpha'^2(\eta/\xi)\operatorname{tg}\varepsilon}{\alpha'(\operatorname{tg}\varepsilon + \eta/\xi)}, \qquad (3.2.24)$$

где η, ξ — текущие координатные точки в системе $\eta O\xi$ (см. рис. 3.2.6, *б*, *в*); $\alpha' = \sqrt{M_\infty^2 - 1}$.

Соответствующее выражение для оперения с дозвуковой кромкой имеет вид

$$\Delta\overline{p} = \frac{8\alpha_{оп}(\alpha'\operatorname{tg}\varepsilon)^{3/2}}{\pi\alpha'(\alpha'\operatorname{tg}\varepsilon + 1)}\sqrt{\frac{1 - \alpha'\eta/\xi}{\alpha'(\operatorname{tg}\varepsilon + \eta/\xi)}}. \qquad (3.2.25)$$

Формулы (3.2.24) и (3.2.25) применимы для определения коэффициента $\Delta\bar{p}$ в окрестности корневой хорды оперения, форма которого отличается от треугольной. При этом должно быть выполнено условие, в соответствии с которым линия Маха, выходящая из точки A боковой кромки (на рис. 3.2.6, *б* линия AB), проходит за точкой C задней кромки, расположенной на корпусе, т. е. боковая кромка не влияет на область переноса нормальной силы. Эти условия выполняются, если

$$[\alpha'(s_m - r)/b_0][1 + (\alpha' \operatorname{tg}\varepsilon)^{-1}] \geq 1.$$

По известному распределению величины $\Delta\bar{p}$ рассчитывают коэффициент нормальной силы $\Delta c_{y\text{т(оп)}} = \dfrac{\Delta Y_{\text{т(оп)}}}{q_\infty S_{\text{оп}}}$ и соответствующий коэффициент интерференции $K_{\text{т}} = \dfrac{\Delta c_{y\text{т(оп)}}}{c_{y\text{оп}}}$.

По аналогии с $c_{y\text{т(оп)}}$ можно вычислить коэффициент продольного момента сил, индуцированных оперением на корпусе, относительно оси, проходящей через вершину консоли, а затем найти соответствующую координату центра давления

$$x_{\text{да т(оп)}} = -\Delta M_{z\text{т(оп)}}/\Delta Y_{\text{т(оп)}}.$$

Зная эту координату, можно определить коэффициент центра давления

$$c_{\text{да т(оп)}} = x_{\text{да т(оп)}}/b_0.$$

Соответствующие вычисления произведены для ЛА с учетом корпуса за оперением и без него (см. рис. 3.2.6, *б, в*). Приведенные на рис. 3.2.7 результаты указывают на увеличение коэффициента интерференции $K_{\text{т}}$ у ЛА с участком корпуса за оперением. Наличие этого участка приводит также к смещению центра давления к кормовой части, причем это смещение слабо зависит от угла стреловидности консоли.

Данные, приведенные на рис. 3.2.7, *а*, относятся к комбинации корпус — оперение без хвостовой части ($x_{\text{хв}} = 0$), а на рис. 3.2.7, *б* — с участком корпуса, длина которого $x_{\text{хв}} \geq x_i = 2r\sqrt{\text{M}_\infty^2 - 1}$. Для более короткого участка ($x_{\text{хв}} < x_i$) коэффициенты интерференции и центра давления можно определить с помощью линейной интерполяции:

$$K_{\text{т}} = K_{\text{т}0} + (K_{\text{т}i} - K_{\text{т}0})(x_{\text{хв}}/x_i); \qquad (3.2.26)$$

$$c_{\text{да т(оп)}} = c_{\text{да т(оп)}} + (c_{\text{да т(оп)}i} - c_{\text{да т(оп)}0})(x_{\text{хв}}/x_i),$$

где параметры с индексами «0» и «i» соответствуют длинам хвостового участка корпуса $x_{\text{хв}} = 0$ и $x_{\text{хв}} = x_i = 2r\sqrt{M_\infty^2 - 1}$. Непосредственно коэффициент интерференции (3.2.26) можно найти по формуле

$$K_{\text{т}} = A[\alpha' c_{y\text{оп}}(1 + 1/\eta_{\text{оп}})(\bar{s}_m - 1)]^{-1},$$

где A — величина, значение которой определяют из графиков, приведенных на рис. 3.2.7.

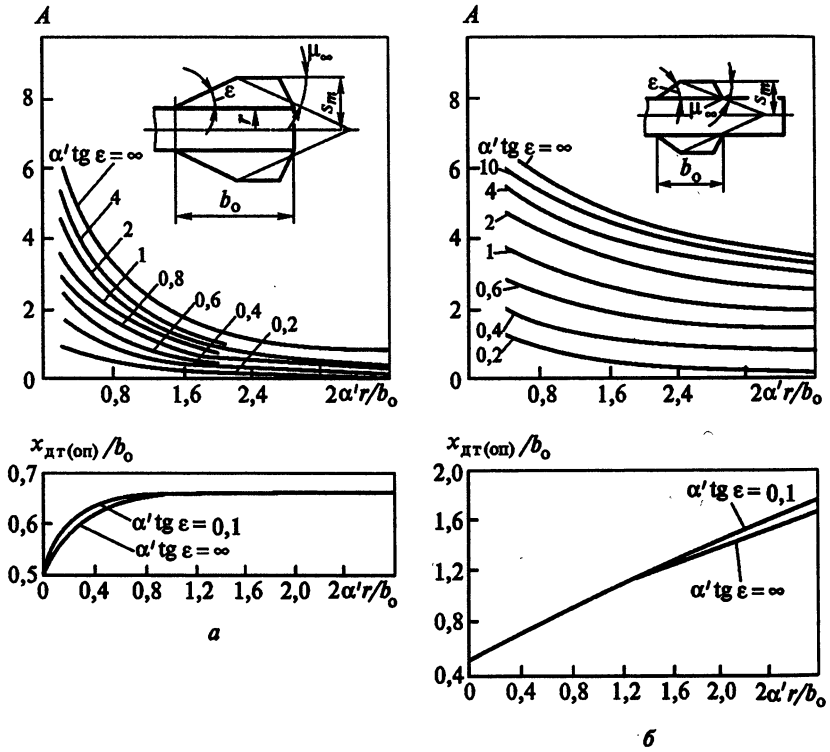


Рис. 3.2.7. Кривые, характеризующие коэффициент интерференции $K_{\text{т}}$ и относительную координату центра давления, рассчитанные для плоской конфигурации корпус — оперение при условии $[\alpha'(s_m - r)/b_0]\,[1 + (\alpha'\,\text{tg}\,\varepsilon)^{-1}] \geq 1$:

а – корпус без хвостовой части; *б* – то же с хвостовой частью

Рассмотренные выше аэродинамические расчеты комбинации корпус — оперение выполнены в предположении, что оперение находится в условиях обтекания потоком, практически не отличающимся от невозмущенного, а скоростной напор вычислен по параметрам этого потока, т. е. $q_\infty = 0,5kp_\infty M_\infty^2$. Такому скоростному напору соответствуют все аэродинамические коэффициенты.

Действительное обтекание характеризуется торможением потока перед оперением, которое необходимо учитывать при определении аэродинамических параметров. Степень такого торможения можно охарактеризовать средним коэффициентом торможения $k_1 = q/q_\infty$, где скоростной напор $q = 0,5kpM_1^2$ находят по некоторому осредненному числу M_1 возмущенного потока перед оперением. Полагая, что давления в возмущенном и невозмущенном потоках одинаковы ($p = p_\infty$), средний коэффициент торможения можно выразить зависимостью $k_1 = M_1^2/M_\infty^2$. Изменение этого коэффициента пренебрежимо мало при дозвуковых скоростях и оказывается существенным в случае обтекания с числами $M_\infty > 1$. При этом значение k_1 зависит от характера и интенсивности скачков уплотнения, возникающих перед головной частью.

В случае расположения оперения на расстоянии $x_{оп} > (1,5 \ldots 2)x_{мид}$ от носка головной части, имеющей вид конуса с полууглом при вершине $\beta_к < \beta_{оп}$ и длиной $x_{мид}$ ($\beta_{оп}$ — критический угол, при котором косой скачок сохраняется прямолинейным и присоединенным), коэффициент k_1 можно определить по формуле

$$k_1 = \frac{M_1^2}{M_\infty^2} = \frac{2}{M_\infty^2(k-1)}\left[\nu_0^{(k-1)/k}\left(1 + \frac{k-1}{2}M_\infty^2\right) - 1\right],$$

где ν_0 — отношение давлений торможения после скачка p_0' и до него p_0,

$$\nu_0 = \frac{p_0'}{p_0} = \left(\frac{k+1}{2}\right)^{(k+1)/(k-1)}\left[\frac{x^2}{1+0,5x^2(k-1)}\right]^{k/(k-1)} \times$$
$$\times \left(kx^2 - \frac{k-1}{2}\right)^{-1/(k-1)};$$

$$x = 1 - \cos\beta_к + [1 + 0,5(k-1)\mathrm{M}_\infty^2 \sin^2\beta_к]^{1/2}.$$

Если головная часть не коническая, то коэффициент торможения рассчитывают следующим образом. Сначала для заданной головной части по соответствующим аэродинамическим зависимостям находят коэффициент волнового сопротивления c_x. Затем, используя формулу

$$c_x = 0,002(0,8 + \mathrm{M}_\infty^{-2})(\beta_к^\circ)^{1,7},$$

вычисляют соответствующий угол полураствора $\beta_к$ некоторого условного конуса, которым заменяют заданную головную часть, и произведение $\mathrm{M}_\infty \sin\beta_к$, по которому находят параметры x, ν_0 и коэффициент k_1. Этот коэффициент позволяет уточнить аэродинамические характеристики, вычисляемые с учетом интерференции. Например, коэффициент нормальной силы

$$c_{y\,т\,оп} = c_{yт} + c_{yоп}(K_{оп} + K_т)k_1,$$

где значение $c_{yоп}$ целесообразно определять с использованием линеаризованной теории. При этом расчет можно вести не по числу M_∞, а по уточненному значению M_1.

В границах линеаризованной теории, которой соответствуют тонкие заостренные головные части и сравнительно небольшие сверхзвуковые числа $\mathrm{M}_\infty = 1,5\ldots2$, значения k_1 близки к единице. При отклонении от этих условий $k_1 < 1$, а значения $c_{yт}$ и $c_{yоп}$ можно вычислять с применением теории второго приближения при расчете сверхзвукового обтекания заостренного корпуса и профиля (оперения).

3.2.5. Силы и моменты при крене

Нормальная сила

Если в формуле (3.2.7) производную коэффициента $c_{yоп}$ вычислить с использованием линеаризованной теории, то можно в определенной степени учесть влияние на дополнительную нормальную силу при крене числа M_∞, а также формы оперения. Однако коэффициент интерференции не зависит от этих факторов, и, следовательно, формула (3.2.7) не отражает полностью всех особенностей обтекания оперения при крене. В

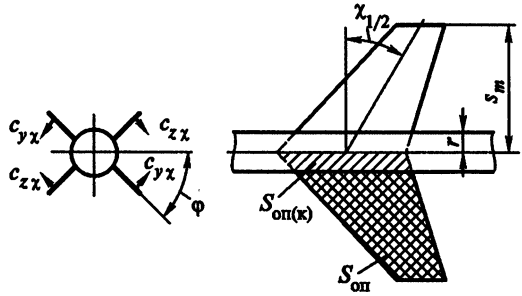


Рис. 3.2.8. Схема сил, действующих при крене

частности, согласно этой формуле, знак дополнительной нормальной силы не изменяется, хотя, как показывают более точные расчеты, такое изменение наблюдается. Например, при некоторых углах стреловидности нормальная сила действует в противоположном направлении (рис. 3.2.8). Этот недостаток линейной теории можно компенсировать путем применения зависимости

$$\Delta c_{y\varphi оп(т)} = c_{y\chi} = \Delta c_{yоп} K_{оп} k_1, \qquad (3.2.27)$$

в которой коэффициент дополнительной нормальной силы изолированной консоли

$$\Delta c_{yоп} = 2\alpha\beta \operatorname{tg}\chi_{1/2} c_{y\,оп}^{\alpha} \times \left[1 - B_1 + 0{,}5 B_2 (\operatorname{tg}^{-2}\chi_{1/2}' - 1)\right] \frac{S_{оп}}{S_{оп(к)}}, \qquad (3.2.28)$$

где $\operatorname{tg}\chi_{1/2}$ — тангенс угла стреловидности по линии половины хорд; B_1, B_2 — коэффициенты, являющиеся функциями параметров $\lambda_{оп}\sqrt{M_\infty^2 - 1}$ и $\lambda_{оп}\operatorname{tg}\chi_{1/2}$ (рис. 3.2.9); $\lambda_{оп}$ — удлинение оперения; $S_{оп}$ и $S_{оп(к)}$ — площади, вычисляемые соответственно для изолированных консолей, а также с учетом их подкорпусной части (см. рис. 3.2.8).

Из (3.2.28) следует, что в случае малых углов стреловидности ($\operatorname{tg}\chi_{1/2} \ll 1$) и достаточно больших чисел M_∞ (при которых $B_1 = 1$, $B_2 < 0$) знак дополнительной нормальной силы может измениться на обратный.

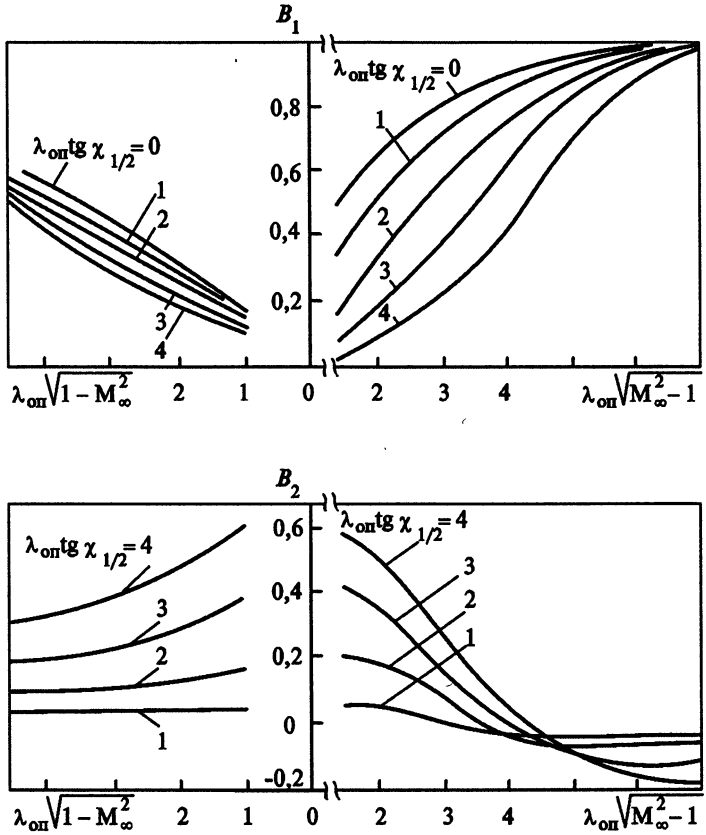


Рис. 3.2.9. Графики для определения коэффициентов B_1 и B_2

Полученные соотношения для нормальных сил, создаваемых при крене горизонтальными консолями оперения, можно использовать при плюсообразной форме консолей. В этом случае симметричные вертикальные консоли создают поперечные силы, аналогичные нормальным силам горизонтальных несущих поверхностей. Так как углом скольжения для вертикальных консолей является угол α, а углом атаки $-\beta$, то при любом их сочетании $c_{z\chi} = -c_{y\chi}$. В соответствии с этим нормальная и поперечная силы, действующие на нижнюю и верхнюю консоли, направлены навстречу одна другой (см. рис. 3.2.8).

Зависимость (3.2.19), полученная на основе аэродинамической теории тонкого тела, применима для небольших чисел Маха ($M_\infty \approx 1$) и треугольных консолей с углом заострения, отличающимся от прямого ($\varepsilon < \pi/2$). Существенный недостаток этой зависимости состоит в том, что она не отражает возможности изменения знака момента крена при изменении числа M_∞ и формы консоли. Используя выражения (3.2.27), можно получить формулу, которая в определенной степени компенсирует этот недостаток:

$$m_{x\chi} = M_{x\chi}/(q_\infty S_{оп(к)} l_{оп}) = \\ = -0,5\Delta c_{yоп} K_{оп}[r_m + (1 - r_m)\overline{z}_{дфоп(т)}], \quad (3.2.29)$$

где $l_{оп} = 2s_m$ — размах оперения; $\Delta c_{yоп}$ — коэффициент, определяемый по формуле (3.2.28).

Из (3.2.28) и (3.2.29) следует, что при малых углах стреловидности ($\operatorname{tg}\chi_{1/2} \ll 1$) и достаточно больших числах M_∞ знак момента может быть положительным, что указывает на возникновение дестабилизирующего момента при накренении.

При дозвуковых скоростях ($M_\infty < 1$) коэффициент момента крена тонких комбинаций корпус — оперение

$$m_{x\chi} = m_{x'оп} K_{оп}.$$

Здесь $m_{xоп}$ — коэффициент момента для изолированного оперения,

$$m_{xоп} = k_\beta \beta c_{yоп}. \quad (3.2.30)$$

Изменение коэффициента k_β в зависимости от удлинения оперения $\lambda_{оп}$ и угла стреловидности по линии четверти хорд $\chi_{1/4}$ показано на рис. 3.2.10. Эти данные получены для случая малых скоростей обтекания и относятся к произвольным значениям сужения, которое, как показывают исследования, слабо влияет на значения k_β.

Зависимость момента крена от сужения связана с изменением от этого параметра нормальной силы оперения. Коэффициент этой силы в (3.2.30) можно определить непосредственно с использованием линеаризованной теории и учетом числа

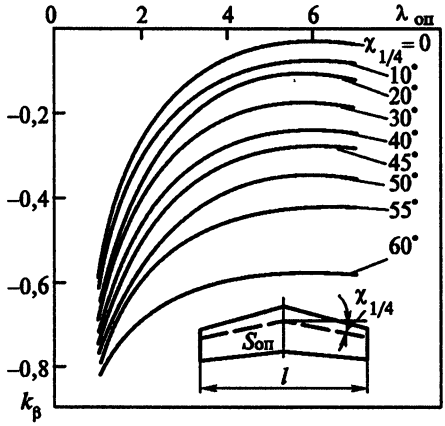


Рис3.2.10. Изменение коэффициента, определяющего момент крена стреловидного оперения с удлинением $\lambda_{оп} = l^2/S_{оп}$

M_∞ или вычислить по формуле $c_{y оп} = c_{y0оп}/\sqrt{1 - M_\infty^2}$, где $c_{y0оп}$ — коэффициент нормальной силы оперения в несжимаемом газе (найденный для оперения, размеры которого изменены в соответствии с соотношениями $\operatorname{tg}\chi_{нсж} = \operatorname{tg}\chi/\sqrt{1 - M_\infty^2}$; $\lambda_{оп\,нсж} = \lambda_{оп}\sqrt{1 - M_\infty^2}$; $\eta_{оп\,нсж} = \eta_{оп}$).

Дополнительный момент крена возникает при наличии прямолинейной боковой кромки. Это обусловлено тем, что такая кромка при скольжении ЛА является как бы участком передней кромки. Экспериментально установлено, что с известным приближением коэффициент этого момента

$$m_{x кц} = -0,04\alpha\beta c_{y оп}^{\alpha}/[\lambda_{оп}(1 + \eta_{оп})^3]. \qquad (3.2.31)$$

Формула (3.2.31) применима при дозвуковых, а также небольших сверхзвуковых скоростях. Суммарный коэффициент момента крена

$$m_x = m_{x\chi} + m_{x кц}.$$

Консоли со скругленными боковыми кромками не создают дополнительного момента крена при скольжении, т. е. суммарный коэффициент момента крена $m_x = m_{x\chi}$. В случае плюсообразной комбинации вертикальные консоли создают поперечные силы ($c_{z\chi} = -c_{y\chi}$), момент которых равен по величине, но противоположен по направлению моменту от горизонтальных консолей. Поэтому суммарный момент крена такой комбинации равен нулю.

Интерференция между оперением и корпусом

Такая интерференция может вызвать при определенных условиях дополнительный момент крена несущей поверхности. Это происходит, например, при верхнем или нижнем расположении оперения (рис. 3.2.11). В первом случае момент обусловлен дополнительным подпором воздуха на нижней стороне правой консоли ($\Delta p = p - p_\infty > 0$) и понижением давления в зоне сопряжения корпуса с левой консолью ($\Delta p < 0$). Этот момент накреняет ЛА влево. Во втором случае направление момента изменяется на обратное, так как повышенное давление возникает над правой консолью, а пониженное — над левой. Очевидно, что при среднем расположении несущей поверхности ($y_{оп} = 0$) дополнительный момент крена не возникает.

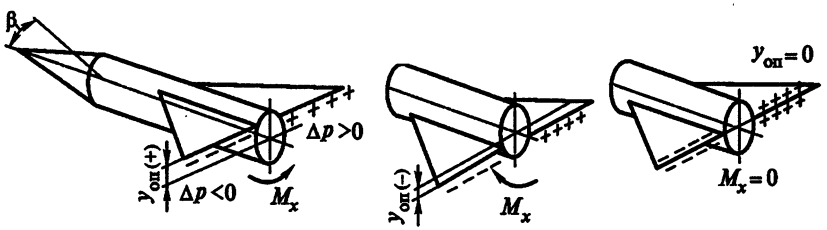


Рис. 3.2.11. Схема интерференции между корпусом и оперением

Исследования показывают, что возникающий момент крена, обусловленный не центральным расположением оперения,

$$m_{xи} \approx -0,22 r_m^{3/2} c^{\alpha}_{y оп} \beta \sin(0,5\pi \overline{y}_{оп}), \qquad (3.2.32)$$

где $\overline{y}_{оп} = y_{оп}/r$ (см. рис.3.2.11).

Из формулы (3.2.32) следует, что при верхнем расположении консолей ($y_{оп} > 0$) возникает стабилизирующий, а при нижнем ($y_{оп} < 0$) — дестабилизирующий момент крена.

Влияние V-образности оперения на нормальную силу и момент крена

При установке под некоторым углом ψ (угол между плоскостью консоли и осью Oz) несущей поверхности поперечной V-образности в случае движения со скольжением ($\beta \neq 0$,

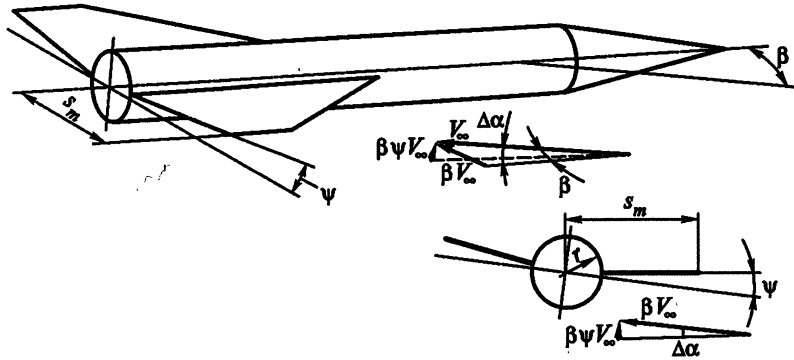


Рис. 3.2.12. Влияние на момент крена поперечной V-образности оперения

$\alpha = 0$) правая консоль находится под местным углом атаки $\alpha_{\text{п}} = \Delta\alpha = \beta\psi$, а левая — под таким же углом, но имеющим обратный знак, т. е. $\alpha_{\text{л}} = \Delta\alpha = -\beta\psi$ (рис. 3.2.12). Дополнительная нормальная сила, обусловленная этим углом атаки,

$$Y_\psi = \pm c^{\alpha}_{y\text{оп}} \beta\psi K_\psi (0,5 S_{\text{оп(к)}}) q,$$

а коэффициент силы

$$c_{y\psi} = Y_\psi / (0,5 q_\infty S_{\text{оп(к)}}) = \pm c^{\alpha}_{y\text{оп}} \beta\psi K_\psi k_1,$$

где знак «+» относится к правой, а «−» — к левой консоли; K_ψ — коэффициент интерференции, характеризующий взаимное влияние консолей.

Значения коэффициента K_ψ в зависимости от относительного радиуса $r_m = r/s_m$ и параметра $\lambda_{\text{оп}}\sqrt{\text{M}^2_\infty - 1}$ или $\lambda_{\text{оп}}\sqrt{\text{M}^2_\infty k_1 - 1}$ для прямоугольной и треугольной консолей приведены на рис. 3.2.13.

Соответствующий коэффициент момента крена, отнесенный к размаху оперения $l_{\text{оп}} = 2s_m$,

$$m_{x\psi} = \text{M}_{x\psi} / (q_\infty S_{\text{оп(к)}} l_{\text{оп}}) = \\ = -0,5 c^{\alpha}_{y\text{оп}} \beta\psi K_\psi k_1 [r_m + (1 - r_m)\overline{z}_{\text{д}\varphi\text{оп(т)}}].$$

В соответствии с этой формулой V-образная несущая поверхность с положительным углом ψ всегда обладает попе-

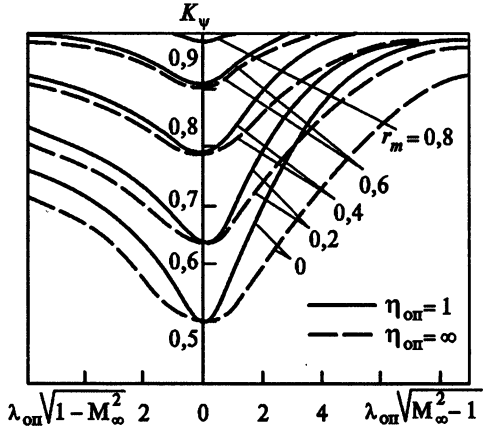


Рис. 3.2.13. Графики для определения коэффициентов K_ψ в зависимости от $\lambda_{оп}\sqrt{M_\infty^2-1}$ при различных $r_m = r/s_m$

речной статической устойчивостью (знак момента отрицательный). Уменьшение этого угла снижает устойчивость, а отрицательная V-образность может привести к ее потере. Восстановление устойчивости достигается путем применения несущих поверхностей с достаточно большой стреловидностью.

Несимметричное вертикальное оперение

Некоторые виды ЛА могут иметь вертикальное оперение несимметричной формы (рис. 3.2.14). В этом случае они создают дополнительный момент крена и в отличие от симметричной плюсообразной комбинации его суммарное значение оказывается не равным нулю. Дополнительный момент крена, обратный по знаку моменту от горизонтального оперения,

$$M_{x\Sigma} = \Delta M_{x\text{в}} + \Delta M_{x\text{н}} = Z_{\text{в}} y_{\text{дв}} + Z_{\text{н}} y_{\text{дн}},$$

где поперечные силы, рассчитанные по соответствующей площади верхней $S_{\text{оп(к)в}}$ и нижней $S_{\text{оп(к)н}}$ консолей с учетом подфюзеляжной части, находят из соотношений

$$Z_{\text{в}} = \Delta c_{z\text{оп в}} K_{\text{оп в}} q S_{\text{оп(к) в}};$$

$$Z_{\text{н}} = \Delta c_{z\text{оп н}} K_{\text{оп н}} q S_{\text{оп(к) н}}.$$

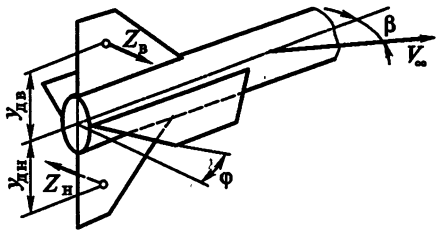


Рис. 3.2.14. Схема образования момента крена при несимметричном вертикальном оперении

Здесь $\Delta c_{z\text{оп в}}$ и $\Delta c_{z\text{оп н}}$ — коэффициенты поперечных сил, вычисляемые по формуле (3.2.28) для соответствующих площадей верхней и нижней консолей $S_{\text{оп в}}$, $S_{\text{оп н}}$; $y_{дв}$, $y_{дн}$ — координаты центров давления, определяемые как расстояния $z_{д\varphi\text{оп(т)}}$ до центра давления горизонтального оперения; $K_{\text{оп в}}$, $K_{\text{оп н}}$ — коэффициенты интерференции, рассчитываемые по значениям $(r/s_m)_в$ и $(r/s_m)_н$.

Коэффициент дополнительного момента крена, отнесенный к некоторой характерной площади S и длине l,

$$m_{x\Sigma} = M_{x\Sigma}/(q_\infty Sl) = [\Delta c_{z\text{оп в}} K_{\text{оп в}} S_{\text{оп(к) в}} y_{дв} + \\ + \Delta c_{z\text{оп н}} K_{\text{оп н}} S_{\text{оп(к) н}} y_{дн}](k_1/Sl).$$

Влияние вихрей корпуса на момент крена

Срыв потока, возникающий на верхней стороне корпуса крестообразной комбинации ЛА, движущегося под малыми углами атаки и скольжения, оказывается незначительным и практически не влияет на момент крена, который можно принять равным нулю. Такое же пренебрежимо малое влияние оказывает в этом случае срыв потока на момент крена плоской комбинации корпус — оперение.

Однако при сильном отклонении ЛА срыв пограничного слоя на подветренной стороне корпуса является существенным фактором, определяющим силовое воздействие со стороны обтекающего потока. Оторвавшийся пограничный слой сворачивается обычно в два вихревых жгута, которые создают в зоне оперения неравномерное поле скоса потока. В результате изменяется несущая способность консолей оперения. У плоской комбинации это приводит к изменению момента крена по

сравнению с тем, который мог быть при отсутствии срыва, а у крестообразной — вызывает дополнительный момент, отличный от нуля. Коэффициент этого момента можно представить в виде аппроксимирующей зависимости

$$m_{x\text{вх}} = A_1(\beta^2 - \alpha^2)\alpha\beta k_1,$$

где A_1 — некоторая функция геометрических параметров оперения и числа $\mathrm{M}_1 = \mathrm{M}_\infty\sqrt{k_1}$.

Функцию A_1 можно определить экспериментально отдельно для плоской или крестообразной комбинации при некоторых фиксированных значениях α и β, а также изменении геометрических параметров и числа М. При этом углы атаки α и скольжения β должны быть достаточно большими ($> 20°$), так как при малых их значениях эффект влияния вихрей на корпусе исчезает.

В соответствии с полученными зависимостями для составляющих коэффициента момента крена его суммарное значение для плоской комбинации ЛА определяют по формуле

$$m_x = m_{x\text{и}} + m_{x\psi} + m_{x\Sigma} + m_{x\chi} + m_{x\text{кц}} + m_{x\text{вх}}.$$

3.2.6. Момент рыскания

При движении со скольжением ЛА, снабженного оперением, возникает не только момент крена, но и момент рыскания. Наличие угла β приводит к изменению углов атаки для правой и левой консолей. В результате этого изменяется характер их обтекания, что обусловливает образование неодинаковых продольных сил на обеих консолях. Это связано с различным лобовым сопротивлением каждой консоли (от трения и давления), а также с изменением подсасывающих сил, что в основном и определяет момент рыскания двухконсольной комбинации корпус — оперение. Как показывают теоретический анализ и экспериментальные данные, изменение продольных сил (в том числе подсасывающих) у крыльев мало, что обусловливает незначительные моменты рыскания. Коэффициент момента рыскания

$$m_y \approx M_y/(q_\infty S_{\text{оп(к)}} l_{\text{оп}}) = m_{y\text{т}}(S_{\text{мид}} x_{\text{к}}/(S_{\text{оп(к)}} l_{\text{оп}})) + \\ + (K_{\text{оп}} + K_{\text{т оп}})^2 m_{y\text{оп}} k_1.$$

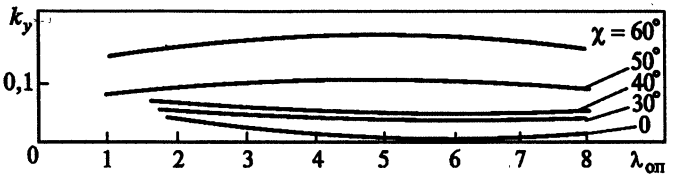


Рис. 3.2.15. Графики изменения коэффициента, определяющего момент рысканья

Здесь $m_{yт}$ — коэффициент момента рыскания для корпуса, рассчитанный по его миделеву сечению и длине; $m_{yоп}$ — коэффициент момента рыскания изолированного оперения (с учетом подфюзеляжной площади),

$$m_{yоп} = k_y \beta c_y^2; \qquad (3.2.33)$$

k_y — коэффициент, определяемый по графикам (рис. 3.2.15), построенным по теоретическим данным для обтекаемого несжимаемым потоком оперения; $c_y = c_{yнсж}/\sqrt{1 - M_\infty^2}$ — коэффициент нормальной силы, зависящий от числа M_∞; $c_{yнсж}$ — величина, определяемая для оперения видоизмененной формы и размеров в несжимаемом потоке ($M_\infty = 0$).

В случае больших скоростей ($M_\infty > 0$) при сверхзвуковых передних кромках подсасывающая сила исчезает и момент рыскания определяется изменением лобового сопротивления консолей, вызванным подъемной силой. Если для левой консоли коэффициент сопротивления $c_{yл}^\alpha$, а для правой $c_{yп}^\alpha$, то коэффициент момента рыскания

$$m_y = m_{yт}(S_{мид} x_к/(S_{оп(к)} l_{оп})) + \alpha(c_{yл}^\alpha - c_{yп}^\alpha)(K_{оп} + K_т) k_1 \overline{z}_д.$$

Здесь $c_{yл}^\alpha$ — коэффициент, определяемый для оперения со сверхзвуковой передней кромкой с углом стреловидности $\chi + \beta$; $c_{yп}^\alpha$ — то же для оперения с углом стреловидности передней кромки $\chi - \beta$; $\overline{z}_д$ — отношение расстояния $z_д$ от оси корпуса до средней аэродинамической хорды к длине аппарата $x_к$.

При дозвуковых передних кромках коэффициент момента рыскания можно приближенно определять по формуле (3.2.33), в которой c_y находят для заданного оперения и соответствующего числа $M_\infty > 1$.

3.3. Полностью подвижные органы управления

3.3.1. Коэффициенты интерференции

Рассмотрим влияние интерференции на нормальную силу полностью подвижных горизонтальных рулевых поверхностей (поворотного оперения), представляющих собой плоские консоли, расположенные на корпусе (рис. 3.3.1).

Если угол отклонения консолей $\delta_в \neq 0$ и корпус наклонен под некоторым углом атаки α, то нормальная сила комбинации корпус — поворотное оперение

$$Y = Y_\alpha + Y_\delta,$$

где Y_α — нормальная сила при нулевом отклонении ОУ и некотором угле атаки комбинации $\alpha \neq 0$; Y_δ — дополнительная нормальная сила, вызванная отклонением рулей ($\delta_в \neq 0$, $\alpha = 0$).

Методика расчета нормальной силы Y_α комбинации корпус — оперение изложена выше. Для определения Y_δ можно воспользоваться результатами аэродинамической теории тонкого тела. В соответствии с этой теорией

$$Y_\delta = \Delta Y_{оп(т)\delta} + \Delta Y_{т(оп)\delta}, \qquad (3.3.1)$$

где $\Delta Y_{оп(т)\delta}$ — нормальная сила оперения, отклоненного на угол $\delta_в$, вычисленная с учетом влияния корпуса; $\Delta Y_{т(оп)\delta}$ — нормальная сила корпуса, обусловленная его интерференцией с оперением. Каждую из составляющих в (3.3.1) можно найти по формулам

$$\Delta Y_{оп(т)\delta} = k_{оп} Y_{оп}; \quad \Delta Y_{т(оп)\delta} = k_т Y_{оп},$$

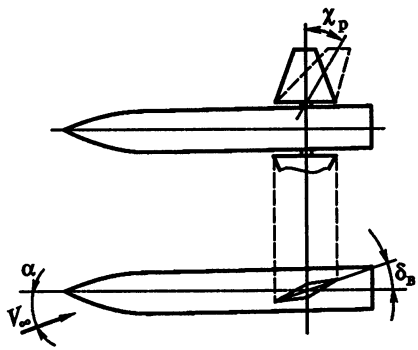


Рис. 3.3.1. Схема полностью подвижных рулевых поверхностей

где $k_{оп}$, $k_т$ — коэффициенты интерференции, обусловленные отклонением рулей на угол $\delta_в$ при $\alpha = 0$; $Y_{оп}$ — нормальная сила изолированного руля.

Таким образом,

$$Y_\delta = (k_{оп} + k_т) Y_{оп}. \qquad (3.3.2)$$

В аэродинамической теории тонкого тела коэффициенты $k_{оп}$ и $k_т$ определяют как функции параметра $r_m = r/s_m$. Значения этих коэффициентов приведены в табл. 3.3.1. Видно, что значения $k_{оп}$ незначительно отличаются от единицы. Это указывает на то, что несущая способность полностью подвижного оперения при его повороте относительно корпуса практически остается такой же, как и изолированных консолей.

Таблица 3.3.1

r/s_m	$k_{оп}$	$k_т$	$c^*_{zбоп(т)}$	r/s_m	$k_{оп}$	$k_т$	$c^*_{zбоп(т)}$
0	1,000	0	0,667	0,6	0,948	0,607	0,663
0,1	0,963	0,114	0,669	0,7	0,958	0,705	0,664
0,2	0,944	0,218	0,668	0,8	0,971	0,803	0,666
0,3	0,936	0,317	0,666	0,9	0,985	0,902	0,667
0,4	0,935	0,414	0,665	1,0	1,000	1,000	0,667
0,5	0,940	0,510	0,664				

* Для треугольного оперения в виде поворотного руля.

Изменение коэффициента $k_т$ оказывается значительным, что свидетельствует о существенном влиянии оперения на несущие свойства корпуса. На основании данных, приведенных в табл. 3.3.1, приближенная зависимость для этого коэффициента имеет вид

$$k_т \approx r_m = r/s_m.$$

Полный аэродинамический эффект от интерференции между корпусом и подвижным оперением оказывается таким, как изменение нормальной силы подвижных консолей под воздействием корпуса при его отклонении на угол атаки. В соответствии с этим сумма коэффициентов интерференции

$$k_{оп} + k_т = K_{оп}. \qquad (3.3.3)$$

Если же предположить, что оперение передает корпусу часть своей нормальной силы независимо от того, создается эта сила под влиянием угла атаки α или угла отклонения $\delta_в$, то справедливо равенство

$$k_т/k_{оп} = K_т/K_{оп}. \qquad (3.3.4)$$

Из зависимостей (3.3.3) и (3.3.4) можно найти соотношения для коэффициентов интерференции в случае подвижных консолей:

$$k_{оп} = \frac{K_{оп}^2}{K_т + K_{оп}};$$

$$k_т = \frac{K_т K_{оп}}{K_т + K_{оп}}.$$

Эти выражения используют при исследовании интерференции подвижного оперения нетонких комбинаций, для которых аэродинамические характеристики изолированных консолей выбирают в соответствии с данными линеаризованной теории обтекания.

Результаты исследований можно уточнить, если учесть изменение коэффициентов $k_{оп}$ и $k_т$ под воздействием сужения консоли, числа M_∞, длины головной части корпуса и пограничного слоя. При этом исходят из соотношений, аналогичных (3.2.22):

$$k_{оп} = k_{оп\,теор}\nu_\eta\nu_{пс}\nu_l\nu_м;$$

$$k_т = k_{т\,теор}\nu_\eta\nu_{пс}\nu_l\nu_м,$$

где $k_{оп\,теор}$, $k_{т\,теор}$ — коэффициенты интерференции, рассчитанные по аэродинамической теории тонкого тела:

$$k_{оп\,теор} = \left(\frac{K_{оп}^2}{K_т + K_{оп}}\right)_{теор};$$

$$k_{т\,теор} = \left(\frac{K_т K_{оп}}{K_т + K_{оп}}\right)_{теор}.$$

Хвостовой участок корпуса влияет на значение коэффициента $k_т$ (так же, как и на $K_т$), однако значение коэффициента $k_{оп}$ не изменяется. В соответствии с этим при наличии корпуса за подвижной консолью

$$k_{\text{т}} = k_{\text{т теор}}\nu_{\eta}\nu_{\text{пс}}\nu_{l}\nu_{\text{м}}F,$$

где F — величина, определяемая по формуле (3.2.23).

3.3.2. Аэродинамические характеристики комбинации корпус — поворотное оперение

В соответствии с (3.3.2) коэффициент нормальной силы, обусловленной отклонением консолей поворотного оперения,

$$c_{y\delta} = Y_{\delta}/(q_{\infty}S_{\text{оп}}) = c^{\alpha}_{y\text{оп}}(k_{\text{оп}} + k_{\text{т}})\delta_{\text{в}}k_1. \qquad (3.3.5)$$

Здесь угол поворота руля $\delta_{\text{в}}$ равен углу атаки консоли.

Когда ось вращения составляет с осью корпуса прямой угол, т. е. угол стреловидности этой оси $\chi_{\text{р}} = 0$, $\delta_{\text{в}} = \delta'_{\text{в}}$. Если $\chi_{\text{р}} \neq 0$ (см. рис. 3.3.1), то угол атаки консоли

$$\delta_{\text{в}} = \delta'_{\text{в}}\cos\chi_p.$$

Добавляя в выражение (3.3.5) коэффициент $c_{y\alpha} = c_{y\text{т(оп)}}$, определяемый через нормальную силу $Y_{\alpha} = Y_{\text{т(оп)}}$ комбинации при $\alpha \neq 0$, $\delta_{\text{в}} = 0$, получаем суммарный коэффициент нормальной силы, отнесенной к площади консолей оперения:

$$c_y = c_{y\alpha} + c_{y\delta} = c_{y\text{т}}\frac{S_{\text{мид}}}{S_{\text{оп}}} + [(K_{\text{т}} + K_{\text{оп}})\alpha + (k_{\text{т}} + k_{\text{оп}})\delta_{\text{в}}]c^{\alpha}_{y\text{оп}}k_1.$$

Координату центра давления консолей поворотного оперения при $\alpha = 0$ можно найти из выражения

$$x_{\text{д}\delta\text{оп}} = x_{\text{оп}} + (x_{\text{д}}/b_{\text{о}})_{\delta\text{оп(т)}}b_{\text{о}}.$$

Отсюда коэффициент центра давления, отсчитываемый от носка корпуса и отнесенный к его длине $x_{\text{к}}$,

$$c_{\text{д}\delta\text{оп}} = (x_{\text{д}}/x_{\text{к}})_{\delta\text{оп}} = \overline{x}_{\text{оп}} + c_{\text{д}\delta\text{оп(т)}}\overline{b}_{\text{о}},$$

где $\overline{x}_{\text{оп}} = x_{\text{оп}}/x_{\text{к}}$, $b_{\text{о}} = b_{\text{о}}/x_{\text{к}}$.

Значения $c_{\text{д}\delta\text{оп(т)}} = (x_{\text{т}}/b_{\text{о}})_{\delta\text{оп(т)}}$, рассчитанные с использованием аэродинамической теории тонкой треугольной несущей поверхности, приведены в табл. 3.3.1.

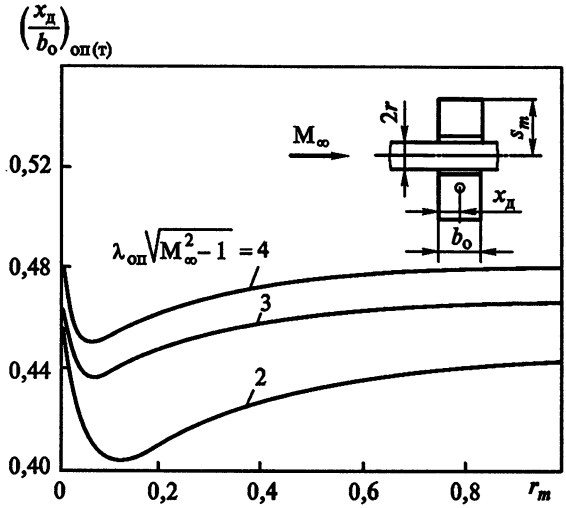


Рис. 3.3.2. Кривые для расчета смещения центра давления поворотного руля под влиянием корпуса при условии $L = 0$, $\delta_в \neq 0$

Координату центра давления для рулей в виде прямоугольных консолей можно определить также с применением линеаризованной теории, учитывающей воздействие корпуса в условиях обтекания сжимаемым потоком ($M_\infty > 1$). Соответствующие результаты показаны на рис. 3.3.2.

Данные, приведенные в табл. 3.3.1, а также на рис. 3.3.2, свидетельствуют об относительно слабом влиянии интерференции на смещение центра давления. Это дает основание считать, что с достаточным приближением центр давления отклоненной консоли можно принимать таким, как для изолированного оперения, обтекаемого под углом атаки.

Если корпус находится под углом атаки α, а оперение дополнительно отклонено относительно оси корпуса на угол $\delta_в$, то координата центра давления

$$x_{д\,оп(т)} = x_{оп} + (x_д/b_o)_{оп(т)} b_o,$$

или в безразмерной форме

$$c_{д\,оп(т)} = (x_д/x_к)_{оп(т)} = \overline{x}_{оп} + c'_{д\,оп(т)} \overline{b}_o,$$

где

$$c'_{\text{д оп(т)}} = \left(\frac{x_\text{д}}{b_\text{о}}\right)_{\text{оп(т)}} = \frac{K_\text{оп}\alpha c_{\text{д}\alpha\text{оп(т)}} + k_\text{оп}\delta_\text{в} c_{\text{д}\,\delta\text{оп(т)}}}{K_\text{оп}\alpha + k_\text{оп}\delta_\text{в}}. \quad (3.3.6)$$

При повороте ОУ наряду с изменением положения его центра давления вследствие интерференции с корпусом изменяется координата точки приложения дополнительной нормальной силы корпуса, обусловленной влиянием оперения в виде руля. Если такой поворот сопровождается изменением угла атаки корпуса, то координата центра давления

$$x_{\text{д т(оп)}} = x_\text{оп} + (x_\text{д}/b_\text{о})_{\text{т(оп)}} b_\text{о},$$

или в безразмерном виде

$$c_{\text{д т(оп)}} = (x_\text{д}/x_\text{к})_{\text{т(оп)}} = \overline{x}_\text{оп} + c'_{\text{д т(оп)}}\overline{b}_\text{о},$$

где

$$c'_{\text{д т(оп)}} = \left(\frac{x_\text{д}}{b_\text{о}}\right)_{\text{т(оп)}} = \frac{K_\text{т}\alpha c_{\text{д}\alpha\text{т(оп)}} + k_\text{т}\delta_\text{в} c_{\text{д}\delta\text{т(оп)}}}{K_\text{т}\alpha + k_\text{т}\delta_\text{в}}.$$

При расчете положения центра давления на корпусе с учетом влияния оперения принимают, что центр давления не чувствителен к тому, как развивается нормальная сила: от угла атаки или угла поворота оперения. В соответствии с этим $x_{\text{д}\alpha\text{т(оп)}} = x_{\text{д}\delta\text{т(оп)}}$.

Коэффициент центра давления для комбинации корпус — поворотное оперение

$$c_\text{д} = \frac{x_\text{д}}{x_\text{к}} = -\frac{m_z}{c_y} = \frac{1}{c_y}\left[c_{\text{д т}} c_{y\text{т}} \frac{S_\text{мид}}{S_\text{оп}} + \right.$$

$$\left. + c_{\text{доп(т)}} \Delta c_{y\text{оп(т)}} + c_{\text{д т(оп)}} \Delta c_{y\text{т(оп)}}\right],$$

где

$$\Delta c_{y\text{оп(т)}} = \Delta c_{y\alpha\text{оп(т)}} + \Delta c_{y\delta\text{оп(т)}} = (K_\text{оп}\alpha + k_\text{оп}\delta_\text{в}) c^\alpha_{y\text{оп}} k_1;$$

$$\Delta c_{y\text{т(оп)}} = \Delta c_{y\alpha\text{т(оп)}} + \Delta c_{y\delta\text{т(оп)}} = (K_\text{т}\alpha + k_\text{т}\delta_\text{в}) c^\alpha_{y\text{оп}} k_1.$$

3.3.3. Эффективность органов управления

Рассмотрим *продольную эффективность* ОУ, определяемую производной $\partial m_z/\partial\delta_в = m_z^{\delta_в}$ для симметричного отклонения горизонтальных консолей при условии, что момент тангажа вычислен относительно центра масс:

$$m_z^{\delta_в} = -\left(\frac{b_0}{x_к}\right)\Big(k_{оп}[c_{д\delta оп(т)} + \overline{x}'_{оп}] + \\ + k_т[c_{д\delta т(оп)} + \overline{x}'_{оп}]\Big)c^{\alpha}_{yоп}k_1, \quad (3.3.7)$$

где $\overline{x}'_{оп} = x'_{оп}/b_0$ ($x'_{оп}$ — расстояние от центра масс комбинации до вершины оперения на корпусе). Производная (3.3.7) обычно отрицательна для хвостового оперения и положительна для органа управления, выполненного по схеме «утка».

Поперечная эффективность ОУ определяется производной момента крена m_x по углу $\delta_э$ при дифференциальном отклонении горизонтальных органов управления. Эта производная $\partial m_x/\partial\delta_э = m_x^{\delta_э}$ обычно является отрицательной. Как показывают исследования, для оперения треугольной формы

$$m_x^{\delta_э} = -\lambda_{оп} f(r_m),$$

где $\lambda_{оп}$ — удлинение изолированных консолей оперения;

$$f = f_{тн} = 0,167(1 + 3,71r_m). \quad (3.3.8)$$

Такой вид функции f определен для весьма тонкого тела. Пользуясь теорией линеаризованного обтекания, можно уточнить функцию f для реального тонкого тела и тем самым учесть влияние числа M_∞:

$$f = (c^{\alpha}_{yоп\,л}/c^{\alpha}_{yоп\,тн})f_{тн}. \quad (3.3.9)$$

Дробь в выражении (3.3.9) представляет собой отношение производных c_y^{α} для изолированного оперения, подсчитанных с применением линеаризованной теории и теории тонкого тела.

Рассмотрим более точную зависимость для рулевых консолей произвольной формы, учитывающую влияние на момент крена других факторов. При повороте одной консоли на угол $\delta_э$ возникает нормальная сила, коэффициент которой

$$c_y = Y/(0,5q_\infty S_{оп(к)}) = c^{\alpha}_{yоп}\delta_э K_\psi k_{щ} k_1 \cos\chi_p, \quad (3.3.10)$$

где $c^{\alpha}_{y\text{оп}}$ — производная, вычисляемая для заданной формы изолированного оперения по числу $M = M_{\infty}\sqrt{k_1}$; K_{ψ} — коэффициент интерференции, определяемый из графиков, приведенных на рис. 3.2.13, по значениям $r_m = r/s_m$ и $\lambda_{\text{оп}}\sqrt{M^2_{\infty}k_1 - 1}$; $k_{\text{щ}}$ — коэффициент, учитывающий влияние щелей между корпусом и поворотным оперением.

Согласно (3.3.10), производную коэффициента момента крена, отнесенного к размаху консолей $l_{\text{оп}} = 2s_m$ и их площади $S_{\text{оп(к)}}$ с учетом подфюзеляжной части, определяют выражением

$$m_x^{\delta_э} = -\frac{M_x}{q_{\infty}S_{\text{оп(к)}}l_{\text{оп}}\delta_э} = -0,5c^{\alpha}_{y\text{оп}}K_{\psi}k_{\text{щ}}\times$$

$$\times k_1\cos(\chi_{\text{р}})[r_m + (1 - r_m)\overline{z}_{\text{д}\varphi\text{оп(т)}}]\frac{S_{\text{оп(к)}}}{S},$$

где $\overline{z}_{\text{д}\varphi\text{оп(т)}}$ — относительная координата центра давления, определяемая из табл. 3.2.2 как функция отношения $r_m = r/s_m$.

3.4. Органы управления, расположенные на несущих поверхностях

3.4.1. Нормальная сила, развиваемая концевыми органами управления

ОУ, расположенные на крыльях или оперении, могут занимать часть их поверхности в окрестности боковой кромки (к о н ц е в ы е р у л и) или располагаться вдоль кромки консоли. Если они занимают всю заднюю кромку, их можно рассматривать как полностью подвижные ОУ и применять изложенные выше методы аэродинамического расчета.

Имеются случаи, когда р у л и занимают часть кромки, и притом небольшую. Если интерференция между корпусом и несущей поверхностью оказывает незначительное влияние на аэродинамические характеристики рулевого органа, например на координату центра давления, то для их расчета можно применять обычную сверхзвуковую теорию, относящуюся к изолированным поверхностям. Более сложными являются исследования аэродинамики ОУ в случае, когда интерференция между корпусом и оперением (крылом) существенно влияет на рули.

Аэродинамический расчет концевых рулей, расположенных на оперениях, имеющих небольшие удлинения, следует вести с учетом интерференции корпуса и несущих поверхностей.

Рассмотрим комбинацию корпус — оперение — концевой руль с неподвижным оперением и поворотным концевым рулем, поперечный размер которого определяется величиной $s_m - s_i$. Эффективность руля найдем при условии, что корпус и, следовательно, оперение расположены под нулевым углом атаки ($\alpha = 0$), а руль отклонен на угол $\delta_в$. Согласно аэродинамической теории тонкого тела, отношение управляющей силы Y_p к нормальной силе изолированного оперения $Y_{оп} = 2q_\infty \delta_в \pi (s_m - s_i)^2$ имеет вид

$$\frac{Y_р}{Y_{оп}} = \frac{2}{\pi}(1-\overline{s}_i)^{-2}\left[\frac{\pi}{4}(1-r_m^2)^2 - \right.$$

$$-(\overline{s}_i^2 - r_m^4)^{1/2}(1-\overline{s}_i^2)^{1/2} + \frac{1+r_m^4}{2}\arcsin\frac{1-2\overline{s}_i^2+r_m}{1+r_m^4} +$$

$$\left. + r_m^2 \arcsin\frac{(1+r_m^4)\overline{s}_i^2 - 2r_m^4}{(1-r_m^4)\overline{s}_i^2}\right], \quad (3.4.1)$$

где $\overline{s}_i = s_i/s_m$; $r_m = r/s_m$.

Как показывают исследования, формула (3.4.1) с известным приближением применима для оперения произвольной в плане формы. Отношение $Y_р/Y_{оп}$ зависит только от безразмерных геометрических параметров для руля и оперения, измеряемых вдоль задней кромки. Кривая, характеризующая изменение этого отношения, показана на рис. 3.4.1.

Нормальная сила руля $Y_р$ вследствие интерференции может превышать соответствующее значение $Y_{оп}$ для изолированного оперения. При этом в случае фиксированных r/s_m и возрастания s_i/s_m отношение $Y_р/Y_{оп}$ становится значительнее. Такой же эффект наблюдается и при увеличении s_i/r.

При условии $s_i = r$ имеем полностью подвижные ОУ. Соответствующий график изменения отношения $Y_р/Y_{оп}$ показан также на рис. 3.4.1. Этот график можно рассчитать по полученной ранее зависимости (3.3.2) для нормальной силы полностью подвижного руля:

$$Y_р = \Delta Y_{оп(т)\delta_в} + \Delta Y_{т(оп)\delta_в} = (k_{оп} + k_т) Y_{оп}.$$

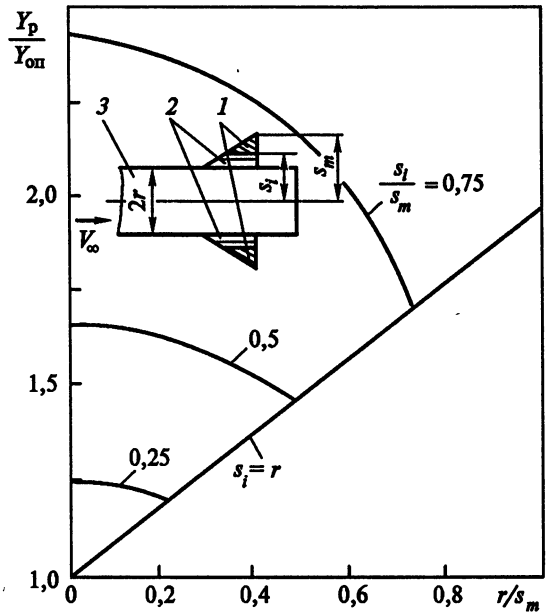


Рис. 3.4.1. Аэродинамическая эффективность ОУ:
1 – рули; *2* – оперения; *3* – корпус

Соответствующая этой силе производная от коэффициента нормальной силы

$$c_{yр}^{\delta_в} = (k_{оп} + k_т) c_{yоп}^{\alpha}. \qquad (3.4.2)$$

Приведенные результаты расчета с использованием аэродинамической теории тонкого тела позволяют оценить лишь порядок производной, так как при этом не учитывается ряд факторов, влияющих на аэродинамические характеристики реального ОУ. Влияние таких факторов, как торможение потока, наличие щелей и стреловидности оси вращения рулей, можно учесть, применив вместо (3.4.2) формулу

$$c_{yр}^{\delta_в} = (k_{оп} + k_т) c_{yоп}^{\alpha} k_1 k_{щ} \cos \chi_р.$$

Анализ приведенных на (рис. 3.4.1) результатов показывает, что управляющую силу, создаваемую концевым рулем, можно рассматривать как часть нормальной силы полностью

подвижной консоли, не зависящую от радиуса корпуса. В соответствии с этим для концевого руля

$$c_{yp}^{\delta_в} = Y_р/(q_\infty S_р \delta_в) = (k_{оп} + k_т) c_{yоп}^{\alpha} k_1 k_{щ} \cos\chi_р \cdot n, \qquad (3.4.3)$$

где n — коэффициент пропорциональности.

Коэффициент n в общем случае зависит от отношения размахов консолей концевого руля и оперения, а также является функцией сужения оперения. Его значение можно определить по формуле

$$n \approx [(1 - \overline{s}_i)/(1 - r_m)]^{0,135x}, \qquad (3.4.4)$$

где показатель степени

$$x = 1 - 0,3(1 - \eta_{оп})/\eta_{оп}. \qquad (3.4.5)$$

Рассмотренные зависимости дают хорошие результаты при дозвуковом обтекании, однако, их можно использовать для приближенных расчетов и при сверхзвуковых скоростях.

3.4.2. Рули, расположенные вдоль задней кромки

Для оценки эффективности ОУ, занимающего внешнюю часть задней кромки, примыкающую к концевой хорде оперения, можно воспользоваться соотношением (3.4.1) и соответствующими расчетными данными, приведенными на рис. 3.4.1. Эти данные можно использовать также для приближенных вычислений нормальной силы внутренних ОУ. Определив с помощью рис. 3.4.1 значения $(Y_р/Y_{оп})_{пп}$ для полностью подвижного ОУ ($s_i = r$), подсчитывают $(Y_р/Y_{оп})_{вш}$ для внешнего руля ($s_i > r$). По этим данным определяют силы $Y_{р\,пп}$ и $Y_{р\,вш}$.

Рассматривая теперь внутренний руль как «разность» двух внешних ОУ (один из них представляет собой поворотное оперение, для которого известно $Y_{р\,пп}$), вычисляют нормальную силу для внутреннего ОУ:

$$Y_{р\,вн} = Y_{р\,пп} - Y_{р\,вш}. \qquad (3.4.6)$$

Эффективность руля определяется отношением $\dfrac{Y_{р\,вн}}{Y_{оп}}$, где $Y_{оп}$ — нормальная сила соединенных вместе (изолированных) внутренних рулей,

$$Y_{оп} = 2\pi\delta_в q_\infty (s_i - r)^2.$$

Рассмотрим приближенный аэродинамический расчет, позволяющий использовать приведенные данные и одновременно дающий возможность учесть влияние на эффективность рулей ряда факторов, которые не принимались во внимание в аэродинамической теории тонкого тела. В случае дозвуковых скоростей ($0 < M_\infty < M_{\infty кр}$) этот расчет можно осуществить с помощью зависимости

$$c_{yр}^{\delta_в} = (k_оп + k_т) c_{yоп}^{\alpha} k_1 k_щ \cos\chi_р \cdot (a_1/a_2) f, \qquad (3.4.7)$$

где $a_1 = (\partial c_y/\partial\delta_в)_1$ — производная коэффициента подъемной силы профиля по углу поворота руля в несжимаемом потоке, рад$^{-1}$.

Эту производную можно определить с помощью приведенных на рис. 3.4.2 графиков, используя формулу $a_1 = (a_1/a_3)a_3$, в которой $a_3 = (\partial c_y/\partial\delta_в)_3$ — теоретическая эффективность рулевого профиля при $M_\infty = 0$. Кривые, приведенные на рис. 3.4.2, *б*, построены по параметру a_2/a_0, представляющему собой отношение экспериментальной $a_2 = (\partial c_y/\partial\alpha)_2$ и теоретической $a_0 = (\partial c_y/\partial\alpha)_0$ производных для профиля заданного оперения в несжимаемом потоке. Действительное значение a_2 несколько меньше теоретического $a_0 = 2\pi + 5\bar{c}$ (где $\bar{c} = c/b$) и зависит от угла заострения β_3 задней кромки, числа $Re = bV_\infty/\nu_\infty$ и положения точки перехода ламинарного течения в турбулентное на рулевой поверхности. Если точка перехода расположена на расстоянии $0,5b$ от передней кромки, то для $Re = 10^8$ при $\beta_3 = 0$ $a_2 = 0,97a_0$, а при $\operatorname{tg}\beta_3 = 0,2$ $a_2 = 0,85a_0$; для $Re = 10^6$ соответственно имеем $a_2 = 0,9a_0$ и $a_2 = 0,74a_0$. Если точка перехода расположена на передней кромке (пограничный слой полностью турбулентный), то для $Re = 10^8$ при $\beta_3 = 0$ $a_2 = 0,97a_0$, а при $\beta_3 = 0,2$ $a_2 = 0,82a_0$; для $Re = 10^6$ соответственно $a_2 = 0,9a_0$ и $a_2 = 0,68a_0$. При оценке значений a_2 в интервалах $Re = 10^6 \ldots 10^8$ и $\operatorname{tg}\beta_3 = 0 \ldots 0,2$ можно пользоваться линейной интерполяцией. Кривые на рис. 3.4.2 соответствуют малым углам атаки и значениям угла поворота $\delta_в$, не превышающим $10 \ldots 15°$.

Рассмотрим входящую в выражение (3.4.7) функцию f, зависящую от относительной хорды руля $\bar{b}_p = b_p/b$ и параметра

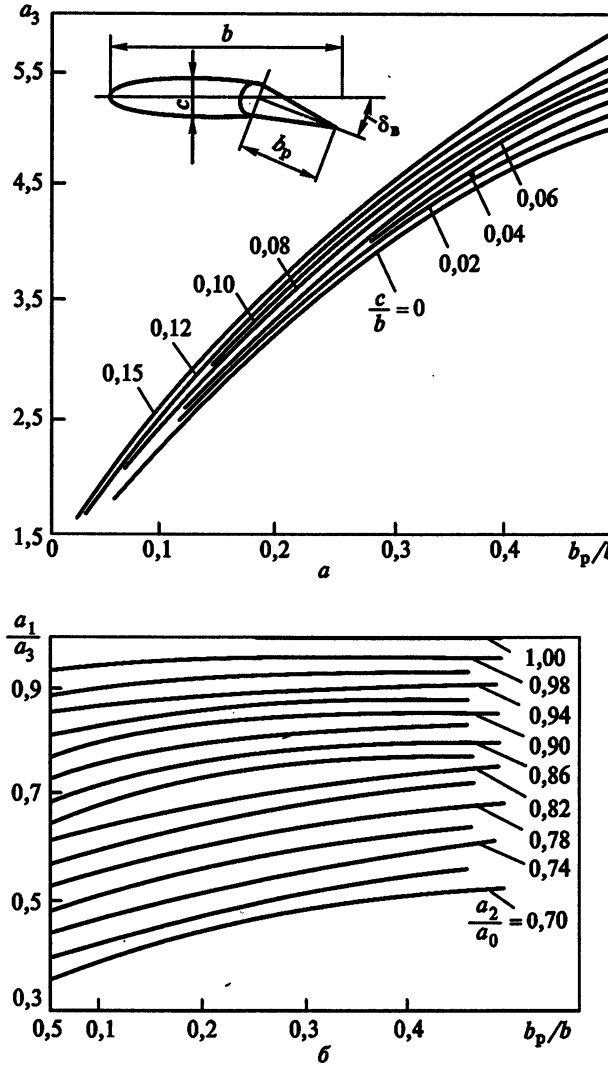


Рис. 3.4.2. Кривые для определения эффективности ОУ на профиле, обтекаемом несжимаемым потоком

$\lambda_{оп}\sqrt{1-M_\infty^2}$. Ее можно определить по графикам (рис. 3.4.3), построенным для рулей, которые расположены вдоль всего размаха на оперениях с сужением, прямыми кромками, параллельными корневой хорде концевыми хордами и постоянным

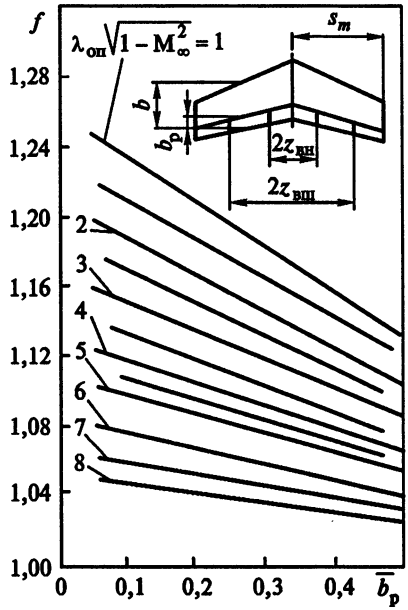


Рис. 3.4.3. Кривые для определения функции $f(\bar{b}_р)$

отношением $b_р/b$. Данные, представленные на рис. 3.4.3, применимы для линейного изменения коэффициента c_y от α и $\delta_в$.

Изменение эффективности ОУ, занимающего часть размаха оперения, можно определить путем вычисления вместо функции f величины

$$f' = Kf,$$

где K — коэффициент, определяемый по формуле

$$K = k_1 \left\{ 1 + k_2(\lambda_{оп}\sqrt{1-M_\infty^2}) - 6 + \right.$$

$$\left. + k_3 \sin[\operatorname{arctg}(\operatorname{tg}\chi_{1/2}\sqrt{1-M_\infty^2})] \right\}.$$

Коэффициенты k_n $(n = 1,2,3)$ являются в общем случае функциями сужения оперения $\eta_{оп}$ и отношения $\bar{z}_{вш} = z_{вш}/s_m$ (где $z_{вш}$ — расстояние от оси корпуса до концевой кромки руля). При этом коэффициент k_1 слабо зависит от сужения, поэтому практически его можно выразить как функцию величины $\bar{z}_{вш}$:

$$k_1 \approx \bar{z}_{вш}(2 - \sqrt{\bar{z}_{вш}}).$$

Для расчета коэффициента k_2 можно использовать зависимость

$$k_2 = a(1 - \overline{z}_{\text{вш}}),$$

где a равно −0,017; −0,007 и 0,015 для $\eta_{\text{оп}}$, равного 1, 2 и ∞ соответственно. Наконец, для k_3 справедливо соотношение

$$k_3 = b'(1 - \overline{z}^{\frac{5}{4}}_{\text{вш}}),$$

где b' равно 0,088; 0,112 и 0,129 для $\eta_{\text{оп}}$, равного 1; 2 и ∞ соответственно.

При определении коэффициентов k_2, k_3 для промежуточных значений $\eta_{\text{оп}}$ можно применить линейную интерполяцию. Для случаев, когда корневая хорда руля не совпадает с корневой хордой оперения, значение f' равно разности между соответствующими значениями f двух рулей, размахи которых $2z_{\text{вш}}$ и $2z_{\text{вн}}$ равны соответственно расстояниям между внешними (концевыми) и внутренними (корневыми) хордами ОУ.

Рассмотрим метод расчета эффективности руля, позволяющий полнее учесть влияние на нее интерференции между корпусом, а также несущей и рулевой поверхностями. Этот расчет основан на применении формулы (3.4.3), в которой коэффициент n следует вычислять в соответствии с зависимостью

$$n = n_1 n_2. \tag{3.4.8}$$

В формуле (3.4.8) величина n_1, определяемая с помощью соотношений (3.4.4) и (3.4.5), характеризует изменение эффективности рулей в зависимости от их относительного размаха, а также сужения оперения, на котором они расположены. При этом если руль занимает внешнюю часть кромки, то коэффициент n_1 рассчитывают непосредственно по указанным соотношениям. Для внутреннего руля

$$n_1 = n_{1\text{пп}} - n_{1\text{вш}}.$$

Для руля, внутренняя кромка которого достигает корневой хорды оперения, коэффициент $n_{1\text{пп}} = 1$, следовательно,

$$n_1 = 1 - n'_{1\text{вш}}.$$

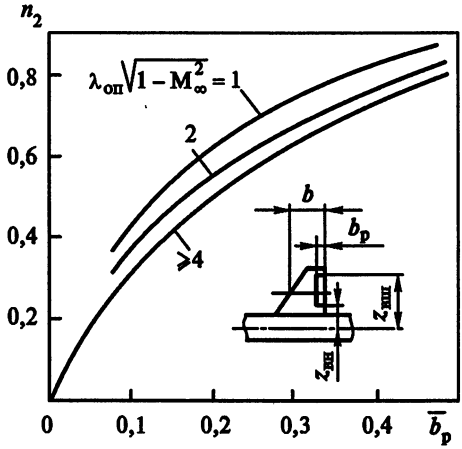


Рис. 3.4.4. Кривые для вычисления коэффициента n_2, используемого при расчете аэродинамических производных

Значение $n'_{1вш}$ находят из (3.4.4) и (3.4.5) по соответствующим значениям s_i, r_m (s_i — расстояние до внешней кромки руля, см. рис. 3.4.1).

Если внутренняя кромка руля не достигает корневой хорды, т. е. часть оперения вблизи этой хорды не занята рулевой поверхностью, то

$$n_1 = n''_{1вш} - n'_{1вш}, \qquad (3.4.8а)$$

где $n''_{1вш}$ — коэффициент, вычисляемый по относительному расстоянию $\overline{s}_i = s_i/s_m$ до внутренней кромки руля с помощью тех же зависимостей (3.4.4) и (3.4.5).

Коэффициент n_2 в (3.4.8) зависит от относительной хорды руля $\overline{b}_р = b_р/b$ и определяется по графику, приведенному на рис. 3.4.4. Если хорда по размаху руля и крыла переменная, то значение $b_р$ выбирают для среднего сечения руля, а b принимают равной хорде оперения в этом сечении.

В случае прямоугольного оперения, на котором расположены ОУ такой же формы, их эффективность определяют по формуле

$$c_{yр}^{\delta_в} = (k_{оп} + k_т)k_1 k_щ m_1,$$

где m_1 — коэффициент, определяемый по результатам систематических расчетов, приведенным на рис. 3.4.5 и характеризующим эффективность ОУ в зависимости от относительной

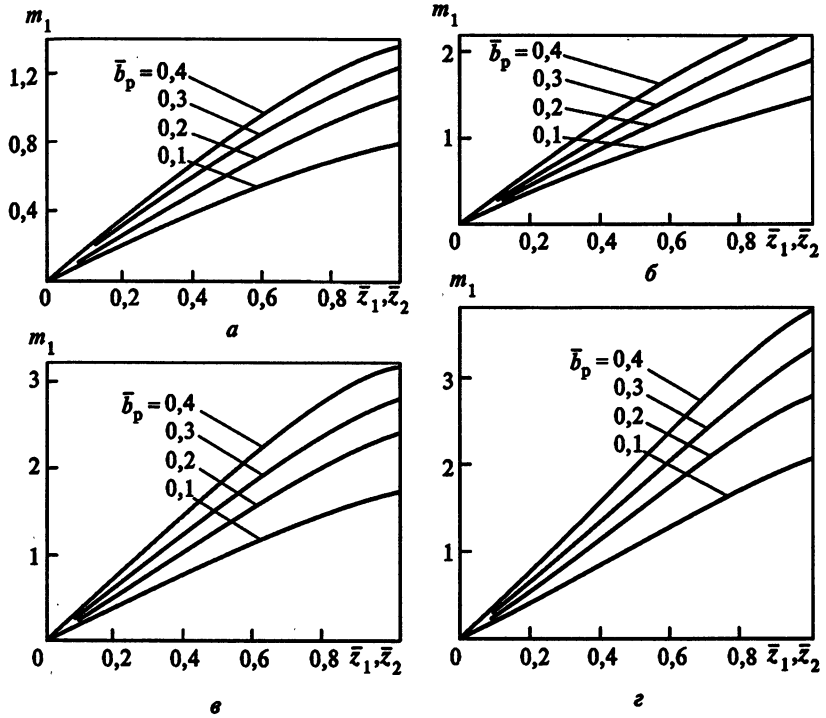


Рис. 3.4.5. Графики для вычисления коэффициента m_1 при $\lambda_{оп}$, равном 1 (*а*); 2,5 (*б*); 5 (*в*) и 10 (*г*) (дозвуковые скорости)

хорды руля $\bar{b}_р = b_р/b$, безразмерных расстояний до его внутренней и внешней кромок (соответственно $\bar{z}_1 = (z_{вн} - r)/(s_m - r)$ и $\bar{z}_2 = (z_{вш} - r)/(s_m - r)$), а также удлинения изолированного оперения $\lambda_{оп} = 2(s_m - r)/b$. Коэффициент m_1 рассчитывают по формуле

$$m_1(\bar{z}_1, \bar{z}_2) = m_1(0, \bar{z}_2) - m_1(\bar{z}_1, 0),$$

где значения $m_1(0, \bar{z}_2)$ и $m_1(\bar{z}_1, 0)$ находят соответственно по параметрам $\bar{z}_1$ и $\bar{z}_2$ из графиков, приведенных на рис. 3.4.5. Эти параметры для комбинации корпус — оперение изменяются в пределах от 0 до 1.

При сверхзвуковой скорости эффективность руля, занимающего значительную часть задней кромки, можно определить

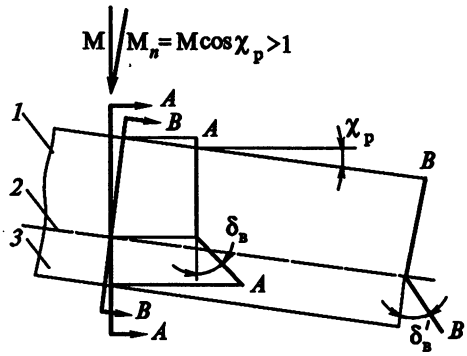


Рис. 3.4.6. Схема стреловидного ОУ большого удлинения:
1 – оперение; *2* – ось вращения; *3* – руль

с использованием элементарной теории стреловидности. Предположим, что ось вращения руля (рис. 3.4.6), совпадающая с его передней стреловидной кромкой, является сверхзвуковой. Тогда нормальная сила, развиваемая ОУ при отклонении на угол $\delta'_в$, измеренный в направлении нормали к оси вращения (параллельной кромке), будет находиться в соответствии с линеаризованным решением для тонкого прямоугольного оперения по формуле

$$Y_р = Y_{р0}[\cos^2\chi_p(M^2-1)/(M^2\cos^2\chi_p - 1)]^{1/2}. \qquad (3.4.9)$$

Здесь $Y_{р0} = c^\alpha_{ур0}\delta_в q_\infty S_р$ — нормальная сила для нестреловидного руля, рассчитываемая по его площади $S_р$; $c^\alpha_{ур0} = 4(M^2-1)^{-1/2}$ — производная коэффициента нормальной силы по углу атаки; $\delta_в = \delta'_в\cos\chi_р$ — угол отклонения руля в направлении набегающего потока; M — число Маха, определяемое с учетом торможения потока перед оперением.

Коэффициент нормальной силы, отнесенный к площади консолей рулей,

$$c_{ур} = \frac{Y_р}{q_\infty S_р} = \frac{c^\alpha_{ур0}\delta'_в\cos^2\chi_р k_1\sqrt{M^2-1}}{\sqrt{M^2\cos^2\chi_р - 1}}.$$

Влияние на этот коэффициент интерференции с корпусом, а также щелей можно учесть путем введения соответствующих

поправочных множителей $k_{\text{р}}+k_{\text{т(р)}}$ и $k_{\text{щ}}$, причем коэффициенты $k_{\text{р}}$ и $k_{\text{т(р)}}$ вычисляют для руля по таким же геометрическим параметрам, как и для оперения.

Учитывая это, найдем производную коэффициента нормальной силы, определяемой выражением (3.4.9):

$$c_{y\text{р}}^{\delta'_{\text{в}}} = \frac{Y_{\text{р}}}{q_\infty S_{\text{р}} \delta'_{\text{в}}} = \frac{c_{y\text{р}0}^{\alpha} \cos^2 \chi_{\text{р}} (k_{\text{р}} + k_{\text{т(р)}}) k_1 k_{\text{щ}} \sqrt{\text{M}^2 - 1}}{\sqrt{\text{M}^2 \cos^2 \chi_{\text{р}} - 1}}. \tag{3.4.10}$$

Из формулы (3.4.10), применимой для $\text{M} \cos \chi_{\text{р}} > 1$, следует, что стреловидность приводит к увеличению эффективности руля по нормальной силе. Если $\text{M} \cos \chi_{\text{р}} \to 1$, то формула (3.4.10) неприменима. В этом случае ось вращения руля становится «звуковой» и даже «дозвуковой», при этом образуется скачок уплотнения, отсоединенный от руля. Такого явления можно избежать, если ось вращения руля будет оставаться под меньшим углом $\chi_{\text{р}}$, при котором она сохраняется «сверхзвуковой».

3.4.3. Момент крена от элеронов

В случаях, когда элероны размещаются вблизи боковой кромки несущей консоли, влияние интерференции пренебрежимо мало и поперечную эффективность можно определять так же, как для изолированных ОУ. В случае дозвуковых скоростей эту эффективность для элеронов с постоянной по размаху хордой, размещенных на оперении, вычисляют по приближенной формуле

$$m_x^{\delta_{\text{э}}} \approx \frac{M_x}{q_\infty S_{\text{оп(к)}} l_{\text{оп}} \delta_{\text{э}}} = \\ = -0,5 K_{\psi r_m = 0} c_{y\text{оп}}^{\alpha} \overline{z}_{\text{д}} k_{\text{щ}} k_1 \cos \chi_{\text{э}} n_2 n_3, \tag{3.4.11}$$

где $K_{\psi r_m = 0}$ — коэффициент, определяемый из графиков (см. рис. 3.2.13) для $r_m = 0$; $\overline{z}_{\text{д}} = z_{\text{д}}/s_m = r_m + (1 - r_m)\overline{z}_{\text{д}\varphi\text{оп(т)}}$ — относительная координата центра давления, определяемая по величине $\overline{z}_{\text{д}\varphi\text{оп(т)}}$, которую, в свою очередь, находят из

табл. 3.2.2 для отношения $r_m = r/s_m$; n_2 — коэффициент, значения которого находят из рис. 3.4.4 в зависимости от относительной хорды элерона $\overline{b}_э = b_э/b$ (b — хорда оперения, проходящая через середину элерона). Производную коэффициента нормальной силы $c^{\alpha}_{yоп}$, а также параметр $K_{\psi r_m=0}$ вычисляют для изолированного оперения с подфюзеляжной частью.

Параметр n_3 в выражении (3.4.11) учитывает влияние на эффективность элеронов их относительного размаха. Его значение зависит от относительных координат внутреннего $z_{вн}$ и внешнего $z_{вш}$ концов элеронов $\overline{z}_{вн} = z_{вн}/s_m$; $\overline{z}_{вш} = z_{вш}/s_m$ (см. рис. 3.4.4) и определяется в виде разности:

$$n_3 = n_{3z_{вн}} - n_{3z_{вш}}. \qquad (3.4.12)$$

Расчеты показывают, что параметр n_3 слабо зависит от сужения консоли и практически влияние сужения можно не учитывать.

Значения $n_{3z_{вн}}$ и $n_{3z_{вш}}$ находят по приближенной зависимости

$$n_{3z_{вн}(z_{вш})} = 1 - \overline{z}^{1,35}_{вн(вш)}.$$

В соответствии с этим (3.4.12) принимает вид

$$n_3 = \overline{z}^{1,35}_{вш} - \overline{z}^{1,35}_{вн}.$$

Эффективность расположенных на прямоугольных оперениях элеронов можно приближенно определить с помощью графиков (рис. 3.4.7), которые построены по результатам расчетов коэффициента $m_э$,* определяющего производную $m_x^{\delta_э}$:

$$m_x^{\delta_э} = K_{\psi r_m=0} k_щ k_1 m_э.$$

В соответствии с этими графиками коэффициент $m_э$ находят как разность:

$$m_э(\overline{z}_{вн}, \overline{z}_{вш}) = m_э(0, \overline{z}_{вш}) - m_э(\overline{z}_{вн}, 0),$$

где $\overline{z}_{вн}$, $\overline{z}_{вш}$ — безразмерные расстояния от оси корпуса соответственно до внутренней и внешней кромок, значения которых удовлетворяют неравенству $r_m < \overline{z}_{вн} < \overline{z}_{вш}$.

---

* См. кн.: Белоцерковский С.М., Скрипач Б.К., Табачников В.Г. Крыло в нестационарном потоке газа. – М.: Наука, 1971.

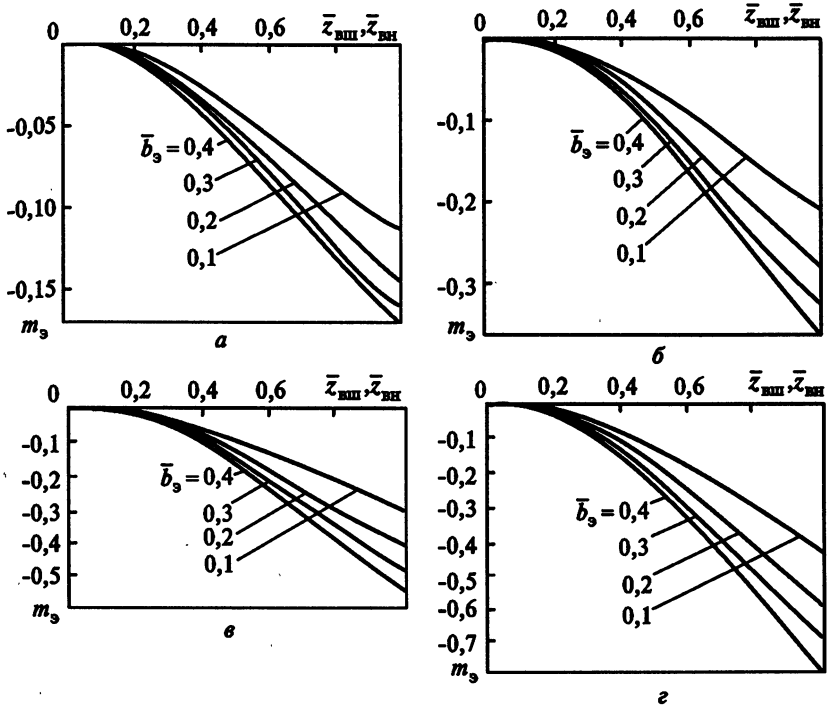


Рис. 3.4.7. Графики, используемые при вычислении коэффициента $m_э$ для определения эффективности элеронов при $\lambda_{оп}$, равном 1 (*а*); 2,5 (*б*); 5 (*в*) и 10 (*г*)

Кроме этих величин для нахождения $m_э$ необходимо знать удлинение оперения с учетом подфюзеляжной части ($\lambda_{оп} = 2s_m/b$) и относительную хорду элерона $\bar{b}_э = b_э/b$. Для промежуточных значений $\lambda_{оп}$ и $\bar{b}_э$, не указанных на рис. 3.4.7, значение $m_э$ необходимо определять с помощью интерполяции.

При сверхзвуковой скорости поперечная эффективность элеронов, согласно данным линеаризованной теории обтекания,

$$m_x^{\delta_э} = -0,25\lambda_э \cos\chi_э \cdot k_1 \bar{s}_э^{-2}(\lambda_1 \bar{z}_{вн} + \lambda_2 \bar{s}_э)\varepsilon. \qquad (3.4.13)$$

Здесь $\lambda_э = s_э/b_э$ — удлинение одного элерона; λ_1, λ_2 — коэффициенты, определяемые в функции параметров $\lambda_э \operatorname{tg}\chi_э$ и $\lambda_э\sqrt{M_\infty^2 k_1 - 1}$ по графикам (рис. 3.4.8), построенным для элеронов с постоянной хордой по размаху; $\bar{s}_э = s_э/s_m$ — относи-

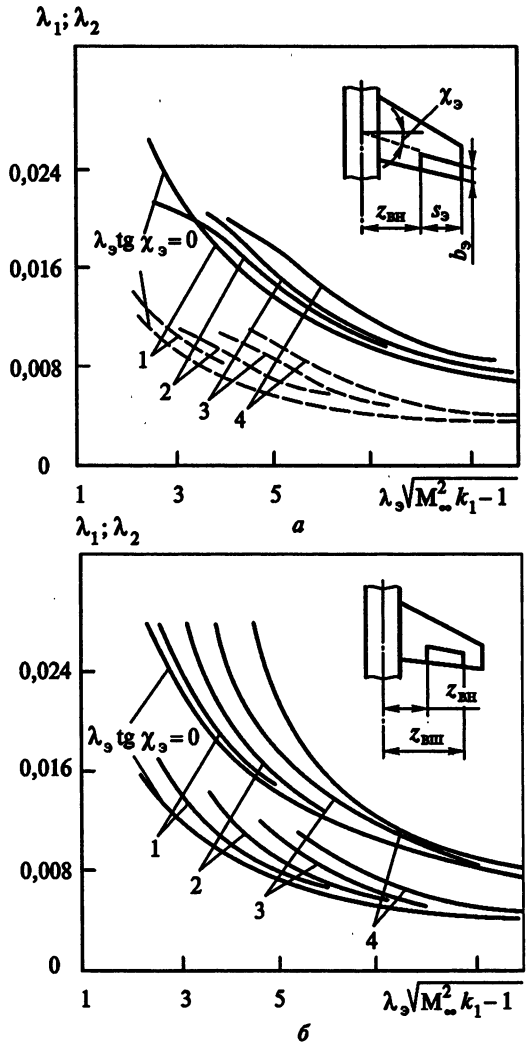


Рис. 3.4.8. Изменение коэффициентов λ_1 (сплошные линии), λ_2 (штриховые линии), определяющих значение момента крена, обусловленного отклонением элеронов

тельный размах; ε – коэффициент, учитывающий влияние на эффективность руля его толщины и пограничного слоя (см. (3.4.6)). При этом графики, изображенные на рис. 3.4.8, *а*, относятся к случаю, когда элерон занимает часть задней кромки и находится на конце консоли, а графики, представленные на

рис. 3.4.8, *б*, дают значения λ_1, λ_2 для элеронов, внешние кромки которых удалены от концов оперения, причем линия Маха, выходящая из начала внешней кромки элерона, не пересекает боковую кромку консоли.

Соотношения (3.4.11) и (3.4.13) можно использовать для расчета эффективности элеронов, имеющих переменную по размаху хорду $b_э$. В этом случае поверхность элерона разбивают на несколько участков, для каждого из которых хорду принимают постоянной. При этом условии рассчитывают местные значения $m_x^{\delta_э}$, суммируя которые находят полный коэффициент поперечной эффективности.

Если элероны располагаются на горизонтальных или вертикальных консолях крестообразного крыла или оперения (плюсо- или иксообразная схема), то поперечная эффективность

$$m_{x(+,\times)}^{\delta_э} = \chi m_x^{\delta_э},$$

где χ — коэффициент, учитывающий уменьшение момента крена, обусловленное интерференцией консолей оперения при отклонении элеронов, $\chi = 1 - e^{-4{,}5(z_{вн}/z_{вш})}$; $m_x^{\delta_э}$ — производная, определяемая по формуле (3.4.11) или (3.4.13).

Элероны могут располагаться на всех четырех консолях крестообразного оперения. Тогда производная коэффициента момента крена

$$m_{x(+,\times)}^{\delta_э} = 2\chi m_x^{\delta_э}.$$

При определении эффективности элеронов, располагающихся на концах оперения (концевые элероны), в случае дозвуковых скоростей можно использовать формулу (3.4.11), в которой следует принять $n_2 = 1$. Для $M_\infty > 1$ полностью применима формула (3.4.13).

3.5. Нелинейные эффекты при обтекании рулей

Снижение эффективности рулей и нарушение линейной зависимости их аэродинамических характеристик от угла отклонения обусловлены образованием щелей между ОУ и корпусом. Такое явление возникает при достаточно больших щелях, размеры которых возрастают по мере отклонения рулей.

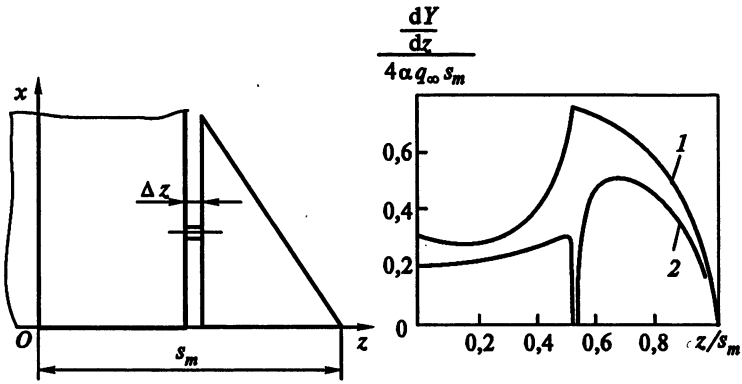


Рис. 3.5.1. Влияние щелей на распределение нормальной силы по крылу с рулевым устройством:
1 – при отсутствии щелей; *2* – при наличии щели с относительной шириной $\Delta z/s_m = 0{,}0025$

Снижение их несущей способности и нарушение линейности обусловлено резким падением перепада давления у корневой хорды из-за наличия щели шириной Δz (рис. 3.5.1). Аналогичный эффект перераспределения давления наблюдается на части рулевой поверхности вблизи оси ее вращения у задней кромки оперения.

Повысить эффективность ОУ и восстановить линейность можно путем уменьшения в конструкции ЛА размеров щелей и одновременно снижением допустимых углов отклонения рулей. При этом в реальных условиях вязкого обтекания пограничный слой как бы перекрывает малые щели, что приводит к уменьшению их отрицательного воздействия на рули.

Влияние щелей, образующихся в производственных и эксплуатационных условиях, на изменение эффективности рулей можно учесть путем введения поправочного множителя $k_{\text{щ}}$ в полученные выше выражения для аэродинамических характеристик ОУ. При дозвуковых скоростях ($M_\infty < M_{\infty\text{оп}}$) ориентировочно можно принять $k_{\text{щ}} = 0,8 \ldots 0,85$, а при повышенных числах Маха ($M_\infty > 1,4$) множитель $k_{\text{щ}} = 0,9 \ldots 0,95$.

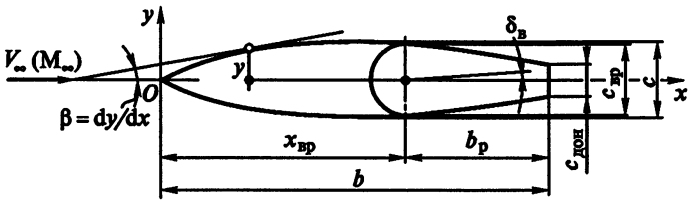


Рис. 3.5.2. Схема ОУ для оценки влияния толщины на его эффективность

Для оценки влияния больших углов атаки (или углов поворота рулей) на аэродинамические характеристики ОУ применяют теорию скачков уплотнения и течений разрежения. Нелинейный эффект, обусловленный таким влиянием, можно сравнительно просто учесть, используя предложенную Буземаном теорию приближения второго порядка, которая также применима для оценки влияния толщины ОУ, расположенного на задней кромке несущей консоли (рис. 3.5.2).

В соответствии с этой теорией коэффициенты давления на профиле

$$\overline{p}_в = 2c_1(y'_в - \delta_в) + 2c_2(y'_в - \delta_в)^2;$$
$$\overline{p}_н = 2c_1(-y'_н + \delta_в) + 2c_2(-y'_н + \delta_в)^2,$$

где $c_1 = (M^2 - 1)^{-1/2}$; $y'_в = (dy/dx)_в$; $y'_н = (dy/dx)_н$ — производные от координат точек профиля соответственно на верхней и нижней сторонах профиля; $c_2 = 0,25(M^2 - 1)^{-2}[(M^2 - -1)^2 + kM^4]$.

Коэффициент нормальной силы руля единичной ширины, отнесенный к его хорде,

$$c_{yр} = \frac{Y_р}{q(b - x_{вр})} = \frac{1}{b - x_{вр}} \int_{x_{вр}}^{b} (\overline{p}_н - \overline{p}_в)\,dx,$$

где $x_{вр}$ — расстояние от передней кромки до оси вращения руля.

Обычно применяются симметричные профили, для которых $y'_в = -y'_н$. Поэтому

$$c_{y\text{р}} = 4c_1\delta_\text{в} - 4c_2\delta_\text{в}(c_\text{вр} - c_\text{дон})/(b - x_\text{вр}),$$

где $c_\text{вр}$, $c_\text{дон}$ — толщины руля (см. рис. 3.5.2). Здесь первый член в правой части уравнения определяет коэффициент нормальной силы $c'_{y\text{р}}$ руля нулевой толщины ($c = 0$), второй — поправку на влияние толщины.

Таким образом, хотя линейный эффект по углу поворота сохраняется, происходит отклонение от линейной теории из-за влияния толщины. Уменьшение нормальной силы руля определяется отношением

$$c_{y\text{р}}/c'_{y\text{р}} = 1 - (c_2/c_1)(c_\text{вр} - c_\text{дон})/(b - x_\text{вр}).$$

Если задняя кромка руля не затуплена, то в этой формуле следует принять $c_\text{дон} = 0$. Отношение $c_{y\text{р}}/c'_{y\text{р}} = \varepsilon$ можно ввести в выражение (3.4.10) в качестве поправочного множителя, учитывающего влияние толщины:

$$c^{\delta'_\text{р}}_{y\text{р}} = \frac{c^\alpha_{y\text{р}0}\cos^2\chi_\text{р}(k_\text{р} + k_{\text{т(р)}})k_1k_\text{щ}\varepsilon\sqrt{\text{M}^2_\infty - 1}}{\sqrt{\text{M}^2\cos^2\chi_\text{р} - 1}}, \qquad (3.5.1)$$

где, согласно экспериментальным данным,

$$\varepsilon = 1 - [4(c_2/c_1)\overline{c} + 0,15](1 - \overline{b}_\text{р}). \qquad (3.5.2)$$

Как видно, значение ε определяется безразмерными геометрическими параметрами $\overline{c} = (c - c_\text{дон})/b$ и $\overline{b}_\text{р} = b_\text{р}/b$ (см. рис. 3.5.2).

Зависимость (3.5.2) учитывает уменьшение производной коэффициента нормальной силы не только из-за влияния толщины профиля оперения, но и вследствие воздействия пограничного слоя на руле.

В (3.5.2) можно выделить составляющие коэффициента ε, которые характеризуют влияние толщин пограничного слоя, а также руля. Для этого представим $\varepsilon = \varepsilon_f - \varepsilon_c$, где, согласно (3.5.2), $\varepsilon_f = 1 - 0,15(1 - \overline{b}_p)$ — фактор влияния пограничного слоя, а $\varepsilon_\text{с} = 4(c_2/c_1)\overline{c}(1 - \overline{b}_\text{р})$ — параметр, определяющий влияние на эффективность руля его толщины.

3.6. Расчет шарнирного момента рулей

3.6.1. Полностью подвижные и концевые органы управления

Рассмотрим расчет шарнирного момента $M_{ш}$ на примере ОУ, представляющего собой полностью подвижные крылья или оперение (рис. 3.6.1). Коэффициент этого момента для ЛА с несущими поверхностями, установленными под нулевым углом к оси корпуса, определяется соотношением

$$m_{ш} = M_{ш}/(q_{\infty} S_{оп} b_A) = m_{ш}^{\alpha}\alpha + m_{ш}^{\delta_в}\delta_в,$$

в котором производные

$$m_{ш}^{\alpha} = -\frac{Y_\alpha h_\alpha}{q_{\infty} S_{оп} b_A \alpha} = -c_{yоп}^{\alpha} K_{оп} k_2 \frac{h_\alpha}{b_A}; \qquad (3.6.1)$$

$$m_{ш}^{\delta_в} = -\frac{Y_\delta h_\delta}{q_{\infty} S_{оп} b_A \delta_в'} = -c_{yоп}^{\delta_в} k_{оп} k_1 k_{щ} \cos\chi_р \frac{h_\delta}{b_A}. \qquad (3.6.2)$$

Здесь Y_α, Y_δ — нормальные силы, соответствующие углам α и $\delta_в$; отклонения рулей h_α, h_δ — расстояния от оси вращения до центра давления соответственно для углов α и $\delta_в$ (см. рис. 3.6.1):

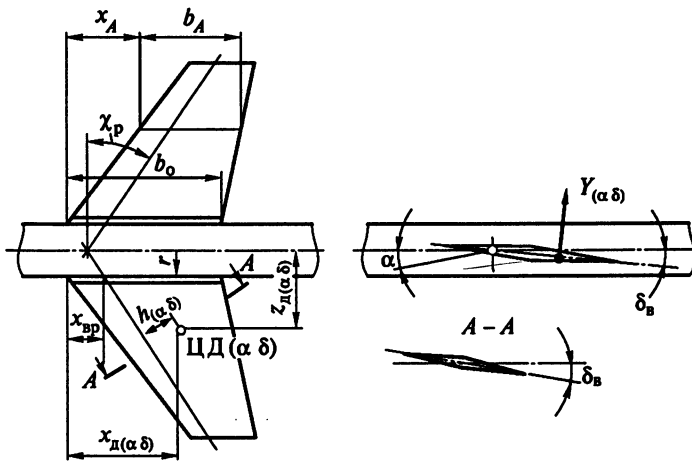


Рис. 3.6.1. Схема для расчета шарнирного момента полностью подвижного оперения

$$h_\alpha = (1/\cos\chi_р)[x_{да} - x_{вр} - (z_{да} - r)\operatorname{tg}\chi_р]; \quad (3.6.3)$$

$$h_\delta = (1/\cos\chi_р)[x_{д\delta} - x_{вр} - (z_{д\delta} - r)\operatorname{tg}\chi_р]; \quad (3.6.4)$$

$x_{да}$, $z_{да}$, $x_{д\delta}$, $z_{д\delta}$, $x_{вр}$ — координаты центров давления консоли оперения при отклонении соответственно на углы α и $\delta_в$, а также оси ее вращения.

При вычислении продольной координаты центра давления руля в случае $\alpha \neq 0$, $\delta_в = 0$ необходимо учесть ее изменение вследствие влияния толщины, что можно сделать с помощью теории второго приближения Буземана. Для симметричного профиля смещение центра давления

$$\Delta\bar{x}_д = \Delta x_д/b_A = -m_z/c_y, \quad (3.6.5)$$

где коэффициенты продольного момента относительно середины хорды и нормальной силы для профиля, образованного дугами окружности, соответственно равны

$$m_z = -\frac{8}{3}c_2\alpha\bar{c}; \quad c_y = 4c_1\alpha. \quad (3.6.6)$$

Коэффициент момента (3.6.6) определяется безразмерным геометрическим параметром $\bar{c} = c/b_A$, равным отношению максимальной толщины профиля к средней аэродинамической хорде.

С учетом (3.6.5) расстояние до центра давления от передней точки корневой хорды

$$x_{да} = b_0(c_{да оп(т)} - \Delta\bar{x}_д\bar{b}_A),$$

где $\bar{b}_A = b_A/b_0$ — отношение средней аэродинамической хорды к корневой хорде; $c_{да оп(т)} = x_{да оп(т)}/b_0$ — относительная координата центра давления консоли, определяемая из табл. 3.2.1 по значению $r_m = r/s_m$. Из табл. 3.2.1 находят безразмерную величину $\bar{z}_{да оп(т)}$, определяющую значение $z_{да} - r = \bar{z}_{да оп(т)}(s_m - r)$.

Координаты центра давления можно рассчитать более точно, если учесть влияние сжимаемости (как при сверхзвуковых, так и при дозвуковых скоростях), а также формы консоли рулевой поверхности. Для этого следует воспользоваться

зависимостями

$$x_{д\alpha} = x_{д\,из} - (1 - 1/K_{оп}) f \operatorname{tg} \chi_{1/2}; \qquad (3.6.7)$$

$$z_{д\alpha} - r = z_{д\,из} - r - (1 - 1/K_{оп}) f. \qquad (3.6.8)$$

В (3.6.7) продольную координату центра давления изолированного оперения находят по формуле

$$x_{д\,из} = x_{А} + b_{А} \overline{x}_{д},$$

где $x_{А}$ — расстояние от передней точки корневой хорды до начала средней аэродинамической хорды; $\overline{x}_{д} = x_{д}/b_{А}$ — безразмерная координата, представляющая собой расстояние от начала средней аэродинамической хорды до центра давления консоли.

Поперечную координату $z_{д\,из}$ (3.6.8) находят из выражения

$$z_{д\,из} - r = [(s_m - r)/12](5\eta_{оп} + 7)/(\eta_{оп} + 1).$$

Параметр f в (3.6.8), характеризующий смещение центра давления, обусловленное интерференцией между консолями оперения и корпусом, определяется соотношением

$$f \approx 0,05(s_m - r)(0,6 + 0,4r_m - r_m^2).$$

Исследования показывают, что координаты центра давления $x_{д\delta}$, $z_{д\delta}$ по углу отклонения руля можно выбрать такими, как для изолированной консоли, т. е.

$$x_{д\delta} = x_{д\,из}; \quad z_{д\delta} = z_{д\,из}.$$

Соотношения (3.6.1) и (3.6.2) для производных коэффициентов шарнирных моментов можно использовать как для сверхзвуковых, так и для дозвуковых скоростей. При таких скоростях вычисляют соответствующие производные $c^{\alpha}_{y оп}$ для изолированных оперений. При $M_{\infty} < 1$ приближенные значения координат центра давления можно находить с помощью таблиц или теоретических соотношений без учета влияния толщины профиля.

Более точные исследования показывают, что в случае околозвуковых скоростей ($M_{\infty} = 0,8 \ldots 0,9$) у профиля конечной толщины наблюдается резкое смещение центра давления, что

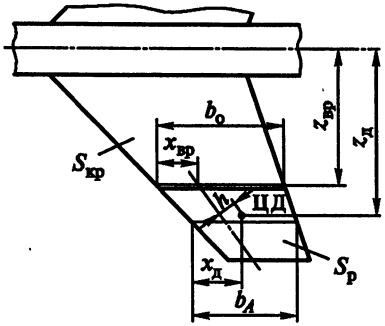


Рис. 3.6.2. Схема для расчета шарнирного момента концевого руля

обусловлено возникновением волнового кризиса на рулевой поверхности. При таких скоростях влияние толщины профиля на шарнирный момент нужно тщательно изучать экспериментальным путем.

Следует отметить, что соотношение (3.6.1) представлено для ЛА, выполненных по схеме «утка» или с поворотными оперениями.

При вычислении шарнирного момента концевых рулей (рис. 3.6.2) исходят из предположения, что создаваемую ими нормальную силу определяют как часть ее полной величины для всей несущей поверхности (пилона), пропорциональную отношению площадей руля и пилона $S_р/S_{оп}$. В соответствии с этим производные коэффициентов шарнирных моментов

$$m_{щ}^{\alpha} = -\frac{Y_\alpha h_\alpha}{q_\infty S_р b_A \alpha};$$

$$m_{ш}^{\delta_в} = -\frac{Y_\delta h_\delta}{q_\infty S_р b_A \delta_в}$$

определяются выражениями, аналогичными (3.6.1), (3.6.2). При этом, учитывая слабое влияние интерференции между концевым рулем и корпусом, координаты его центра давления можно находить для изолированного оперения при условии, что $h_\alpha = h_\delta$. Вычисляют их с помощью формул (3.6.3) и (3.6.4) с заменой r на $z_{вр}$; другие геометрические размеры выбирают такими, как на рис. 3.6.2.

3.6.2. Органы управления, расположенные вдоль задней кромки несущей поверхности

При дозвуковых скоростях зависимость для производной по углу атаки коэффициента шарнирного момента, действующего на неотклоненный руль при установившемся движении

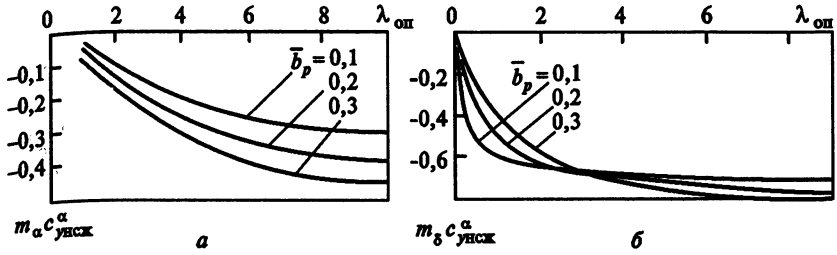


Рис. 3.6.3. Графики для определения коэффициентов m_α (*а*) и m_δ (*б*)

комбинации корпус — прямоугольное оперение, можно представить в виде

$$m^\alpha_ш = M_ш/(q_\infty S_р b_р) = m_\alpha K_{оп} n_1 k_{щ} c^\alpha_{уоп} \cos\chi_р, \qquad (3.6.9)$$

где m_α — коэффициент, определяемый по графикам, приведенным на рис. 3.6.3, *а*; n_1 — параметр, определяющий изменение шарнирного момента рулей в зависимости от их относительного размаха и сужения оперения.

В соответствии с графиками, приведенными на рис. 3.6.3, *а*, $m_\alpha = (m_\alpha c^\alpha_{унсж})/c^\alpha_{унсж}$, где $c^\alpha_{унсж}$ — производная по углу атаки коэффициента нормальной силы для прямоугольного оперения с хордой b_A в несжимаемом потоке ($M_\infty = 0$). Для нахождения m_α по рис. 3.6.3 нужно знать относительную хорду руля $\bar{b}_р = b_р/b_A$. Если эта хорда переменная по размаху, то в качестве $b_р$ необходимо брать среднюю хорду.

Для производной по углу отклонения руля коэффициента шарнирного момента можно записать следующее соотношение:

$$m^{\delta_р}_ш = m_\delta k_{оп} n_1 k_{щ} c^\alpha_{уоп} \cos\chi_р,$$

где m_δ — коэффициент, определяемый по графикам, приведенным на рис. 3.6.3, *б*; $c^\alpha_{уоп}$ — производная, определяемая с учетом сжимаемости так же, как и соответствующая величина в формуле (3.6.9). В соответствии с графиками, приведенными на рис. 3.6.3, *б*, $m_\delta = (m_\delta c^\alpha_{унсж})/c^\alpha_{унсж}$, где произведение $m_\delta c^\alpha_{унсж}$ определяют по заданным значениям относительной хорды руля $\bar{b}_р$ и удлинения оперения $\lambda_{оп}$. В отличие от коэффициента m_α, характеризующего шарнирный момент при

неотклоненном руле, величина m_δ, определяющая этот момент при $\delta_в \neq 0$, в значительно меньшей степени зависит от изменения относительной хорды руля.

В случае сверхзвуковых скоростей составляющую шарнирного момента по углу атаки можно найти, исходя из предположения, что $Y_{р\alpha}/Y_{оп} = S_р/S_{оп}$. В соответствии с этим шарнирный момент

$$M_{ш\alpha} = Y_{р\alpha} h_\alpha = -Y_{оп} h_\alpha S_р / S_{оп}. \qquad (3.6.10)$$

В действительности шарнирный момент оказывается несколько меньше величины, определяемой по (3.6.10), так как в реальных условиях нормальная сила распределяется неравномерно, убывая вблизи задней кромки. Это можно учесть с помощью поправочного коэффициента Δm. Как показывают исследования, $\Delta m \approx 0,8 \ldots 0,9$.

Используя (3.6.10), можно найти производную коэффициента шарнирного момента. Вводя коэффициент интерференции $K_{оп}$ и поправочный множитель ε вида (3.5.2), получаем

$$m^\alpha_ш = M_{ш\alpha}/(q_\infty S_р b_р \alpha) = -c^\alpha_{yоп} K_{оп} \varepsilon k_1 \Delta m h_\alpha / b_р, \qquad (3.6.11)$$

где h_α — расстояние от оси вращения руля до его центра давления, который в приближенных расчетах можно рассматривать совпадающим с центром тяжести площади руля (или серединой средней аэродинамической хорды).

Производную коэффициента шарнирного момента по углу отклонения руля можно определить с помощью формулы (3.5.1) для производной коэффициента нормальной силы. Учитывая эту формулу, находим

$$m^{\delta'_в}_ш = \frac{M_{ш\alpha}}{q_\infty S_р b_р \delta'_в} =$$

$$= -c^\alpha_{yр0} \cos^2 \chi_р k_{оп} k_1 k_ш \frac{\sqrt{M^2 - 1}}{\sqrt{M^2 \cos^2 \chi_р - 1}} \frac{h_\delta}{b_р},$$

где для расстояния h_δ принимают те же допущения, что и для h_α в (3.6.11).

3.7. Аэродинамическое сопротивление рулей

Зависимости для определения аэродинамического сопротивления ЛА в виде комбинации корпус — оперение должны учитывать влияние на сопротивление интерференции между отдельными элементами аппарата. Полную силу сопротивления X_a при наличии подъемной силы ($c_{y_a} \neq 0$) можно представить в виде суммы сопротивления X_0 при нулевой подъемной силе, основной силы индуктивного сопротивления X_i, создаваемой корпусом и оперением, а также составляющей ΔX, включающей неучтенные аэродинамические силы, появляющиеся вместе с подъемной силой, т. е. $X_a = X_0 + X_i + \Delta X$. Соответствующий коэффициент полного сопротивления, отнесенный к характерной площади S,

$$c_{x_a} = X_a/(q_\infty S) = c_{x0} + c_{xi} + \Delta c_x.$$

3.7.1. Сопротивление при отсутствии подъемной силы

Коэффициент аэродинамического сопротивления при отсутствии подъемной силы

$$c_{x_0} = \Delta c_{x\text{т}} + \Delta c_{x\text{оп}}. \qquad (3.7.1)$$

Здесь

$$\Delta c_{x\text{т}} = \Delta c_{x\text{т(оп)}} + c_{x\text{т}};$$

$$\Delta c_{x\text{оп}} = c_{x\text{оп}} + \Delta c_{x\text{оп(т)}};$$

$c_{x\text{т}}$, $c_{x\text{оп}}$ — соответственно коэффициенты сопротивления изолированных корпуса и оперения; остальные компоненты в сумме дают поправку на интерференцию (индекс в скобке у каждой составляющей указывает элемент конструкции, интерференция с которым вызывает дополнительное сопротивление корпуса и оперения).

Основной частью сопротивления всей комбинации является сопротивление ее изолированных элементов

$$\Delta c_{x_0} = c_{x\text{т}} + c_{x\text{оп}}. \qquad (3.7.2)$$

Выделив из каждой составляющей сопротивление, вызванное разрежением за донным срезом (донное сопротивление), получим

$$\Delta c_{x_0} = c'_{x\text{т}} + c'_{x\text{оп}} + c_{x\text{т дон}} + c_{x\text{оп дон}}, \qquad (3.7.3)$$

где $c'_{x\text{т}}$, $c'_{x\text{оп}}$ — коэффициенты сопротивления давления и трения на корпусе и оперении; $c_{x\text{т дон}}$, $c_{x\text{оп дон}}$ — соответствующие составляющие коэффициента донного сопротивления.

Полное сопротивление корпуса определяют с учетом его формы, которая в общем случае может отличаться от тела вращения. Если это отличие невелико, то корпус рассматривают как тело вращения с распределением радиусов вдоль продольной оси в соответствии с зависимостью $r(x) = \sqrt{S(x)/\pi}$, где $S(x)$ — площадь поперечного сечения корпуса. У такого тела вращения подъемная сила и моментные характеристики, как показывают исследования, сохраняются такими же, как у корпуса. Различие в сопротивлении оказывается более существенным, поэтому его целесообразно учитывать. Отклонение формы корпуса от тела вращения может происходить из-за различных надстроек, например обтекателей, антенных устройств и др.

Аэродинамическое сопротивление корпуса зависит от расположения надстроек. Исследования показывают, что наименьшим будет сопротивление при среднем расположении надстроек. При их выносе вперед сопротивление возрастает из-за повышенного давления на носовую часть, а при заднем расположении — вследствие срыва потока и повышения донного разрежения. Сопротивление, обусловленное таким разрежением за донным срезом площадью $S_{\text{дон}}$ (рис. 3.7.1), характеризуется величиной коэффициента донного давления $\overline{p}_{\text{дон}} = (p_{\text{дон}} - p_\infty)/q_\infty$, поэтому коэффициент $c_{x\text{т дон}}$ (см. (3.7.3)), отнесенный к какой-либо характерной площади S, будет определяться выражением

$$c_{x\text{т дон}} = \frac{X_{\text{т дон}}}{q_\infty S} = \frac{-(p_{\text{дон}} - p_\infty)S_{\text{дон}}}{q_\infty S} = -\overline{p}_{\text{дон}}\frac{S_{\text{дон}}}{S}.$$

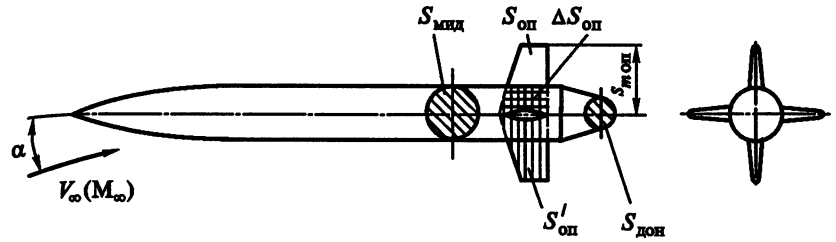


Рис. 3.7.1. Схема ЛА для расчета аэродинамического сопротивления

В практических случаях при вычислении сопротивления можно принять, что его составляющая, обусловленная трением, не зависит от интерференции. Тогда следует учитывать изменение только сопротивления давления на корпусе вследствие интерференции с несущими поверхностями. При этом если оперение расположено на цилиндрической части корпуса, то его сопротивление не изменяется. Если же оперение находится на сужающихся или расширяющихся участках корпуса, то влияние интерференции может оказаться существенным. Приближенно $\Delta c_{x\text{т(оп)}}$ можно определить, исходя из предположения, что корпус находится в поле давления изолированной консоли несущей или стабилизирующей поверхности, которое можно вычислить с использованием сверхзвуковой теории крыла.

При расчете *сопротивления изолированного оперения* его форму целесообразно рассматривать в виде консолей, выступающих над корпусом, и фиктивных участков несущей поверхности, расположенных внутри корпуса. У такого оперения сохраняются прежний размах, но увеличивается площадь $S'_{оп}$. Значение $c_{x оп}$, входящее в формулу (3.7.1), определяется как коэффициент сопротивления этого оперения с вычетом той его составляющей, которая приходится на фиктивный участок расположенного под корпусом оперения площадью $\Delta S_{оп}$, т. е.

$$c_{x оп} = c_{x оп\,из}(1 - \Delta S_{оп}/S'_{оп}), \qquad (3.7.4)$$

где $c_{x оп\,из}$ — коэффициент сопротивления пары консолей, рассчитанный для $S'_{оп}$ с учетом площади под корпусом.

Влияние интерференции на коэффициент сопротивления можно учесть, введя поправку в выражение (3.7.4):

$$c_{x\text{оп}} = c_{x\text{оп из}}(1 - k_{\text{и оп}}\Delta S_{\text{оп}}/S'_{\text{оп}}),$$

где $k_{\text{и оп}}$ — коэффициент интерференции, изменяющийся в широких пределах в зависимости от расположения оперения на корпусе и характера их сопряжения, а также формы и удлинения оперения.

При небольшой стреловидности и удлинении ($\lambda_{\text{к}} > 2$) консолей, плавно сопряженных с корпусом, величина $k_{\text{и оп}}$ мало отличается от единицы. В случае «отрицательной» интерференции, повышающей сопротивление, значение $k_{\text{и оп}} < 1$. Соответствующим выбором конструктивных элементов и их компоновкой можно в некоторых случаях уменьшить сопротивление. При такой «положительной» интерференции $k_{\text{и оп}} > 1$.

Относящаяся к корпусу сумма составляющих коэффициента $\Delta c_{x\text{т}}$, входящего в (3.7.1), при $c_{y_a} = 0$ определяется выражением

$$\Delta c_{x\text{т}} = (c'_{x\text{т}} + \Delta c'_{x\text{т(оп)}})(S_{\text{мид}}/S), \qquad (3.7.5)$$

где коэффициенты со штрихом рассчитывают по миделеву сечению корпуса, а $\Delta c_{x\text{т}}$ относится к характерной площади рассматриваемой комбинации корпус — оперение. Учитывая (3.7.5), находим соотношение для полного коэффициента сопротивления

$$c_{x_a} = (c'_{x\text{т}} + \Delta c'_{x\text{т(оп)}})(S_{\text{мид}}/S) + \\ + c_{x\text{оп из}}(1 - k_{\text{и оп}}\Delta S_{\text{оп}}/S'_{\text{оп}}) \sum S_{\text{оп}}/S.$$

Согласно экспериментальным исследованиям, у большей части конструкций влияние интерференции на сопротивление небольшое и его можно учесть путем добавления к коэффициенту сопротивления Δc_{x0} вида (3.7.2) суммарного коэффициента интерференции $k_{\text{с}}$. В соответствии с этим полный коэффициент сопротивления

$$c_x = \Delta c_{x0} k_{\text{с}}.$$

Коэффициент k_c зависит от ряда факторов, в частности от скорости и высоты полета, схемы ЛА, конструкции его отдельных элементов. Значение этого коэффициента мало отличается от единицы, и в приближенных расчетах обычно принимают $k_c \approx 1,05 \ldots 1,06$.

Практический интерес представляет оценка сопротивления комбинации корпус — оперение, основанная на использовании *правила площадей*. Согласно этому правилу, сопротивление указанной комбинации равно его значению для изолированного корпуса, имеющего то же распределение площадей поперечного сечения, что и комбинация корпус — оперение. Такой изолированный корпус называют *эквивалентным телом*.

При построении эквивалентного тела комбинацию корпус — крыло рассекают поперечными плоскостями, перпендикулярными продольной оси, и в выбранном сечении измеряют площадь. Эта площадь считается принадлежащей эквивалентному телу, которое отличается по внешнему виду от заданного корпуса тем, что, начиная с сечения, где расположены передние кромки, такое тело приобретает выпуклую форму (рис. 3.7.2). Если форма эквивалентного тела определена, то коэффициент его волнового сопротивления можно найти с помощью известных методов.

В сверхзвуковом диапазоне скоростей изложенный метод применим только для очень тонких конфигураций со стреловидными крыльями малого удлинения. Метод можно использовать и для нестреловидных крыльев при условии, что $M_\infty \leq 1$.

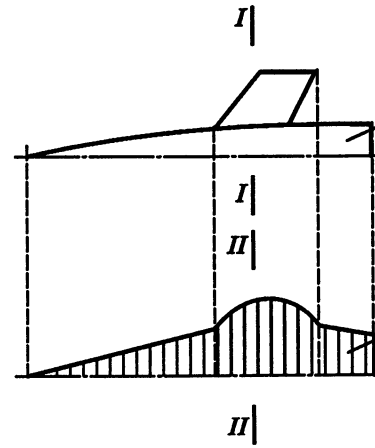


Рис. 3.7.2. Применение правила площадей для определения формы ЛА с минимальным аэродинамическим сопротивлением:
1 – заданная конфигурация ЛА; *2* – эквивалентное тело вращения с наплывом (в сечениях *I–I* и *II–II* площади одинаковы)

3.7.2. Индуктивное сопротивление и подсасывающая сила

При *дозвуковой скорости* обтекания ЛА в случае $c_{y_a} \neq 0$ сопротивление определяется его индуктивной составляющей $c_{xi\,\text{оп}}$ с учетом подсасывающей силы на оперении $c_{x\text{п}\,\text{оп}}$. При наличии ОУ аэродинамические коэффициенты можно представить в виде трехчленов:

$$c_{xi} = c_{xi}^{\alpha\alpha}\alpha^2 + c_{xi}^{\alpha\delta_\text{р}}\alpha\delta_\text{р} + c_{xi}^{\delta_\text{р}\delta_\text{р}}\delta_\text{р}^2; \qquad (3.7.6)$$

$$c_{x\text{п}} = c_{x\text{п}}^{\alpha\alpha}\alpha^2 + c_{x\text{п}}^{\alpha\delta_\text{р}}\alpha\delta_\text{р} + c_{x\text{п}}^{\delta_\text{р}\delta_\text{р}}\delta_\text{р}^2, \qquad (3.7.7)$$

где индексы «$\alpha\alpha$», «$\alpha\delta_\text{р}$», «$\delta_\text{р}\delta_\text{р}$» означают соответствующие вторые частные производные коэффициентов индуктивного сопротивления и подсасывающей силы.

Согласно (3.7.6) и (3.7.7), коэффициенты сопротивления ЛА для участков горизонтального оперения имеют следующий вид:

$$c_{xi} = c_{xi\,\text{оп}} = \left(c_{xi}^{\alpha\alpha} + c_{xi}^{\alpha\delta_\text{р}}\frac{\delta_\text{р}}{\alpha} + c_{xi}^{\delta_\text{р}\delta_\text{р}}\frac{\delta_\text{р}^2}{\alpha^2}\right)_\text{оп} \alpha^2\frac{S'_\text{оп}}{S}; \qquad (3.7.8)$$

$$c_{x\text{п}} = c_{x\text{п}\,\text{оп}} = \left(c_{x\text{п}}^{\alpha\alpha} + c_{x\text{п}}^{\alpha\delta_\text{р}}\frac{\delta_\text{р}}{\alpha} + c_{x\text{п}}^{\delta_\text{р}\delta_\text{р}}\frac{\delta_\text{р}^2}{\alpha^2}\right)_\text{оп} \alpha^2\frac{S'_\text{оп}}{S}. \qquad (3.7.9)$$

Коэффициент сопротивления, обусловленного подъемной (управляющей) силой, определяется разностью

$$c_{xi} - c_{x\text{п}} = c_{xi\,\text{оп}} - c_{x\text{п}\,\text{оп}}.$$

Рассмотрим аэродинамические производные, входящие в (3.7.8), (3.7.9). Для $c_{x\,i\,\text{оп}}^{\alpha\alpha}$ справедлива следующая зависимость:

$$c_{x\,i\,\text{оп}}^{\alpha\alpha} = [a_i(c_{y_a}^{\alpha})^2/(\pi\lambda)]_\text{оп}K_\text{оп}^2,$$

где $a_{i\,\text{оп}}$ — коэффициент, определяемый из графиков (рис. 3.7.3) для оперения произвольной формы в плане по значениям $\lambda_\text{оп}\beta = \lambda_\text{оп}\sqrt{1-\text{M}_\infty^2}$, $\eta_\text{оп}$ ($\eta_\text{оп}$ — сужение консоли), $\lambda_\text{оп}\,\text{tg}\,\chi$; $c_{y_a\,\text{оп}}^{\alpha}$ — производная коэффициента подъемной силы изолированного оперения; $K_\text{оп}^2$ — квадрат коэффициента интерференции,

$$K_\text{оп}^2 = 1,37[r_m(1+0,71r_m)\nu_\eta\nu_{\text{пс}}\nu_l\nu_\text{м}]_\text{оп}^2. \qquad (3.7.10)$$

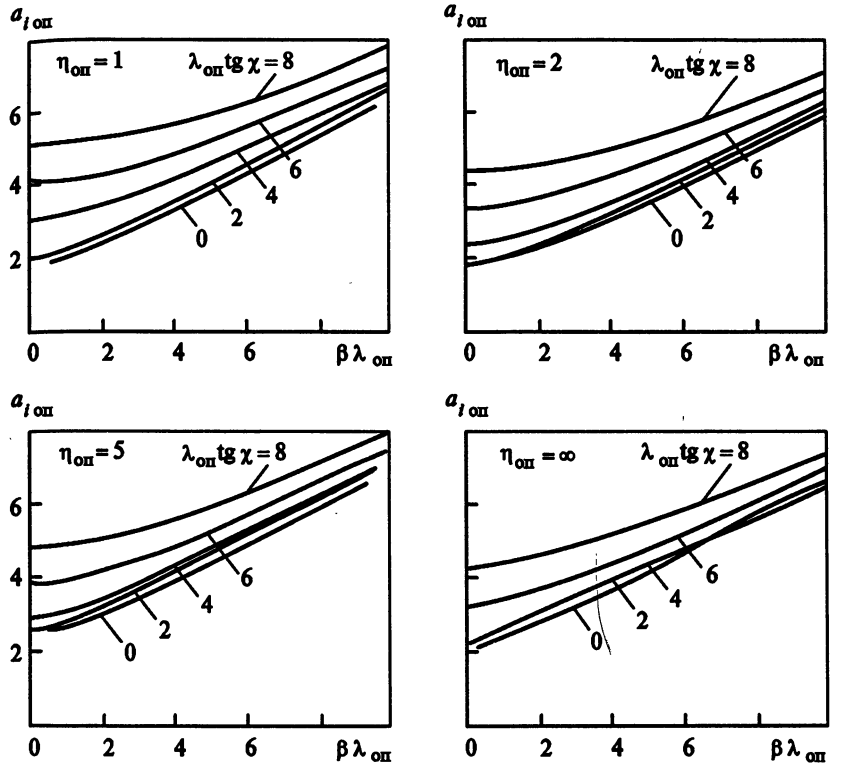


Рис. 3.7.3. Графики для определения коэффициента $a_{i\,оп}$, используемого при расчете индуктивного сопротивления для различных $\eta_{оп}$

Коэффициенты ν_η, $\nu_{пс}$, ν_l, $\nu_м$ рассчитывают по формулам (3.2.8), (3.2.10), (3.2.11) и (3.2.21).

Входящие в (3.7.8) производные вычисляют следующим образом:

$$c_{xi\,оп}^{\alpha\delta_р} = c_{\alpha\delta оп}(c_{y_a оп}^{\alpha})^2 n_{1оп} K_{оп}^2 k_{щ\,оп}; \qquad (3.7.11)$$

$$c_{xi\,оп}^{\delta_р\delta_р} = c_{\delta\delta оп}(c_{y_a оп}^{\alpha})^2 n_{1оп} k_{оп}^2 k_{щ\,оп}. \qquad (3.7.12)$$

Коэффициент $n_{1оп}$ для оперения находят по формуле (3.4.8а), коэффициенты $c_{\alpha\delta оп}$, $c_{\delta\delta оп}$ — из графиков, приведенных на рис. 3.7.4, где $c_{y_{нсж}}^{\alpha}$ — коэффициент, вычисляемый для эквивалентного оперения прямоугольной формы с хордой $b_А$.

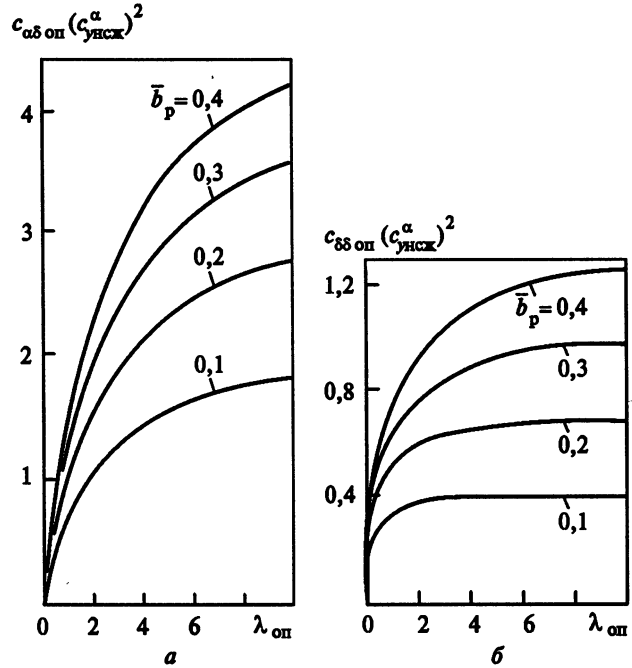


Рис. 3.7.4. Графики для определения коэффициентов $c_{\alpha\delta\,\text{оп}}$ (*а*) и $c_{\delta\delta\,\text{оп}}$ (*б*)

Относительную хорду $\bar{b}_\text{р}$ (см. рис. 3.7.4) находят как отношение $\bar{b}_\text{р} = b_\text{ср}/b_\text{А}$ (где $b_\text{ср}$ — средняя хорда руля).

Значение $K^2_{\text{оп}}$ в (3.7.11) подсчитывают по формуле (3.7.10), а $k^2_{\text{оп}}$ в (3.7.12) — из выражения

$$k^2_{\text{оп}} = 0,029[r_m(1 + 7,15r_m)\nu_\eta\nu_{\text{пс}}\nu_l\nu_\text{м}]^2_{\text{оп}}.$$

Для нахождения производной $c^{\alpha\alpha}_{x\text{п}\,\text{оп}}$, определяющей коэффициент подсасывающей силы в соответствии с формулой (3.7.9), следует воспользоваться соотношением

$$c^{\alpha\alpha}_{x\text{п}\,\text{оп}} = [a_\text{п}(c^{\alpha}_{y_a})^2/(\pi\lambda)]_{\text{оп}}K^2_{\text{оп}},$$

где $a_{\text{п}\,\text{оп}}$ — коэффициент, определяемый для оперения с помощью графиков (рис. 3.7.5) по параметрам $\lambda_{\text{оп}}\beta = \lambda_{\text{оп}}\sqrt{1 - \text{M}^2_\infty}$, $\eta_{\text{оп}}$, $\lambda_{\text{оп}}\,\text{tg}\,\chi$ и $a_{i\text{оп}}$.

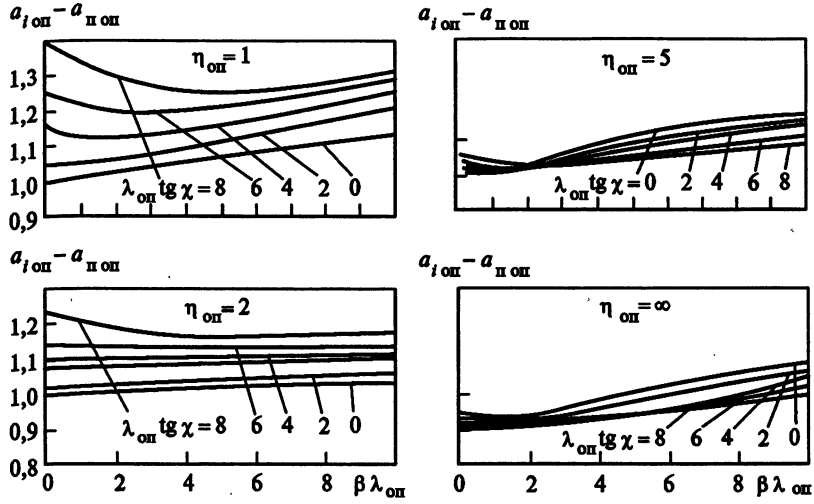


Рис. 3.7.5. Графики для определения коэффициента $a_{п\,оп}$ при различных $\eta_{оп}$

Другие производные в (3.7.9) вычисляют следующим образом:

$$c_{xп\,оп}^{\alpha\delta_р} = a_{\alpha\delta оп}(c_{y_a оп}^{\alpha})^2 n_{1оп} K_{оп}^2 k_{щ};$$

$$c_{xп\,оп}^{\delta_р\delta_р} = a_{\delta\delta оп}(c_{y_a оп}^{\alpha})^2 n_{1оп} k_{оп}^2 k_{щ}.$$

В этих соотношениях коэффициенты $a_{\alpha\delta оп}$, $a_{\delta\delta оп}$ для оперения определяют с помощью кривых, приведенных на рис. 3.7.6, по параметрам $\lambda_{оп}$ и $\bar{b}_р$. В соответствие с этими данными отыскиваемый коэффициент

$$a = [a(c_{y нсж}^{\alpha})^2]/(c_{y нсж}^{\alpha})^2.$$

У многих ЛА, предназначенных для полетов со *сверхзвуковыми скоростями*, оперение выполняют с заостренными передними кромками, поэтому коэффициент $\Delta c_{x оп} = 0$. Если учесть, что подсасывающая сила корпуса составляет незначительную часть полного сопротивления, то $\Delta c_x \approx 0$. Коэффициент индуктивного сопротивления, обусловленный углом атаки, определяют по формуле

$$c_{x\,i} = c_y \alpha.$$

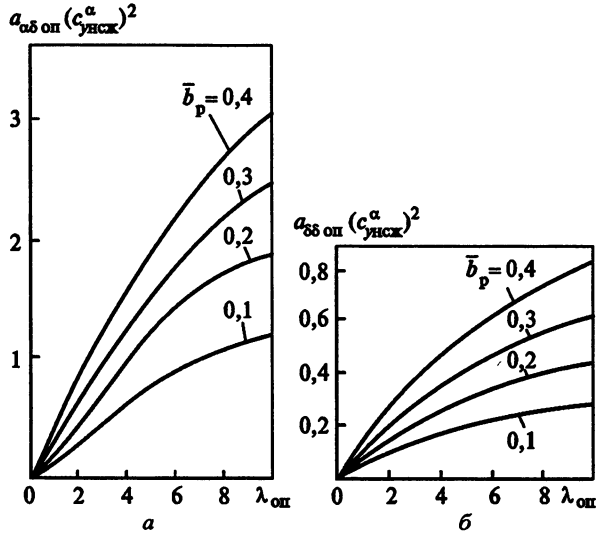


Рис. 3.7.6. Графики для вычисления коэффициентов $a_{\alpha\delta\,\text{оп}}$ (*а*) и $a_{\delta\delta\,\text{оп}}$ (*б*)

Для ЛА, у которых подъемная сила при отклонении рулей изменяется незначительно, пренебрегают индуктивным сопротивлением, вызванным функционированием органов управления.

3.8. Расчет параметров отрывных течений перед выдвижными уступами

Отрыв потока перед уступами, обращенными навстречу потоку, обусловлен создаваемым им положительным градиентом давления. Коэффициент критического перепада давления в зоне отрыва $\overline{p}_p = (p_p - p_1)/q_1$ (здесь $q_1 = kp_1\mathrm{M}_1^2/2$ — скоростной напор перед точкой отрыва) определяют по известным числам M_1 и Re_x для ламинарного и турбулентного пограничного слоев согласно соотношениям (2.7.15) и (2.7.16) соответственно.

Угол отклонения β потока в точке отрыва (угол «жидкого клина») вычисляют с использованием теории скачков уплот-

нения:

$$\operatorname{tg}(\theta_c - \beta) = \left(\frac{k-1}{k+1}\frac{p_p}{p_1} + 1\right)\left(\frac{k-1}{k+1} + \frac{p_p}{p_1}\right)^{-1} \operatorname{tg}\theta_c,$$

согласно которой угол наклона скачка уплотнения

$$\theta_c = \arcsin\left(\frac{p_p/p_1 + (k-1)/(k+1)}{2k\mathrm{M}_1^2/(k+1)}\right)^{0,5}, \qquad (3.8.1)$$

а отношение давлений после и до скачка, возникающего в точке отрыва,

$$\frac{p_p}{p_1} = 1 + \overline{p}_p\frac{q_1}{p_1} = 1 + \overline{p}_p\frac{k\mathrm{M}_1^2}{2}.$$

Полагая, что граница застойной зоны прямолинейна и проходит через вершину уступа, можно вычислить длину зоны отрыва:

$$l_s = h/\operatorname{tg}\beta.$$

Эксперименты показывают, что на торцевой поверхности ab уступа (рис. 3.8.1) давление неравномерное: у верхней кромки в области присоединения потока оно достигает максимального значения, а у основания уступа близко к p_p.

В расчетах можно пользоваться осредненным давлением p_f. Для его нахождения выделим контрольный объем W в области отрывного течения, где верхней границей является РЛТ, а левая граница cd, вдоль которой давление постоянно и равно p_p, принадлежит области смещения (рис. 3.8.2).

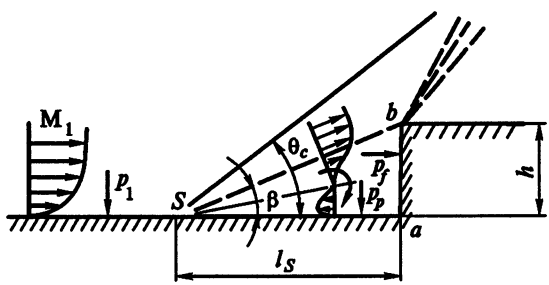


Рис. 3.8.1. Схема отрывного течения перед уступом

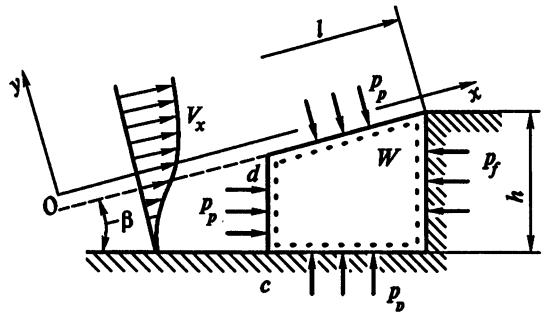


Рис. 3.8.2. Контрольный объем для определения среднего давления на торцевой поверхности уступа

Пренебрегая массовыми силами и силами трения, запишем уравнение сохранения количества движения в проекции на ось Ox для рассматриваемого объема единичной ширины в виде

$$(p_p - p_f)h\cos\beta = -\int\limits_{y_{ст}}^{y_{рлт}} \xi\rho V_x^2\,\mathrm{d}y, \qquad (3.8.2)$$

где $y_{ст}$ — ордината основания уступа (в расчетах принимают $y_{ст} = -\infty$); ξ — коэффициент, учитывающий отличие реального профиля скоростей от теоретического.

Преобразуем правую часть уравнения (3.8.2) с учетом зависимостей (2.7.25), (2.7.29), (2.7.30):

$$\int\limits_{-\infty}^{y_{рлт}} \xi\rho V_x^2\,\mathrm{d}y = \rho_0 V_p^2 \int\limits_{-\infty}^{y_{рлт}} \xi\frac{\rho V_x^2}{\rho_0 V_p^2}\,\mathrm{d}y =$$

$$= \frac{kp_p \mathrm{M}_p^2(1-\mathrm{Cr}_p^2)l}{\sigma}\int\limits_{-\infty}^{\eta_{рлт}} \xi\frac{\varphi^2}{1-\mathrm{Cr}_p^2\varphi^2}\,\mathrm{d}\eta, \qquad (3.8.3)$$

где l — длина зоны смешения.

Подставляя (3.8.3) в (3.8.2), находим

$$p_f = p_p\left(1 + \frac{k\mathrm{M}_p^2(1-\mathrm{Cr}_p^2)}{\sigma\sin\beta\cos\beta}\int\limits_{-\infty}^{\eta_{рлт}} \xi\frac{\varphi^2}{1-\mathrm{Cr}_p^2\varphi^2}\,\mathrm{d}\eta\right), \qquad (3.8.4)$$

где $\sigma = 12 + 2{,}758\mathrm{M}_p$.

3.9. Управляющие силы, создаваемые интерцепторами и щитками

Интерцептор представляет собой тонкую пластину, которая располагается в крыле и может выдвигаться над его поверхностью (рис. 3.9.1). Управляющий эффект обусловлен торможением потока, когда интерцептор находится в выдвинутом положении. При торможении потока происходит увеличение давления на части поверхности крыла перед интерцептором. Кроме того, при дозвуковых скоростях полета интерцептор способствует повышению скорости обтекания противоположной стороны крыла и, следовательно, некоторому снижению давления, что приводит к увеличению результирующей управляющей силы. Это изменяет подъемную силу крыла и создает момент крена.

Управляющий эффект интерцептора как ОУ, создающего нормальные силы, несколько снижается из-за уменьшения давления за ним, происходящего вследствие отрыва пограничного слоя, зона которого при значительном выдвижении интерцептора простирается до задней кромки. Этот отрицательный эффект невелик, когда поверхность за интерцептором небольшая.

Если полет осуществляется при сверхзвуковых скоростях, то картина обтекания выдвинутого интерцептора меняется (рис. 3.9.2, *а*). Перед интерцептором и за ним происходит срыв потока, образуются застойные зоны. Внешний поток движется около этих зон подобно потоку около непроницаемых клиньев, образуя систему ударных волн и волн разрежения. Приведенный на рис. 3.9.2, *б* график распределения относительного давления $\overline{p} = (p - p_\infty)/q_1$ показывает, что, несмотря на разрежение за интерцептором, возникает управляющая сила, направленная вниз.

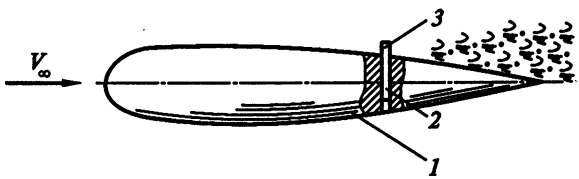


Рис. 3.9.1. Управление при помощи интерцептора:
1 – крыло; *2* – интерцептор; *3* – выдвинутая часть интерцептора

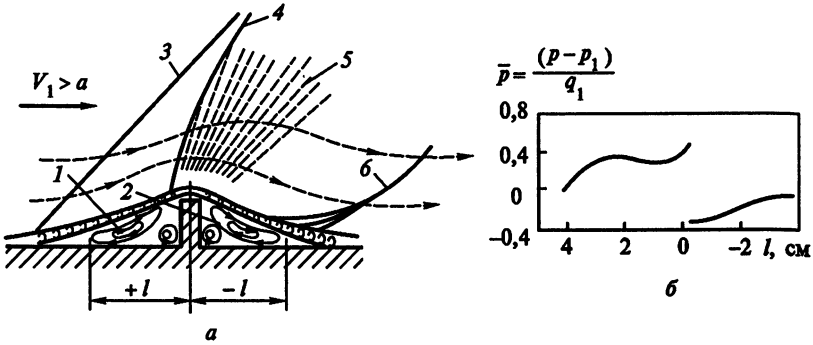


Рис. 3.9.2. Схема взаимодействия интерцептора с обтекающим потоком:

а – спектр обтекания; *б* – распределение давления; *1, 2* – застойные зоны; *3, 4, 6* – ударные волны; *5* – волны разрежения

Для повышения эффективности интерцепторы приводят в колебательное движение, амплитуда и частота которого обычно не регулируются. Управляющая сила изменяется путем перемещения центра колебания. Чем ближе центр к поверхности крыла, тем больше время, в течение которого интерцептор будет выдвинут и, следовательно, больше время действия управляющей силы. Недостаток интерцепторного управления заключается в том, что оно не обеспечивает ЛА значительного маневра.

Рассмотрим некоторые экспериментальные результаты, полученные в аэродинамических трубах для интерцепторов высотой h, расположенных на конце плоской пластины шириной $b = 100$ мм.

На рис. 3.9.3, 3.9.4 представлены зависимости Δc_y, $\Delta c_y/\Delta c_x$ от числа M_1, где $\Delta c_y = \Delta Y/(q_1 hb)$, $\Delta c_x = \Delta X/(q_1 hb)$. Приведенные результаты указывают на зависимость управляющей силы от геометрических размеров интерцептора, а также числа M_1 потока перед ним. Установлено, что с возрастанием числа M_1 в диапазоне дозвуковых скоростей эффективность интерцепторов растет, а при $M_1 > 1$ — падает. Наиболее интенсивное уменьшение $\Delta c_y/\Delta c_x$ происходит при скоростях обтекания с числами $1 < M_1 \leq 2$.

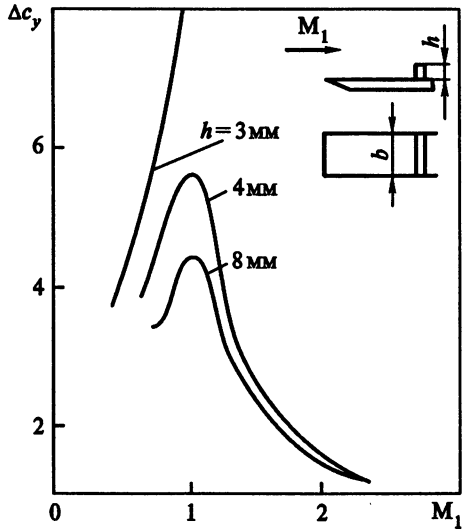


Рис. 3.9.3. Зависимость коэффициента нормальной силы Δc_y, создаваемой интерцептором, от числа M_1 и размеров интерцептора

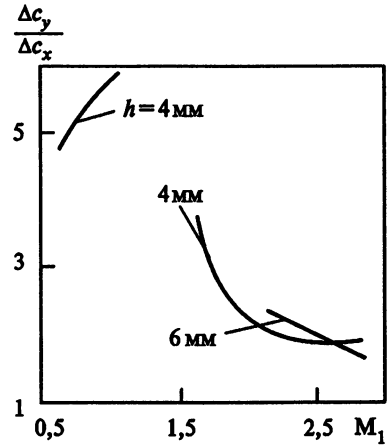


Рис. 3.9.4. Зависимость отношения коэффициентов нормальной и продольной сил, создаваемых интерцептором, от числа M_1 и размеров интерцептора

Экспериментальные исследования позволили установить, что в каждый момент времени картина течения около колеблющегося интерцептора остается практически такой, как и в случае установившегося обтекания с соответствующим числом M_1. Это дает основание проводить расчет колеблющих-

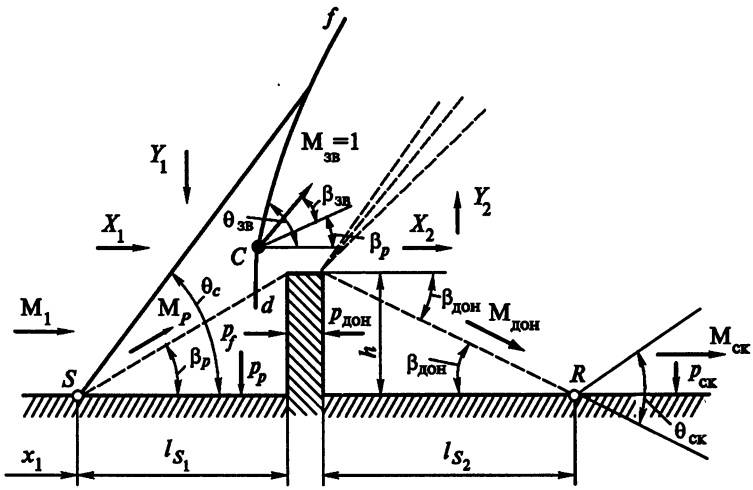


Рис. 3.9.5. Схема обтекания плоского интерцептора

ся интерцепторов, используя *гипотезу стационарности.* Для таких интерцепторов нормальная сила $\Delta Y = \Delta c_y q_1 hbk$, где $k = (t_1 - t_2)/(t_1 + t_2)$ — коэффициент команды; t_1, t_2 — время пребывания интерцептора соответственно в верхнем и нижнем положениях.

Согласно экспериментальным данным, боковые пластины, установленные параллельно потоку и препятствующие перетеканию воздуха у интерцептора, увеличивают Δc_y.

Схема обтекания плоского интерцептора показана на рис. 3.9.5. Расчет управляющей силы, создаваемой интерцептором, осуществляют в такой последовательности. Вначале рассчитывают число $\mathrm{Re}_{x_1} = V_1 x_1/\nu$ (где V_1 — скорость потока в точке отрыва S перед интерцептором; x_1 — расстояние от передней кромки пластины до этой точки; ν — кинематическая вязкость) и путем сравнения его с критическим значением $\mathrm{Re}_{\mathrm{кр}}$ выявляют режим течения в пограничном слое перед точкой отрыва (ламинарный или турбулентный). Затем определяют коэффициент критического перепада давления за точкой отрыва $\overline{p}_p = (p_p - p_1)/q_1$. При этом используют зависимости (2.7.15) и (2.7.16). Далее находят отношение давлений после скачка и до него: $p_p/p_1 = 1 + \overline{p}_p(q_1/p_1)$, и относительное

давление на торцевой поверхности интерцептора p_f/p_p по формуле (3.8.4), а также соответствующий коэффициент давления $\overline{p}_f = (p_f - p_1)/q_1$.

Давление за интерцептором может быть получено также расчетным путем. Вначале по формуле (3.8.1) вычисляют угол косого скачка уплотнения перед интерцептором и из формулы

$$\operatorname{tg}\beta_p = \operatorname{ctg}\theta_c(\mathrm{M}_1^2\sin^2\theta_c - 1)\left[1 + \left(\frac{k+1}{2} - \sin^2\theta_c\right)\mathrm{M}_1^2\right]^{-1}$$

определяют β_p. Затем находят число Маха за косым скачком:

$$\mathrm{M}_p = \left[\frac{2 + (k-1)\mathrm{M}_1^2}{2k\mathrm{M}_1^2\sin^2\theta_c - (k-1)} + \frac{2\mathrm{M}_1^2\cos^2\theta_c}{2 + (k-1)\mathrm{M}_1^2\sin^2\theta_c}\right]^{0{,}5}.$$

Присоединение оторвавшегося потока к интерцептору происходит с образованием криволинейного скачка уплотнения с почти прямым участком df (см. рис. 3.9.5). Полное давление за этим скачком

$$p_{0\text{пр}} = p_p\left(\frac{2k}{k+1}\mathrm{M}_p^2 - \frac{k-1}{k+1}\right)^{-\frac{1}{k-1}}\mathrm{M}_p^{\frac{2k}{k-1}}\left(\frac{2}{k+1}\right)^{-\frac{k}{k-1}}.$$

Для расчета параметров течения в донной области за начальное направление потока над интерцептором принимаем направление, соответствующее критической скорости, т. е. $\mathrm{M}_{\text{зв}} = 1$. Оно определяется углом $\beta = \beta_{\text{зв}} + \beta_p$, где $\beta_{\text{зв}}$ — угол поворота потока за скачком уплотнения df в точке C, в которой скорость равна критической.

Угол $\beta_{\text{зв}}$ вычисляем, согласно теории скачков уплотнения, по формуле

$$\beta_{\text{зв}} = \theta_{\text{зв}} - \operatorname{arctg}\left[\frac{2 + (k-1)\mathrm{M}_p^2\sin^2\theta_{\text{зв}}}{(k+1)\mathrm{M}_p^2\sin^2\theta_{\text{зв}}}\operatorname{tg}\theta_{\text{зв}}\right].$$

Угол $\theta_{\text{зв}}$ наклона скачка уплотнения определяем из уравнения

$$\frac{2+(k-1)\mathrm{M}_p^2}{2k\mathrm{M}_p^2\sin^2\theta_{\text{зв}}-(k-1)}+\frac{2\mathrm{M}_p^2(1-\sin^2\theta_{\text{зв}})}{2+(k-1)\mathrm{M}_p^2\sin^2\theta_{\text{зв}}}=1.$$

Задачу будем решать методом последовательных приближений. Задавшись рядом значений донного давления $p_{\text{дон}}$, при помощи газодинамических функций $\pi(\mathrm{M}_{\text{дон}})=p_{\text{дон}}/p_{\text{опр}}$ находим $\mathrm{M}_{\text{дон}}$, а также $\mathrm{Cr}_{\text{дон}}=\left\{1+2/\left[\mathrm{M}_{\text{дон}}^2(k-1)\right]\right\}^{-0,5}$.

Используя решение интегрального уравнения (2.7.45), например, в виде аппроксимирующего полинома

$$\eta_{\text{рлт дон}}=-5,219\cdot10^{-4}\mathrm{M}_{\text{дон}}^3+3,733\cdot10^{-3}\mathrm{M}_{\text{дон}}^2+$$
$$+3,119\cdot10^{-2}\mathrm{M}_{\text{дон}}+1,952\cdot10^{-1}\quad\text{при}\quad k=1,4,$$

находим

$$\varphi_{\text{рлт дон}}=0,5(1+\operatorname{erf}\eta_{\text{рлт дон}}),\quad \mathrm{Cr}_{\text{рлт дон}}=\varphi_{\text{рлт дон}}\mathrm{Cr}_{\text{дон}},$$

а также

$$\mathrm{M}_{\text{рлт дон}}=\left(\frac{2}{(k-1)}\frac{\mathrm{Cr}_{\text{рлт дон}}^2}{(1-\mathrm{Cr}_{\text{рлт дон}}^2)}\right)^{0,5}.$$

Одновременно вычисляем давление торможения на РЛТ:

$$p_{0\text{рлт}}=p_{\text{дон}}/[\pi(\mathrm{M}_{\text{рлт дон}})].$$

По значению $\mathrm{M}_{\text{рлт дон}}$ находим функцию

$$\omega(\mathrm{M}_{\text{дон}})=\sqrt{\frac{k+1}{k-1}}\operatorname{arctg}\sqrt{\frac{k-1}{k+1}(\mathrm{M}_{\text{дон}}^2-1)}-\operatorname{arctg}\sqrt{\mathrm{M}_{\text{дон}}^2-1}$$

и подсчитываем $\beta_{\text{дон}}=\omega(\mathrm{M}_{\text{дон}})-\beta$.

Затем по соотношениям теории скачков уплотнения, зная $\beta_{\text{дон}}$ и $\mathrm{M}_{\text{дон}}$, определяем угол $\theta_{\text{ск}}$, давление

$$p_{\text{ск}}=\left(\frac{2k}{k+1}\mathrm{M}_{\text{дон}}^2\sin^2\theta_{\text{ск}}-\frac{k-1}{k+1}\right)p_{\text{дон}}$$

и соответствующее давление p_R в зоне присоединения по одному из критериев (см. гл. 2).

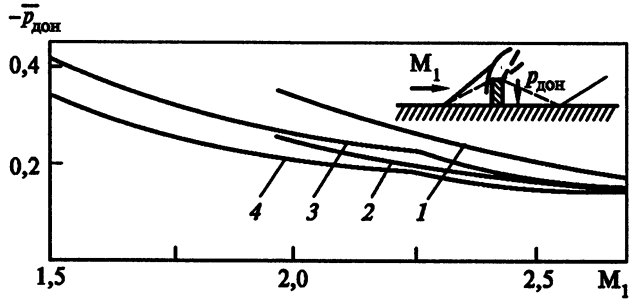


Рис. 3.9.6. Результаты расчета коэффициента донного давления

Сравнивая, например, полученные значения p_R с давлением $(p_0)_{\text{рлт}}$, можно отыскать методом последовательных приближений такое $p_{\text{дон}}$, при котором $p_R = p_{0\text{рлт}}$.

Результаты расчета донного давления за интерцептором для турбулентного отрывного течения перед ОУ при использовании различных критериев присоединения показаны на рис. 3.9.6. Кривая *1* соответствует условию присоединения, для которого $p_R = 0,65p_{\text{дон}} + 0,35p_{\text{ск}}$, а кривая *2* — условию $p_R = p_{\text{ск}}$. Здесь же представлены результаты экспериментов для интерцептора высотой 4 (кривая *3*) и 8 мм (кривая *4*) при обтекании его сверхзвуковым потоком воздуха.

Далее оказывается возможным определить длины зон отрыва

$$l_{S1} = h \operatorname{ctg} \beta_{\text{р}}; \quad l_{S2} = h \operatorname{ctg} \beta_{\text{дон}}$$

и коэффициенты аэродинамических сил

$$\Delta c_y = \Delta c_{y1} - \Delta c_{y2} = \overline{p}_p \operatorname{ctg} \beta_p - \left|\overline{p}_{\text{дон}}\right| \operatorname{ctg} \beta_{\text{дон}};$$
$$\Delta c_x = \Delta c_{x1} + \Delta c_{x2} = \overline{p}_f + \left|\overline{p}_{\text{дон}}\right|.$$

Рассмотренная методика определения коэффициентов Δc_y и Δc_x пригодна для интерцепторов, имеющих бесконечно большую длину или снабженных препятствующими перетеканию газа боковыми шайбами, т. е. без учета концевых эффектов, которые проявляются тем более существенно, чем меньше отношение b/h.

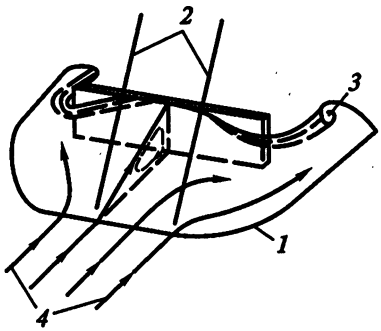


Рис. 3.9.7. Схема сверхзвукового обтекания интерцептора конечного размаха:
1 – линия отрыва; *2* – линия на поверхности скачка уплотнения; *3* – вихревая пелена; *4* – линия тока на обтекаемой поверхности

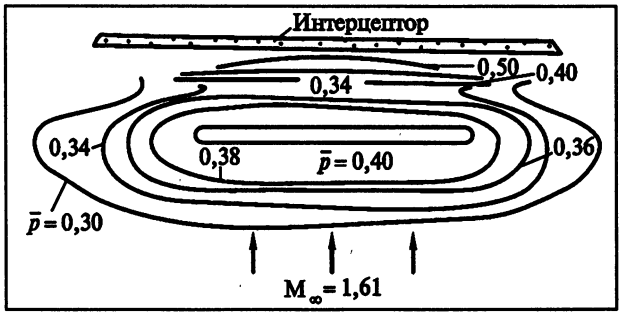


Рис. 3.9.8. Изобары в области отрывного течения перед интерцептором ($\mathbf{Re}_x = 0,30 \cdot 10^6$)

При обтекании интерцептора конечного размаха наблюдается искривление линии тока в направление концов интерцептора (рис. 3.9.7), что сопровождается уменьшением давления в зоне отрыва (особенно у периферийных частей интерцептора), по сравнению с плоским случаем обтекания. Изобары, приведенные на рис. 3.9.8, подтверждают такую структуру течения.

3.10. Аэродинамические перфорированные интерцепторы

При расположении интерцептора на некотором расстоянии от задней кромки обтекаемой поверхности управляющая нормальная сила складывается из составляющих: $\Delta Y = \Delta Y_1 + \Delta Y_2$. Аэродинамическую нормальную силу ΔY_1, создаваемую ОУ вследствие отрыва потока перед ним, находят из предположения, что граница застойной зоны прямолинейна

и проходит через вершину интерцептора. Давление в передней зоне отрыва зависит от чисел M_∞ и Re_x и может быть определено по зависимости

$$\frac{p_p}{p_\infty} = 1 + \frac{kM_\infty^2}{2} \frac{A}{\left(M_\infty^2 - 1\right)^{0,25} Re_x^b},$$

где A равно 1,69 и 2,04, b равно 0,25 и 0,1 соответственно для ламинарного и турбулентного отрывных течений.

Нормальную силу ΔY_2, обусловленную давлением $p_{дон}$ за ОУ, определяют расчетным методом в зависимости от числа Маха набегающего потока и размеров интерцептора. Так как за ОУ образуется зона с пониженным давлением, то суммарная нормальная сила уменьшается, а сила лобового сопротивления увеличивается.

Предложена конструкция интерцептора, состоящая из двух отдельных рядом расположенных пластин, причем высота задней пластины больше, чем передней. Задняя пластина щитка перфорирована одним (на уровне высоты передней пластины) или несколькими рядами отверстий. При создании такой конструкции ОУ исходили из следующих предположений. Нормальная сила перед интерцептором определяется только давлением в застойной зоне и ее размером (или параметрами набегающего потока и высотой интерцептора). Увеличение размеров застойной зоны для создания большей нормальной силы при одних и тех же условиях обтекания связано только с увеличением высоты выдвижения ОУ. Приток массы газа из области повышенного давления вблизи верхней кромки интерцептора в донную область приводит к возрастанию давления в этой зоне отрывного течения. Такая конструкция позволяет повысить давление за интерцептором, не уменьшая его в застойной зоне перед ним.

На рис. 3.10.1, *а* представлена схема течения при взаимодействии набегающего потока с интерцептором в виде двух пластин. Перед верхней кромкой ОУ создается искривленная отошедшая ударная волна. Наличие протока между пластинами и перфорация задней стенки позволяют газу перетекать в область пониженного давления за ОУ, повышая там давление. При этом сохраняются размеры передней отрывной зоны.

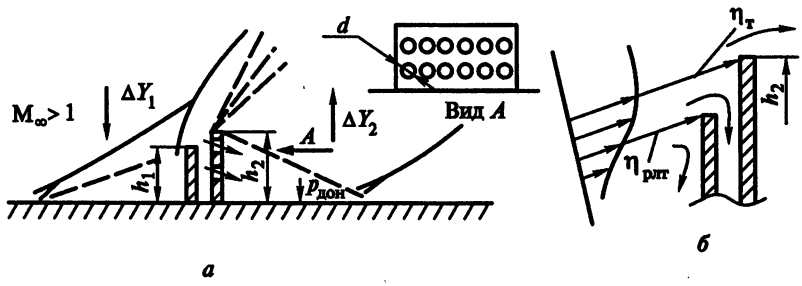


Рис. 3.10.1. Схемы обтекания перфорированного интерцептора

Перетекание газа из передней застойной зоны в донную при конструкции интерцептора в виде одной перфорированной пластины сопровождалось бы уменьшением размеров зоны отрывного течения перед интерцептором и возможным снижением его эффективности. Минимальная высота передней пластины соответствует линии присоединения потока к поверхности интерцептора.

Экспериментальные исследования двухмерных уступов, высота которых превышает толщину пограничного слоя, показали, что присоединение потока происходит на высоте h_1, т. е. ниже вершины преграды, и в окрестности точки присоединения возникает отсоединенный скачок уплотнения, который обусловлен воздействием потока на часть ОУ, лежащую выше РЛТ. Для определения h_2 воспользуемся условием прохождения через вершину плоского уступа (рис. 3.10.1, *б*) некоторой линии тока, на которой число $M_т$ такое, что при торможении потока в прямом скачке уплотнения давление за ним $p_{ст}$ равно полному давлению на РЛТ отрывного течения перед интерцептором: $p_{ст} = p_{0рлт}$.

Это условие позволяет найти перепад давления

$$\frac{p_{ст}}{p_р} = \left[1 + \frac{k-1}{2} M^2_{рлт}\right]^{\frac{k}{k-1}}.$$

Число Маха на РЛТ определяют с помощью следующих соотношений:

$$\varphi_{рлт} = V_{рлт}/V_p = 0,5(1 + \operatorname{erf} \eta_{рлт}); \quad Cr_{рлт} = \varphi_{рлт} Cr_p;$$

$$M_{рлт} = Cr_{рлт}\left[\frac{k-1}{2}(1 - Cr^2_{рлт})\right]^{-0,5}.$$

По рассчитанному перепаду давлений $\frac{p_{ст}}{p_p}$ вычисляют число $M_т$, соответствующее линии тока, приходящей в вершину интерцептора,

$$M_т = \sqrt{\frac{k+1}{2k}\frac{p_{ст}}{p_p} + \frac{k-1}{2k}},$$

и безразмерную координату $\eta_т$:

$$\operatorname{erf}\eta_т = 2\varphi_т - 1,$$

где $\varphi_т = Cr_p^{-1}\left[1 + \frac{2}{(k-1)M_т^2}\right]^{-0,5}$.

Параметр h_2 определяют через приращение безразмерной координаты $\Delta\eta_т = \eta_т - \eta_{рлт}$ из следующего геометрического соотношения:

$$h_2 = \frac{h_1\sigma\sin 2\beta_p - 60\eta_т\delta^{**}\sin\beta_p}{\sigma\sin 2\beta_p + 2\Delta\eta_т},$$

где h_2 — высота задней пластины щитка; σ=12+2,758M_p — коэффициент смешения; δ^{**} — толщина потери импульса пограничного слоя.

Для проверки работоспособности и эффективности аэродинамического перфорированного интерцептора, а также получения количественных результатов были проведены экспериментальные исследования на сверхзвуковой аэродинамической установке кратковременного действия с прямоугольной рабочей частью при числе Маха набегающего потока $M_\infty = 2,68$ и температуре $T_{0\infty} = 288$ К.

Статическое давление измеряли групповыми регистрирующими манометрами при значениях давления торможения $(6\ldots8)10^5$ Па. Относительная высота передней пластины составляла $\overline{h}_1 = h_1/\delta = 1,7$ (δ — толщина пограничного слоя), задней $\overline{h}_2 = h_2/\delta = 2,28$. Задние пластины были перфорированы одним и двумя рядами горизонтальных отверстий с относительным диаметром $\overline{d} = d/\delta = 0,57$. Расстояние между пластинами составляло $\Delta/\delta = 1,14$.

На рис. 3.10.2 показаны графики распределения давления вблизи интерцептора для условий закрытого (кривые *1*, *1'*) и

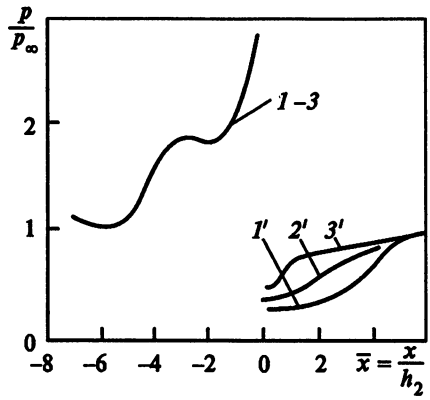


Рис. 3.10.2. Распределение давления перед и за перфорированным интерцептором:
1, 1′ – $\overline{F} = 0$; *2, 2′* – $\overline{F} = 0,15$; *3, 3′* – $\overline{F} = 0,30$

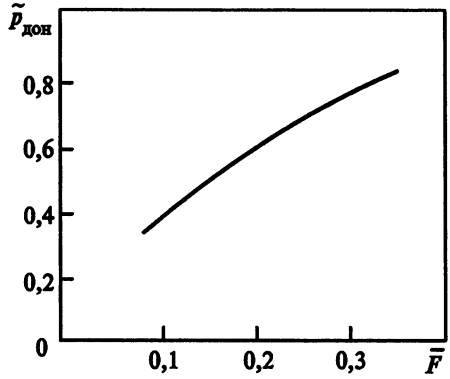


Рис. 3.10.3. Зависимость относительного донного давления за интерцептором от относительной площади перфорации задней стенки

открытого (кривые *2*, *2′*, *3*, *3′*) протока газа в донную область. Зависимость относительного донного давления $\widetilde{p}_{\text{дон}} = p_{\text{дон}}/p_\infty$ от площади отверстия вдува $\overline{F} = F_{\text{отв}}/F_{\text{щ}}$, где $F_{\text{отв}}$ — суммарная площадь отверстий вдува на задней пластине; $F_{\text{щ}}$ — площадь перфорированной пластины, иллюстрируется на рис. 3.10.3.

Давление перед интерцептором со сплошной (без протока) и перфорированной пластиной изменяется практически одинаково (см. кривые *1 – 3* на рис. 3.10.2). Это объясняется тем, что размеры передней отрывной зоны определяются высотой интерцептора. Но изменение давления в отрывной зоне за щитком существенно зависит от площади отверстий, так как меняется расход газа, который перетекает в донную застойную область с пониженным давлением (см. кривые *2′*, *3′* на рис. 3.10.2).

Значительно изменяются и силовые характеристики перфорированного интерцептора: нормальная сила увеличивается на 23...25 %, а сила лобового сопротивления уменьшается на 20...21 % из-за протока газа. Силу лобового сопротивления рассчитывали по давлению перед интерцептором и за ним с использованием гипотезы осреднения параметров течения в отрывных зонах.

Таким образом, за счет перфорации задней стенки ОУ и притока газа в донную область возможно повысить эффективность управляющих аэродинамических интерцепторов. Увеличение нормальной силы и уменьшение силы лобового сопротивления при сохранении геометрических размеров интерцепторов позволяет снизить массу конструкции, а следовательно, получить энергетический выигрыш при использовании перетекания атмосферного воздуха.

3.11. Расчет роллеронов

Среди управляющих устройств широкое распространение получили роллероны, устанавливаемые на крыльях или оперении. Роллероны представляют собой управляющие плоскости, выполненные в виде концевых эллеронов. В них имеются специальные зубчатые диски (роторы), которые могут вращаться с большой скоростью. Принцип действия роллеронов основан на том, что управляющие плоскости поворачиваются благодаря гироскопическому эффекту, возникающему при вращении этих дисков (рис. 3.11.1).

Ось вращения диска O_1y перпендикулярна плоскости роллерона, который свободно вращается вокруг оси Oz, жестко связанной с крылом или оперением. Перед полетом диск раскручивается до требуемой угловой скорости, а во время полета эта скорость поддерживается воздействием набегающего потока на зубцы диска, который выступает за плоскость эллерона. Если накренение отсутствует (угловая скорость $\Omega_x = 0$), то роллероны устанавливаются по потоку и, естественно, не создают момента крена. Однако при вращении роллеронов вместе с крылом (оперением) вокруг продольной оси x ЛА

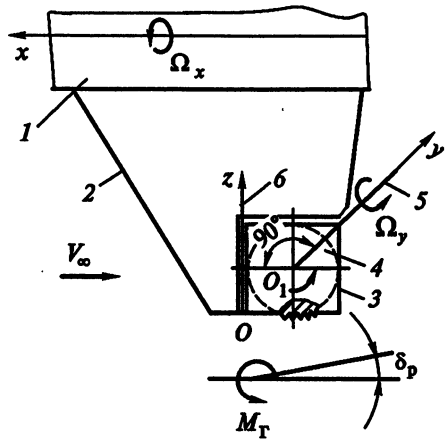


Рис. 3.11.1. Роллерон: *1* – корпус; *2* – оперение; *3* – роллерон; *4* – ротор; *5* – ось вращения ротора; *6* – ось вращения роллерона

(под воздействием возмущающего момента крена) возникает гироскопический момент $M_Г$, действующий на ротор, который стремится повернуть роллероны вокруг оси Oz на некоторый угол $\delta_р$.

Так как гироскопические моменты на правом и левом крыльях противоположны по направлению, то углы $\delta_р$ оказываются различными по знаку, т. е. роллероны отклоняются в разные стороны. Такое отклонение создает момент, который будет парировать действие возмущающего момента крена, уменьшая скорость вращения. В этом проявляется эффект поперечного демпфирования при действии роллеронов. При этом следует учитывать, что полностью устранить вращение вокруг продольной оси и обеспечить неизменную угловую ориентацию в поперечной плоскости роллероны не могут. Такое вращение, хотя и более медленное, чем при их отсутствии, сохраняется.

Расчет роллеронов (рис. 3.11.2) заключается в определении геометрических параметров руля, размеров диска и его угловой скорости, обеспечивающих необходимую продольную угловую скорость Ω_x ЛА при допустимом значении угла отклонения $\delta_р$ роллерона. Этот угол должен быть меньше критического, при котором происходит отрыв потока от обтекаемой поверхности.

Исследование роллеронов может быть связано с решением обратной задачи, а именно с вычислением значений Ω_x и $\delta_р$ для

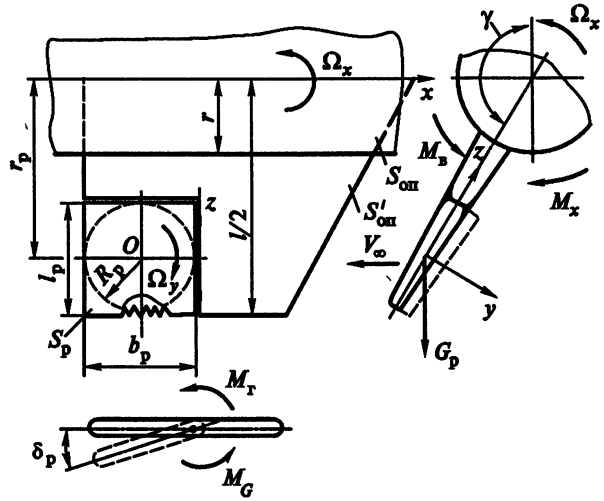


Рис. 3.11.2. Схема роллерона

выбранных параметров роллеронов и заданных аэродинамических характеристик ЛА. Значения Ω_x и $\delta_р$ можно получить в результате решения следующей системы уравнений, описывающей возмущенное движение при накренении ЛА с некоторым числом n одинаковых роллеронов:

$$J_x\ddot{\gamma} = M_в - \sum_{i=1}^{n} M_{xi} - M_{xд}; \qquad (3.11.1)$$

$$J_{рzi}\ddot{\delta}_{рi} = M_{шi} - M_{Gi} - M_{тi} - M_{гi}, \qquad (3.11.2)$$

где J_x и $J_{рzi}$ — моменты инерции соответственно ЛА относительно оси x и i-го роллерона относительно оси z; γ и $\delta_{рi}$ — углы крена ЛА и поворота i-го роллерона соответственно; $M_в$ — возмущающий момент крена, являющийся функцией времени t; M_{xi} — момент крена, создаваемый i-м роллероном; $M_{xд}$ — момент демпфирования крена; $M_{шi}$, M_{Gi}, $M_{гi}$, — соответственно шарнирный момент от веса i-го роллерона и гироскопический моменты; $M_{тi}$ — момент трения в оси вращения i-го роллерона.

Уравнение (3.11.1) описывает вращательное движение ЛА вокруг оси x, а (3.11.2) — вращение i-го роллерона вокруг оси z. Моменты в этих уравнениях можно заменить следующими выражениями:

$$M_{xi} = q_\infty S_р r_р c^{\delta}_{yр} \delta_р; \quad M_{xд} = q_\infty S_{кр} m^{\dot{\bar{\gamma}}}_x (l^2/2V_\infty)\dot{\gamma};$$

$$M_{шi} = q_\infty S_р b_{Ар}(m^{\delta}_{ш}\delta_{рi} + m^{\dot{\delta}}_{ш}\dot{\delta}_{рi} + m^{\dot{\gamma}}_{ш}\dot{\gamma});$$

$$M_{Gi} = 0,5 b_р G_р \sin\gamma_i \cos\delta_{рi}; \quad M_{гi} = J_{ру}\Omega_y\dot{\gamma},$$

где $S_р$ — площадь роллерона; $r_р$ — расстояние от оси x до центра давления роллерона; $c^{\delta}_{yр}$ — статическая производная от коэффициента нормальной силы роллерона по углу его поворота; $S_{кр}$ — площадь крыла (оперения) в плане с учетом подфюзеляжной части; $m^{\dot{\bar{\gamma}}}_{ш}$ — производная от коэффициента момента демпфирования крена по безразмерной угловой скорости $\dot{\bar{\gamma}} = \gamma l/(2V_\infty)$; l — размах крыла (оперения); $b_{Ар}$ — средняя аэродинамическая хорда роллерона; $G_р$ — вес роллерона; $m^{\delta}_{ш}$, $m^{\dot{\delta}}_{ш}$, $m^{\dot{\gamma}}_{ш}$ — производные от коэффициента шарнирного момента роллерона; $J_{ру}$ — момент инерции иска роллерона.

После подстановки этих выражений уравнения (3.11.1) и (3.11.2) принимают такой вид:

$$\ddot{\gamma} + A\dot{\gamma} + B\sum_{i=1}^{n}\delta_{рi} = M_в/J_x; \qquad (3.11.3)$$

$$\ddot{\delta}_{рi} + C\dot{\delta}_{рi} + D\delta_{рi} + E\dot{\gamma} + F\sin\gamma_i = -M_т/J_{рz}, \qquad (3.11.4)$$

где $A = q_\infty S_{кр} m^{\dot{\bar{\gamma}}}_x l^2/(2V_\infty J_x)$; $B = q_\infty S_р r_р c^{\delta}_{yр}/J_x$;

$C = -m^{\dot{\delta}}_{ш} q_\infty S_р b_{Ар}/J_{рz}$; $D = -m^{\delta}_{ш} q_\infty S_р b_{Ар}/J_{рz}$;

$E = -(q_\infty S_р b_{Ар} m^{\dot{\gamma}}_{ш} - J_{ру}\Omega_y)/J_{рz}$; $F = b_р G_р \cos\delta_{рi}/(2J_{рz})$.

Значения A, B, C, E и F в первом приближении могут быть найдены по данным расчета траектории поступательного движения центра масс ЛА без учета влияния крена. Не допуская сколько-нибудь значительной погрешности в выражении для коэффициента F, можно взять среднее значение угла $\delta_{рi} \approx \delta_{рср}$.

Суммируя n уравнений вида (3.11.4), получаем

$$\sum_{i=1}^{n}\ddot{\delta}_{рi} + C\sum_{i=1}^{n}\dot{\delta}_{рi} + D\sum_{i=1}^{n}\delta_{рi} + nE\dot{\gamma} + F\sum_{i=1}^{n}\sin\gamma_i = -nM_т/J_{рz}. \qquad (3.11.5)$$

Если принять, что число роллеронов n кратно четырем, то $\sum_{i=1}^{n} \sin\gamma_i = 0$.

Полученное равенство (3.11.5) совместно с (3.11.3) можно преобразовать к следующему дифференциальному уравнению четвертого порядка, используемому для нахождения угловой скорости крена:

$$\gamma^{\mathrm{IV}} + a_1\gamma^{\mathrm{III}} + a_2\ddot{\gamma} + a_3\dot{\gamma} = \phi(t), \qquad (3.11.6)$$

где $a_1 = A+C$; $a_2 = AC+D$; $a_3 = DA-nE/B$; $\phi(t) = \dot{M}_{\mathrm{в}}/J_x + \dot{M}_{\mathrm{в}}C/J_x + M_{\mathrm{в}}D/J_x - nM_{\mathrm{т}}/J_{\mathrm{p}z}$.

Задаваясь различными видами возмущений $\phi(t)$, типичными для рассматриваемого типа ЛА, и подсчитывая на интересующем участке траектории по выбранным параметрам роллерона ($J_{\mathrm{p}y}$, Ω_y, b_{Ap}, r_{p}) коэффициенты a_1, a_2, a_3, путем решения уравнения (3.11.6) можно установить характер вращательного движения ЛА по крену, т. е. определить вид функции $\gamma(t)$, позволяющей судить о качестве стабилизации.

Решение уравнений (3.11.3) и (3.11.4) существенно упрощается, если принять $\ddot{\gamma} = 0$ и считать, что все роллероны отклонены на одинаковый угол δ_{p}. В этом случае вместо (3.11.3) и (3.11.4) получаем соответственно

$$\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_0 = \frac{M_{\mathrm{в}}(t)/J_x - Bn\delta_{\mathrm{p}}}{A} = \mathrm{const};$$

$$\ddot{\delta}_{\mathrm{p}} + C\dot{\delta}_{\mathrm{p}} + D\delta_{\mathrm{p}} + E\dot{\gamma}_0 = -M_{\mathrm{т}}/J_{\mathrm{p}z}.$$

В приближенных расчетах, по результатам которых определяют ориентировочные размеры роллеронов, можно принять в (3.11.2) $\ddot{\delta}_{\mathrm{p}} = \dot{\delta}_{\mathrm{p}} = 0$, $M_{Gi} = M_{\mathrm{т}i} = 0$, а также $m^{\delta}_{\mathrm{ш}i} = m^{\dot{\gamma}}_{\mathrm{ш}i} = 0$. В результате получаем формулу $\Omega_y J_{\mathrm{p}y}\dot{\gamma}_0 = q_\infty S_{\mathrm{p}} b_{\mathrm{Ap}} m^{\delta}_{\mathrm{p}}\delta_{\mathrm{p}}$, из которой можно найти, в частности, угол отклонения роллерона δ_{p} как функцию заданной угловой скорости крена $\dot{\gamma}_0$.

3.12. Аэродинамические надстройки в носовой части летательных аппаратов

Одним из способов управления аэродинамическим сопротивлением ЛА, имеющих затупленные носовые обтекатели,

является применение надстройки, выполненной, например, в виде иглы или иглы с дисками. Такие конструкции позволяют снизить коэффициент лобового сопротивления и существенно изменить положение центра давления ЛА.

3.12.1. Изменение характера обтекания под влиянием иглы

Для значительного снижения лобового сопротивления перед затупленной носовой частью ЛА, движущегося со сверхзвуковой скоростью, устанавливают надстройку в виде иглы — тонкого цилиндрического заостренного тела. При этом уменьшаются тепловые потоки к обтекаемой поверхности от сильно разогретого омывающего газа. Все это позволяет снизить мощность двигательной установки ЛА и уменьшить вес теплозащитных покрытий.

Регулируя положение иглы, можно изменять лобовое сопротивление, что необходимо для обеспечения маневра ЛА. Игла, выполненная в виде тонкого прямого тела вращения, является достаточно эффективным ОУ, удобным в конструктивном отношении. Однако следует учитывать, что при определенных условиях могут возникнуть пульсации потока на поверхности носовой части ЛА, снижающие эффект от применения иглы и затрудняющие управление полетом.

Рассмотрим картину течения перед корпусом ЛА с центральной иглой. Если длина такой иглы *2* не превышает расстояния до криволинейного отошедшего скачка уплотнения *1* (рис. 3.12.1, *а*), ее влияние распространяется лишь на течение за этим скачком и оказывается несущественным. Выдвижение острия иглы *2* за пределы криволинейного скачка уплотнения (рис. 3.12.1, *б*) приводит к перестройке структуры возмущенного потока, которая характеризуется новой системой скачков уплотнения. Это обусловлено отрывом потока от поверхности иглы, который обычно происходит вблизи основания конического острия (излома). Такой отрыв вызывается большим положительным градиентом давления в пограничном слое на поверхности иглы, обусловленным торможением потока перед корпусом ЛА. В результате отрыва возникает застойная зона

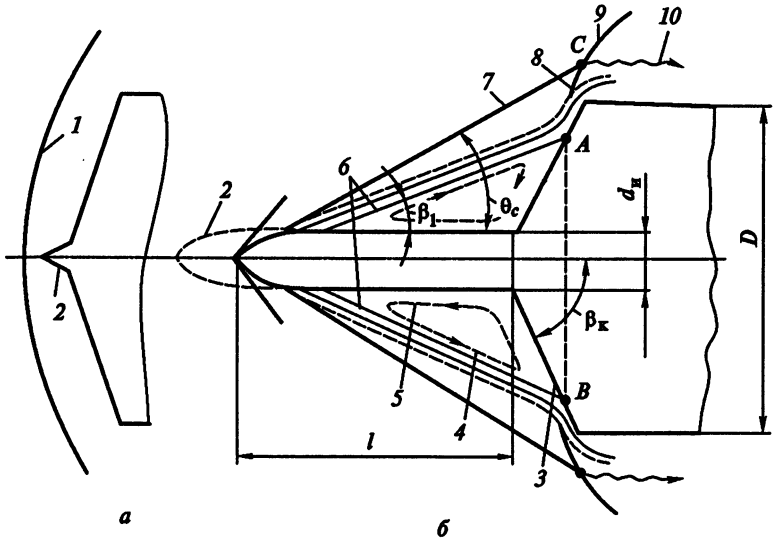


Рис. 3.12.1. Симметричное обтекание сверхзвуковым потоком затупленного тела с иглой

5 с возвратным течением. Оторвавшийся пограничный слой смешивается в зоне *4* с внешним возмущенным течением и присоединяется к обтекаемой затупленной поверхности в области *3*. РЛТ *6* в зоне смешения образуют поверхность, близкую к конической, пересекающуюся с головной частью в точках A и B. В месте присоединения сверхзвуковой поток претерпевает поворот, который вызывает криволинейный скачок уплотнения *8*, пересекающийся в точке C с коническим скачком *7*, идущим от области отрыва. В результате такого взаимодействия скачков за этой точкой возникает третий скачок *9*. Все эти скачки образуют тройную конфигурацию, за которой образуются линии *10* тангенциального разрыва скорости, создающие вихревую поверхность.

При дальнейшем выдвижении иглы угол β_1, под которым происходит отрыв потока, постепенно уменьшается, скачок уплотнения становится слабее и давление за ним снижается. Поэтому отрыв произойдет на некотором удалении от излома поверхности иглы.

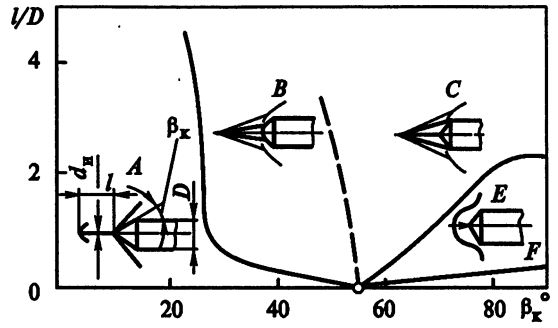


Рис. 3.12.2. Режимы обтекания цилиндрического тела с коническим носком и центральной иглой

С помощью представленного на рис. 3.12.2 графика можно наглядно показать возможные режимы обтекания цилиндрического тела с коническим затуплением и центральной иглой. Каждая точка на графике соответствует определенной конфигурации модели. В результате экспериментов, проведенных при $M_\infty = 10$, $T_\infty = 48$ K, $Re = V_\infty D/\nu_\infty = 1{,}5 \cdot 10^3$ и $d_и/D = 0{,}031$ ($d_и$ — диаметр иглы), было выявлено пять различных режимов течения, каждый из которых соответствует определенным значениям относительной длины иглы l/D и угла заострения конуса $\beta_к$.

В р е ж и м е A течение обусловлено относительно малыми углами $\beta_к$ (докритическими), при которых перед головным конусом возникает присоединенный конический скачок уплотнения. Давление за ним оказывается сравнительно небольшим, и оно незначительно сказывается на давлении в пограничном слое на поверхности иглы. При этом продольный градиент давления невелик и отрыва не происходит.

Р е ж и м т е ч е н и я B характеризуется большими значениями угла $\beta_к$, при которых происходит отрыв потока с поверхности иглы с последующим его присоединением к поверхности конуса.

В р е ж и м е C углы заострения конуса сверхкритические. Присоединение оторвавшегося потока в этом случае происходит в месте перехода конической поверхности в цилиндрическую.

Р е ж и м E в отличие от режимов A, B и C, являющихся установившимися, реализуется при бо́льших сверхкритических углах $\beta_к$ и меньших относительных длинах l/D. Режим E имеет неустановившийся характер. Течение перед корпусом ЛА сопровождается пульсацией потока, частота которой зависит от числа M_∞. По экспериментальным данным, эта частота может достигать $(0,6\ldots2)\cdot10^4\,с^{-1}$, причем пульсации возникают у головных частей с резкими изломами поверхности и могут не появиться, если такие изломы отсутствуют (например, у цилиндрических корпусов со сферическим носком).

Физическая природа пульсаций объясняется неустойчивостью обтекания затупленного корпуса с достаточно короткой иглой. Спектр обтекания при этом периодически изменяется. В одном предельном положении, когда криволинейный скачок уплотнения перед корпусом максимально приближен к его поверхности, неустойчивость связана с образованием отрыва на поверхности иглы перед скачком. Зона отрыва перемещается вверх по потоку, и, как только она достигает острия иглы, оторвавшийся поток присоединяется к поверхности корпуса под бо́льшим углом. При этом возникает криволинейный скачок уплотнения в области присоединения, угол которого у поверхности ЛА близок к $\pi/2$. Из-за неблагоприятных условий присоединения, связанных с бо́льшим давлением за скачком, бо́льшая часть газа, попадающая в застойную зону из области смешения, остается в ней. В связи с этим поперечные размеры застойной зоны увеличиваются, что продолжается до тех пор, пока РЛТ не попадет на излом образующей. В результате газ истекает из застойной зоны и спектр потока возвращается к первоначальному состоянию. Присоединение потока, при котором не нарушается баланс массы газа в застойной зоне, позволяет избежать пульсаций. Этого можно достичь в результате скругления острых кромок затупления. В этом случае углы «присоединения» будут достаточно малы и обеспечат приемлемый перепад давлений на скачке уплотнения на участке присоединения.

Р е ж и м т е ч е н и я F возникает, когда игла не проникает через отсоединенный скачок уплотнения и практически не вносит изменений в поток.

Снижение лобового сопротивления и тепловых потоков при обтекании затупленных тел с иглами происходит из-за образования перед ними застойных зон, близких к коническим («жидкие» конусы), давление в которых значительно меньше, чем за криволинейными отошедшими скачками уплотнения перед такими же телами, но без игл. Скорости возвратных течений внутри застойных зон сравнительно невелики, поэтому теплоотдача к обтекаемой поверхности также мала. Значительные тепловые потоки возникают лишь в области присоединения, что обусловлено движением газа, близким по своему характеру к течению в окрестности точки полного торможения на обтекаемой поверхности.

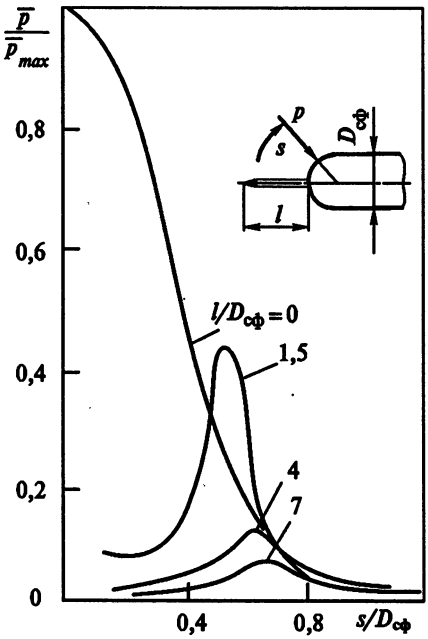


Рис. 3.12.3. Распределение относительного коэффициента давления $\overline{p}/\overline{p}_{max}$ по поверхности затупленного тела с иглой при различных значениях $l/D_{сф}$

Существующие методы аэродинамического расчета затупленных тел, оснащенных иглами, основаны на использовании соответствующих экспериментальных данных. При этом определение лобового сопротивления связано с нахождением распределения давления по обтекаемой поверхности головной части. На рис. 3.12.3 показаны опытные данные, характеризующие изменение относительного коэффициента давления $\overline{p}/\overline{p}_{max}$ на сферической головной части цилиндрического тела с иглой при различных отношениях ее длины l к диаметру сферы $D_{сф}$. При отсутствии иглы $(l/D_{сф} = 0)$ $\overline{p}$ достигает своего максимального значения

$\overline{p}_{\max}$ в передней точке сферы, а затем резко снижается до места ее сопряжения с цилиндром. Установка иглы существенно изменяет характер изменения коэффициента давления. При $l/D_{\text{сф}} > 1$ значение $\overline{p}$ сильно уменьшается у основания иглы на сфере, причем зона пониженного давления сохраняется на значительной ее части. Вблизи места сопряжения отношение $\overline{p}/\overline{p}_{\max}$ достигает максимума. При этом для $l/D_{\text{сф}} = 1,5$ оно оказывается несколько бóльшим, чем в случае отсутствия иглы. При значительной длине иглы ($l/D_{\text{сф}}$ равно 4 и 7) отношение $\overline{p}/\overline{p}_{\max}$ уменьшается. Перераспределение давления обусловливает уменьшение лобового сопротивления сферической головной части, что значительно для игл с большой длиной.

Приведенная на рис. 3.12.4 зависимость относительного давления p/p_∞ на цилиндре ($L/D = 1$) с сегментальным носком ($\widetilde{r} = 2r/D = 2,36$) от относительной длины $\overline{l} = l/D$ иглы ($\overline{d}_{\text{и}} = d_{\text{и}}/D = 0,1$) свидетельствует о том, что при изменении длины иглы может возникнуть гистерезис [12]. Данные получены при нулевом угле атаки и $M_\infty = 0,94$. Давление

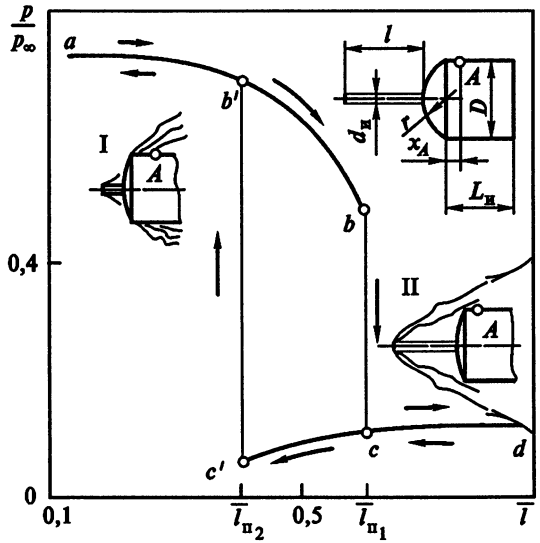


Рис. 3.12.4. Гистерезис давления на поверхности цилиндрического затупленного тела с иглой

измеряли в точке A на поверхности цилиндра, отстоящей от угловой его кромки на расстоянии $x_A = 0,16D$.

В отличие от известных примеров в рассматриваемом случае гистерезис появляется вследствие перестройки структуры течения, связанной с различным обтеканием лобовой поверхности корпуса ЛА. При изменении $\bar{l}$ от 0 до $\bar{l}_{\text{п}_1}$ присоединение оторвавшегося с иглы потока происходит до верхней кромки сферического сегмента (структура I на рис. 3.12.4). Точка A расположена в зоне отрыва внешнего потока. Этим условиям соответствует участок кривой изменения давления ab.

С увеличением $\bar{l}$ (при $\bar{l} = \bar{l}_{\text{п}_1}$) присоединение происходит за изломом образующей, что сопровождается местным ускорением потока, давление за точкой b на кривой давления изменяется скачкообразно и для новой структуры течения II кривая давления идет по участку cd.

Обратная перестройка структур течения, связанная с уменьшением длины иглы, происходит при $\bar{l}_{\text{п}_2} < \bar{l}_{\text{п}_1}$.

Рассмотрим случай установившегося отрывного осесимметричного обтекания (при $\alpha = 0$) корпуса с иглой, когда отрыв потока происходит вблизи острия иглы и сохраняются все закономерности, свойственные «свободному взаимодействию». Параметры течения перед зоной отрыва M_1, p_1, ρ_1, T_1 известны.

Считая режим течения турбулентным, по формуле (2.7.16) найдем давление в отрывной зоне p_p. Эксперименты показывают, что за линией отрыва течение близко к коническому, поэтому угол отрыва β_p (в градусах) можно вычислить, используя зависимость

$$\beta_p = \left[\frac{2(p_p - p_1)}{(k\mathrm{M}_1^2 p_1)(0{,}0016 + 0{,}002\mathrm{M}_1^{-2})}\right]^{0{,}588},$$

а число M_p определить по соотношениям для конических скачков уплотнения.

Далее в зависимости от типа лобовой поверхности (рис. 3.12.5) выбираем расчетную модель течения.

Для торцевой и сегментно-сферической поверхностей в окрестности линии присоединения возникает криволинейный

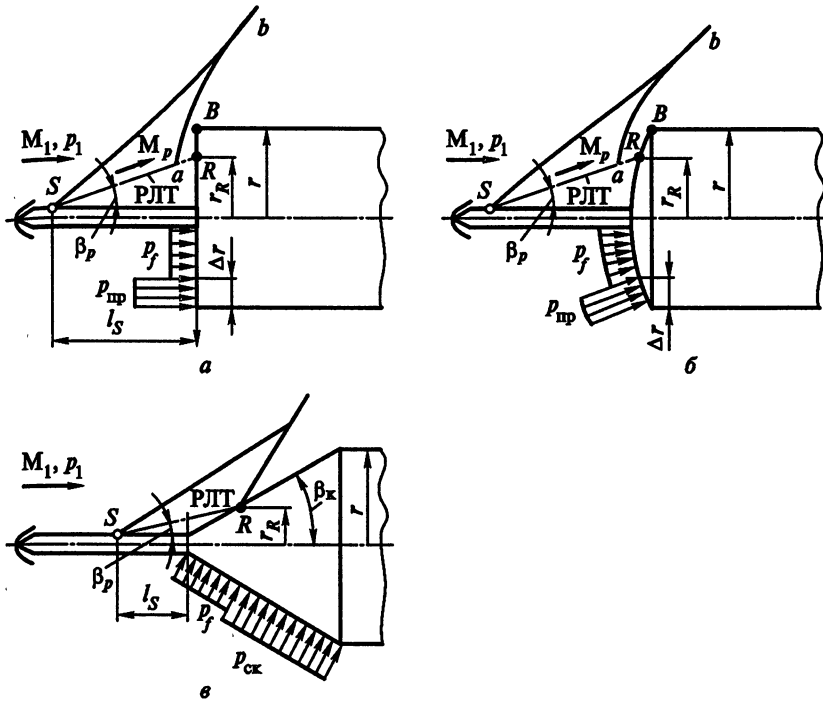


Рис. 3.12.5. Схемы обтекания тел с иглой:
а – *в* — торцевая, сегментно-сферическая и коническая лобовая поверхности соответственно

скачок уплотнения ab, обусловленный воздействием потока на часть лобовой поверхности RB (см. рис. 3.12.5, *а, б*), лежащей выше РЛТ. Считаем, что на эту часть поверхности, площадь которой $S_1 = \pi(r^2 - r_R^2)$, действует давление $p_{\text{пр}}$, соответствующее статическому давлению за прямым скачком уплотнения. Давление $p_{\text{пр}}$ можно найти с помощью зависимостей для скачков уплотнения по скорости потока на граничной линии тока, приходящей в верхнюю кромку B. На внутреннюю поверхность тела ($S = \pi r_R^2$) действует давление p_f, определяемое выражением (3.8.3).

Линия присоединения потока смещена относительно кромки B на $\Delta r = r - r_R$. Координату точки r_R находим из условия присоединения Корста: $p_{0\text{рлт}} = p_{\text{пр}}$.

Это условие позволяет найти отношение давлений:

$$p_{\text{пр}}/p_p = [1 + 0,5(k-1)M^2_{\text{рлт}}]^{k/(k-1)},$$

где

$$\text{M}_{\text{рлт}} = 0,5(1 + \text{erf}\eta_{\text{рлт}})\times$$
$$\times \text{Cr}_p \left\{ \frac{k-1}{2} \left[1 - 0,25(1 + \text{erf}\eta_{\text{рлт}})^2 \text{Cr}_p^2 \right] \right\}^{-0,5}. \quad (3.12.1)$$

В соотношении (3.12.1) $\eta_{\text{рлт}}$ определяется решением уравнения (2.7.45).

По отношению $p_{\text{пр}}/p_{\text{р}}$, используя зависимости для прямого скачка уплотнения, находим число Маха на линии тока, приходящей в верхнюю кромку лобовой поверхности:

$$\text{M}_x = \sqrt{\frac{k+1}{2k} p_{\text{пр}}/p_p + \frac{k-1}{2k}},$$

и, следовательно, безразмерную координату этой линии:

$$\text{erf}\eta_x = \frac{2}{\text{Cr}_p} \left(1 + \frac{2}{(k-1)\text{M}_x^2} \right)^{-0,5} - 1.$$

Выражение для координаты $r_R = r - \Delta\eta_x x/(\sigma \cos\beta_p)$ линии присоединения с учетом $\Delta\eta_x = \eta_x - \eta_{\text{рлт}}$, $x = r_R/\sin\beta_p$, $\sigma = 12 + 2,758\text{M}_p$ принимает вид

$$r_R = [r(12 + 2,758\text{M}_p)\sin 2\beta_p]/[\sigma \sin 2\beta_p + 2\Delta\eta_x].$$

Для конической лобовой поверхности координату линии присоединения вычисляем с использованием полуэмпирической зависимости

$$r_R = \delta_1 \left[150 \left(\frac{p_{\text{ск}} - p_p}{p_p \text{M}_p^2 k} \right)^2 - 25 \left(\frac{p_{\text{ск}} - p_p}{p_p \text{M}_p^2 k} \right) + 3 \right] \frac{\sin\beta_p \sin\beta_{\text{к}}}{\sin(\beta_{\text{к}} - \beta_p)},$$

где δ_1 — толщина пограничного слоя на игле перед зоной отрыва.

При расчете продольной силы принимаем, что давление в области, ограниченной радиусом r_R, равно p_f, а вне его — $p_{\text{пр}}$ или $p_{\text{ск}}$.

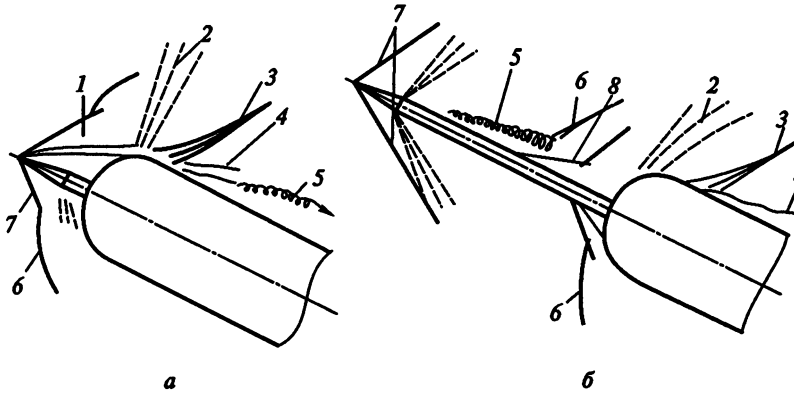


Рис. 3.12.6. Обтекание затупленных тел с короткой (*а*) и длинной (*б*) иглами под большими углами атаки

Для практических целей важно также знать, как будут изменяться аэродинамические характеристики затупленных тел с иглами при различных углах атаки. При небольших их значениях отрывное течение приобретает несимметричный характер, причем на наветренной стороне зона отрыва меньше, а на подветренной — больше.

Увеличение угла атаки (рис. 3.12.6, *а*) нарушает симметрию фронта головного скачка уплотнения *7* и приводит к тому, что оторвавшийся на подветренной стороне поток *1* не попадает на поверхность тела. В непосредственной близости от места перехода носовой части в цилиндрическую поток разгоняется до сверхзвуковой скорости, возникает волна разрежения *2*. Ниже по потоку образуется скачок уплотнения *3*, за которым происходит отрыв пограничного слоя *4* и появляются два вихря *5* с противоположными направлениями вращения (как и при обтекании длинных тел вращения под углами атаки) [9]. Если удлинить иглу (рис. 3.12.6, *б*), отрыв с образованием вихрей *5* будет происходить уже на подветренной стороне самой иглы. Однако это не исключает возможность отрыва потока *8* на той же стороне иглы непосредственно перед головной частью тела. В рассматриваемых случаях обтекание наветренной стороны характеризуется, как и при нулевом угле атаки, отрывом. Однако при этом наблюдается уменьшение размеров застойной зоны. Соответственно деформируются и скачки уплотнения *6* перед телом.

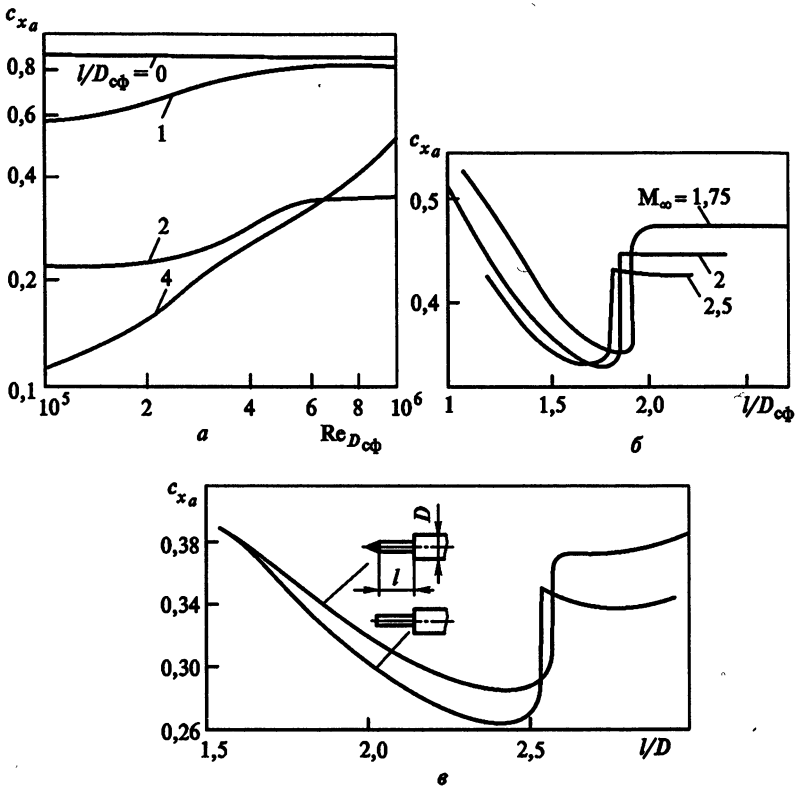


Рис. 3.12.7. Зависимость коэффициента c_{x_a} от числа Re (*а*) и относительной длины иглы (*б*, *в*)

Как показали исследования, коэффициент лобового сопротивления $c_{x_a} = 4X_a/(\pi q_\infty D_{сф}^2)$ существенно изменяется в зависимости от чисел M_∞ и $Re_{D_{сф}} = V_\infty D_{сф}/\nu_\infty$. По результатам экспериментов, полученным для цилиндрического тела со сферическим носком при $M_\infty = 6,8$, различных числах $Re_{D_{сф}}$ и отношениях $l/D_{сф}$, ясно видна тенденция увеличения c_{x_a} с ростом $Re_{D_{сф}}$ (рис. 3.12.7, *а*). Это можно объяснить уменьшением критического перепада давления в точке отрыва потока на игле, сужением «жидкого конуса», а следовательно, и зоны с пониженным давлением на сфере. При этом в случае турбулентного пограничного слоя, который возникал на длинной игле ($l/D_{сф} = 4$), с увеличением $Re_{D_{сф}}$ возрастание c_{x_a} происходит значительнее [9].

Для тех же моделей на рис. 3.12.7, *б* приведены данные, характеризующие изменение c_{x_a} от числа M_∞. При увеличении M_∞ коэффициент c_{x_a} уменьшается, однако с ростом отношения $l/D_{сф}$ может наступить момент почти скачкообразного возрастания c_{x_a}, что обусловлено быстрым переходом ламинарного пограничного слоя в турбулентный, который сопровождается значительным ростом давления в застойной зоне перед сферическим телом.

Форма самой иглы также влияет на лобовое сопротивление. Это видно из рис. 3.12.7, *в*, где показано изменение c_{x_a} в зависимости от отношения l/D для двух игл, одна из которых имеет затупленный, а другая — заостренный носок. Коэффициент лобового сопротивления тела с заостренной иглой оказывается несколько бóльшим во всем диапазоне значений l/D.

Графики на рис. 3.12.8, *а* позволяют судить о влиянии угла α и числа M_∞ на коэффициент c_{x_a}. При сравнительно небольших $\alpha < 8^\circ$ возрастание M_∞ приводит к снижению c_{x_a}, а при $\alpha > 8^\circ$ наблюдается противоположный эффект. Это объясняется тем, что при больших углах атаки существенно возрастает составляющая сопротивления, обусловленная цилиндрическим участком обтекаемого тела, которая значительно увеличивается с ростом M_∞.

Практический интерес представляют данные об изменении коэффициента сопротивления в зависимости от длины

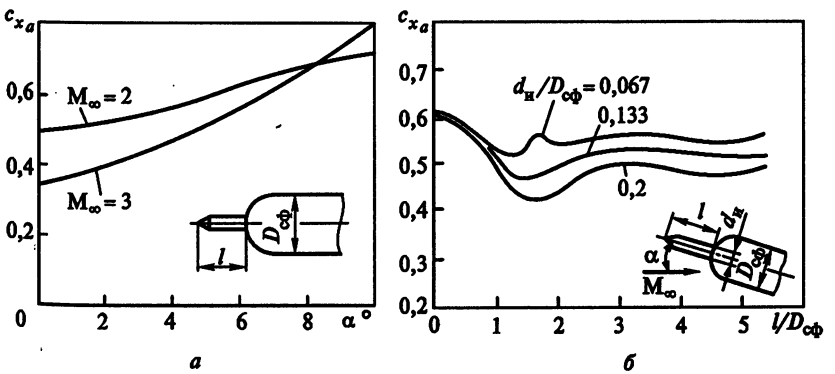


Рис. 3.12.8. Зависимость коэффициента c_{x_a} от угла атаки α (*а*) и длины иглы l (*б*):
а – $l/D_{сф} = 1,5$; *б* – $M_\infty = 1,81$, $\mathrm{Re}_{D_{сф}} = 0,31 \cdot 10^6$, $\alpha = 5^\circ$

иглы l и ее диаметра $d_и$ при $\alpha \neq 0$. На рис. 3.12.8, *б* видно, что с увеличением $d_и$ коэффициент c_{x_a} уменьшается для игл с относительной длиной $l/D_{сф} < 1,2$. Это связано с уменьшением угла, под которым происходит отрыв потока. Увеличение углов атаки заметно снижает влияние поперечного размера иглы на c_{x_a}.

Некоторые экспериментальные данные об изменении коэффициента подъемной силы c_{y_a} и продольного момента m_{z_a} получены для цилиндрических тел со сферическим носком и плоским торцем, снабженных иглами. Удлинение таких тел равно трем, длины игл выбирали переменными. Продувку в аэродинамических трубах вели при M_∞, равном 2 и 3, $Re_{D_{сф}} = (0,3 \ldots 0,9) \cdot 10^6$.

На рис. 3.12.9, *а* приведены зависимости c_{y_a} от α при различных отношениях $l/D_{сф}$, из которых виден эффект значительного увеличения подъемной силы из-за установки иглы (кривые $l/D = 0$ и $l/D = 0,84$). Однако иглы с $l/D = 0,84 \ldots 2$ обеспечивают сравнительно малое изменение подъемной силы.

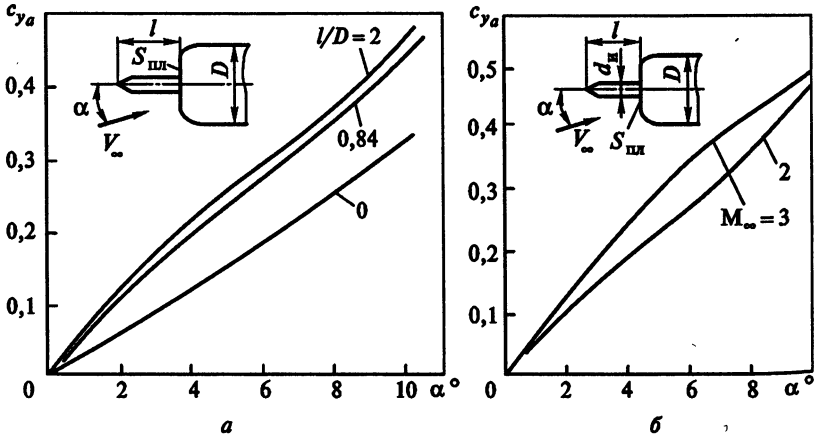


Рис. 3.12.9. Зависимость коэффициента c_{y_a} от угла α тела со скругленным торцем и центральной иглой:
а – M= 2,5, $\overline{S}_{пл} = S_{пл}/S_{мид} = 0,5$, $Re_{D_{сф}} = 0,57 \cdot 10^6$; *б* – $l/D_{сф} = 1,5$, $\overline{S}_{пл} = S_{пл}/S_{мид} = 0,4$, $Re_{D_{сф}} = 0,6 \cdot 10^6$

Влияние числа M_∞ на коэффициент подъемной силы иллюстрируют графики, приведенные на рис. 3.12.9, *б*. Заметное изменение c_{y_a} от M_∞ отмечено в диапазоне углов атаки $3 \ldots 9^\circ$, причем с ростом M_∞ коэффициент подъемной силы увеличивается. Изменение числа $Re_D = V_\infty D/\nu_\infty$ в пределах $(0{,}3 \ldots 0{,}9) \cdot 10^6$ практически не влияет на значение c_{y_a}. Степень затупления носка тела оказывает существенное влияние на коэффициент подъемной силы при $\overline{S}_{пл} > 0{,}5$ (где $\overline{S}_{пл} = S_{пл}/S_{мид}$; $S_{пл}$ — площадь плоской части лобовой поверхности тела). Например, если $\overline{S}_{пл}$ увеличить до единицы (плоское затупление), то c_{y_a} возрастет более чем на 50 %.

Экспериментальное значение коэффициента продольного момента m_{z_a} находили относительно точки модели, отстоящей от носка на расстоянии $\overline{x} = x/L = 0{,}4$ (где L — длина модели). Его значение существенно зависит от длины иглы и степени затупления носка (рис. 3.12.10, *а*). При этом влияние степени затупления оказывается особенно значительным, о чем свидетельствует тот факт, что у симметричных тел без иглы и с иглами разной длины при малой степени затупления $\overline{S}_{пл} = 0{,}4$ (сплошные линии на рис. 3.12.10, *а*) возникает дестабилизирующий продольный момент почти на всех углах атаки. Однако при большой $\overline{S}_{пл} = 1$ игла обеспечивает статическую устойчивость (пунктирные линии). На рис. 3.12.10, *б* прослеживается тенденция к увеличению статической устойчивости с возрастанием числа M_∞. Следовательно, применение игл в качестве стабилизирующих устройств возможно лишь с некоторого значения M_∞, зависящего от различных факторов (относительной длины иглы, степени затупления тела и др.), которое обычно устанавливают экспериментально.

Число Re_D оказывает незначительное влияние на коэффициент продольного момента. Заострение игл существенно не изменяет картины обтекания тел по сравнению с их затупленной формой, поэтому практически удобнее применять скругленную форму носка иглы.

На рис. 3.12.11 показано изменение аэродинамического качества $K = c_{y_a}/c_{x_a}$ затупленного цилиндрического тела с

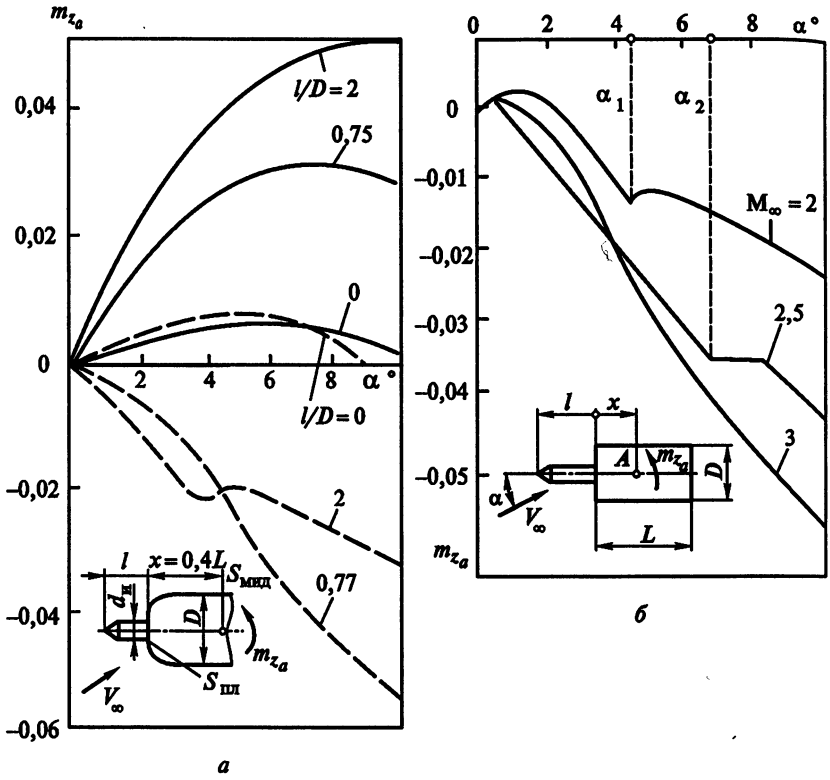


Рис. 3.12.10. Зависимость коэффициента m_{z_a} от угла атаки α: *а* – $\overline{S}_{пл} = 0,4$ (сплошные линии), $\overline{S}_{пл} = 1$ (штриховые линии); *б* – $l/D = 1,5$, $\mathrm{Re}_D = 0,6 \cdot 10^6$, $x = 0,4L$ (α_1, α_2 – значения углов атаки, соответствующие скачкообразному перемещению точки отрыва)

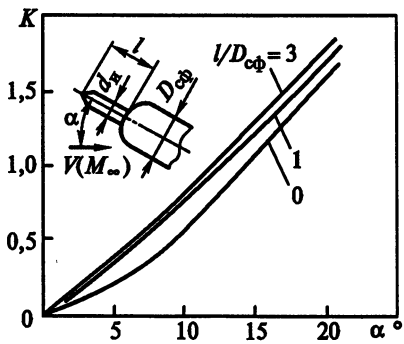


Рис. 3.12.11. Зависимость аэродинамического качества K от угла атаки ($M_\infty = 1,81$, $\mathrm{Re}_{D_{сф}} = 0,31 \cdot 10^6$, $S_{пл} = 0$, $d_н/D_{сф} = 0,2$)

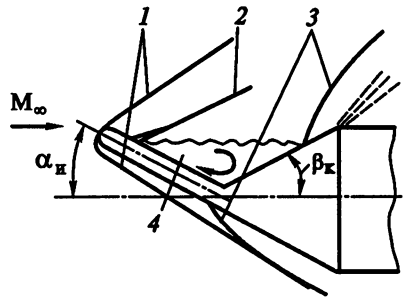


Рис. 3.12.12. Картина обтекания сверхзвуковым потоком тела с конической головной частью и центральной (несоосной) иглой:
1 – скачки уплотнения перед иглой; *2* – скачок уплотнения перед застойной зоной; *3* – скачки уплотнения на конической поверхности; *4* – застойная зона

иглой в зависимости от угла атаки и относительного удлинения иглы. Установка иглы существенно увеличивает аэродинамическое качество, обеспечивает практически линейный характер его изменения в зависимости от α. При этом относительная длина иглы $l/D_{\text{сф}}$ мало влияет на аэродинамическое качество.

Управлять подъемной силой затупленного тела с помощью иглы можно и при $\alpha = 0$, однако в этом случае игла должна быть отклонена на некоторый угол $\alpha_{\text{и}}$ относительно продольной оси тела (рис. 3.12.12).

Экспериментальные результаты, полученные для конической модели с углом $\beta_{\text{к}} = 30^{\circ}$ и отклоненной центральной иглой ($l/D = 1$) при $M_{\infty} = 2,01$, приведены на рис. 3.12.13 и 3.12.14. Видно, что картина обтекания во многом оказывается такой, как у затупленных тел с соосными иглами при углах атаки, отличных от нуля (см. рис. 3.12.6).

Графики изменения относительного статического давления p/p_0 (p_0 — давление торможения в набегающем потоке) в различных точках поверхности конуса (см. рис. 3.12.13) показывают, что благодаря образованию за отклоненной иглой застойной зоны давление на части конуса вблизи иглы уменьшается. Это приводит к снижению сопротивления и возникновению подъемной силы, значение которой может быть достаточным для управления полетом.

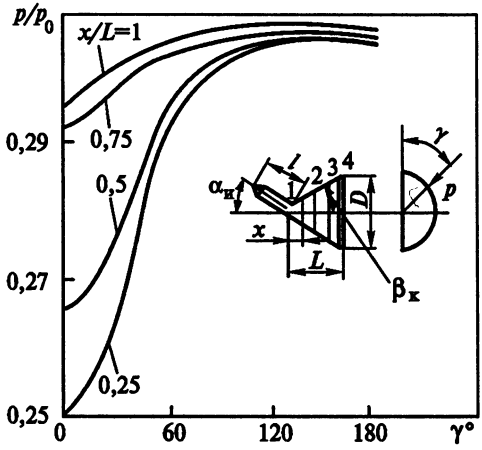


Рис. 3.12.13. Распределение относительного давления по поверхности конуса с наклонной иглой ($M_\infty = 2{,}01$; $l/D = 1$; $\alpha_к = 30°$)

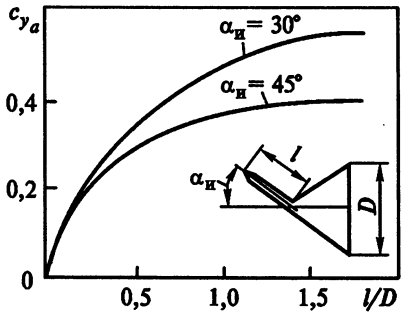


Рис. 3.12.14. Зависимость коэффициента подъемной силы от относительной длины иглы

На рис. 3.12.14 видно, что при $l/D < 2$ увеличение угла отклонения иглы $\alpha_и > 30°$ вызывает падение коэффициентов c_{y_a}.

3.12.2. Обтекание тел с дисковыми надстройками

На рис. 3.12.15 показаны структуры обтекания цилиндра дозвуковым невозмущенным потоком с торцевым затуплением и такого же тела с аэродинамической надстройкой, выполненной в виде диска. Если надстройки нет, то с кромок цилиндра происходит срыв потока с образованием у боковой его поверхности развитой зоны отрывного течения (см. рис. 3.13.15, *а*).

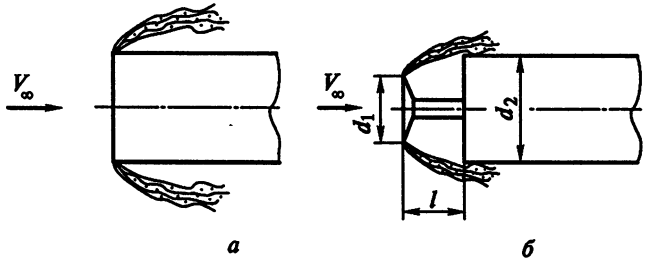


Рис. 3.12.15. Обтекание затупленного цилиндра (*а*) и цилиндра с надстройкой (*б*)

Аэродинамическая надстройка изменяет структуру течения перед цилиндром (см. рис. 3.12.5, *б*). С кромок диска происходит отрыв потока с образованием струйного слоя смешения. Оторвавшийся поток воздействует на торцевую поверхность тела, перераспределяя давление на ней по сравнению со случаем обтекания его без надстройки. В зависимости от конструктивных параметров системы (диаметров диска d_1 и цилиндра d_2 и расстояния l между ними) возможен различный эффект, приводящий к уменьшению или увеличению лобового сопротивления. Однако центр давления, как правило, смещается вниз по потоку, что увеличивает статическую устойчивость тела.

На рис. 3.12.16 показаны основные возможные структуры дозвукового обтекания системы, состоящей из двух дисков при

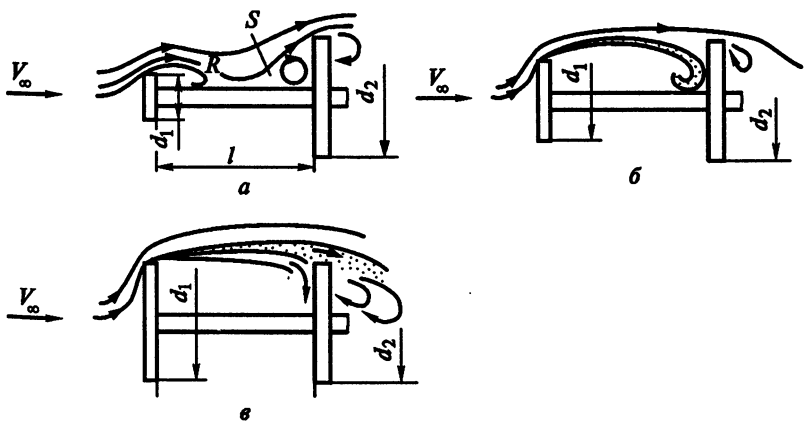


Рис. 3.12.16. Структуры обтекания двух дисков при различных отношениях их диаметров d_1/d_2

$\alpha = 0$. Если диаметр второго диска d_2 существенно больше, чем первого d_1 (см. рис. 3.12.16, *а*), а расстояние l превосходит d_2, то оторвавшийся за первым диском поток присоединяется в области R и вновь отрывается в области S перед вторым диском. При увеличении d_1 (см. рис. 3.12.16, *б*) области присоединения R и отрыва S сливаются и образуют между дисками единую зону циркуляционного течения. И, наконец, при соизмеримых значениях d_1 и d_2 (см. рис. 3.12.16, *в*) струйный слой смешения воздействует на верхнюю кромку второго диска и замыкается на область ближнего следа за ним, изменяя параметры течения в этой области. В пространство между дисками попадает лишь низкоэнергетическая часть слоя смешения.

Моментам перестройки структур течения соответствуют критические значения $\overline{d}_{\text{кр1}} = (d_1/d_2)_{\text{кр1}}$ и $\overline{d}_{\text{кр2}} = (d_1/d_2)_{\text{кр2}}$. Изменение структур обтекания приводит к скачкообразному изменению коэффициента продольной силы c_x. На рис. 3.12.17 приведена зависимость c_x для системы, состоящей из двух соединенных иглой дисков, от $\overline{d} = (d_1/d_2)$ в диапазоне скоростей $V_\infty = 22 \ldots 44$ м/с.

Каждой структуре *а* — *в* на рис. 3.12.16 соответствует свой участок графика. Если $\overline{d} < \overline{d}_{\text{кр1}} = 0{,}6$ (участок AK_1), то существует структура *а* с двумя раздельными зонами отрыва между дисками. При этом с увеличением $\overline{d}$ наблюдается

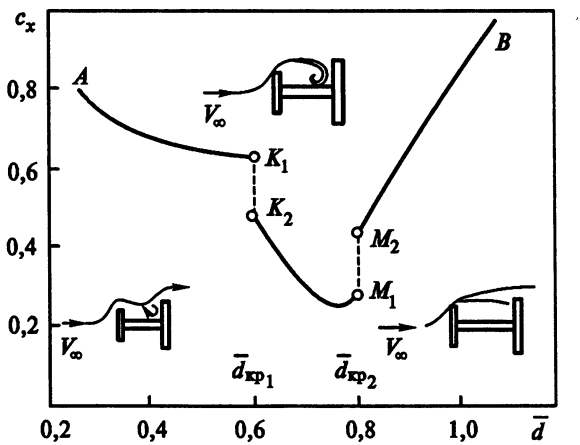


Рис. 3.12.17. Зависимость коэффициента c_x от $\overline{d}$

уменьшение c_x. В момент, когда $\overline{d} = \overline{d}_{кр2}$, происходит перестройка структуры обтекания с образованием единой развитой зоны отрыва (структура *б* на рис. 3.12.16). Возрастанию $\overline{d}$ в диапазоне $0,6 \ldots 0,8$ соответствует участок K_2M_1 уменьшения коэффициента c_x. Минимум сопротивления достигается в тот момент, когда длина донного следа за первым диском становится такой же, как его расстояние l до второго диска, и поток в области возвратного течения «скользит» по его поверхности (вектор его скорости параллелен поверхности второго диска). При $\overline{d}_{кр2} = 0,8$ происходит еще одна (повторная) перестройка режима обтекания и образуется структура *в* (см. рис. 3.12.16), характерная тем, что струйный слой смешения перестает взаимодействовать со вторым диском и замыкается на область ближнего следа за ним. В этом случае второй диск находится в области возвратного течения первого диска и с увеличением $\overline{d}$ его влияние на уменьшение сопротивления постепенно снижается.

Зависимость c_x от относительного расстояния $\overline{l} = l/d_2$ между одинаковыми дисками $d_1 = d_2$ приведена на рис. 3.12.18. Увеличение l приводит сначала к некоторому повышению c_x

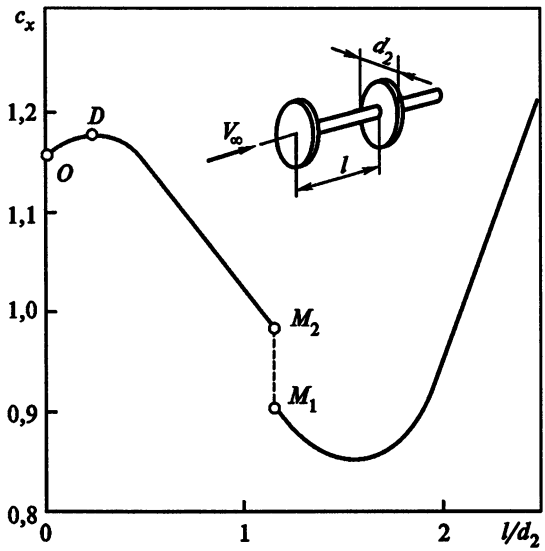


Рис. 3.12.18. Зависимость коэффициента c_x от относительного расстояния между одинаковыми дисками, соединенными иглой

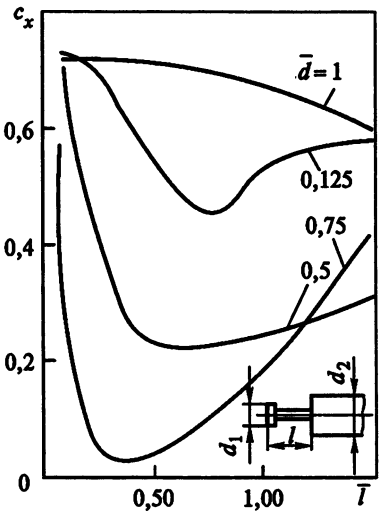


Рис. 3.12.19. Зависимость коэффициента c_x от $\bar{l}$ и $\bar{d} = d_1/d_2$ при $\mathrm{Re}_{d_2} = 5 \cdot 10^5$

(участок OD), а затем к его уменьшению (до точки M_2), что объясняется влиянием на общую структуру течения особенностей в перераспределении давлений за надстройкой, образованием неравномерного слоя смешения, воздействующего на второй диск и на формирование донного течения за ним. Скачкообразное изменение c_x (участок M_2M_1) соответствует условиям перестройки течения от структуры *в* к структуре *б* (см. рис. 3.13.16*б*). Минимальное значение c_x достигается при $\bar{l} = 1{,}6$ в результате образования наиболее скоростного циркуляционного течения между дисками.

Аналогичным образом изменяется коэффициент продольной силы для системы цилиндр — диск. На рис. 3.12.19 показаны графики зависимости c_x от $\bar{l} = l/d_2$ при различных $\bar{d} = d_1/d_2$ [5]. Коэффициент c_x учитывает лишь перераспределение давления и трения на диске, игле и лобовой поверхности цилиндра. Скорости обтекания лежат в диапазоне $7{,}6 \ldots 57{,}9$ м/с. Так же как для системы с двумя дисками, существует минимум коэффициента c_x при изменении $\bar{l}$, значение которого зависит от относительного размера дисковой надстройки $\bar{d}$ (для каждого $\bar{d}$ существует оптимальное значение $\bar{l}$, при котором получается минимальная сила сопротивления).

На определенных режимах обтекания затупленных тел с надстройками в виде комбинации диск — игла на их поверхности возникают пульсации давления, которые могут привести к разрушениям конструкции. Поэтому необходимо знать уровень таких пульсаций.

Эксперименты показывают, что наличие пульсаций свойственно любой скорости обтекания. Их уровень для опреде-

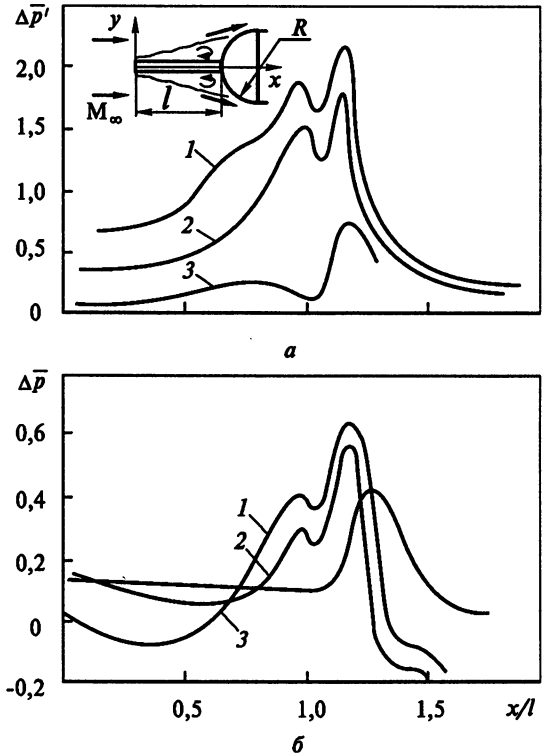


Рис. 3.12.20. Коэффициенты пульсационного (*а*) и статического (*б*) давления при обтекании затупленного тела с надстройкой: *1* – $M_\infty = 0,6$, $d_н/(2R) = 0,147$ ($d_н$ – диаметр насадки), $l/(2R) = 1,03$; *2* – $M_\infty = 0,9$, $d_н/(2R) = 0,147$, $l/(2R) = 1,03$; *3* – $M_\infty = 3,5$, $d_н/(2R) = 0,184$, $l/(2R) = 1,03$

ленной конструкции надстройки и размеров ее уменьшается с возрастанием числа M_∞ невозмущенного потока (рис. 3.12.20).

Наибольший уровень пульсации давления достигается в области присоединения оторвавшегося потока к носовой поверхности тела. Величина пульсаций зависит также от угла атаки, с увеличением которого возрастает уровень максимума пульсаций давления.

При сверхзвуковых скоростях обтекания тела с надстройкой под большим углом атаки оторвавшийся с задней кромки диска поток присоединяется к поверхности иглы в некотором промежуточном сечении $A - A$ (рис. 3.12.21, *а*) с образованием

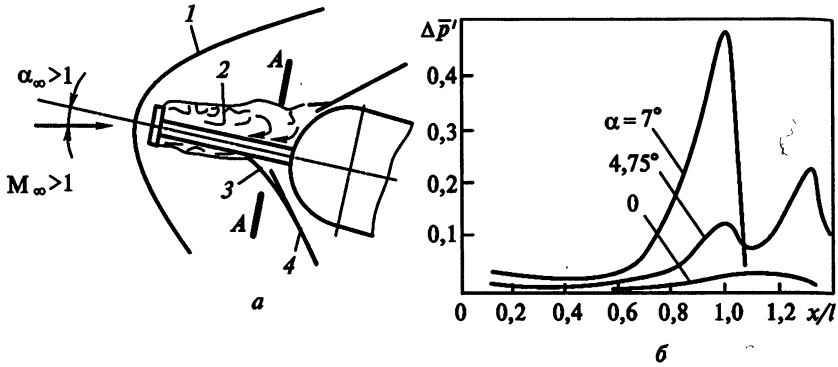


Рис. 3.12.21. Схема течения (*а*) и пульсации давления (*б*) на затупленном теле с надстройкой при больших углах атаки $M_\infty = 2{,}7$:

1 – скачок уплотнения перед диском; *2* – оторвавшийся пограничный слой; *3*, *4* – скачки уплотнения

скачков уплотнения перед носовой частью тела. На этой стороне надстройки в окрестности скачка уплотнения возникают наиболее интенсивные пульсации давления, уровень которых превосходит в несколько раз пульсации давления при нулевом угле атаки (рис. 3.12.21, *б*).

3.13. Поворотные кормовые части летательных аппаратов

Создавать управляющие аэродинамические силы и моменты можно в результате поворота кормовой части ЛА (рис. 3.13.1). При ее повороте на угол δ происходит перераспределение давления на поверхности подвижной части ЛА. С верхней стороны (рис. 3.13.2) давление повышается, так как поток поджимается, а с нижней, наоборот, уменьшается. Течение вблизи кормовой части ЛА носит пространственный характер. Для управления выбирают такие углы поворота кормовой части, при которых происходит безотрывное обтекание боковой поверхности ЛА. Течение у донного среза сопровождается отрывом потока (точки S_1 и S_2 на рис. 3.13.2). Расчет параметров обтекания кормовой части ЛА проводят численным решением уравнений Эйлера.

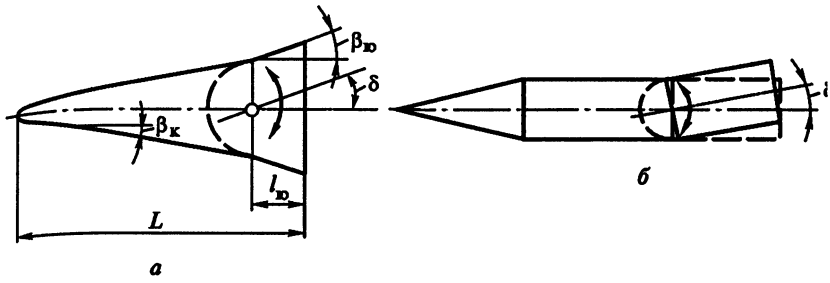


Рис. 3.13.1. Варианты отклонения конической (*а*) и цилиндрической (*б*) кормовых частей

На рис. 3.13.3 приведены результаты, полученные с использованием численного метода сквозного счета (см. гл. 2). ЛА имел коническую форму с углом наклона образующей $\beta_к = 15°$. Относительная длина поворотной «юбки» $l_ю = l_ю/L$ изменялась от 0,1 до 0,3, а ее угол $\beta_ю = 10 \ldots 20°$. Числа $M_\infty = 3 \ldots 5$, углы атаки $\alpha = 0 \ldots 6°$ соответствовали безотрывному обтеканию боковой поверхности ЛА. Установлено, что если поворотная коническая «юбка» имела угол $\beta_ю = \beta_к$, то производные от аэродинамических коэффициентов c_y^δ и m_z^δ практически не зависели от числа M_∞ (см. рис. 3.13.3, *а*), поэтому зависимости $c_y(\delta)$ и $m_z(\delta)$ линейны относительно угла поворота δ.

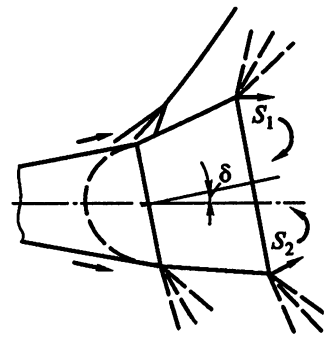


Рис. 3.13.2. Схемы обтекания поворотной «юбки»

Производная $c_y^\delta \approx -0,1$ постоянна при изменении углов $\beta_ю$ и α (см. рис. 3.13.3, *б*), в этом случае производная c_x^δ близка к нулю.

Угол раскрытия «юбки» в основном изменяет коэффициент c_x, но при этом мало влияет на c_y и m_z (см. рис. 3.13.3, *в*). Удлинение кормовой части повышает эффект управления (см. рис. 3.13.3, *г*).

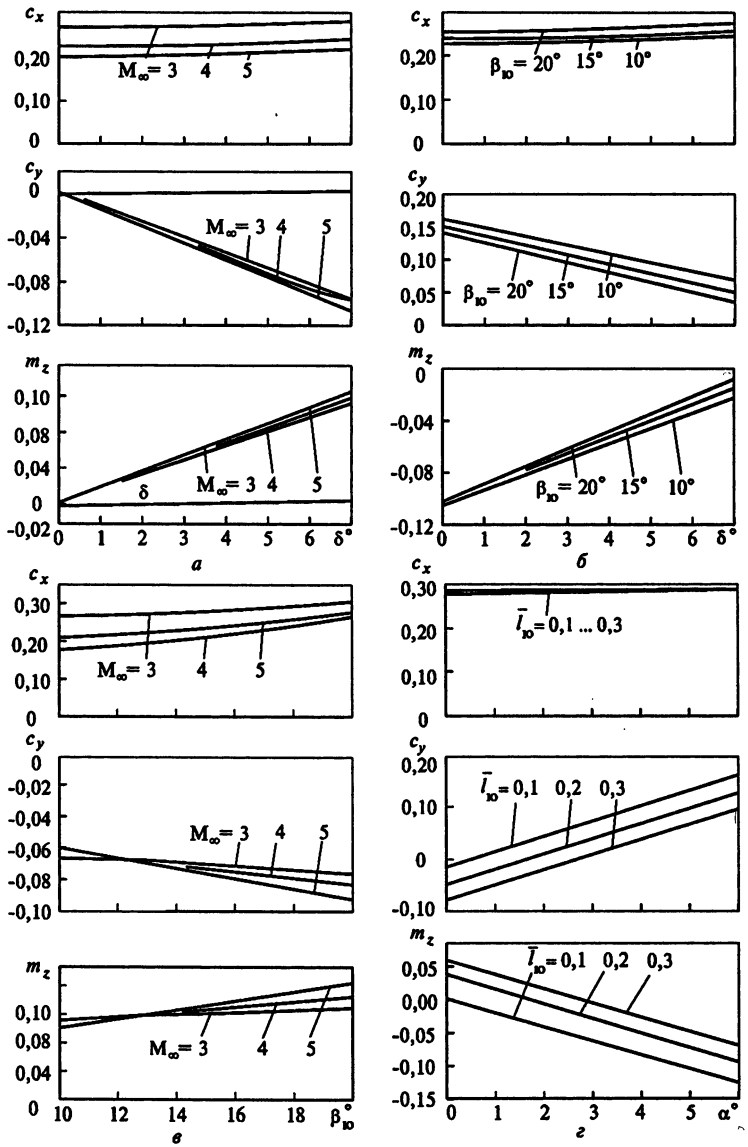


Рис. 3.13.3. Зависимости аэродинамических характеристик поворотной конической «юбки» от определяющих параметров ($\beta_к = 15°$):

а – $\alpha = 0$; $\beta_ю = 15°$, $\bar{l}_ю = 0,3$; *б* – $\alpha = 5°$, $l_ю = 0,3$, $M_\infty = 3$; *в* – $\alpha = 0$, $l_ю = 0,3$, $\delta = 5°$; *г* – $\beta_ю = 15°$, $M_\infty = 3$, $\delta = 5°$

Глава 4

АЭРОДИНАМИЧЕСКОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ ЩИТКОВЫХ ОРГАНОВ УПРАВЛЕНИЯ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

Для управления, торможения и стабилизации высокоскоростных ЛА наряду с различными аэродинамическими средствами (оперение, поворотные рули) находят применение щитковые (выдвижные) ОУ. Они позволяют изменять в достаточно широком диапазоне аэродинамические коэффициенты c_x, c_y, m_z, m_x и др. При сверхзвуковых скоростях полета ракетных блоков возникает сложная картина отрывного обтекания щитков, для которой характерно распространение возмущений на поверхность, противоположную органам управления, а также перетекание атмосферы в ближний след. Это затрудняет создание приемлемых математических моделей течения, а следовательно, методик расчета аэродинамических характеристик ЛА.

В настоящей главе приведены результаты систематического экспериментального изучения процесса сверхзвукового обтекания ЛА с различными вариантами щитковых ОУ. Созданы физические модели течений вблизи управляющих устройств, включая предельные, разработаны адекватные им математические модели. Проиллюстрированы многочисленные схемы течений, подтверждающие закономерности изменения экспериментально полученных аэродинамических характеристик.

4.1. Управление обтеканием бескрылых летательных аппаратов аэродинамическими выдвижными устройствами щиткового типа

4.1.1. Структуры отрывного обтекания щитков

В зависимости от назначения ОУ, требуемой управляющей силы, а также тепловой нагрузки, щитки могут быть

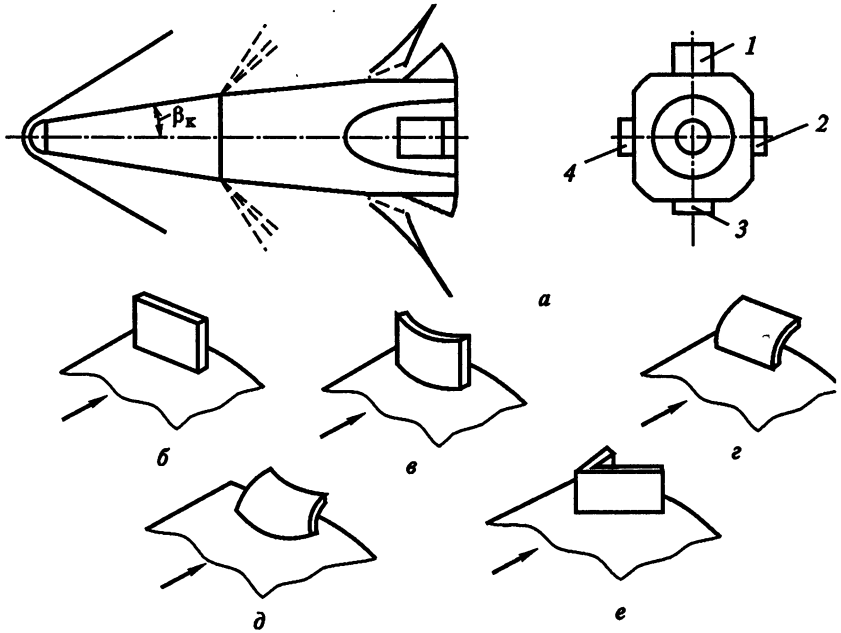


Рис. 4.1.1. Конструктивные формы выдвижных ОУ

(рис. 4.1.1): наклонные (*а*), торцевые прямоугольные (*б*), цилиндрические (*в, г*), сегментно-сферические (*д*), угловые (*е*).

Обеспечение балансировки корпуса ЛА при расположении четырех щитков по плюсообразной схеме проиллюстрировано на рис. 4.1.1, *а*. При этом щитками *1* и *3* управляют продольным движением, а *2* и *4* — боковым движением ЛА. Для создания управляющего момента по крену используют пары противоположных щитков. При одновременном выдвижении рассматриваемые щитки могут выступать в качестве тормозного устройства.

При воздействии сверхзвукового потока на носовую часть ЛА перед ней возникает головной скачок уплотнения, форма которого определяется конструкцией лобового обтекателя и числом Маха набегающего потока. Если углы атаки α не превышают $\beta_к$, то после прохождения скачка уплотнения набегающий поток разворачивается в веере волн разрежения и воздействует на выдвижной ОУ *1*, расположенный в кормовой части ЛА. Течение газа вблизи управляющей поверхности

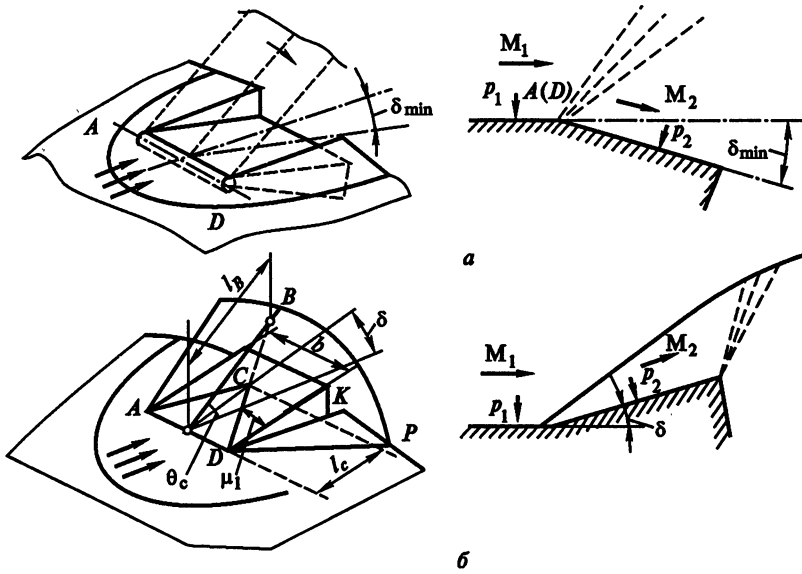


Рис. 4.1.2. Структуры обтекания щитка при $\delta < \delta_S^N$: $a - \delta_{\min} \le \delta \le 0$; $б - 0 < \delta \le \delta_S$

может быть безотрывным или сопровождаться образованием областей пространственного отрыва. При этом в структуре обтекания возникают скачки уплотнения и волны разрежения.

Трансформация течения вблизи ОУ происходит при изменении угла δ его отклонения (рис. 4.1.2). Возможны следующие режимы течения.

Если угол отклонения выдвижного ОУ изменяется в диапазоне $\delta_{\min} \le \delta \le 0$ (см. рис. 4.1.2, *а*), то поток расширяется за линией AD и давление на управляющей поверхности падает. Для выбранной конструкции ОУ угол отклонения $\delta_{\min} > -10°$, поэтому течение безотрывное и параметры потока на выдвижном ОУ могут быть рассчитаны по формулам, описывающим течение Прандтля — Майера.

При $\delta > 0$ структура обтекания управляющей поверхности меняется. Поток тормозится и перед ОУ возникает скачок уплотнения. В зависимости от интенсивности этого скачка и

параметров потока перед выдвижным ОУ выделяют следующие структуры обтекания.

При малых углах $\delta > 0$ ($0 < \delta < \delta_S^N$, где δ_S^N — угол отклонения щитка, при котором происходит зарождение отрывного течения) имеет место безотрывное обтекание, сопровождающееся в основном перераспределением повышенного давления по поверхности выдвижного ОУ (рис. 4.1.2, *б*). Для этого режима закон изменения давления в возмущенных зонах аналогичен случаю обтекания клина сверхзвуковым невязким потоком газа. Так как управляющие поверхности имеют конечные размеры, то обтекание «клина» носит пространственный характер. Параметры, определяющие границы области течения $ADCB$, которые примыкают к кромке «клина», вычисляют по следующим соотношениям:

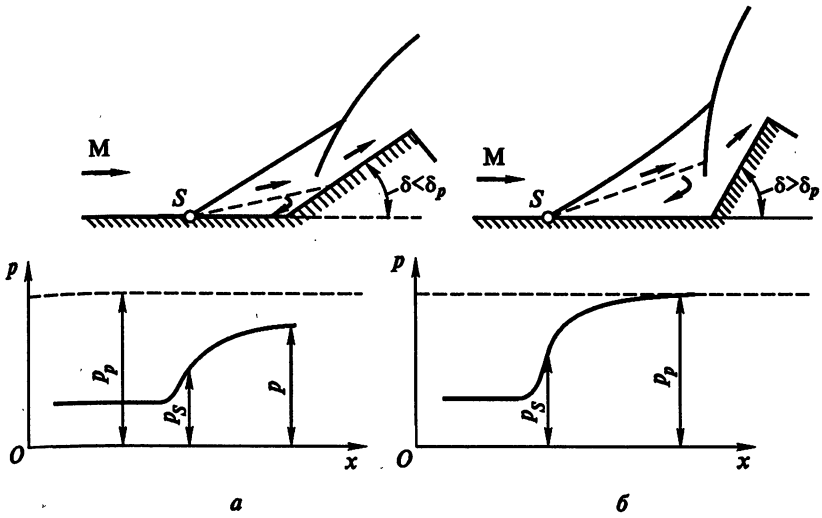
$$\bar{l}_c = \frac{l_c}{b} = \frac{1}{2\,\mathrm{tg}\,\mu_1}; \quad \mu_1 = \mathrm{arctg}\,\frac{1}{\sqrt{\mathrm{M}_1^2 - 1}};$$

$$\bar{l}_B = \frac{l_B}{b} = \frac{1}{2\cos(\theta_c - \delta)\cdot\sqrt{\mathrm{tg}^2\,\mu_1 - \mathrm{tg}^2(\theta_c - \delta)}}.$$

Трехмерность обтекания выдвижного ОУ приводит к неравномерности распределения давления по его поверхности, как в поперечном, так и в продольном направлениях. Кроме того, возмущения распространяются также на поверхность корпуса ЛА (область DKP на рис. 4.1.2, *б*), создавая дополнительные зоны повышенного давления.

Параметры потока на выдвижном ОУ рассчитывают по теории косого скачка уплотнения с учетом коэффициентов пространственности, учитывающих неравномерность перераспределения давления в возмущенных областях, обусловленных трехмерностью обтекания.

При дальнейшем увеличении δ проявляются вязкостные эффекты (рис. 4.1.3). Здесь следует выделить особую структуру обтекания, соответствующую развитию отрыва перед управляющей поверхностью (см. рис. 4.1.3, *а*). Однако максимальное давление в области возмущенного течения перед ОУ не превосходит давление p_p, которое соответствует зоне смешения при развитом отрыве. Такая структура будет иметь место в диапазоне $\delta_S^N < \delta < \delta_p$, где δ_p — угол отклонения, при



а *б*

Рис. 4.1.3. Структуры обтекания щитка при $\delta > \delta_S$

котором наступает развитое отрывное течение и давление в области отрыва достигает p_p. В этом случае необходимо учитывать перераспределение давления на корпусе ЛА около выдвижного ОУ (как перед ним, так и с его боковых сторон). Для этого режима можно положить, что изменение максимальной длины области отрыва пропорционально возрастанию угла отклонения щитка.

Наконец, при $\delta > \delta_p$ возможна такая структура (см. рис. 4.1.3, *б*), при которой параметры потока в зоне отрыва будут мало зависеть от угла поворота и определяться числами M и Re внешнего течения.

Таким образом, используя теории скачков уплотнения и отрывных течений можно рассчитать параметры потока в возмущенных областях, включая поверхности корпуса ЛА, а также поворотного щитка.

4.1.2. Управляющие торцевые щитки

При воздействии сверхзвукового потока на торцевой щиток *6*, находящийся на боковой конической поверхности *1* ЛА, перед ним возникает пространственный скачок уплотнения *5*,

который взаимодействует с пограничным слоем и вызывает его отрыв с образованием местной зоны циркуляционного течения *4*, ограниченной линией отрыва *7*, и скачка уплотнения *3* (рис. 4.1.4). При этом скачок уплотнения *5* может соединяться с головным скачком *2*. Механизм отрывного течения в этом случае такой же, как и рассмотренный в 2.7.6. Однако есть и свои характерные особенности, обусловленные ограниченными размерами конического тела, кривизной его поверхности, а также тем, что на щиток набегает неравномерный поток [4].

В зависимости от параметров течения, состояния конической поверхности (гладкая, шероховатая), вида (острая, затупленная и т. д.) и ее размеров отрыв потока перед щитком может быть ламинарным, переходным или турбулентным.

Для ламинарного отрывного течения (см. рис. 4.1.4, *а*) перед щитком, так же, как при обтекании его на плоскости, характерны малый угол «жидкого клина», достаточно длинная и вытянутая зона отрыва, распространяющаяся на значительную часть конической поверхности. Течение вблизи щитка неустойчиво, и поэтому, как правило, происходит его турбулизация.

Турбулентный отрыв (см. рис. 4.1.4, *б*) характеризуется небольшими размерами зоны отрыва в плоскости симметрии, большими углами отрыва потока и размерами областей распространения возмущений в боковом направлении.

Если размеры щитка таковы, что его ширина b (размах) соизмерима с высотой h, то обтекание носит трехмерный пространственный характер.

На характер распределения давления, а также на его значение кроме чисел M_∞, Re_x оказывают влияние такие факторы, как относительная высота щитка $\overline{h} = h/b$, угол атаки α и относительный радиус затупления конического тела $\overline{R}_з = R_з/D$.

Типичные профили распределения относительного давления $p/p_к$ на поверхности конуса в области расположения щитка приведены на рис. 4.1.5, *а* ($M_\infty = 3,4$, $\overline{R}_з = 0$, $h/b = 1$, $\alpha = 0$). При кормовом расположении щитка в области отрыва перед ним имеет место положительное избыточное давление.

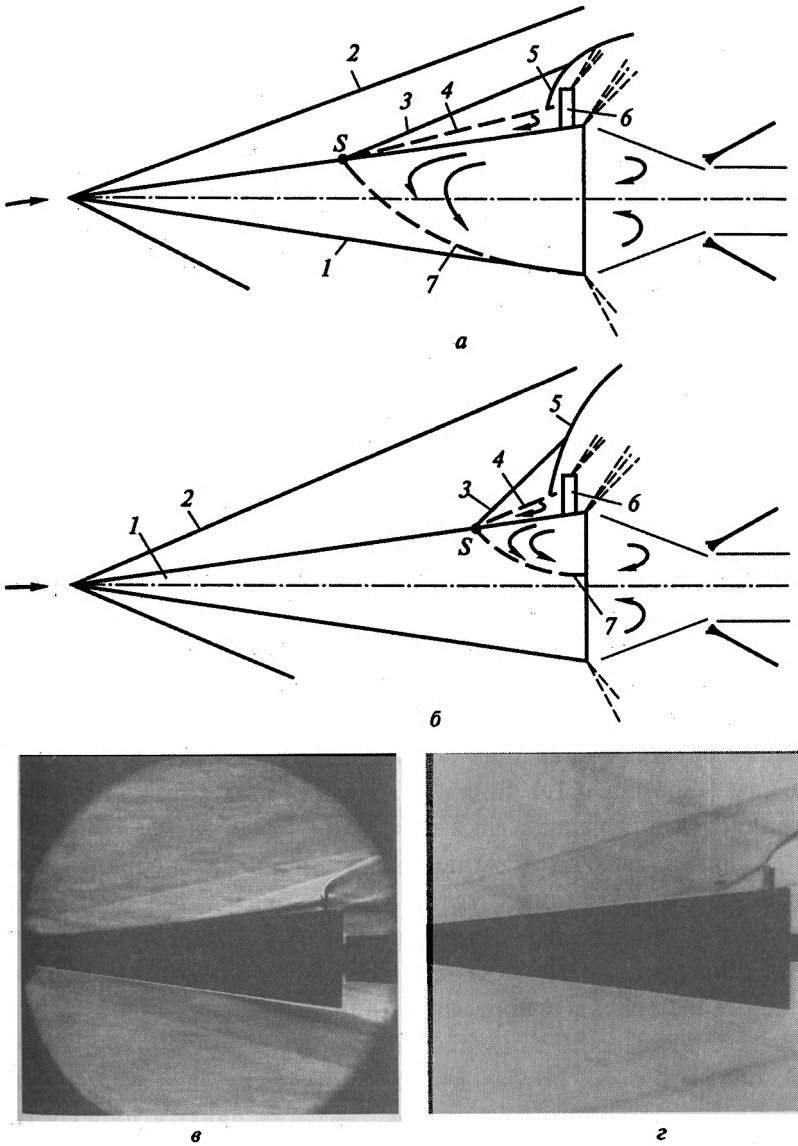


Рис. 4.1.4. Схемы (*а*, *б*) и теневые фотографии (*в*, *г*) при обтекании щитка для ламинарного (*а*, *в*) и турбулентного (*б*, *г*) отрывных течений

Наблюдается характерный для трехмерного отрывного турбулентного течения «провал» давления в зоне отрыва и резкое увеличение давления вблизи лобовой поверхности преграды.

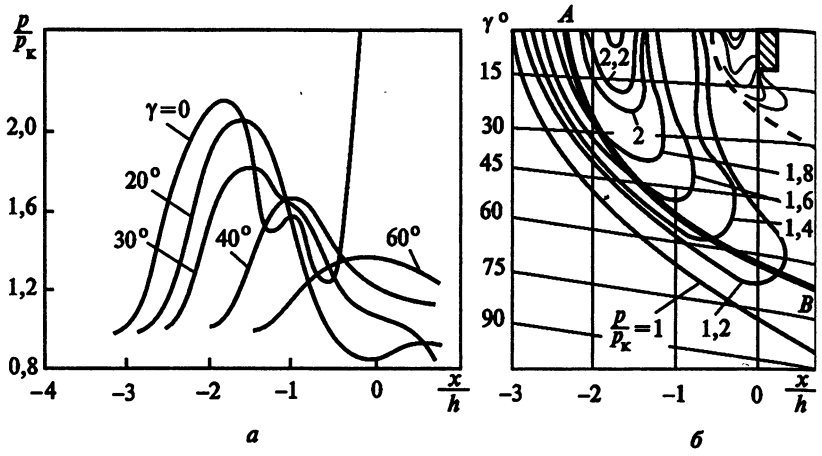


Рис. 4.1.5. Распределение давления перед щитком

Возмущения в боковом направлении распространяются вплоть до сечения с углом $\gamma = 90^\circ$.

Сопоставление результатов дренажных испытаний и визуализации структуры потока методом сажемасляных покрытий показано на рис. 4.1.5, *б*. Здесь представлены изобары в области расположения щитка и линия отрыва AB потока перед ним (см. рис. 4.1.4 линия *7*). Идентичная картина изобар сохраняется для углов атаки $\alpha = \pm\beta_к$.

Влияние высоты h выдвижения щитка на распределение давления для различных углов атаки показано на рис. 4.1.6, *а — в*. Увеличение h в диапазоне $0 < h/b \leq 1,0$ приводит к росту области отрывного течения, повышению максимального давления и глубины «провала» кривой давления в ней. Этот процесс существенно замедляется при $h/b > 1$. Однако в условиях общего срыва потока при $\alpha > \beta_к$ такая закономерность нарушается. Графики изменения давления даны в плоскости угла атаки ($\gamma = 0$).

Трансформация линий отрыва при изменении высоты выдвижения щитка для исследованного диапазона $-6^\circ \leq \alpha \leq 6^\circ$ показана на рис. 4.1.6, *г — е*. Для структуры обтекания с местным отрывом перед щитком с увеличением угла атаки происходит поджатие в боковом направлении области отрывного

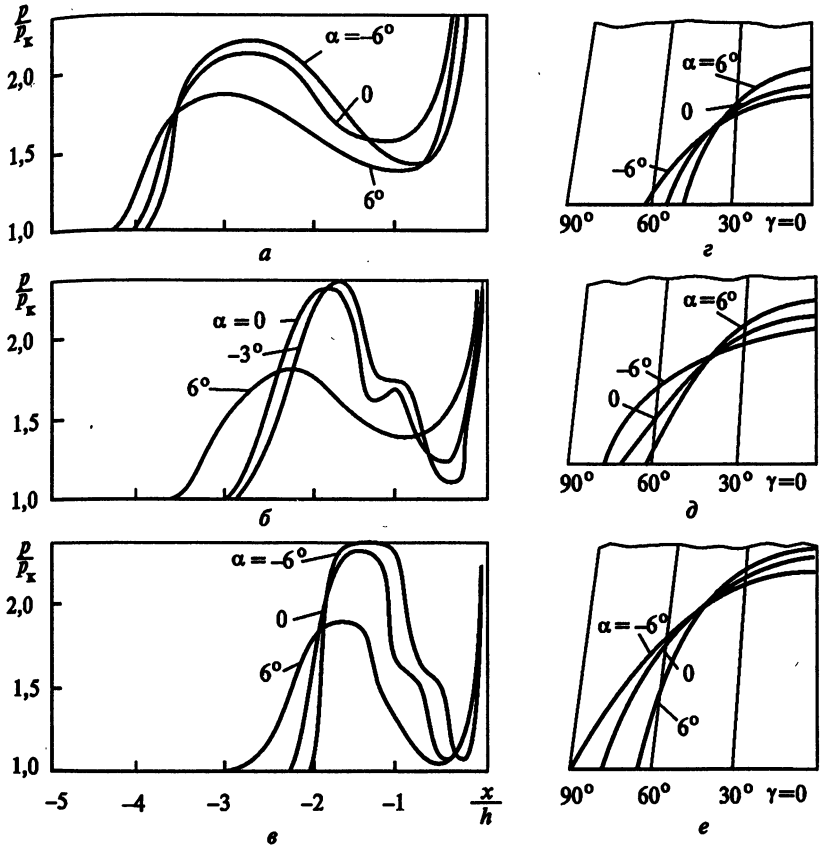


Рис. 4.1.6. Влияние высоты h на распределение давления перед щитком ($M_\infty = 3{,}4$, $R_э = 0$, $\gamma = 0$):
а, г – $h/b = 0{,}5$; *б, д* – $h/b = 1{,}0$; *в, е* – $h/b = 1{,}5$

течения, а длина зоны отрыва в продольной плоскости симметрии остается практически постоянной.

При $\alpha > 6°$ зарождается отрыв потока с образующих поверхности конуса, что сопровождается изменением формы линии отрыва, а также резким уменьшением размеров области отрывного течения.

Влияние радиуса затупления на давление в зоне турбулентного отрывного течения перед щитком при различных углах атаки иллюстрируется на рис. 4.1.7, *а*.

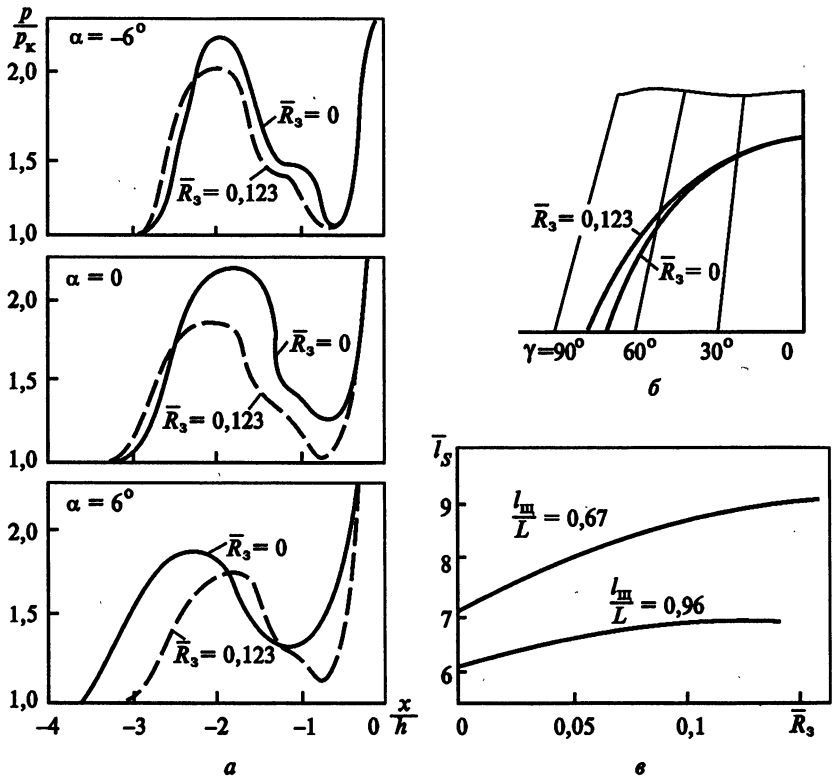


Рис. 4.1.7. Влияние радиуса затупления $R_з$ на параметры отрывного течения перед щитком $(h/b = 1)$:
а, б — $M_\infty = 3,4$; *в* — $M_\infty = 5,1$, $\alpha = 0$

Во всем диапазоне изменения α увеличение затупления носовой части обтекателя снижает максимальное давление в зоне отрыва. С возрастанием $\overline{R}_з$, из-за образования высокоэнтропийного слоя вблизи конической поверхности, уменьшаются скорости течения газа, следствием чего является падение давления в отрывной зоне перед щитком. На размеры зоны турбулентного отрыва (см. рис. 4.1.7, *б*) радиус затупления оказывает влияние лишь при углах атаки α, близких к $\beta_к$ (момент перестройки структур течения от локального к полному отрыву потока). Лучше всего это проявляется при ламинарном отрывном течении перед щитком. С ростом $\overline{R}_з$ изменяются параметры течения на конической поверхности ЛА, что сказывается на характеристиках отрывного течения.

Изменение относительной длины $\overline{l}_S = l_S/h$ зоны отрывного течения в плоскости симметрии щитка в зависимости от относительного радиуса затупления конуса $\overline{R}_з$ показано на рис. 4.1.7, *в*. Возрастание $\overline{R}_з$ влечет за собой увеличение $\overline{l}_S$, что вызвано уменьшением энергии частиц газового потока у поверхности конуса из-за образования высокоэнтропийного слоя и падением их способности противостоять возмущениям, распространяющимся по дозвуковой части пограничного слоя со стороны щитка.

Эксперименты показывают, что давление перед щитком на конической поверхности в зоне турбулентного отрыва на 8...10 % выше, чем на плоскости. Действительно, местный коэффициент трения на конусе в 1,17 раза больше, чем на пластине, а так как коэффициент давления в зоне отрыва пропорционален $\sqrt{c}_{fx}$, то очевидно, что

$$\overline{p}_{рк} = \sqrt{1,17}\,\overline{p}_{рпл} = 1,08\overline{p}_{рпл}.$$

4.1.3. Щитки, расположенные в носовой части ЛА конической формы

Общей характерной особенностью обтекания таких щитков является образование обширных зон отрыва около выдвижного ОУ: передней (с повышенным давлением) и защитковой (с пониженным давлением) (рис. 4.1.8, *а*). Эти зоны занимают достаточно обширную область конической поверхности, включая и противоположную щитку поверхность. На рис. 4.1.8, *б* показаны элементы структуры обтекания вблизи щитка, расположенного в носовой части ЛА. По сравнению со случаем обтекания при $\alpha = 0$ для положительных углов атаки характерно увеличение зоны распространения возмущений вверх по потоку от щитка и уменьшение ее за ним.

Спектры течения на развертке конической поверхности при $\alpha \geq 0$ остаются одинаковыми (рис. 4.1.9, *а*), а при $\alpha < 0$ линия отрыва AB изменяет свою кривизну и на развертке практически вырождается в прямую линию (рис. 4.1.9, *б,в*). При выдвижении носового щитка в диапазоне $h/b = 0...1$ длина зоны отрыва l_S перед щитком, давление в ней, а следовательно,

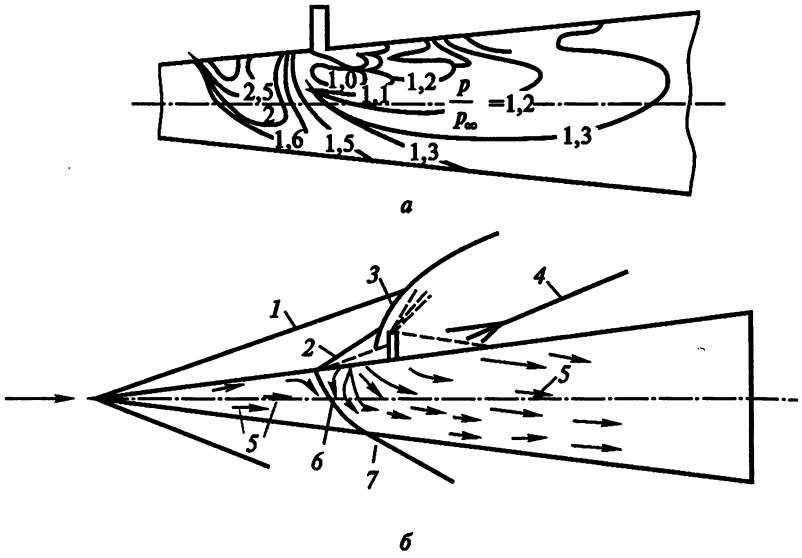


Рис. 4.1.8. Обтекание щитков в носовой части ЛА ($M_\infty = 3{,}4$, $h/b = 1$, $l_щ/L = 0{,}33$):
а – распределение давления вблизи щитка; *б* – схема обтекания; *1–4, 7* – скачки уплотнения; *5* – линии тока; *6* – линия отрыва

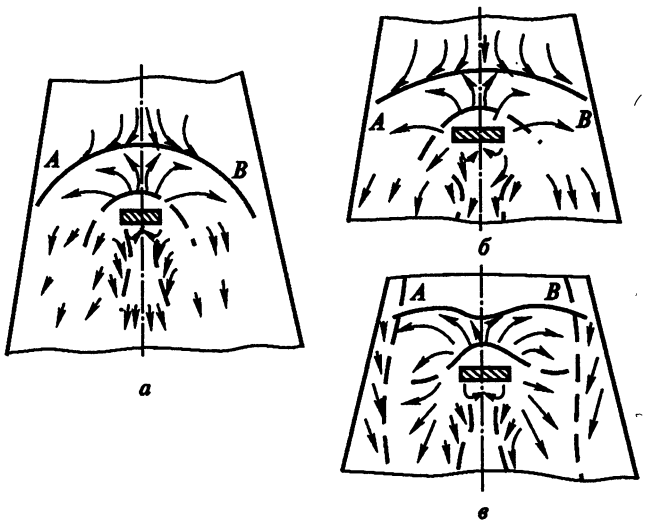


Рис. 4.1.9. Трансформация спектров поверхностных линий тока при изменении угла атаки ($M_\infty = 3{,}4$, $\overline{R}_э = 0$, $h/b = 1$):
а – $\alpha = 0$; *б* – $\alpha = -3°$; *в* – $\alpha = -9°$

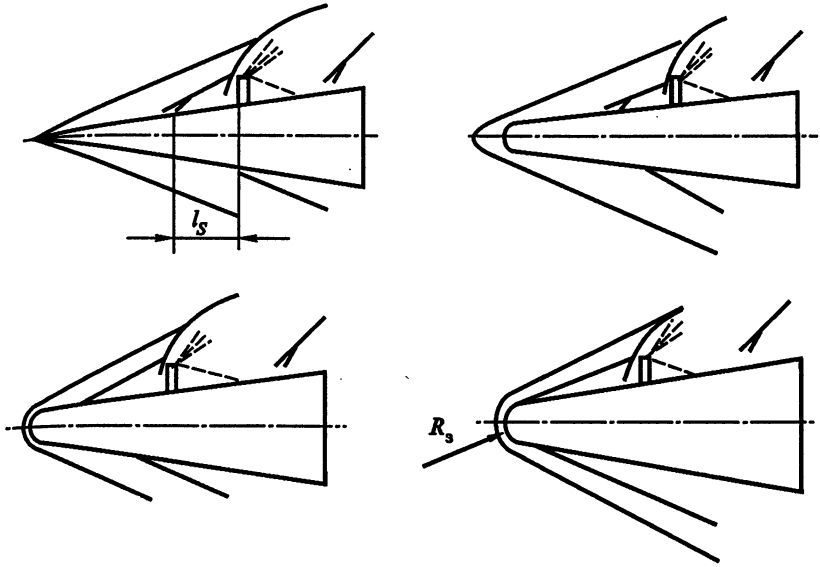


Рис. 4.1.10. Структуры обтекания конического тела со щитком при различных значениях радиуса затупления

и нормальная аэродинамическая сила возрастают. Изменение высоты торцевого щитка от $h/b = 1 \ldots 1,5$ не влияет на характер распределения давления вблизи щитка и на длину зоны отрыва, при этом несколько увеличивается лишь поперечный размер области возмущенного течения за щитком.

На параметры отрывного течения перед носовым щитком существенное влияние оказывает относительный радиус затупления $\overline{R}_з$ конической поверхности ЛА. При увеличении $\overline{R}_з$ уменьшается скорость течения перед щитком, наблюдается некоторое возрастание зоны отрыва (рис. 4.1.10). Возможен случай, когда зона отрыва достигает носка ЛА.

4.2. Аэродинамические коэффициенты летательных аппаратов с управляющими щитками

При изменении угла атаки α возможны две структуры обтекания: локальный отрыв перед щитком (рис. 4.2.1, *а*) и отрыв потока с подветренной стороны конуса (рис. 4.2.1, *б*). Для

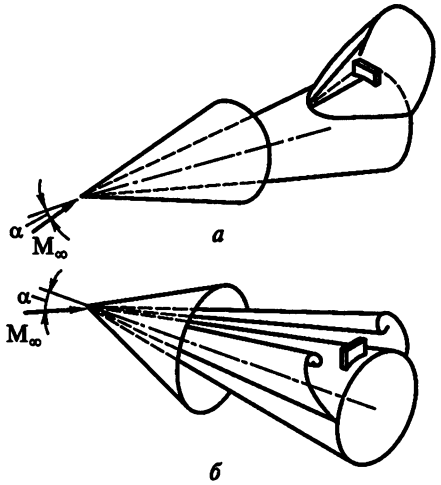
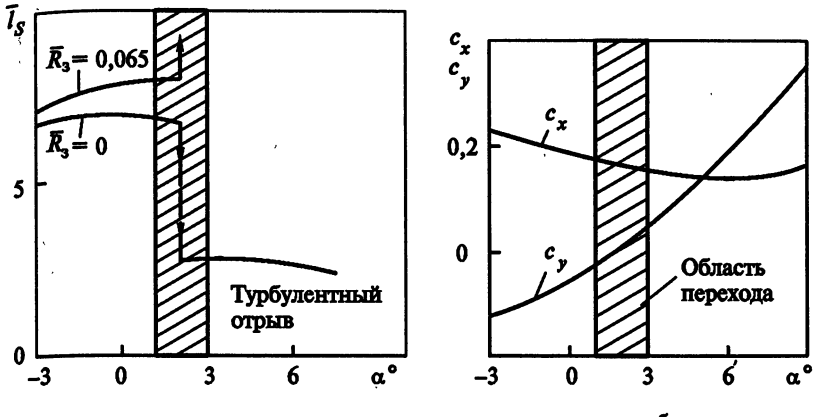


Рис. 4.2.1. Структуры отрывного обтекания щитков

первой характерно наличие лишь местного (локального) отрыва потока, вызванного щитком, а для второй — существование внешнего отрывного течения на всей подветренной стороне поверхности конуса, когда щиток целиком расположен в этой зоне отрыва. Структура обтекания зависит не только от угла атаки, но и от режима течения в пограничном слое (ламинарный или турбулентный), числа M_∞ набегающего потока, угла конуса, степени его затупления, геометрических размеров и местоположения щитка.

Изменение угла атаки в пределах сохранения локального отрыва (см. рис. 4.2.1, *а*) приводит к некоторой трансформации зоны отрывного течения. При ламинарном отрыве увеличение α свыше некоторого критического значения $\alpha_{кр}$ может сопровождаться резким сокращением $\bar{l}_S = l_S/h$ (рис. 4.2.2, *а*, случай $\overline{R}_з = 0$), что обусловлено турбулизацией потока на конусе и образованием турбулентного отрывного течения перед щитком (заштрихованная область на рисунке обозначает диапазон углов α, соответствующих перестройке режимов течения). Значение $\bar{l}_S$ для турбулентного режима с увеличением α практически остается постоянным, размер же зоны отрыва в боковом направлении изменяется.



а *б*

Рис. 4.2.2. Зависимость аэродинамических характеристик системы конус – щиток от угла атаки ($M_\infty = 5{,}1$; $h/b = 1$; $l_щ/L = 0{,}96$)

Перестройка структур обтекания при изменении режимов течения в пограничном слое не приводит к существенному изменению интегральных аэродинамических характеристик ЛА конической формы со щитком при $\bar{R}_з$ (рис. 4.2.2, *б*). Действительно, при переходе от ламинарного отрыва к турбулентному сокращаются размеры зоны возмущения, но увеличивается давление в ней. Воздействия этих факторов частично компенсируются.

Изменение аэродинамических коэффициентов c_x, c_y, m_z для различных чисел M_∞, размеров и вариантов расположения щитков на острых и затупленных конических поверхностях приведены на рис. 4.2.3 и 4.2.4.

Если ОУ находится с подветренной стороны, то возрастание α приводит к уменьшению c_x, что обусловлено «затенением» щитка конической поверхностью или срывной областью, возникающей при обтекании конуса под углом атаки. Как показали эксперименты, минимум сопротивления достигается при углах α, равных $\beta_к$. При расположении щитка в носовой части с наветренной стороны увеличение угла атаки вызывает рост c_x. Это объясняется возрастанием волнового сопротивления комбинации тело — щиток.

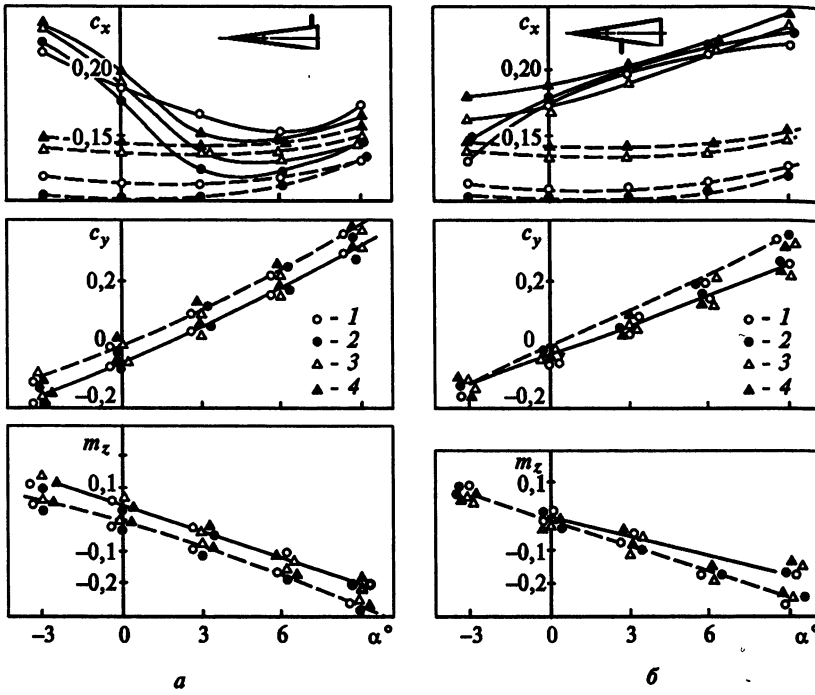


Рис. 4.2.3. Изменение аэродинамических коэффициентов для конического тела со щитком (сплошные линии) и без щитка (штриховые линии) при $\overline{R}_э$, равном 0 (1), 0,064 (2), 0,088 (3), 0,123 (4); $M_\infty = 5{,}12$; $h/b = 1$:
а – $l_ш/L = 0{,}96$; *б* – $l_ш/L = 0{,}36$

На рис. 4.2.4 также приведены зависимости коэффициентов продольной силы c_{xp} и $c_{x\text{дон}}$ от распределения давления по лобовой и донной поверхности ЛА от угла атаки.

Характер зависимостей $c_y(\alpha)$ и $m_z(\alpha)$ остается одинаковым как при наличии щитков на поверхности ЛА, так и при их отсутствии. Для исследованного диапазона α производная $\partial c_y/\partial\alpha > 0$.

Так как щиток при его расположении на верхней конической поверхности создает отрицательную силу, то несущие свойства ЛА несколько уменьшаются. Как показали эксперименты, аэродинамические характеристики моделей ЛА со

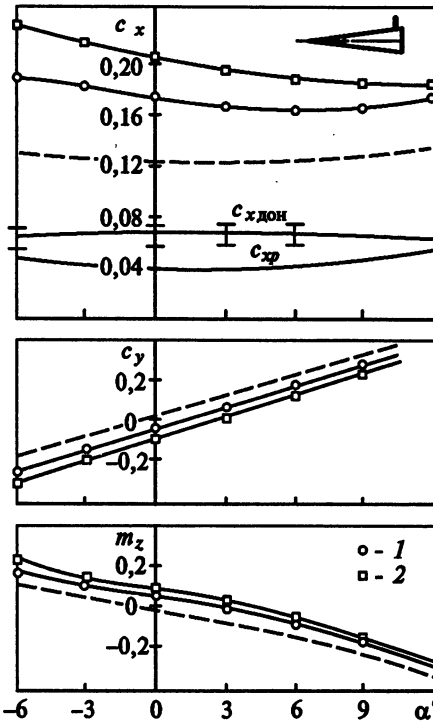


Рис. 4.2.4. Изменение аэродинамических коэффициентов для конического тела со щитком (сплошные линии) и без щитка (штриховые линии) при h/b, равном 1 (1) и 1,5 (2); $M_\infty = 3{,}43$; $\overline{R}_э = 0$; $l_щ/L = 0{,}96$

щитками зависят от положения щитков относительно вершины конуса, которое определяется расстоянием $\bar{l}_щ = l_щ/L$ (где $l_щ$ — расстояние от вершины конуса до щитка, L — длина конуса).

Наибольшую управляющую силу и приращение сопротивления создают аэродинамические щитки, расположенные у донного среза конической поверхности ($\bar{l}_щ \to 1$). В этом случае управляющая сила формируется вследствии повышения давления перед щитком, наименьшим образом распространяющегося в боковом направлении и практически не попадающего на противоположную щитку коническую поверхность.

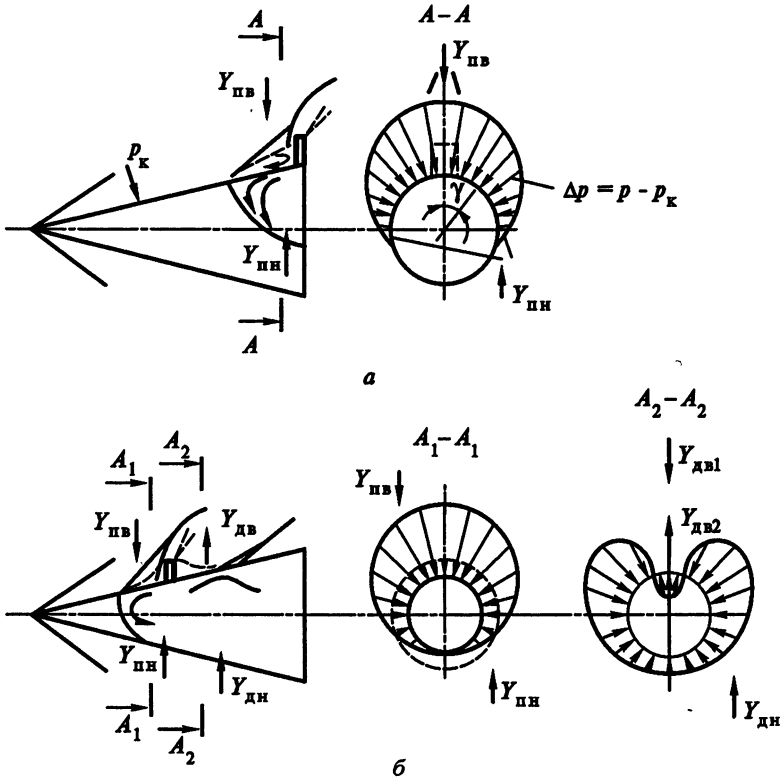


Рис. 4.2.5. Составляющие нормальной силы, создаваемой щитком на коническом теле

Результирующая нормальная к оси конуса сила, создаваемая щитком (рис. 4.2.5, *а*), $Y_{щ} = Y_{пв} - Y_{пн}$, где $Y_{пв}$ — нормальная сила от перераспределения давления перед щитком на верхней поверхности конуса ($\gamma = 0 \ldots 90°$ и $270° \ldots 360°$); $Y_{пн}$ — то же на нижней поверхности ($\gamma = 90 \ldots 270°$).

С приближением щитка к вершине конуса за ним образуется замкнутая область следа, для которой характерно отрицательное избыточное давление (рис. 4.2.5, *б*). Аэродинамические силы от перераспределения давления перед щитком и за ним частично компенсируются, поэтому $Y_{щ} = Y_{пв} - Y_{пн} + Y_{дв1} - Y_{дв2} - Y_{дн}$, где $Y_{дв1}$, $Y_{дв2}$, $Y_{дн}$ — нормальные силы от перераспределения давления в области за щитком, действу-

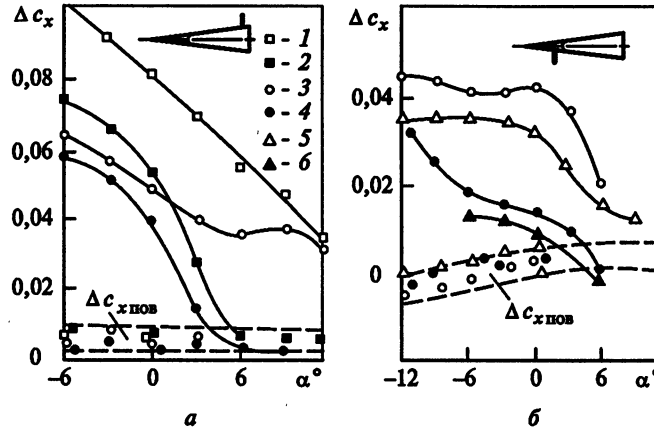


Рис. 4.2.6. Изменение аэродинамического коэффициента Δc_x при $\overline{R}_э$, равном 0 (*1, 3, 5*) и 0,123 (*2, 4, 6*):
а – $l_щ/L = 0,96$; *б* – $l_щ/L = 0,384$; *1, 2* – $h/b = 1,5$; *3, 4* – $h/b = 1,0$; *5, 6* – $h/b = 0,5$

ющие на верхнюю и нижнюю поверхности обтекаемого тела. При расположении ОУ непосредственно у носовой части ЛА возможен случай, когда основную роль в перераспределении давления по конической поверхности играет донный след за щитком и суммарная сила при его верхнем положении окажется направленной также вверх.

На рис. 4.2.6 ($M_\infty = 3,43$), 4.2.7 ($M_\infty = 3,43$; 5,1) приведены результаты экспериментального определения приращений аэродинамических коэффициентов осевой $\Delta c_x = c_x - c_{xк}$ и нормальной $\Delta c_y = c_y - c_{yк}$ сил, а также момента тангажа $\Delta m_z = m_z - m_{zк}$ (где c_x, c_y, m_z, $c_{xк}$, $c_{yк}$, $m_{zк}$ — соответственно коэффициенты комбинации конус — щиток и одного конуса) при сверхзвуковом обтекании конических тел ($\beta_к = 6°$) с торцевым щитком для различных параметров $\overline{R}_э$, $\overline{l}_щ$, h/b.

При кормовом положении щитка (см. рис. 4.2.6, *а*) на поверхности ЛА создается небольшое тормозное усилие, определяемое коэффициентом $\Delta c_{xпов}$, и основной вклад в торможение вносит сам щиток. Наличие затупления носовой части приводит к тому, что при $\alpha \geq 6°$ щиток на подветренной стороне становится малоэффективным.

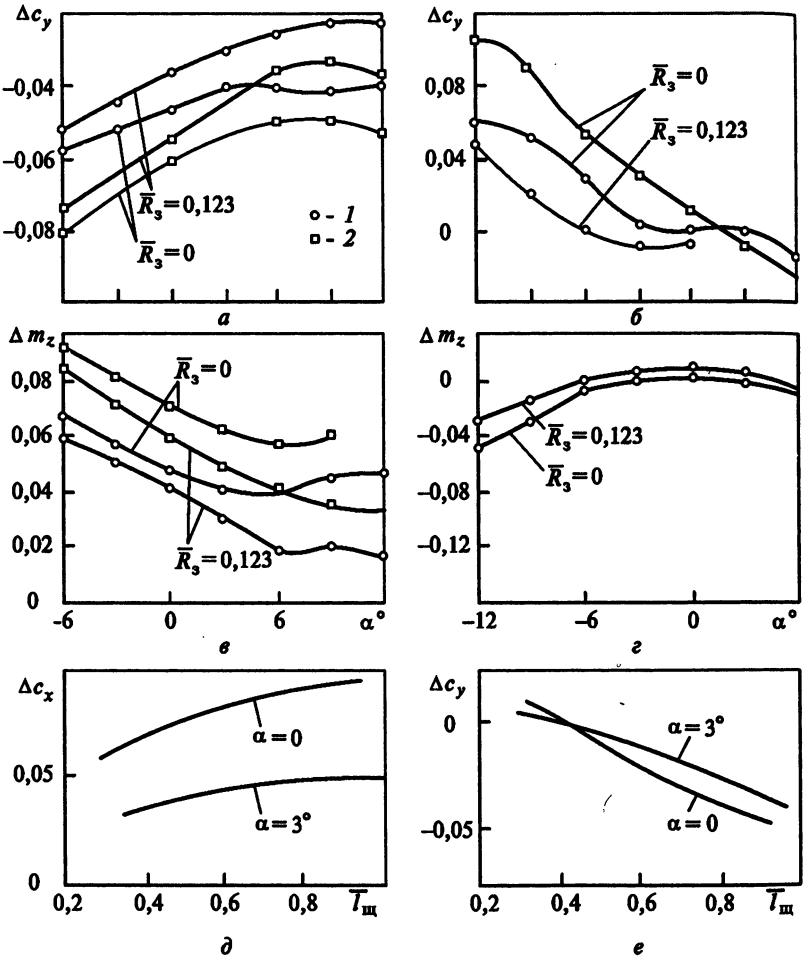


Рис. 4.2.7. Изменение аэродинамических коэффициентов Δc_y, Δc_x и Δm_z от щитка ($\beta_к = 6°$):
а, в – $\bar{l}_щ = 0{,}96$; *б, г* – $\bar{l}_щ = 0{,}384$; *1* – $h/b = 1$; *2*– $h/b = 1{,}5$; *д, е* – $h/b = 1$; $\bar{R}_з = 0$

При носовом положении щитка за ним образуется обширная область пониженного давления, поэтому в диапазоне $-12° < \alpha < 6°$ коэффициент $\Delta c_{x\text{пов}}$ будет отрицательный.

У острого конуса с носовым щитком коэффициент добавочной силы остается примерно одинаковым в диапазоне $-12° \le \alpha \le 0°$, а при $\alpha \ge 0°$ — падает (см. рис. 4.2.6, *б*). У

затупленного конуса Δc_x меньше, чем у острого, и в диапазоне $-12 \ldots 6^\circ$ $\Delta c_{x\text{пов}}$ уменьшается до нуля.

На рис. 4.2.7, *а, б* ($M_\infty = 3,43$) представлены зависимости $\Delta c_y(\alpha)$ для конусов с кормовым (*а*) и носовым (*б*) щитками. Характер этих зависимостей для рассматриваемых вариантов различен. Для носовых щитков при отрицательных углах атаки добавочная нормальная сила направлена вверх (в сторону установки щитка), так как за ним образуется обширная область относительного пониженного давления. Затупление носка конуса снижает добавочную нормальную силу.

Зависимости приращения коэффициента момента тангажа $\Delta m_z(\alpha)$ представлены на рис. 4.2.7, *в, г* ($M_\infty = 3,43$). Для достаточно тонких конусов основной вклад в момент тангажа вносит перераспределение давления на поверхности ЛА вблизи кормовых щитков (*в*). При носовом расположении щитка (*г*) Δm_z в диапазоне углов атаки $\alpha = -6^\circ \ldots + 6^\circ$ близок к нулю.

Согласно приведенным на рис. 4.2.7, *д* данным ($M_\infty = 5,1$), с уменьшением параметра $\bar{l}_{\text{щ}}$ происходит снижение Δc_x из-за появления на конической поверхности за щитком развитой отрывной зоны с пониженным давлением, близким к донному, которое устанавливается за коническим телом. При достаточно больших значениях $\bar{l}_{\text{щ}}$ оторвавшийся на верхней кромке щитка в точке S поток еще не присоединяется на конусе, а замыкается на его донный след. Как только присоединение произойдет, параметры за щитком устанавливаются в соответствии с условиями его обтекания. Например, при положении щитка в точке с $\bar{l}_{\text{щ}} = 0,4$ для указанных параметров обтекания нормальная сила положительная, т. е. $(Y_{\text{пн}} + Y_{\text{дв2}} + Y_{\text{дн}}) > (Y_{\text{пв}} + Y_{\text{дв1}})$, и направлена в сторону выдвижения щитка (см. рис. 4.2.7, *е*; $M_\infty = 5,1$).

Управлять ЛА по крену можно путем поворота щитка на угол γ_y (рис. 4.2.8) вокруг оси, перпендикулярной обтекаемой поверхности (продольной оси ЛА). Это приводит к тому, что угол встречи ε потока со щитком отличен от 90°.

При небольшом изменении угла встречи структура обтекания остается примерно такой же, как в случае установки щитка перпендикулярно потоку. Скос потока влияет лишь

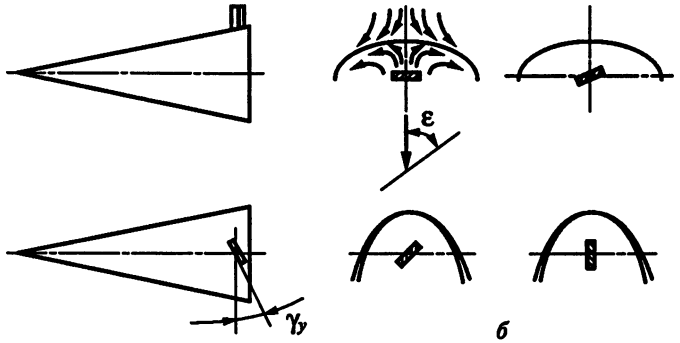


Рис. 4.2.8. Поворот щитка для управления по крену (*а*) и трансформация зон отрывного течения при изменении угла ε от 90° до 0 (*б*)

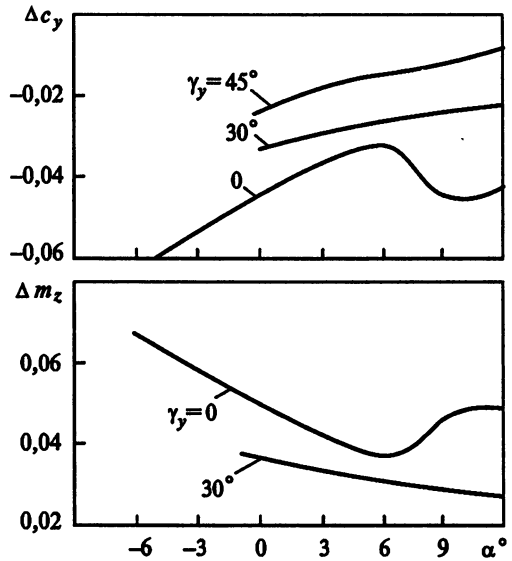


Рис. 4.2.9. Зависимость Δc_y и Δm_z от α для различного угла поворота щитков ($M_\infty = 3{,}43$; $\beta_к = 6{,}5°$)

на краевые эффекты обтекания. Если угол встречи превышает 75°, то практически можно не учитывать его влияние на конфигурацию зоны отрывного течения. С увеличением угла встречи течение перед щитком заметно изменяется.

На рис. 4.2.9 приведены графики изменения $\Delta c_y(\alpha)$, $\Delta m_z(\alpha)$ для различных значений γ_y. При повороте щитка на

угол $\gamma_y > 30^\circ$ добавочная нормальная сила и момент тангажа несколько уменьшаются по сравнению с торцевым щитком без поворота ($\gamma_y = 0$). Очевидно, что при повороте щитка создается момент крена, значение которого можно оценить, зная добавочную нормальную силу при боковом расположении щитка.

4.3. Интерференционное влияние на параметры обтекания близко расположенных щитков

Для создания требуемых управляющих и тормозных сил можно применять несколько близко расположенных в одной поперечной плоскости щитков (рис. 4.3.1). В этом случае проявляется их взаимная интерференция, изменяющая аэродинамические характеристики ЛА [16].

На рис. 4.3.2 представлены некоторые результаты визуализации структур обтекания на конической поверхности ($\beta_к = 6,68^\circ$) перед такими щитками. Интерференция между несколькими щитками вносит свою особенность в картину обтекания. На развертке боковой поверхности конуса показаны спектры поверхностных линий тока и конфигурация линии отрыва S при обтекании одного (см. рис. 4.3.2, *а*) и двух щитков (см. рис. 4.3.2, *б*, *в*). На моделях с двумя и четырьмя тормозными щитками, расположенными по иксо- и плюсообразной схемам, зоны отрыва соприкасаются и сливаются в единую. Если щитки находятся на достаточно большом расстоянии друг от друга, то особенностью взаимодействия отрывных

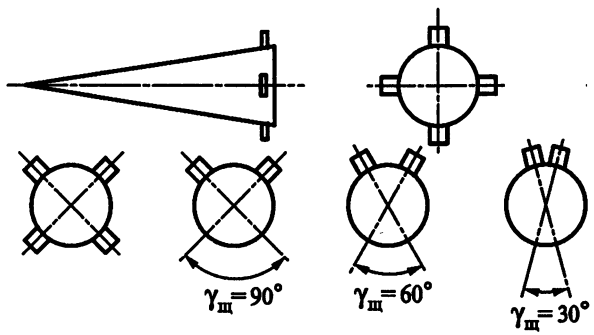


Рис. 4.3.1. Возможные схемы расположения щитков

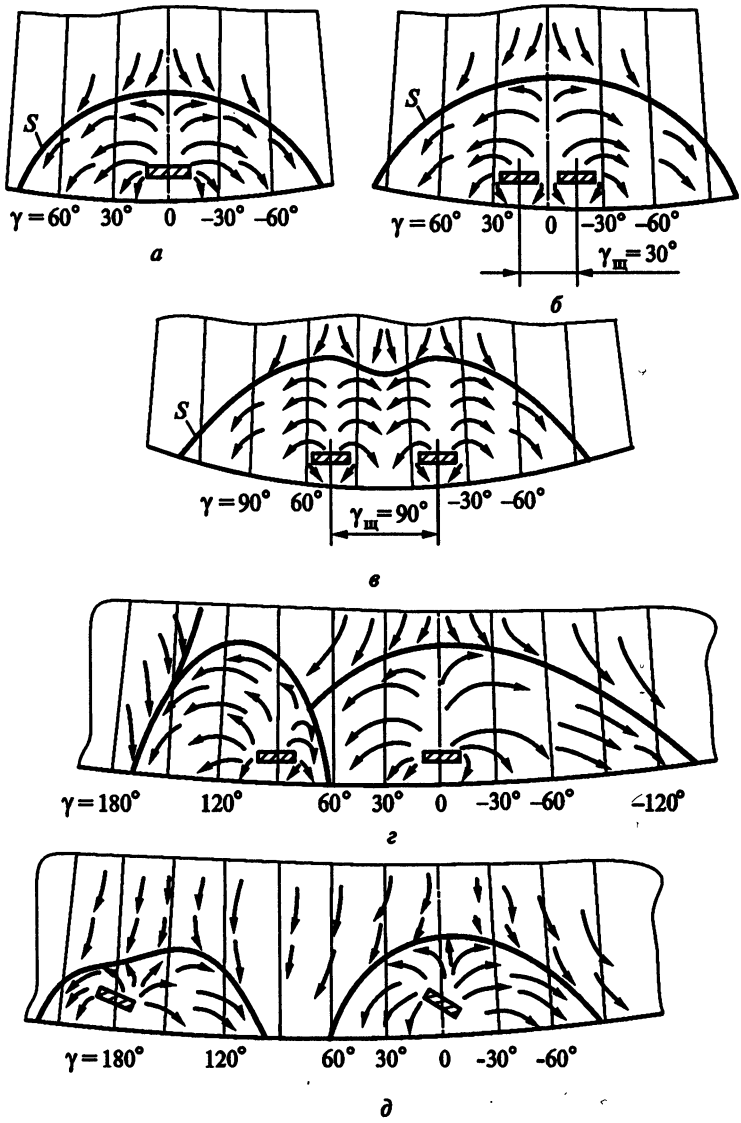


Рис. 4.3.2. Спектры поверхностных линий тока

зон ($\alpha = 0$) является изменение формы линий отрыва лишь в пространстве между щитками (см. рис. 4.3.2, *в*), тогда как протяженность этих зон вдоль продольных осей их симметрии

остается неизменной в сравнении со случаем обтекания одиночного щитка. При взаимном сближении щитков образуется область отрыва, форма и структура которой подобна обтеканию единой преграды (см. рис. 4.3.2, *б*).

На углах атаки $\alpha \neq 0$ газ интенсивно перетекает с наветренной стороны тела на подветренную, где сильно деформирует зону отрыва около щитка (см. рис. 4.3.2, *г*).

При повороте щитка вокруг своей оси на угол γ_y появляется асимметрия отрывной зоны (см. рис. 4.3.2, *д*) и ее длина по оси щитка вдоль образующей конуса резко уменьшается.

На рис. 4.3.3 представлены зависимости аэродинамических коэффициентов $c_x(\alpha)$, $c_y(\alpha)$ и $m_z(\alpha)$ конуса с четырьмя щитками, расположенными по иксо- и плюсообразным схемам. Видно, что суммарные аэродинамические коэффициенты практически не зависят от схемы.

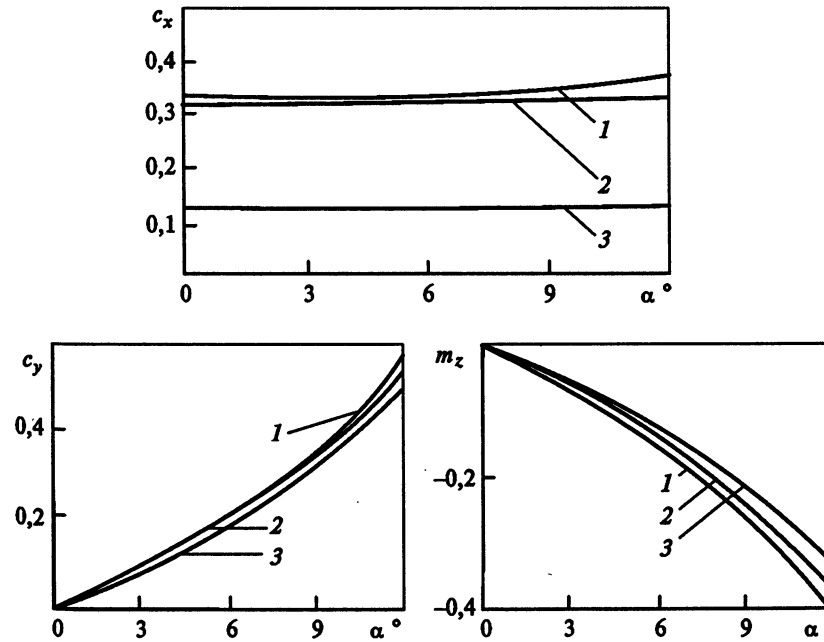


Рис. 4.3.3. Изменение аэродинамических коэффициентов конического тела со щитками ($M_\infty = 3{,}43$; $\beta_к = 6{,}5°$):
1 – плюсообразная схема; *2* – иксообразная схема; *3* – без щитков

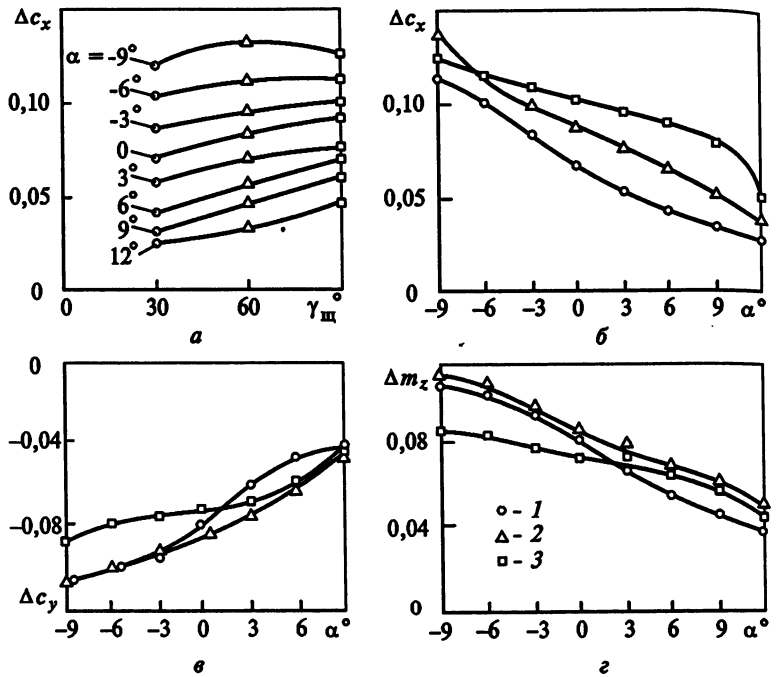


Рис. 4.3.4. Изменение аэродинамических коэффициентов конического тела со щитками ($M_\infty = 3{,}43$) при $\gamma_щ$, равном 30° (*1*), 60° (*2*) и 90° (*3*)

Влияние угла разнесения щитков $\gamma_щ$ в двухщитковой схеме на аэродинамические коэффициенты в диапазоне углов атаки $-6° < \alpha < 12°$ при сближении щитков проявляется в уменьшении Δc_x, некотором увеличении Δc_y и Δm_z для углов $\gamma_щ = 60 \ldots 90°$ (рис. 4.3.4). Это объясняется тем, что при интерференции близко расположенных щитков перед ними образуется единая отрывная зона, в которой пространственное течение приближается к плоскому. В этом случае наблюдается падение давления на лобовой поверхности щитков, а также возрастание его на конусе ЛА в зоне отрыва.

Из графиков зависимостей $\Delta c_x(\alpha)$ при $\gamma_щ$, равном 30, 60 и 90°, следует (см. рис. 4.3.4, *б*), что с изменением угла атаки α от -9 до 12° Δc_x монотонно снижается, а наибольшее его значение обеспечивается установкой щитков с $\gamma_щ = 90°$. При

положительных углах атаки с подветренной поверхности конуса появляется общий отрыв, а значит, наиболее нагружены разнесенные щитки ($\gamma_{щ} = 90°$). Изменение $\Delta c_y(\alpha)$ и $\Delta m_z(\alpha)$ (см. рис. 4.3.4, *в*, *г*) определяется трансформацией зон отрыва на конической поверхности перед щитками. Так, при $\alpha < 0$ преимуществом обладают близко расположенные щитки (максимальная по размерам зона отрыва с подветренной стороны, а следовательно, наибольший Δc_y).

4.4. Расчет аэродинамических характеристик щитков, расположенных в кормовой части летательных аппаратов конической формы

Размещение щитков на конической поверхности ЛА приводит к перераспределению на ней давления. Расчет аэродинамических коэффициентов возможен при известных зависимостях изменения давления в возмущенных областях течения перед щитком, на нем, а также формах и размерах этих областей.

4.4.1. Распределение давления около щитка

Как показали экспериментальные исследования, распределение давления перед щитком носит достаточно сложный характер (рис. 4.4.1). Однако его можно описать достаточно точно, если основываться на известных значениях давления

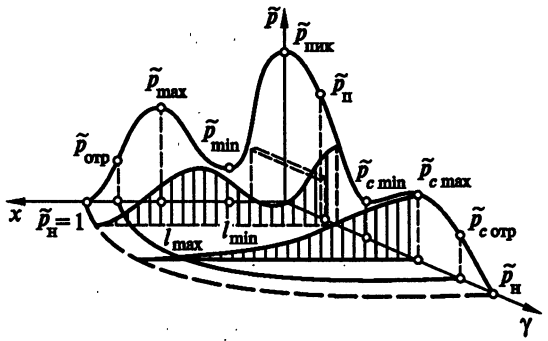


Рис. 4.4.1. Распределение давления перед щитком

в характерных точках (минимумах и максимумах) и использовать аппроксимирующие выражения, например кубическую сплайн-функцию.

Сплайн-функция проходит между характерными точками в эпюре распределения давления и для ее задания необходимо знать значения давления и производных на границах отрезка (четыре условия).

В качестве характерных точек (см. рис. 4.4.1) выбраны давления в меридиальной плоскости:

$$\tilde{p}_{\max}=p_{\max}/p_{\text{к}};\quad \tilde{p}_{\min}=p_{\min}/p_{\text{к}};\quad \tilde{p}_{\text{пик}}=p_{\text{пик}}/p_{\text{к}};\quad \tilde{p}_{\text{н}}=p_{\text{н}}/p_{\text{к}}=1,$$

и в плоскости установки щитка:

$$\tilde{p}_{\text{п}}=p_{\text{п}}/p_{\text{к}};\quad \tilde{p}_{\text{с}\max}=p_{\text{с}\max}/p_{\text{к}};\quad \tilde{p}_{\text{с}\min}=p_{\text{с}\min}/p_{\text{к}},$$

где $p_{\text{к}}$ — давление на поверхности конуса перед зоной отрыва в плоскости изменения угла атаки.

Этим давлениям начала повышения давления, максимума и минимума давления на развертке конуса соответствуют безразмерные координаты:

$$K_{l_{\text{н}}}=l_{\text{н}}/l_{S0};\quad K_{l\max}=l_{\max}/l_{S0};\quad K_{l\min}=l_{\min}/l_{S0},$$

где l_{S0} — длина зоны отрыва в меридиальной плоскости.

На основе анализа экспериментальных данных найдены зависимости для безразмерных координат характерных точек:

$$K_{l_{\text{н}}}=\begin{cases}1{,}2 \text{ при } -6^\circ\le\alpha\le 0^\circ;\\ 1{,}2\exp\left\{0{,}128\dfrac{\alpha}{\beta_{\text{к}}}\left(\dfrac{h}{b}\right)^2\right\} \text{ при } 0^\circ<\alpha\le 6^\circ;\end{cases}$$

$$K_{l\min}=0{,}25;\quad K_{l\max}=0{,}8,$$

и относительных давлений в них:

$$\tilde{p}_{\max}=K_{\text{прр}}\left[1+\frac{1{,}1k\text{M}_{\text{к}}^2}{\text{Re}_x^{0{,}1}\left(\text{M}_{\text{к}}^2-1\right)^{0{,}25}}\right];$$

$$\tilde{p}_{\min}=1+(\tilde{p}_{\max}-1)\exp\left[-1{,}75\left(\frac{h}{b}\right)^{1{,}5}\left(1-0{,}4\frac{\alpha}{\beta_{\text{к}}}\right)\right];$$

$$\tilde{p}_{\text{пик}} = \tilde{p}_{0\infty}\nu_1\nu_2\nu_3 f(\alpha/\beta_{\text{к}});$$

$$\tilde{p}_{c\max} = \tilde{p}_{\max}\left\{\left[0,0556\left(\frac{h}{b}\right)^2 - 0,107\left(\frac{h}{b}\right) + 0,116\right]\times\right.$$

$$\times\left(\frac{\alpha - 6^\circ}{\beta_{\text{к}}}\right)^2 + \left[0,072\left(\frac{h}{b}\right)^2 - 0,084\left(\frac{h}{b}\right) + 0,248\right]\times$$

$$\left.\times\left(\frac{\alpha - 6^\circ}{\beta_{\text{к}}}\right) + 0,8\right\};$$

$$\tilde{p}_{c\min} = 1 + (\tilde{p}_{c\max} - 1)\left[-0,45 + 0,239\frac{\alpha}{\beta_{\text{к}}} - 0,167\left(\frac{\alpha}{\beta_{\text{к}}}\right)^2\right],$$

где $K_{\text{пр}p}$ — коэффициент, учитывающий уменьшение давления в области отрыва из-за пространственного течения; $\text{M}_{\text{к}}$ — число Маха на поверхности конуса перед щитком в плоскости изменения угла атаки; $\text{Re}_x = V_{\text{к}}x_S/\nu_{\text{к}}$ — число Рейнольдса; $V_{\text{к}}$ — скорость потока на конической поверхности; $\nu_{\text{к}}$ — кинематическая вязкость; $\tilde{p}_{0\infty} = p_{0\infty}/p_{\text{к}}$; ν_1, ν_2, ν_3 — коэффициенты восстановления полного давления при прохождении потока последовательно через головной скачок уплотнения перед конусом; через скачок уплотнения, обусловленный отрывом перед щитком, и через скачок уплотнения непосредственно перед щитком; $f(\alpha/\beta_{\text{к}})$ — функция, учитывающая влияние угла атаки.

Для коэффициентов $K_{\text{пр}p}$ и $f(\alpha/\beta_{\text{к}})$ получены эмпирические зависимости

$$K_{\text{пр}p} = 0,77 - 0,139\frac{\alpha}{\beta_{\text{к}}} - 0,0558\left(\frac{\alpha}{\beta_{\text{к}}}\right)^2;$$

$$f\left(\frac{\alpha}{\beta_{\text{к}}}\right) = 0,42 - 0,134\frac{\alpha}{\beta_{\text{к}}} - 0,0248\left(\frac{\alpha}{\beta_{\text{к}}}\right)^2.$$

Характерное давление $\tilde{p}_{\text{п}}$ при обтекании боковой кромки вычисляют по схеме расчета течения около щитка бесконечной высоты, предполагая, что параметры потока с боковых сторон щитка ($p_{\text{п}}$, $\text{M}_{\text{п}}$) соответствуют величинам, полученным при повороте потока за головным скачком уплотнения на угол $\beta_{\text{зв}}$

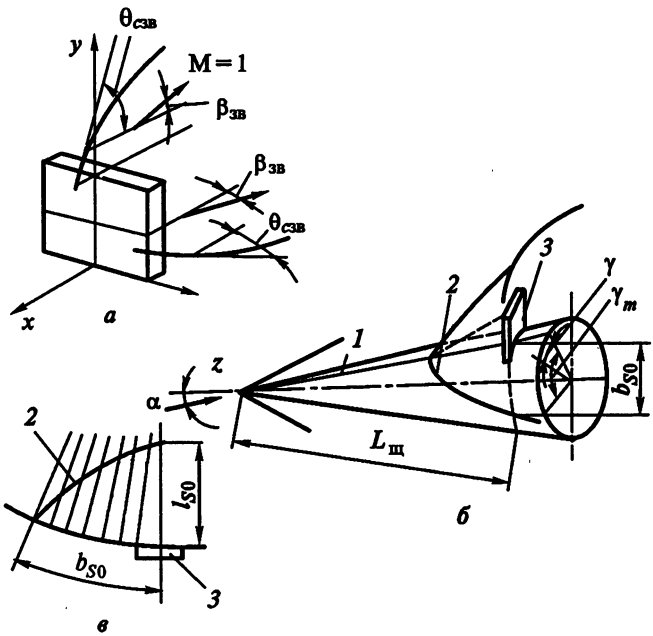


Рис. 4.4.2. К определению параметров обтекания щитка и геометрических характеристик линии отрыва

(рис. 4.4.2, *а*). Тогда справедлива следующая система уравнений:

$$\beta_{зв} = \theta_{сзв} - \operatorname{arctg}\left[\frac{2+(k-1)M_к^2\sin^2\theta_{сзв}}{(k+1)M_к^2\sin^2\theta_{сзв}}\operatorname{tg}\theta_{сзв}\right];$$

$$\frac{2+(k-1)M_к^2}{2kM_k^2\sin^2\theta_{сзв}-(k-1)} + \frac{2M_к^2\cos^2\theta_{сзв}}{2+(k-1)M_к^2\sin^2\theta_{сзв}} = 1;$$

$$\omega(M_п) = \beta_{зв};$$

$$\omega(M_п) = \sqrt{\frac{k+1}{k-1}}\operatorname{arctg}\sqrt{\frac{k-1}{k+1}\left(M_п^2-1\right)} - \operatorname{arctg}\sqrt{M_п^2-1};$$

$$\tilde{p}_п = p_п/p_к = \tilde{p}_{0п}\left[1+\frac{k-1}{2}M_п^2\right]^{-\frac{k}{k-1}};$$

$$\tilde{p}_{0п} = p_{0п}/p_к = \tilde{p}_{0\infty}\nu_1\nu_2\nu_3.$$

Приведенные зависимости применимы для диапазона $M_\infty \approx \approx 2\ldots6$.

4.4.2. Линия отрыва перед щитком

Для определения сил и моментов, создаваемых щитком, кроме распределения избыточного давления в возмущенной области необходимо знать ее форму и размеры. При визуализации потока методом сажемасляных покрытий была получена необходимая информация о трансформации линии отрыва при изменении условий эксперимента (см. рис. 4.1.6 и 4.1.9).

В диапазоне углов атаки $-6^\circ < \alpha < +6^\circ$ линия отрыва достаточно точно аппроксимируется параболической зависимостью. Режим обтекания исследуемой модели конуса со щитком в этом случае соответствует локальному отрывному течению перед ОУ. Если происходит общий срыв потока на подветренной стороне конической поверхности, размеры отрывной зоны скачкообразно уменьшаются, а линия отрыва меняет свою форму.

На рис. 4.4.2, *б, в* показана линия отрыва *2* перед щитком *3* на конической поверхности *1* и ее развертка на плоскости. Для конической поверхности между угловым положением линии отрыва γ и координатой l_S на ее развертке установлена однозначная зависимость

$$\frac{\gamma}{\gamma_m} = \sqrt{\frac{1}{a}\frac{(l_{S0} - l_S)}{l_S}},$$

где a — коэффициент формы.

Вводя безразмерные параметры

$$m = \frac{b_{S0}}{l_{S0}} = \gamma_m \overline{L}_{\text{щ}} \sin\beta_{\text{к}}; \quad \overline{l}_S = l_S / l_{S0}$$

(где $b_{S0} = \gamma_m L_{\text{щ}} \sin\beta_{\text{к}}$ — половина ширины зоны отрыва в плоскости щитка; $L_{\text{щ}}$ — длина образующей конуса до места расположения щитка; $\overline{L}_{\text{щ}} = L_{\text{щ}}/l_{S0}$), имеем

$$\gamma(\overline{l}_S) = \frac{m(1 - \overline{l}_S)^{0,5}}{a^{0,5}\overline{L}_{\text{щ}} \sin\beta_{\text{к}}}. \qquad (4.4.1)$$

На основе анализа трансформации спектров сажемасляных покрытий, полученных при различных углах атаки α, высотах щитков h и радиусах затупления конуса $R_{\text{з}}$, установлено,

что коэффициенты формы линии отрыва a и m подчиняются следующим зависимостям:

$$a = 1,01 - 0,12\frac{h}{b} - 1,17\frac{R_з}{D} - 0,12\left(\frac{\alpha}{\beta_к}\right)^2 - 0,045\frac{\alpha}{\beta_к};$$

$$m = 1,29 + 0,04\frac{h}{b} - 0,147\frac{\alpha}{\beta_к} + 0,0067\left(\frac{h}{b}\right)^4\left|\frac{\alpha}{\beta_к}\right|$$

— при $\overline{R}_з = 0$ и

$$m = 1,46 - 0,20\frac{h}{b} + 0,093\left(\frac{\alpha}{\beta_к}\right)^2 - 0,095\frac{\alpha}{\beta_к}$$

— при $\overline{R}_з = R_з/D = 0,05\ldots0,2$, где D — диаметр основания конуса. Для приближенных расчетов можно принять $m = 1,3\ldots1,4$.

Оценивая формулу (4.4.1), следует сказать, что она с приемлемой точностью описывает область зоны отрыва лишь перед щитком. Далее кривизна линии отрыва резко меняется. Наибольшая погрешность в области перед преградой имеет место в сечении, где расположен щиток.

Таким образом, по формуле (4.4.1), зная длину зоны отрыва в плоскости $\gamma = 0$, геометрические характеристики конуса, щитка и угол атаки, можно для различных γ получить текущее положение линии отрыва (ее координату).

Как показали результаты испытаний, длина зоны отрыва при пространственном обтекании уменьшается по сравнению с плоским случаем. Это объясняется неравномерностью распределения давления в зоне отрыва, боковым растеканием газа и другими краевыми эффектами. Поэтому зависимость для определения l_{S0} (рис. 4.4.3) имеет вид

$$l_{S0} = K_{прl}h\left(\operatorname{ctg}\beta_{отр} - \operatorname{tg}\beta_к\right)\frac{h''}{h'}\cos\beta_к, \qquad (4.4.2)$$

где $K_{прl}$ — коэффициент, учитывающий пространственный характер обтекания щитка на конической поверхности; $\beta_{отр}$ — угол отрыва потока; h'' — высота, определяющая точку присоединения потока к щитку; h' — высота щитка.

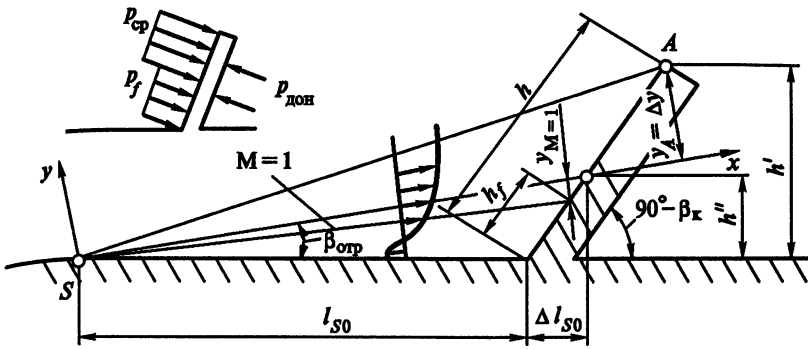


Рис. 4.4.3. Геометрические параметры зоны отрыва

Для турбулентного отрывного течения коэффициент $K_{прl}$ слабо зависит от числа M_∞, кривизны поверхности, на которой установлен щиток, и определяется в основном отношением h/b и углом атаки:

$$K_{прl} = \left[1 - 0,737\frac{h}{b} + 0,207\left(\frac{h}{b}\right)^2\right] \times \left[1 - 0,167\frac{\alpha}{\beta_к} - 0,124\left(\frac{\alpha}{\beta_к}\right)^2\right].$$

Экспериментальные результаты показывают, что оторвавшийся сверхзвуковой поток присоединяется ниже верхней кромки щитка. Для определения h'' введем прямоугольную систему координат xSy с началом в точке отрыва S (см. рис. 4.4.3), в которой ось x направлена по некоторой линии тока и, можно считать, практически совпадает с границей струи невязкого оторвавшегося потока, т. е. направлена под углом $\beta_{отр} = \beta_p$ к обтекаемой поверхности. Тогда

$$\frac{\Delta y}{x} = \frac{\dfrac{h' - h''}{\cos\beta_к}\cos(\beta_к + \beta_{отр})}{\dfrac{h''}{\sin\beta_{отр}} + \dfrac{h' - h''}{\cos\beta_к}\sin(\beta_к + \beta_{отр})}. \qquad (4.4.3)$$

Введем безразмерную координату $\eta = \sigma y/x$, где $\sigma = 12 + 2,758M_2$ — коэффициент смешения; $M_2 = M_p$ — число Маха

невязкого потока в зоне отрыва, и определим

$$\Delta\eta_x = \eta_x - \eta_{\text{рлт}} = \sigma\Delta y/x. \tag{4.4.4}$$

Здесь η_x — безразмерная координата линии тока, приходящей в вершину щитка.

Соотношения (4.4.3) и (4.4.4) позволяют найти отношение

$$\frac{h''}{h'} = \frac{\cos(\beta_{\text{к}} + \beta_{\text{отр}}) - \dfrac{\Delta\eta_x}{\sigma}\sin(\beta_{\text{к}} + \beta_{\text{отр}})}{\dfrac{\Delta\eta_x}{\sigma}\dfrac{\cos\beta_{\text{к}}}{\sin\beta_{\text{отр}}} - \dfrac{\Delta\eta_x}{\sigma}\sin(\beta_{\text{к}} + \beta_{\text{отр}}) + \cos(\beta_{\text{к}} + \beta_{\text{отр}})}.$$

Для определения l_{S0} по формуле (4.4.2) необходимо предварительно вычислить параметры течения в зоне отрыва.

Считая, что при пространственном отрывном течении в плоскости $\gamma = 0^\circ$ процессы смешения подчиняются таким же закономерностям, как и при двухмерном отрыве, для вычисления безразмерной координаты РЛТ $\eta_{\text{рлт}}$ воспользуемся интегральным уравнением

$$\int\limits_{-\infty}^{+\infty} \frac{\varphi^2\,d\eta}{1 - \text{Cr}_2^2\varphi^2} = \int\limits_{\eta_{\text{рлт}}}^{+\infty} \frac{\varphi\,d\eta}{1 - \text{Cr}_2^2\varphi^2}, \tag{4.4.5}$$

в котором $\varphi = V/V_2 = 0,5(1 + \operatorname{erf}\eta)$ — безразмерная скорость;

$$\text{Cr}_2 = V_2/V_{\max} = \left[1 + \frac{2}{(k-1)\text{M}_2^2}\right]^{-0,5}.$$

Здесь и далее индексом «2» обозначены параметры невязкого потока в зоне отрыва.

Результаты решения уравнения (4.4.5) при $k = c_p/c_V = 1,4$ могут быть представлены аппроксимирующей зависимостью

$$\eta_{\text{рлт}} = -5,22\cdot10^{-4}\text{M}_2^3 + 3,73\cdot10^{-3}\text{M}_2^2 + 3,12\cdot10^{-2}\text{M}_2 + 0,195.$$

Безразмерную координату линии тока, приходящей в вершину щитка, определяем из решения следующей системы уравнений:

$$\operatorname{erf}\eta_x = 2\left\{\left[\frac{1+0,5(k-1)\mathrm{M}_2^2}{1+0,5(k-1)\mathrm{M}_x^2}\right]\frac{\mathrm{M}_x^2}{\mathrm{M}_2^2}\right\}^{0,5} - 1;$$

$$\mathrm{M}_x^2 = \frac{k+1}{2k}\left[1+0,5(k-1)\mathrm{M}_{\text{рлт}}^2\right]^{\frac{k}{k-1}} + \frac{k-1}{2k};$$

$$\mathrm{M}_{\text{рлт}} = \varphi_{\text{рлт}}\left[\frac{1}{\mathrm{M}_2^2} + \frac{k-1}{2}\left(1-\varphi_{\text{рлт}}^2\right)\right]^{-0,5};$$

$$\varphi_{\text{рлт}} = 0,5(1+\operatorname{erf}\eta_{\text{рлт}}).$$

Число Маха в зоне отрыва M_2 и угол отрыва потока $\beta_{\text{отр}}$ рассчитываем с использованием теории скачка уплотнения. Для определения интегральных аэродинамических характеристик щитков необходимо найти уравнения линий на поверхности конуса, которым соответствуют характерные давления $\tilde{p}_p$, $\tilde{p}_{\max}$, $\tilde{p}_{\min}$. Принимая, что в безразмерных координатах уравнения этих линий подчиняются одному и тому же параболическому закону, получаем

$$\bar{l}_{\text{н}} = \frac{l_{\text{н}}}{l_{S0}} = K_{l_{\text{н}}}\left[1-\left(\frac{\gamma}{\gamma_{\text{н}}}\right)^2\right];$$

$$\bar{l}_{\max} = \frac{l_{\max}}{l_{S0}} = K_{l\max}\left[1-\left(\frac{\gamma}{\gamma_{\max}}\right)^2\right];$$

$$\bar{l}_{\min} = \frac{l_{\min}}{l_{S0}} = K_{l\min}\left[1-\left(\frac{\gamma}{\gamma_{\min}}\right)^2\right],$$

где $\gamma_{\text{н}} = \gamma_{\text{отр}}K_{l\text{н}}$; $\gamma_{\max} = \gamma_{\text{отр}}K_{l\max}$; $\gamma_{\min} = \gamma_{\text{отр}}K_{l\min} + \gamma_{\text{п}}$; $\gamma_{\text{п}} = \arcsin\left(b/(2L_{\text{щ}}\sin\beta_{\text{к}})\right)$; $\gamma_{\text{отр}} = m/(a^{0,5}\bar{L}_{\text{щ}}\sin\beta_{\text{к}})$.

В заключение отметим, что при интегрировании по длине возмущенной зоны с изменением угла γ меняется вид эпюры распределения давления в рассматриваемом сечении (см. рис. 4.4.1), что сказывается на особенностях программы численного интегрирования.

4.4.3. Расчет давления на торцевой поверхности щитка

Для расчета полного коэффициента продольной силы, создаваемой щитком, кроме давления в отрывной зоне необходимо знать распределения давления по лобовой и донной поверхностям щитка (считается, что щиток тонкий и боковые его грани практически не влияют на управляющую силу).

При расположении щитка у донного среза конуса (в кормовой части ЛА) принимаем, что донные давления на щитке и конусе одинаковы и равны $p_{\text{дон}}$.

Распределение давления по переднему торцу щитка имеет достаточно сложный характер. Поэтому для расчета принимаем упрощенную модель течения (см. рис. 4.4.3), согласно которой всю область течения перед щитком разбиваем на две подобласти: ниже и выше линии тока, на которой число $\mathrm{M} = 1$.

Полагаем, что на щиток в области сверхзвуковых течений действует давление за прямым скачком уплотнения, рассчитанное по параметрам зоны смешения с учетом неравномерности профиля скорости в оторвавшемся потоке. Для нижней подобласти давление на щитке определяем из условия, что количество движения в области смешения полностью передается стенке.

Для определения границ указанных подобластей найдем безразмерные координаты линий тока, приходящих в вершину щитка (η_A) и звуковой линии тока ($\eta_{\mathrm{M}=1}$).

Безразмерную координату звуковой линии тока вычисляем из соотношения

$$a^*/V_2 = 0,5(1 + \operatorname{erf} \eta_{\mathrm{M}=1}),$$

где a^* — скорость звука.

Учитывая, что $a^*/V_2 = \lambda_2^{-1}$, получаем

$$\operatorname{erf} \eta_{\mathrm{M}=1} = 2\lambda_2^{-1} - 1 = 2\sqrt{\frac{2}{k+1}\frac{1}{\mathrm{M}_2^2} + \frac{k-1}{k+1}} - 1.$$

Определяем координату η_A (см. рис. 4.4.3):

$$\eta_A = \sigma y_A / x_A; \tag{4.4.6}$$

$$y_A = \left(h - \frac{\Delta l_{S0}}{\sin\beta_к}\right)\cos(\beta_к + \beta_{отр}); \tag{4.4.7}$$

$$x_A = x + y_A \operatorname{tg}(\beta_к + \beta_{отр}). \tag{4.4.8}$$

Здесь

$$\Delta l_{S0} = K_{пр1}\frac{h''}{h'}h\sin\beta_к; \tag{4.4.9}$$

$$x = (l_{S0} + \Delta l_{S0})/\cos\beta_к; \tag{4.4.10}$$

$$\sigma = 12 + 2{,}758\mathrm{M}_2.$$

Подставляя (4.4.7)—(4.4.10) в (4.4.6), получаем

$$\eta_A = \sigma\frac{\left[1 - K_{пр1}\frac{h''}{h'}\right]\cos(\beta_к + \beta_{отр})}{K_{пр1}\frac{h''}{h'}\frac{\cos\beta_к}{\sin\beta_{отр}} + \left[1 - K_{пр1}\frac{h''}{h'}\right]\sin(\beta_к + \beta_{отр})}.$$

Давление в области сверхзвукового обтекания щитка находим по соотношению из теории прямого скачка уплотнения

$$p_{ср} = p_2\frac{1}{k+1}\left[2k\mathrm{M}_{ср}^2 - (k-1)\right],$$

где p_2 — давление в зоне отрыва потока; $\mathrm{M}_{ср}$ — осредненное число Маха.

Так как профиль скорости в области смешения неравномерный, то $\mathrm{M}_{ср}$ для потока между линиями тока $\eta_{\mathrm{M}=1}$ и η_A вычисляем по формуле

$$\mathrm{M}_{ср} = \frac{1}{\eta_A - \eta_{\mathrm{M}=1}}\int\limits_{\eta_{\mathrm{M}=1}}^{\eta_A}\mathrm{M}\,\mathrm{d}\eta,$$

где

$$\mathrm{M} = \left\{\frac{2\mathrm{Cr}_2^2\varphi^2}{(k-1)(1-\mathrm{Cr}_2^2\varphi^2)}\right\}^{0,5}.$$

Давление p_f (см. рис. 4.4.3) в области ниже линии с $\eta_{\mathrm{M}=1}$ находим из уравнения количества движения для циркуляцион-

ной зоны:

$$(p_2 - p_f)h^* = -\int\limits_{-\infty}^{y_{M=1}} \rho V^2 \, dy. \qquad (4.4.11)$$

После преобразования (4.4.11) получаем

$$p_f = p_2 + \frac{2kp_2(1 - Cr_2^2)M_2^2}{\sigma \sin 2\beta_{отр}} \int\limits_{-\infty}^{\eta_{M=1}} \frac{\varphi^2 \, d\eta}{1 - Cr_2^2\varphi^2}.$$

Приращение коэффициента продольной силы на щитке от перераспределения давления по торцевой поверхности щитка

$$\Delta c_{x щ} = \frac{\Delta X_щ}{q_\infty S_{мид}} = \frac{b}{q_\infty S_{мид}} \left[(p_{ср} - p_{дон})h_{пр} + (p_f - p_{дон})h_f\right],$$

где $S_{мид} = \pi D^2/4$, D — диаметр основания конической части ЛА; $h_{пр} = (y_A - y_{M=1})/\cos(\beta_к + \beta_{отр})$; $h_f = h - h_{пр}$.

Величину $y_{M=1}$ находим следующим образом:

$$\eta_{M=1} = \sigma y_{M=1}/x_{M=1},$$

где $x_{M=1} = x + y_{M=1}\,\mathrm{tg}\,(\beta_к + \beta_{отр})$. Тогда

$$\frac{\eta_{M=1}}{\sigma} = \frac{y_{M=1}}{x + y_{M=1}\,\mathrm{tg}(\beta_к + \beta_{отр})}.$$

Следовательно,

$$y_{M=1} = \frac{\dfrac{\eta_{M=1}}{\sigma}x}{1 - \dfrac{\eta_{M=1}}{\sigma}\,\mathrm{tg}(\beta_к + \beta_{отр})}.$$

Приращение коэффициента момента тангажа от перераспределения давления на щитке вычисляем по формуле

$$\Delta m_{z щ} = \frac{\Delta M_{z щ}}{q_\infty S_{мид} L'} =$$

$$= \frac{b}{q_\infty S_{мид} L'}\Big[(p_{ср} - p_{дон})h_{пр}(r_щ + h_f + h_{пр}/2) +$$

$$+ (p_f - p_{дон})h_f(r_щ + h_f/2)\Big],$$

где L', $r_{щ}$ — длина конического тела и его радиус в месте расположения щитка.

4.4.4. Аэродинамические коэффициенты щитков

Изменение аэродинамических характеристик ЛА конической формы, вызванное перераспределением давления по его поверхности от установки щиткового ОУ, будет определяться следующими выражениями:

$$\Delta c_x = \frac{\iint\limits_S (p - p_к)\sin\beta_к \, dS}{q_\infty S_{мид}}; \quad \Delta c_y = \frac{-\iint\limits_S (p - p_к)\cos\beta_к \cos\gamma \, dS}{q_\infty S_{мид}};$$

$$\Delta m_z = \frac{\iint\limits_S (p - p_к)\cos\beta_к \cos\gamma \cdot x \, dS}{q_\infty S_{мид} L'} + \tag{4.4.12}$$

$$+ \frac{\iint\limits_S (p - p_к)\sin\beta_к \cos\gamma r \, dS}{q_\infty S_{мид} L'},$$

где S — площадь области возмущения; $q_\infty = \rho_\infty V_\infty^2/2$.

Используя геометрические соотношения $dS = r\,dl\,d\gamma$; $x = (L_{щ} - l)\cos\beta_к$; $r = (L_{щ} - l)\sin\beta_к$; $dx = dl\cos\beta_к$; $dr = dl\sin\beta_к$, преобразуем систему уравнений (4.4.12) к виду, удобному для вычислений:

$$\Delta c_x = \frac{2\sin^2\beta_к l_{S0}^2}{q_\infty S_{мид}} p_к \int_0^{\overline{l_н}} (\overline{L}_{щ} - \bar{l})\, d\bar{l} \int_0^{\gamma_н} \left(\frac{p}{p_к} - 1\right) d\gamma;$$

$$\Delta c_y = -\frac{\sin 2\beta_к l_{S0}^2}{q_\infty S_{мид}} p_к \int_0^{\overline{l_н}} (\overline{L}_{щ} - \bar{l})\, d\bar{l} \int_0^{\gamma_н} \left(\frac{p}{p_к} - 1\right) \cos\gamma \, d\gamma;$$

$$\Delta m_z = \frac{2\sin\beta_к l_{S0}^3}{q_\infty S_{мид} L'} p_к \int_0^{\overline{l_н}} (\overline{L}_{щ} - \bar{l})\, d\bar{l} \int_0^{\gamma_н} \left(\frac{p}{p_к} - 1\right) \cos\gamma d\gamma.$$

Суммарное изменение аэродинамических характеристик ЛА со щитком, обусловленное перераспределением давления как на конической поверхности, так и на щитке, имеет вид

$$\begin{aligned} \Delta c_{x\sum} &= \Delta c_x + \Delta c_{x\text{щ}}; \\ \Delta c_{y\sum} &= \Delta c_y; \\ \Delta m_{z\sum} &= \Delta m_z + \Delta m_{z\text{щ}}. \end{aligned} \qquad (4.4.13)$$

Соотношение (4.4.13) не учитывает влияние трения в зонах отрыва и на поверхности щитка.

Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными приведено на рис. 4.4.4.

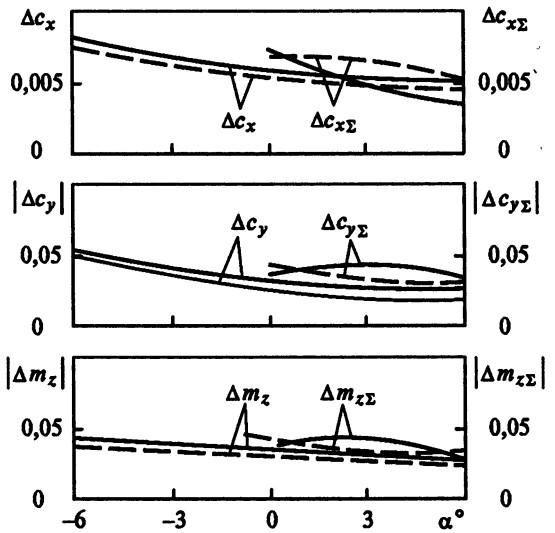


Рис. 4.4.4. Результаты расчета (штриховые линии) и данные испытаний (сплошные линии) при обтекании конического тела ($\beta_к = 6{,}5°$) с кормовым торцевым щитком ($h/b = 1$) сверхзвуковым потоком ($M_\infty = 3{,}4$)

4.5. «Разгруженные» сегментно-сферические щитки

Основной недостаток известных конструкций управляющих щитков состоит в больших значениях шарнирного момента, воздействующего на рулевой привод. Для устранения этого недостатка лобовую поверхность щитка выполняют сегментно-сферической, причем ее центр совпадает с центром узла вращения, представляющего собой двухстепенной шарнир. Уменьшение шарнирного момента в сегментно-сферических щитках по сравнению с известными конструкциями достигается благодаря тому, что линия действия силы, создаваемой давлением на лобовую поверхность щитка, проходит через центр его вращения. Таким образом, наличие лобовой сферической поверхности у щитков уменьшает требуемую мощность, массу и габаритные размеры рулевого привода, что, в свою очередь, облегчает получение требуемой центровки компоновки ЛА.

4.5.1. Структура обтекания сегментно-сферических щитков

Структура обтекания разгруженного сегментно-сферического щитка представлена на рис. 4.5.1, *а*, а некоторые геометрические конструктивные параметры — на рис. 4.5.1, *б*. Лобовая поверхность имеет сферическую форму с радиусом $R_{щ}$.

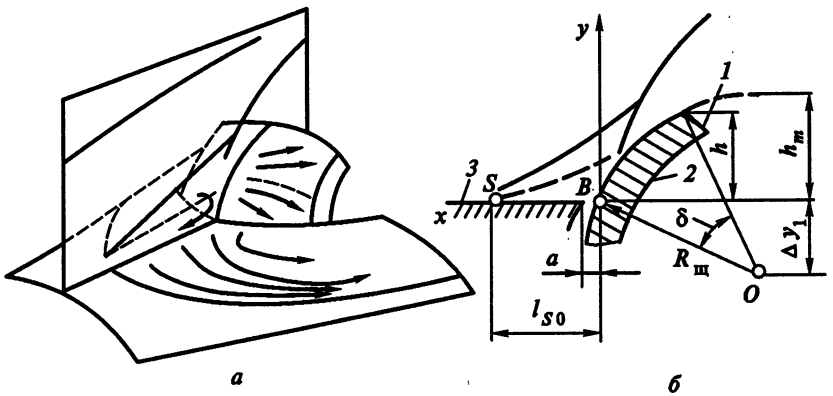
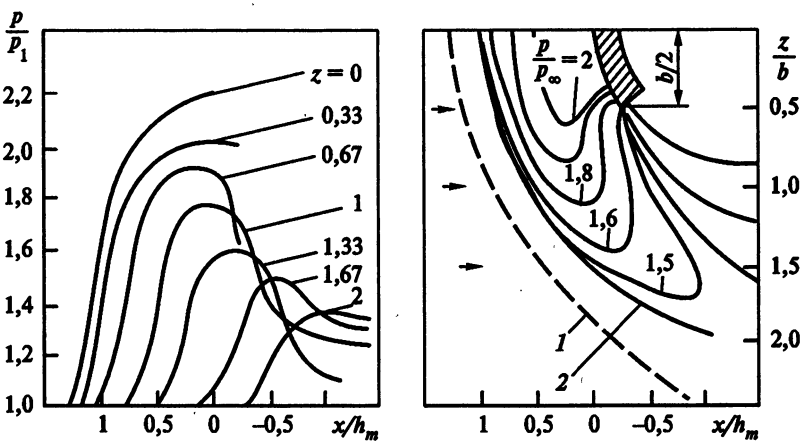


Рис. 4.5.1. Структура обтекания (*а*) и геометрические параметры (*б*) сегментно-сферических щитков



а *б*

Рис. 4.5.2. Эпюры давления (*а*) и изобары (*б*) перед щитком, имеющим $\overline{h} = h_m/R_ш \geq 0,63$ ($\delta \geq 30°$), $b/R_ш = 1$, $a = 0$, $M_\infty = 3,4$

Щиток поворачивается вокруг оси вращения O на угол δ, отсчитываемый от луча OB. При $\delta = 0$ верхняя поверхность *2* щитка *1* совпадает с плоскостью *3*. Существует максимальная высота выдвижения h_m, которая достигается при угле δ_m. Между щитком *1* и плоскостью *3* имеется зазор шириной a, наличие которого оказывает существенное влияние на длину зоны отрыва l_{S0}.

Распределение давления перед таким щитком отличается от случая обтекания торцевой лобовой поверхности (рис. 4.5.2). Давление в зоне отрыва в плоскости симметрии щитка монотонно возрастает, а в сечениях, расположенных сбоку от него, эпюры давления имеют ярко выраженный максимум, положение которого смещается вниз по потоку при удалении от оси течения, а уровень давления падает. На рис. 4.5.2, *б* показаны линии начала повышения давления (*1*) и отрыва набегающего потока (*2*).

Увеличение угла выдвижения щитка более $\delta = 30°$ практически не влияет на распределение давления в отрывной зоне и ее геометрические размеры. С уменьшением угла δ давление в зоне отрыва падает, а ее длина изменяется в зависимости

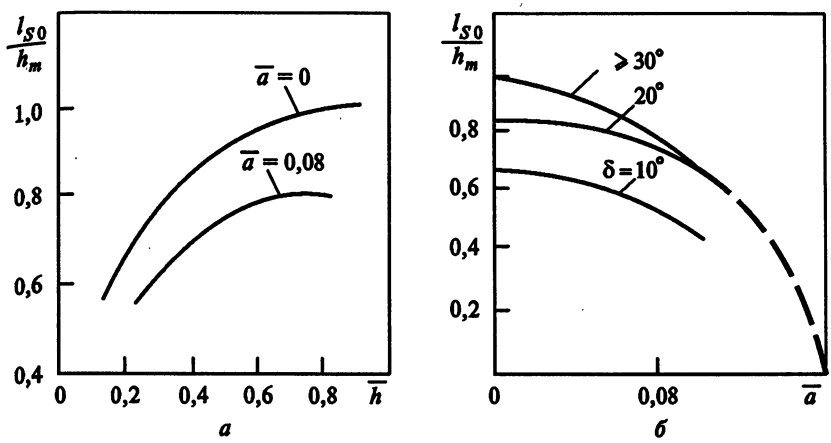


Рис. 4.5.3. Зависимости длины зоны отрыва от параметров $\bar{h}$ и $\bar{a}$ ($M_\infty = 3{,}4$)

от высоты выдвижения щитка $\bar{h} = h/h_m$ (угла δ). Это показано на рис. 4.5.3, *а* для двух различных зазоров. Оказалось, что величина зазора $\bar{a} = a/h_m$ существенно влияет на размеры зоны отрывного течения (рис. 4.5.3, *б*). При этом имеется предельное значение $\bar{a}$, для которого отрывное течение полностью исчезает.

Эпюры распределения давления по лобовой поверхности сегментно-сферического щитка в вертикальных сечениях приведены на рис 4.5.4, *а*. Как оказалось, при постоянном размере зазора данные для разных углов выдвижения коррелируются в пределах заштрихованных областей. Ниже уровня плоскости установки щитка давление по сечениям остается практически неизменным. У основания щитка давление на лобовой части примерно равно давлению в зоне отрыва. По мере продвижения к вершине, оно достигает некоторого максимального значения $\tilde{p}_{\text{щ}\max}$, соответствующего координате y^*, а далее падает вследствие разгона потока. На рис. 4.5.4, *а* видно, что максимальное давление уменьшается по направлению от оси симметрии щитка к его периферийным зонам.

Положение линий y^*/h_m максимального давления показано на рис. 4.5.4, *б*. При постоянном размере $\bar{a}$ оно несколько

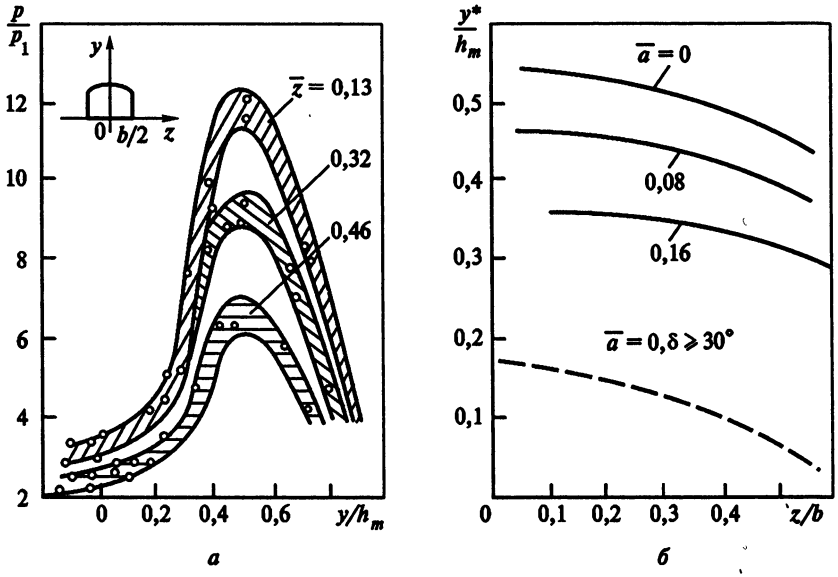


Рис. 4.5.4. Распределение давления по щитку при $\bar{a} = 0$ (*а*) и линии максимального давления (сплошные) и присоединения потока (штриховая) на его поверхности (*б*)

уменьшается на краях щитка, что обусловлено боковым перетеканием потока. Штриховая линия показывает положение линии присоединения потока к лобовой поверхности щитка при больших углах его выдвижения ($\delta > 30°$) и в отсутствии зазора ($a = 0$).

Для расчетов параметров зоны отрыва в плоскости симметрии щитка можно воспользоваться следующими соотношениями:

$$l_{S0} = K_{\phi l} K_{\text{пр}l} K_{\text{кр}l} h_{\text{эф}} \operatorname{ctg} \beta_{\text{отр}} - l_{\text{щ}}, \qquad (4.5.1)$$

$$\tilde{p}_{p\,\max} = K_{\phi p} K_{\text{пр}p} K_{\text{кр}p} \tilde{p}_{p\text{пл}};$$

где $K_{\phi l}$, $K_{\phi p}$, $K_{\text{пр}l}$, $K_{\text{пр}p}$, $K_{\text{кр}l}$, $K_{\text{кр}p}$ — коэффициенты, учитывающие соответственно форму лобовой поверхности щитка, степень ее пространственности и кривизну поверхности, на которой он установлен; $h_{\text{эф}}$ — координата точки присоединения потока для случая обтекания торцевой преграды ($b/h = \infty$) высотой h_m; $\beta_{\text{отр}}$ — угол отрыва потока; $l_{\text{щ}} =$

$\asymp R_{\text{щ}}\left[\cos\beta_{\text{щ}} - \cos(\beta_{\text{щ}} + \delta)\right]$; $\beta_{\text{щ}} = \arcsin(\Delta y_1 / R_{\text{щ}})$ — угол установки щитка; Δy_1 — смещение центра вращения щитка; $R_{\text{щ}}$ — радиус сферической поверхности щитка; $\tilde{p}_{p\text{пл}} = p_{p\text{пл}}/p_1$; $p_{p\text{пл}}$ — давление в зоне отрыва перед плоским щитком; p_1 — давление на поверхности ЛА перед зоной отрыва.

4.5.2. Расчет сегментно-сферических щитков, обтекаемых плоскопараллельным потоком

Для выбора параметров конструкции и расчета параметров обтекания управляющего щитка сегментно-сферической формы рассмотрим наиболее важный с практической точки зрения случай, когда высота выдвижения щитка превышает толщину пограничного слоя в 2—5 раз, однако щиток не выступает из ударного слоя, что исключает нежелательные тепловые режимы работы конструкции при воздействии с головным скачком уплотнения. Рассмотрим вначале метод расчета давления при обтекании щитка однородным плоскопараллельным потоком, а затем распространим его на более сложный случай обтекания щитка неоднородным потоком.

Для описания конфигурации зоны отрыва и распределения давления введем систему координат, начало которой поместим в переднюю точку лобовой поверхности щитка.

Установлено, что форма линии отрыва для сегментно-сферического щитка удовлетворительно описывается уравнением

$$\overline{x} = 1 - (K_{S0}\overline{z})^{n_0}, \qquad (4.5.2)$$

где $(\overline{x}, \overline{z}) = (x, z)/l_{S0}$; $K_{S0} = l_{S0}/b_{S0}$; l_{S0} — длина зоны отрыва; b_{S0} — половина ширины зоны отрыва; n_0 — показатель степени.

Согласно данным экспериментов, длина зоны отрыва l_{S0} существенно отличается от случая двухмерного отрыва и может быть найдена по формуле (4.5.1). Коэффициент $K_{\text{кр}l}$ определяется отношением толщины пограничного слоя к радиусу кривизны поверхности пластины и изменяется в диапазоне $0,8 \ldots 1$. Коэффициенты, учитывающие форму лобовой поверхности щитка и эффекты пространственности обтекания, были рассмотрены в гл. 2

Анализ результатов комплексного экспериментального исследования распределения давления и конфигурации зоны отрыва показал, что повышение давления начинается выше по потоку от линии отрыва, а отрыв потока соответствует некоторому критическому перепаду давления $\tilde{p}_S = p_S/p_1$.

Для расчета $\tilde{p}_S$ воспользуемся зависимостью

$$\tilde{p}_S = 0,27 + 0,73 p_{p\max}/p_1,$$

где $p_{p\max}$ — давление в зоне отрыва перед сегментно-сферическим щитком.

Согласно результатам обработки экспериментальных данных, граница возмущенной области удовлетворительно аппроксимируется уравнением, аналогичным (4.5.2):

$$\tilde{x} = 1 - (K_{\text{н}}\tilde{z})^{n_0}, \tag{4.5.3}$$

где $\tilde{x}(\tilde{z}) = x(z)/l_{\text{н}}$; $K_{\text{н}} = l_{\text{н}}/b_{\text{н}}$; $l_{\text{н}}$ — длина возмущенной области; $b_{\text{н}}$ — половина ширины возмущенной области.

Разобьем осью Oz возмущенную область на две части (рис. 4.5.5, *а*): область $G_1 (0 \le x \le l_{\text{н}})$ и область G_2 $(x_c \lesssim x \le 0)$, построенную с учетом конструктивного выреза в пластине под щиток.

С учетом экспериментально установленного вида эпюр давления в области G_1 воспользуемся для их аппроксимации степенными зависимостями. Профиль давления в плоскости симметрии будем описывать уравнением

$$\tilde{p}_c = (1 - \tilde{p}_{p\max})\tilde{x}^m + \tilde{p}_{p\max}, \tag{4.5.4}$$

а в поперечной плоскости — уравнением вида

$$\tilde{p} = (1 - \tilde{p}_c)(\tilde{z}/\tilde{z}_{\text{н}})^n + \tilde{p}_c, \tag{4.5.5}$$

где $\tilde{z}_{\text{н}}$ — текущая координата границы области повышенного давления, удовлетворяющая выражению (4.5.3); m, n — показатель степени.

Подставляя (4.5.4) в (4.5.5) и выражая $\tilde{z}_{p\max}$ из (4.5.3), получаем уравнение для избыточного давления в возмущенной области перед щитком:

$$\Delta\tilde{p} = \tilde{p} - 1 = (\tilde{p}_{p\max} - 1)(1 - \tilde{x}^m)\left[1 - \frac{K_{\text{н}}^n \tilde{z}^n}{(1 - \tilde{x})^{n/n_0}}\right]. \tag{4.5.6}$$

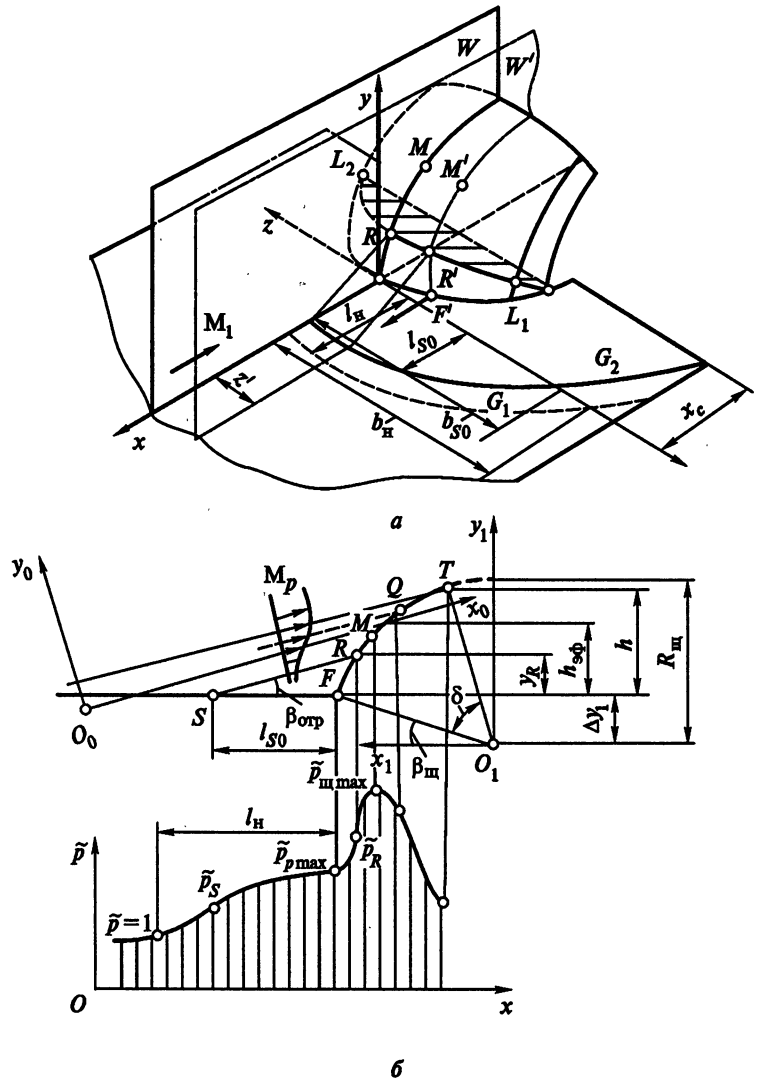


Рис. 4.5.5. Геометрические параметры зон отрыва и присоединения

Параметры $l_н$ и $b_н$ границы области повышенного давления определяются соотношениями

$$l_н = l_{S0}\left(\frac{\tilde{p}_{p\max}-1}{\tilde{p}_{p\max}-\tilde{p}_S}\right)^{1/m};\quad b_н = b_{S0}\left(\frac{\tilde{p}_{p\max}-1}{\tilde{p}_{p\max}-\tilde{p}_S}\right)^{1/n}. \quad (4.5.7)$$

Предложенные формулы, аппроксимирующие распределение давления в области G_1, обеспечивают удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных значений.

Сложный характер распределения давления в области G_2 не позволяет подобрать простую аппроксимирующую зависимость. Поэтому дальнейшие оценки для этой области будем проводить по среднему интегральному относительному давлению $\tilde{p}_{\text{ср}}$, значение которого лежит в пределах $1,4 \ldots 1,7$.

По результатам визуальных и дренажных исследований моделей ЛА установлено, что число M_p за скачком уплотнения перед щитком и угол $\beta_{\text{отр}}$ следует определять по зависимостям из теории конических течений. Это обеспечивает лучшее согласование расчетных и экспериментальных данных, чем применение соотношений теории обтекания клина. По известным значениям числа Маха M_1 в потоке перед ОУ и $\tilde{p}_{p\,\max}$ находим эффективный угол полураствора конуса, равный $\beta_{\text{отр}}$, число $\mathrm{M}_{pк}$, соответствующее параметрам потока на поверхности конуса, а также число $\mathrm{M}_{pск}$ за скачком уплотнения. Число M_p принимаем средним: $\mathrm{M}_p = 0,5(\mathrm{M}_{pк} + \mathrm{M}_{pск})$.

Для практического применения зависимостей (4.5.6), (4.5.7) необходимо найти $h_{\text{эф}}$, которая определяется решением вспомогательной задачи расчета параметров обтекания плоского уступа, высота которого равна высоте выдвижения щитка. Для вычисления $h_{\text{эф}}$ воспользуемся алгоритмом, предложенным в 4.4.2, где $h_{\text{эф}} = h''$, а $h = h' = R_{\text{щ}}\sin(\beta_{\text{щ}} + \delta) - \Delta y_1$.

Для упрощения расчета составляющих сил и моментов, обусловленных давлением на лобовую поверхность сегментно-сферического щитка, аппроксимируем эпюру давления сплайн-функцией, для построения которой введем следующие опорные точки (см. рис. 4.5.5, *б*): нижнюю угловую F, присоединения потока R, максимального давления M, промежуточную точку Q, верхнюю угловую T.

Рассмотрим последовательность расчета давлений в названных опорных точках. Для определения давления в точке F воспользуемся соотношением

$$\tilde{p}_F = \tilde{p}_{p\,\max} + \frac{2k\tilde{p}_{p\,\max}(1 - \mathrm{Cr}_p^2)\mathrm{M}_p^2}{\sigma \sin 2\beta_{\text{отр}}} \int\limits_{-\infty}^{\eta_{\text{рлт}}} \frac{\varphi^2 \, \mathrm{d}\eta}{1 - \mathrm{Cr}_p^2 \varphi^2}. \qquad (4.5.8)$$

Давление в точке R рассчитываем с использованием критерия присоединения Нэша [5]:

$$\tilde{p}_R = \tilde{p}_{p\max} + \mathrm{N}(\tilde{p}'_{\mathrm{ст}} - \tilde{p}_{p\max}),$$

где $\mathrm{N} = \dfrac{\tilde{p}_R - \tilde{p}_{p\max}}{\tilde{p}' - \tilde{p}_{p\max}} = 0,35$; $\tilde{p}'_{\mathrm{ст}} = \tilde{p}_{0\mathrm{рлт}}$; $\tilde{p}_{0\mathrm{рлт}}$ — относительное полное давление на РЛТ.

В дальнейшем для проведения геометрических расчетов воспользуемся системой координат $O_1x_1y_1z_1$, начало которой поместим в центр вращения щитка, а оси — параллельно соответствующим осям системы $Oxyz$.

Для оценки положения точки присоединения R оторвавшегося пограничного слоя в плоскости симметрии аппроксимируем РЛТ прямой, проходящей через точку отрыва S под углом $\beta_{\mathrm{отр}}$ к горизонтальной плоскости. Точку R определим как точку пересечения указанной прямой с лобовой сферической поверхностью щитка. Рассчитаем координаты точки R в системе $O_1x_1y_1z_1$:

$$x_R = 0,5A_R + \sqrt{0,25A_R^2 - B_R};\quad y_R = b - x_R\mathrm{tg}\,\beta_{\mathrm{отр}},\quad (4.5.9)$$

где $A_R = b\sin 2\beta_{\mathrm{отр}}$; $B_R = (b^2 - R_{\mathrm{щ}}^2)\cos^2\beta_{\mathrm{отр}}$; $b = (l_{S0} + {}$ $+R_{\mathrm{щ}}\cos\beta_{\mathrm{щ}})\mathrm{tg}\,\beta_{\mathrm{отр}} + \Delta y_1$.

При нахождении максимума давления примем, что положение точки M определяется направлением линии тока, соответствующей «выравниванию» профиля скорости в области смешения ($\varphi = 1$). Вначале по итерационной схеме определим приращение $\Delta\eta$, обеспечивающее выполнение условия

$$\left|(\mathrm{M}_p - \mathrm{M}_i)/\mathrm{M}_p\right| \le 0,01.$$

При этом M_i вычислим согласно следующим соотношениям:

$$\eta_i = \eta_{\mathrm{рлт}} + \Delta\eta_i;\quad \varphi_i = 0,5(1 + \mathrm{erf}\eta_i);$$

$$\mathrm{M}_i = \varphi_i\left[\frac{1}{\mathrm{M}_p^2} + \frac{k-1}{2}\left(1 - \varphi_i^2\right)\right]^{-0,5}.$$

По найденному $\Delta\eta_i$ определим приращение

$$\Delta y_M = \frac{K_э \Delta\eta_i (l_{S0} + s^* \cos\beta_{отр})}{\sigma \cos^2\beta_{отр}},$$

где $K_э = K_{фl} K_{прl} K_{крl}$; s^* — смещение точки отрыва. Для расчета координат точки M воспользуемся соотношениями (4.5.9), в которых b заменим на $b_M = b + \Delta y_M$.

Для оценки коэффициента давления $\overline{p}$ в опорных точках M, Q и T на верхней части щитка воспользуемся усовершенствованной формулой Ньютона:

$$\overline{p} = K_\psi(\chi) \cos^2\psi, \qquad (4.5.10)$$

где $K_\psi = f(\chi)$ — коэффициент, определяемый типом обтекаемой поверхности и углом $\chi = \pi/2 - \psi$; ψ — угол взаимодействия (угол между направлением местной скорости потока и внешней нормалью к обтекаемой поверхности в рассматриваемой точке).

Зависимость $K_\psi = f(\chi)$ для притупленной поверхности можно представить так:

$$K_\psi = -2{,}315 \cdot 10^{-6}\chi^3 + 4{,}218 \cdot 10^{-4}\chi^2 - 2{,}773 \cdot 10^{-2}\chi + 2{,}482.$$

Для сферической поверхности угол ψ определяется соотношением $\psi = \arccos(x'/R_щ)$, где $x' = x_1 \cos\beta - y_1 \sin\beta$; x_1, y_1 — координаты рассматриваемой точки в системе $O_1 x_1 y_1 z_1$, связанной с центром вращения щитка; β — угол наклона вектора местной скорости к горизонтальной плоскости.

Относительное давление определим по соотношению

$$\tilde{p} = \tilde{p}_{p\max}(1 + 0{,}5k\mathrm{M}_p^2\overline{p}).$$

Для аналитического описания эпюры давления в плоскости симметрии воспользуемся расчетными значениями давлений в опорных точках с применением сплайн-функции.

Для задания распределения давления по лобовой сферической поверхности щитка построим эпюры давления в продольных плоскостях W', параллельных плоскости симметрии W (см. рис. 4.5.5, *а*), по опорным точкам аналогично описанному выше случаю для плоскости симметрии.

Давление в нижней угловой точке F' рассчитаем по формуле (4.5.8).

Чтобы определить давление в точке R' произвольного продольного сечения W', найдем положение линии присоединения оторвавшегося потока на лобовой сферической поверхности щитка. Результаты экспериментальных исследований по визуализации картины течения с помощью спектров сажемасляных покрытий показывают, что линия присоединения может быть достаточно точно аппроксимирована линией пересечения сферической лобовой поверхности щитка плоскостью, проведенной через следующие три точки присоединения: точку R в плоскости симметрии и две граничные точки L_1 и L_2, расположенные симметрично на линиях пересечения лобовой и боковой поверхностей щитка. Указанная плоскость отмечена штриховкой на рис. 4.5.5, *а*.

Положения точек L_1 и L_2 определяем из условия достижения в них критического перепада давления $\tilde{p}_S$. Применив усовершенствованную формулу Ньютона, находим угол взаимодействия потока со сферической поверхностью:

$$\psi_L = \arccos\left(\frac{1}{\mathrm{M}_1}\sqrt{\frac{2(\tilde{p}_S - 1)}{kK_\psi}}\right),$$

определяющий координаты граничных точек присоединения.

Используя известные координаты точек R, L_1 и L_2, составим уравнение плоскости, проходящей через линию присоединения. В силу симметричного расположения точек L_1 и L_2 указанное уравнение имеет вид

$$\begin{vmatrix} x - x_{L1} & y - y_{L1} & z - z_{L1} \\ x_R - x_{L1} & y_R - y_{L1} & z_R - z_{L1} \\ 0 & 0 & 2z_{L1} \end{vmatrix} = 0.$$

После раскрытия определителя получаем

$$x - a_{R1}y + b_{R1} = 0, \qquad (4.5.11)$$

где коэффициенты $a_{R1} > 0$, $b_{R1} > 0$ выражаются через координаты точек R и L_1.

Точку присоединения R' в плоскости W' определим как точку пересечения РЛТ с окружностью.

Для нахождения ординаты точки R' решим уравнение

$$y^2 + a_{R2}y + b_{R2} = 0,$$

где $a_{R2} = \dfrac{-2a_{R1}b_{R1}}{1 + a_{R1}^2}$; $b_{R2} = \dfrac{z'^2 - R_{щ}^2 + b_{R1}^2}{1 + a_{R1}^2}$.

Отсюда

$$y_{R'} = 0,5a_{R2} + \sqrt{0,25a_{R2}^2 - b_{R2}}.$$

Абсциссу точки R' определим подстановкой $y_{R'}$ в формулу (4.5.11).

Предварительный анализ результатов дренажных исследований распределения давления по лобовой поверхности щитка указывает на то, что в промежуточных плоскостях W' сохраняется такой же характер распределения давления, как и в плоскости симметрии W. Геометрическое место точек локальных максимумов в плоскостях W' назовем *линией максимумов*.

Кроме того, согласно данным дренажных исследований также установлено, что для любой продольной плоскости расстояние от точки максимума до поверхности щитка остается примерно одинаковым ($0,45 < y_M < 0,55$ при $a = 0$). Поэтому линия максимумов может быть аппроксимирована линией пересечения лобовой сферической поверхности с горизонтальной плоскостью, проходящей через точку M (см. рис. 4.5.5, *б*).

Результаты дренажных исследований распределения давления по лобовой поверхности щитка также выявили снижение максимального давления в его боковых продольных сечениях при возрастании координаты z_c по сравнению с максимумом давления в плоскости W симметрии щитка.

С учетом этого давление в точке M', принадлежащей промежуточному сечению W', можно рассчитать с использованием зависимости (4.5.10). В верхней части щитка (на участке $Q'T'$) давление можно также определить по формуле (4.5.10) с использованием текущих параметров M_p и β.

Результаты расчета давления на лобовой поверхности щитка приведены на рис. 4.5.6. Здесь же показаны экспериментальные данные (светлые точки соответствуют $\delta = 40°$, темные — $\delta = 50°$). В сечениях, удаленных от оси симметрии щитка, давление существенно ниже, чем в центральном. Отрывное течение уменьшает давление у основания

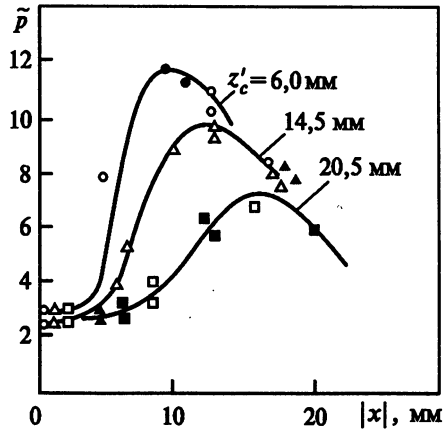


Рис. 4.5.6. Изменение давления на лобовой поверхности сферического щитка ($M_\infty = 3{,}4$)

щитка. Угол δ выдвижения щитка мало влияет на характер распределения давления.

4.5.3. Особенности расчета сегментно-сферических щитков, расположенных на боковой поверхности ЛА

Предложенный выше метод расчета давления в возмущенных областях можно применять, если щиток расположен на плоскости. В более сложных случаях, когда щиток находится на боковой поверхности ЛА, необходимо учитывать особенности течения, обусловленные неоднородностью потока и влиянием угла атаки. Будем считать, что корпус ЛА выполнен в виде тонкого затупленного конического тела. Затупление приводит к развитию высокоэнтропийного слоя вблизи боковой поверхности, образованного движущимися по линиям тока и прошедшими через головную ударную волну частицами газа. В этом слое газ имеет высокую температуру и плотность по сравнению с их значениями вне слоя. Поэтому между боковой поверхностью корпуса ЛА и ударной волной газодинамические параметры имеют большие градиенты. Таким образом, при расчете распределения давления в возмущенных областях необходимо учитывать неравномерность потока в направлении, перпендикулярном боковой поверхности корпуса.

Для применения изложенной выше методики расчета давления проведем осреднение параметров потока по сечению, выделенному перед возмущенной отрывом областью, воспользовавшись предложенным в работе [1] методом. В дальнейшем вместо неоднородного потока будем рассматривать эквивалентный (осредненный) поток, у которого расход газа, полная энергия и импульс такие же, как у исходного потока.

Для исключения нелинейности аэродинамических характеристик ограничимся рассмотрением диапазона $-\alpha \le \beta_к \le \alpha$. В этом случае размеры возмущенной области и распределение в ней давления можно определить по предложенной методике с учетом изменения значений параметров на боковой поверхности корпуса ЛА.

Для применения аппроксимирующего выражения (4.5.6) к рассматриваемому случаю уравнение границы возмущенной области вида (4.5.3) заменим уравнением ее проекции $\tilde{z} = f_п(\tilde{x})$ на горизонтальную плоскость xOz, а распределение давления представим в координатах, связанных с этой плоскостью. Кроме того, найдем выражения, описывающие распределение давления перед щитком и конфигурацию области отрывного течения в полярной системе координат $O_2 r \varphi_2$ (рис. 4.5.7, *а*), полюс O_2 которой является центром торца корпуса, а угол φ_2 отсчитывается от вертикали. Введем ортогональную криволинейную систему координат vOu, связанную с разверткой конической поверхности (рис. 4.5.7, *б*). При этом положение произвольной точки P определяется двумя координатами v_p и u_p, первая из которых отсчитывается по образующей конуса в плоскости симметрии щитка, а вторая — по дуге, представляющей развертку окружности в поперечном сечении.

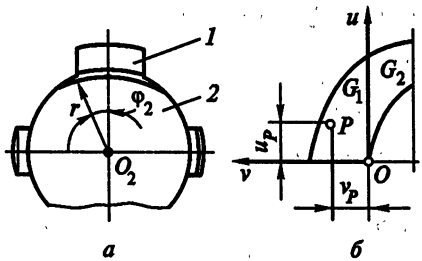


Рис. 4.5.7. Полярная (*а*) и криволинейная (*б*) системы координат для расчета отрывных течений:
1 – щиток; *2* – корпус ЛА

Выразим полярные координаты $(\tilde{r} = r/l_{\text{н}}, \varphi_2)$ через координаты $(\tilde{v} = v/l_{\text{н}}, \tilde{u} = u/l_{\text{н}})$:

$$\tilde{r} = (\tilde{a} - \tilde{v})/b; \quad \tilde{\varphi}_2 = \tilde{u}/\tilde{r},$$

где $\tilde{a} = \tilde{R}_{\text{мид}}/\sin\beta_{\text{к}} - \tilde{x}_c/\cos\beta_{\text{к}}$; $\tilde{b} = 1/\sin\beta_{\text{к}}$; $\tilde{R}_{\text{мид}} = R_{\text{мид}}/l_{\text{н}}$; $\tilde{x}_c = x_c/l_{\text{н}}$ — относительное расстояние от плоскости донного среза до точки O_2.

Зависимости, аппроксимирующие границу возмущенной области и распределение в ней давления, запишем по аналогии с рассмотренным случаем расположения щитка на плоской поверхности:

$$\tilde{v} = 1 - (K_{\text{н}}\tilde{u})^{n_0}; \tag{4.5.12}$$

$$\Delta\tilde{p}(\tilde{u}, \tilde{v}) = (\tilde{p}_{p\max} - 1)(1 - \tilde{v}^m)\left[1 - \frac{K_{\text{н}}\tilde{u}^n}{(1-\tilde{v})^{n_1/n_0}}\right]. \tag{4.5.13}$$

После перехода к полярным координатам $(\tilde{r}, \varphi_2)$ формулы (4.5.12) и (4.5.13) принимают следующий вид:

$$\varphi_2 = (1 - \tilde{a} + \tilde{b}\tilde{r})^{1/n_0}/(K_{\text{н}}\tilde{r});$$

$$\Delta\tilde{p}(\tilde{r}, \varphi_2) = (\tilde{p}_{p\max} - 1) f_x(\tilde{r}, \varphi_2) =$$

$$= (\tilde{p}_{p\max} - 1)\left[1 - (\tilde{a} - \tilde{b}\tilde{r})^m\right]\left[1 - \frac{(K_{\text{н}}\varphi_2\tilde{r})^n}{(1 - \tilde{a} + \tilde{b}\tilde{r})^{n/n_0}}\right].$$

Полученные зависимости для распределения давления позволяют перейти к расчету управляющих сил и моментов, создаваемых щитком.

При расчете интегральных аэродинамических характеристик ЛА будем исходить из принципа суперпозиции, предполагающего суммирование соответствующих сил и моментов, создаваемых корпусом и управляющими щитками:

$$(c_{x,y,z})_\Sigma = c_{x,y,z} + \Delta c_{x,y,z};$$
$$(m_{x,y,z})_\Sigma = m_{x,y,z} + \Delta m_{x,y,z},$$

где $(c_{x,y,z})_\Sigma$, $(m_{x,y,z})_\Sigma$ — суммарные аэродинамические коэффициенты сил и моментов, действующих на ЛА; $c_{x,y,z}$, $\Delta c_{x,y,z}$ и $m_{x,y,z}$, $\Delta m_{x,y,z}$ — соответствующие коэффициенты изолированного корпуса и щитка с учетом интерференции.

Результаты испытаний показали, что при малых углах атаки с достаточной степенью точности можно записать

$$\Delta c_{xy}(\alpha, \delta) = \Delta c_{xy}(0, \delta)(1 - \alpha/\alpha^*);$$
$$\Delta m_z(\alpha, \delta) = \Delta m_z(0, \delta)(1 - \alpha/\alpha^*),$$

где α^* — угол атаки, при котором щиток затеняется корпусом ЛА.

Формулы для расчета коэффициентов $\Delta c_{x,y}(0, \delta)$, $\Delta m_z(0, \delta)$ имеют вид

$$\Delta c_{x,y}(0, \delta) = \frac{1}{q_\infty S}\left[\iint\limits_{G_{x,y}} (p - p_\infty)\,\mathrm{d}(y, x)\,\mathrm{d}z + \right.$$
$$+ \sum_{j=1}^{n_{щ1}} \iint\limits_{G^i_{x,y_щ}} (p - p_\infty)\,\mathrm{d}(y, x)\,\mathrm{d}z -$$
$$\left. - \sum_{j=1}^{n_{щ2}} \iint\limits_{G^j_{x,y_{щ0}}} (p - p_\infty)\,\mathrm{d}(y, x)\,\mathrm{d}z\right]; \qquad (4.5.14)$$

$$[\Delta m_z(0, \delta)]_{x,y} = \frac{1}{q_\infty S L}\left[\iint\limits_{G_{x,y}} (p - p_\infty)(y, x)\,\mathrm{d}(y, x)\,\mathrm{d}z + \right.$$
$$+ \sum_{i=1}^{n_{щ1}} \iint\limits_{G^i_{x,y_щ}} (p - p_\infty)(y, x)\,\mathrm{d}(y, x)\,\mathrm{d}z -$$
$$\left. - \sum_{j=1}^{n_{щ2}} \iint\limits_{G^j_{x,y_{щ0}}} (p - p_\infty)(y, x)\,\mathrm{d}(y, x)\,\mathrm{d}z\right], \qquad (4.5.15)$$

где $G_{x,y}$ — площадь проекции возмущенной области на боковой поверхности корпуса на плоскости yOz и xOz; $G^i_{x,y_щ}$ $(i = \overline{1, n_{щ1}})$ — площадь проекции обтекаемых поверхностей выдвинутого щитка на плоскости yOz и xOz; $G^j_{x,y_{щ0}}$ $(j=\overline{1, n_{щ2}})$ — площадь проекции обтекаемых поверхностей щитка, занимающего исходное положение, на плоскости yOz и xOz.

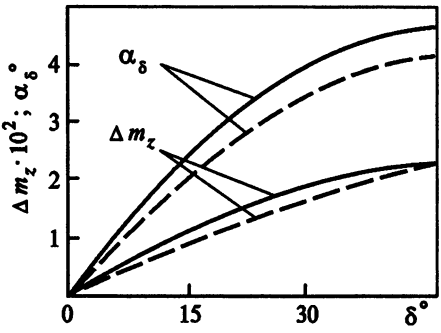


Рис. 4.5.8. Зависимость коэффициента управляющего момента при $\alpha = 0$ и балансировочного угла атаки от угла выдвижения щитка

Таким образом, расчет управляющих сил и моментов сводится к интегрированию давления в возмущенной области. Необходимо отметить, что непосредственное вычисление двойных интегралов в выражениях (4.5.14), (4.5.15) связано с большими затратами машинного времени. Для снижения трудоемкости вычислений можно воспользоваться зависимостями, аппроксимирующими распределение давления и уравнение границы возмущенной области.

На рис. 4.5.8 представлены результаты расчета балансировочного угла атаки $\alpha_б$ и коэффициента продольного момента Δm_z ЛА конической формы ($\overline{x}_{цм} = 0,6$) с одним сегментно-сферическим щитком по рассмотренной выше методике (сплошные линии) и эмпирическим зависимостям вида

$$\alpha_б = 144\Delta m_z(0,\delta) + 1; \tag{4.5.16}$$

$$\Delta m_z(0,\delta) = 8,95\,\mathrm{tg}\,\beta_к(\overline{S}^*_{щ} - 0,004) \tag{4.5.17}$$

(штриховые линии). Здесь $\overline{S}^*_{щ} = \overline{b}_{щ}\overline{R}_{щ}\left[\sin(\delta + \beta_{щ}) - \sin\beta_{щ}\right] \times \times\sqrt{1 - \overline{b}^2_{щ}/4\overline{R}^2_{щ}} \cdot \cos\left[(\delta + \beta_{щ})/2\right]$ — эффективная относительная площадь щитка; $\overline{b}_{щ} = b_{щ}/(2R_{мид})$; $\overline{R}_{щ} = R_{щ}/(2R_{мид})$; $\beta_{щ}$ — установочный угол щитка.

При углах выдвижения щитка менее 30° зависимости $\alpha_б(\delta)$ и $\Delta m_z(0,\delta)$ близки к линейным. Сравнение результатов позволяет сделать вывод об удовлетворительном совпадении расчетных и экспериментальных значений, что дает возможность использовать методику при анализе аэробаллистических характеристик рассматриваемых ЛА.

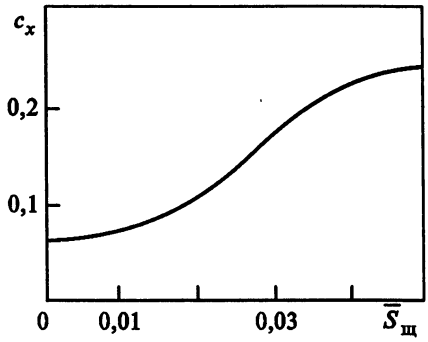


Рис. 4.5.9. Изменение коэффициента лобового сопротивления ЛА в режиме торможения ($M_\infty = 10$, $H = 10$ км)

Для оценки возможности применения сегментно-сферических щитков в качестве тормозных устройств получена зависимость коэффициента продольной силы ЛА ($\beta_к = 7°$) с четырьмя щитками, выдвинутыми по симметричной схеме (рис. 4.5.9) от относительной площади проекции $\overline{S}_{щ} = S_{щ}/S_{мид}$ лобовой поверхности щитка ($\overline{b}_{щ} = 0,25$; $\overline{R}_{щ} = 0,25$) на поперечную плоскость yOz. Расчет показывает, что с помощью щитков можно увеличить коэффициент продольной силы ЛА более чем в четыре раза.

Глава 5

ОБТЕКАНИЕ ТОРМОЗНЫХ УСТРОЙСТВ, ЗОНДОВ-ПЕНЕТРАТОРОВ И ПОСАДОЧНЫХ СПУСКАЕМЫХ АППАРАТОВ

Использование аэродинамического способа торможения и стабилизации при спуске на поверхность планеты с атмосферой позволяет получить некоторый энергетический выигрыш по сравнению с чисто активным управлением. Поэтому на отдельных этапах движения СА целесообразно использовать тормозные устройства с отклоняющимися «лепестковыми» щитками, предельным вариантом которых является сплошная «юбка» (расширяющийся конус). Обтекание таких ОУ также носит достаточно сложный характер и во многом определяется формой ЛА. В настоящей главе приведены результаты исследований аэродинамических характеристик тормозных устройств СА сегментно-конической формы и удлиненных тел с различными лобовыми обтекателями. Представлены алгоритмы расчета параметров обтекания и результаты вычислительного и физического экспериментов.

5.1. Тормозные и управляющие щитки на телах вращения сегментно-сферической формы

Рассмотрим результаты экспериментальных исследований ОУ щиткового типа, применяемых на маневрирующих СА. Форма таких аппаратов часто имеет вид обратного усеченного конуса *1*, затупленного по сфере (рис. 5.1.1, *а*). Щитки *2* размещены в миделевом сечении СА. Симметричная компоновка щитков (рис. 5.1.1, *б*) позволяет поворотом их на одинаковый угол значительно увеличить коэффициент продольной силы c_x, добиваясь требуемого торможения аппарата, а также обеспечить необходимое при спуске аэродинамическое качество отклонением лишь части щитков (рис. 5.1.1, *в*), создающих нормальную силу и момент.

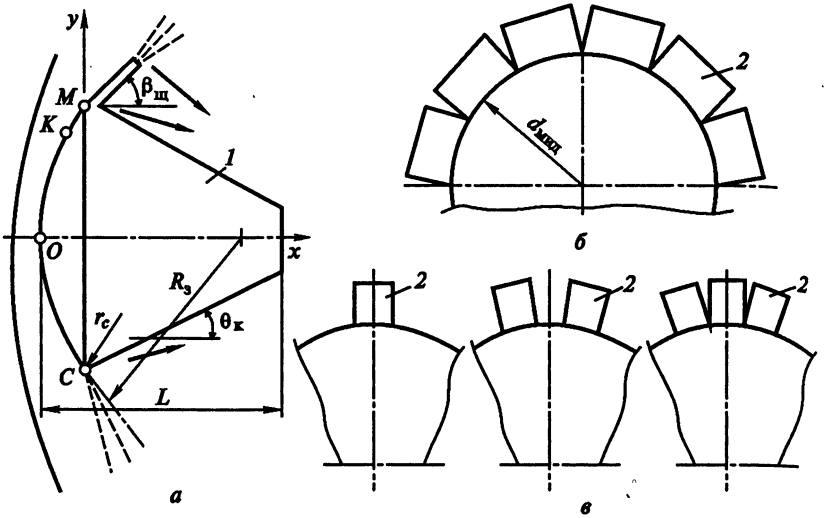


Рис. 5.1.1. Схема обтекания (*а*) и возможные варианты расположения тормозных и управляющих щитков (*б*, *в*)

Графики распределения давления по лобовой поверхности модели СА и щитку представлены на рис. 5.1.2, *а*, *б*.

Известно, что затупленную сферическую лобовую поверхность СА от критической точки O обтекает сначала дозвуковой, а затем после точки K, сверхзвуковой поток. Скругляя место перехода сферического сегмента в коническую поверхность радиусом r_c, можно перемещать точку K к оси симметрии ЛА. Например, при $M_\infty = 2{,}9$ и $\alpha = 0$ относительная координата точки K для нескругленного сопряжения $\overline{y} = y/d_{мид} = 0{,}5$ ($d_{мид}$ — диаметр СА), а при скруглении с $\overline{r_c} = \dfrac{2r_c}{d_{мид}} = 0{,}075$ координата $\overline{y} = 0{,}48$. Установленный за точкой сопряжения M щиток находится в зоне сверхзвукового потока.

Зависимость распределения давления по щитку носит неравномерный характер. В нижней части щитка давление максимально, по мере приближения к его периферийной части оно уменьшается. Объясняется это различными направлениями линий тока в области воздействия потока на щиток и пространственными эффектами его обтекания. С увеличением

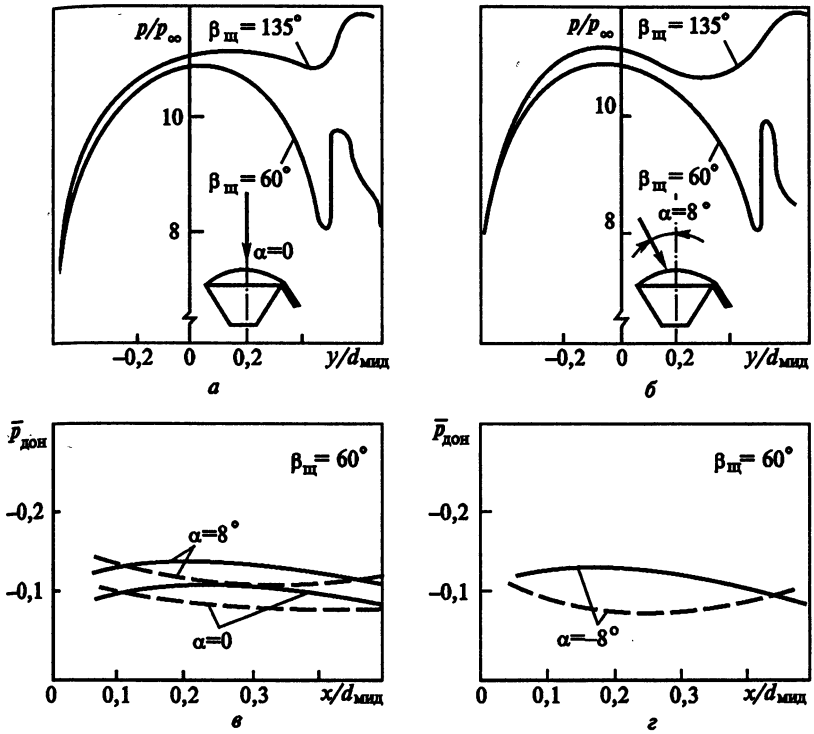


Рис. 5.1.2. Распределение давления на лобовой поверхности СА, на щитке и в донной области ($M_\infty = 2{,}9$; $\theta_к = 30°$):
а – $\alpha = 0$; *б* – $\alpha = 8°$; *в, г* – $\beta_щ = 60°$

угла атаки давление на наветренной стороне лобовой поверхности СА увеличивается, а на подветренной уменьшается. Падает давление и на примыкающей к ней поверхности щитка. В этом случае уменьшается угол встречи потока со щитком. При обтекании СА сегментно-сферической формы под отрицательным углом атаки щиток оказывает существенное влияние на распределение давления по лобовой поверхности. В этом случае имеет место интерференция между обтекающими щиток и сферический сегмент потоками, приводящая к распространению возмущений в области дозвуковых течений на лобовой поверхности СА.

Управление аэродинамическими характеристиками СА со щитками осуществляется изменением угла наклона щитка $\beta_щ$.

С увеличением $\beta_{щ}$ давление изменяется и на лобовой поверхности, и на самом щитке. Особенно это проявляется, когда $\beta_{щ} > 90^{\circ}$.

На рис. 5.1.2 *а, б* видно, что для щитка с $\beta_{щ} = 135^{\circ}$ по сравнению со щитком, имеющим $\beta_{щ} = 60^{\circ}$, давление в плоскости симметрии на верхней части лобовой поверхности СА существенно возрастает и достигает значений, близких к давлению торможения за головной ударной волной.

Для СА сегментно-конической формы значение донного давления слабо зависит от углов атаки в диапазоне их изменения от -8° до $+8^{\circ}$ (рис. 5.1.2, *в, г*). Это объясняется тем, что у таких тел поток отрывается, как правило, в месте сопряжения поверхностей, т. е. вся кормовая часть находится в зоне отрывного течения, давление в которой везде практически одинаково. Однако в области за щитком донное давление (сплошные линии) примерно на 20 % ниже, чем на поверхности, не затененной щитком (пунктирные линии). Такая закономерность наблюдается лишь для щитков, расположенных под углами $\beta_{щ} \leq 60^{\circ}$. При обтекании торцевых щитков ($\beta_{щ} = 90^{\circ}$) относительное донное давление по всей кормовой области примерно одинаково и, например, при $M_{\infty} = 2,9$ равно

$$\overline{p}_{дон} = \frac{p_{дон} - p_{\infty}}{q_{\infty}} = -0,1.$$

На рис. 5.1.3 приведены зависимости аэродинамических коэффициентов c_x (*а*), c_y (*б*), m_z (*в*) СА сегментно-конической формы с относительным радиусом затупления лобовой поверхности $\overline{R}_{з} = 2R_{з}/d_{мид} = 2,18$, углом обратного конуса $\theta_{к} = 30^{\circ}$ и удлинением $\lambda = L/d_{мид} = 0,83$. Управляющий щиток, имеющий $h/b = 1$, $\overline{S}_{щ} = S_{щ}/S_{мид} = 0,08$ и расположенный на верхней поверхности СА, может поворачиваться на угол $\beta_{щ} = 30 \ldots 180^{\circ}$. При $\beta_{щ} \leq 90^{\circ}$ с увеличением угла атаки α значения c_x снижаются, так как уменьшается площадь проекции щитка на плоскость, перпендикулярную оси симметрии СА.

Коэффициент продольной силы c_x модели СА со щитком, наклоненным под углом $\beta_{щ} = 30^{\circ}$, ниже, чем модели без щитка (см. рис. 5.1.3, *а*). Это является следствием интерференции

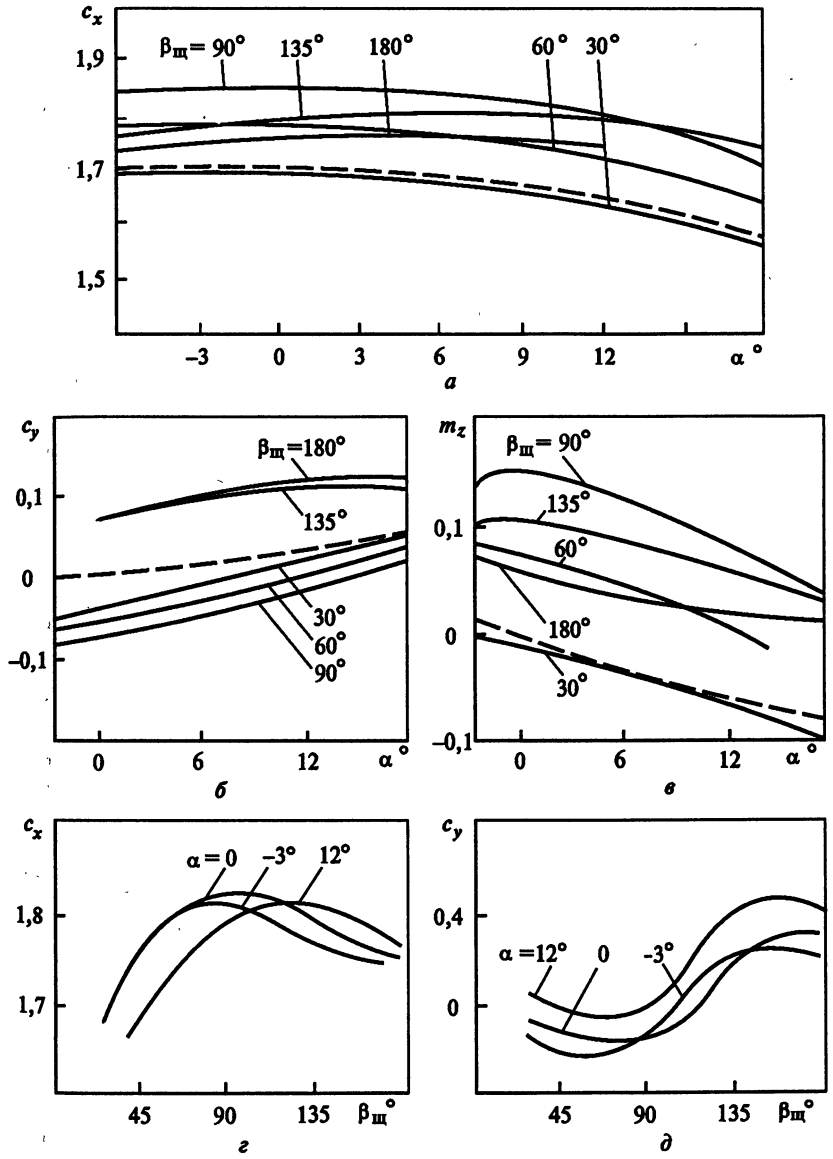


Рис. 5.1.3. Изменение аэродинамических коэффициентов СА с одним управляющим щитком (сплошные линии) и без него (штриховые линии) при различных углах отклонения щитка и атаки

потоков, обтекающих щиток и корпус СА, в результате чего повышенное давление от щитка передается на кормовую часть и значение c_x уменьшается. Если $\beta_{щ} > 90^{\circ}$, то с увеличением угла атаки α до 6° значения c_x несколько возрастают, а затем непрерывно уменьшаются. Это связано с изменением площади проекции щитка и интенсивности воздействия на него набегающего потока.

Зависимости коэффициента нормальной силы $c_y(\alpha)$ для моделей СА с $\beta_{щ} < 90^{\circ}$ носят линейный характер (см. рис. 5.1.3, *б*), а статическая производная от этого коэффициента по углу атаки всегда остается положительной ($c_y^{\alpha} > 0$). При $\beta_{щ} \geq 90^{\circ}$ в зависимости $c_y(\alpha)$ появляется нелинейность.

Наибольший управляющий момент относительно точки O получен при $\beta_{щ} = 90^{\circ}$ (см. рис. 5.1.3, *в*). Увеличение или уменьшение угла наклона щитка относительно этого значения приводит к падению m_z.

С увеличением $\beta_{щ}$ коэффициент продольной силы c_x возрастает (см. рис. 5.1.3, *г*). Максимальное его значение достигается в диапазоне $\beta_{щ} = 90 \ldots 110^{\circ}$ при $-3^{\circ} \leq \alpha \leq 12^{\circ}$. С изменением $\beta_{щ}$ до значения, соответствующего максимальному c_x, происходит возрастание как давления на торцевой поверхности щитка, так и площади его проекции в потоке. Если щиток расположен с подветренной стороны, то рост угла атаки сопровождается затенением щитка, т. е. уменьшением действительного угла отклонения $\beta_{щ}$, что влечет за собой уменьшение c_x. Увеличение угла $\beta_{щ}$ приводит к падению коэффициента продольной силы.

Зависимость коэффициента c_y от угла $\beta_{щ}$ подчиняется более сложным закономерностям (см. рис. 5.1.3, *д*). При $\beta_{щ} \leq$ $\leq 90^{\circ}$ значение c_y достигает локального минимума. Для случая малых углов атаки этот минимум соответствует максимальному отрицательному значению нормальной силы, создаваемой щитком. По мере увеличения α происходит компенсация нормальных сил от перераспределения давления на ОУ и на корпусе СА. Разворот щитка против направления потока ($\beta_{щ} > 90^{\circ}$) приводит к появлению максимума на кривых c_y ($\beta_{щ}$). Нормальные силы, создаваемые корпусом СА при наличии угла атаки и щитком, суммируются. Следует отметить,

что максимумы коэффициентов нормальной и продольной сил не соответствуют одним и тем же углам отклонения щитка.

Аэродинамические коэффициенты моделей СА зависят от конструктивных параметров щитков и их числа. При изменении b/h (b, h — ширина и высота щитка) в диапазоне $0,5 \ldots 1,5$ эти коэффициенты практически остаются постоянными в достаточно широком диапазоне углов атаки (рис. 5.1.4, *а*). Влияние числа щитков N на c_x и c_y СА сегментно-конической формы иллюстрируют графики, приведенные на рис. 5.1.4, *б* — *г*. Все управляющие щитки имеют одну и ту же площадь, одинаковые геометрические размеры и угол наклона $\beta_{щ}$. С увеличением числа щитков или их площади, коэффициент продольной силы c_x при всех углах атаки непрерывно возрастает. В исследованном диапазоне углов α коэффициент c_y максимален при использовании трех-четырех управляющих щитков.

С изменением конструктивных параметров щитков, угла их наклона и количества изменяется и аэродинамическое качество K аппарата.

Существенное влияние на аэродинамическое качество оказывает угол $\beta_{щ}$. Для СА с тремя щитками наибольшее значение K достигается при $\beta_{щ} = 60°$ (см. рис. 5.1.4, *д*) . Этот оптимальный угол отклонения щитка практически не зависит от α.

На рис. 5.1.5 показаны схемы обтекания щитка, установленного в периферийной части лобового экрана СА. Если угол обратного конуса небольшой, то за изломом образующей поверхности корпуса СА (см. рис. 5.1.5, *а*) поток безотрывно обтекает кормовую часть, а отрывное течение за щитком присоединяется к его боковой поверхности. При углах $\theta_к > 15°$ (см. рис. 5.1.5, *б*) кормовая часть СА находится в отрывной зоне. В этом случае параметры течения за щитком формируются потоком в ближнем следе. В соответствии с этими структурами можно выделить две модели течения. Расчет обтекания лобовой поверхности СА для них можно проводить одинаково, например с использованием метода Ньютона (см. формулу (4.5.9), а донное давление за щитком определять энтропийным

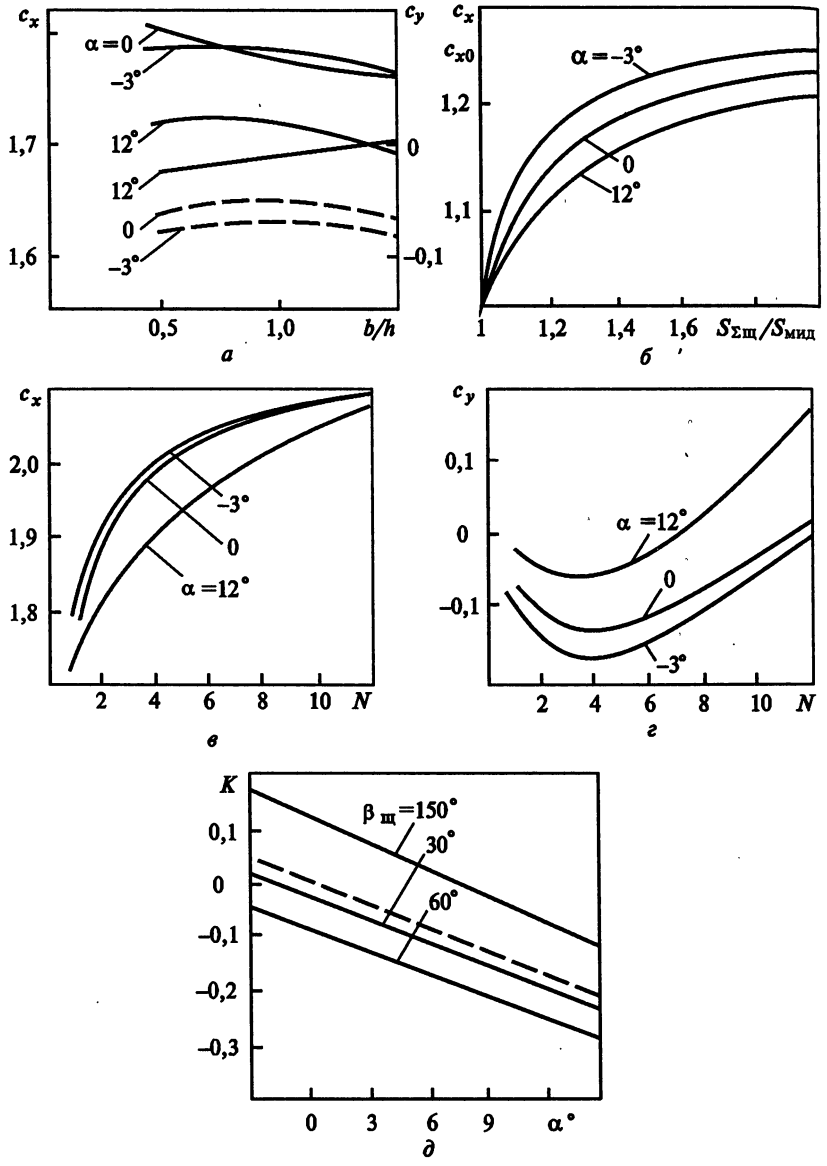


Рис. 5.1.4. Зависимость аэродинамических коэффициентов и качества СА со щитками (сплошные линии) и без щитков (штриховые линии) от конструктивных параметров ($M_\infty = 3$, $\beta_щ = 60°$, $\theta_к = 30°$, $\overline{R}_з = 2{,}18$)

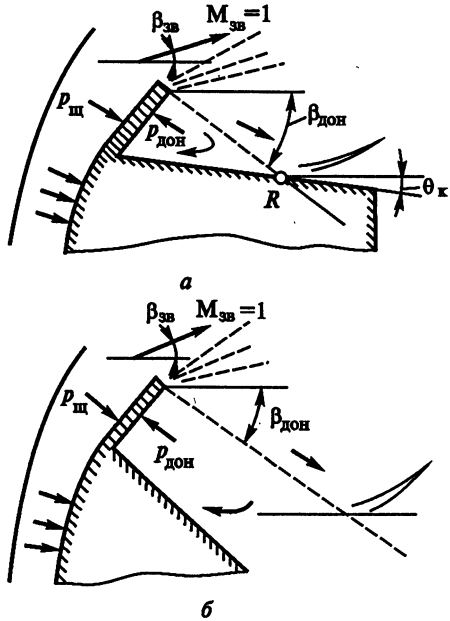


Рис. 5.1.5. Схемы обтекания щитка, установленного в периферийной части лобового экрана:
а – точка R находится на поверхности кормовой части обтекателя; *б* – кормовая часть обтекателя лежит в области донного отрывного течения

методом или методом РЛТ. При этом в модели плоского течения начальному направлению потока соответствует угол $\beta_{зв}$ с числом $M_{зв} = 1$.

5.2. Сверхзвуковое обтекание расширяющихся тормозных устройств («юбок»)

5.2.1. Структуры обтекания зонда

Для торможения зондов-пенетраторов (далее просто зондов) и достижения заданной скорости сближения с поверхностью планет используют различные раскрывающиеся или надувные устройства, позволяющие получить наибольший тормозной и стабилизирующий эффект. К таким устройствам в первую очередь следует отнести расширяющиеся конические

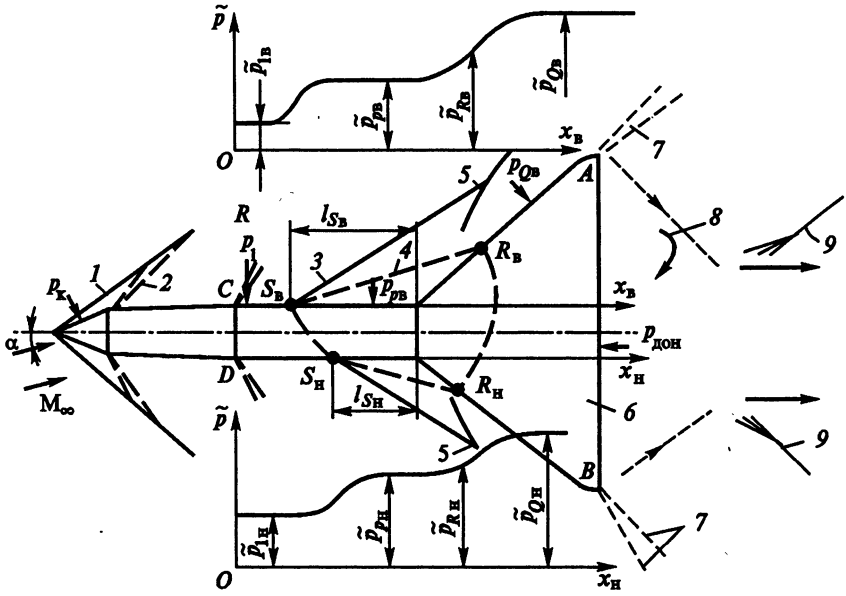


Рис. 5.2.1. Схема обтекания зонда и распределения давления в возмущенных областях

«юбки». Из-за наличия перед тормозной «юбкой» корпуса зонда, включающего в себя коническую и цилиндрическую части, структура обтекания носит достаточно сложный характер и сопровождается отрывом и присоединением потока вблизи тормозного устройства.

При воздействии сверхзвукового потока на носовую часть зонда (рис. 5.2.1) перед ней возникает головной скачок уплотнения *1*, форма которого определяется конструкцией лобового обтекателя и числом Маха набегающего потока. Если углы атаки α не превышают $6 \ldots 10^\circ$ и тормозное устройство находится на достаточно большом удалении от носка зонда, то после прохождения скачка уплотнения *1* набегающий поток разворачивается в веере волн разрежения *2* и обтекает цилиндрическую часть корпуса зонда. Перед тормозным устройством *6* поток отрывается, образуя несимметричную зону отрыва *4*.

Этот отрыв вызван взаимодействием скачка уплотнения *5* с пограничным слоем на корпусе. При этом образуется индуцируемый скачок уплотнения *3*. За тормозной «юбкой» *6*

из-за отрыва потока от конической поверхности в точках A и B возникает донное отрывное течение с пониженным по сравнению с p_∞ давлением. Поток у верхней кромки A разворачивается в веере волн разрежения *7* и отрывается, что приводит к появлению застойной зоны *8*. Профили скорости в этой зоне неравномерные. В области присоединения происходит слияние потоков, движущихся с наветренной и подветренной сторон и возникновение хвостового скачка уплотнения *9*.

В скачке уплотнения около конической носовой части зонда давление повышается до $\tilde{p}_к > 1$. В возмущенных областях поток разворачивается, его давление уменьшается до $\tilde{p}_ц = \tilde{p}_1$. На некотором расстоянии от излома образующей CD происходит повышение давления из-за отрыва потока перед «юбкой». Это давление соответствует $\tilde{p}_p$. Однако параметры отрывной зоны с наветренной и подветренной сторон различны. В области присоединения давление сначала несколько возрастает до $\tilde{p}_R$ на линии присоединения, а затем достигает $\tilde{p}_Q$ соответственно за скачком уплотнения перед «юбкой».

Согласно экспериментальным исследованиям, на силу сопротивления, создаваемую жесткой «юбкой», можно влиять двумя способами: изменять угол β полураскрытия конической поверхности или диаметр D «юбки» (рис. 5.2.2, *а, б*). В первом случае с увеличением угла β возрастают давление p_Q за областью присоединения и размеры области отрывного течения. Точка R присоединения потока смещается к верхней кромке «юбки». Возмущенная зона, занятая отрывным течением, в значительной мере распространяется на поверхность тормозного устройства. Поэтому первоначально тормозной эффект возрастает из-за повышения p_Q, а затем уменьшается вследствии распространения зоны отрывного течения с давлением $p_p < p_Q$ вдоль всей поверхности тормозной «юбки».

С изменением геометрического размера «юбки», например с увеличением D, область, занятая отрывным течением, остается постоянной, а зона с давлением p_Q возрастает, что приводит к повышению сопротивления. Это справедливо, если $\beta < \beta^*$ (где β^* — критический угол отклонения потока при

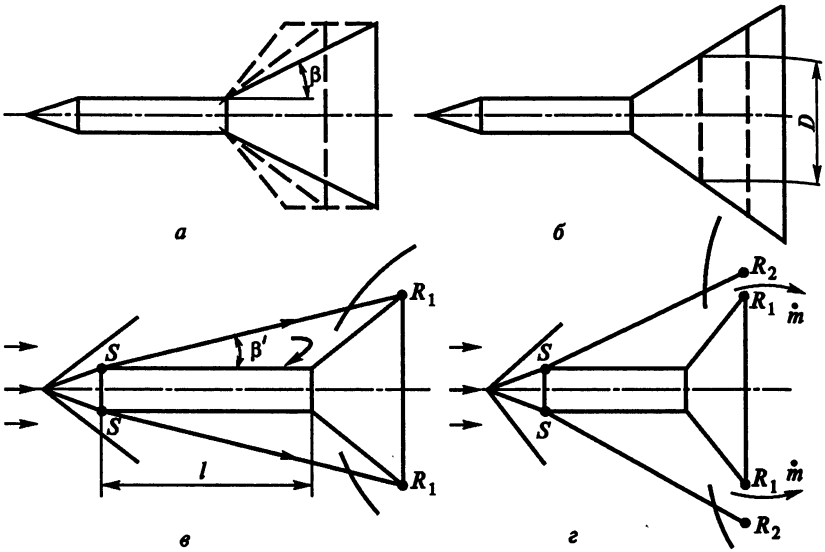


Рис. 5.2.2. Влияние конструктивных параметров зонда на структуру обтекания

невязком обтекании, когда скачок уплотнения остается присоединенным и прямолинейным).

Здесь же следует отметить, что при заданных размерах тормозной «юбки» в зависимости от длины цилиндрической части зонда возможно существование устойчивых и неустойчивых режимов его обтекания.

Рассмотренная на рис. 5.2.1 структура обтекания соответствовала условиям отрыва для «свободного взаимодействия» (параметры отрывного течения не зависят от условий, которые вызывают отрыв). Однако конструкция зонда и режим обтекания могут быть такими, что точка отрыва потока смещается к его носовой части. В этом случае происходит вынужденная фиксация положения области отрывного течения. Предельная структура такого течения показана на рис. 5.2.2, *в*. С увеличением D, β или уменьшением l дальнейшее смещение точки S невозможно, а точка присоединения R_1 перемещается за тормозную «юбку». В результате образуется «коридор» R_2 R_1 (рис. 5.2.2, *г*), через который часть массы газа из застойной зоны в единицу времени покидает ее. При этом размеры зо-

ны отрыва могут резко уменьшаться и точка отрыва S приближаться к основанию «юбки». Такой колебательный процесс периодически повторяется. Экспериментальные исследования показывают, что β', соответствующий началу пульсационных режимов, находится в диапазоне $\beta_p \ldots \beta^*$ (где β_p — угол отрыва потока для условий «свободного взаимодействия»). Угол β' непосредственно связан с геометрическими конструктивными параметрами зонда следующим соотношением:

$$\beta' = \operatorname{arctg}\left[\frac{D-d}{2l+(D-d)\operatorname{ctg}\beta}\right],$$

где d, l — диаметр и длина цилиндрической части корпуса зонда; β — угол раскрытия тормозной «юбки».

5.2.2. Аэродинамические коэффициенты зонда

Аэродинамические коэффициенты зонда с тормозным устройством в виде расширяющейся конической «юбки» определяются суммированием отдельных составляющих с учетом интерференции:

$$c_{x\Sigma} = c_{x\,\text{к}} + c_{x\,\text{ю}} + c_{x\,\text{дон}} + c_{x\,\text{тр}};$$
$$c_{y\Sigma} = c_{y\,\text{к}} + c_{y\text{ю}};$$
$$m_{z\Sigma} = m_{z\,\text{к}} + m_{z\,\text{ю}},$$

где $c_{x\,\text{к}}$, $c_{x\,\text{ю}}$, $c_{x\,\text{дон}}$ — коэффициенты продольной силы корпуса, «юбки» и донной части зонда соответственно; $c_{x\,\text{тр}}$ — суммарный коэффициент продольной сил, обусловленный трением; $c_{y\,\text{к}}$, $c_{y\text{ю}}$, $m_{z\,\text{к}}$, $m_{z\,\text{ю}}$ — коэффициенты нормальных сил и момента тангажа корпуса зонда и тормозной «юбки».

Каждый из соответствующих суммарных аэродинамических коэффициентов вычисляют по известному распределению давления.

Коэффициент продольной силы корпуса зонда зависит лишь от сопротивления лобового обтекателя и определяется зависимостью

$$c_{x\,\text{к}} = \left(0{,}0016 + 0{,}002\,\text{M}_\infty^{-2}\right)\beta_\text{к}^{1{,}7} + 0{,}08\left(\frac{4r}{l'}\sqrt{\text{M}_\infty^2 - 1}\right)\alpha^2, \quad (5.2.1)$$

где $r = d/2$; l' — длина конической части корпуса зонда; α и $\beta_к$ — в град.

Коэффициент аэродинамического трения корпуса зонда вычисляют по формуле

$$c_{x\,тр} = c'_{x\,тр} + c''_{x\,тр},$$

где $c'_{x\,тр} = 0{,}0238\dfrac{p_к}{p_\infty}\dfrac{M_к^2}{M_\infty^2}\dfrac{1}{Re_к^{0{,}2}\,tg\,\beta_к}$ — коэффициент трения конической части корпуса; $Re_к = \dfrac{V_к \rho_к l'}{\mu_к}$; $\Delta c''_{x\,тр} = \dfrac{0{,}174 l''}{\sqrt{1 + 0{,}5M_\infty^2}\, r\,(\lg Re_{x\,ц} - 1{,}6)^2}$ — коэффициент трения цилиндрической части корпуса ЛА; l'' — длина цилиндрической части корпуса до зоны отрыва; $Re_x = \dfrac{V_\infty \rho_\infty l''}{\mu_\infty}$ (трением в зоне отрыва пренебрегаем).

Коэффициент нормальной силы корпуса зонда определяют как сумму коэффициентов его конической и цилиндрической частей:

$$c_{yк} = c'_y + c''_y, \qquad (5.2.2)$$

где $c'_y = \dfrac{8K'}{\pi}\alpha$ — коэффициент нормальной силы конической части ЛА; $K' = [-0{,}951\beta_к^2 + 0{,}2687\beta_к + 0{,}7088][0{,}0108M_\infty + 0{,}946]$; α и β – в рад; $c''_y = c_{y1} + c_{y2}$; $c_{y1} = \dfrac{8}{3\pi(\sin^2\alpha \cdot K''\lambda''\alpha)^{-1}}$ — коэффициент нормальной силы цилиндрической части корпуса зонда до зоны отрыва; $K'' = \dfrac{2(k+1)(k+7)}{(k+3)^2}$; k — отношение удельных теплоемкостей; $\lambda'' = \dfrac{l''}{2r}$; c_{y2} — коэффициент нормальной силы цилиндрической части корпуса зонда в зоне отрыва.

Коэффициент момента тангажа корпуса вычисляют от каждой составляющей аэродинамической силы:

$$m_{zк} = m'_z + m''_z, \qquad (5.2.3)$$

где $m'_z = -\frac{2}{3}\frac{1}{\cos^2\beta_к}\frac{l'}{l+l'}c'_y$; $m''_z = m_{z1} + m_{z2}$; $m_{z1} = -0,5\frac{2l'+l''}{l'+l}c_{y1}$; m_{z2} — коэффициент момента тангажа цилиндрической части корпуса зонда в зоне отрыва.

Аэродинамические коэффициенты $c_{x\text{ю}}$, $c_{x\text{дон}}$, $c_{y\text{ю}}$, c_{y2}, $m_{z\text{ю}}$, m_{z2} вычисляют при известных размерах зон отрывных течений и параметрах потока в них.

5.2.3. Расчет параметров течений на корпусе зонда при отрывном обтекании тормозной «юбки»

Обтекание зондов с тормозным устройством в виде расширяющегося конуса сопровождается образованием зон отрыва и присоединения потока перед и на тормозной «юбке», а также в области следа.

При расчете течение считаем турбулентным, квазиплоским, без теплообмена. Каждую из возмущенных областей (отрыва, смешения, присоединения) рассматриваем независимо одну от другой. Общее решение задачи находим с применением принципа суперпозиции. Угол атаки зонда ограничиваем диапазоном $-7 \ldots 7°$, угол раскрытия «юбки» $\beta \le 90°$.

Основные физические и геометрические параметры зоны отрывного течения перед тормозной «юбкой» при $\alpha = 0$ показаны на рис. 5.2.3. Здесь же приведена типичная эпюра распределения давлений по поверхности цилиндрической части корпуса зонда и «юбки».

Если $\beta \le \beta^*$, длину зоны отрывного течения l_S определяем с применением энтропийного метода (см. 2.7).

При $\beta > \beta^*$ первоначально вычисляем длину зоны отрыва l^*_S, соответствующую условию обтекания тормозной «юбки» с углом раскрытия β^*. Считаем, что максимальная длина зоны отрыва достигается при $\beta = \pi/2$. В этом случае $l_{\max} = \frac{D-d}{2\operatorname{tg}\beta_p}$. Угол β_p может быть найден по известному перепаду давлений p_p/p_1. Полагаем, что для диапазона $\beta^* \le \beta \le \pi/2$ справедлив линейный закон изменения длины зоны отрыва в зависимости

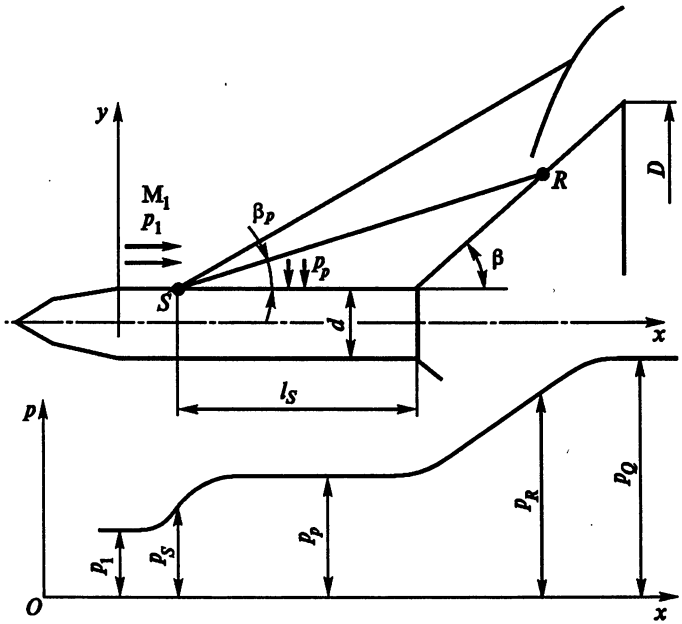


Рис. 5.2.3. Геометрические и физические параметры зоны отрывного течения

от угла раскрытия «юбки». В соответствии с этим формула, позволяющая определить геометрические размеры отрывной области, имеет вид

$$l_S = l_S^* + \left(\frac{l_{\max}}{\operatorname{tg}\beta_p} - l_S^*\right)\frac{\beta - \beta^*}{\pi/2 - \beta^*}.$$

Если расчетное значение l_S соответствует длине зоны отрыва, находящейся в диапазоне $(l - d) \le l_S \le l$, то принимаем, что $l_S = l$. Это условие подтверждают результаты экспериментов, согласно которым при достаточно близком расположении линии отрыва к месту излома образующей носовой части отрывное течение скачкообразно распространяется на всю поверхность корпуса ЛА.

Как было показано ранее, неустойчивые режимы течения возникают из-за несоответствия максимально возможных размеров области отрывного течения, ограниченной цилиндрической поверхностью зонда и высотой тормозной «юбки», а

также той массой газа, которую эта область может вместить. Для устранения такой неустойчивости необходимо либо увеличить размер цилиндрической части зонда (при сохранении конструктивных параметров тормозного устройства), либо организовать массообмен с отрывной зоной (естественный отсос или слив газа из отрывной области перед «юбкой» в донный след через зазор между корпусом и «юбкой»). Определим диапазон неустойчивого обтекания зонда при условии $\alpha = 0$.

Неустойчивость в обтекании наступает при достижении зоной отрыва места сопряжения конической и цилиндрической поверхностей зонда. Известно, что при устойчивом отрыве в область циркуляционного течения поступает некоторая масса газа

$$\dot{m}_p = \int_0^{y_{\text{рлт}}} \rho V \, \mathrm{d}y.$$

Эта масса сосредоточена в некотором объеме W_p (рис. 5.2.4, *а*). Если длина l цилиндрической части зонда меньше длины зоны отрыва, характерной для развитого отрывного течения перед тормозной «юбкой»(при отсутствии ограничений на распространение возмущений вверх по потоку), то изменяется объем W_i, занятый отрывным течением (рис. 5.2.4. *б*).

Точка присоединения смещается за пределы тормозной «юбки», что позволяет части массы газа покинуть застойную зону через коридор R_1R_2. В этом случае объем W_i уменьшается и поток присоединяется в точке R, что приводит к появлению пульсаций.

Для заданных геометрических характеристик зонда и параметров невозмущенного потока всегда можно установить однозначное соответствие, при котором наступает неустойчивый режим. Критерием для такого режима служит предельный угол $\beta_{\max}$ разворота потока за точкой S.

Этот угол определяем из условия постоянства массы газа для отрывного течения:

$$\dot{m}_p = \dot{m} \quad \text{или} \quad \frac{W_i}{W_p} = \frac{\rho_p}{\rho_i}.$$

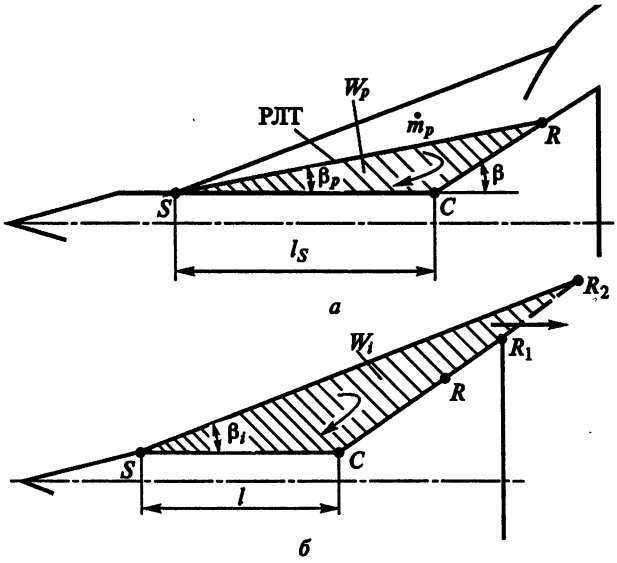


Рис. 5.2.4. Схемы обтекания при устойчивом (*а*) и неустойчивом (*б*) режимах течения

Из геометрических соотношений следует

$$W_p = 0,5 l_S^2 \frac{\sin\beta_p}{\sin(\beta-\beta_p)}\sin\beta; \quad W_i = 0,5 l^2 \frac{\sin\beta_i}{\sin(\beta-\beta_i)}\sin\beta,$$

поэтому

$$\frac{\rho_i}{\rho_1} = \frac{\rho_p}{\rho_1}\frac{l_S^2}{l^2}\frac{\sin\beta_p \sin(\beta-\beta_i)}{\sin\beta \sin(\beta-\beta_p)}.$$

Используя теорию косого скачка уплотнения, легко получить систему уравнений для расчета угла отклонения потока β_i:

$$\frac{\sin^2\theta_{c\beta}}{2+(k-1)M_1^2\sin^2\theta_{c\beta}} = \frac{l_S^2}{l^2}\frac{\sin\beta_p\sin(\beta-\beta_i)}{\sin\beta_i\sin(\beta-\beta_p)}\times$$

$$\times\frac{\sin^2\theta_{cp}}{[2+(k-1)M_1^2\sin^2\theta_{cp}]}; \qquad (5.2.4)$$

$$\beta_i = \operatorname{arctg}\left[\frac{2(M_1^2\sin^2\theta_{c\beta}-1)\operatorname{ctg}\theta_{c\beta}}{2+M_1^2(k+1-2\sin^2\theta_{c\beta})}\right],$$

где $\theta_{c\beta}$, θ_{cp} — углы наклона скачков уплотнения при развороте потока соответственно на углы β_i и β_p.

Для нахождения области устойчивости течения достаточно вычислить предельный угол $\beta_{\max} = f(\mathrm{M}_1, k)$, равный критическому углу отклонения потока за скачком уплотнения и сравнить его с текущим значением β_i, полученным из решения системы уравнений (5.2.4).

При движении зонда с углом атаки $\alpha \neq 0$ происходит его несимметричное обтекание. В результате параметры течения для наветренной и подветренной поверхностей корпуса зонда различны. Кроме того, меняются геометрические размеры застойных зон в каждой меридиональной плоскости, в результате линии отрыва и присоединения приобретают сложный характер (рис. 5.2.5, *а*).

Для расчета параметров течений в областях отрыва перед тормозной «юбкой» при $\alpha \neq 0$ введем ряд допущений: 1) зона отрывного течения $S_{\text{в}}R_{\text{в}}R_{\text{н}}S_{\text{н}}$ формируется симметрично относительно некоторой оси O_1O_2, совпадающей с направлением основного потока (см. рис. 5.2.5, *а*); 2) изменение угла атаки зонда приводит к его поперечному движению внутри области отрыва без деформирования ее внешних границ, при этом меняются локальные параметры течения на обтекаемой поверхности зонда; 3) при изменении угла атаки в зоне отрыва отсутствует перетекание газа с наветренной на подветренную сторону и сохраняется пропорциональность плотностей газа объемам $W_{\text{в}}$ и $W_{\text{н}}$, (рис. 5.2.5, *в*), занимаемым отрывными течениями. Рассматривая теперь изменения объемов застойных зон, получаем зависимости для вычисления давлений в подветренной и наветренной областях отрывных течений на поверхности корпуса зонда:

$$p_{p\text{в}} = p_p^{\alpha=0} \frac{W}{W + \xi_1 \Delta W} \frac{T_{\text{в}}}{T_p^{\alpha=0}};$$

$$p_{p\text{н}} = p_p^{\alpha=0} \frac{W}{W - \xi_1 \Delta W} \frac{T_{\text{н}}}{T_p^{\alpha=0}},$$

где $p_p^{\alpha=0}$, $T_p^{\alpha=0}$ — соответственно давление и температура в зоне отрыва при $\alpha = 0$; W — объем, занимаемый отрывным

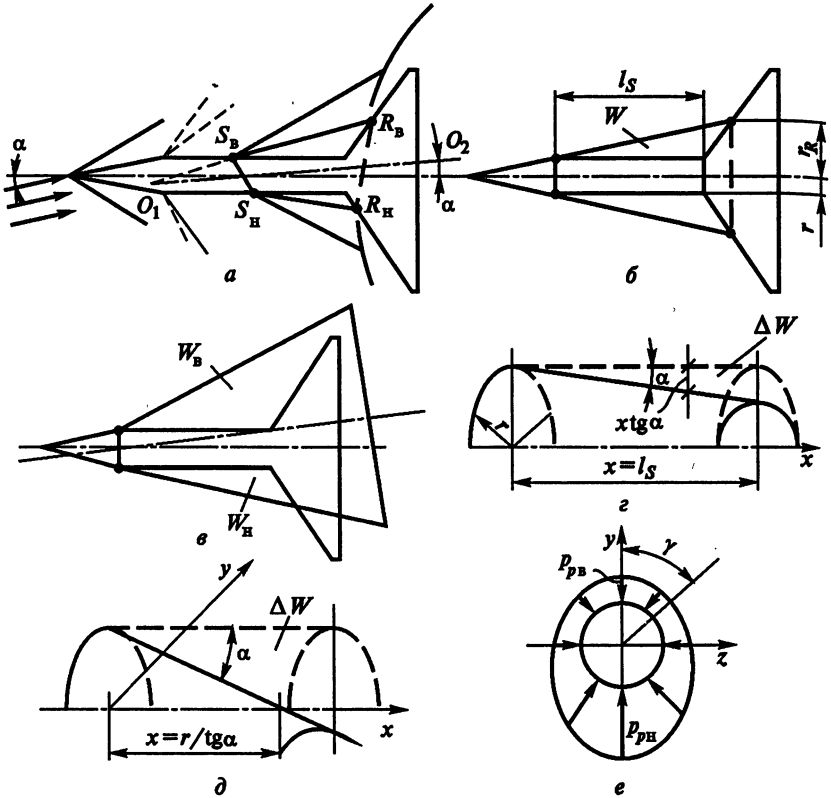


Рис. 5.2.5. Схемы для расчета параметров отрывного течения перед тормозной «юбкой» при $\alpha \neq 0$

течением, ограниченный РЛТ и поверхностью корпуса зонда (рис. 5.2.5, *б*); ξ_1 — коэффициент, $\xi_1 = -1,7\exp(-0,475\mathrm{M}_\infty) + +1,16$; ΔW — изменение объема, обусловленное перемещением корпуса зонда на угол атаки α (рис. 5.2.5, *г*); $T_в$, $T_н$ — температуры в зонах отрыва с подветренной и наветренной поверхностей.

Будем считать, что температура в зоне отрыва постоянна, т. е. $T_в = T_p^{\alpha=0}$ и $T_н = T_p^{\alpha=0}$. Объем W вычисляем по формуле

$$W = \pi l_S \frac{r_R^2 + r^2 - r_R r}{6} - \frac{\pi r^2 l_S}{2},$$

где $r_R = r + h_R$ — геометрический параметр (см. рис. 5.2.5, *б*).

Величину ΔW представим как разность объемов W_1 и W_2:

$$\Delta W = W_1 - W_2 = 0,5\pi r^2 l_S + W_2 =$$
$$= \frac{r^3}{\operatorname{tg}\alpha}\left\{\frac{1}{3}\left[1 - \sqrt{(1-A^2)^3}\right] + A\arcsin A + \sqrt{1-A^2} - 1\right\},$$

где $A = x\dfrac{\operatorname{tg}\alpha}{r}$; $x = l_S$ при $l_S \operatorname{tg}\alpha < r$ (см. рис. 5.2.5, *г*) и $x = \dfrac{r}{\operatorname{tg}\alpha}$ при $l_S \operatorname{tg}\alpha \geq r$ (рис. 5.2.5, *д*).

Давление в области отрывного течения для каждой меридиональной плоскости цилиндрического корпуса (рис. 5.2.5, *е*) определяем по формуле

$$\overline{p}_p = \frac{p_p - p_\infty}{q_\infty} = \frac{\overline{p}_{p\text{н}} + \overline{p}_{p\text{в}}}{2} - \frac{(\overline{p}_{p\text{н}} - \overline{p}_{p\text{в}})\cos\gamma}{2},$$

где p_∞, $q_\infty = \dfrac{\rho_\infty V_\infty^2}{2}$ — давление и скоростной напор в невозмущенном потоке; γ — текущий угол в плоскости, перпендикулярной оси симметрии зонда.

5.2.4. Течение в области присоединения потока к поверхности тормозного устройства

При расчете характеристик отрывного течения на поверхности тормозной «юбки» необходимо решить две основные задачи. Во-первых, определить закон изменения давления для каждой области тормозной «юбки» и, во-вторых, найти положения особых точек (присоединения, постоянного давления и т. д.).

В зависимости от скорости движения зонда и угла β возможны следующие режимы обтекания тормозной «юбки». Если угол β мал ($< 10 \ldots 12^\circ$), то течение безотрывное. В этом случае на всей поверхности «юбки» давление близко к давлению на конусе обтекателя и может быть определено с применением теории конических течений. Для расчета давления воспользуемся соотношением

$$\overline{p}_\text{к} = \left(0,0016 + 0,002\text{M}_\infty^{-2}\right)\beta^{1,7}.$$

С увеличением угла раскрытия тормозной «юбки» у ее основания возникает отрывное течение.

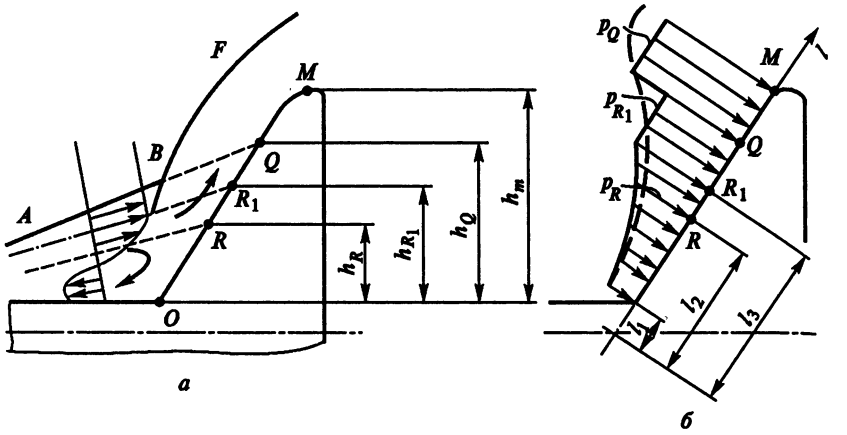


Рис. 5.2.6. Структура обтекания (*а*) и распределение давления в меридиональной плоскости тормозной «юбки» (*б*)

На рис. 5.2.6, *а* точки R и R_1 соответствуют пересечению РЛТ и линии тока, для которой текущая скорость равна скорости в невязкой области потока, с поверхностью тормозной «юбки», а Q — точка воздействия скачка уплотнения AB на поверхность «юбки». На рис. 5.2.6, *б* пунктирной линией показано экспериментальное распределение давления, сплошной — распределения давления согласно предлагаемой модели течения. Область, расположенная ниже РЛТ, соответствует возвратному течению. В начальной точке O этой области давление равно давлению p_p в зоне отрыва, в точке же R давление p_R равно давлению торможения на РЛТ $p_{0\text{рлт}}$:

$$p_{0\text{рлт}} = p_1 \left[1 + \frac{1{,}02\mathrm{M}_1^2 k}{(\mathrm{M}_1^2 - 1)^{0{,}25}\mathrm{Re}_x^{0{,}1}}\right]\left(1 + \frac{k-1}{2}\mathrm{M}_{\text{рлт}}^2\right)^{\frac{k}{k-1}}.$$

Для нахождения числа Маха на РЛТ воспользуемся следующей системой уравнений:

$$\int\limits_{-\infty}^{+\infty} \frac{\varphi^2}{1 - \mathrm{Cr}_p^2\varphi^2}\,\mathrm{d}\eta = \int\limits_{\eta_{\text{рлт}}}^{+\infty} \frac{\varphi}{1 - \mathrm{Cr}_p^2\varphi^2}\,\mathrm{d}\eta;$$

$$\varphi = 0,5\left(1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int\limits_0^{\eta} e^{-\eta^2}\,\mathrm{d}\eta\right);$$

$$\mathrm{Cr}_p = \left(1 + \frac{2}{k-1}\mathrm{M}_p^{-2}\right)^{-0,5};$$

$$\varphi_{\text{рлт}} = 0,5\left(1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int\limits_0^{\eta_{\text{рлт}}} e^{-\eta^2}\,\mathrm{d}\eta\right);$$

$$\mathrm{Cr}_{\text{рлт}} = \varphi_{\text{рлт}}\mathrm{Cr}_p;$$

$$\mathrm{M}_{\text{рлт}} = \sqrt{\frac{2}{k-1}\frac{\mathrm{Cr}_{\text{рлт}}^2}{1-\mathrm{Cr}_{\text{рлт}}^2}}.$$

Область RR_1 — область присоединения потока к тормозной «юбке». Она ограничена сверху точкой R_1. Закон изменения давления в этой области при $z = 0$ (угол γ равен 0 и 180°) имеет вид

$$p_i = \tilde{a}(\tilde{l} - \tilde{l}_1)^{\tilde{b}} + \tilde{c},$$

где $\tilde{a} = \dfrac{p_R - p_p}{(\tilde{l}_2 - \tilde{l}_1)^{\tilde{b}}}$; $\tilde{b} = \dfrac{\lg(p_{R1} - p_p)/(p_R - p_p)}{\lg(\tilde{l}_3 - \tilde{l}_1)/(\tilde{l}_2 - \tilde{l}_1)}$; $\tilde{c} = p_p$.

Выше точки R_1 в области $R_1\,Q$ давление равно давлению p_{R1} за скачком уплотнения AB, а в области $Q\,M$ — давлению p_Q за головным скачком уплотнения BF. Значения этих давлений определяем с использованием теории скачков уплотнений.

Такой характер распределения давления по поверхности тормозной «юбки» подтверждается экспериментальными данными (рис. 5.2.7), полученными для различных углов α и γ. Геометрические параметры характерных точек R, R_1 и Q при γ, равном 0 и 180°, вычисляем по следующим соотношениям (см. рис. 5.2.6):

$$h_R = \frac{l_S \sin\beta_p \sin\beta}{\sin(\beta - \beta_p)};$$

$$h_{R_1} = h_R + \frac{x_c \sin\beta}{\left[\frac{\sigma}{3} - \mathrm{ctg}(\beta - \beta_p)\right]\sin(\beta - \beta_p)};$$

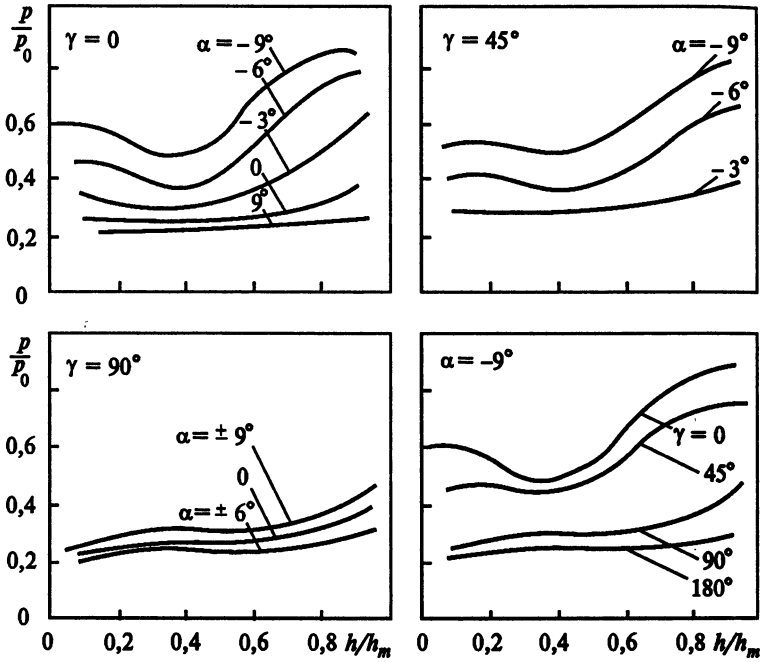


Рис. 5.2.7. Распределения давления по поверхности тормозной «юбки» ($M_\infty = 3{,}4$)

$$h_Q = \frac{l_S \sin\theta_{cp} \sin\beta}{\sin(\beta - \theta_{cp})},$$

где $\sigma = 12 + 2{,}758 M_p$.

Система уравнений для определения длины x_c РЛТ будет иметь вид

$$x_c = \frac{\delta l_2 + l_S}{\cos(\beta_p - \beta_m)} - \delta l_1 + 30\delta^{**}_{S\text{нсж}};$$

$$\delta l_1 = \frac{2{,}5\delta^{**}_{S\text{нсж}}}{1 + 0{,}23 M_p} \operatorname{ctg}(\beta_p - \beta_m);$$

$$\delta l_2 = \frac{2{,}5\delta^{**}_{S\text{нсж}}}{1 + 0{,}23 M_p} \sin(\beta_p - \beta_m);$$

$$\beta_m = (0{,}033 + 0{,}0069 \mathrm{Cr}_p^2)(1 - \mathrm{Cr}_p^2);$$

$$\delta^{**}_{S\text{нсж}} = (10\overline{p}^2_{S\text{нсж}} + 1)\frac{0,036x_1}{\mathrm{Re}^{0,2}_{x_1}};$$

$$\overline{p}_{S\text{нсж}} = 1 - V_s^2/V_1^2.$$

При движении зонда с углом атаки $\alpha \neq 0$ давление и координаты характерных точек будут различны для каждой меридиональной плоскости γ_i.

Текущие значения давлений определяются соотношением (см. рис. 5.2.6)

$$\overline{p}_{\gamma i} = 0,5\left[(\overline{p}_{K_i\text{н}} + \overline{p}_{K_i\text{в}}) - (\overline{p}_{K_i\text{н}} - \overline{p}_{K_i\text{в}})\cos\gamma_i\right],$$

где γ_i — текущая координата меридиональной плоскости; K — обозначение характерной точки (R, R_1 или Q) в i-м сечении.

Координаты характерных точек (для $\beta < 90^\circ$) вычисляем из условия, что они расположены на пересечении конической поверхности тормозной «юбки» с плоскостью, проходящей через характерные точки при γ, равном 0 и 180°, перпендикулярно вертикальной плоскости, и текущей плоскостью, расположенной под углом γ (рис. 5.2.8). Математически это условие можно записать так:

$$\begin{aligned} z^2_{K_i} &= \frac{x^2_{K_i} + y^2_{K_i}}{\operatorname{tg}\beta}; \\ z_{K_i} &= A_{K_i} + B_{K_i}y_{K_i}; \\ x_{K_i} &= y_{K_i}\operatorname{tg}\gamma_i. \end{aligned} \qquad (5.2.5)$$

В этих формулах

$$A_{K_i} = z_{K_i\text{в}} - \frac{z_{K_i\text{н}} - z_{K_i\text{в}}}{y_{K_i\text{н}} - y_{K_i\text{в}}}y_{K_i\text{в}}; \quad B_{K_i} = \frac{z_{K_i\text{н}} - z_{K_i\text{в}}}{y_{K_i\text{н}} - y_{K_i\text{в}}};$$

$$y_{K_i\text{в}} = h_{K_i\text{в}} + r; \quad z_{K_i\text{в}} = \frac{y_{K_i\text{в}}}{\operatorname{tg}\beta};$$

$$y_{K_i\text{н}} = -\left(h_{K_i\text{н}} + r\right); \quad z_{K_i\text{н}} = \frac{-y_{K_i\text{н}}}{\operatorname{tg}\beta}.$$

Решая систему уравнений (5.2.5), получаем

$$y_{K_i} = \frac{b_{K_i} \pm \sqrt{b^2_{K_i} + a_{K_i}c_{K_i}}}{a_{K_i}},$$

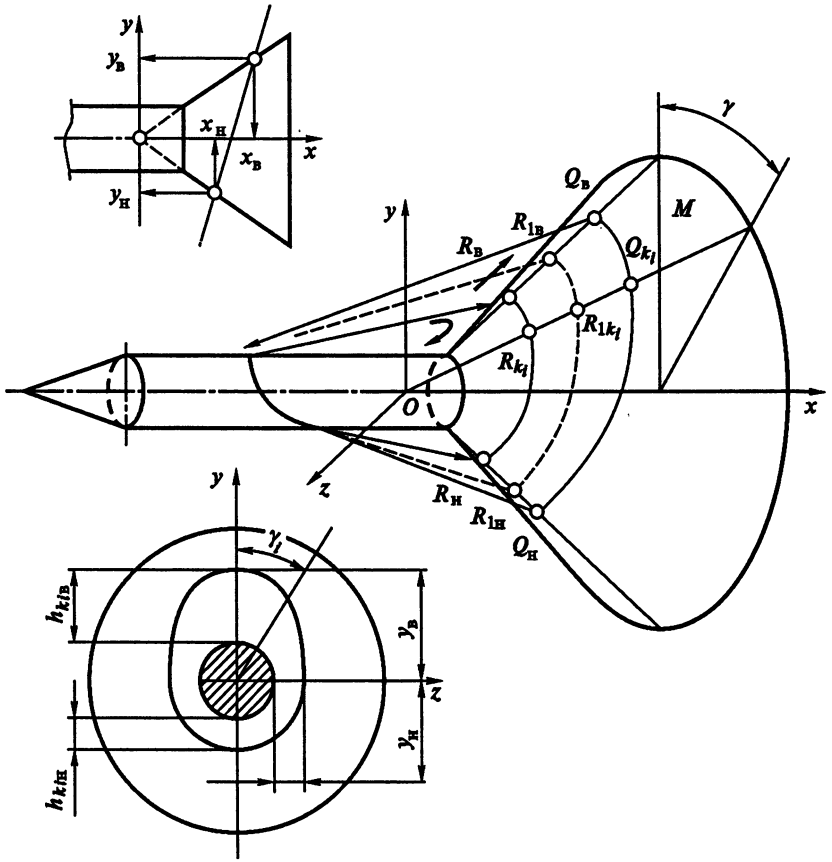


Рис. 5.2.8. Координаты характерных точек в области присоединения потока

где $a_{K_i} = \dfrac{1+\operatorname{tg}^2\gamma_i}{\operatorname{tg}^2\beta} - B_{K_i}^2$; $b_{K_i} = A_{K_i}B_{K_i}$; $c_{K_i} = A_{K_i}^2$ (знак «+» соответствует значениям $0 < \gamma_i < \pi/2$ и $3\pi/2 < \gamma_i < 2\pi$; знак «−» — значениям $\pi/2 < \gamma_i < 3\pi/2$).

Положение характерной точки (см. рис. 5.2.8) для всех углов γ_i, кроме $\pi(2n+1)/2$, определяем по формуле

$$h_{K_i} = \frac{y_{K_i}}{\cos\gamma_i} - r.$$

При $\gamma_i = \pi(2n+1)/2$

$$h_{K_i} = A_{K_i}\operatorname{tg}\beta - r.$$

Приведенные геометрические соотношения справедливы для углов $\beta < 90°$. Если $\beta = 90°$, то

$$a_{K_i} = \frac{\operatorname{tg}^2 \gamma_i}{A^2_{K_i}} + \frac{1}{B^2_{K_i}}; \quad b_{K_i} = \frac{C^2_{K_i}}{B^2_{K_i}}; \quad c_{K_i} = 1 - \frac{C^2_{K_i}}{B^2_{K_i}};$$

где $A_{K_i} = \dfrac{h_m(y_{K_i\text{в}} - y_{K_i\text{н}})}{2\sqrt{-y_{K_i\text{в}} y_{K_i\text{н}}}}$; $C^2_{K_i} = \dfrac{y_{K_i\text{в}} + y_{K_i\text{н}}}{2}$; $B_{K_i} = \dfrac{y_{K_i\text{в}} - y_{K_i\text{н}}}{2}$.

В этом случае

$$h_{K_i} = \frac{y_{K_i}}{\cos \gamma_i} - r,$$

при $\gamma_i = \pi(2n+1)/2$

$$h_{K_i} = h_{K_i}|_{\alpha=0} - r.$$

5.2.5. Составляющие аэродинамических коэффициентов корпуса зонда и тормозной «юбки» при отрывном обтекании

Рассмотрим случай обтекания зонда при $\alpha \neq 0$, когда цилиндрическая часть его корпуса и «юбка» находятся в области, занятой отрывным течением. Геометрические размеры зон отрыва и параметры течений в них были определены в 5.2.3. В соответствии с полученными ранее соотношениями для части корпуса зонда, находящейся в отрывной зоне, аэродинамический коэффициент

$$c_{y2} = \frac{2}{\pi r}\left[\int_{l_1}^{l_2} \mathrm{d}x \int_0^{\gamma_S} \overline{p}_p \cos\gamma \,\mathrm{d}\gamma + \int_{l_2}^{l_2+l_{S\text{н}}} \mathrm{d}x \int_0^{\pi} \overline{p}_p \cos\gamma \,\mathrm{d}\gamma\right] =$$

$$= \frac{l_{S\text{в}} - l_{S\text{н}}}{\pi r}\left[(\overline{p}_{p\text{н}} + \overline{p}_{p\text{в}})\frac{2}{\pi} - (\overline{p}_{p\text{н}} - \overline{p}_{p\text{в}})\frac{\pi}{4}\right] + \qquad (5.2.6)$$

$$+ \frac{(\overline{p}_{p\text{н}} - \overline{p}_{p\text{в}})}{2}\frac{l_{S\text{н}}}{r},$$

где $l_1 = l - l_{S\text{в}}$; $l_2 = l - l_{S\text{н}}$; $\gamma_S = \dfrac{\pi(x - l_1)}{l_2 - l_1}$ — геометрические размеры зон отрыва (рис. 5.2.9, *а*).

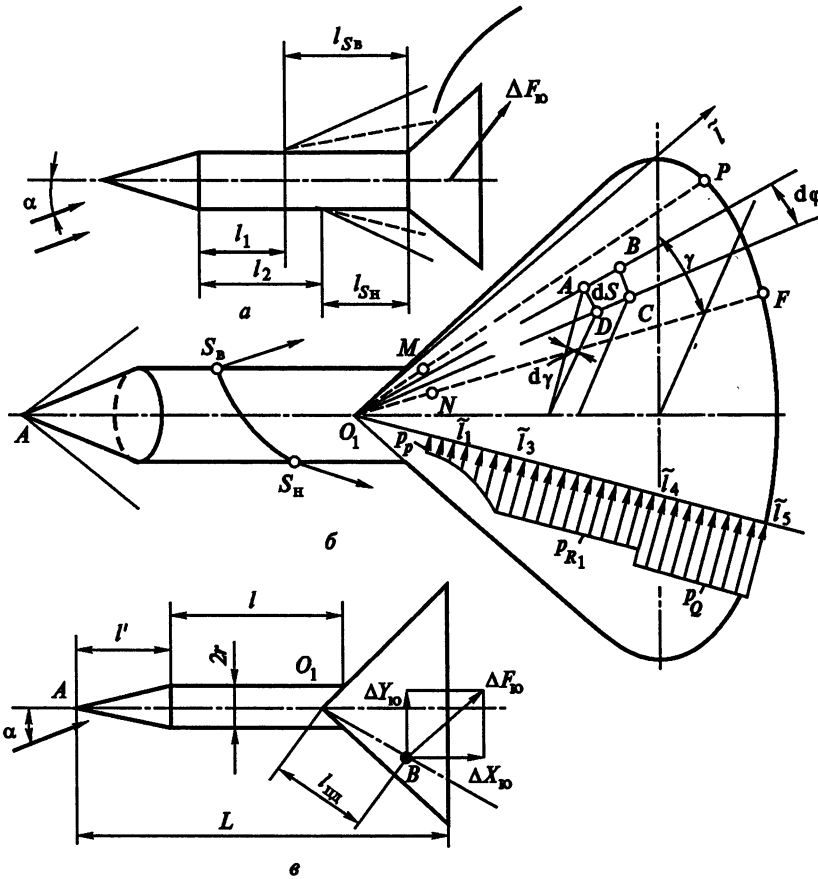


Рис. 5.2.9. Схема распределения давления и действия сил на тормозную «юбку»

Аэродинамический момент этой части корпуса равен

$$m_{Z2} = -\frac{l_{S_в} - l_{S_н}}{\pi r}\left[(\overline{p}_{рн} + \overline{p}_{рв})\frac{2}{\pi} - (\overline{p}_{рн} - \overline{p}_{рв})\frac{\pi}{4}\right] \times$$
$$\times \frac{(l + l' - l_S)}{(l + l')} - 0{,}5(\overline{p}_{рн} - \overline{p}_{рв})\frac{l_{S_н}}{r}\frac{(l + l' - l_{S_н}/3)}{(l + l')}. \qquad (5.2.7)$$

Чтобы определить аэродинамические коэффициенты $c_{x_ю}$ и $c_{y_ю}$ тормозной «юбки», первоначально вычислим коэффициент элементарной аэродинамической силы, действующей на нее:

$$\Delta c_{F\text{ю}} = \frac{\Delta F_{\text{ю}}}{q_\infty S_{\text{м}}}.$$

Рассматрим площадку $ABCD$ (рис. 5.2.9, *б*), имеющую $\mathrm{d}S \cong \tilde{l}\,\mathrm{d}\varphi\,\mathrm{d}\tilde{l} = \tilde{l}\sin\beta\,\mathrm{d}\gamma\,\mathrm{d}\tilde{l}$. Действующая на нее аэродинамическая сила (трением пренебрегаем)

$$\mathrm{d}(\Delta F_{\text{ю}}) = (p - p_\infty)\,\mathrm{d}S = (p - p_\infty)\tilde{l}\sin\beta\,\mathrm{d}\gamma\,\mathrm{d}\tilde{l}. \qquad (5.2.8)$$

Интегрируя выражение (5.2.8) по поверхности $NMPF$, получаем

$$\Delta F_{\text{ю}} = 2\int_0^{\Delta\gamma}\mathrm{d}\gamma\int_{\tilde{l}_1}^{\tilde{l}}(p - p_\infty)\tilde{l}\sin\beta\,\mathrm{d}\tilde{l}, \qquad (5.2.9)$$

где $\Delta\gamma = \pi/N$ (N — число разбиений); p — текущее нормальное давление в соответствующем сечении, действующее на поверхность тормозной «юбки» и равное

$$p = \begin{cases} \tilde{a}(\tilde{l} - \tilde{l}_1)^{\tilde{b}} + \tilde{c} & \text{при } \tilde{l}_1 \le \tilde{l} \le \tilde{l}_3; \\ p_{R_1} = \text{const} & \text{при } \tilde{l}_3 \le \tilde{l} \le \tilde{l}_4; \\ p_Q = \text{const} & \text{при } \tilde{l}_4 \le \tilde{l} \le \tilde{l}_5. \end{cases}$$

Уравнение (5.2.9) можно преобразовать к виду

$$\Delta F_{\text{ю}} = 2\int_0^{\pi/N}\mathrm{d}\gamma\int_{\tilde{l}_1}^{\tilde{l}_3}\left[\tilde{a}(\tilde{l} - \tilde{l}_1)^{\tilde{b}} + \tilde{c}\right]\tilde{l}\sin\beta\,\mathrm{d}\tilde{l} +$$

$$+ 2\int_0^{\pi/N}\mathrm{d}\gamma\int_{\tilde{l}_3}^{\tilde{l}_4} p_{hR1}\tilde{l}\sin\beta\,\mathrm{d}\tilde{l} +$$

$$+ 2\int_0^{\pi/N}\mathrm{d}\gamma\int_{\tilde{l}_4}^{\tilde{l}_5} p_Q\tilde{l}\sin\beta\,\mathrm{d}\tilde{l} - 2\int_0^{\pi/N}\mathrm{d}\gamma\int_{\tilde{l}_1}^{\tilde{l}_5} p_\infty\tilde{l}\sin\beta\,\mathrm{d}\tilde{l} =$$

$$= \left\{ 2\frac{\pi}{N}\sin\beta\cdot\tilde{a}\left[\frac{1}{\tilde{b}+2}(\tilde{l}_3-\tilde{l}_1)^{\tilde{b}+2}+\frac{\tilde{l}_1}{\tilde{b}+1}(\tilde{l}_3-\tilde{l}_1)^{\tilde{b}+1}\right]+\right.$$

$$\left.+\frac{\pi}{N}\tilde{c}\sin\beta(\tilde{l}_3^2-\tilde{l}_1^2)\right\}+\frac{\pi}{N}p_{hR1}\sin\beta(\tilde{l}_4^2-\tilde{l}_3^2)+$$

$$+\frac{\pi}{N}p_Q\sin\beta(\tilde{l}_5^2-\tilde{l}_4^2)-\frac{\pi}{N}p_\infty\sin\beta(\tilde{l}_5^2-\tilde{l}_1^2).$$

Тогда коэффициент элементарной аэродинамической силы

$$\Delta c_{F\text{ю}}=\frac{\Delta F_{\text{ю}}}{q_\infty\pi r^2}=\frac{\sin\beta}{q_\infty N r^2}\left\{2\tilde{a}\left[\frac{1}{\tilde{b}+2}(\tilde{l}_3-\tilde{l}_1)^{\tilde{b}+2}+\right.\right.$$

$$\left.+\frac{\tilde{l}_1}{\tilde{b}+1}(\tilde{l}_3-\tilde{l}_1)^{\tilde{b}+1}\right]+\tilde{c}(\tilde{l}_3^2-\tilde{l}_1^2)+p_{R_1}(\tilde{l}_4^2-\tilde{l}_3^2)+$$

$$\left.+p_Q(\tilde{l}_5^2-\tilde{l}_4^2)-p_\infty(\tilde{l}_5^2-\tilde{l}_1^2)\right\}.$$

Аэродинамические коэффициенты продольной и нормальной сил, действующих на поверхность $NMPF$, равны

$$\Delta c_{x\text{ю}}=\Delta c_{F\text{ю}}\sin\beta; \tag{5.2.10}$$

$$\Delta c_{y\text{ю}}=-\Delta c_{F\text{ю}}\cos\beta\cos\gamma. \tag{5.2.11}$$

Аналогичным образом вычисляем момент тангажа (относительно O_1) и соответствующий аэродинамический коэффициент (рис. 5.2.9, *в*):

$$\Delta M_z=2\int_0^{\pi/N}\mathrm{d}\gamma\int_{\tilde{l}_1}^{\tilde{l}}(p-p_\infty)\sin\beta\cdot\tilde{l}^2\,\mathrm{d}\tilde{l}=$$

$$=\frac{2\pi}{N}\tilde{a}\sin\beta\left[\frac{1}{\tilde{b}+3}(\tilde{l}_3-\tilde{l}_1)^{\tilde{b}+3}+\frac{2\tilde{l}_1}{\tilde{b}+2}(\tilde{l}_3-\tilde{l}_1)^{\tilde{b}+2}+\right.$$

$$\left.+\frac{\tilde{l}_1^2}{\tilde{b}+1}(\tilde{l}_3-\tilde{l}_1)^{\tilde{b}+1}\right]+\frac{2\pi}{N}\tilde{c}\sin\beta\frac{\tilde{l}_3^3-\tilde{l}_1^3}{3}+\frac{2\pi}{N}p_{R_1}\sin\beta\frac{\tilde{l}_4^3-\tilde{l}_3^3}{3}+$$

$$+\frac{2\pi}{N}p_Q\sin\beta\frac{\tilde{l}_5^3-\tilde{l}_4^3}{3}-\frac{2\pi}{N}p_\infty\sin\beta(\tilde{l}_5^3-\tilde{l}_1^3);$$

$$\Delta m_{zO_1} = \frac{\Delta M_z}{\pi r^2 q_\infty (l'+l)} = \frac{\sin\beta}{N r^2 q_\infty (l'+l)} \times$$

$$\times \left\{ 2\tilde{a} \left[\frac{1}{\tilde{b}+3} (\tilde{l}_3 - \tilde{l}_1)^{\tilde{b}+3} \frac{2\tilde{l}_1}{\tilde{b}+2} (\tilde{l}_3 - \tilde{l}_1)^{\tilde{b}+2} + \frac{\tilde{l}_1^2}{\tilde{b}+1} (\tilde{l}_3 - \tilde{l}_1)^{\tilde{b}+1} \right] + \right.$$

$$\left. + \frac{2}{3} \left[\tilde{c} (\tilde{l}_3^3 - \tilde{l}_1^3) + p_{R_1} (\tilde{l}_4^3 - \tilde{l}_3^3) + p_Q (\tilde{l}_5^3 - \tilde{l}_4^3) - p_\infty (\tilde{l}_5^3 - \tilde{l}_1^3) \right] \right\}.$$

Относительную координату точки приложения аэродинамической силы F для поверхности $NMPF$ в соответствующей углу γ плоскости определяем по формуле

$$\bar{\tilde{l}}_{\text{цд}} = \frac{\tilde{l}_{\text{цд}}}{l'+l} = \frac{\Delta m_{zO_1}}{c_{F\text{ю}}}.$$

Вычислив $\bar{\tilde{l}}_{\text{цд}}$, находим коэффициент момента тангажа относительно носка A корпуса зонда:

$$\Delta m_{zA} =$$

$$= \frac{-\Delta c_{y\text{ю}} (l' + l - r\,\mathrm{tg}\,\beta + \tilde{l}_{\text{цд}} \cos\beta) + \Delta c_{x\text{ю}} (\tilde{l}_{\text{цд}} \sin\beta) \cos\gamma}{l+l'} =$$

$$= \frac{-\Delta c_{y\text{ю}}}{(1 - r\,\mathrm{tg}\,\beta/(l+l') + \bar{\tilde{l}}_{\text{цд}} \cos\beta)} + \Delta c_{x\text{ю}} \bar{\tilde{l}}_{\text{цд}} \cos\gamma \sin\beta. \quad (5.2.12)$$

Аэродинамические коэффициенты для тормозной «юбки» получаем суммированием выражений (5.2.10), (5.2.11), (5.2.12) для всех N разбиений конической поверхности зонда:

$$c_{x\text{ю}} = \sum_{i=1}^{N} \Delta c_{x\text{ю}}; \quad c_{y\text{ю}} = \sum_{i=1}^{N} \Delta c_{y\text{ю}}; \quad \Delta m_{z\text{ю}} = \sum_{i=1}^{N} \Delta m_{zA}.$$

5.2.6. Донное сопротивление зонда

Структура течения в области кормового следа показана на рис. 5.2.10, *а*. При обтекании кромки D_1D_2 поток отрывается с образованием замкнутой застойной зоны *1* с пониженным давлением $p_{\text{дон}}$. В области присоединения поток тормозится в скачках уплотнения *2*, где давление выравнивается до p_∞.

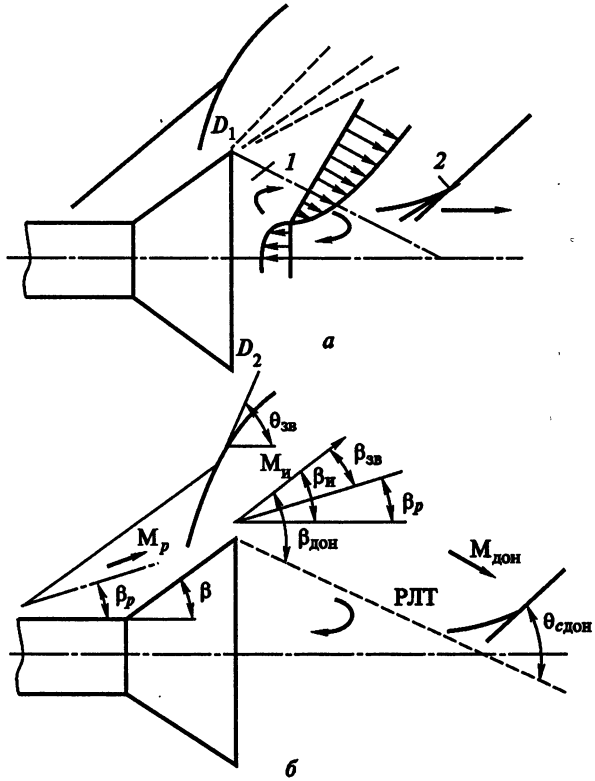


Рис. 5.2.10. Структура (*а*) и схема (*б*) обтекания за тормозной «юбкой»

Для расчета донного сопротивления воспользуемся энтропийным методом (см. 2.7). Примем следующие допущения: 1) течение плоское, без теплообмена, установившееся; 2) в зоне отрыва циркулирует постоянная масса газа; 3) отсутствуют продольные и поперечные градиенты давления в области отрыва; 4) присоединение потока происходит через скачок уплотнения; 5) угол атаки равен нулю.

Решая систему уравнений (2.7.73), для которой при $\beta > \beta^*$ число Маха $M_\infty = M_и = 1$, а звуковой поток составляет с продольной осью зонда угол $\beta = \beta_{зв} + \beta_p$ (где $\beta_{зв}$ — угол направления звукового потока, рассчитываемый по числу M_p), находим $p_{дон}$. Если $\beta \le \beta^*$, то $p_{дон}$ следует рассчитывать по схеме обтекания клина (см. 2.7).

По найденному давлению $p_{\text{дон}}$ определяем аэродинамический коэффициент

$$c_{x\text{дон}} = \left| \frac{(p_{\text{дон}} - p_\infty)D^2}{4q_\infty r^2} \right|.$$

Донное давление за зондом можно также определить методом РЛТ. Для этого зададим произвольное давление $p_{\text{дон}} < p_\infty$ и вычислим углы $\beta_{\text{дон}}$, $\beta_{\text{и}}$ (см. рис. 5.2.10), а также параметры течения в донной области: число Маха M_p, число Крокко $\mathrm{Cr}_{\text{рлт}}$ на РЛТ, давление торможения $p_{0\text{дон}}$ и т. д. Система уравнений будет иметь вид

$$\mathrm{M}_{\text{дон}} = \sqrt{\left[\left(\frac{p_{0\text{дон}}}{p_{\text{дон}}}\right)^{\frac{k-1}{k}} - 1\right]\frac{2}{k-1}};$$

$$\beta_{\text{дон}} = \omega(\mathrm{M}_{\text{дон}}) - \omega(\mathrm{M}_{\text{и}});$$

$$\omega(\mathrm{M}) = \sqrt{\frac{k+1}{k-1}}\operatorname{arctg}\sqrt{\frac{k-1}{k+1}(\mathrm{M}^2-1)} - \operatorname{arctg}\sqrt{\mathrm{M}^2-1};$$

$$\int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{\varphi^2}{1 - \mathrm{Cr}^2_{\text{дон}}\varphi^2}\,\mathrm{d}\eta = \int\limits_{\eta_{\text{рлт}}}^{+\infty} \frac{\varphi}{1 - \mathrm{Cr}^2_{\text{дон}}\varphi^2}\,\mathrm{d}\eta;$$

$$\varphi = \frac{\mathrm{Cr}}{\mathrm{Cr}_{\text{дон}}} = 0{,}5\left(1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int\limits_0^{\eta} e^{-\eta^2}\,\mathrm{d}\eta\right);$$

$$\varphi_{\text{рлт}} = 0{,}5(1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int\limits_0^{\eta_{\text{рлт}}} e^{-\eta^2}\,\mathrm{d}\eta;$$

$$\mathrm{Cr}_{\text{рлт}} = \varphi_{\text{рлт}}\mathrm{Cr}_{\text{дон}};$$

$$p_{0\text{рлт}} = p_{\text{дон}}(1 - \mathrm{Cr}^2_{\text{рлт}})^{\frac{-k}{k-1}}.$$

При $\beta > \beta^*$ получаем

$$\frac{2 + (k-1)\mathrm{M}_p^2}{2k\mathrm{M}_p^2\sin^2\theta_{\text{зв}} - (k-1)} + \frac{2\mathrm{M}_p^2(1 - \sin^2\theta_{\text{зв}})}{2 + (k-1)\mathrm{M}_p^2\sin^2\theta_{\text{зв}}} = 1;$$

$$\beta_{зв} = \theta_{зв} - \operatorname{arctg}\left[\frac{2+(k-1)M_p^2\sin^2\theta_{зв}}{(k+1)M_p^2\sin^2\theta_{зв}}\operatorname{tg}\theta_{зв}\right];$$

$$M_и = 1; \qquad (5.2.13)$$

$$p_{0дон} = p_p\left(\frac{2k}{k+1}M_p^2 - \frac{k-1}{k+1}\right)^{-\frac{1}{k+1}} M_p^{2\frac{k}{k-1}}\left(\frac{2k}{k+1}\right)^{-\frac{1}{k-1}};$$

$$\beta_и = \beta_p + \beta_{зв}.$$

При $\beta < \beta^*$

$$M_и = f(k, M, \beta); \quad p_{0дон} = f(k, M, \beta); \quad \beta_и = \beta. \qquad (5.2.14)$$

В уравнениях (5.2.13) и (5.2.14) давления p_p и $p_{0дон}$ определяем с использованием теории скачков уплотнения. Далее вычисляем давление p_Q в потоке за скачком уплотнения *2* (например, с использованием теории косого скачка уплотнения) и давление в точке присоединения

$$p_R = 0,65p_{дон} + 0,35p_Q,$$

которое сравниваем с $p_{0рлт}$. Если $p_R = p_{0рлт}$, то $p_{дон}$ выбрано правильно; если $p_R \neq p_{0рлт}$, то задаем новое значение $p_{дон}$ и повторяем процесс вычисления.

Результаты расчета по предложенному алгоритму, а также экспериментальные данные весовых испытаний приведены на рис. 5.2.11.

5.3. Аэродинамические характеристики и расчет щитковых стабилизирующих тормозных устройств зондов

5.3.1. Влияние конструктивных параметров щитков на эффективность управления аэродинамическими характеристиками

Одной из особенностей конструкции щитковых тормозных устройств является наличие протоков между отдельными щитками («лепестками»), обеспечивающих массообмен между зоной отрыва и донным следом. Такой массообмен способствует стабилизации течения в передней отрывной зоне, уменьшению ее размеров, а следовательно, возрастанию давления на

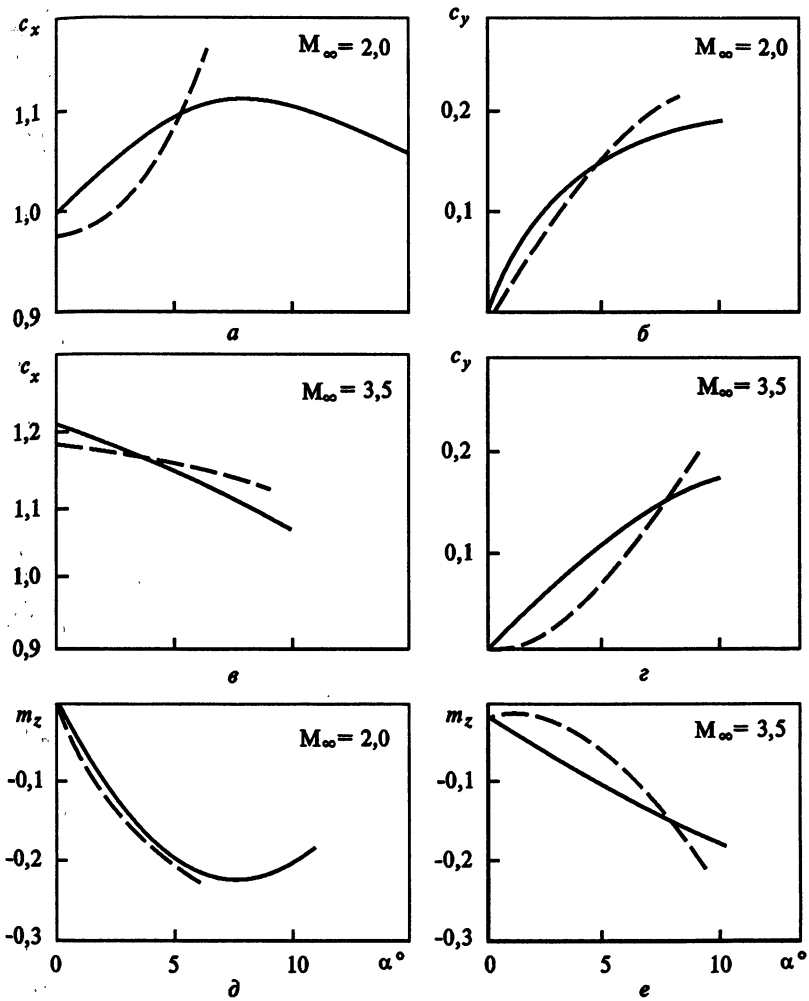
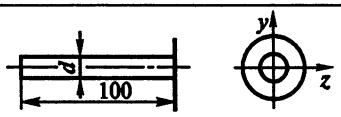
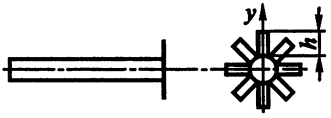
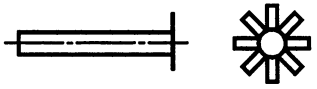
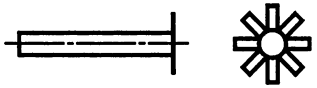
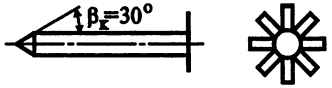
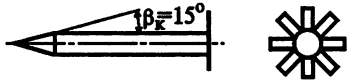
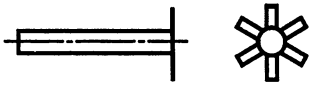
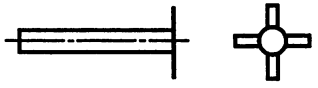
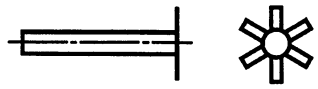
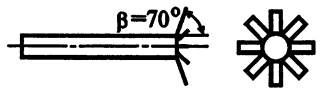
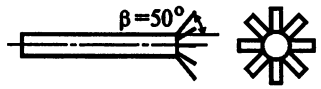
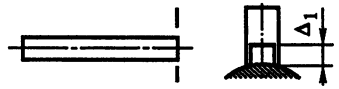
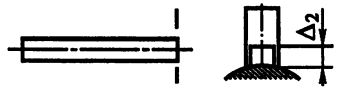
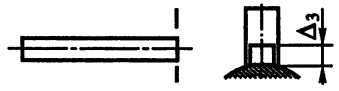


Рис. 5.2.11. Зависимость аэродинамических коэффициентов от угла атаки и числа Маха ($\beta = \beta_к = 45°$, $\lambda'' = 5{,}86$, $D/d = 15{,}6$, $l/d = 6{,}8$):
сплошная линия – эксперимент; штриховая – расчет

лобовую поверхность щитков. Кроме того, наличие протоков в тормозном стабилизирующем устройстве позволяет устранить пульсационный режим обтекания и обеспечивает выбор размеров l и $h_{\max}$, исходя из требуемых тормозных сил. Различные варианты щитковых ОУ приведены в табл. 5.3.1.

Таблица 5.3.1

Номер точки	Обозначение	Схема модели зонда	N	$b/d_м$	$h/d_м$
1	●		Диск	–	1,06
2	○		8	0,38	1,06
3	▷		8	0,38	0,59
4	▽		8	0,38	0,28
5	△		8	0,38	1,06
6	◁		8	0,38	1,06
7	✳		6	0,38	1,06
8	+		4	0,38	1,06
9	⌖		4	0,70	1,06

Номер точки	Обозначение	Схема модели зонда	N	$b/d_м$	$h/d_м$
10	○		6	0,47	1,06
11	D		8	0,38	1,06
12	◗		8	0,38	0,56
13	◇		8	0,38	1,06 $\Delta_1/h = 0,117$
14	◆		8	0,38	1,06 $\Delta_2/h = 0,234$
15	◆		8	0,38	1,06 $\Delta_3/h = 0,351$

Результаты экспериментов позволили установить влияние конструктивных параметров тормозных устройств на аэродинамические коэффициенты и провести сравнительный анализ эффективности различных систем торможения.

На рис. 5.3.1, 5.3.2 приведены наиболее типичные аэродинамические характеристики для исследованных вариантов щитков (обозначения точек см. в табл. 5.3.1). Коэффициенты c_x, c_y, m_z рассчитывали по характерной площади $S_м = \pi d^2/4$, а момент M_z определяли относительно носка зонда. Для сравнения на рис. 5.3.1, *б* приведены данные, полученные для сплошной тормозной «юбки» диска.

Рассмотрим зависимость приращения коэффициента продольной силы $\Delta c_x = c_x - c_{x0}$ (где c_{x0}, c_x — коэффициенты

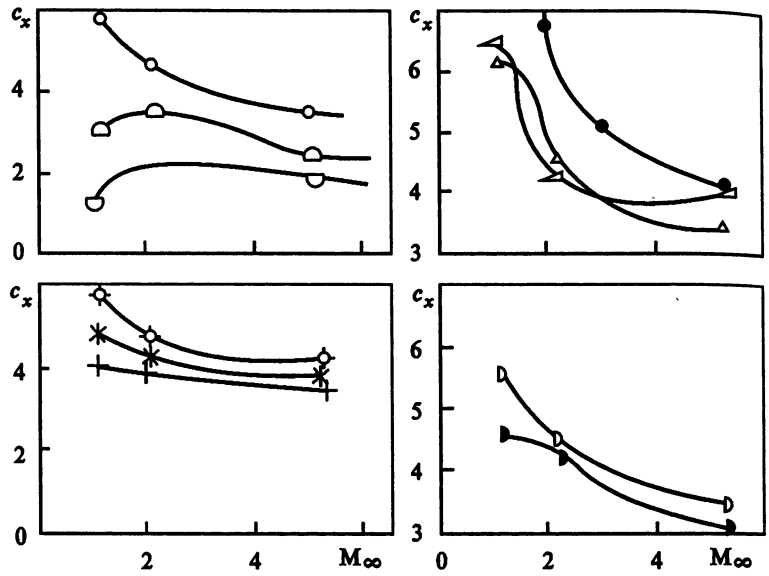


Рис. 5.3.1. Зависимость коэффициента продольной силы от числа M_∞ для различных щитков

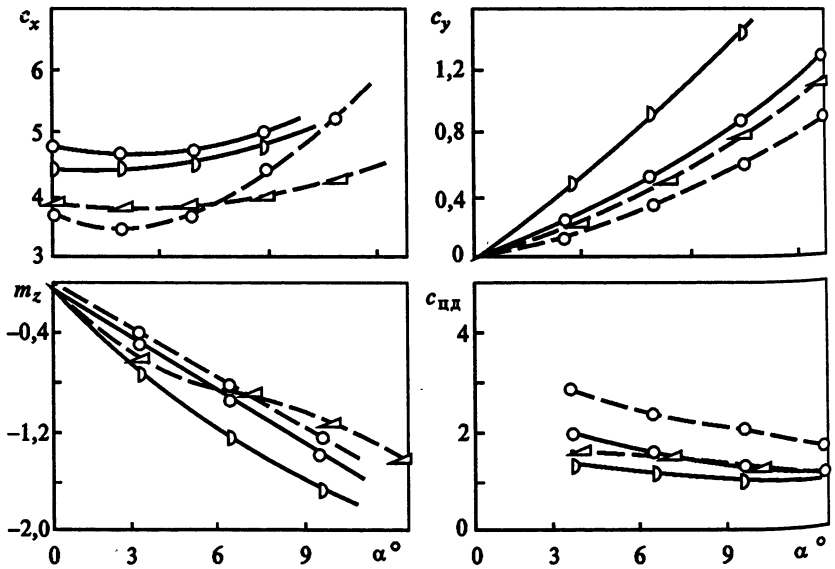


Рис. 5.3.2. Зависимость аэродинамических характеристик зондов с различными щитками при $M_\infty = 2{,}06$ (сплошные линии) и 5,12 (штриховые линии) от угла α

продольной силы зонда соответственно без и со щитками) от числа M_∞ и α для различных систем торможения (вариантов щитков). На тормозной эффект при обтекании зондов влияют следующие конструктивные факторы: форма головной части зонда, а также угол наклона, количество и геометрические размеры (ширина, высота) щитков.

Применение обтекателей с затупленной головной частью, с одной стороны, увеличивает общее сопротивление зонда, но, с другой стороны, из-за образования высокоэнтропийного подслоя с низкими скоростями течения появляются условия для более интенсивного распространения отрыва перед щитками вверх по потоку, что уменьшает это сопротивление.

При заостренной конической головной части зонда создаются условия обтекания щитков потоком большей энергии вследствии малых потерь полного давления в скачках уплотнения, что повышает Δc_x, (рис. 5.3.3, *а*).

С увеличением высоты щитков Δc_x также резко возрастает (рис. 5.3.3, *б*, $\tilde{S}_{\Sigma щ} = S_{\Sigma щ}/S_м$ — относительная суммарная площадь щитков). Причем характер изменения Δc_x определяется скоростью обтекания зонда.

Влияние числа щитков на аэродинамические характеристики исследовали при условии, что либо неизменной оставалась ширина щитков b (см. табл. 5.3.1 варианты 2, 7, 8), либо их суммарная площадь $S_{\Sigma щ}$ (варианты 9, 10). В обоих случаях высота щитков была постоянной ($h/d = 1,06$).

Очевидно, что с увеличением числа щитков, а значит их суммарной площади, повышается коэффициент продольной силы c_x при больших сверхзвуковых скоростях ($M_\infty = 5,12$). При малых сверхзвуковых скоростях ($M_\infty = 1,8 \ldots 2,1$) изменение числа щитков в диапазоне $N = 4 \ldots 8$ практически не влияет на c_x (рис. 5.3.3, *в*).

Данные экспериментов по распределению давления на лобовой поверхности щитков подтверждают это (рис. 5.3.4). Такой характер зависимостей p/p_0 от y/h определяется различным массообменом газа между зоной отрыва перед щитками и областью следа.

Уменьшение Δc_x при увеличении угла наклона щитков наиболее существенно проявляется также при высоких M_∞,

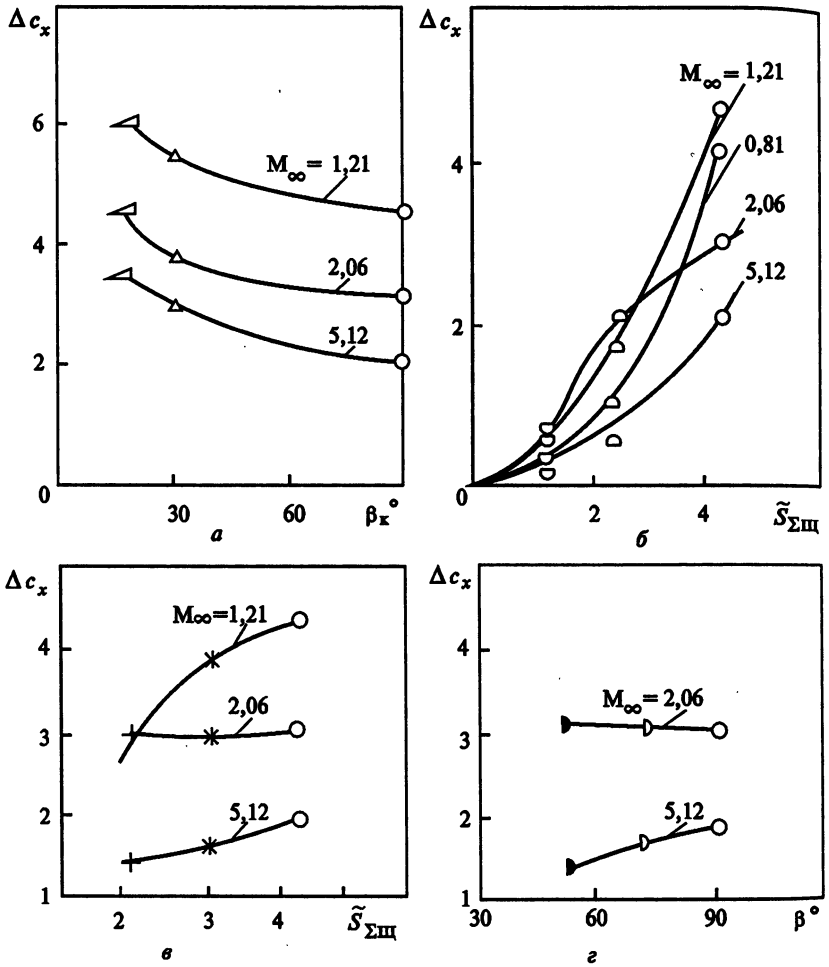


Рис. 5.3.3. Зависимость Δc_x от конструктивных параметров зонда ($\alpha = 0$)

где область отрыва распространяется лишь на часть щитка (т. е. линия присоединения потока расположена ниже верхней кромки ОУ). Если щитки полностью находятся в зоне отрыва, то на Δc_x мало сказывается изменение β (рис. 5.3.3, *г*).

Эффективность щитковых тормозных устройств можно оценить по удельной нагрузке на щитки. На рис. 5.3.5 показаны графики изменения аэродинамического коэффициента $\Delta \tilde{c}_x$,

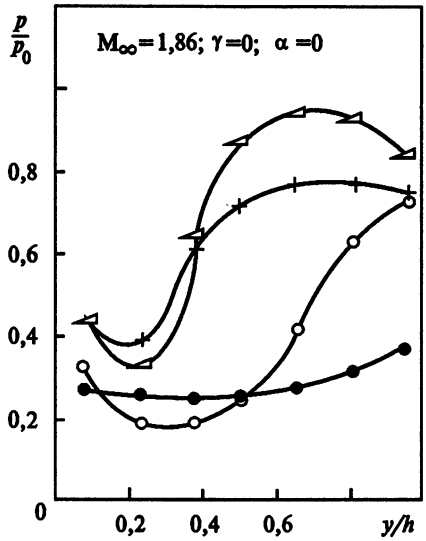


Рис. 5.3.4. Распределение относительного давления по поверхности щитка

рассчитанного по характерной суммарной площади щитков:

$$\Delta\tilde{c}_x = \Delta c_x \frac{S_м}{S_{\Sigma щ}}.$$

Видно (см. рис. 5.3.5, *а*), что эффективность работы дискового тормозного устройства (вариант 1 в табл. 5.3.1) сравнима с щитковым устройством средних размеров (вариант 3).

Как отмечалось выше, применение конического обтекателя резко увеличивает сопротивление щитков. Наибольшие значения коэффициента $\Delta\tilde{c}_x$ на зонде с плоским торцем получены для варианта 8 (рис. 5.3.5, *б*). Из этого можно сделать вывод, что эффективнее будут работать такие тормозные устройства, для которых интерференция между щитками минимальна и созданы условия для беспрепятственного вытекания части массы газа из отрывной зоны у их основания.

Например, без ущерба для суммарных аэродинамических нагрузок создание дополнительных протоков газа между щитком и корпусом зонда (варианты 13 — 15 в табл. 5.3.1) заметно улучшает эффективность торможения (рис. 5.3.5, *в*).

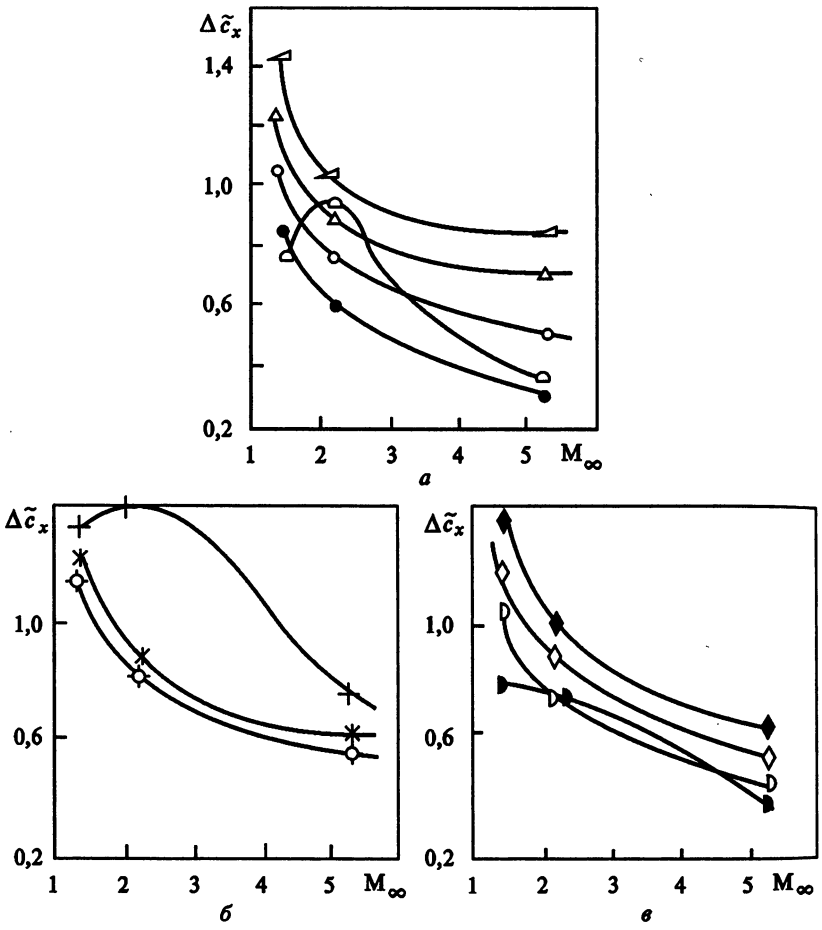


Рис. 5.3.5. Зависимость аэродинамического коэффициента щитков от числа M_∞ ($\alpha = 0$)

5.3.2. Расчет параметров потоков в отрывных зонах при обтекании щитковых тормозных стабилизирующих устройств

Обтекание щитковых тормозных устройств сопровождается образованием зон отрыва потока. Отрывные течения возникают как перед щитками, так и в области следа зонда. Отсос газа из передней отрывной зоны и приток его в донную

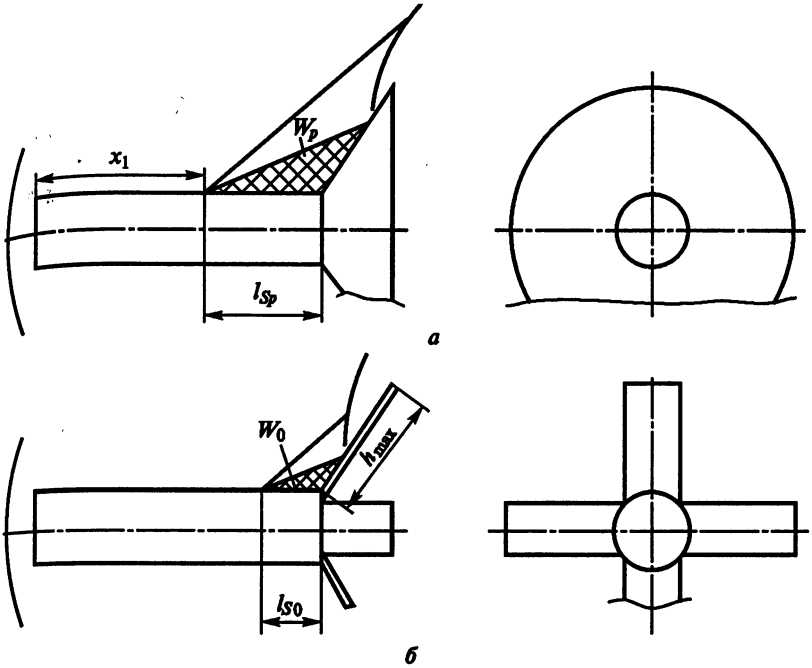


Рис. 5.3.6. Схемы обтекания зонда с «юбкой» (*а*) и щитками (*б*)

область приводит, во-первых, к уменьшению длины зоны отрывного течения перед щитками, что, в свою очередь, увеличивает продольную силу, и, во-вторых, возрастанию донного давления, а следовательно, некоторому ее уменьшению.

Для нахождения размеров области отрывного течения перед щитками при наличии протока газа в донную область и давлении в характерных зонах на обтекаемой поверхности СА считаем, что области отрыва и присоединения не влияют одна на другую, течение квазиплоское и турбулентное, теплообмен между газом и щитками отсутствует, угол отклонения щитков $\beta \leq 90°$, а в невязком потоке возможно искривление головного скачка уплотнения перед тормозным устройством.

Считаем, что объем W зоны отрывного течения уменьшается при наличии протоков между щитками. Существует два предельных варианта в структурах отрывного обтекания щитков. Первому соответствует условие, когда протоки отсутствуют и отрывным течением занят объем W_p (рис. 5.3.6, *а*),

второму — когда протоки между щитками максимальны и имеет место локальное обтекание одиночного щитка. В последнем случае объем, занятый отрывной зоной, равен W_0 (рис. 5.3.6, *б*). Каждому промежуточному варианту с заданной площадью щитков и протоков соответствует свой объем W, который и определяет геометрические размеры зоны отрывного течения.

Первоначально определим критическую массу газа $\dot{m}_p$, которая поступает за единицу времени в зону возвратного течения при условии обтекания «непроницаемых» щитковых устройств зонда ($\alpha = 0$), имеющих угол наклона β.

В область циркуляционного течения в единицу времени поступает масса газа (рис. 5.3.7, *а*)

$$\dot{m}_p = \int\limits_{-\infty}^{y_{\text{рлт}}} \rho V \, \mathrm{d}y. \tag{5.3.1}$$

Тогда для щиткового тормозного устройства с учетом массообмена с донной областью (рис. 5.3.7, *б*) в соответствии с законом сохранения массы уравнение расхода имеет вид

$$\dot{m}_p = \dot{m} + \dot{m}_\Sigma,$$

где $\dot{m}$ — массовый расход газа, поступающего в циркуляционную зону; $\dot{m}_\Sigma$ — массовый расход газа через протоки между щитками.

Расход $\dot{m}_\Sigma$ вычисляем из условия, что существует критический перепад давлений между зонами отрыва перед щитками и донным течением, и поэтому истечение газа через проток происходит со звуковой скоростью:

$$\dot{m}_\Sigma = D\rho_{\text{зв}} a_{\text{зв}} S_j,$$

где D — коэффициент расхода, равный 0,325 для цилиндрических зондов с торцевым затуплением и $0{,}37 + 0{,}01\mathrm{M}_\infty$ — для цилиндрических зондов с коническим обтекателем; $\rho_{\text{зв}} = \dfrac{(k+1)p_{\text{зв}}}{2RT_1[1 + 0{,}5(k-1)\mathrm{M}_1^2]}$; $p_{\text{зв}} = p_p \left(\dfrac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}$; T_1, M_1 — температура и число Маха у поверхности корпуса зонда перед

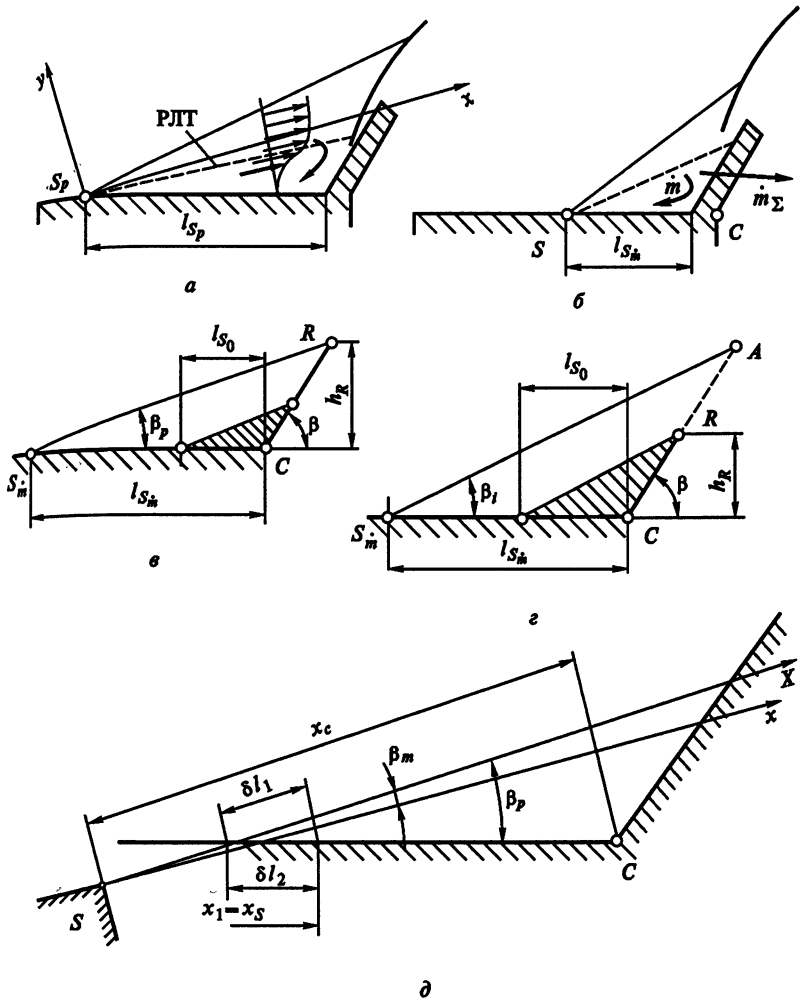


Рис. 5.3.7. Геометрические параметры зон отрыва

точкой отрыва; $a_{зв} = \sqrt{k\dfrac{p_{зв}}{\rho_{зв}}}$; $S_j = \pi\dfrac{h_R}{\sin\beta}(2r + h_R) - N\dfrac{h_R}{\sin\beta}b$ — площадь протоков между щитками тормозного устройства; h_R — координата линии присоединения потока к поверхности щитка; b — ширина щитка; r — радиус корпуса; N — число щитков.

Координату линии присоединения определяем по формуле (рис. 5.3.7, *в*)

$$h_R = \frac{l_{S_m} \sin\beta_p \sin\beta}{\sin(\beta - \beta_p)}.$$

В случае плоского течения расчет массового расхода следует вести по единичной приведенной массе, т. е.

$$\overline{\dot{m}}_\Sigma = \frac{\dot{m}_\Sigma}{2\pi(r + \frac{h_R}{2})}.$$

Осредняя по области отрывного течения параметры потока, получаем, что объем области циркуляционного течения

$$W = \frac{\rho_p W_p}{\rho}\left(1 - \frac{\overline{\dot{m}}_\Sigma}{\overline{\dot{m}}_p}\right). \qquad (5.3.2)$$

Из этого соотношения и сохранения условий «свободного» взаимодействия при наличии массообмена с циркуляционной зоной вычисляем длину зоны отрыва (см. рис. 5.3.7, *в*)

$$l_{S_m} = \sqrt{l_{S0}^2 + (l_{Sp}^2 - l_{S0}^2)\left(1 - \frac{\overline{\dot{m}}_\Sigma}{\overline{\dot{m}}_p}\right)}, \qquad (5.3.3)$$

где l_{S0} — длина зоны отрыва при обтекании изолированного щитка.

Определим условия существования устойчивого обтекания «лепестковых» щитков. Для этого рассмотрим некоторое гипотетическое отрывное течение газа перед «непроницаемыми» щитками, отрыв потока для которого происходит в носовой части и выполняется условие $l_{S_p} \gg l$. В этом случае линия присоединения должна сместиться за пределы щитка и в вертикальной плоскости симметрии ей будет соответствовать точка A (рис. 5.3.7, *г*). Для такой модели обтекания характерен неустойчивый режим, когда возможно истечение части газа из зоны отрыва через коридор AR с последующим уменьшением объема и присоединением потока в точке R. Это приводит к появлению пульсаций. Наличие протока газа из циркуляционной зоны в область следа делает процесс обтекания устойчивым из-за уменьшения объема $W_{S_m CA}$ (область циркуляционного течения) и естественного смещения точки A на верхнюю

кромку щитка. Следовательно, существуют определенные значения таких величин, как длина зонда l, угол наклона и размер щитков, площадь протока и геометрические размеры зоны отрыва, при которых можно избежать пульсационных режимов.

Угол β_i отклонения оторвавшегося потока при известных параметрах M_1, $\overline{\dot{m}}_\Sigma$, $\overline{\dot{m}}_p$, β_p, β, ρ_p, l_{S_0}, l, l_S можно определить решением следующей системы уравнений:

$$\frac{l^2 - l_{S_0}^2}{l_{S_p}^2 - l_{S_0}^2} = \frac{\sin\beta_p \sin(\beta - \beta_i)}{\sin\beta_i \sin(\beta - \beta_p)} \left(1 - \frac{\overline{\dot{m}}_\Sigma}{\overline{\dot{m}}_p}\right) \times$$

$$\times \frac{\rho_p}{\rho_1} \frac{2 + (k-1)M_1^2 \sin^2\theta_{c1}}{(k+1)M_1^2 \sin^2\theta_{c1}}; \qquad (5.3.4)$$

$$\beta_i = \operatorname{arctg}\left[\frac{2(M_1^2 \sin^2\theta_{c1} - 1)\operatorname{ctg}\theta_{c1}}{2 + M_1^2(k + 1 - 2\sin^2\theta_{c1})}\right],$$

полученной из (5.3.2) и дополненной соотношениями из теории скачков уплотнения: $\rho = \rho(M_1, \theta_{c1})$, $\theta_{c1} = \theta_c(M_1, \beta_i)$, где θ_{c1} — угол наклона скачка уплотнения.

Для нахождения области устойчивого течения достаточно вычислить предельный угол $\beta_{\max}$ по формуле

$$\beta_{\max} = \operatorname{arctg}\frac{h_{\max}\sin\beta}{l + h_{\max}\cos\beta}$$

и сравнить его с текущим значением β_i.

Когда $\beta_i > \beta_{\max}$, имеет место неустойчивый режим обтекания тормозного устройства и в этом случае требуется увеличить размеры протоков между щитками. Возможно, что в результате расчета получено $\beta_p < \beta_i < \beta_{\max}$. Тогда, используя соотношение для косого скачка уплотнения

$$p = p_1 \frac{2kM_1^2 \sin^2\theta_{c1} - (k-1)}{k+1},$$

находим давление в зоне отрыва и принимаем $l_{S_m} = l$. Если же $\beta_i < \beta_p$, то длину зоны отрыва вычисляем по соотношению (5.3.3).

Исходными данными для расчета параметров в зоне отрывного течения являются: число M_1, давление торможения p_{01}, температура торможения T_0, динамическая вязкость

$\mu_{эт}(T)$, отношение удельных теплоемкостей $k = c_p/c_V$, местоположение щитка относительно носовой части и его геометрические размеры (h, b, β).

Для решения системы уравнений (5.3.4) нужно определить, во-первых, параметры обтекания «непроницаемых» (без массообмена) тормозных устройств и, во-вторых, параметры обтекания изолированного щитка. Алгоритм решения первой задачи подробно изложен в 5.2. В дополнение к этому определим расход $\dot{m}_p$:

$$\dot{m}_p = \frac{\rho_p V_p (1 - \mathrm{Cr}_p^2) x_c}{\sigma} \int\limits_{-\infty}^{\eta_{\text{рлт}}} \frac{\varphi}{1 - \mathrm{Cr}_p^2 \varphi^2} \, \mathrm{d}\eta,$$

где $\mathrm{Cr}_p = [1+2/(k-1)\mathrm{M}_p^{-2}]^{-0,5}$; x_c — длина РЛТ (рис. 5.3.7, *д*); $\eta_{\text{рлт}} = \sigma y_{\text{рлт}}/x_c$; $\sigma = 12 + 2,758\mathrm{M}_p$ — коэффициент смешения.

Координату $\eta_{\text{рлт}}$ вычисляем с помощью интегрального уравнения, выражающего закон сохранения массы для застойной области отрывного течения:

$$\int\limits_{-3}^{+3} \frac{\varphi^2}{1 - \mathrm{Cr}_p^2 \varphi^2} \, \mathrm{d}\eta = \int\limits_{\eta_{\text{рлт}}}^{+3} \frac{\varphi}{1 - \mathrm{Cr}_p^2 \varphi^2} \, \mathrm{d}\eta.$$

Длину РЛТ определяем согласно соотношению (см. рис. 5.3.7 *д*):

$$x_c = \frac{\delta l_2 + l_{S_p}}{\cos(\beta - \beta_p)} - \delta l_1 + 30\delta^{**}_{\text{нсж}},$$

где $\delta l_2 = \dfrac{2,5\delta^{**}_{\text{нсж}}}{1 + 0,23\mathrm{M}_p} \sin(\beta_p - \beta_m)$; $\delta l_1 = \dfrac{2,5\delta^{**}_{\text{нсж}}}{1 + 0,23\mathrm{M}_p} \operatorname{ctg}(\beta_p - \beta_m)$; β_p — угол отрыва («жидкого» клина); $\beta_m = (0,033 + 0,0069\mathrm{Cr}_p^2)(1 - \mathrm{Cr}_p^2)$ — угол между границей невязкого потока X и осью x системы координат, в которой определен профиль скорости φ; $\delta^{**}_{\text{нсж}}$ — толщина потери импульса для несжимаемого газа, определяемая как функция коэффициента давления $\overline{p}_{S\text{нсж}} = 1 - \dfrac{V_S^2}{V_1^2}$ в точке отрыва, т. е. $\delta^{**}_{\text{нсж}} = (10\overline{p}^2_{S_{\text{нсж}}} + 1)\delta^{**}_{1\text{нсж}}$;

$\delta^{**}_{1\text{нсж}} \cong 0,036\dfrac{x_1}{\mathrm{Re}^{0,2}_{x_1}}$ — толщина потери импульса в пограничном слое перед точкой отрыва.

Расчет параметров обтекания одиночного щитка был рассмотрен в гл. 4. В дополнение следует отметить, что при $h/b > 2$, длина зоны отрыва l_{S_0}/b в плоскости симметрии не зависит от отношения h/b. В этом случае считают $l_{S_0}/b = l'_{S_0}/b = f(\mathrm{M}_1)$ и используют эмпирическую зависимость вида ($\beta = 90°$)

$$\frac{l_{S_0}}{b} = \begin{cases} 2{,}86 - 5{,}308(\mathrm{M}_1 - 1{,}8)^{1{,}448} e^{-2{,}24(\mathrm{M}_1 - 1{,}8)} & \text{при } \mathrm{M}_1 \geq 1{,}8; \\ 2{,}86 \text{ при } \mathrm{M}_1 < 1{,}8. \end{cases}$$

При обтекании пространственных преград установлена закономерность изменения длины зоны отрыва l_{S_0} от угла β наклона преграды. Если $\beta \geq \beta^*$ (β^* — критический угол наклона щитка, при котором в случае невязкого обтекания скачок уплотнения становится отсоединенным и искривленным), то

$$l_{S_0} = l'_{S_0}\left(1 + \frac{0{,}9(\beta - \beta^*)}{\frac{\pi}{2} - \beta^*}\right);$$

при углах $\beta < \beta^*$

$$l_{S_0} = 0{,}1 l'_{S_0}|_{\beta = 90°} \frac{\beta - \beta_p}{\beta^* - \beta_p},$$

где l'_{S_0} — длина зоны отрыва при обтекании изолированного щитка при $\beta = 90°$. Последняя формула справедлива для углов $\beta > \beta_p$. Давление в отрывной зоне перед тормозным устройством в зависимости от угла атаки рассчитывают так же, как при обтекании тормозной «юбки» (см. 5.2).

Оторвавшийся перед щитками поток присоединяется к их поверхности и претерпевает сжатие, в результате чего за пределами вязкого слоя образуется система скачков уплотнения конечной интенсивности. Ввиду пространственного обтекания щитков распределение давления по их поверхностям неравномерно как в продольном, так и в поперечном направлениях (рис. 5.3.8). Можно выделить характерные области с определенным законом изменения давления, как, например, при рас-

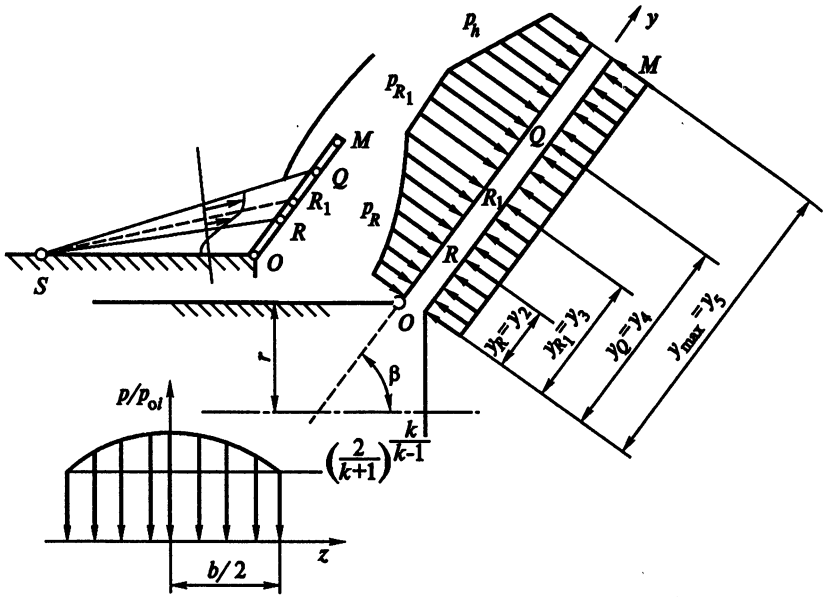


Рис. 5.3.8. Распределение давления по поверхности щитка

чете обтекания тормозной расширяющейся «юбки». Промежуточному углу γ_i (см. 5.2) соответствует плоскость симметрии щитка.

За счет бокового перетекания газа по лобовой поверхности щитка давление у кромок уменьшается и может быть представлено в зависимости от координаты z (см. рис. 5.3.8) полиномом четвертой степени. В соответствии с этим формула для расчета давления в любой точке лобовой поверхности щитка имеет вид

$$p = \tilde{p}(1 - F\overline{z}^4),$$

где $\tilde{p}$ — характерное давление в плоскости симметрии щитка, последовательно равное p_R, p_{R_1}, p_Q соответственно для областей OR_1, R_1Q и QM; $\overline{z} = \dfrac{z}{b/2}$; $F = 1 - \left(\dfrac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}$.

Определение параметров течения за донной частью зонда и тормозного устройства является сложной и в строгой постановке нерешенной задачей аэродинамики. Поэтому в этом случае используют приближенный подход, упрощающий картину обтекания.

Рассмотрим две модели течения в донной части.

1. Считаем, что газ, проходящий в донную область (ближний след), в промежутках между щитками тормозного устройства существенно не нарушает структуру отрывного течения в ней (рис. 5.3.9, *а*). При этом осуществляется как бы подпитка массы газа, циркулирующего в зоне отрыва за зондом. Частным случаем этой модели является обтекание зонда с тормозным устройством в виде сплошного диска, когда $\dot{m}_\Sigma = 0$.

2. Полагаем, что поток отрывается с кромок как тормозного устройства, так и донного среза зонда в промежутках между щитками (рис. 5.3.9, *б*). В этом случае существуют автономные области отрывных течений за щитками и корпусом зонда.

Переход от одной модели к другой определяется массой газа, проходящего между щитками.

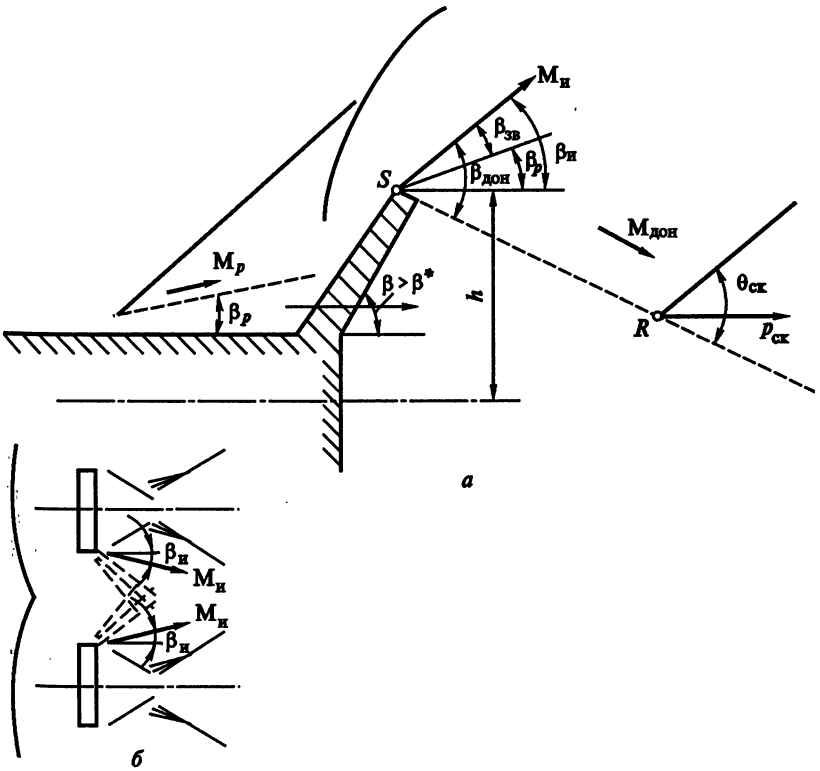


Рис. 5.3.9. Схемы обтекания за щитками

В основу методики определения донного давления и моментов перестройки структур течений положена следующая физическая модель. Сверхзвуковой поток с числом $M_и$ (см. рис. 5.3.9, *а*) у задней кромки тормозного устройства в точке S расширяется в волне разрежения, разворачивается на угол $\beta_{дон}$ и достигает скорости, характеризующейся числом $M_{дон} > M_и$. За донной частью зонда с тормозным устройством образуется зона отрыва с циркуляционным течением. В окрестности задней критической точки R, где потоки встречаются, формируется скачок уплотнения с углом θ_c. В пространстве от волны разрежения до скачка уплотнения располагается область смешения внешнего потока с циркуляционным течением в зоне отрыва.

Для построения алгоритма расчета параметров течения воспользуемся следующими соотношениями и критериями:

а) уравнением течения Прандтля — Майера:

$$\omega = \sqrt{\frac{k+1}{k-1}}\operatorname{arctg}\sqrt{\frac{k-1}{k+1}(M^2-1)} - \operatorname{arctg}\sqrt{(M^2-1)}; \quad (5.3.5)$$
$$\beta_{дон} = \omega(M_{дон}) - \omega(M_и),$$

где ω — условный угол разворота потока, отсчитываемый от направления потока, с $M = 1$; $\beta_{дон}$ — полный угол разворота потока;

б) зависимостью, выражающей изменение давления при изоэнтропическом течении,

$$\pi(M) = \frac{p}{p_0} = \left(1 + \frac{k-1}{2}M^2\right)^{-\frac{k}{k-1}}; \quad (5.3.6)$$

в) уравнением неразрывности течения в зоне отрыва:

$$I_\varphi(\eta_{плт}) = I_{\varphi^2}(-\infty) + \overline{\dot{m}}_{\Sigma пр}, \quad (5.3.7)$$

где $I_\varphi(\eta_{плт}) = \dfrac{k}{k-1}\displaystyle\int_{\eta_{плт}}^{\infty}\frac{\varphi}{1-Cr^2_{дон}\varphi^2}\,d\eta$; $I_{\varphi^2}(-\infty) = \dfrac{k}{k-1}\times$

$\times\displaystyle\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\varphi^2}{1-Cr^2_{дон}\varphi^2}\,d\eta$; $\overline{\dot{m}}_{\Sigma пр} = \overline{\dot{m}}_\Sigma\dfrac{\sigma_{дон}\sqrt{i_0/2}}{x_{дон}Cr_{дон}p_{дон}}$; i_0 — эн-

тальпия торможения потока, обтекающего зонд; $x_{\text{дон}} = \dfrac{h}{\sin(\beta_{\text{дон}} - \beta_{\text{и}})}$ — длина области смешения (расстояние от точки S до точки R);

г) уравнениями, характеризующими параметры скачков уплотнения при постоянных теплоемкостях,

$$\beta_{\text{дон}} = \operatorname{arctg}\left\{\sqrt{\frac{2k\mathrm{M}_{\text{дон}}}{a(k+1)+k-1} - 1}\,\frac{a-1}{1+k\mathrm{M}^2_{\text{дон}} - a}\right\}; \quad (5.3.8)$$

$$p_{0\text{пр}} = p_p\left(\frac{2k}{k+1}\mathrm{M}_p^2 - \frac{k-1}{k+1}\right)^{\frac{-1}{k-1}} \mathrm{M}_p^{\frac{2k}{k-1}} \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{-1}{k-1}}; \quad (5.3.9)$$

$$\frac{2+(k-1)\,\mathrm{M}_p^2}{2k\mathrm{M}_p^2\sin^2\theta_{\text{зв}} - (k-1)} + \frac{2\mathrm{M}_p^2(1-\sin^2\theta_{\text{зв}})}{2+(k-1)\mathrm{M}_p^2\,\varepsilon\sin^2\theta_{\text{зв}}} = 1; \quad (5.3.10)$$

$$\beta_{\text{зв}} = \theta_{\text{зв}} - \operatorname{arctg}\left(\frac{2+(k-1)\mathrm{M}_p^2\sin^2\theta_{\text{зв}}}{(k+1)\mathrm{M}_p^2\sin^2\theta_{\text{дон}}}\,\operatorname{tg}\theta_{\text{зв}}\right), \quad (5.3.11)$$

где $a = p_{\text{ск}}/p_{\text{дон}}$; $p_{0\text{пр}}$ — давление торможения за прямым скачком уплотнения;

д) критерием присоединения сверхзвукового потока

$$p_{0\text{рлт}} = p_{\text{ск}}$$

(давление торможения на РЛТ равно статическому давлению за скачком уплотнения).

Донное давление будем рассчитывать в следующей последовательности.

Первоначально определяем параметры донного течения при условии отсутствия перетекания газа через протоки между щитками и для них вычисляем критическую массу газа, при которой происходит перестройка структур течений от одной модели к другой:

$$\Delta I_{\max} = \frac{k}{k-1}\int\limits_{\eta_{\text{рлт}}}^{\infty} \frac{\varphi}{1-\mathrm{Cr}^2_{\text{дон}}\varphi^2}\,\mathrm{d}\eta - \frac{k}{k-1}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} \frac{\varphi^2}{1-\mathrm{Cr}^2_{\text{дон}}\varphi^2}\,\mathrm{d}\eta.$$

Если $\Delta I_{\max} > \overline{m}_{\Sigma\text{пр}}$, то, решая систему уравнений (5.3.5)—(5.3.11), определяем параметры течения за тормозным

устройством (в этом случае структура течения соответствует первой модели).

Если $\Delta I_{\max} > \overline{m}_{\Sigma \text{пр}}$, то принимаем, что на формирование течения в области следа непосредственное влияние оказывают параметры потока перед щитком в зоне отрыва, а также имеет место взаимное влияние двух соседних щитков, приводящее к уменьшению $\beta_{\text{и}}$. Поэтому осредненное давление в области следа для структуры течения, соответствующей второй модели, определяется соотношением

$$p_{\text{дон}} = \frac{p_{\text{дон1}}(y_{\max} - h_R) + p_{\text{дон зв}} h_R}{y_{\max}},$$

где $p_{\text{дон1}}$ — донное давление, рассчитанное по параметрам обтекания верхней кромки щитка; $p_{\text{дон зв}}$ — донное давление, вычисленное по параметрам отрывной зоны перед щитком; $y_{\max}$, h_R — геометрические параметры щитка и области присоединения потока (см. рис. 5.3.7 и 5.3.8).

5.3.3. Определение аэродинамических характеристик зондов со щитковыми тормозными устройствами

Определим сначала аэродинамические коэффициенты отдельных частей зонда, а затем, применив принцип суперпозиции, найдем их для всей его конструкции:

$$c_{x\Sigma} = c_{x\text{к}} + c_{x\text{щ}} + c_{x\text{тр}}; \tag{5.3.12}$$

$$c_{y\Sigma} = c_{y\text{к}} + c_{y\text{щ}}; \tag{5.3.13}$$

$$m_{Z\Sigma} = m_{z\text{к}} + m_{z\text{щ}}, \tag{5.3.14}$$

где $c_{x\text{к}}$, $c_{x\text{щ}}$ — коэффициенты продольной силы корпуса зонда и щитков (с учетом донного давления); $c_{x\text{тр}}$ — суммарный коэффициент продольной силы, обусловленный трением; $c_{y\text{к}}$, $c_{y\text{щ}}$, $m_{z\text{к}}$, $m_{z\text{щ}}$ — коэффициенты нормальных сил и момента тангажа корпуса зонда и щитков.

Рассмотрим общий случай, когда поток с поверхности корпуса отрывается в некотором сечении $S_{\text{в}}S_{\text{н}}$ (см. рис. 5.2.1), при этом носовая его часть обтекается безотрывно или с локальным (местным) отрывом вблизи излома образующей лобового обтекателя. Алгоритм расчета аэродинамических характеристик зонда предусматривает варианты его цилиндрической носовой части с торцевым затуплением и конической.

Коэффициенты продольной, нормальной сил и момента тангажа корпуса зонда определяются зависимостями (5.2.1)—(5.2.3). При обтекании цилиндрического корпуса с торцевым затуплением аэродинамические силы будут складываться из сил, действующих на лобовой торец и боковую поверхность цилиндра. Лобовое сопротивление торца в основном определяется силами давления.

Известно, что в сверхзвуковом диапазоне скоростей при $M_\infty > 2$ коэффициент осевой силы корпуса с торцевым затуплением изменяется весьма слабо и равен $c_x \cong 1,5$ ($\alpha = 0$). Исследования показывают, что при $\alpha < 6^\circ$ этот коэффициент слабо зависит и от угла атаки, т. е. $c_{x\text{к}} \cong 1,5 + \alpha^2$ (где α — в радианах).

Экспериментальные данные, характеризующие несимметричное обтекание цилиндрических тел с плоским торцем, позволили представить зависимость изменения производной по углу атаки c_y^α от параметра $\sqrt{M_\infty^2 - 1}/\lambda''$ в виде

$$c_{y1}^\alpha = -0,0084\text{th}\left[3\left(\frac{\sqrt{M_\infty^2 - 1}}{\lambda''} - 0,6\right) + 0,029\right],$$

где $\lambda'' = l''/(2r)$. Поэтому коэффициент нормальной силы цилиндрической части зонда с плоским торцем определяется так:

$$\Delta c_{y1} = c_{y1}^\alpha \alpha.$$

Считая, что координата центра давления $x_{\text{цд}}$, отсчитываемая от лобовой поверхности зонда, находится на расстоянии $(0,25 \ldots 0,35)l''$, коэффициент момента тангажа, обусловленный перераспределением давления, можно вычислить по формуле

$$\Delta m_{z1} = -(0,25 \ldots 0,35)\Delta c_{y1}.$$

Аэродинамические коэффициенты $c_{x\text{щ}}$, $c_{y\text{щ}}$, Δc_{y2}, $m_{z\text{щ}}$, Δm_{z2}, входящие соответственно в формулы (5.3.12)—(5.3.14), (5.2.2), (5.2.3), можно определить, если известны размеры зон отрывных течений и параметры потока в них (см. 5.3.2), а Δc_{y2} и Δm_{z2} — по зависимостям (5.2.6) и (5.2.7).

Используя предложенный в 5.3.2 и экспериментально подтвержденный закон изменения давления по поверхности щитка, получаем

$$\Delta c_{Fi} = \frac{\Delta F_i}{q_\infty S_м} = \frac{2}{q_\infty \pi r^2}\left\{\frac{\tilde{a}}{\tilde{b}+1}(y_3^{\tilde{b}+1} - y_1^{\tilde{b}+1}) + \tilde{c}(y_3 - y_1) + \right.$$

$$\left. + p_{R1}(y_4 - y_3) + p_Q(y_5 - y_4)\right\} \times$$

$$\times z_{\max}[1 - 0,2(1 - C)] - p_{дон}(y_5 - y_1) z_{\max},$$

где $\tilde{a} = \dfrac{p_R - p_p}{(y_2 - y_1)^{\tilde{b}}}$; $\tilde{b} = \dfrac{\lg(p_{R_1} - \tilde{c}) - \lg(p_R - \tilde{c})}{\lg(y_3 - y_1) - \lg(y_2 - y_1)}$; $\tilde{c} = p_p$; $z_{\max} = b/2$; $C = \left(\dfrac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}$.

В этом случае коэффициент аэродинамического момента относительно точки O (основания щитка) равен

$$\Delta m_{zi} = \frac{1}{q_\infty \pi r^2 (l + l')}\left\{\frac{2\tilde{a}}{\tilde{b}+2}(y_3^{\tilde{b}+2} - y_1^{\tilde{b}+2}) + \right.$$

$$\left. + \tilde{c}(y_3^2 - y_1^2) + p_{R_1}(y_4^2 - y_3^2) + p_Q(y_5^2 - y_4^2)\right\} \times$$

$$\times z_{\max}[1 - 0,2(1 - C)] - p_{дон}\left(y_5^2 - y_1^2\right) z_{\max}.$$

Аэродинамические коэффициенты каждого из щитков равны

$$\Delta c_{xi} = \Delta c_{Fi} \sin\beta; \quad \Delta c_{yi} = -\Delta c_{Fi} \cos\beta \cos\gamma,$$

а координата центра давления

$$\overline{y}_{цдi} = \frac{y_{цдi}}{l + l'} = \frac{\Delta m_{zi}}{\Delta c_{Fi}}.$$

Действующий в плоскости угла атаки коэффициент момента от щитка относительно носка зонда определяется выражением

$$\Delta m_{zi} = \frac{-\Delta c_{yi}(l + l' \cos\beta) + \Delta c_{xi}(y_{цдi} \sin\beta + r)\cos\gamma_i}{l + l'}.$$

Суммируя полученные соотношения для всех щитков, получаем аэродинамические коэффициенты тормозного устройства $c_{x\text{щ}} = \sum_{i=1}^{N} \Delta c_{xi}$; $c_{y\text{щ}} = \sum_{i=1}^{N} \Delta c_{yi}$; $m_{z\text{щ}} = \sum_{i=1}^{N} \Delta m_{zi}$.

Предложенная методика расчета аэродинамических характеристик зондов со щитками дает приемлемое согласование с экспериментальными данными в диапазоне чисел $M_\infty = 2 \ldots 6$ и углах атаки $\alpha \leq 10^\circ$. Если $\alpha > 10^\circ$, то вычисление параметров обтекания ЛА проводят с использованием метода Ньютона.

Глава 6

СТРУЙНЫЕ ОРГАНЫ УПРАВЛЕНИЯ ПАРАМЕТРАМИ ОБТЕКАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ СПУСКАЕМЫХ АППАРАТОВ И РАКЕТНЫХ БЛОКОВ

В зависимости от конструктивных особенностей СА и ракетных блоков (РБ), а также траекторий их полета возможно использование различных способов струйного управления аэродинамическими характеристиками с применением одного (например, с центральным, периферийным соплом) или нескольких двигателей, работающих в режимах симметричного истечения рабочего вещества или разнотягового функционирования. При любом варианте истечения струй и взаимодействия с набегающим потоком образуется сложная пространственная картина течения, приводящая к изменению распределения давления по поверхности СА, а следовательно, и его аэродинамических коэффициентов. Таким образом, при определенной совокупности условий могут возникнуть недопустимые в полете неустойчивые процессы обтекания, приводящие к торможению или ускорению ЛА, возникновению ударных нагрузок и скачкообразному изменению аэродинамических характеристик.

В настоящей главе рассмотрены физические и математические модели взаимодействия сверхзвуковых центральных, периферийных и блочных струй, инжектируемых с лобовой поверхности СА, приведены основные зависимости и соотношения, необходимые для алгоритмов расчета аэродинамических характеристик и создания банка вычислительных программ.

6.1. Взаимодействие центральной моноструи со встречным потоком

Струя газа, вдуваемого во встречный сверхзвуковой поток из сопла, расположенного как в окрестности критической точки, так и на периферийной части лобовой поверхности ЛА, является эффективным средством управления его сопротивлением.

6.1.1. Торможение СА вдувом центральной встречной струи

Возможные структуры взаимодействия центральных встречных струй со сверхзвуковым потоком подробно были рассмотрены в 2.8. Инжектируемая струя выполняет роль «газодинамической» иглы. Вследствие образования зон отрыва вблизи сопла уменьшается давление на лобовой поверхности СА, что приводит к снижению коэффициента продольной силы c_x (без учета тяги струи). На рис. 6.1.1 показаны зависимости c_x от n (где $n = p_j/p_\infty$), полученные по результатам дренажных испытаний для сферических обтекателей ($\overline{R}_{сф} = \overline{R}_3 = R_3/r_j$) при $\alpha = 0$. Коэффициент нерасчетности n регулировали путем изменения давления вдуваемой струи. Инжекцию газа (воздуха) осуществляли через звуковые сопла ($M_j = 1$), для которых изменяли радиус критического сечения r_j.

Коэффициент c_x уменьшается с увеличением n. Степень этого уменьшения, определяемая величиной $\overline{c}_x = c_x/c_{x0}$ — отношением коэффициента продольной силы при вдуве c_x к аналогичному коэффициенту без вдува c_{x0}, — зависит от числа M_∞ и радиуса сопла инжекции. Чем больше размер сопла, тем большую площадь занимает область отрывного течения и значительней изменение коэффициента продольной силы. С увеличением числа M_∞ размеры зоны отрыва на лобовой поверхности СА уменьшаются и значение c_x возрастает.

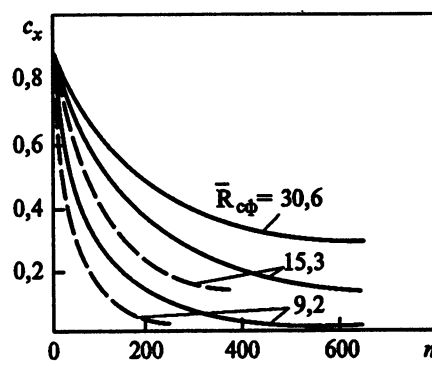


Рис. 6.1.1. Изменение коэффициента продольной силы сферической лобовой части СА при M_∞, равном 5,1 (сплошные линии) и 3,0 (штриховые линии)

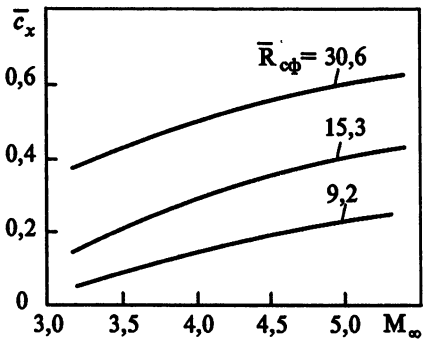


Рис. 6.1.2. Зависимость относительного коэффициента c_x от числа M_∞ ($M_j = 1$)

Это подтверждают экспериментальные данные весовых испытаний при постоянной интенсивности вдува, соответствующей $n = 240$ (рис. 6.1.2).

При оценке эффективности воздействия струи как средства управления сопротивлением СА необходимо учитывать реактивную силу, обусловленную истечением газа из сопла и направленную в сторону, обратную движению аппарата. В соответствии с этим наличие струи способствует росту его сопротивления. Так как сопротивление лобовой поверхности СА при увеличении степени нерасчетности в струе уменьшается, а реактивная сила, пропорциональная расходу газа через сопло, увеличивается, то существует оптимальный режим работы сопла, обеспечивающий наименьшее сопротивление. На рис. 6.1.3 представлена зависимость полного коэффициента продольной силы $c_{x\Sigma} = c_x + c_p$, учитывающего составляющие от перераспределения давления при вдуве вследствие аэродинамической интерференции на лобовой поверхности СА (c_x) и тяги струи $c_P = P/(q_\infty S)$. Видно, что значения $c_{x\Sigma}$ имеют минимумы, зависящие от M_∞ и $\overline{R}_{сф}$, и соответствующие некоторым критическим значениям коэффициента нерасчетности $n_{кр}$. Уменьшение радиуса критического сечения сопла (или увеличение $\overline{R}_{сф}$) приводит к возрастанию $n_{кр}$. Это связано с тем, что с уменьшением r_j давление в струе, при котором область отрыва распространяется на всю лобовую поверхность СА, возрастает. При этом коэффициент c_x достигает минимального значения.

Увеличение n свыше $n_{кр}$ приводит к взаимной компенсации сил, обусловленных эффектами интерференции и тягой, что вызывает рост $c_{x\Sigma}$.

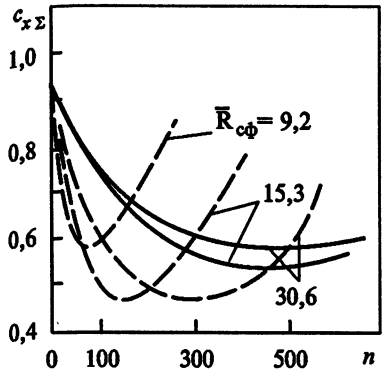


Рис. 6.1.3. Зависимость $c_{x\Sigma}$ от n при M_∞, равном 5,1 (сплошные линии) и 3,0 (штриховые линии)

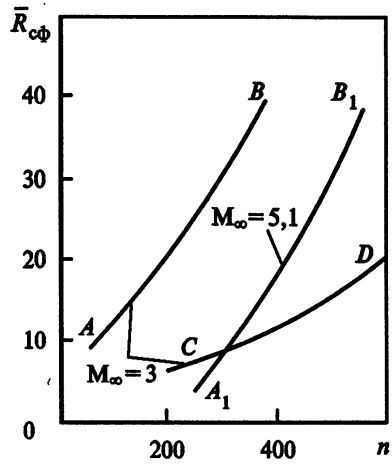


Рис. 6.1.4. Графики для определения предельных значений $\overline{R}_{сф}$ и n

Значения $\overline{R}_{сф}$ и n, при которых вдувом газа навстречу потоку из сферической поверхности снижается полный коэффициент продольной силы, можно определить, воспользовавшись графиком на рис. 6.1.4. Минимальным значениям $c_{x\Sigma}$ соответствуют значения параметров $\overline{R}_{сф}$ и n, принадлежащие кривым AB или $A'B'$. Кривая CD отражает условие, при котором $c_{x\Sigma} = c_{x0}$. Если $\overline{R}_{сф}$ и n таковы, что они координируют точку ниже кривой CD, то вдув встречной струи приводит к превышению $c_{x\Sigma}$ относительно c_{x0}.

На рис. 6.1.5 показано изменение полного коэффициента $c_{x\Sigma}$ СА сегментно-сферической формы ($\overline{R}_{мид} = R_{мид}/r_j = 39$; $\overline{R}_з = 85$) в зависимости от коэффициента тяги. Точками обозначены данные экспериментов ($M_j = 1$). Здесь же сплошными линиями приведены результаты вычислений $c_{x\Sigma}$ по методике, приведенной в 6.1.2, и зависимость $c_{x\Sigma} = c_P$, иллюстрирующая вдув струи в вакуум. Видно, что уменьшение полного коэффициента $c_{x\Sigma}$ происходит в диапазоне $0 \le c_P \le 1$. При этих значениях c_P существенное влияние на аэродинамические характеристики оказывают интерференционые эффекты. Если

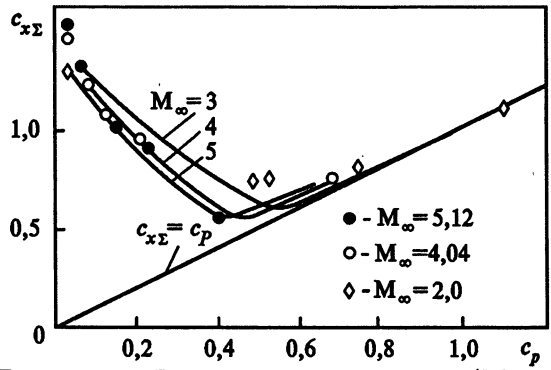


Рис. 6.1.5. Зависимость $c_{x\Sigma}$ от c_P ($M_j = 1$): сплошные линии – расчет; точки – эксперимент

$c_P > 1$, то график изменения $c_{x\Sigma}$ совпадает с $c_{x\Sigma} = c_P$. Поэтому в расчетах составляющей аэродинамического коэффициента продольной силы, обусловленной давлением на лобовой поверхности СА, можно пренебречь.

В результате обобщения экспериментальных исследований была получена следующая зависимость $M_\infty = 2 \ldots 5,12$ ($\alpha = 0$):

$$c_{x\Sigma} = \begin{cases} c_{x0}[0,667(c_{x0}c_P)^2 - 1,103c_{x0}c_P + 1] \text{ при } c_P < 1; \\ c_P \text{ при } c_P \geq 1. \end{cases}$$

При вдуве центральной встречной струи на структуру обтекания лобовой части СА оказывает влияние угол атаки. Вследствие косой обдувки ось инжектируемой струи искривляется, что приводит к перераспределению давления по лобовой поверхности СА. Зона с пониженным давлением p_d вблизи струи сносится по направлению течения на подветренную поверхность СА. Такое несимметричное перераспределение давления, вызываемое струей, приводит к появлению нормальной силы. При этом уменьшается проекция площади с отрицательным избыточным давлением на плоскость, перпендикулярную оси симметрии СА, что вызывает некоторое увеличение его лобового сопротивления по сравнению со случаем симметричного центрального вдува ($\alpha = 0$). Эффект уменьшения сопротивления с возрастанием α постепенно падает.

С достаточной для инженерной практики степенью точности зависимость $c_x(\alpha)$ в условиях моноструйной инжекции может быть представлена так:

$$c_x = c_{x0} + 0,00133\alpha.$$

6.1.2. Расчет аэродинамических характеристик лобового обтекателя СА при вдуве центральной встречной струи в сверхзвуковой поток

Рассмотрим случай, когда истечение из сопла происходит в режиме недорасширения, а интенсивность струи превышает некоторое критическое значение, при котором структура обтекания устойчива.

В соответствии с картинами обтекания (рис. 6.1.6, *а, б*) представим упрощенную схему потока около затупленного тела вращения (рис. 6.1.6, *в*), на основе которой рассчитаем параметры течения, включая давление на лобовой поверхности СА.

В этой схеме приняты допущения, в соответствии с которыми ударная волна *2* в струе имеет форму плоского диска, а контактная поверхность представляет собой конус *4*, имеющий сферическое затупление *3*. Газ под давлением p_{0j} подается из сопла, выходное отверстие которого имеет диаметр d_j. Струя, расширяясь, приобретает бочкообразную форму *1*, как это показано на рис. 6.1.6, *в*. Ее длина на участке от среза сопла до прямого скачка составляет l_c. На участке между лобовой контактной поверхностью и ударной волной диаметром d_c газ разворачивается и вытекает через кольцевое сечение шириной δ. Течение в направлении касательной к поверхности принимаем равномерным. Далее газ ускоряется и движется вдоль конической поверхности *4*, имеющей угол наклона α, достигая лобовой части СА, где он испытывает дополнительный поворот на угол ε.

Если присоединение струйного потока происходит вне лобовой поверхности СА, то можно считать, что на нее действует давление, близкое к давлению p_∞ в набегающем потоке. Экспериментально установлено, что равенство давлений

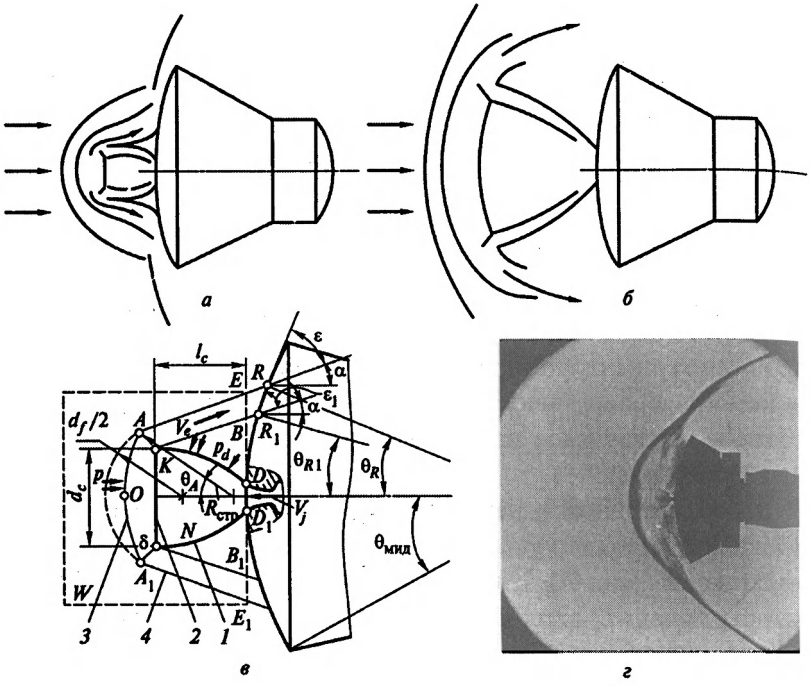


Рис. 6.1.6. Структуры течения (*а, б*) , схема (*в*) и теневая фотография (*г*) взаимодействия недорасширенной струи со сверхзвуковым потоком

на обтекаемой поверхности и набегающем потоке достигается при коэффициентах тяги $c_P \geq 1$.

Для вычисления параметров потока в возмущенной области воспользуемся интегральным подходом, предусматривающим применение энтропийного и численного методов. Рассмотрим контрольный объем W, ограниченный поверхностью раздела $EAOA_1E_1$ и плоскостью EE_1, в которой находится выходное сечение сопла DD_1. Считая процесс истечения из сопла навстречу потоку стационарным и пренебрегая массовыми силами, запишем уравнения сохранения массы и количества движения:

$$\rho_j V_j S_j = \int\int_{S_{\text{EBB}_1E_1}} \rho_e V_e \cos\alpha \, dS = \dot{m}_j;$$

$$\dot{m}_j V_j + \dot{m}_j V_e \cos\alpha = \tag{6.1.1}$$

$$= \iint_S p \, dS - p_d S_{AA_1} - S_j'(p_j - p_d),$$

где ρ_j, V_j — плотность и скорость инжектируемой струи; $S_{EBB_1E_1}$ — площадь кольца, через которое из контрольного объема уходит газ плотностью ρ_e со средней скоростью V_e; $S_j = \frac{\pi d_j^2}{4}$; $S = \pi(R_{\text{стр}}\sin\theta)^2$; $S_{AA_1} = \frac{\pi(d_c + 2\delta\cos\alpha)^2}{4}$; p — текущее давление, определяемое по формуле Ньютона:

$$p = p'_{0\infty}\cos^2\theta + p_\infty \sin^2\theta. \tag{6.1.2}$$

После преобразований получаем

$$\dot{m}_j V_j + \dot{m}_j V_e \cos\alpha =$$

$$= 0,5\pi R_{\text{стр}}^2 [p'_{0\infty}(1 - \cos^4\theta_A) + p_\infty \sin^4\theta_A] - \tag{6.1.3}$$

$$- p_d \frac{\pi(d_c + 2\delta\cos\alpha)^2}{4} - \frac{\pi d_j^2}{4}(p_j - p_d),$$

где p_d — давление на лобовой поверхности СА около сопла инжекции.

Угол наклона конической поверхности при условии, что $p/p'_{0\infty} = p_d/p'_{0\infty}$, определяется зависимостью

$$\alpha = \sqrt{\left(1 - \frac{p_d}{p'_{0\infty}}\right) \Big/ \left(1 - \frac{p_\infty}{p'_{0\infty}}\right)}. \tag{6.1.4}$$

Считаем, что радиус $R_{\text{стр}}$ сферического затупления *3* контактной поверхности несколько больше радиуса сферы $d_f/2$, плавно сопряженной с конической частью поверхности раздела *4* (см. рис. 6.1.6, *в*):

$$R_{\text{стр}} = \frac{f d_f}{2}, \tag{6.1.5}$$

где $f > 1$ — коэффициент пропорциональности, зависящий от M_∞, M_j. На основании результатов экспериментов принимаем $f = 1,5$.

Для определения значения центрального угла θ_A воспользуемся соотношением

$$\sin\theta_A = \frac{D_{AA_1}}{2R_{\text{стр}}} = \frac{d_c + 2\delta\cos\alpha}{fd_f}. \tag{6.1.6}$$

Диаметр сферы d_f находим по формуле

$$\frac{d_f}{2} = \frac{d_c}{2\cos\alpha} + \delta. \tag{6.1.7}$$

Подставляя (6.1.7) в (6.1.6), получаем

$$\theta_A = \arcsin(f^{-1}\cos\alpha). \tag{6.1.8}$$

Установлено, что за «диском» Маха KN (см. рис. 6.1.6, *в*) в недорасширенной струе устанавливается давление, равное давлению торможения невозмущенного потока с учетом потерь в прямом скачке уплотнения, т. е. $p'_{0\infty}$. Тогда для расчета осредненного числа Маха в кольцевом сечении EBB_1E_1 можно применить зависимость

$$M_e = \frac{V_e}{a_e} = \frac{V_e}{\sqrt{k_j R_j T_{0j}}\left(\dfrac{p_d}{p'_{0\infty}}\right)^{\frac{k_j-1}{2k_j}}}. \tag{6.1.9}$$

Ширину δ кольцевого коридора находим из уравнения расхода, считая, что через него в единицу времени истекает масса газа, равная расходу инжектируемого вещества через сопло:

$$\dot{m}_j = \dot{m}_\delta.$$

При условии, что $T_{0j} = T_{0\delta}$, имеем

$$p_{0j}S_j q(M_j) = p'_{0\infty}S_\delta q(M_\delta), \tag{6.1.10}$$

где $q(M) = M\left[\dfrac{2}{k_j+1} + \dfrac{k_j-1}{k_j+1}M^2\right]^{-\frac{k_j+1}{2(k_j-1)}}$ — газодинамическая функция; $S_\delta = \pi\delta(d_c + \delta\cos\alpha)$ (см. рис. 6.1.6, *в*); M_δ — число Маха струи в сечении δ.

После преобразований (6.1.10) получаем квадратное уравнение относительно $\overline{\delta} = \delta/d_j$:

$$4p'_{0\infty}\cos\alpha q(\mathrm{M}_\delta)\overline{\delta}^2 + 4p'_{0\infty}\overline{d}_c q(\mathrm{M}_\delta)\overline{\delta} - p_{0j}q(\mathrm{M}_j) = 0, \quad (6.1.11)$$

в котором неизвестными являются $\overline{\delta}$ и M_δ.

Число M_δ определяем из газодинамической функции:

$$\mathrm{M}_\delta = \left\{ \frac{2}{k_j - 1}\left[\left(\frac{p'_{0\infty}}{p_\delta}\right)^{\frac{k_j-1}{k_j}} - 1\right]\right\}^{0,5}. \quad (6.1.12)$$

Здесь p_δ — некоторое среднее давление в сечении δ,

$$p_\delta = \frac{(p_A + p_K)}{2}; \quad (6.1.13)$$

p_A — статическое давление в точке A,

$$p_A = p'_{0\infty}\cos^2\theta_A + p_\infty \sin^2\theta_A. \quad (6.1.14)$$

p_K — статическое давление за «диском» Маха, определяемое из следующих соотношений:

$$p_K = p_{0j}\left[1 + 0,5(\mathrm{k}_j - 1)\mathrm{M}^2\right]^{-\frac{k_j}{k_j-1}}\left(\frac{2k_j}{k_j+1}\mathrm{M}^2 - \frac{k_j-1}{k_j+1}\right);$$

$$\frac{p'_{0\infty}}{p_{0j}} = \left(1 + \frac{k_j-1}{2}\mathrm{M}^2\right)^{-\frac{k_j}{k_j-1}} \times \quad (6.1.15)$$

$$\times \left(\frac{2k_j}{k_j+1}\mathrm{M}^2 - \frac{k_j-1}{k_j+1}\right)^{-\frac{1}{k_j-1}}\left(\frac{k_j+1}{2}\mathrm{M}^2\right)^{\frac{k_j}{k_j-1}}.$$

Для расчета параметров течения в отрывной зоне воспользуемся энтропийным методом (см. 2.7). Принимаем гипотезу плоских сечений. Считая, что на формирование давления в области DKB (см. рис. 6.1.6, *в*) влияет струйное течение, для области отрывного течения имеем

$$\tilde{\Pi}_2 = \frac{72\rho_e V_e æ k_j c_{Vj}\mathrm{Cr}_e^2 \Delta L}{\dot{m}} \int_0^1 \frac{\eta^2(1-\eta)^2 d\eta}{1 - \mathrm{Cr}_e^2[1 - f(\eta)]^2}, \quad (6.1.16)$$

где $\rho_e = \dfrac{p_d[1+0,5(k_j-1)\mathrm{M}_e^2]}{R_j T_{0j}}$; $\mathrm{Cr}_e = \left[1+\dfrac{2}{(k_j-1)\mathrm{M}_e^2}\right]^{-0,5}$;

$\Delta L = \dfrac{l_c}{\cos\alpha}$; $\dot{m} = \dfrac{\dot{m}_j\delta}{S_\delta} = \dfrac{\dot{m}_j}{\pi(d_c+\delta\cos\alpha)}$, а для области присоединения

$$\tilde{\Pi}_3 = c_{Vj}\left\{\ln\frac{p_{RC}}{p_d} - k_j\ln\left[\frac{(k_j-1)+\dfrac{(k_j+1)p_{RC}}{p_d}}{(k_j+1)+\dfrac{(k_j-1)p_{RC}}{p_d}}\right]\right\}, \quad (6.1.17)$$

где $\dfrac{p_{RC}}{p_d} = \dfrac{p''_{0j}}{p_d}\cos^2(\alpha+\theta_{RC}) + \sin^2(\alpha+\theta_{RC})$; $p''_{0j} =$

$$= p'_{0j}\left[\frac{2k_j}{k_j+1}\mathrm{M}_e^2 - \frac{k_j-1}{k_j+1}\right]^{-\frac{1}{k_j-1}}\left\{\frac{k_j-1}{k_j+1}+\frac{2}{(k_j+1)\mathrm{M}_e^2}\right\}^{-\frac{k_j}{k_j-1}};$$

$\theta_{RC} = \dfrac{(\theta_R+\theta_{R1})}{2}$.

Углы θ_R и θ_{R1} соответственно равны

$$\theta_R = \frac{\pi}{2} - \alpha - \varepsilon; \quad \theta_{R_1} = \frac{\pi}{2} - \alpha - \varepsilon_1. \quad (6.1.18)$$

Углы ε и ε_1 между конической поверхностью раздела и касательной в точках R и R_1 лобового обтекателя определяются соотношениями

$$\varepsilon = \arccos\left[\frac{\{2(\bar{l}_c-\bar{x})+\bar{R}_3\}\sin\alpha+\bar{d}_f}{\bar{R}_3}\right]; \quad (6.1.19)$$

$$\varepsilon_1 = \arccos\left[\frac{(2\bar{l}_c+\bar{R}_3)\sin\alpha+\bar{d}_c\cos\alpha}{\bar{R}_3}\right], \quad (6.1.20)$$

где $\bar{l}_c = l_c/d_j$; $\bar{x} = x/d_j$; $\bar{R}_3 = R_3/r_j$; r_j — радиус сопла; $\bar{d}_f = d_f/d_j$; $\bar{d}_c = d_c/d_j$.

Расстояние $\bar{x}$ от «диска» Маха *2* до центра сферической поверхности, плавно сопряженной с конической поверхностью (см. рис. 6.1.6, *в*), находим по формуле

$$\bar{x} = x/d_j = 0,5\sqrt{(\bar{d}_f-2\bar{\delta})^2-\bar{d}_c^2}, \quad (6.1.21)$$

где $\bar{\delta} = \delta/d_j$.

Параметры $\bar{l}_c$ и $\bar{d}_c$, определяющие положение и размеры «диска» Маха в струе, вычисляем численным методом, а для струй с большим коэффициентом нерасчетности — по эмпирическим зависимостям (см.2.8).

Соотношения (6.1.16) и (6.1.17) позволяют рассчитать суммарное производство энтропии $\bar{\Pi}_\Sigma = \bar{\Pi}_2 + \bar{\Pi}_3$ и найти давление в отрывной зоне из условия минимума $\bar{\Pi}_\Sigma$.

Таким образом, используя зависимости (6.1.1)—(6.1.21), можно вычислить параметры струи и потока в области присоединения, а также аэродинамические характеристики лобового обтекателя. Например, коэффициент продольной силы лобового обтекателя (без учета тяги) для модели, представленной на рис. 6.1.6, *а*, определяется по зависимости

$$c_x = \Delta c_{x1} + \Delta c_{x2} + \Delta c_{x3} + 0,0133\alpha.$$

Здесь

$$\Delta c_{x1} = \frac{p_d - p_\infty}{q_\infty}\left(\frac{\overline{R}_з^2}{\overline{R}_{мид}^2}\sin^2\theta_{R1} - \frac{1}{\overline{R}_{мид}^2}\right)$$

— коэффициент продольной силы части лобового обтекателя, ограниченной зоной отрывного течения; $\overline{R}_{мид} = \frac{R_{мид}}{r_j}$ — относительный радиус миделя СА (лобовой части обтекателя);

$$\Delta c_{x2} = \frac{p_{ср} - p_\infty}{q_\infty}(y_2 - y_3)\frac{\overline{R}_з^2}{\overline{R}_{мид}^2}$$

— коэффициент продольной силы, обусловленной перераспределением давления в области присоединения струйного потока к лобовому обтекателю; $p_{ср} = \frac{2p'_{0\infty} + p_d}{3}$ — осредненное давление в области присоединения; $y_2 = \sin^2\theta_R - 0,5\sin^4\theta_R$; $y_3 = \sin^2\theta_{R1} - 0,5\sin^4\theta_{R1}$;

$$\Delta c_{x3} = \frac{p'_{0\infty} - p_\infty}{q_\infty}(y_1 - y_2)\frac{\overline{R}_з^2}{\overline{R}_{мид}^2}$$

— коэффициент продольной силы оставшейся части обтекателя, на которую воздействует внешний поток; $y_1 = \sin^2\theta_{мид} - 0,5\sin^4\theta_{мид}$; $\theta_{мид} = \arcsin(R_з/R_{мид})$.

Результаты расчета по предложенному алгоритму представлены на рис. 6.1.5.

6.2. Влияние несимметричной инжекции встречной струи на аэродинамические характеристики СА с сегментно-сферической формой лобовой поверхности

Одновременное управление продольной и нормальной силами, воздействующими на СА, возможно при несимметричном вдуве встречной струи, когда сопло инжекции несколько удалено от продольной оси аппарата. В этом случае структура встречной струи остается примерно такой же, как и центральной. Однако из-за несимметричности обтекания происходит дополнительная деформация струи, приводящая к искривлению ее оси, изменению условия присоединения и течения в циркуляционной зоне. Это, в свою очередь, оказывает непосредственное воздействие на перераспределение давления по лобовой поверхности СА, из головной части которого осуществляется инжекция струи.

6.2.1. Управление параметрами обтекания вдувом низконапорной периферийной струи. Структуры обтекания

При несимметричной инжекции газа с боковой поверхности СА навстречу набегающему потоку на струю воздействует местный поток с поперечной составляющей скорости, направление которой определяется формой обтекающей поверхности.

Если струя не оказывает влияния на формирование основного головного скачка уплотнения перед обтекаемым телом (глубина проникновения струи меньше отхода S_0 головного скачка уплотнения), то в зависимости от значения скорости невозмущенного потока можно различать структуры обтекания с дозвуковым и сверхзвуковым отрывом. В первом случае инжектируемая струя истекает в область с преимущественно дозвуковыми скоростями, во втором — взаимодействует со сверхзвуковым потоком, при этом на лобовой поверхности СА возникает пространственный отрыв потока, приводящий к перераспределению давлений. Структуры течения с изменением угла атаки могут трансформироваться.

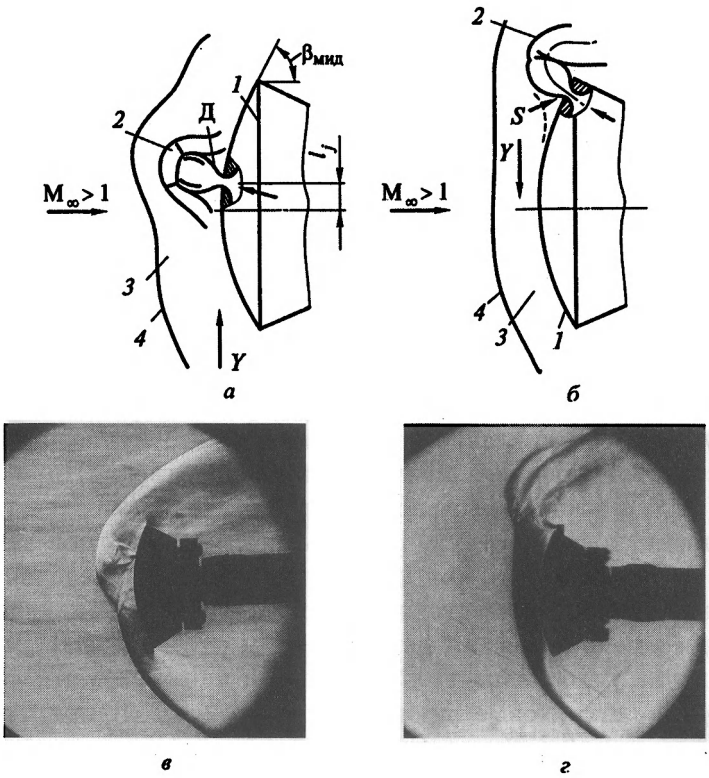


Рис. 6.2.1. Структуры обтекания (*а*, *б*) и теневые фотографии (*в*, *г*) при несимметричном вдуве встречной струи

При обтекании СА сегментно-сферической формы перед лобовой поверхностью *1* образуется ударная волна *4*, за которой в области *3* набегающий поток тормозится до дозвуковых скоростей (рис. 6.2.1).

Несимметрично инжектируемая встречная струя *2* вносит возмущения в поток перед лобовым обтекателем, при этом перераспределяется давление по поверхности СА и искривляется головная ударная волна. При достаточно близком расположении сопла к продольной оси симметрии СА и малых углах атаки структура обтекания (рис. 6.2.1, *а*) практически такая

же, как при симметричном вдуве. Для условий периферийного вдува (см. рис. 6.2.1, *б*) струя искривляется под воздействием части основного потока, обтекающего лобовой обтекатель за скачком уплотнения *4*. Нарушается симметричность ее присоединения к поверхности СА. Застойная зона около струи становится открытой, т. е. образуется структура обтекания, характерная для трехмерного отрыва.

На существование той или иной структуры обтекания первостепенное влияние оказывают параметры инжекции, угол атаки (или угол встречи потоков) и местоположение вдува. На рис. 6.2.2, *а—в* показано влияние на структуру обтекания интенсивности вдува $J_{p0} = p_{0j}/p'_{0\infty}$ (здесь p_{0j} — давление в струе, $p'_{0\infty}$ — давление торможения в невозмущенном потоке с учетом потерь в прямом скачке уплотнения) при нулевом угле атаки. С возрастанием J_{p0} увеличиваются глубина проникновения струи, размеры возмущенных зон течения и т. д. Замечено, что при достаточно высоких интенсивностях вдува появляется неустойчивая структура обтекания, приводящая к периодическим перемещениям (пульсациям) головного скачка уплотнения в области перед инжектируемым потоком (см. штриховые линии на рис. 6.2.2, *в*). Например, для условий периферийного ($l_j = R_{\text{мид}}$) вдува воздушной струи ($k = 1{,}4$) через звуковое сопло с относительным диаметром $\overline{d} = d_j/(2R_{\text{мид}}) = 0{,}0256$ в сверхзвуковой поток ($M_\infty = 4{,}0$, $\alpha = 0$) неустойчивая структура возникает в случае, когда $J_{p0} > 100$.

При обтекании СА с сегментно-сферической формой поверхности, если углы атаки не превосходят нескольких градусов, на лобовой поверхности, как правило, скорость течения перед струей не достигает звуковой и процесс взаимодействия потоков подчиняется закономерностям дозвуковых отрывных течений.

Изменение угла атаки приводит к разгону или торможению потока на лобовой поверхности СА перед струей. Схема структур обтеканий для отрицательного, нулевого и положительного углов атаки представлены на рис. 6.2.2, *г—д* соответственно. Если угол $\alpha < 0$, то струя вдувается в область с повышенным по сравнению со случаем $\alpha = 0$ давлением, что уменьшает степень влияния ее на набегающий поток. При $\alpha > 0$

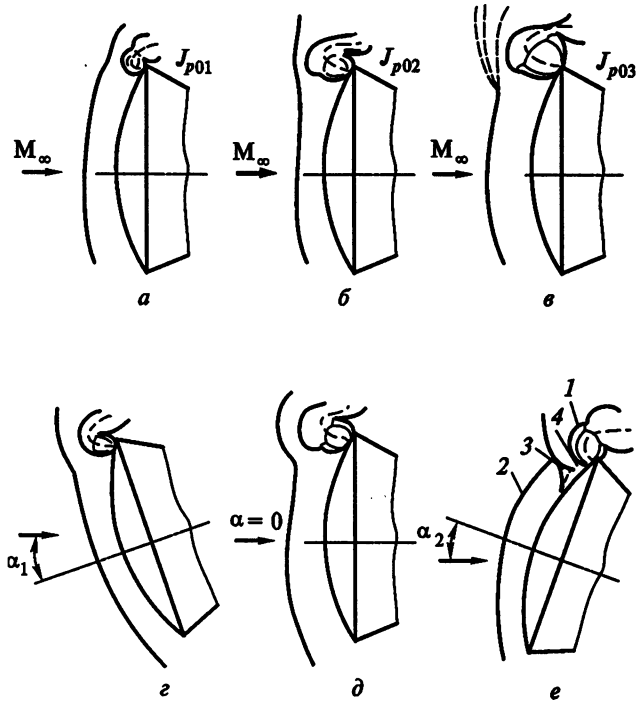
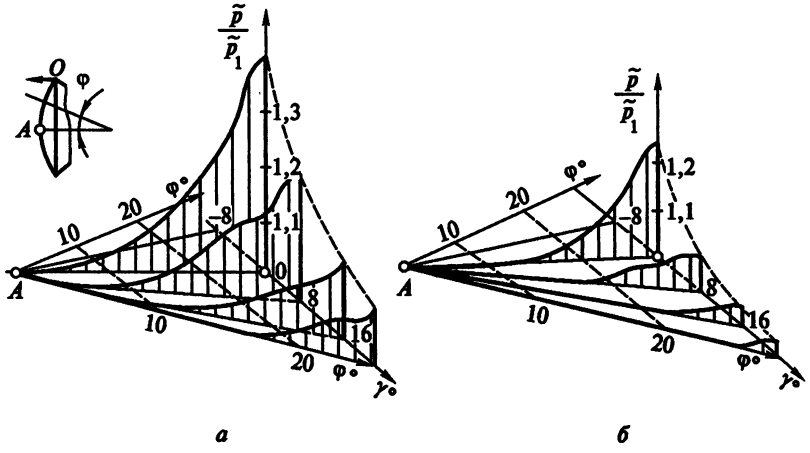


Рис. 6.2.2. Структуры обтекания при изменении интенсивности вдува J_{p0} (а – в) и угла атаки α (г–е):
а–в – $J_{p01} < J_{p02} < J_{p03}$, $\alpha = 0$; *г–е* – $\alpha_1 > \alpha_2$, $J_{p0} = \text{const}$

образуется структура обтекания, характерная для сверхзвукового взаимодействия (см. рис. 6.2.2, *е*). В этом случае перед струей *1* возникает локальный отрыв потока *4* с образованием λ-образного скачка уплотнения *3*, который, в свою очередь, воздействует на головной скачок *2*, образуя сложную конфигурацию.

Графики распределения статического давления в возмущенных областях течения по лобовой поверхности СА перед встречной несимметрично инжектируемой струей показаны на рис. 6.2.3. Здесь $\tilde{p} = p/p_\infty$; $\tilde{p}_1 = p_1/p_\infty$; p — давление при наличии вдува; p_1 — статическое давление на лобовой поверхно-



а *б*

Рис. 6.2.3. Распределение статического давления в области возмущенного течения перед струей при α, равном 6° (*а*) и −6° (*б*) ($M_\infty = 3{,}4$; $M_j = 1$; $p_{0j} = 39 \cdot 10^5$ Па)

сти СА при отсутствии вдува; γ, φ — углы, координирующие точку на лобовой поверхности СА.

Вдув периферийных струй при условии малой деформации головного скачка уплотнения приводит к повышению давления на лобовом обтекателе. С ростом интенсивности вдува увеличиваются размеры отрывной зоны. Такой же эффект наблюдается с увеличением угла атаки. Как показали эксперименты, рост числа M_∞ вызывает уменьшение геометрических параметров зоны повышенного давления.

На рис. 6.2.4, *а* приведены зависимости полных аэродинамичесих коэффициентов $c_{x\Sigma}(\alpha)$, $c_{y\Sigma}(\alpha)$ моделей СА с сегментно-сферической формой поверхности при несимметричном вдуве встречной звуковой струи в поток. Коэффициенты $c_{x\Sigma}$ и $c_{y\Sigma}$ учитывают все составляющие аэродинамической силы от перераспределения давления вследствие интерференции струй с потоком, от донного давления и тягу. Здесь же для сравнения приведены зависимости аэродинамических коэффициентов для таких же тел с инжекцией центральной встречной струи и при отсутствии вдува.

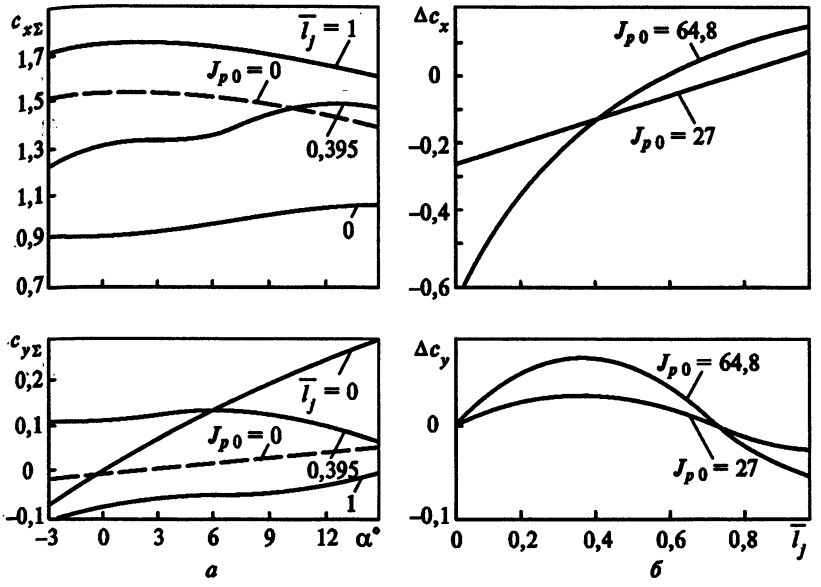


Рис. 6.2.4. Зависимости $c_{x\Sigma}$, $c_{y\Sigma}$ от угла атаки при $J_{p0} = 102$ (*а*) и Δc_x, Δc_y от местоположения сопла вдува при $\alpha = 0$ (*б*) ($\overline{R}_3 = 2{,}18$, $\beta_{\text{инд}} = 60°$)

На значения коэффициентов $c_{x\Sigma}$, $c_{y\Sigma}$ существенно влияет местоположение сопла инжекции. Так как все приведенные зависимости получены при одинаковой интенсивности вдува $J_{p0} = 102$, то видно влияние расстояния от сопла вдува струи до оси симметрии СА (чем оно меньше, тем больше отличается коэффициент $c_{x\Sigma}$ от соответствующего значения при отсутствии вдува). Оказалось, что при периферийном вдуве коэффициента $c_{x\Sigma}$ возрастает, т. е. $c_{x\Sigma} > c_{x0}$. При смещении сопла к центру лобовой поверхности СА интерференционное воздействие струи вызывает обратный эффект, т. е. $c_{x\Sigma}$ уменьшается.

Действительно, согласно выявленным структурам течения, струя инжектируемого газа может выполнять роль либо аэродинамической иглы, либо преграды на лобовой поверхности СА. В первом случае вблизи сопла образуется зона пониженного давления (область Д на рис. 6.2.1, *а*).

Из-за этого снижается $c_{x\Sigma}$ и, кроме того, если вдув несимметричный, появляется положительная боковая управляющая сила Y, направленная как показано на рис. 6.2.1, *а*.

С приближением сопла инжекции к периферийной части лобового обтекателя перед струей на поверхности образуется зона повышенного давления (область S на рис. 6.2.1, *б*). В этом случае продольная сила возрастает и создается отрицательная управляющая сила Y, направленная как показано на рис. 6.2.1, *б*.

Рассмотренные эффекты подтверждают зависимости приращений аэродинамических коэффициентов $\Delta c_x = c_{x\Sigma} - c_{x0}$ и $\Delta c_y = c_{y\Sigma} - c_{y0}$ от относительной координаты $\bar{l}_j = l_j/R_{\text{мид}}$ управляющего сопла (рис. 6.2.4, *б*). Действительно, с увеличением $\bar{l}_j$ изменяются знаки составляющих аэродинамических коэффициентов, обусловленных перераспределением давлений и тягой, а значит, значения и направления действия управляющих сил. Кроме того, существуют диапазоны $\bar{l}_j$, в которых и нормальная, и продольная силы достигают максимальных значений. Например, если при обтекании СА с сегментно-сферическим затуплением тела под нулевым углом атаки сопло расположено в вертикальной плоскости и имеет относительную координату $\bar{l}_j = 0{,}35$, то вдувом одиночной встречной струи можно добиться максимальной нормальной управляющей силы, при этом коэффициент продольной силы будет меньше c_{x0}.

Месторасположение сопла инжекции также оказывает влияние на характер зависимостей полных аэродинамических коэффициентов $c_{x\Sigma}$ и $c_{y\Sigma}$ от угла атаки α (см. рис. 6.2.4, *а*). Меньшая зависимость от α проявляется при вдуве периферийных струй, бóльшая — для струй, инжектируемых ближе к оси симметрии СА. Это объясняется различной трансформацией зон отрывных течений, свойственных каждой из рассматриваемых структур обтекания.

Графики изменения аэродинамических коэффициентов $c_{x\Sigma}$ и $c_{y\Sigma}$ СА с сегментно-сферическим затуплением при несимметричной инжекции одиночной струи в зависимости от интенсивности вдува J_{p0} показаны на рис. 6.2.5. Для случаев перифе-

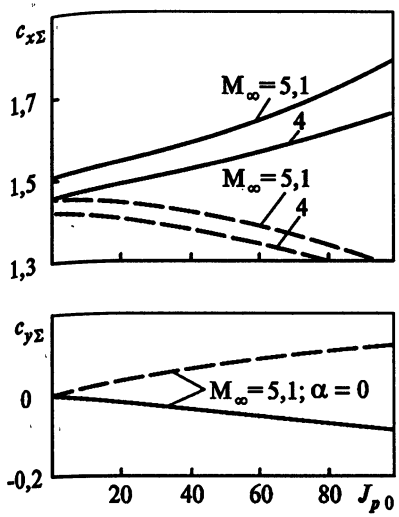


Рис. 6.2.5. Зависимости $c_{x\Sigma}$, $c_{y\Sigma}$ от J_{p0} при $\alpha = 0$ и $\bar{l}_j$, равном 1 (сплошные линии) и 0,395 (штриховые линии)

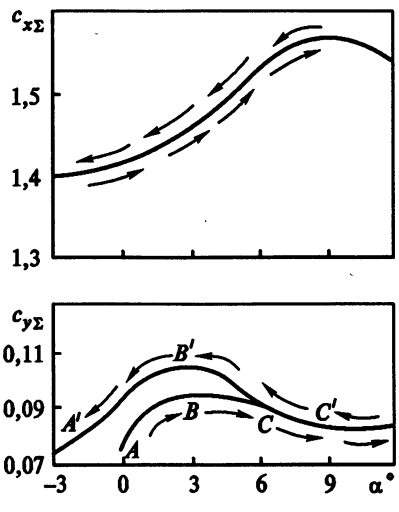


Рис. 6.2.6. Зависимости $c_{x\Sigma}$, $c_{y\Sigma}$ от α ($J_{p0} = 65$, $M_\infty = 5{,}1$, $\bar{l}_j = 0{,}395$)

рийного вдува ($\bar{l}_j = 1$) эти зависимости близки к линейным (сплошные линии на рис. 6.2.5).

Если сопло расположено в некотором промежуточном положении и имеет, например, координату $\bar{l}_j = 0{,}395$, то характер зависимости $c_{x\Sigma}(J_{p0})$ более сложный, что объясняется перестройкой зон отрывных течений вблизи инжектируемой струи.

Следует отметить еще одну закономерность, свойственную взаимодействиям струй с потоками, — это гистерезис аэродинамических характеристик, который может проявиться при изменении (увеличении и уменьшении) угла атаки α (рис. 6.2.6).

В экспериментах угол атаки α изменяли с шагом в 1°. Наиболее существенная неоднозначность характеристик при прямом и обратном изменении α получена для коэффициента $c_{y\Sigma}$. Если угол атаки увеличивали от нулевого значения (точка A на рис. 6.2.6), то изменение $c_{y\Sigma}$ определяется кривой

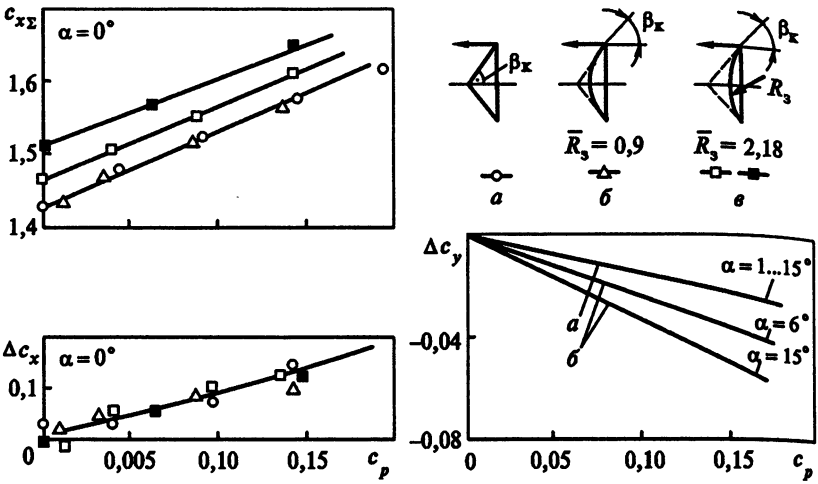


Рис. 6.2.7. Влияние формы лобового обтекателя на аэродинамические характеристики ЛА: светлые точки — при $M_\infty = 4,0$; темные точки — при $M_\infty = 5,1$

ABC. При последующем уменьшении α изменение $c_{y\Sigma}$ подчиняется другой зависимости (кривая $C'B'A'$). Разность соответствующих значений $c_{y\Sigma}$ на этих кривых определяет неоднозначность аэродинамических характеристик СА. Объясняется это различными структурами обтеканий отрывной области на лобовой поверхности СА. В одном случае это две локальные зоны отрыва (около струи и за донным срезом), в другом — область, образованная в результате слияния этих зон.

Коэффициент $c_{x\Sigma}$ менее чувствителен к такой трансформации зон отрыва, поэтому значительного изменения его значений при увеличении и уменьшении α не наблюдается.

Влияние формы лобовой поверхности моделей СА на их аэродинамические коэффициенты иллюстрирует рис. 6.2.7. Для сравнения здесь приведены данные экспериментов по обтеканию СА с конической (угол полураствора конуса при вершине $\beta_к = 60°$) и сегментно-сферической ($\overline{R}_з$ равен 0,90 и 2,18) формами лобовой поверхности при различных углах атаки. Закономерности изменения аэродинамических коэффициентов

одни и те же. С увеличением коэффициента тяги c_P возрастает по абсолютной величине составляющая Δc_y коэффициента нормальной силы. Для тел малого удлинения, имеющих лобовой конический обтекатель (см. рис. 6.2.7, вариант *а*), Δc_y не зависит от угла атаки. Такая закономерность нарушается, если лобовой обтекатель имеет сегментно-сферическую форму с $\overline{R}_з > 0,9$ (см. рис. 6.2.7, варианты *б* и *в*). Составляющая Δc_x, обусловленная инжекцией струи, определяется только интенсивностью вдува (коэффициентом c_P.) Форма лобовой поверхности обтекателя и число M_∞ мало влияют на Δc_x. Полный коэффициент продольной силы $c_{x\Sigma}$ линейно зависит от коэффициента тяги c_P. Чем больше $\overline{R}_з$ или M_∞, тем выше значения $c_{x\Sigma}$.

6.2.2. Расчет интерференционных составляющих аэродинамических коэффициентов от вдува периферийной струи

Рассмотрим случай обтекания СА с сегментно-сферическим затуплением под нулевым углом атаки при такой интенсивности вдува встречной струи, когда зона отрывного течения не достигает критической точки K^* на лобовом обтекателе, а инжектируемый поток незначительно искривляет головной скачок уплотнения перед ним (рис. 6.2.8, *а*). Определение интерференционных составляющих аэродинамических коэффициентов, обусловленных перераспределением давления на лобовом обтекателе, можно провести при известных параметрах невозмущенного потока (M_∞, p_∞, T_∞, k), струи выдуваемого газа (M_j, p_{0j}, T_{0j}, k_j), а также геометрических размерах СА ($d_{мид}$, d_j, $R_з$).

Примем, что форма контрольного объема W вокруг струи, взаимодействующей с внешним потоком, представляет собой полусферу, центр которой лежит в плоскости расположения сопла инжекции и смещен относительно его продольной оси на расстояние Δ (см. рис. 6.2.8, *а, в*).

Вычисление параметров потоков в возмущенных областях проведем для выделенного объема W, ограниченного частью полусферы BSB_1, поверхностью обтекателя BC и плоскостью

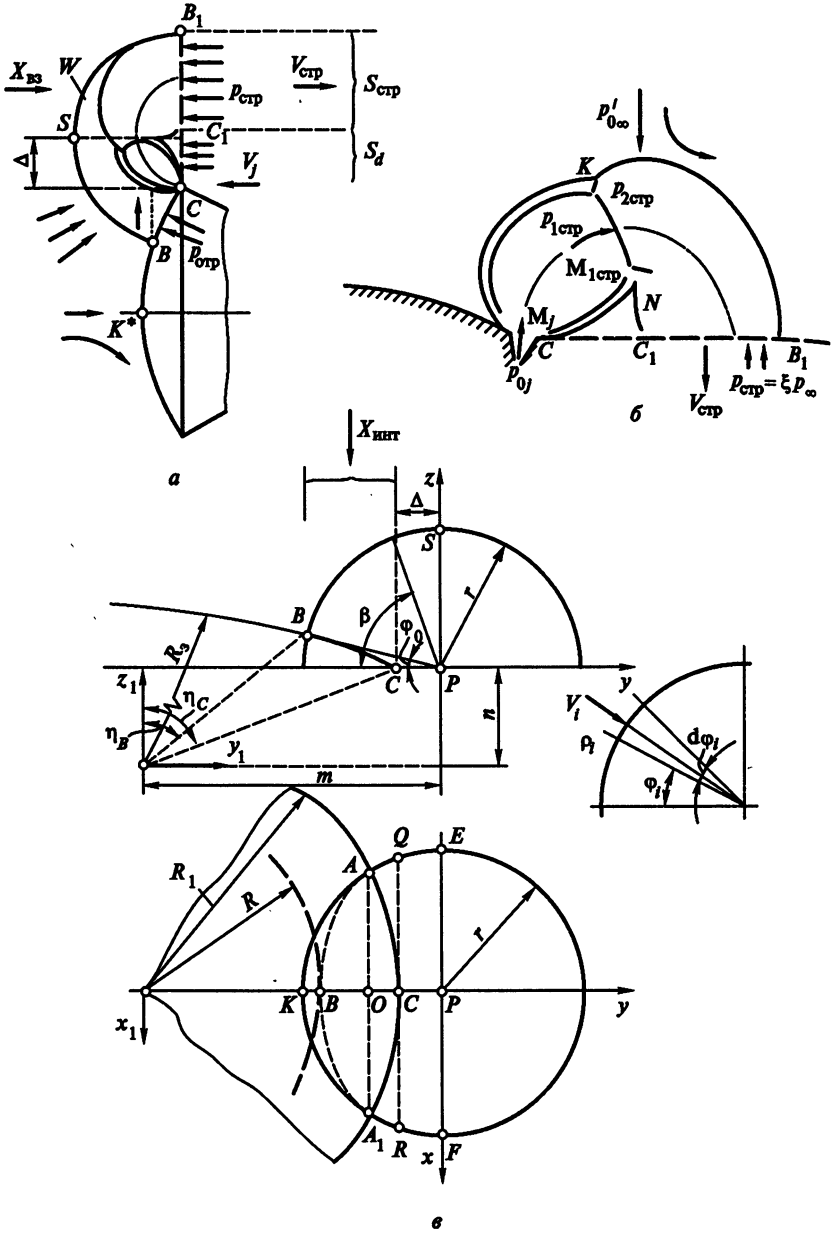


Рис. 6.2.8. Модель взаимодействия периферийной струи со встречным потоком (*а*) и ее элементы (*б*, *в*)

B_1C, в которой находится выходное сечение сопла. Считаем процесс истечения из сопла стационарным; пренебрегаем силами трения и массовыми силами. Уравнения неразрывности, движения и энергии будут иметь вид

$$\begin{gathered}
\iint\limits_{S_j} \rho_j V_j \,\mathrm{d}S = \iint\limits_{S_{\text{стр}}} \rho_{\text{стр}} V_{\text{стр}} \,\mathrm{d}S; \\
\iint\limits_{S_{\text{стр}}} (\rho_{\text{стр}} V_{\text{стр}}^2 + p_{\text{стр}}) \,\mathrm{d}S + \iint\limits_{S_j} (\rho_j V_j^2 + p_j) \,\mathrm{d}S = \\
= X_{\text{вз}} - \iint\limits_{S_{\text{отр}}} p_{\text{отр}} \,\mathrm{d}S - \iint\limits_{S_d} p_d \,\mathrm{d}S; \\
i_j + V_j^2/2 = \text{const}.
\end{gathered} \tag{6.2.1}$$

Здесь p_j, ρ_j, V_j — давление, плотность и скорость струйного газа в выходном сечении сопла, площадь которого S_j; $p_{\text{стр}}$, $\rho_{\text{стр}}$, $V_{\text{стр}}$ — то же в сечении B_1C_1, имеющем площадь $S_{\text{стр}}$; $p_{\text{отр}}$ — давление перед струей в области отрыва, площадь которой $S_{\text{отр}}$; $X_{\text{вз}}$ — аэродинамическая сила, обусловленная воздействием внешнего потока на поверхность BSB_1; S_d — площадь действия давления p_d в сечении B_1C; i_j— энтальпия инжектируемой струи.

Принимаем, что соответствующие плотности и скорости постоянны вдоль интегрируемых поверхностей ($\rho_j = \text{const}$, $\rho_{\text{стр}} = \text{const}$, $V_j = \text{const}$, $V_{\text{стр}} = \text{const}$), а давление в сечении B_1C равно $p_{\text{стр}} = p_d = \xi_1 p_\infty$, где ξ_1 — поправочный коэффициент, значение которого близко единице.

Преобразуем систему уравнений (6.2.1) к следующему виду:

$$\rho_j V_j S_j = \rho_{\text{стр}} V_{\text{стр}} S_{\text{стр}} = \dot{m}_j; \tag{6.2.2}$$

$$\begin{aligned}
&\dot{m}_j (V_{\text{стр}} + V_j) + p_j S_j = \\
&\qquad = X_{\text{вз}} - X_{\text{отр}} - \xi_1 p_\infty (\pi r^2 - S);
\end{aligned} \tag{6.2.3}$$

$$T_{0j} = T_{0\text{стр}}, \tag{6.2.4}$$

где $X_{\text{отр}} = p_{\text{отр}} S_{\text{отр}}$; r — радиус области возмущенного течения (см. рис. 6.2.8, *в*); $S = S_{AKA_1C} + \Delta S_d'$ — некоторая характерная площадь; $\Delta S_d'$ — площадь, занятая внешней частью

сопла; T_{0j}, $T_{0\text{стр}}$ — температуры торможения струи на срезе сопла и в сечении B_1C.

Для определения скорости струи в сечении B_1C_1 (рис. 6.2.8, *б*) предполагаем, что за «диском» Маха в недорасширенной струе статическое давление равно давлению торможения невозмущенного потока с учетом потерь в прямом скачке уплотнения $p_{2\text{стр}} = p'_{0\infty}$, где

$$p'_{0\infty} = p_\infty \left[(1+\delta)\mathrm{M}_\infty^2 - \delta\right]^{\frac{\delta-1}{2\delta}} \mathrm{M}_\infty^{\frac{1+\delta}{\delta}} (1-\delta)^{-\frac{1+\delta}{2\delta}}; \qquad (6.2.5)$$

$\delta = (k-1)/(k+1)$.

Число Маха струи $\mathrm{M}_{1\text{стр}}$ перед центральным скачком уплотнения определяем решением следующей системы уравнений:

$$\begin{aligned} p_{1\text{стр}} &= p_{0j}\left[1 + 0,5(k_j - 1)\mathrm{M}_{1\text{стр}}^2\right]^{-\frac{k_j}{k_j-1}}; \\ \frac{p_{2\text{стр}}}{p_{1\text{стр}}} &= (1+\delta_j)\mathrm{M}_{1\text{стр}}^2 - \delta_j. \end{aligned} \qquad (6.2.6)$$

Так как в сечении B_1C давление $p_{\text{стр}} = \xi_1 p_\infty$, то соответствующее число Маха

$$\mathrm{M}_{\text{стр}} = \left\{ \frac{2}{k_j - 1} \left[\left(\frac{p'_{0j}}{\xi_1 p_\infty} \right)^{\frac{k_j-1}{k_j}} - 1 \right] \right\}^{0,5}, \qquad (6.2.7)$$

где

$$p'_{0j} = p_{0j}\left[(1+\delta_j)\mathrm{M}_{1\text{стр}}^2 - \delta_j\right]^{\frac{\delta_j-1}{2\delta_j}} \times \\ \times \left[\frac{\mathrm{M}_{1\text{стр}}^2}{1 - \delta_j + \delta_j \mathrm{M}_{1\text{стр}}^2}\right]^{\frac{1+\delta_j}{2\delta_j}}. \qquad (6.2.8)$$

Температура струи $T_{\text{стр}}$ связана с температурой торможения T_{0j} соотношением

$$T_{\text{стр}} = T_{0j}[1 + 0,5(k_j - 1)\mathrm{M}_{\text{стр}}^2]^{-1}. \qquad (6.2.9)$$

Наконец, скорость струи $V_{\text{стр}}$ в сечении B_1C_1 находим из зависимости $V_{\text{стр}} = \text{M}_{\text{стр}} a_{\text{стр}}$, в которой скорость звука $a_{\text{стр}} = \sqrt{k_j R_j T_{\text{стр}}}$.

Для вычисления аэродинамической силы $X_{\text{вз}}$, действующей на контрольный объем W, представим ее в виде суммы двух составляющих:

$$X_{\text{вз}} = X_1 + X_2, \tag{6.2.10}$$

где X_1, X_2 — силы, действующие на внутреннюю и внешнюю части полусферы контрольного объема.

Силу X_1 можно определить как сумму следующих слагаемых:

$$X_1 = Q + p_{\text{ср}} S_{EABA_1F},$$

где $Q = \int\limits_{\varphi_0}^{\frac{\pi}{2}} c_{xi} q_i r^2 \sin\varphi_i \, \mathrm{d}\varphi$ — избыточная осредненная продольная сила; c_{xi} — осредненный коэффициент сопротивления от перераспределения давления по лобовой поверхности элемента полусферы; q_i — скоростной напор, вычисленный по локальным параметрам радиального потока перед рассматриваемым элементом полусферы; $p_{\text{ср}}$ — среднее статическое давление в потоке перед внутренней частью контрольного объема; S_{EABA_1F} — площадь проекции внутренней части полусферы на плоскость yPx (см. рис. 6.2.8, *в*).

Локальные параметры перед внутренней частью полусферы BS вычислим в предположении, что воздействующий на нее поток является плоским и сходящимся. При изменении угла φ от φ_0 до $\pi/2$ число Маха потока изменяется линейно:

$$\frac{\text{M}_i - \text{M}_{\pi/2}}{\text{M}_{\varphi 0} - \text{M}_{\pi/2}} = \frac{\varphi_i - \pi/2}{\varphi_0 - \pi/2}. \tag{6.2.11}$$

Остальные параметры течения определяем по соотношениям

$$\begin{aligned} p_i &= p'_{0\infty} \pi(\text{M}_i, k); \\ q_i &= 0,5 k p_i \text{M}_i^2; \\ c_{xi} &= 0,46 - (1/\pi) \operatorname{arctg}[1,61(1,2 - \text{M}_i)]. \end{aligned} \tag{6.2.12}$$

Последняя формула получена на основе анализа теоретических и экспериментальных данных по обтеканию тел сферической формы.

При определении параметров обтекания при $\varphi = \varphi_0$ учитываем, что точка B лежит одновременно на сферически затупленной поверхности и на поверхности контрольного объема. Для вычисления давления в этой точке воспользуемся следующей зависимостью, полученной на основе аппроксимации численных расчетов сверхзвукового обтекания сферических тел [17]:

$$p_{\varphi 0}/p'_{0\infty} = \exp(\beta_1 \eta_B^2 + \beta_2 \eta_B^3), \tag{6.2.13}$$

где $\beta_1 = -1,19 + 0,7(1 - \mathrm{Cr}_\infty^2)^{1,6}$; $\beta_2 = -0,17(\mathrm{Cr}_\infty^2 - 0,1667)^{2,4}$; $\mathrm{Cr}_\infty^2 = (k-1)\mathrm{M}_\infty^2/[2 + (k-1)\mathrm{M}_\infty^2]$; η_B — угол между вектором скорости набегающего потока и нормалью к лобовой поверхности СА.

Число Маха в точке B определяем по формуле, полученной для изоэнтропических течений:

$$\mathrm{M}_{\varphi 0} = \left\{ \frac{2}{k-1} \left[\left(\frac{p'_{0\infty}}{p_{\varphi 0}} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \right\}^{0,5}. \tag{6.2.14}$$

Для вычисления параметров потока на полусфере при $\varphi = \pi/2$ воспользуемся соотношениями из теории прямого скачка уплотнения:

$$\begin{aligned} &\frac{p_{\pi/2}}{p_\infty} = \frac{1}{k+1}[2k\mathrm{M}_\infty^2 - (k-1)]; \\ &\frac{\rho_{\pi/2}}{\rho_\infty} = \frac{(k+1)\mathrm{M}_\infty^2}{2 + (k-1)\mathrm{M}_\infty^2}; \\ &T_{\pi/2} = \frac{p_{\pi/2}}{\rho_{\pi/2} R}; \quad \frac{\mathrm{M}_{\pi/2}^2}{\mathrm{M}_\infty^2} = \frac{T_\infty}{T_{\pi/2}} \left\{ \frac{\rho_\infty}{\rho_{\pi/2}} \right\}^2. \end{aligned} \tag{6.2.15}$$

Таким образом, осредненная сила сопротивления в направлении оси z, действующая на внутреннюю часть полусферы, определяется следующей зависимостью:

$$X_1 = \xi_2 \left[\int_{\varphi 0}^{\pi/2} c_{xi} q_i r^2 \sin\varphi_i \, d\varphi + \frac{\int_{\varphi 0}^{\pi/2} p_i d\varphi}{\pi/2 - \varphi_0} S_{EABA_1F} \right], \quad (6.2.16)$$

где ξ_2 — коэффициент эжекции (уменьшения давления), зависящий от чисел Маха струи и набегающего потока.

Силу X_2, действующую на внешнюю часть полусферы контрольного объема, по аналогии с X_1 представим в виде суммы:

$$X_2 = Q_2 + p_\infty S_2, \quad (6.2.17)$$

где $Q_2 = c_{x_2} q_\infty S_2$ — избыточная сила сопротивления, действующая на внешнюю часть контрольного объема и определяемая по параметрам набегающего потока; S_2 — площадь проекции внешней части полусферы на плоскость yPx.

Давление в области отрыва $p_{\text{отр}}$ и соответствующую силу $X_{\text{отр}}$ находим из условия равновесия контрольного объема:

$$X_{\text{инт}} = X_{\text{отр}} + p_d(2S_{QAC}). \quad (6.2.18)$$

Силу $X_{\text{инт}}$, действующую со стороны внешнего потока, определим аналогично с X_1 по формуле

$$X_{\text{инт}} = \xi_2 \left[\int_{\varphi 0}^{\beta} c_{xi} q_i r^2 \sin\varphi_i \, d\varphi + \frac{\int_{\varphi 0}^{\beta} p_i \, d\varphi}{\beta - \varphi_0} S_{QABA_1R} \right], \quad (6.2.19)$$

где $\beta = \arccos(\Delta/r)$.

Решая уравнения (6.2.2) — (6.2.19), находим размеры области возмущенного течения и давление в ней, а следовательно, интерференционные составляющие коэффициентов аэродинамических сил ($\alpha = 0$):

$$\Delta c_x = (X_{\text{отр}} - p_{\text{н}} S_{\text{отр}})/(q_\infty S_{\text{мид}}); \quad \Delta c_y = \Delta c_x \operatorname{tg} \eta_{\text{цд}}, \quad (6.2.20)$$

где $\eta_{\text{цд}}$ — угол между вектором скорости и нормалью к поверхности в точке приложения равнодействующей осредненной силы в отрывной зоне; $p_{\text{н}}$ — осредненное давление на лобовом обтекателе вблизи сопла инжекции при условии отсутствия вдува.

Угол $\eta_{\text{цд}}$ можно определить по приближенной формуле $\eta_{\text{цд}} = (\eta_B + \eta_C)/2$.

Интерференционные составляющие аэродинамических коэффициентов при обтекании потоком с углом $\alpha \neq 0$, рассчитываем с учетом эмпирических поправок:

$$\begin{aligned} \Delta c_x &= \Delta c_x|_{\alpha=0} + \frac{7,4510^{-3}}{\operatorname{tg}\eta_{\text{цд}}}\alpha; \\ \Delta c_y &= \Delta c_x \operatorname{tg}\eta_{\text{цд}} + 7,45 \cdot 10^{-3}\alpha. \end{aligned} \tag{6.2.21}$$

Приведем соотношения для вычисления геометрических параметров, необходимых для определения аэродинамических коэффициентов.

Площадь S_{EABA_1F} представляет собой проекцию части полусферы на плоскость xy (см. рис. 6.2.8, в) и определяется по формуле

$$S_{EABA_1F} = 2S_{EABP} = 2(S_{ABO} + S_{EPOA}).$$

Ее можно найти, если известны координаты точек A, B и уравнение проекции линии пересечения поверхностей контрольного объема W и лобового обтекателя на плоскость xPy.

Уравнения сферических поверхностей контрольного объема и лобового обтекателя имеют вид

$$\begin{aligned} x^2 + y^2 + z^2 &= r^2; \\ x_1^2 + y_1^2 + z_1^2 &= R_3^2. \end{aligned}$$

Решая их совместно и исключая z, после некоторых преобразований получаем уравнение линии пересечения их поверхностей:

$$x^2 = -y^2\left[1 + \left(\frac{m}{n}\right)^2\right] - \frac{m}{n^2}(\tilde{A} - r^2)y + r^2 - \frac{(\tilde{A} - r^2)^2}{4n^2}, \tag{6.2.22}$$

где $\tilde{A} = R_1^2 - m^2$; $R_1^2 = R_3^3 - n^2$; n, m — геометрические параметры (см. рис. 6.2.8, в).

В плоскости xPy точка A является точкой пересечения двух окружностей:

$$\begin{aligned} x^2 + y^2 &= r^2; \\ x^2 + (y + m)^2 &= R_1^2. \end{aligned}$$

Решая эти уравнения, находим

$$y_A = \frac{R_1^2 - m^2 - r^2}{2m}; \quad x_A = \mp\sqrt{r^2 - y_A^2}.$$

Координату точки пересечения линии ABA_1 с осью x определяем из уравнения (6.2.22). При $x = 0$ получаем

$$y_B = \frac{-b \pm \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}, \quad y_B < 0,$$

где $b = \frac{m}{n^2}(\tilde{A} - r^2)$; $a = 1 + \left(\frac{m}{n}\right)^2$; $c = \frac{(\tilde{A} - r^2)^2}{4n^2} - r^2$.

Имея функциональную зависимость $x = x'(y)$ вида (6.2.22), находим

$$S_{AOB} = \int_{y_A}^{y_B} x'(y)\,\mathrm{d}y.$$

Кривая AE является частью окружности, уравнение которой имеет вид

$$x^2 + y^2 = r^2. \tag{6.2.23}$$

Тогда, выражая из (6.2.23) $x = x''(y)$, находим

$$S_{EPOA} = \int_{y_E}^{y_A} x''(y)\,\mathrm{d}y.$$

На рис. 6.2.8, в видно, что точка B является точкой пересечения двух окружностей на плоскости zPy:

$$\begin{aligned} &z^2 + y^2 = r^2; \\ &(z+n)^2 + (y+m)^2 = R_3^2. \end{aligned} \tag{6.2.24}$$

После преобразований получаем

$$y_B = \frac{-b' \pm \sqrt{b'^2 - 4a'c'}}{2a'},$$

где $b' = m(\tilde{A} - r^2)$; $a' = m^2 + n^2$; $c' = -\left(n^2 r^2 + \frac{(\tilde{A} - r^2)^2}{4}\right)$.

Тогда

$$\eta_B = \arccos\left(\frac{|n + z_B|}{R_3}\right),$$

где $z_B = \sqrt{r^2 - y_B^2}$.

Площади S_{AOK} и S_{AOC} определяем в следующей последовательности. Известно, что кривая AK является частью окружности радиусом r,

поэтому координаты точек A и K соответственно равны

$$y_A = \frac{R_1^2 - m^2 - r^2}{2m}; \quad y_K = -r,$$

а площадь можно вычислить по формуле

$$S_{AOK} = \int_{y_K}^{y_A} \sqrt{r^2 - y^2}\, \mathrm{d}y.$$

Кривая AC принадлежит окружности, уравнение которой

$$x^2 + (y+m)^2 = R_1^2. \tag{6.2.25}$$

Подставляя в (6.2.25) $x = 0$, получаем

$$y_C = -m \pm R_1.$$

Координату точки C найдем при условии

$$|y_C| < |y_A|.$$

Тогда, определив из (6.2.25) $x = \sqrt{R_1^2 - (y+m)^2}$, вычисляем S_{AOC}:

$$S_{AOC} = \int_{y_C}^{y_A} \sqrt{R_1^2 - (y+m)^2}\, \mathrm{d}y. \tag{6.2.26}$$

Полученные соотношения для площадей S_{AOK} и S_{AOC} позволяют определить S_{QAC}:

$$S_{QAC} = \int_{y_K}^{y_A} \sqrt{r^2 - y^2}\, \mathrm{d}y - S_{AOK} - S_{AOC}.$$

Площадь $S_{\text{отр}} = S_{ABA_1C}$ можно представить в виде суммы:

$$S_{ABA_1C} = 2(S_{AOB} + S_{AOC}). \tag{6.2.27}$$

При решении уравнений (6.2.2) — (6.2.27) необходимо ввести два ограничения на радиус контрольного объема. Из условия невзаимодействия струи с головным скачком уплотнения получаем, что предельное значение радиуса контрольного объема не должно превышать $r_{\text{пред1}} = (R - h) + S_0$.

Выражение для S_0 может быть представлено в виде

$$S_0 = 0,78\overline{\rho} R_{\text{з}},$$

где $\overline{\rho} = \rho_\infty / \rho_c$; ρ_c — плотность непосредственно за прямым скачком уплотнения.

Еще одно граничное условие определяется выражением

$$r_{\text{пред}2} = (R_1 + \Delta)/\cos\varphi_{0\text{пред}},$$

где $\varphi_{0\text{пред}} = \operatorname{arctg}\left(\dfrac{R-h}{R_1+\Delta}\right)$ — угловая координата критической точки K^* на лобовой поверхности СА (см. рис. 6.2.8, *а*).

По этой методике были проведены тестовые и параметрические расчеты аэродинамических характеристик. Полученные результаты сравнивали с экспериментальными данными при $M_\infty = 2,0\ldots4,0$ и $J_{p0} = p_0/p'_{0\infty} = 10\ldots30$.

На рис. 6.2.9 представлены результаты расчета интерференционных составляющих Δc_x, Δc_y, Δm_z аэродинамических коэффициентов лобовой части СА сегментно-сферической формы с $\overline{R}_3 = 2,18$, обусловленные вдувом периферийной струи, для которой $\bar{l}_j = 1$. Видно, что с увеличением интенсивности вдува абсолютные значения Δc_x, Δc_y, Δm_z при $\overline{J}_{p0} = 10\ldots40$, $M_j = 1\ldots3$ возрастают практически линейно (см. рис. 6.2.9, *а*—*в*). Составляющая Δm_z практически не зависит от M_∞, а Δc_x и Δc_y увеличиваются с возрастанием числа Маха набегающего потока (см. рис. 6.2.9, *г*—*е*). В диапазоне чисел $M_\infty = 2\ldots4$ сохраняется линейная зависимость Δc_x и Δc_y от α.

6.2.3. Особенности истечения периферийной струи высокой интенсивности

Рассмотренные варианты несимметричной инжекции соответствовали малоинтенсивному вдуву, когда не наблюдается существенная трансформация головного скачка уплотнения перед обтекателем. Однако с увеличением интенсивности вдува глубина проникновения струи во встречный сверхзвуковой поток превосходит отход S_0 головного скачка уплотнения и струя выполняет роль «газодинамической» иглы. В результате появляются зоны пониженного давления на лобовом обтекателе в месте расположения управляющего сопла. Структура взаимодействия потоков для такого режима показана на рис. 6.2.10.

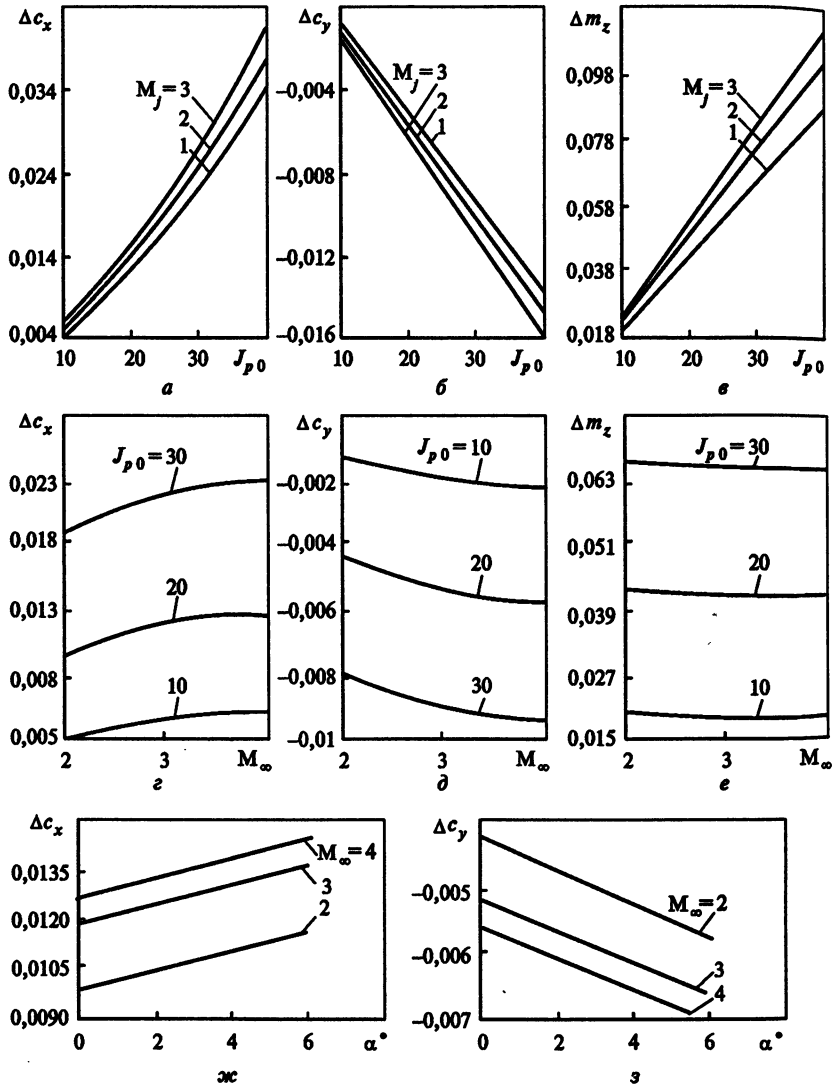
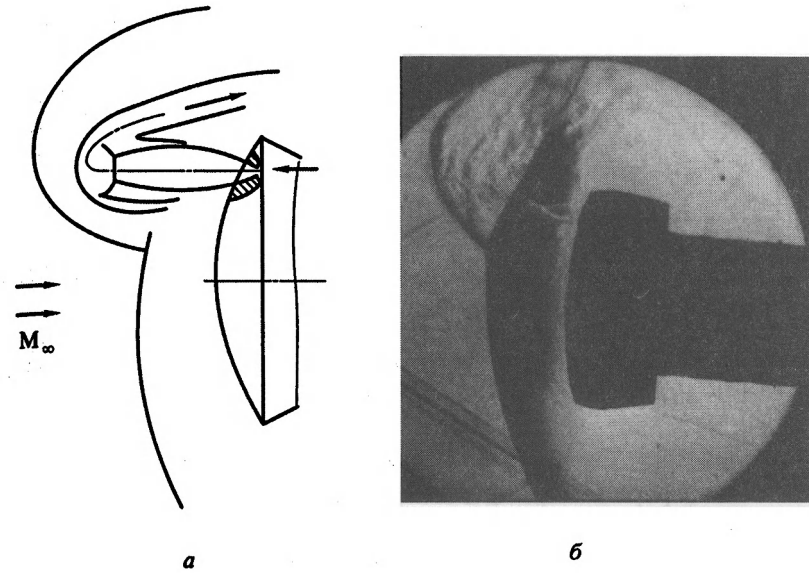


Рис. 6.2.9. Зависимость составляющих аэродинамических коэффициентов от интенсивности вдува, числа Маха и угла атаки: *а–в* – $M_\infty = 4$, $\alpha = 0$; *г–е* – $M_j = 1$, $\alpha = 0$; *ж, з* – $M_j = 1$, $J_{p0} = 20$



а *б*

Рис. 6.2.10. Структура обтекания (*а*) и теневая фотография (*б*) лобовой поверхности СА при инжекции высоконапорной периферийной струи

За выходным сечением сопла струя принимает бочкообразную форму с характерными элементами структуры течения с недорасширением (волны разрежения и сжатия, скачки уплотнения). Проникновение ее навстречу потоку вызывает несимметричное искривление головного скачка уплотнения, который отходит от поверхности обтекателя в области вдува на значительное расстояние. Из-за несоосности вдува присоединение струи к СА происходит как на его лобовой, так и на боковой поверхностях.

При нулевом угле атаки и отсутствии вдува (рис. 6.2.11, *а*) распределение давления на поверхности обтекателя симметрично относительно начала координат. Инжекция струи снижает относительное давление p/p_0' (где p_0' — давление торможения в набегающем потоке с учетом потерь в прямом скачке уплотнения) на обтекаемой поверхности, причем чем выше давление вдува, характеризуемое параметром $n_j = p_j/p_\infty$, тем

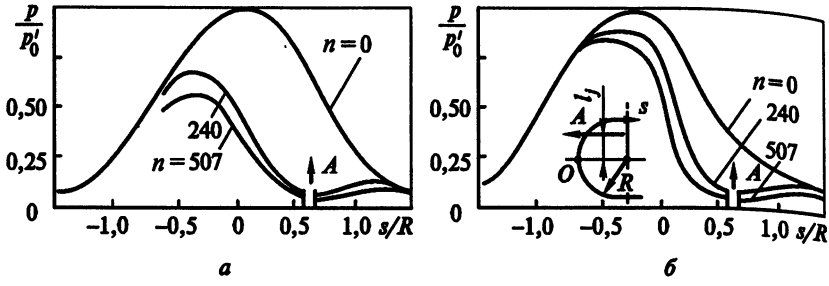


Рис. 6.2.11. Распределение статического давления в меридиональной плоскости сферического обтекателя при α, равном 0 (*а*) и 6° (*б*) ($l_j/R = 0{,}52$, $M_\infty = 3{,}0$, $M_j = 1$)

ниже давление на лобовой поверхности. В этом случае верхняя половина сферического обтекателя практически вся находится в области пониженного давления. Положительный угол атаки снижает размеры области воздействия струи (рис. 6.2.11, *б*). Однако давление здесь всегда остается ниже, чем на обтекателе без инжекции.

Аэродинамические характеристики обтекателей при высоконапорном вдуве струи зависят от многих факторов. К основным можно отнести: интенсивность (или нерасчетность) струи, относительный диаметр сопла инжекции $\bar{d}_j = d_j/d_{\text{мид}}$, угол атаки α, числа M_j и M_∞ и др. (рис. 6.2.12). При положительных углах атаки $\alpha > 0$ струя сносится потоком за периферийную часть обтекателя и практически не воздействует на него, поэтому значения коэффициентов c_x и c_{x0} (в отсутствии вдува) мало отличаются. Однако с увеличением $\bar{d}_j$ и n_j возрастает «жесткость» струи, а следовательно, и степень влияния инжекции на аэродинамику лобового обтекателя. В этом случае периферийная струя воздействует на обтекаемую поверхность СА аналогично вдуву центральной струи, чем и объясняется уменьшение c_x. Аналогичный эффект имеет место при отрицательных углах атаки. Несимметричное изменение давления по обтекаемой поверхности приводит к появлению нормальной (положительной) силы и отрицательного момента тангажа (см. рис. 6.2.12, *г*—*е*).

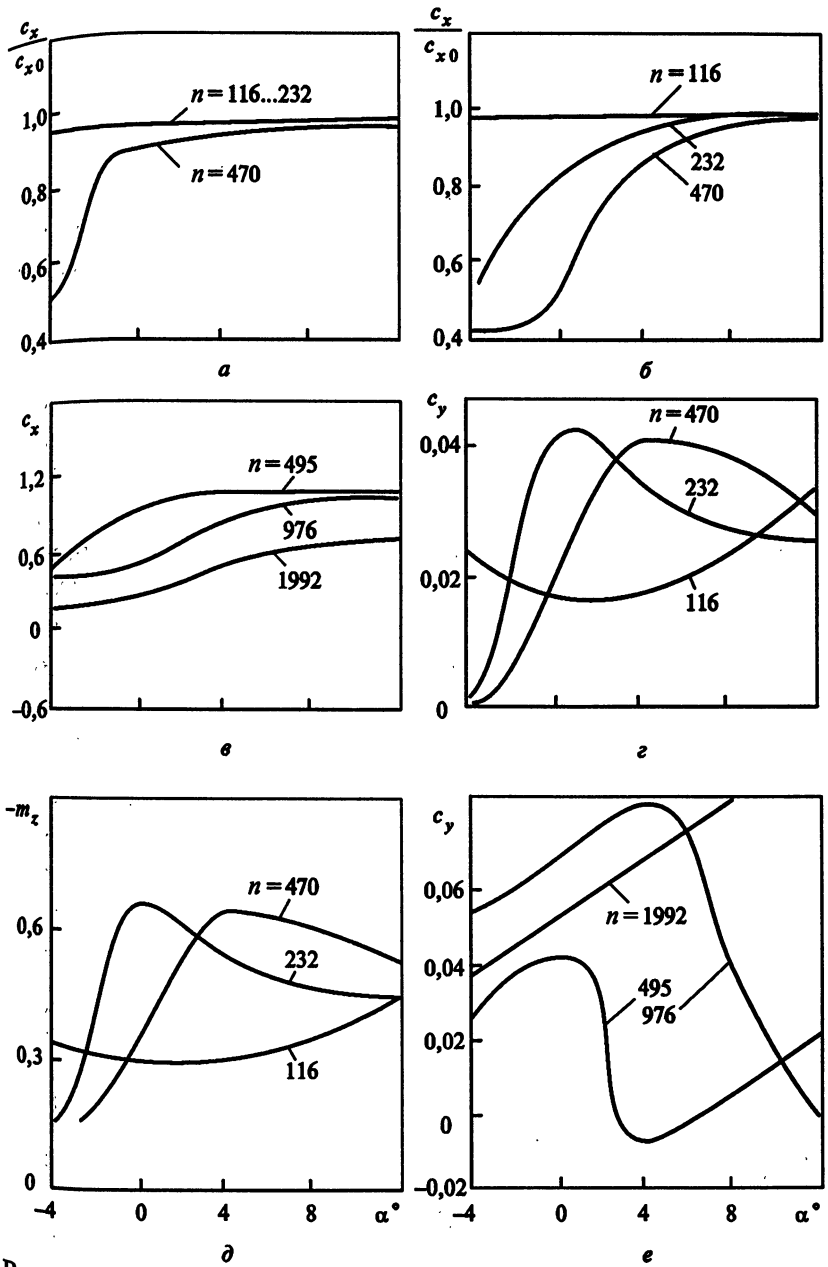


Рис. 6.2.12. Зависимость аэродинамических коэффициентов сегментно-сферического лобового обтекателя СА ($\overline{R}_в = 3{,}0$) от угла атаки:

а – $M_\infty = 1{,}5$, $M_j = 4{,}33$, $\overline{d}_j = 0{,}015$; *б, г, д* – $M_\infty = 1{,}5$, $M_j = 4{,}75$, $\overline{d}_j = 0{,}018$; *в, е* – $M_\infty = 3{,}01$, $M_j = 5{,}1$, $\overline{d}_j = 0{,}024$

6.3. Аэродинамические характеристики и параметры обтекания СА при интерференции струй блочной тормозной двигательной установки и сверхзвукового потока

Исследование различных методов активного торможения ЛА показали, что более эффективными являются блочные и кольцевые ТДУ по сравнению с одиночной. Однако использование кольцевых ТДУ может оказаться нецелесообразным из-за конструктивных сложностей их выполнения и достаточно высоких расходов инжектируемого вещества на торможение. Для выбора оптимальных параметров кольцевой и многосопловой ТДУ необходимо:

определить возможные структуры обтекания, возникающие при вдуве струй из блочных ТДУ различной компоновки навстречу сверхзвуковому потоку; разработать физические модели течения и установить диапазоны изменения определяющих параметров, обеспечивающих существование той или иной структуры обтекания;

оценить влияние конструктивных параметров управляющей блочной ТДУ на аэродинамические характеристики СА;

создать математические модели, а также методики определения аэродинамических характеристик СА при его струйном торможении в атмосфере.

6.3.1. Взаимодействие кольцевой струи со встречным потоком

На рис. 6.3.1 приведены схемы взаимодействия кольцевой струи со сверхзвуковым потоком. Возможно наличие двух режимов течения в зависимости от интенсивности струи J_{p0}.

В случае, когда интенсивность вдуваемой струи невелика (см. рис. 6.3.1, *а, б*), перед лобовой поверхностью обтекателя образуется открытая отрывная область. Струя разворачивается от оси обтекателя и сносится набегающим потоком. Застойная зона на лобовом обтекателе, представляющая собой торообразный вихрь, может иметь различную форму. Если глубина l проникновения струи мала (см. рис. 6.3.1, *а*),

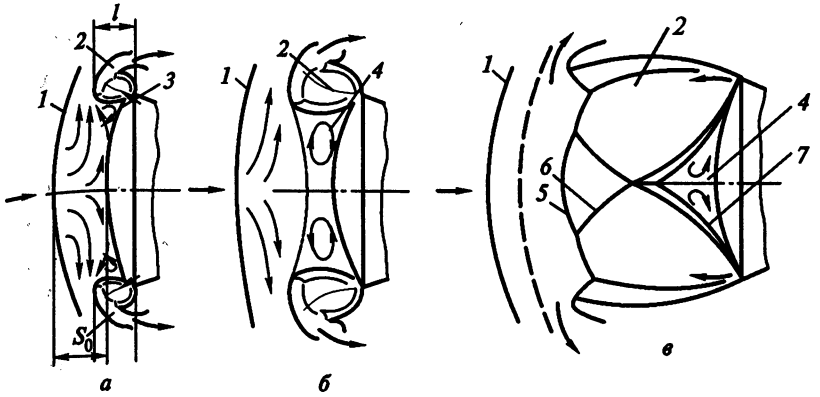


Рис. 6.3.1. Взаимодействие кольцевой струи со встречным потоком

то основной поток проходит головную ударную волну (скачок уплотнения) и достигает поверхности лобового обтекателя. Отрыв основного потока происходит непосредственно перед струей *2*, и образуется локальная зона отрыва *3*.

С увеличением интенсивности J_{p0} глубина проникновения струи возрастает, головная ударная волна *1* отходит на большее расстояние S_0 от СА. Линия отрыва приближается к оси лобового обтекателя и происходит образование единой застойной зоны *4* (см. рис. 6.3.1, *б*). В результате дальнейшего повышения полного давления инжектируемого потока происходит смыкание кольцевой струи *2* (см. рис. 6.3.1, *в*) с образованием замкнутой застойной области и скачка уплотнения *5* перед ней. Этот процесс происходит скачкообразно. Головная ударная волна *1* отходит на значительное расстояние от поверхности обтекателя.

Анализ теневых фотографий позволил выявить волновую структуру начального участка кольцевой струи. Для случая разомкнутой отрывной области и звуковой струи (см. рис. 6.3.1, *а*) структура ударных волн в кольцевой струе такая же, как в обычной недорасширенной плоской струе. Образуются внешний и внутренний «висячие» скачки уплотнения. При истечении сверхзвуковой струи отчетливо наблюдается лишь «висячий» скачок уплотнения вблизи внутренней границы струи. В волновой структуре звуковой струи, образующей замкнутую застойную зону, дополнительно появляется

скачок *6* (см. рис. 6.3.1, *в*), который возникает от искривления внутренней границы струи *7*. Этот скачок наблюдается и в сверхзвуковой струе.

Если взаимодействие струи с потоком в случае разомкнутой застойной области является устойчивым процессом, то после смыкания кольцевой струи наблюдается пульсационный характер течения, что свидетельствует о неустойчивом взаимодействии потоков. Колебания волновой структуры и формы струи происходят с высокой частотой и малой амплитудой (в отличие от моноструи, где амплитуда соизмерима с размерами «бочки»), что аналогично ее дрожанию.

Для структуры обтекания с разомкнутой отрывной зоной давление по лобовой поверхности экрана СА выравнивается и становится близким давлению в точке полного торможения. Однако с увеличением интенсивности вдува несколько возрастает давление в отрывной области (межструйном пространстве), что свидетельствует о первостепенном влиянии параметров струи на аэродинамические характеристики СА.

Коэффициент продольной силы c_x (рис. 6.3.2), обусловленный перераспределением давления в возмущенных областях, при истечении кольцевой струи несколько возрастает по сравнению с бесструйным обтеканием, что связано с выравниванием давления по лобовой поверхности. Увеличение интенсивности струи при существовании открытой застойной области не приводит к заметному изменению c_x. При переходе к режиму течения с замкнутой застойной зоной коэффициент c_x скачкообразно уменьшается. Дальнейшее увеличение J_{p0} вызывает рост c_x при истечении звуковой струи и практически не влияет на него в случае сверхзвуковой струи.

Характер изменения c_x мало зависит от угла атаки как для звуковой, так и для сверхзвуковой струй. Исключение составляют случаи, когда при некотором угле атаки происходит перестройка структуры обтекания, образование открытой застойной области и ступенчатое возрастание c_x.

Переход от одного типа взаимодействия струи с потоком к другому сопровождается резким изменением коэффициента

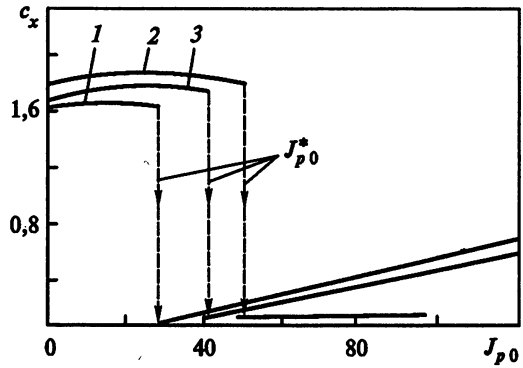


Рис. 6.3.2. Зависимость коэффициента c_x от интенсивности вдува J_{p0} :
1 – $M_\infty = 4,04$, $M_j = 4$; *2* – $M_\infty = 3,02$, $M_j = 3,17$; *3* – $M_\infty = 3,02$, $M_j = 1$

продольной силы, что вызывает ударную нагрузку на конструкцию ЛА. Кроме того, при этом резко снижается эффективность торможения. В аэродинамических расчетах важно уметь найти критическое значение интенсивности вдува J^*_{p0}, при котором происходит этот переход для данной конструкции кольцевого сопла и параметров набегающего потока. Интенсивность J^*_{p0} вычисляют с помощью системы уравнений, связывающих газодинамические параметры в струе и набегающем потоке:

$$J^*_{p0} = \left\{ \left[\frac{k_j + 1}{2k_j M^2_{\text{кр}j} - (k_j - 1)} \right] \left[\frac{(k_j + 1) M^2_{\text{кр}j}}{2 + (k_j - 1) M^2_{\text{кр}j}} \right]^{k_j} \right\}^{\frac{-1}{k_j - 1}};$$

$$\frac{M_{\text{кр}j}}{M_j} = \left[1 - \left(\frac{d_j}{D_{\text{ср}j}} \right)^2 \right] \times$$

$$\times \left[\left(1 + \frac{k_j - 1}{2} M^2_{\text{кр}j} \right) \left(1 + \frac{k_j - 1}{2} M^2_j \right)^{-1} \right]^{\frac{k_j + 1}{2(k_j - 1)}},$$

где $M_{\text{кр}j}$, M_j — число Маха на границе невязкой струи, соответствующее критической степени расширения потока, и в выходном сечении кольцевого сопла соответственно; $D_{\text{ср}j} = (D_j + d_j)/2$; D_j, d_j — соответственно внешний и внутренний диаметры кольцевого сопла.

Обобщение экспериментальных результатов по интерференции кольцевой струи со встречным сверхзвуковым потоком позволило установить корреляционную зависимость для полного коэффициента продольной силы сегментно-сферического лобового обтекателя:

$$c_{x\Sigma} \approx \begin{cases} c_{x0} + c_P & \text{при } 0 \le c_P \le c_P^*; \\ c_P & \text{при } c_P > c_P^*. \end{cases}$$

Здесь

$$c_P^* = \frac{2\varepsilon(1)\overline{S}_j^*(\lambda_j + \lambda_j^{-1})\sigma(\mathrm{M}_\infty)}{k_\infty \mathrm{M}_\infty^2[1 + 0,5(k_\infty - 1)\mathrm{M}_\infty^2]^{\frac{-k_\infty}{k_\infty - 1}}} J_{p0}^*;$$

$$\varepsilon(1) = \left(\frac{2}{k_j + 1}\right)^{\frac{1}{k_j - 1}}; \quad \overline{S}_j^* = \overline{S}_j q(\mathrm{M}_j); \quad \overline{S}_j = S_j / S_{\text{мид}};$$

$$q(\mathrm{M}_j) = \mathrm{M}_j \left[\frac{2}{k_j + 1}(1 + 0,5(k_j - 1)\mathrm{M}_j^2)\right]^{-\frac{k_j + 1}{2(k_j - 1)}};$$

$$\lambda_j = \left(\frac{0,5(k_j + 1)\mathrm{M}_j^2}{1 + 0,5(k_j - 1)\mathrm{M}_j^2}\right)^{0,5};$$

$$\sigma(\mathrm{M}_\infty) = \left(\frac{2k_\infty}{k_\infty + 1}\mathrm{M}_\infty^2 - \frac{k_\infty - 1}{k_\infty + 1}\right)^{-\frac{1}{k_\infty - 1}} \times$$

$$\times \left(\frac{2}{(k_\infty + 1)\mathrm{M}_\infty^2} + \frac{k_\infty - 1}{k_\infty + 1}\right)^{-\frac{k_\infty}{k_\infty - 1}}.$$

Следует отметить, что значение c_P^* соответствует переходу к нестационарному истечению кольцевой струи из сопла ТДУ.

6.3.2. Структуры обтекания и аэродинамические характеристики СА при блочном вдуве встречных струй с лобовой поверхности обтекателя

Полученные экспериментальные данные по вдуву встречных блочных струй показали, что диапазон существования той или иной структуры обтекания (или режима течения) зависит от трех факторов:

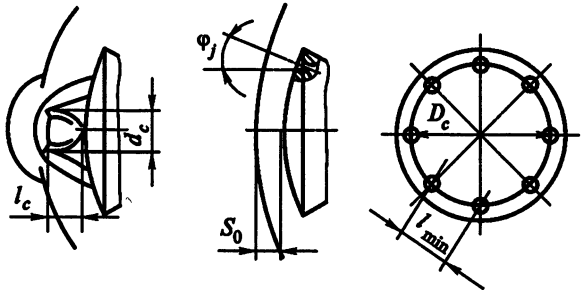


Рис. 6.3.3. Геометрические параметры, влияющие на структуру обтекания лобовой поверхности СА при вдуве блочных струй

1) от геометрических параметров инжектируемых струй (рис. 6.3.3): расстояния l_c до центрального скачка уплотнения в одиночной струе и диаметра d_c «бочки» струи, которые определяются числом Маха струи M_j и относительным суммарным массовым расходом газа $\overline{\dot{m}}_\Sigma = J_{p0}\dfrac{d^{*2}N}{d^2_{мид}}$ (d^* — диаметр критического сечения сопла);

2) от геометрических параметров СА (см. рис. 6.3.3): относительного радиуса затупления $\overline{R}_з$ лобового обтекателя, определяющего форму головного скачка уплотнения в отсутствии вдува; угла φ_j между направлением вдува струи и продольной осью СА, характеризующего угол встречи струи с невозмущенным потоком, а также параметров D_c и l_{min};

3) от отхода S_0 головного скачка уплотнения в отсутствии вдува от лобовой поверхности СА (см. рис. 6.3.3), зависящего от числа M_∞, формы лобового обтекателя и угла атаки α.

Выявлено пять возможных структур обтекания СА при инжекции блочных струй. Каждому типу структуры соответствует свой режим течения (схема взаимодействия потоков): малоинтенсивное автономное истечение, нестационарное течение, течение с проникновением струй во встречный поток, течение с локальным взаимодействием струй и автомодельное течение.

Рассмотрим основные особенности структур обтекания СА для каждого из названных режимов.

При малоинтенсивном автономном истечении (рис. 6.3.4, *а*) струи *2* и *5*, отклоняясь во внешнюю сторону, не взаимодействуют между собой до встречи с набегающим потоком ($d_c/l_{\min} < 1$); расстояние l_c до центрального скачка уплотнения *6* в струе меньше S_0. Форма скачка уплотнения *1* остается неизменной, однако отход его несколько увеличивается. Лобовая поверхность СА в основном обтекается газом внешнего потока *3*, проходящего через прямой скачок уплотнения. Вблизи сопел инжекции образуются локальные зоны *7* и *4* отрывного течения с повышенным давлением перед струями и пониженным за ними соответственно. С увеличением интенсивности вдува происходит изменение структуры обтекания, причем оно может быть различным в зависимости от геометрических параметров сопел, их количества и местоположения на лобовой поверхности СА.

Нестационарное течение (рис. 6.3.4, *б*) возникает в случае, когда струи *2* и *4* находятся на достаточно большом расстоянии одна от другой ($d_c < l_{\min}$), но глубина их проникновения в поток примерно равна или несколько больше отхода S_0 головного скачка уплотнения *1* ($l_c \approx S_0$). В этом случае структура обтекания неустойчива ввиду несимметричности истечения каждой струи. Косые скачки уплотнения, возникающие вследствие взаимодействия струй с внешним потоком, воздействуют один на другой и в центральной части могут замыкаться прямым скачком *3**.

Течение с проникновением струй во встречный поток (рис. 6.3.4, *в*). С увеличением интенсивности вдува глубина проникновения струй оказывается больше отхода головного скачка уплотнения S_0 ($l_c \approx \approx (1,5 \ldots 2)S_0$). Струи как бы пробивают головной скачок и автономно взаимодействуют с набегающим потоком, играя роль «газодинамических» игл. Структура обтекания при этом аналогична случаю взаимодействия струй со сверхзвуковым внешним потоком. Струя *2* достигает поверхности раздела *3*, разворачивается и воздействует на лобовую поверхность *4* в областях *6* и *7*. В зависимости от глубины проникновения струи и

* Аналогичные результаты были получены в исследованиях И.М. Карпмана для компоновок ТДУ с тремя-четырьмя соплами.

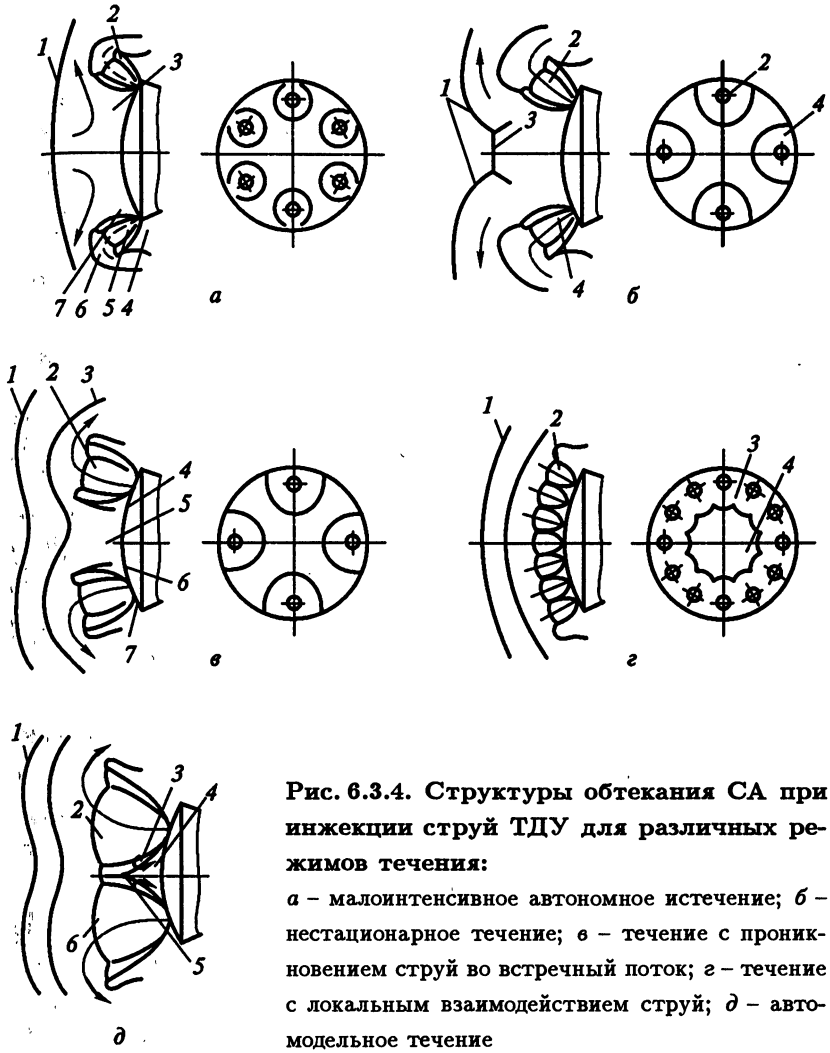


Рис. 6.3.4. Структуры обтекания СА при инжекции струй ТДУ для различных режимов течения:

а – малоинтенсивное автономное истечение; *б* – нестационарное течение; *в* – течение с проникновением струй во встречный поток; *г* – течение с локальным взаимодействием струй; *д* – автомодельное течение

«разноса» сопел в области *5* струи могут взаимодействовать либо между собой, либо с поверхностью обтекателя, образуя локальные области присоединения. Инжектируемый газ отдельных струй после взаимодействия с набегающим потоком формирует поверхность раздела *3*, перед которой образуется квазистационарный единый криволинейный скачок уплотнения *1* несимметричной формы.

Течение с локальным взаимодействием струй (рис. 6.3.4, *г*) реализуется в том случае, когда сопла близко расположены и выполняется неравенство $d_c > l_{\min}$ уже при малых значениях J_{p0}. Соседние струи *2* взаимодействуют между собой до встречи с набегающим потоком и образуют замкнутое газовое кольцо *3*, которое отодвигает против потока головной скачок уплотнения *1* и делает его форму более прямой. Однако замкнутая застойная зона в центральной части лобового обтекателя *4* не образуется, так как эжекция газа внешнего потока осуществляется через пространство между струями вблизи выходных сечений сопел.

С увеличинием J_{p0} значения l_c, S_0 и d_c возрастают, но даже при $l_c > S_0$ струи не пробивают головной скачок уплотнения, так как условия взаимодействия замкнутого газового кольца *3* с головным скачком уплотнения отличаются от условий взаимодействия с ним отдельных струй. В силу процессов смешения неравномерность истечения из отдельных сопел не сказывается на характере взаимодействия газового кольца с головной ударной волной. Во всем диапазоне J_{p0}, вплоть до слияния струй в центре компоновки, происходит монотонное увеличение отхода скачка от лобовой поверхности СА.

Автомодельный режим течения наступает при некотором относительно суммарном массовом расходе инжектируемого вещества $\overline{\dot{m}}_\Sigma > \overline{\dot{m}}_{\Sigma\text{кр}}$.

Струи *2* взаимодействуют между собой в центре компоновки с замкнутой застойной зоной *4* (рис. 6.3.4, *д*). Внешний поток не проникает в центральную часть обтекателя; от зоны взаимодействия струй *5* к обтекателю направлен струйный поток *3*, который после воздействия на его поверхность частично эжектируется в пространство между соплами и струями. Давление в застойной зоне *4* определяется давлением на срезе сопла, а расстояние от среза сопла до центрального скачка *6* и головной ударной волны *1* можно рассчитать по зависимостям, которые были получены для струй, истекающих в затопленное пространство.

Распределение давления по лобовой поверхности СА при вдуве блочных струй зависит от режима их течения. Рассмотрим закономерности в изменении давления на лобовой сегментно-сферической поверхности СА, имеющего ТДУ с шестью (*а*—*г*) и двенадцатью (*д*—*з*) симметрично расположенными сверхзвуковыми соплами.

На рис. 6.3.5, *а, б* показано распределение давления, характерное для режима малоинтенсивного автономного истечения. Разрежение, создаваемое струями, приводит к снижению давления на периферии обтекателя в районе расположения сопел. Чем выше интенсивность вдува J_{p0}, тем сильнее падает давление (см. рис. 6.3.5, *а*). В сечении, где расположено сопло инжекции, при больших интенсивностях вдува наблюдается локальный максимум распределения давления (см. рис. 6.3.5, *б*). Это вызвано тем, что газ внешнего потока, растекаясь от точки полного торможения к периферии лобового обтекателя модели СА, встречает струйное препятствие, перед которым образуется локальная зона отрыва с повышенным давлением.

В центральной части модели СА, с одной стороны, изменение формы головного скачка уплотнения из-за вдува струй приводит к повышению статического давления на лобовом обтекателе, а с другой — инжектируемые струи действуют как эжектор на газ, находящийся в межсопловом пространстве, и тем самым уменьшают давление. Последний фактор проявляется более существенно в случае высокоинтенсивных струй.

С увеличением угла атаки, как и следовало ожидать, происходит повышение давления с наветренной стороны обтекателя (рис. 6.3.5, *в*) и его уменьшение с подветренной стороны (рис. 6.3.5, *г*).

Как показали эксперименты, при $\alpha \geq 8^\circ$ и высоких интенсивностях вдува имеет место нестационарный режим течения. Головной скачок уплотнения сильно размывается с наветренной стороны обтекателя. Нестационарность скачка уплотнения приводит к резкому повышению давления (до 30 % по сравнению с $p'_{0\infty}$). Эпюра распределения давления имеет пульсационный характер (при повторных замерах значения давлений не совпадают).

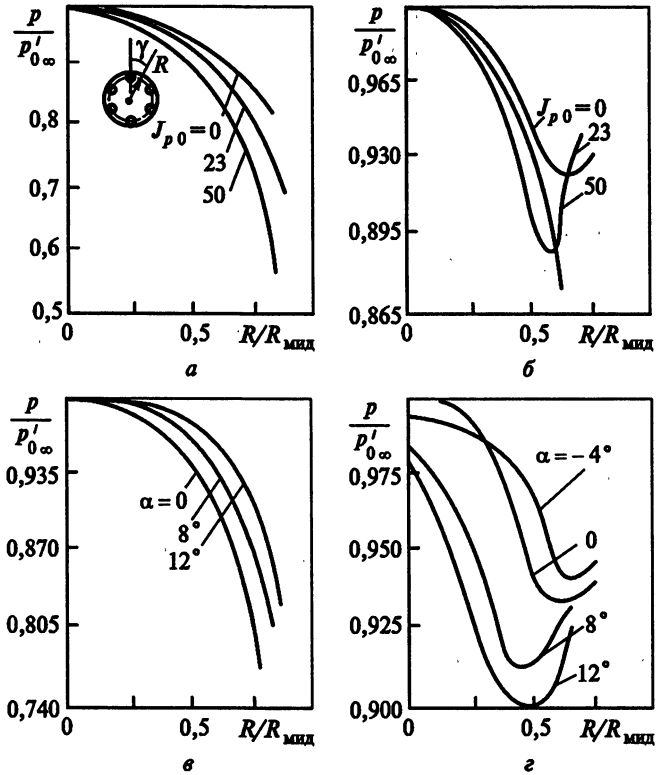
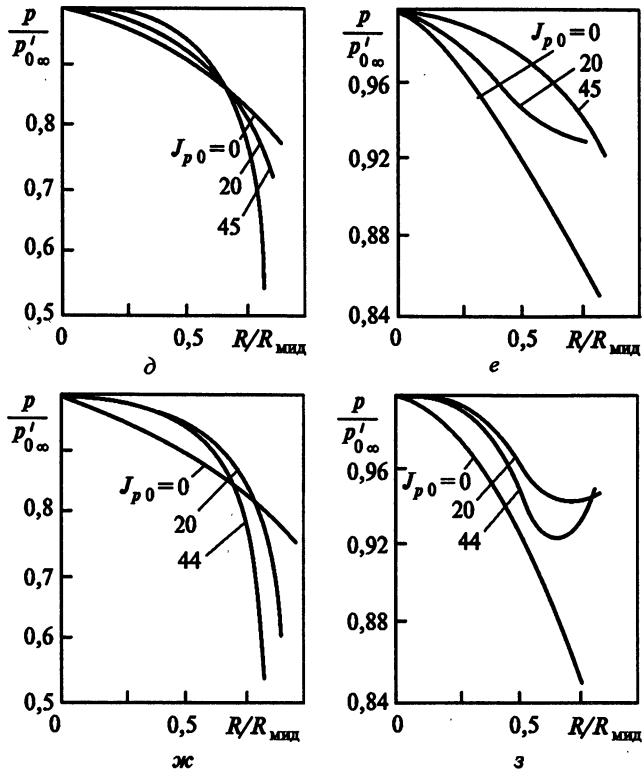


Рис. 6.3.5. Влияние интенсивности вдува и угла атаки на блочных струй:
а, б – $M_\infty = 3,5$, $M_j = 3,4$, $\alpha = 0$, $\gamma = 45°$ и 0 соответственно; *в* – $J_{p0} = 20,5$, $\gamma = 0$; *д, е* – $M_\infty = 2,0$, $M_j = 1$, $\alpha = 0$, $\gamma = 15°$ и 180° соответ-

Рассмотрим теперь кривые распределения давления по лобовому обтекателю модели СА с двенадцатью звуковыми соплами (рис. 6.3.5, *д, е*). Как было отмечено выше, для данной компоновки имеет место режим течения с локальным взаимодействием струй. Форма скачка уплотнения перед обтекателем при вдуве струй становится более прямой (аналогично случаю истечения кольцевой струи), что приводит к некоторому повышению и выравниванию давления в его центральной части. На периферии при этом создается разрежение, сопровождающееся резким падением давления (см. рис. 6.3.5, *д*). С ростом интен-



распределение давления по лобовой поверхности СА при вдуве

$M_\infty = 2,0$, $M_j = 3,4$, $J_{p0} = 14$, $\gamma = 15°$; *е* – $M_\infty = 3,5$, $M_j = 3,4$, ственно; *ж, з* – $M_\infty = 2,0$, $M_j = 3,0$, $\alpha = 0$, $\gamma = 150°$ и 0 соответственно

сивности вдува размер области отрывного течения перед струями увеличивается, а точка отрыва приближается к передней критической точке обтекателя (см. рис. 6.3.5, *е*). Угол атаки оказывает меньшее влияние на давление, чем при обтекании модели в отсутствии инжекции.

При сверхзвуковом истечении струй на периферии обтекателя также образуется область с пониженным давлением (рис. 6.3.5, *ж*), а в центральной части модели СА с ростом интенсивности вдува увеличивается размер области отрывного течения и повышается давление (рис. 6.3.5, *з*). Однако при

большой интенсивности вдува ($M_\infty = 3,5$, $\alpha > 8^\circ$) возможны нестационарность скачка уплотнения с наветренной стороны и резкое повышение давления на поверхности лобового обтекателя. При $M_\infty = 2,0$ в исследованном диапазоне интенсивностей вдува глубина l_c проникновения струй оставалась меньше отхода S_0 скачка уплотнения, отсутствовала нестационарность течения и давление во всем диапазоне интенсивностей вдува и углов атаки уменьшалось от центра к периферии обтекателя модели СА.

Между структурами обтекания СА и изменением их аэродинамических характеристик существует взаимосвязь. На рис. 6.3.6 и 6.3.7 представлены аэродинамические коэффициенты модели СА в виде тела вращения, лобовая часть которого представляла сферический сегмент, а боковая — выполнена в виде обратного конуса с углом наклона образующей $\theta = 7 \ldots 17^\circ$. ТДУ была расположена в лобовой части модели СА и имела различное число сопел ($N = 3 \ldots 12$). В качестве инжектируемого газа использовали воздух. Аэродинамический коэффициент продольной силы (без учета тяги) определяли по формуле

$$c_x = \frac{X_\Sigma - P}{q_\infty S_{\text{мид}}},$$

где X_Σ — полная продольная сила, измеряемая на тензометрических весах. Коэффициенты полной нормальной силы и момента тангажа вычисляли по соотношениям

$$c_{y\Sigma} = \frac{Y_\Sigma}{q_\infty S_{\text{мид}}}; \quad m_{z\Sigma} = \frac{M_{z\Sigma}}{q_\infty S_{\text{мид}} l},$$

где l — длина модели СА, причем момент рассчитывали относительно носка лобовой поверхности модели СА.

Приведенные на этих рисунках данные получены при сверхзвуковом обтекании модели СА ($M_\infty = 4,04$). Видно, что если ТДУ имеет шесть звуковых сопел ($M_j = 1$) с относительным диаметром критического сечения $\overline{d^*} = d^*/d_{\text{мид}} = d_j/d_{\text{мид}} = 0,0256$, то при $J_{p0} < 90$ наблюдается режим малоинтенсивного автономного истечения (рис. 6.3.6, *а*). Разрежение, создаваемое струями, приводит к некоторому снижению

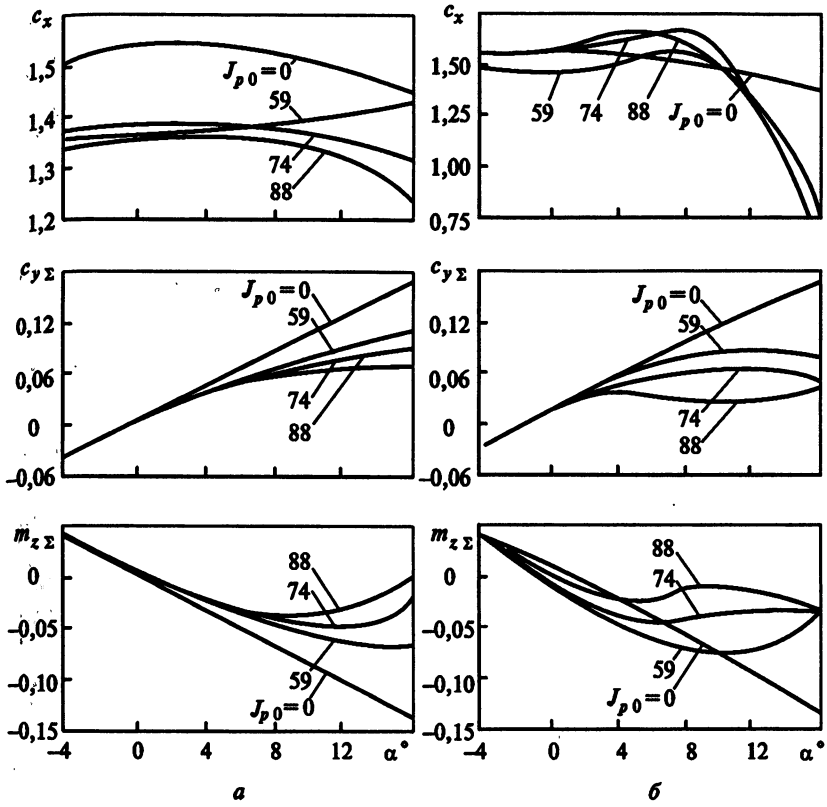
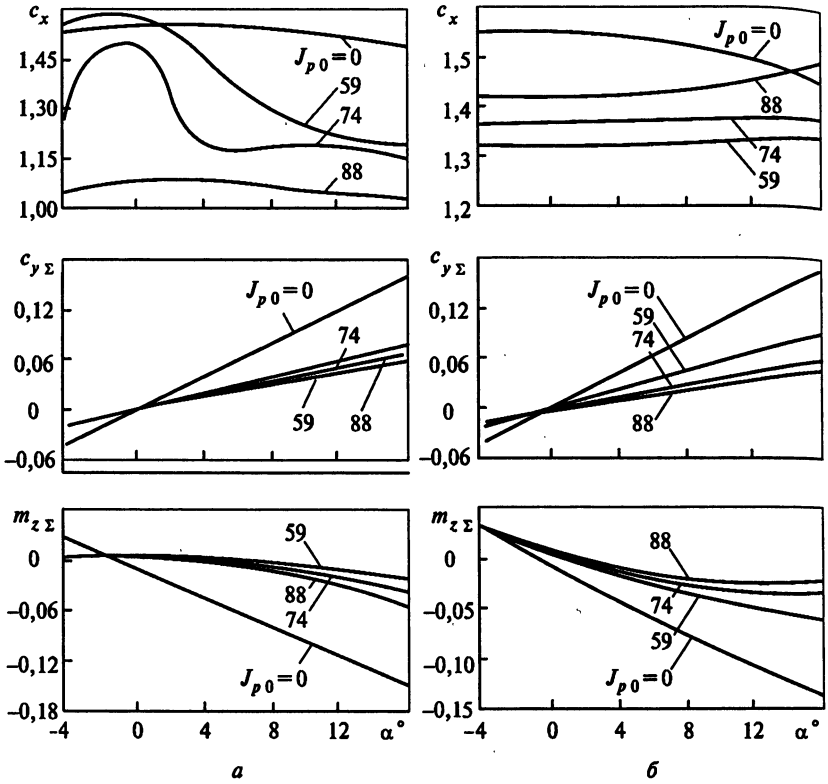


Рис. 6.3.6. Изменение аэродинамических коэффициентов модели СА при звуковом (*а*) и сверхзвуковом (*б*) истечении струй из ТДУ с шестью соплами

коэффициента c_x по сравнению с его значением в отсутствии вдува ($J_{p0} = 0$). При периферийном расположении двигателей ТДУ степень этого уменьшения определяется количеством сопел N, числом M_j в их выходном сечении и углом вдува струй φ_i (см. рис. 6.3.3). В диапазоне углов атаки $|\alpha| < 8°$ форма головного скачка уплотнения перед лобовой поверхностью модели СА изменяется незначительно, вследствие чего $c_x \approx \text{const}$, а зависимости $c_{y\Sigma}$ и $m_{z\Sigma}$ от α практически совпадают с соответствующими зависимостями при $J_{p0} = 0$. При $\alpha > 8°$ нижняя струя, играя роль «газодинамической» иглы, пробивает головной скачек уплотнения, вызывая локальную нестаци-



а *б*

Рис. 6.3.7. Изменение аэродинамических коэффициентов модели СА при звуковом истечении струй из ТДУ с тремя (*а*) и двенадцатью (*б*) соплами

онарность и снижение давления вокруг струи. Это приводит к нелинейности зависимостей $c_{y\Sigma}$, $m_{z\Sigma}$ от α и уменьшению коэффициента c_x, тем более значительному, чем выше интенсивность вдува.

С увеличением M_j возрастает глубина проникновения струй, которые взаимодействуют с головным скачком уплотнения, вызывая трансформацию структуры обтекания. Так, при такой же ТДУ с шестью сверхзвуковыми соплами ($M_j = 3,4$) в диапазоне интенсивностей вдува $J_{p0} = 59 \ldots 88$ наблюдается нестационарный режим течения. В этом случае давление в системе косых скачков уплотнения возрастает, а следовательно, потери полного давления уменьшаются; повышение

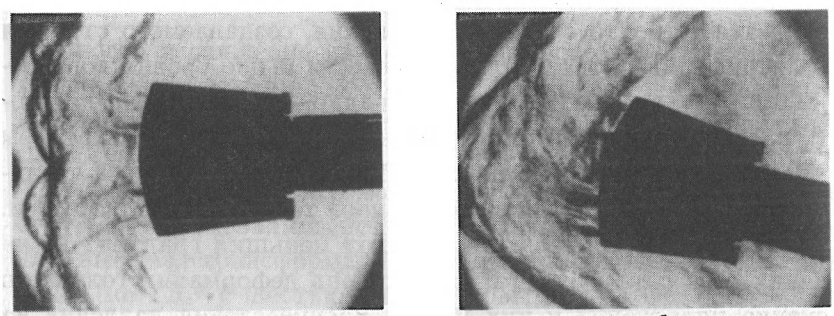
статического давления в центре обтекателя ($p > p'_{0\infty}$) компенсирует снижение давления на его периферии. В результате значения коэффициента c_x при $\alpha < 4^\circ$ близки к соответствующим значениям c_{x0} в отсутствии вдува струй (см. рис. 6.3.6, *б*). При углах атаки $\alpha > 8^\circ$ происходит трансформация структуры обтекания, приводящая к образованию квазистационарного криволинейного скачка уплотнения несимметричной формы. Это вызывает резкое изменение аэродинамических характеристик — уменьшение c_x, существенную нелинейность зависимостей $c_{y\Sigma}$ и $m_{z\Sigma}$ от α (см. рис. 6.3.6, *б*).

Для ТДУ с тремя звуковыми соплами, имеющими $\overline{d^*} = 0,0513$, переход от нестационарного течения к течению с проникновением струй во внешний поток происходит при достижении некоторого критического угла атаки $\alpha_{\text{кр}}$. Если $J_{p0} = 59$, то $\alpha_{\text{кр}} \approx 8^\circ$; при $J_{p0} = 74$ критический угол атаки уменьшается до $\alpha_{\text{кр}} \approx 5^\circ$. При больших значениях интенсивности вдува ($J_{p0} = 88$) $c_x \approx \text{const}$ во всем исследованном диапазоне углов атаки и значительно меньше c_{x0}. Зависимости $c_{y\Sigma}$ и $m_{z\Sigma}$ от α мало отличаются между собой при $J_{p0} \neq 0$ и имеют меньший градиент изменений, чем зависимости c_{y0} и m_{z0} от α.

Аэродинамические характеристики модели СА в случае локального взаимодействия струй представлены на рис. 6.3.7, *б*. Снижение значений коэффициента c_x для ТДУ с двенадцатью звуковыми соплами, имеющими $\overline{d^*} = 0,0256$ объясняется тем, что степень разрежения, создаваемого струями на периферии обтекателя, оказывается выше уровня повышения давления в центре него. Очевидно, что для периферийного расположения сопел значение коэффициента c_x в некотором диапазоне интенсивностей вдува будут возрастать из-за увеличения давления в области отрывного течения перед струями. Зависимости $c_{y\Sigma}$ и $m_{z\Sigma}$ от α имеют меньший градиент изменения, чем c_{y0} и m_{z0}, так как степень деформации головного скачка уплотнения у них ниже. Распределения давления на лобовой поверхности модели СА с наветренной и подветренной сторон практически совпадают, поэтому нормальная сила и момент тангажа близки к нулю.

Аналогичные закономерности при изменении определяющих параметров можно обнаружить в поведении аэродинамических характеристик при других числах Маха, например при $M_\infty = 2,06$. Имеющиеся особенности связаны с большим отходом головного скачка уплотнения от лобовой поверхности модели на этом режиме обтекания. Как показали результаты дренажных испытаний, относительное давление $p/p'_{0\infty}$ вблизи сопел инжекции, а следовательно, и нерасчетность струй при исследованных числах M_∞ изменяются незначительно. Это означает, что для одного и того же соплового блока взаимодействие струй с фронтом скачка при $M_\infty = 2,06$ возможно при бо́льших интенсивностях вдува, чем при $M_\infty = 4,04$. Поэтому для исследованного диапазона изменяемых параметров при $M_\infty = 2,06$ в основном наблюдались режимы малоинтенсивного автономного истечения или локального взаимодействия струй. Как показали теплеровские фотографии (рис. 6.3.8), нестационарный режим течения возможен при истечении сверхзвуковых струй, но значения коэффициента c_x при этом остаются меньше соответствующих значений c_{x0}.

Таким образом, физическая картина взаимодействия струй с потоком при исследованных числах M_∞ остается неизменной, меняются лишь критические значения параметров, при которых происходит трансформация структуры обтекания.



а *б*

Рис. 6.3.8. Структура обтекания модели СА с ТДУ при нестационарном режиме течения

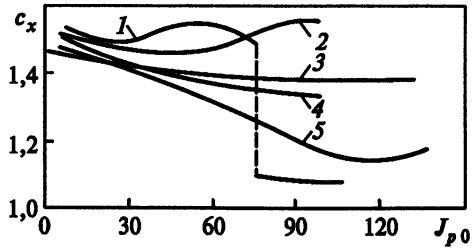


Рис. 6.3.9. Зависимость c_x от J_{p0} при M_j, равном 1,0 (*1, 3–5*) и 3,4 (*2*):
1 – $M_\infty = 4,04$, $N = 3$; *2* – $M_\infty = 4,04$, $N = 6$; *3* – $M_\infty = 2,06$, $N = 3$; *4* – $M_\infty = 4,04$, $N = 6$; *5* – $M_\infty = 2,06$, $N = 12$

На рис. 6.3.9 представлены зависимости коэффициента c_x от интенсивности вдува струй при нулевом угле атаки α для различных компоновок ТДУ, использующих встречный блочный вдув в сверхзвуковой поток ($M_\infty = 2,0 \ldots 4$) с лобовой поверхности СА.

В режиме малоинтенсивного автономного истечения (кривые *3* и *4*) с ростом интенсивности вдува увеличивается размер области с пониженным давлением вокруг струй, что приводит к некоторому уменьшению c_x. Кривая *2* отражает существование двух структур обтекания: при малых J_{p0} на режиме малоинтенсивного автономного истечения значения c_x уменьшаются, при более интенсивной инжекции реализуется нестационарный режим течения и значения коэффициента c_x увеличиваются вследствие уменьшения потерь в косых скачках уплотнения. Переход от малоинтенсивного автономного истечения к нестационарному течению и течению с проникновением струй во внешний поток иллюстрирует кривая *1*. При $J_{p0} \approx 75$ наблюдается резкое снижение коэффициента c_x, вызванное автономным взаимодействием струй с набегающим потоком и образованием «газодинамической» иглы. Большая часть кривой *5* характеризует течение с локальным взаимодействием струй: при $J_{p0} \leq 110$ создаваемое струями разрежение приводит к уменьшению c_x, затем с увеличением J_{p0} значения этого коэффициента незначительно возрастают из-за повышения давления на срезе сопел, а следовательно, и в области отрывного течения вблизи струй.

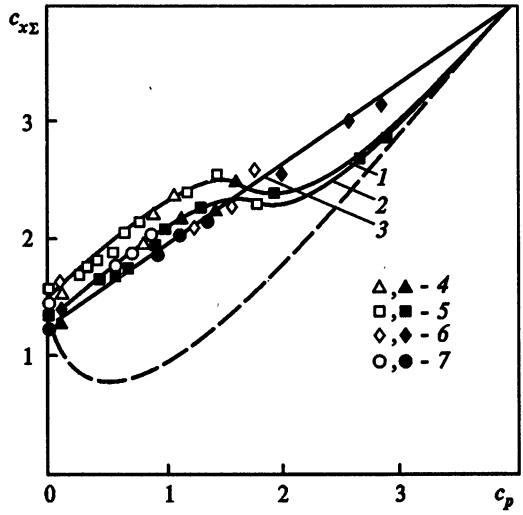


Рис. 6.3.10. Результаты расчета (*1–3*) и данные эксперимента (*4–7*) при торможении модели СА встречным блочным периферийным вдувом струй и центральным вдувом струи (штриховая линия, $M_\infty = 5{,}12$):
1, 2 – $N = 3 \ldots 6$, $M_\infty = 4{,}04$ и 2,06 соответственно; *3* – $N > 6$, $M_\infty = 2{,}06$; *4* – $N = 6$, $M_j = 3{,}4$; *5* – $N = 3$, $M_j = 1{,}0$; *6* – $N = 12$, $M_j = 1{,}0$; *7* – $N = 6$, $M_j = 1{,}0$; светлые точки – при $M_\infty = 4{,}04$; темные точки – при $M_\infty = 2{,}06$

На рис. 6.3.10 показано изменение полного аэродинамического коэффициента продольной силы $c_{x\Sigma}$ при нулевом угле атаки для случаев встречной блочной инжекции струй и при торможении СА с применением центрального двигателя. В соответствии с этими данными на всех режимах наибольший эффект торможения достигается в случае применения блочных ТДУ. На режимах малой тяги ($c_P < 1{,}5$) зависимости $c_{x\Sigma}$ от c_P для блочных ТДУ практически совпадают между собой, а на режимах средней тяги ($1{,}5 \le c_P \le 3$) эффективность ТДУ повышается с увеличением количества периферийных двигателей ($N > 6$).

Особенность трансформации структур обтекания перед лобовым обтекателем наибольшим образом проявляется в изменении аэродинамического коэффициента СА, имеющего ТДУ с числом двигателей $N \le 6$. Для них в диапазоне $c_P = 1{,}5 \ldots 2$

происходит падение $c_{x\Sigma}$, что объясняется переходом от режима проникновения струй к автомодельному режиму течения. Такого резкого изменения $c_{x\Sigma}$ не наблюдается у многосопловой ТДУ ($N = 12$).

На основе анализа экспериментальных данных получена универсальная зависимость $c_{x\Sigma}$ от c_P для моделей СА с различным количеством двигателей ТДУ ($N = 3 \ldots 12$) при $M_j = 1 \ldots 3,5$. Так, при $N = 3 \ldots 6$ (кривые *1, 2* на рис. 6.3.10) она имеет следующий вид:

$$c_{x\Sigma} = (x + y)/\sqrt{2};$$
$$c_P = (x - y)/\sqrt{2},$$

где $y = c_{x0}(-\mathrm{th}(x - 2\sqrt{2}) + 1)/(2\sqrt{2})$; $c_{x0}/\sqrt{2} \le x \le +\infty$, а при $N > 6$ (кривые *3* на рис. 6.3.10)

$$c_{x\Sigma} = \begin{cases} c_{x0} + (1 - 0,25c_{x0})c_P & \text{при } c_P < 4; \\ c_P & \text{при } c_P > 4. \end{cases}$$

Эффективность использования блочной ТДУ зависит от угла φ_j инжекции струй (угол между продольными осями сопел и СА), разноса сопел и их количества и числа M_j, а также симметричности истечения струй. Рассмотрим влияние указанных конструктивных параметров ТДУ на аэродинамические характеристики моделей СА для различных режимов вдува струй.

На рис. 6.3.11 показано влияние угла инжекции струй на относительные коэффициенты $\bar{c}_{x\Sigma} = c_{x\Sigma}/c_{x0}$, $\bar{c}_x = c_x/c_{x0}$ и $\bar{c}_P = c_p/c_{x0}$, а также $\tilde{c}_{x\Sigma} = c_{x\Sigma}/(c_{x\Sigma})_0$, где $(c_{x\Sigma})_0$ — коэффициент $c_{x\Sigma}$ при $\varphi_j = 7^\circ$, и $\Delta\tilde{c}_P = (c_P - c_{P0})/c_{P0}$, где c_{P0} — коэффициент тяги при $\varphi_j = 0$, при различных интенсивностях выдува и нулевом угле атаки.

Графики на рис. 6.3.11,*а* соответствуют условиям выдува струй, когда сопла ТДУ находились на лобовом обтекателе, а графики на рис. 6.3.11, *б, в* — при расположении сопел вне обтекателя.

С увеличением угла φ_j все меньшая площадь лобовой поверхности СА находится в области разрежения струй, что

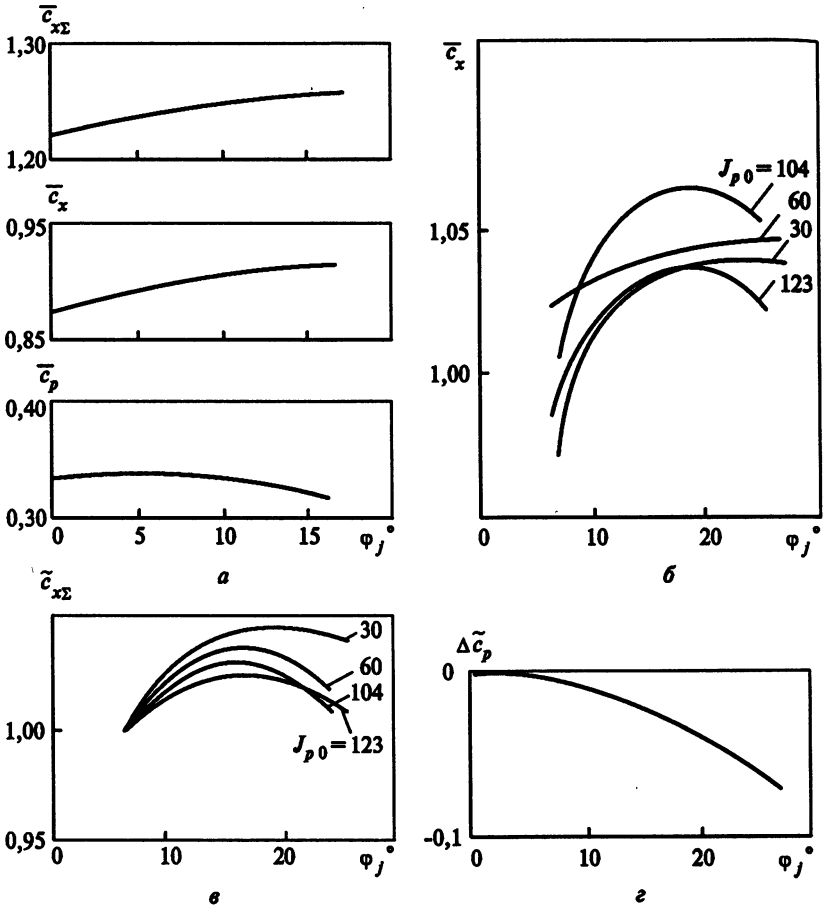


Рис. 6.3.11. Зависимости аэродинамических коэффициентов от угла инжекции струй:
а – $N = 6$, $J_{p0} = 74$; *б–г* – $N = 6$, $M_j = 3,4$, $\alpha = 0$

приводит к повышению коэффициента $\bar{c}_x$. Однако возникающие при этом вследствие отклонения струй потери тяги (рис. 6.3.11, *г*) указывают на существование оптимального угла φ_j, при котором коэффициент $\bar{c}_x$ максимален. Исследования показали, что он составляет $17 \ldots 20^\circ$ (см. рис. 6.3.11, *в*). На значения коэффициентов c_y и $m_{z\Sigma}$ изменение угла инжекции в диапазоне φ_j практически не влияет. Удаление соплового блока от оси СА (при неизменном N) приводит к

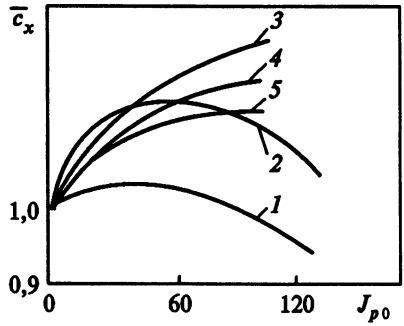


Рис. 6.3.12. Зависимость $\bar{c}_x$ от J_{p0}:
1, 2 – $N = 6$, $M_\infty = 2,06$, $\varphi_j = 7°$ и $27°$ соответственно; *3* – $N = 12$, $M_\infty = 4,04$, $\varphi_j = 17°$; *4, 5* – $N = 6$, $M_\infty = 4,04$, $\varphi = 17°$ и $27°$ соответственно

увеличению расстояния между струями, а следовательно, к существованию двух схем взаимодействия потоков: малоинтенсивного автономного истечения и нестационарного течения. На рис. 6.3.12 видно, что при большом разносе сопел область разрежения на лобовой поверхности СА оказывается пренебрежимо малой, и значения коэффициента c_x либо изменяются незначительно (кривая *1*), либо несколько превышают соответствующие значения c_{x0} (кривые *2* — *5*) из-за большого угла $\varphi_j > 17°$ и некоторого изменения формы головной ударной волны (струйный газ при $\alpha = 0$ практически не попадает на лобовую поверхность СА, а давление в области отрывного течения перед струями растет). Переход к структуре обтекания, соответствующей нестационарному течению, происходит при тем бóльших значениях J_{p0}, чем больше угол φ_j, так как уменьшается угол встречи струи с фронтом головного скачка уплотнения.

6.3.3. Расчет параметров обтекания и аэродинамических характеристик обтекателей при инжекции блочных струй из ТДУ

Сложные процессы взаимодействия блочных струй с обтекающим СА потоком не позволяют найти точное аналитическое решение задачи по определению аэродинамических

характеристик. Расчет параметров обтекания и аэродинамических коэффициентов возможен лишь при модельном представлении течений и интегральном подходе к решению задачи. Рассмотрим математическую модель, учитывающую те особенности течения, которые оказывают первостепенное влияние на взаимодействие потоков.

В 6.3.2 было выделено пять возможных режимов течения при обтекании СА с блочным вдувом встречных струй в сверхзвуковой набегающий поток. В зависимости от сочетания параметров набегающего потока и вдуваемых струй, количества двигателей и их расположения на лобовой поверхности СА каждому режиму (кроме нестационарного) соответствует своя модель струйного течения:

малоинтенсивные струи;

проникающие струи;

взаимодействующие струи;

автомодельные струи;

струи, смыкающиеся в центральной части обтекателя.

Как и ранее, в качестве критериев перехода от одной модели к другой выберем геометрические соотношения между длиной l_c начального участка недорасширенной струи, отходом S_0 головного скачка уплотнения в отсутствии вдува и минимальным расстоянием $l_{\min}$ между соплами.

Рассмотрим особенности расчета параметров течения при симметричном обтекании СА ($\alpha \approx 0$) для каждой из выделенных моделей.

М а л о и н т е н с и в н ы е б л о ч н ы е с т р у и. Данная модель соответствует режиму малоинтенсивного автономного истечения, когда границы струй не пересекаются ($d_c < l_{\min}$), а расстояние до диска Маха в струе меньше отхода головного скачка уплотнения в отсутствии вдува ($l_c < S_0$).

В зависимости от интенсивности вдува струй и удаления их друг от друга и от центральной точки лобового обтекателя возможны три различных случая. Первому соответствует условие, когда границы областей возмущенного течения вокруг струй не пересекаются между собой (рис. 6.3.13, *а*). Во

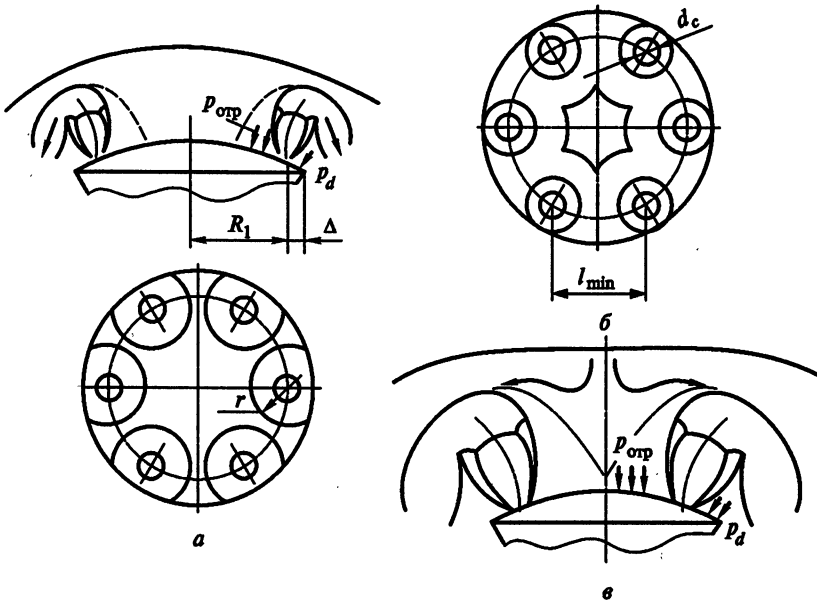


Рис. 6.3.13. Схемы для расчета параметров течения малоинтенсивных блочных струй

втором случае, показанном на рис. 6.3.13, *б*, при интегрировании сил давления необходимо учитывать перекрытие характерных площадей. Наконец, в третьем случае интенсивность струи такова, что возмущенная область течения переходит за переднюю критическую точку обтекателя (рис. 6.3.13, *в*) и перед струями образуется единая общая область отрывного течения с постоянным давлением $p_{отр}$. Однако алгоритм расчета параметров течения для них един:

1) расчет параметров для одиночной изолированной периферийной струи;

2) определение размеров областей возмущенного течения;

3) вычисления с учетом возможного перекрытия этих областей суммарного аэродинамического коэффициента продольной силы лобового обтекателя c_x для блока струй.

Одним из условий существования малоинтенсивных струй является неравенство $l_c < S_0$. Для расчета отхода S_0 головного скачка уплотнения в отсутствии вдува можно использо-

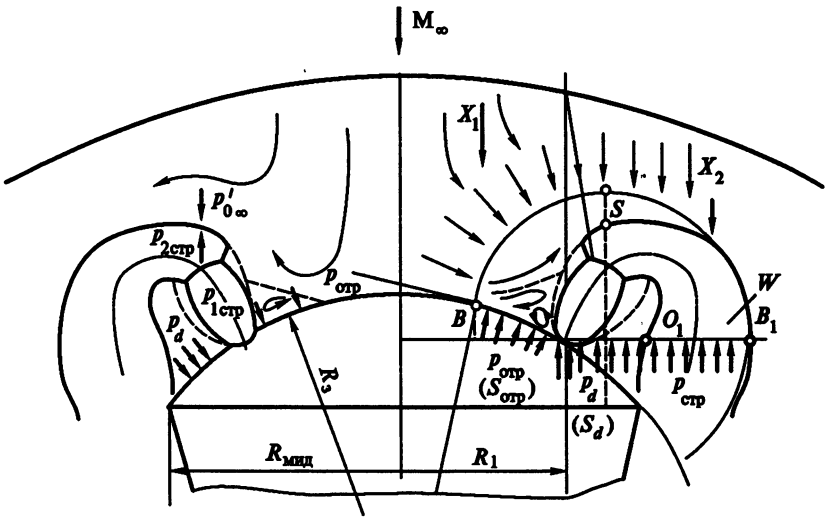


Рис. 6.3.14. Расчетная схема для модели «малоинтенсивные струи»

вать зависимость, полученную для СА, имеющих сегментно-сферическое затупление лобовой поверхности:

$$\overline{S}_0 = S_0/R_З = 0,78\frac{[2+(k-1)\mathrm{M}_\infty^2]}{[(k+1)\mathrm{M}_\infty^2]}.$$

Вычисление параметров течения при взаимодействии малоинтенсивной встречной струи со сверхзвуковым потоком подробно изложено в 6.2.

Схема обтекания лобовой поверхности СА при вдуве блочных струй показана на рис. 6.3.14.

В этом случае коэффициент продольной силы лобового обтекателя

$$c_x' = [X_\text{н} + p_\text{отр}S_\text{отр} + p_dS_d - p_\infty S_\text{мид}]/(q_\infty S_\text{мид}),$$

где $X_\text{н}$ — сила от перераспределения давления по лобовому обтекателю вне области возмущенного струйного течения; $S_\text{отр}$, S_d — площади областей возмущенного течения (с учетом их перекрытия) перед струями и за ними соответственно; p_d — осредненное статическое давление на лобовом обтекателе за струями.

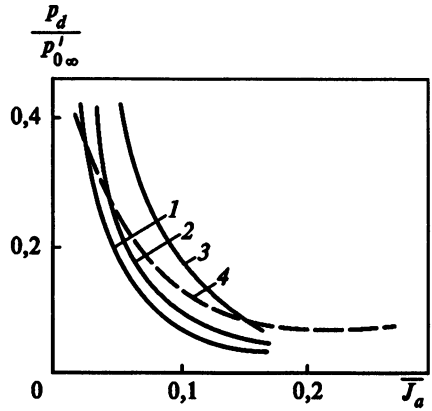


Рис. 6.3.15. Характер распределения давления за струями на лобовом обтекателе:
1–3 – эксперимент; *4* – расчет по формуле (6.3.1)

На рис. 6.3.15 представлены экспериментальные графики (кривые *1—3*) распределения статического давления на лобовом обтекателе за струями. На основе осреднения экспериментальных данных получена следующая зависимость:

$$p_d/p'_{0\infty} = 2,512 \cdot 10^{-4}(\overline{J}_a + 0,1713)^{-4,418} + 0,05, \qquad (6.3.1)$$

где $\overline{J}_a = J_{p0}\pi(\mathrm{M}_j, k_j)(1 + k_j\mathrm{M}_j^2)(r_j/R_{\text{мид}})^2$.

П р о н и к а ю щ и е с т р у и. Данная модель соответствует режиму течения с проникновением струй во внешний поток. В этом случае высокоинтенсивные струи не взаимодействуют между собой и длина первой «бочки» недорасширенной струи в $1,5 \ldots 2$ раза превышает отход головного скачка уплотнения в отсутствии вдува.

При расчете параметров течения принимаем, что каждая периферийная струя воздействует на основной поток аналогично центральной (см. рис. 6.1.6). Полагаем, что угол конической поверхности раздела развернувшейся струи и давление в области циркуляционного течения в окрестности сопла инжекции можно с достаточной степенью точности определять как и при истечении этой струи из такого же сопла, но расположенного на оси симметрии СА.

Алгоритм расчета параметров течения и аэродинамических коэффициентов для этой модели следующий:

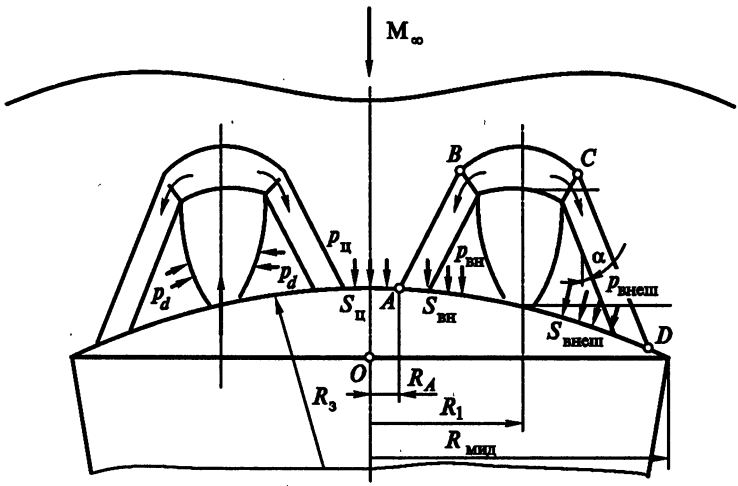


Рис. 6.3.16. Расчетная схема для модели «проникающие струи»

1) определение давления в области циркуляционного течения p_d и размеров конической поверхности $ABCD$ (рис. 6.3.16);

2) вычисление площади проекции поверхности $ABCD$ и соответствующих площадей перекрытия для соседних струй, принимая, что основание моделирующего струю конуса находится в плоскости сопла инжекции, а его ось совпадает с осью сопла (при $\varphi_j = 0$).

Если область возмущенного течения выходит за пределы лобового обтекателя, то, как и для моноструи, принимаем

$$p_{\text{внеш}} = p_\infty \text{ или } p_{\text{внеш}} = p_d \text{ при } R > R_1,$$
$$p_{\text{вн}} = (p_d + p_{\text{внеш}})/2 \text{ при } R > R_1,$$
$$p_{\text{ц}} = (p'_{0\infty} + p_{\text{вн}})/2 \text{ при } R_A > R \geq 0.$$

Тогда коэффициент продольной силы от перераспределения давления на поверхности лобового обтекателя можно представить в виде

$$c_x = (X_{\text{н}} + p_{\text{ц}} S_{\text{ц}} + p_{\text{вн}} S_{\text{вн}} + p_{\text{внеш}} S_{\text{внеш}} - p_\infty S_{\text{мид}})/(q_\infty S_{\text{мид}}),$$

где $X_{\text{н}}$ — сила от перераспределения давления по лобовому обтекателю вне области возмущенного струйного течения.

В з а и м о д е й с т в у ю щ и е с т р у и. Данная модель течения соответствует режиму локального взаимодей-

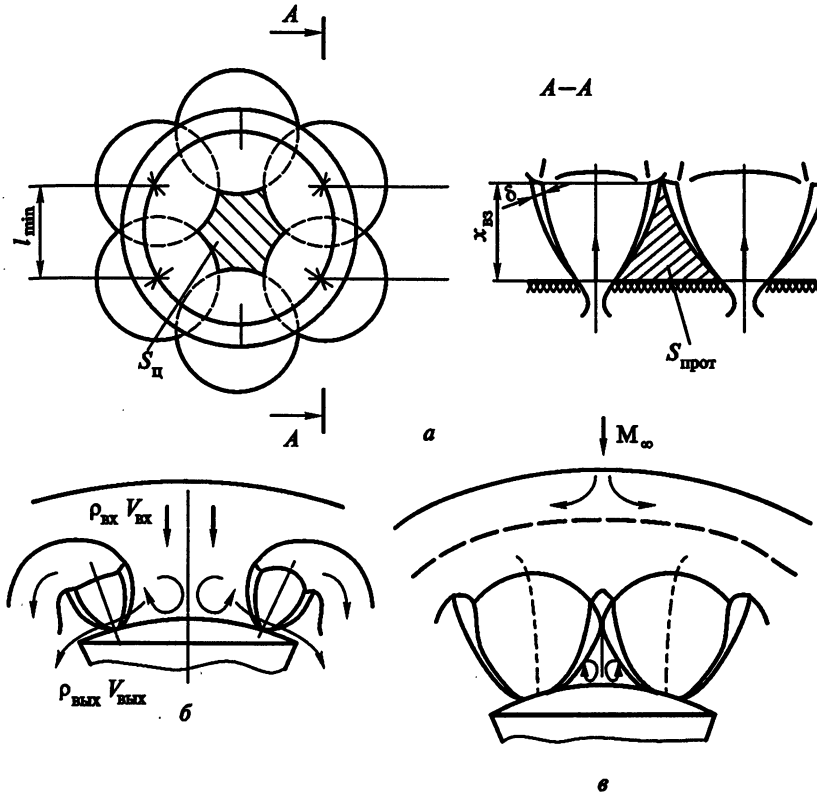


Рис. 6.3.17. Расчетная схема для модели «взаимодействующие струи»

ствия струй и возможна при функционировании ТДУ с большим количеством сопел. Отдельные струи взаимодействуют между собой (рис. 6.3.17, *а*) с образованием газового кольца и единой области отрывного течения перед струями.

Как и для кольцевой струи, эта область при небольшой интенсивности вдува J_{p0} является открытой. Струйный газ разворачивается во внешнюю сторону от оси СА и сносится набегающим потоком (рис. 6.3.17, *б*). Происходит массообмен газа как через протоки между истекающими струями, так и через границу области отрывного течения.

С ростом интенсивности вдува возможно смыкание струй в центре лобового обтекателя с образованием замкнутой застойной зоны (рис. 6.3.17, *в*), характерной для автомодельного

режима течения. Однако условие смыкания будет отличным от кольцевой струи.

Принято считать, что если суммарный расход газа через протоки между струями превышает массу газа, поступающего в единицу времени через центральную площадь $S_{\text{ц}}$ в незанятую струями область отрывного течения, то имеют место эффект «схлопывания» и структура обтекания, характерная для автомодельного режима течения. Если принять, что $\rho_{\text{вх}} V_{\text{вх}} = \rho_{\text{вых}} V_{\text{вых}}$, то условие перестройки структуры определяется геометрическим соотношением между суммарной площадью протоков $S_{\text{прот}\Sigma}$ и внутренней площадью $S_{\text{ц}}$.

Площадь всех протоков $S_{\text{прот}\Sigma}$ определяем по известному геометрическому соотношению для недорасширенной струи:

$$S_{\text{прот}\Sigma} = 2\left\{(l_{\min}/2 - r_j)x_{\text{вз}} - \int_0^{x_{\text{вз}}} r\,\mathrm{d}x\right\}N,$$

где $x_{\text{вз}}$ — расстояние до точки взаимодействия струй; r — текущий радиус струи.

Внутреннюю площадь рассчитываем по максимальному диаметру струи с учетом слоя смешения:

$$S_{\text{ц}} = \pi(R_1 - d_{c\max}/2)^2,$$

где $d_{c\max} = d_c + 2\tilde{\delta}$; $\tilde{\delta}$ — толщина слоя смешения, зависящая от числа Маха на границе струи и ее длины $\tilde{\delta} = 0,27(1-0,5\mathrm{Cr}_\delta^2)l_c$; $\mathrm{Cr}_\delta = \left[1 + \dfrac{2}{(k_j - 1)\mathrm{M}_\delta^2}\right]^{-0,5}$; M_δ — осредненное число Маха на границе струи.

Таким образом, если $S_{\text{прот}\Sigma} > S_{\text{ц}}$, то коэффициент продольной силы нужно рассчитывать как для автомодельных струй, иначе — как для малоинтенсивных блочных струй.

А в т о м о д е л ь н ы е с т р у и. Характерной особенностью данной модели, соответствующей автомодельному режиму течения (см. рис. 6.3.17, *в*), является существование закрытой застойной зоны в центральной части лобового обтекателя, давление в которой практически не зависит от параметров набегающего потока, а определяется параметрами на срезе сопел ТДУ.

Принимаем, что давление на периферии лобового обтекателя (за струями) равно статическому давлению в набегающем потоке p_∞.

Давление $p_ц$ в центральной части лобового обтекателя определяем либо по методике, использующей один из критериев присоединения (Корста или Нэша), либо по условию минимума суммарного изменения энтропии в областях смешения и присоединения.

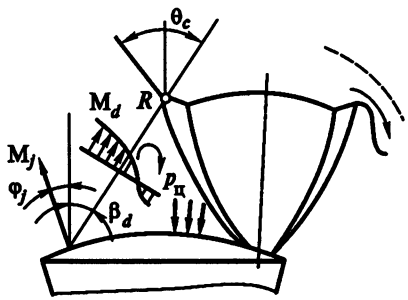


Рис. 6.3.18. Расчетная схема для модели «автомодельные струи»

Считаем, что истекающая под углом φ_j струя газа расширяется в волне разрежения, разворачивается на угол $\beta_d + \varphi_j$ и попадает в область с числом $M_d > M_j$ (рис. 6.3.18). На оси симметрии СА отдельные потоки струйного газа встречаются в окрестности точки R, где формируется скачок уплотнения с углом θ_c. В пространстве от волны разрежения до скачка уплотнения распространяется область смешения внешнего потока с циркуляционным течением в зоне отрыва. Применяя гипотезу плоских сечений, для расчета $p_ц$ можно использовать методы, подробно рассмотренные в 2.7.

6.3.4. Эффективность торможения СА с блочной ТДУ различной компоновки

Для оценки эффективности применения блочных ТДУ и выбора параметров (количества сопел N, их расположения относительно продольной оси ЛА, числа M_j и т. д.) рассмотрим представленные на рис. 6.3.19 графики зависимости относительного коэффициента продольной силы $\bar{c}_x = c_x/c_{x0}$ лобовых обтекателей СА сегментно-сферической формы ($\overline{R}_з = 2,36$) от коэффициента тяги c_P. Приведенные здесь результаты получены на основе теоретического расчета по рассмотренным

в 6.3.3 алгоритмам вычисления параметров обтекания и аэродинамических характеристик СА с ТДУ, работающей в различных режимах.

При изменении количества сопел (блочности струи) суммарная площадь их критического сечения оставалась постоянной ($\overline{S}^*_\Sigma = S^*_\Sigma / S_{\text{мид}} = 7{,}89 \cdot 10^{-3}$), что обеспечивало одинаковые значения коэффициента тяги c_P для ТДУ с различным количеством двигателей.

На рис. 6.3.19, *а* — *в* видно, что в условиях режима малоинтенсивных струй (малые значения c_P) кривые для ТДУ с различным количеством сопел отличаются незначительно, а значения c_x несколько меньше c_{x0} из-за разрежения, создаваемого инжектируемыми струями, причем чем больше струй, тем c_x меньше c_{x0} так как увеличивается площадь области с пониженным давлением на периферии лобового обтекателя ($R > R_1$).

Для ТДУ с $N = 24$ во всем диапазоне чисел M_∞ значения коэффициента c_x остаются практически постоянными. Это объясняется тем, что в интервале $c_P = 0 \ldots 12$ реализуются только режимы малоинтенсивного автономного истечения и течения с локальным взаимодействием струй.

С уменьшением количества сопел в ТДУ, увеличиваются диаметр их выходного сечения (из условия постоянства тяги ТДУ) и расстояние между ними. Струи не взаимодействуют между собой и при некотором критическом значении коэффициента тяги «пробивают» головной скачок уплотнения. Происходит трансформация структуры обтекания и резкое уменьшение коэффициента c_x. Режим течения с проникновением струй во встречный поток наступает тем раньше, чем меньше сопел.

При дальнейшем увеличении коэффициента тяги c_P струи смыкаются в центре компоновки и реализуется автомодельный режим течения. Зависимость $\overline{c}_x$ от c_P становится линейной, так как давление $p_{\text{ц}}$ в центральной части лобового обтекателя пропорционально давлению на срезе сопел p_j, а ее площадь постоянна при $\overline{R}_1 = \text{const}$ и $N = \text{var}$.

Переход к автомодельному режиму течения у ТДУ с $N = 12$ происходит раньше, чем у ТДУ с $N = 6$, так как различны условия перестройки течения. Для ТДУ с шестью соплами таким условием является соотношение между максимальным диаметром струи с учетом слоя смешения и расстоянием

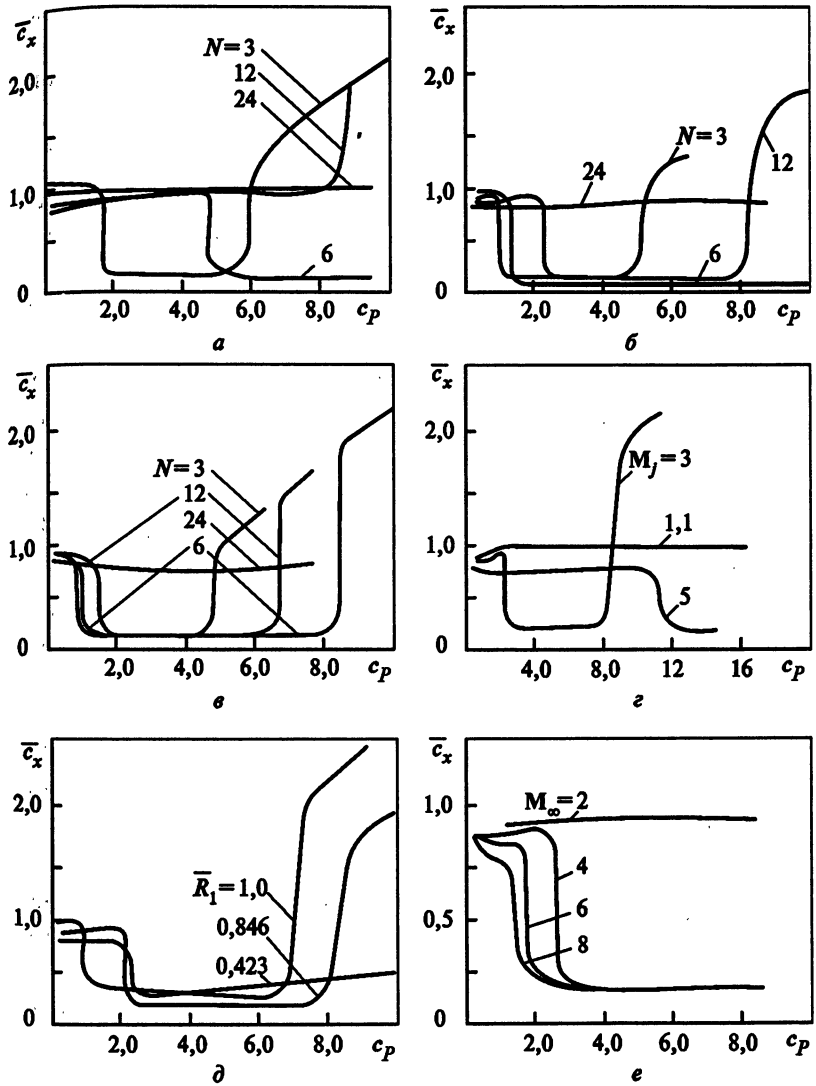


Рис. 6.3.19. Зависимость $\bar{c}_x$ от c_P при различных конструктивных параметрах ТДУ и числах M_∞:
а–в – $M_j = 3,0$, $\bar{R}_1 = 0,846$, $M_\infty = 2$, 4 и 6 соответственно; *г* – $N = 12$, $\bar{R}_1 = 0,846$, $M_\infty = 4,0$; *д* – $N = 12$, $M_j = 3,0$, $M_\infty = 4,0$; *е* – $N = 12$, $M_j = 3,0$, $\bar{R}_1 = 0,846$

R_1, а для ТДУ с двенадцатью соплами — соотношение между массовыми расходами газа, поступающего в центральную зону отрывного течения и покидающего ее через межструйные протоки.

Исследование влияния числа M_j на аэродинамические характеристики показало, что при его варьировании изменяется структура обтекания (рис. 6.3.19, *г*). Действительно, от значения M_j при постоянной интенсивности инжектируемой струи зависят ее геометрические параметры, а следовательно, и трансформация структур обтекания. Чем больше число Маха недорасширенной струи, тем глубже она проникает вверх по потоку и тем меньше ее диаметр. При $M_j = 1,1$ струи взаимодействуют между собой с образованием единого газового кольца; при этом площадь протоков между ними оказывается меньше площади центральной части ТДУ, в результате чего значения коэффициента $\bar{c}_x$ почти не мяняются. При $M_j = 3,0$ такое взаимодействие происходит уже после наступления режима течения с проникновением струй во встречный поток, что трансформирует структуру обтекания к автомодельному режиму. Для сопел с $M_j = 5,0$ в диапазоне $c_P < 10$ струи остаются недорасширенными, и структура обтекания СА соответствует режиму малоинтенсивного автономного истечения. При $c_P \approx 11$ струи смыкаются в центральной части ТДУ (автомодельный режим течения), а $\bar{c}_x$ растет пропорционально давлению p_j. Кроме того, на режиме малоинтенсивного автономного истечения с ростом M_j эжектирующее влияние струй на давление в областях отрывного течения перед и за соплами инжекции увеличивается, что приводит к снижению $\bar{c}_x$.

Влияние разноса сопел ($\overline{R}_1$) по поверхности лобового обтекателя на зависимость $\bar{c}_x$ от c_P показано на рис. 6.3.19, *д*. С уменьшением $\overline{R}_1$ увеличивается площадь с пониженным давлением за соплами на периферии лобового обтекателя, что на режиме малоинтенсивного истечения струй приводит к снижению $\bar{c}_x$. При $c_P \approx 2$ происходит трансформация структуры обтекания. Для ТДУ с $\overline{R}_1 = 0,423$ струи взаимодействуют между собой и смыкаются в центре ТДУ, а при $\overline{R}_1 = 0,846$

реализуется режим течения с проникновением струй во встречный поток. Для ТДУ с $\overline{R}_1 = 1,0$ структура обтекания меняется при меньшем значении коэффициента тяги, так как нерасчетность периферийной струи при тех же c_P оказывается выше. Автомодельный режим течения для ТДУ с $\overline{R}_1 = 1,0$ и 0,846 наступает при бо́льших значениях c_P, чем для ТДУ с $\overline{R}_1 = 0,423$, и характеризуется более высоким значением коэффициента $\overline{c}_x$ (вследствие большей площади центральной области ТДУ).

Влияние числа M_∞ на зависимость $\overline{c}_x$ от c_P иллюстрирует рис. 6.3.19, *е*. С ростом M_∞ уменьшается отход головного скачка уплотнения в отсутствии вдува S_0; в результате переход к режиму течения с проникновением струй происходит при меньших значениях c_P. Качественно отличается от других кривая при $M_\infty = 2,0$ (коэффициент $\overline{c}_x$ остается примерно постоянным при $c_P \leq 8$). Объясняется это тем, что отход S_0 при данном числе Маха значительно больше, чем при остальных исследованных значениях M_∞, и струи успевают провзаимодействовать между собой до встречи с фронтом головного скачка уплотнения.

Характер зависимости c_x от c_P для различных чисел M_∞ сохраняется с уменьшением количества сопел ТДУ. Это подтверждают экспериментальные данные, полученные на моделях СА с затупленным коническим обтекателем ($\beta_к = 70°$) и ТДУ с четырьмя соплами (рис. 6.3.20).

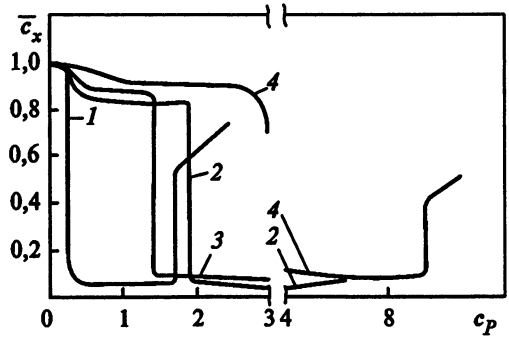


Рис. 6.3.20. Зависимость $\overline{c}_x$ от c_P при M_∞, равном 5,35 (*1*) , 3,03 (*2*) , 2,04 (*3*) и 1,92 (*4*): *1* – данные НИЦ им. М.В. Келдыша; *2, 3* – данные МВТУ им. Н.Э. Баумана; *4* – данные МАИ

6.3.5. Интерференционное воздействие потоков на лобовую поверхность ЛА при комбинированном вдуве встречных струй

Как было показано в 6.1, 6.2, 6.3.2, на параметры отрывных течений вблизи поверхности лобовых обтекателей при инжекции струй и аэродинамические характеристики СА первостепенное значение оказывает количество и расположение двигателей ТДУ.

Кроме периферийных, возможно применение комбинированных (блочных) ТДУ, имеющих дополнительные центральные двигатели. Для определения влияния струй таких ТДУ на аэродинамические характеристики лобовых обтекателей были проведены исследования при различных числах Маха и режимах работы ТДУ. ТДУ имели компоновочную схему с четырьмя ($N = 4$) и пятью двигателями ($N = 5$). Импульс струй регулировали изменением давления и критической площади сопел. Угол полураствора затупленного обтекателя составлял 70°. Рассмотрим некоторые результаты проведенных испытаний для $M_\infty = 2,04$.

На рис. 6.3.21 видно, что при одинаковой тяге всех четырех двигателей коэффициент $c_{x\Sigma}$ существенно выше, чем при отсутствии струй. Наличие центральной струи при четырех работающих периферийных двигателях уменьшает $c_{x\Sigma}$, оказывая такое же воздействие на аэродинамические характеристики, как центральная струя.

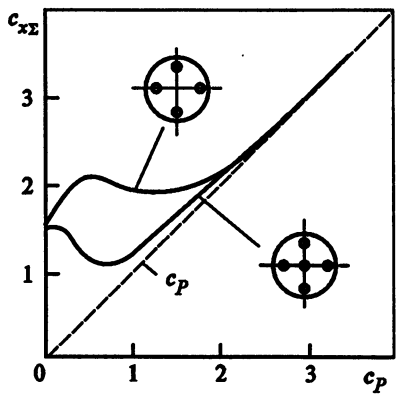


Рис. 6.3.21. Влияние центральной струи блочной ТДУ на лобовое сопротивление обтекателя СА

Определенный интерес представляют режимы, при которых интенсивность вдува $J_{p0} = p_{0j}/p'_{0\infty}$ (или коэффициент тяги c_P) имеет малые ($J_{p0} < 20$) и средние ($20 < J_{p0} < 120$) значения. Это возможно, например, при запуске ТДУ или в момент отсечки тяги. Кроме того, возможны режимы торможения и управления полетом СА с использованием двигателей малой тяги.

Рассмотрим некоторые результаты экспериментальных исследований аэродинамических характеристик лобовых обтекателей СА с работающими ТДУ в режиме малой тяги. Исследуемая модель СА имела лобовой обтекатель в виде сферического сегмента с относительным радиусом затупления $\overline{R}_з = 3$. ТДУ состояла из пяти двигателей. Ось центрального сопла совпадала с осью симметрии модели СА. Четыре других сопла были разнесены на одинаковые расстояния от центра и располагались по периферии сферического сегмента. Аэродинамические коэффициенты c_y, c_x и m_z измеряли без учета воздействия тяги ТДУ. На срезе центрального и боковых сопел числа Маха соответственно составляли $\mathrm{M}_ц = 4,08$ и $\mathrm{M}_б = 4,33$. В качестве рабочего газа в ТДУ использовали воздух. Испытания проводили при числах $\mathrm{M}_\infty = 1,5$; 1,8 и 2,0. Числа Рейнольдса, определенные по параметрам невозмущенного потока и отнесенные к единице длины, составляли $23 \cdot 10^6$ и $27{,}2 \cdot 10^6$ м$^{-1}$. Угол атаки изменяли от 0 до 12°, а на некоторых режимах — от $-4°$ до 8°. Диапазон значений J_{p0} для ТДУ СА с четырьмя двигателями составил $0 \le J_{p0} \le 27$, а для ТДУ с пятью двигателями $0 \le J_{p0} \le 123$. Модель устанавливали в аэродинамической трубе так, что боковые двигатели ТДУ располагались по плюсообразной схеме.

Теневые фотографии течения около модели СА как с заглушенными, так и с работающими четырьмя двигателями при различных значениях J_{p0} показывают, что картины обтекания различаются незначительно (рис. 6.3.22). Можно отметить, что струи лишь несколько увеличивают отход ударной волны от сферического носка СА. Как показывают оптические исследования, форма ударной волны в этом случае описывается уравнением поверхности второго порядка. Было получено соотношение между радиусом кривизны $R_в$ ударной волны

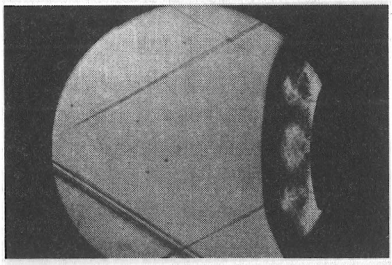


Рис. 6.3.22. Теневая фотография структуры обтекания модели СА с работающей ТДУ малой тяги ($M_\infty = 2{,}0$, $d_{кр}$=1,88 мм, N=4, p_{0j}/p_∞= = 200)

вблизи оси симметрии СА и отходом S_0 этой ударной волны от носка аппарата: $R_в/S_0 = 5{,}02$.

Анализ фотографий несимметричного обтекания модели СА позволил выявить, что форма головной ударной волны при малых J_{p0} и α практически не отличается от случая, когда $\alpha = 0$. При $J_{p0} > 20$ происходит существенное искажение картины обтекания, особенно при $\alpha > 8°$.

Наличие центральной струи (ТДУ с пятью двигателями) изменяет картину обтекания даже при малых значениях J_{p0}. С увеличением J_{p0} головной скачок отодвигался от носка СА на значительное расстояние. Истекающие из сопел струи смыкаются на расстоянии порядка $0{,}8R_{мид}$.

Испытания показали, что коэффициент продольной силы обтекателя СА с заглушенными соплами ($c_P = 0$, $c_x = 1{,}52$) и с работающими в режиме малой тяги четырьмя двигателями практически не зависит от α и J_{p0} во всем исследованном диапазоне ее изменения (рис. 6.3.23, *а*). Введение центральной струи приводит к уменьшению c_x начиная со значения $J_{p0} = 5$. Видно, что число M_∞ мало влияет на c_x обтекателя как в случае работы пяти, так и четырех двигателей. При $J_{p0} > 24$ существенное влияние на коэффициент c_x оказывает угол α (рис. 6.3.23, *б*). Даже небольшое отклонение модели СА ($\alpha \approx 8°$) приводит к возрастанию c_x почти вдвое по сравнению с его значением при $\alpha = 0$.

Характер изменения c_x для ТДУ с четырьмя и пятью работающими двигателями показывает, что центральная струя играет роль газодинамической иглы и уменьшает волновое сопротивление СА, что во многом подобно воздействию одиночной встречной струи на сверхзвуковой поток (см. 6.1). Струи

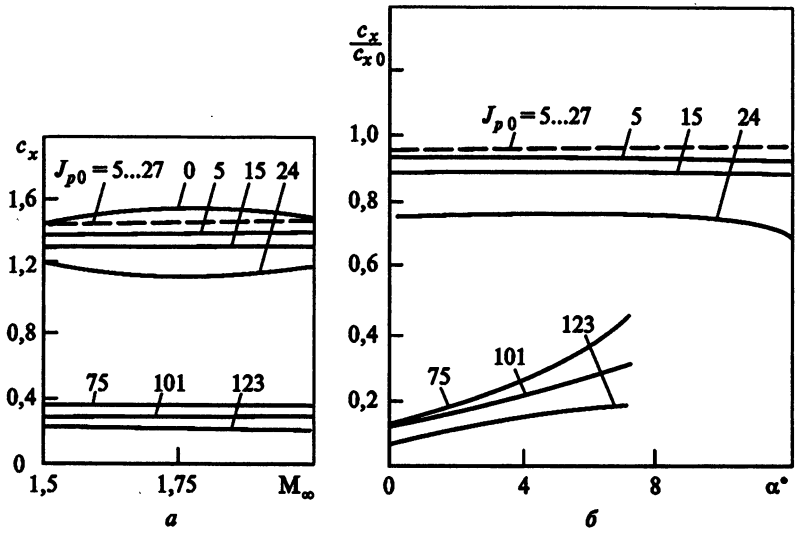


Рис. 6.3.23. Влияние числа M_∞ (*а*) и угла атаки α (*б*) на коэффициент продольной силы лобового обтекателя СА при различных интенсивностях вдува и схемах компоновки ТДУ ($N = 4$ – штриховые линии; $N = 5$ – сплошные линии)

периферийных двигателей взаимодействуют с головным скачком уплотнения в зоне, где угол разворота набегающего потока значительно отличается от нуля, поэтому даже при $\alpha = 0$ их интенсивно сносит от оси СА.

Графики на рис. 6.3.24 иллюстрируют изменение коэффициента момента тангажа пятисопловой ТДУ для средних значений J_{p0} при $M_\infty = 2$. Здесь же приведена моментная характеристика модели СА конической формы при инжекции струи, имеющей $c_P = 1$, через одно центральное сопло (штриховая линия). Видно, что наличие центрального двигателя увеличивает статическую устойчивость СА, тогда как функционирование боковых двигателей сказывается незначительно.

Использование для торможения СА инжекции блочных струй позволяет дросселированием последних управлять нормальной силой и моментом.

Для характеристики степени дросселирования двигателей используют коэффициент разнотяговости $\bar{c}_т$. Если изменение

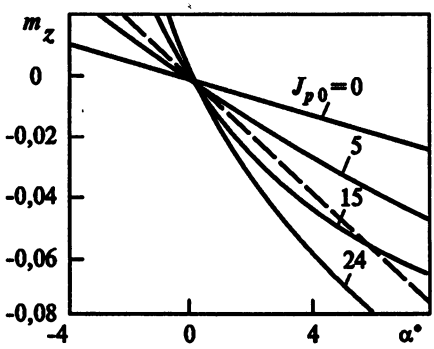


Рис. 6.3.24. Зависимость коэффициента m_z от угла атаки α для лобового обтекателя СА с пятисопловой ТДУ

тяги осуществляется только верхним и нижним двигателями, расположенными по плюсообразной схеме, то $\bar{c}_т$ определяется выражением

$$\bar{c}_{т\,в-н} = \frac{z(M_{jв})}{z(M_{jн})}\frac{S^*_в}{S^*_н},$$

где $z(M_{jв})$, $z(M_{jн})$ — газодинамические функции полного приведенного импульса соответственно верхнего и нижнего двигателей; $S^*_в$, $S^*_н$ — площади критического сечения их сопел.

Для двигателей с одинаковой тягой $\bar{c}_т = 1$.

Исследования проводили при функционировании двигателей, расположенных только в вертикальной плоскости и имеющих разные тяги (рис. 6.3.25, сплошные линии), а также при дополнительном включении боковых (расположенных в горизонтальной плоскости) двигателей (штриховые линии). Коэффициент разнотяговости вертикальных двигателей составлял $\bar{c}_{т\,в-н} = 0,18$, горизонтальных — $\bar{c}_т = 1$.

На рис. 6.3.25, *а* видно, что характер изменения c_x от α для различных интенсивностей вдува $J_{p0} = p_{0j}/p'_{0\infty}$ остается одинаковым. Для некоторых диапазонов отрицательных и положительных углов атаки коэффициент c_x практически не зависит от J_{p0}, так как наиболее интенсивная нижняя струя при $\alpha < -4^\circ$ сносится основным потоком и не вызывает существенного перераспределения давления на обтекателе, а при

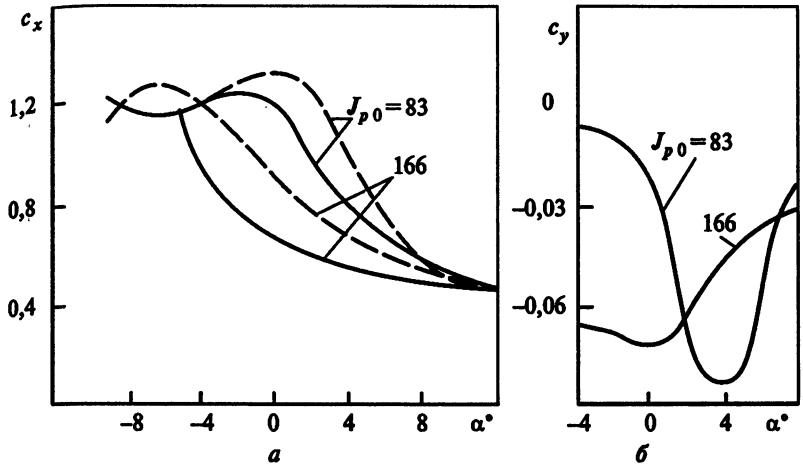


Рис. 6.3.25. Зависимости коэффициентов c_x и c_y от угла атаки α при $M_\infty = 3,0$ и различном количестве работающих двигателей ($\beta_к = 70°$)

$\alpha > 8°$ полностью затеняет его. Однако при $-4° < \alpha < 4°$ нижняя струя, выполняя роль «газодинамической» иглы, значительно уменьшает давление только лишь на части лобового обтекателя. Поэтому возрастание параметра J_{p0} и угла α приводит к увеличению площади застойных зон, создаваемых интенсивной нижней струей на обтекателе, а следовательно, и к резкому падению c_x.

Коэффициенты нормальной силы c_y для двух работающих двигателей ($\bar{c}_{\text{Тв}-\text{н}} = 0,18$) приведены на рис. 6.3.25, *б*. Характер изменения c_y в интервале $-4° < \alpha < +4°$ в значительной мере зависит от интенсивности вдува J_{p0}.

В реальных условиях спуска могут создаваться условия, при которых один из тормозных двигателей не выходит на рабочий режим или не функционирует. При этом помимо момента, вызванного разнотяговостью двигателей, видоизменяется поток, обтекающий СА, что приводит к изменению его аэродинамических характеристик.

Для модели СА с блочной инжекцией с лобовой поверхности обтекателя (ТДУ с $N = 6$) было исследовано влияние

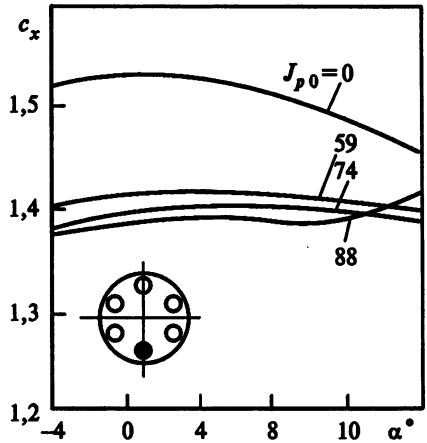


Рис. 6.3.26. Зависимость коэффициента c_x от угла атаки α для лобового обтекателя СА при одном заглушенном двигателе ТДУ

несимметричности истечения струй при $M_\infty = 4$. Как и следовало ожидать, при заглушенном нижнем двигателе (т. е. при $N = 5$) возникает положительная нормальная сила в случае $\alpha = 0$. Деформация головного скачка уплотнения при $\alpha > 0$ не наблюдается, коэффициенты $c_{y\Sigma}(\alpha)$ и $m_{z\Sigma}(\alpha)$ остаются линейными, а $c_x(\alpha)$ — практически постоянным во всем диапазоне углов атаки (рис. 6.3.26).

6.3.6. Аэродинамические характеристики моделей СА с кормовой ТДУ

При функционировании ТДУ, расположенной в кормовой части, на боковой конической поверхности СА возможны две различные структуры обтекания, качественно влияющие на его аэродинамические характеристики (рис. 6.3.27). Существование той или иной структуры обтекания определяется положением соплового блока, интенсивностью вдува и режимами течения. Каждой структуре обтекания соответствует своя модель взаимодействия потоков.

Структура тангенциального взаимодействия струй (см. рис. 6.3.27, *а*) характерна при малоинтенсивном истечении (малая тяга), когда струи

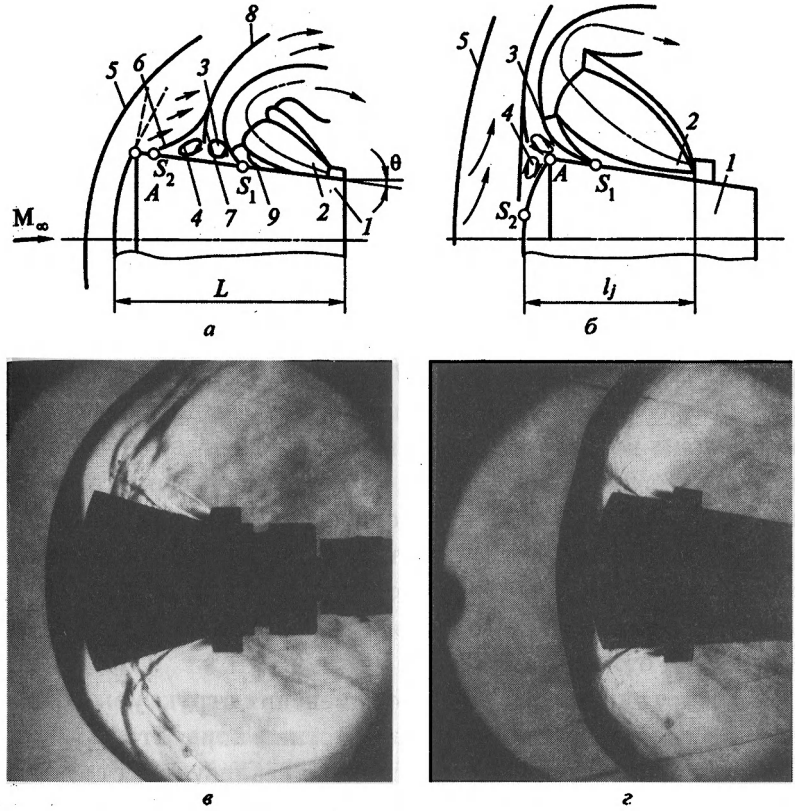


Рис. 6.3.27. Структуры обтекания (*а*, *б*) и теневые фотографии (*в*, *г*) для двух режимов истечения тангенциальных блочных струй из кормовой ТДУ

2 взаимодействуют с внешним потоком, обтекающим боковую поверхность *1* СА, и не достигают точки A излома образующей. Структура обтекания у лобовой поверхности СА аналогична картине взаимодействия в отсутствии вдува, форма и отход головного скачка уплотнения *5* остаются неизменными. Перед струями же возникает сложное пространственное течение. Из характерных его элементов отметим следующие: скачок уплотнения *8* перед струей, взаимодействуя с пограничными слоями, вызывает их отрыв в точках S_1 и S_2 и образование циркуляционных зон *3* и *4* с повышенным давлением. Отрыв пограничных слоев влечет за собой образование скач-

ков уплотнения *9* в струе и скачков *6*, *7* во внешнем потоке. Как показывают эксперименты, с ростом интенсивности вдува точка S_1 смещается вверх по потоку, а положение точки S_2 остается практически неизменным. Дальнейшее увеличение интенсивности струй может привести к качественному изменению картины обтекания.

Структура встречной интерференции (см. рис. 6.3.27, *б*) соответствует режимам, когда высоконапорные струи *2*, истекающие из расположенного достаточно близко к лобовой поверхности СА соплового блока, отодвигают систему скачков уплотнения *6*, *7* и *8* (см. рис. 6.3.27, *а*) за точку A излома образующей. В результате чего отрыв потока с образованием зоны возвратного течения *4* происходит в точке S_2 на лобовой поверхности СА. Как и в случае структуры тангенциального взаимодействия, перед струей на боковой поверхности сохраняется пространственная зона отрыва *3* с началом в точке S_1. Отрыв пограничного слоя от лобовой поверхности СА вызывает выпрямление головного скачка уплотнения *5* и увеличение его отхода S_0.

Рассмотрим теперь влияние изменения структуры обтекания на аэродинамические характеристики аппарата.

Если параметры ТДУ таковы, что реализуется структура тангенциального взаимодействия струй, то перераспределение давления на боковой поверхности модели СА перед соплами ТДУ приводит к образованию дополнительной силы, направленной в сторону движения аппарата, что уменьшает коэффициент c_x (рис. 6.3.28, *а*), причем тем заметнее, чем больше угол θ (см. рис. 6.3.27, *а*). С ростом интенсивности струй точка отрыва S_2 смещается вверх по потоку; увеличивается площадь боковой поверхности с повышенным давлением, что также приводит к снижению c_x.

Уменьшение коэффициента c_x с ростом угла θ и интенсивности инжекции J_{p0} для режима, соответствующего структуре тангенциального взаимодействия потоков, показано на рис. 6.3.29.

Для режима встречной интерференции характерно увеличение коэффициента c_x с ростом интенсивности вдува

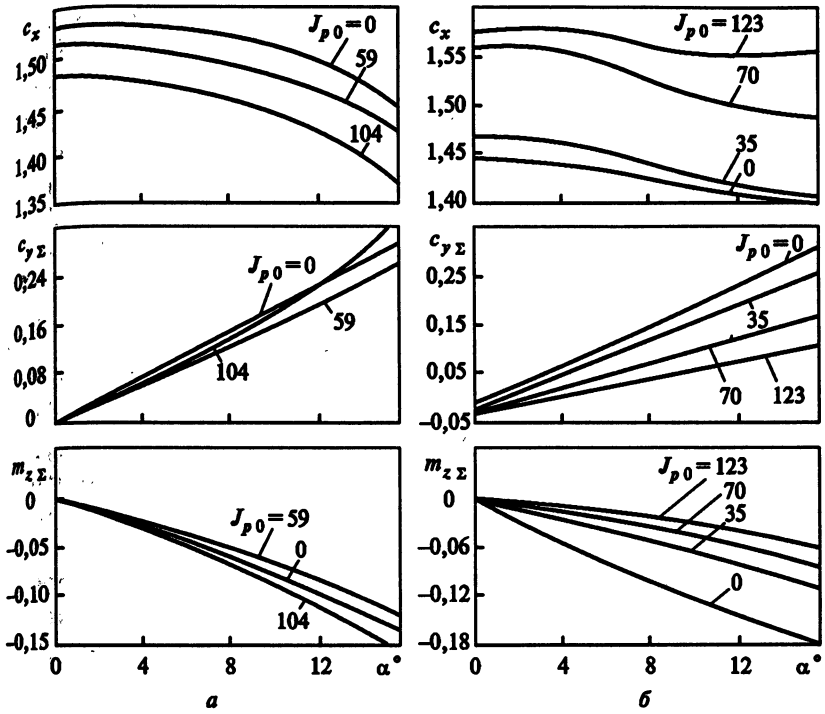


Рис. 6.3.28. Зависимости аэродинамических коэффициентов от угла атаки и интенсивности вдува ($N=6$, $\varphi_i=\theta=7°$, $L/d_{\text{мид}}=1{,}41$):

а – $M\infty=4{,}04$, $l_j/d_{\text{мид}}=0{,}81$; *б* – $M_\infty=2{,}06$, $l_j/d_{\text{мид}}=0{,}46$

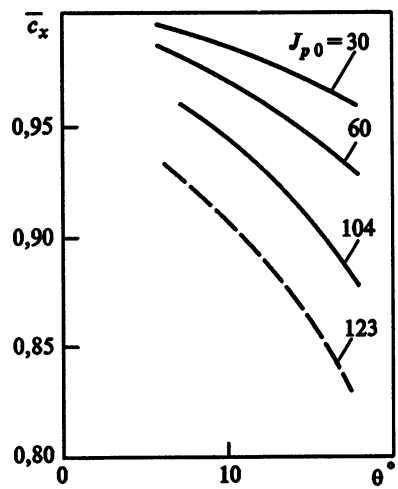


Рис. 6.3.29. Зависимость коэффициента $\bar{c}_x$ от угла θ при M_∞, равном 4,04 (сплошные линии) и 2,06 (штриховые линии) ($\alpha=0$, $M_j=3{,}4$, $l_j/d_{\text{мид}}=0{,}81$, $N=6$)

(рис. 6.3.28, *б*) из-за повышения давления в области отрывного течения на лобовой поверхности СА и увеличения местного угла наклона головного скачка уплотнения.

Если струи ТДУ распространяются в пределах кормового обтекателя, что характерно для структуры тангенциального взаимодействия, то вдув оказывает слабое влияние на коэффициенты $c_{y\Sigma}$ и $m_{z\Sigma}$ (см. 6.3.28, *а*). Для СА с работающей ТДУ, при обтекании которого реализуется структура встречной интерференции, коэффициенты нормальной силы $c_{y\Sigma}$ и момента $m_{z\Sigma}$ с увеличинием J_{p0} уменьшаются (см. 6.3.28, *б*). При этом характер их зависимости от угла атаки остается линейным.

На структуру обтекания СА и аэродинамическое сопротивление, как было указано ранее, существенное влияние оказывает положение сопел ТДУ и интенсивность выдува струй. Кривые *1* и *2* на рис. 6.3.30 отражают изменение коэффициента c_x при переходе от режима тангенциального взаимодействия к режиму встречной интерференции. Такой переход происходит скачкообразно. Значение J_{p0}, соответствующее перестройке структур обтекания, зависит от M_∞. Кривые *3*—*6* соответствуют условию обтекания СА, при котором реализуется структура тангенциального взаимодействия струй.

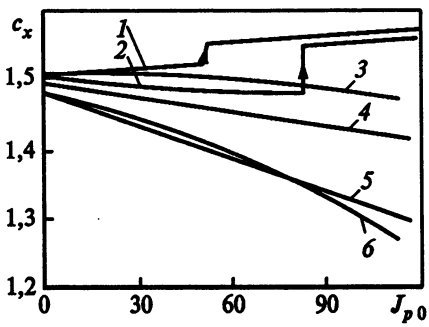


Рис. 6.3.30. Изменение коэффициента c_x при различных структурах обтекания моделей СА с кормовой ТДУ ($M_j = 3{,}4$, $\alpha = 0$, $N = 6$):

Номер кривой	*1*	*2*	*3*	*4*	*5*	*6*
M_∞	2,06	4,04	4,04	2,06	4,04	2,06
$l_j/d_{\text{мид}}$	0,46	0,46	0,81	0,81	0,74	0,74
$\varphi_j = \theta$, град	7	7	7	7	17	17

На основе анализа экспериментальных данных установлено, что полное аэродинамическое сопротивление СА в условиях функционирования кормовой ТДУ ($\theta = 7 \ldots 17^\circ$, $N = 6$, $l_j/d_{\text{мид}} > 0,7$) на режимах малой и средней тяги ($c_P < 4$) можно определить по формуле

$$c_{x\Sigma} = c_{x0} + 0,64 c_P.$$

На рис. 6.3.31 показано изменение относительных коэффициентов продольной $\bar{c}_x = c_x/c_{x0}$ и нормальной $\bar{c}_{y\Sigma} = c_{y\Sigma}/c_{y0}$ сил, а также центра давления $\bar{c}_{\text{цд}} = \dfrac{-m_{z\Sigma}/c_{y\Sigma}}{m_{z0}/c_{y0}}$ от относительного расстояния $l_j/d_{\text{мид}}$, определяющего положение соплового блока по отношению к носку модели СА.

С изменением $l_j/d_{\text{мид}}$ при $J_{p0} = \text{const}$ происходит трансформация структуры обтекания, что в первую очередь оказывает влияние на $\bar{c}_x$ (см. рис. 6.3.31, *а, б*).

При периферийном расположении сопел вблизи точки излома образующей ($l_j/d_{\text{мид}} \approx 0,115$) или на некотором удалении от нее ($l_j/d_{\text{мид}} \approx 0,46$) в режиме встречной интерференции струи экранируют лобовой обтекатель от внешнего потока. Давление на нем в областях отрыва, размеры которых увеличиваются с ростом J_{p0}, в меньшей степени зависит от угла атаки, чем в отсутствии вдува, и $\bar{c}_{y\Sigma}$ уменьшается (см. рис. 6.3.27, *в*).

В режиме тангенциального взаимодействия струй характер течения у лобовой поверхности СА аналогичен обтеканию в отсутствии вдува, а изменение $c_{y\Sigma}$ и $m_{z\Sigma}$ в основном определяется перераспределением сил от давления по боковой поверхности обтекателя. Если площадь боковой поверхности, занятой областью отрывного течения, оказывается незначительной по сравнению с остальной кормовой поверхностью ($l_j/d_{\text{мид}} = 0,46$; $L/d_{\text{мид}} = 1,41$), то $\bar{c}_{y\Sigma} \approx 1$ (см. рис. 6.3.31, *в*, кривая $J_{p0} = 35$; рис. 6.3.31, *д*, кривые $J_{p0} = 30$ и 60). При увеличении $l_j/d_{\text{мид}} \geq 0,75$ определяющее влияние на $c_{y\Sigma}$ и $m_{z\Sigma}$ оказывает давление в области струйного отрывного течения. В результате $\bar{c}_{y\Sigma}$ возрастает с увеличением интенсивности инжекции J_{p0}.

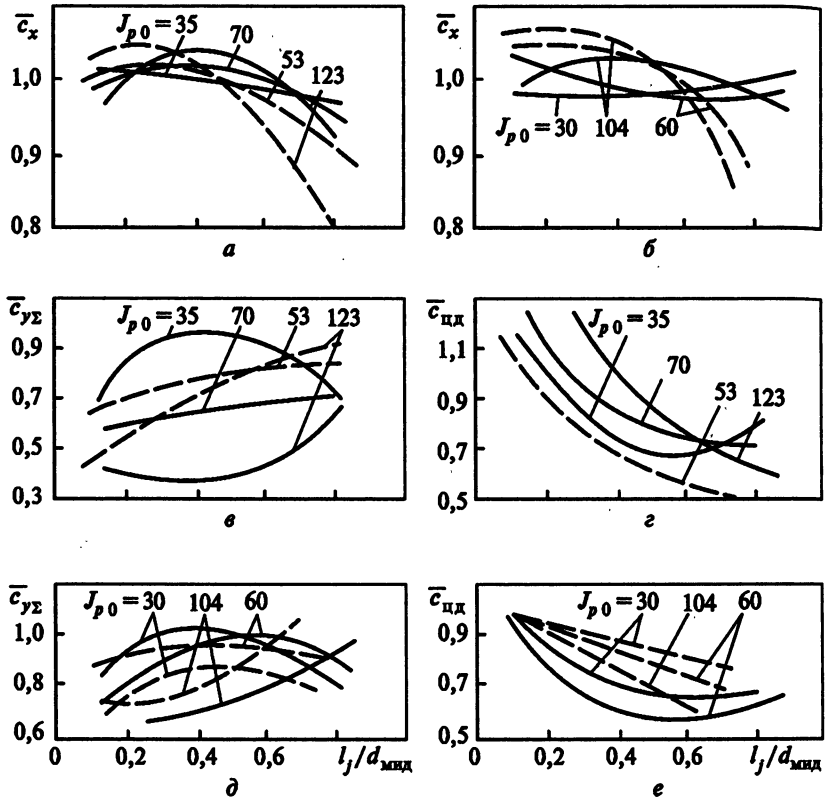


Рис. 6.3.31. Зависимости относительных аэродинамических коэффициентов от местоположения сопел ТДУ при θ, равном 7° (сплошные линии) и 17° (штриховые линии):
а, б – $\alpha = 0$, $M_\infty = 2,06$ и 4,04 соответственно; *в, г* – $\alpha = 16°$, $M_\infty = 2,06$; *д, е* – $\alpha = 16°$, $M_\infty = 4,04$

Как видно на рис. 6.3.31, *г, е*, конструктивные преимущества расположения ТДУ в кормовой части СА и получаемое при этом увеличение коэффициента c_x на режиме встречной интерференции сопровождается некоторым уменьшением статической устойчивости СА ($\bar{c}_{цд}$ уменьшается с ростом $l_j/d_{мид}$).

6.4. Экспериментальное моделирование и расчет аэродинамических характеристик ракетных блоков при струйном управлении

Активное (газоструйное) управление параметрами обтекания ЛА конической формы или РБ возможно различными способами вдува. В зависимости от местоположения управляющих сопел, их количества, направления инжекции, режима работы и т. д. вдувом струй меняют ту или иную составляющую полной аэродинамической силы и момента, а также создают соответствующие тягу и момент от нее, которые вносят свой вклад в управление полетом.

На рис. 6.4.1 показаны основные конструктивные схемы расположения сопел для исследованных методов струйного управления. Форма модели ЛА представляла собой конус с различными углами полураствора $\beta_к$ при вершине. Схема, приведенная на рис. 6.4.1, *а*, соответствует конструкции ЛА с центральным одиночным соплом, ось которого совпадает с продольной осью аппарата. Конструкция комбинированной двигательной установки с блоком, состоящим из четырех сопел, показана на рис. 6.4.1, *б*. Вдув струй в этом случае осуществляется навстречу основному потоку. Маневрирование

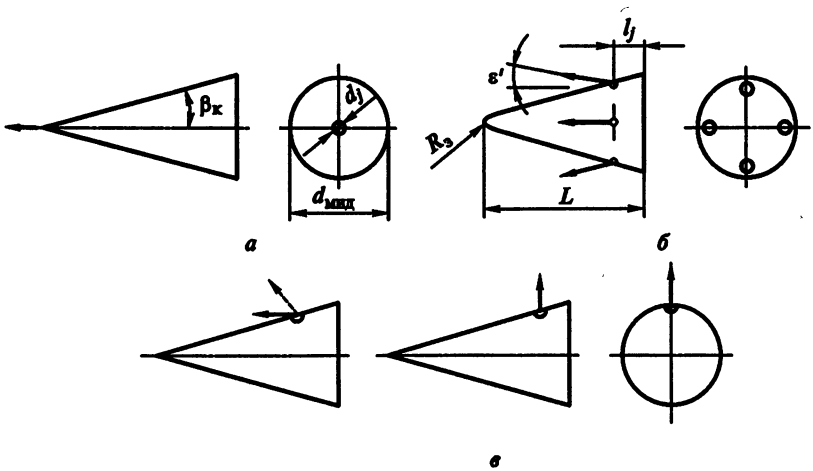


Рис. 6.4.1. Схемы расположения управляющих двигателей на ЛА конической формы

ЛА обеспечивается либо изменением интенсивности вдува, либо несимметричной (разнотяговой) инжекцией струй. Управление нормальной силой возможно при использовании схем, представленных на рис. 6.4.1, *в*, когда струя (наклонная или поперечная) вдувается с поверхности конического обтекателя.

6.4.1. Аэродинамические характеристики ракетных блоков при струйном торможении

Рассмотрим результаты экспериментальных исследований симметричной инжекции встречных струй при различных вариантах расположения тормозных (управляющих) двигателей на РБ или ЛА конической формы. Струи вдували через звуковые сопла по схемам, приведенным на рис. 6.4.1, *а, б*. В процессе экспериментов интенсивность вдува J_{p0} изменяли от 0 до 174, а угол атаки α в диапазоне $0 \ldots 10°$. В качестве рабочего тела в струях использовали воздух с температурой торможения $T_{0j} = 260$ К.

Модели ЛА имели следующие геометрические характеристики: $\beta_к = 6°$; $\overline{d}_j = d_j/d_{мид} = 0{,}035 \ldots 0{,}088$; $\overline{R}_з = 2R_з/d_{мид} = 0{,}14$; $\overline{l}_j = l_j/L = 0{,}33$; $\varepsilon' = 10°$. При испытаниях измеряли полные (с учетом тяги) продольную $X_\Sigma = c_{x\Sigma} q_\infty S_{мид}$ и нормальную $Y_\Sigma = c_{y\Sigma} q_\infty S_{мид}$ силы, а также момент тангажа $M_{z\Sigma} = m_{z\Sigma} q_\infty S_{мид} L$.

На рис. 6.4.2, *а* показана структура обтекания ЛА конической формы при вдуве центральной встречной струи. Инжектируемый поток имеет бочкообразную форму с характерными для недорасширенной струи элементами течения (скачками уплотнения *4* и *5*, струйным слоем смешения *8*). Перед струей *3* возникает пространственный скачок уплотнения *7*. Вдуваемый газ отрывается от острых кромок сопла *2*, достигает поверхности раздела *6* с основным потоком, разворачивается и обтекает боковую поверхность *1* ЛА. Вблизи носовой части образуется зона отрывного течения *9*. За областью присоединения на конической поверхности формируются скачок уплотнения *10* и пограничный слой *11*.

Типичные графики изменения аэродинамических коэффициентов $c_{x\Sigma}$, $c_{y\Sigma}$, $m_{z\Sigma}$ при различных интенсивностях вдува

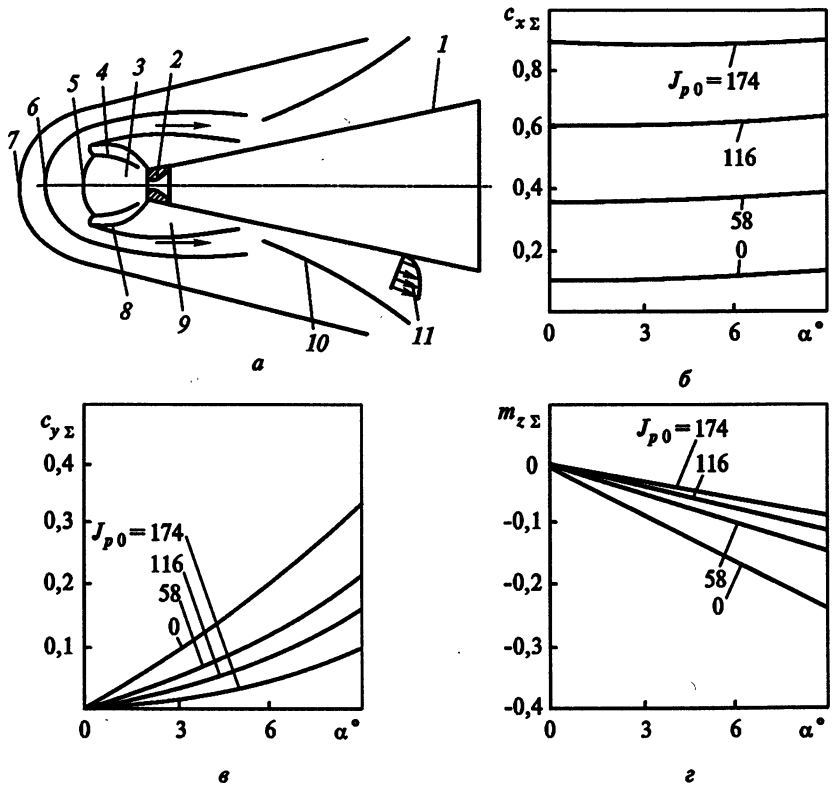


Рис. 6.4.2. Структура обтекания (*а*) и изменение аэродинамических коэффициентов (*б–г*) ЛА при вдуве центральной встречной струи ($M_\infty = 5{,}12$)

изображены на рис. 6.4.2, *б—г*. Анализ отдельных составляющих аэродинамических коэффициентов показал, что при интенсивностях $J_{p0} < 60$ $c_x = c_{x\Sigma} - c_P$ несколько меньше c_{x0}.

Несущие свойства ЛА уменьшаются при вдуве центральной струи (см. рис. 6.4.2, *в*). В этом случае часть подветренной и наветренной конической поверхности находится в единой отрывной зоне *9*. Также наблюдается и уменьшение коэффициента момента тангажа $m_{z\Sigma}$. С увеличением интенсивности вдува возрастает давление в зоне отрыва *9* и за скачком уплотнения *10*, что сопровождается повышением сопротивления.

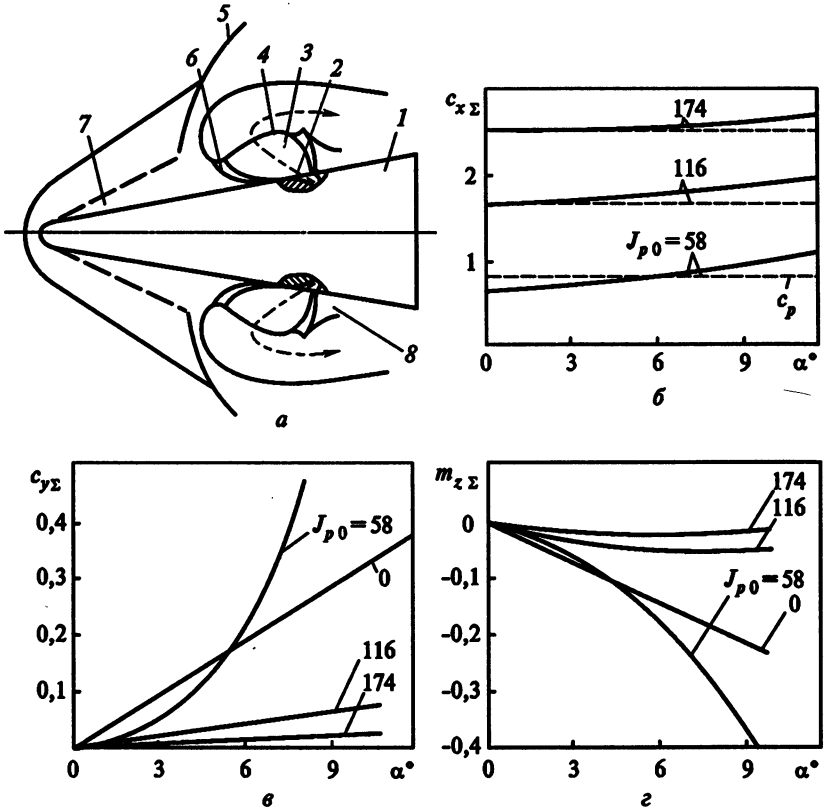


Рис. 6.4.3. Структура обтекания (*а*) и аэродинамические характеристики ЛА при блочном струйном торможении ($M_\infty = 5{,}12$)

Характер изменения аэродинамических коэффициентов оставался одинаковым для всех исследованных размеров сопла вдува.

С целью повышения тормозного импульса возможно применение блочной ТДУ. На рис. 6.4.3, *а* показана структура обтекания ЛА конической формы при вдуве четырех встречных струй *3* из сопел *2*, расположенных в кормовой части *1* ЛА. При взаимодействии таких струй с набегающим потоком возникает скачок уплотнения *5*, который вызывает отрыв пограничного слоя с конической поверхности с образованием зоны повышенного давления *7*. Струя *3* под действием основного потока разворачивается, при этом для ее структуры характерны

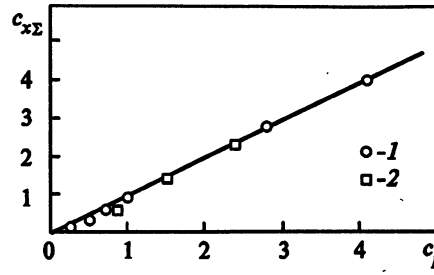


Рис. 6.4.4. Зависимость $c_{x\Sigma}$ от c_p ($M_\infty = 5{,}12$):
1 – центральный встречный вдув струи; *2* – блочный периферийный вдув струй

все основные элементы течения, рассмотренные ранее (скачки уплотнения *4*, слой смешения *6* и т. д.). За струей существует зона отрыва *8* с пониженным давлением.

Изменение аэродинамических коэффициентов этой модели ЛА в зависимости от интенсивности вдува струй и углов атаки показано на рис. 6.4.3, *б*—*г*. Видно, что коэффициент $c_{x\Sigma}$ остается практически постоянным при изменении угла атаки α. При малых интенсивностях вдува, например $J_{p0} = 58$, инжекция струй приводит к условиям, когда $c_{x\Sigma} < c_P$. Это видно на рис. 6.4.3, *б*, где штриховыми линиями показано изменение коэффициента тяги c_P для каждого из режимов вдува. Так же как для одиночной центральной струи, инжекция боковых встречных струй ($J_{p0} > 100$) уменьшает несущие свойства и момент тангажа ЛА конической формы (см. рис. 6.4.3, *в*, *г*).

Обобщенная зависимость $c_{x\Sigma}$ от c_P для рассмотренных вариантов вдува струй приведена на рис. 6.4.4. Для моделей с достаточно малыми углами $\beta_к$ при $c_P > 1$ коэффициент продольной силы стремится к коэффициенту тяги c_P, т. е. $c_{x\Sigma} \approx c_P$.

6.4.2. Вдув встречной моноструи с боковой поверхности ЛА конической формы

Рассмотрим такой процесс струйного взаимодействия, когда из кормовой части ЛА конической формы осуществляется вдув встречной моноструи в сверхзвуковой поток (например, использование блочной ТДУ для управления движением ЛА при функционировании одного из четырех двигателей, см. рис. 6.4.1, *в*). В этом случае отрывные течения обусловлены

взаимодействием индуцируемого струей скачка уплотнения с пограничным слоем на конической поверхности. Такое взаимодействие приводит к сложной структуре обтекания с пространственными отрывами и присоединениями потоков. В зависимости от интенсивности вдува, угла атаки α и радиуса затупления конического тела происходит либо локальный (местный) отрыв потока перед инжектируемой струей, либо отрыв, распространяющийся на всю поверхность ЛА.

Установлено, что при локальном отрыве для каждой формы корпуса ЛА и угла атаки существует предельная интенсивность вдува $J_{p0} = J_{\text{пр}}$, при которой зона отрыва основного потока перед струей достигает носовой части корпуса.

На рис. 6.4.5, *а—в* показаны основные этапы последовательной перестройки структур обтекания с увеличением интенсивности вдува при постоянном угле атаки. Если $J_{p0} < J_{\text{пр}}$ (см. рис. 6.4.5, *а, б*), то параметры течения в зоне отрыва перед струей следует определять по соотношениям, полученным для отрывных течений, с использованием в качестве исходных параметров потока на конической поверхности. При $J_{p0} > J_{\text{пр}}$ (см. рис. 6.4.5, *в*) зона отрывного течения распространяется на всю коническую поверхность и воздействует на головной скачок уплотнения, увеличивая угол его наклона и искривляя его. Параметры течения на поверхности конуса будут формироваться внешним потоком.

При возникновении локальной зоны отрывного течения перед струей ($J_{p0} < J_{\text{пр}}$) возмущения могут распространяться на противоположную отверстию инжекции сторону конической поверхности, образуя около нее сложную систему пространственных скачков уплотнения.

На рис. 6.4.5, *г—е* показано изменение структуры обтекания при несимметричной инжекции встречной струи постоянной интенсивности в зависимости от угла атаки. При вдуве струи с подветренной стороны увеличение угла атаки приводит к возрастанию размеров зоны отрывного течения (см. рис. 6.4.5, *д, е*), что объясняется уменьшением давления в потоке перед струей. Если отрыв потока происходит вблизи носовой части корпуса, то перед струей возникает смешанное отрывное течение (ламинарный отрыв переходит в турбулентный). При дальнейшем увеличении угла атаки, как только

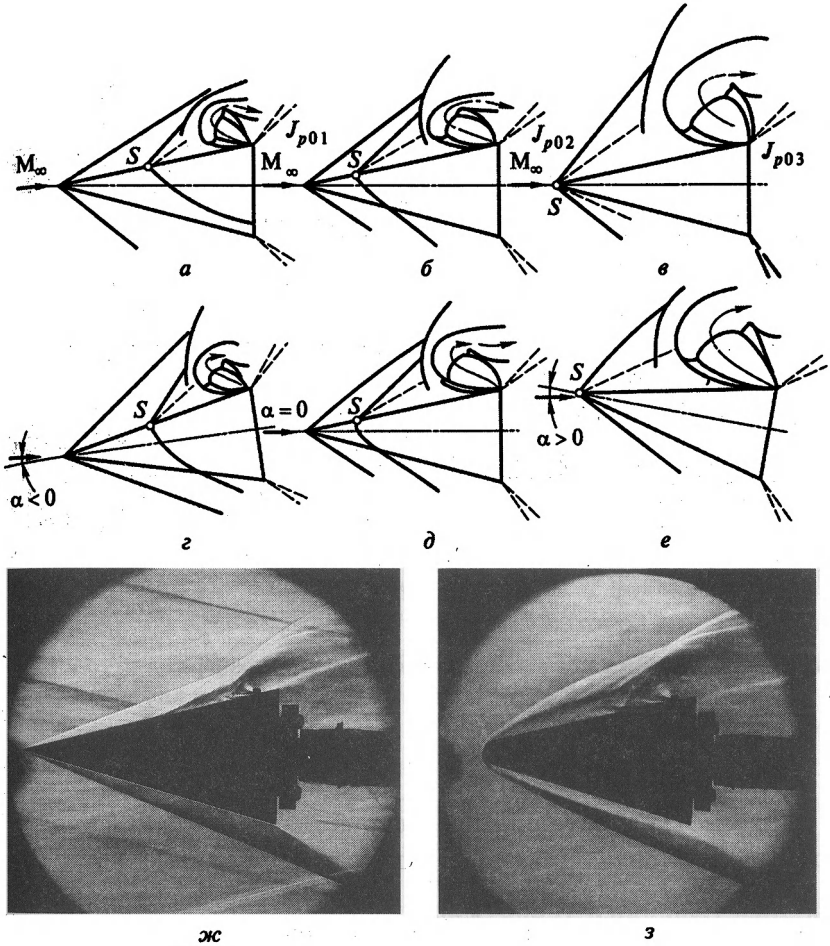


Рис. 6.4.5. Структуры (*а–е*) и теневые фотографии (*ж, з*) при обтекании корпуса ЛА для случая встречной несимметричной инжекции:

а–в – $\alpha = \text{const}$, $J_{p03} > J_{p02} > J_{p01}$; *г–е* – $J_{p0} = \text{const}$, $\alpha = \text{var}$; *ж* – $\beta_к = 15°$, $M_\infty = 4$, $p_{0j}/p_\infty = 600$; *з* – $\beta_к = 15°$, $M_\infty = 5,1$, $R_з = 7$ мм, $p_{0j}/p_\infty = 580$

отрыв достигает вершины конуса (см. рис. 6.4.5, *е*), происходит постепенное возрастание угла отрыва потока и распространение области отрывного течения на всю обтекаемую поверхность ЛА.

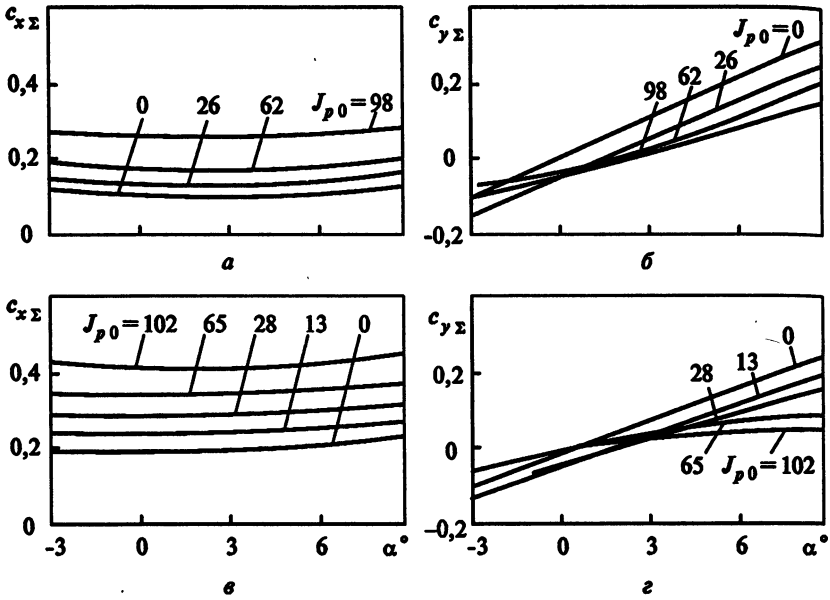


Рис. 6.4.6. Зависимости аэродинамических коэффициентов $c_{x\Sigma}$ и $c_{y\Sigma}$ ЛА конической формы от угла атаки α при вдуве встречных несимметричных струй:
а, б – $\beta_к = 7{,}5°$, $M_\infty = 4{,}0$, $\overline{R}_з = 0$; *в, г* – $\beta_к = 15°$, $M_\infty = 5{,}1$, $\overline{R}_з = 0{,}179$

Рассмотрим случай вдува струй через расположенное у донного среза звуковое сопло с относительным диаметром $\overline{d}_j = 0{,}0256$ навстречу потоку. Как видно на рис. 6.4.6, характер изменения аэродинамических коэффициентов в исследованном диапазоне изменения параметров $\beta_к$, $\overline{R}_з$ и M_∞ практически одинаковый.

Значение коэффициента $c_{x\Sigma}$ мало зависит от угла атаки α (для диапазона $-3° \le \alpha \le 9°$) и определяется в основном интенсивностью вдува струи J_{p0} или коэффициентом тяги c_P. С увеличением J_{p0} пропорционально возрастает $c_{x\Sigma}$.

Сопоставление результатов испытаний при $M_\infty = 4{,}0$ и 5,1 и различных радиусах затупления показало, что доля интерференционного воздействия струи на изменение $c_{x\Sigma}$ мала по сравнению с коэффициентом c_P и в первом приближении можно считать $c_{x\Sigma} = c_{x0} + c_P$.

При вдуве встречной струи с подветренной поверхности корпуса ЛА возникает отрицательная нормальная сила, значение которой определяется интенсивностью J_{p0}, углом α и числом M_∞ (см. рис. 6.4.6, *б, г)*. При постоянной интенсивности вдува зависимость $c_{x\Sigma}$ от α носит линейный характер. Перестройка структуры обтекания с локального отрыва на полное отрывное обтекание не нарушает общего характера изменения зависимости $c_{y\Sigma}(\alpha)$, но приводит к появлению некоторых особенностей. Если при инжекции струи сохраняется структура обтекания с локальным отрывом (например, кривые, соответствующие $J_{p0} < 30$ на рис. 6.4.6, *б, г*), то по мере увеличения α в случае ламинарного отрыва $\Delta c_y = c_{y\Sigma} - c_{y0}$ остается практически постоянным. Это обусловлено увеличением зоны отрыва *3* с подветренной поверхности ЛА (рис. 6.4.7,*а*), что приводит к росту нормальной силы. Однако ее распространение вдоль наветренной поверхности конуса *1* вызывает появление на ней избыточного положительного давления, которое компенсирует возможную отрицательную нормальную силу со стороны вдува струи *2*.

Когда отрывное течение охватывает всю коническую поверхность ($J_{p0} > 100$), то при $\alpha = 0$ нормальная сила близка к нулю. С увеличенем угла атаки происходит трансформация структуры обтекания, приводящая к перераспределению параметров потока, что вызывает значительное изменение Δc_y.

По результатам обработки спектров течений получены зависимости изменения относительной длины зоны отрыва в вертикальной плоскости симметрии $\bar{l}_S = l_S/L$ от интенсивности вдува, угла атаки и радиуса затупления ЛА конической формы (рис. 6.4.7, *б, в*).

Установлено, что с увеличением J_{p0} в случае затупленного конического тела отрыв распространяется вверх по потоку более интенсивно, чем у острого (см. рис. 6.4.7, *б*; $M_\infty = 5, 12$; $\alpha = 0$). Это объясняется образованием при обтекании затупленных тел высокоэнтропийного подслоя с относительно небольшими скоростями, а следовательно, и низкой энергией, что способствует продвижению точки отрыва вверх по потоку. При ламинарном отрывном течении изменение угла атаки (см.

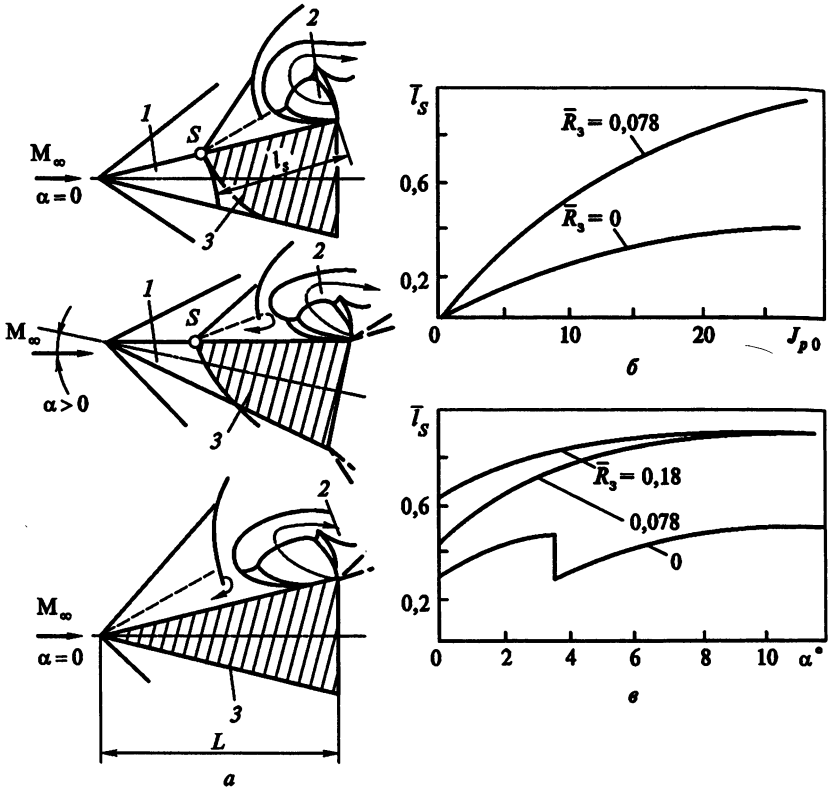


Рис. 6.4.7. Структуры обтекания (*а*) и изменение относительной длины зоны отрыва (*б*, *в*) при вдуве струй различной интенсивности

рис. 6.4.7, *в*; $M_\infty = 4,04$; $\overline{R}_з = 0$) может привести к турбулизации потока и перестройке ламинарного отрыва на турбулентный, что вызывает резкое уменьшение $\bar{l}_S$.

На интегральные аэродинамические характеристики при вдуве струй с конической поверхности ЛА влияет местоположение сопла инжекции. Это объясняется изменением размеров зон с повышенным давлением перед струей и пониженным за ней на обтекаемой поверхности, а следовательно, преобладанием той или иной доли положительной или отрицательной управляющей силы. На рис. 6.4.8 представлены результаты

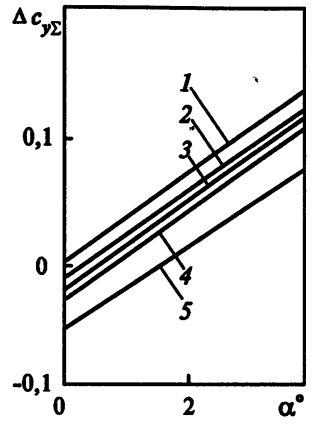


Рис. 6.4.8. Зависимость Δc_y от α ($p_{0j}/p_\infty = 220$; $M_\infty = 3$; $\beta_к = 6°$):
1 – без вдува струй; *2–4* – вдув струи при ε', равном 10, 30 и 90° ($\bar{l}_j = 0{,}660$) соответственно; *5* – вдув струи при $\bar{l}_j = 1$ и $\varepsilon' = 90°$

исследования вдува одиночных струй, расположенных на расстоянии $\bar{l}_j = l_j/L = 0{,}66$ и 1,0 от носка ЛА при $\varepsilon' = 0 \ldots 90°$. Наибольшая управляющая сила получена для струй, расположенных у донного среза ($\bar{l}_j = 1$). Если сопло инжекции находится в центральной части конического тела ($\bar{l}_j = 0{,}66$), то угол ε' мало влияет на $\Delta c_{y\Sigma} = c_{y\Sigma} - c_{yP}$ (c_{yP} — составляющая коэффициента нормальной силы от тяги).

Расчет аэродинамических характеристик проведем для случая обтекания ЛА конической формы под нулевым углом атаки при такой интенсивности вдува струи, когда зона отрывного течения не достигает носка ЛА, а индуцируемый струей скачок уплотнения и отрыв пограничного слоя не влияют на форму головной ударной волны перед ним. Схема обтекания при таком взаимодействии потоков показана на рис. 6.4.9, *а*. Нормальная и продольная силы, обусловленные вдувом струи, зависят от распределения по поверхности ЛА давления, касательного напряжения и включают в себя соответствующие составляющие тяги. Пренебрегая трением в зоне отрыва, найдем составляющие аэродинамических коэффициентов сил из-за перераспределения давления при вдуве струи из кормовой части ЛА (рис. 6.4.9, *б*—*г*):

$$\Delta c_y = \frac{2}{S_{\text{мид}} q_\infty}\left[\int_{l'_{\text{вз}}}^{l'_S} (L-x)\,\mathrm{tg}\,\beta_к \int_0^{\gamma_S(x)} (p - p_к)\cos\gamma\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}\gamma +\right.$$

$$+\int_0^{l'_{вз}}(L-x)\operatorname{tg}\beta_к\int_0^{\pi}(p-p_к)\cos\gamma\,dx\,d\gamma\Bigg];$$

$$\Delta c_x=\frac{2}{S_{мид}q_\infty}\Bigg[\int_{l'_{вз}}^{l'_S}(L-x)\operatorname{tg}^2\beta_к\int_0^{\gamma_S(x)}(p-p_к)\,dx\,d\gamma+$$

$$+\int_0^{l'_{вз}}(L-x)\operatorname{tg}^2\beta_к\int_0^{\pi}(p-p_к)\,dx\,d\gamma\Bigg],$$

где $p_к$, p — соответственно давление перед и в зоне отрыва на конической поверхности ЛА; L — расстояние от носка ЛА (вдоль его оси) до выходного сечения сопла вдува; $\gamma_S(x)$ — угол, определяющий положение линии отрыва на конической поверхности; x — координата, отсчитываемая от центра отверстия инжекции вдоль оси ЛА; $l'_S = l_S\cos\beta_к$;

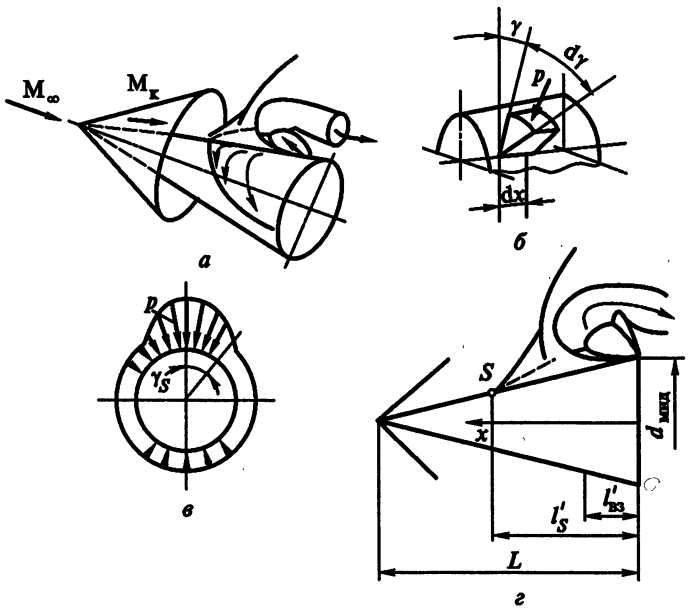


Рис. 6.4.9. Схема обтекания (*а*) и параметры зоны отрывного течения (*б–г*)

$l'_{вз} = l_{вз}\cos\beta_к$; l_S, $l_{вз}$ — длины зоны отрыва на подветреной и наветреной поверхностях конуса в плоскости симметрии, проходящей через сопло вдува.

Для вычисления коэффициентов Δc_y и Δc_x нужно знать закон распределения давления, форму и геометрические размеры зоны отрыва.

Анализ эпюр распределения давления в возмущенных зонах при пространственном отрыве и конфигурации линий отрыва показали, что структура обтекания в этой зоне может быть представлена моделью течения, аналогичной случаю обтекания щитка, установленного на конической поверхности ЛА.

Для нахождения основных геометрических размеров зоны отрыва воспользуемся уравнениями сохранения. В расчетной модели примем следующие допущения:

отсутствует смешение струи и основного потока;

параметры течения в струе за соплом изменяются по тем же законам, что и при периферийном вдуве встречных струй, причем в каждом промежуточном сечении струи равномерны;

после разворота струя направлена параллельно обтекаемой поверхности.

Для выделенного контрольного объема W (рис. 6.4.10) уравнения неразрывности и количества движения имеют вид (процесс истечения считаем стационарным, силами трения и массовыми силами пренебрегаем)

$$\rho_в V_в S_в = \rho_j V_j S_j; \tag{6.4.1}$$

$$p_f S_{отр} + p_{ск} S_{ск} - p_в\left(S_в + \frac{p_d}{p_в} S_d\right) =$$

$$= \rho_j V_j^2 \frac{\pi d_j^2}{4}\cos\varepsilon + \rho_в V_в^2 S_в, \tag{6.4.2}$$

где $\rho_в$, $V_в$, $p_в$ — соответственно плотность, скорость струи и давление в выходном сечении контрольного объема W; p_f — осредненное давление, действующее на струю со стороны передней застойной зоны в области, ниже РЛТ; $p_{ск}$ — давление за головным скачком уплотнения выше РЛТ; p_d — давление в застойной зоне за отверстием инжекции; d_j — диаметр сопла

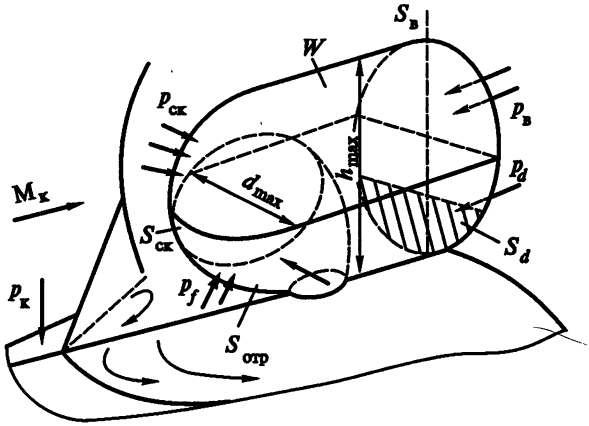


Рис. 6.4.10. Контрольный объем для расчета параметров инжектируемой струи

инжекции; ε — угол наклона оси сопла относительно обтекаемой поверхности.

Поперечное сечение контрольного объема W будем считать эллиптическим с осями, равными максимальному диаметру $d_{\max}$ и высоте $h_{\max}$ струи (см. рис. 6.4.10). Для вычисления $d_{\max}$ можно воспользоваться методами, предложенными в 2.8.

С учетом принятых допущений уравнения (6.4.1) и (6.4.2) принимают вид

$$\frac{\tilde{p}_в \mathrm{M}_в \overline{n}\,\overline{h}_{\max}\overline{d}_{\max}}{\left[1+\dfrac{k_j-1}{2}\mathrm{M}_в^2\right]^{-0,5}} = J_к\left[1+\frac{k_j-1}{2}\mathrm{M}_j^2\right]^{-\frac{k_j+1}{2(k_j-1)}}\mathrm{M}_j; \quad (6.4.3)$$

$$\frac{\overline{h}_{\max}\overline{d}_{\max}}{f_l(k_l)}\left\{\tilde{p}_f\left[1+\frac{\tilde{p}_{ск}}{\tilde{p}_p}(f_l(k_l)-1)\right]-\right.$$

$$\left.-\tilde{p}_в f_l(k_l)\left[\overline{n}+\frac{\tilde{p}_d}{\tilde{p}_в}(1-\overline{n})+k_j\mathrm{M}_в^2\overline{n}\right]\right\} =$$

$$= k_j J_к \mathrm{M}_j^2\left(1+\frac{k_j-1}{2}\mathrm{M}_j^2\right)^{-\frac{k_j}{k_j-1}}\cos\varepsilon. \quad (6.4.4)$$

Здесь $\tilde{p}_{\text{в}} = p_{\text{в}}/p_{\text{к}}$; $\tilde{p}_f = p_f/p_{\text{к}}$; $\overline{n} = S_{\text{в}}/S$; $\overline{h}_{\max} = h_{\max}/d_j$; $\overline{d}_{\max} = d_{\max}/d_j$; $J_{\text{к}} = p_{0j}/p_{\text{к}}$; $f_l(k_l) = 1/f(k_l)$; $k_l = K_{\text{пр}l}K_{\text{ф}l}$; $f(k_l) = \dfrac{S_{\text{отр}}}{S} = \left[0,5 - \dfrac{Ar}{\pi} - \dfrac{0,5\sin(2Ar)}{\pi}\right]$; $Ar = \arcsin(1-2k_l)$; S — площадь поперечного сечения контрольного объема W; $\tilde{p}_{\text{ск}} = p_{\text{ск}}/p_{\text{к}}$; $\tilde{p}_d = p_d/p_{\text{к}}$.

Число Маха $\text{M}_{\text{в}}$ в выходном сечении контрольного объема W определяется из условия расширения инжектируемой струи до давления $p_{\text{в}} = p_{\text{к}}$, т. е. $\tilde{p}_{\text{в}} = 1$, с учетом потерь полного давления за диском Маха в струе:

$$\text{M}_{\text{в}} = \left\{\frac{2}{k_j - 1}\left[\left(\frac{J_{\text{к}}}{J_{p0}}\right)^{\frac{k_j-1}{k_j}} - 1\right]\right\}^{0,5}. \qquad (6.4.5)$$

Из (6.4.3) — (6.4.5) находим относительную высоту проникновения встречной струи в поток:

$$\overline{h}_{\max} = \frac{C/A + DF_1 f_l(k_l) + f_l(k_l)F_1(1 - \tilde{p}_d)}{K_1 - f_l(k_l)\tilde{p}_d}.$$

Здесь

$$C = k_j J_{\text{к}} \text{M}_j^2 \left\{1 + 0,5(k_j - 1)\text{M}_j^2\right\}^{-\frac{k_j}{k_j-1}} \cos\varepsilon;$$

$$A = \frac{\overline{d}_{\max}}{f_l(k_l)}; \quad D = \frac{2k_j}{k_j - 1}\left[\left(\frac{J_{\text{к}}}{J_{p0}}\right)^{\frac{k_j-1}{k_j}} - 1\right];$$

$$F_1 = \frac{J_{\text{к}}\left(1 + \dfrac{k_j - 1}{2}\text{M}_j^2\right)^{-\frac{k_j+1}{2(k_j-1)}} \text{M}_j}{\overline{d}_{\max}\left\{\dfrac{2}{k_j - 1}\left[\left(\dfrac{J_{\text{к}}}{J_{p0}}\right)^{\frac{k_j-1}{k_j}} - 1\right]\right\}^{0,5}\left(\dfrac{J_{\text{к}}}{J_{p0}}\right)^{\frac{k_j-1}{2k_j}}};$$

$$K_1 = \tilde{p}_f\left[1 + \frac{\tilde{p}_{\text{ск}}}{\tilde{p}_f}(f_l(k_l) - 1)\right].$$

Характерные давления $\tilde{p}_f$, $\tilde{p}_d$, $\overline{p}_{\text{ск}}$, действующие на контрольных поверхностях объема W, определяем по формулам, приведенным в 2.3 и 2.7.

По найденому значению глубины проникновения $h_{\max}$ и принятой форме линии отрыва потока вычисляем характерные геометрические размеры областей отрывного течения $l_S = K_{\text{пр}l} K_{\text{ф}l} h_{\max} \operatorname{ctg} \beta_p$ и $l_{\text{вз}}$. Полагая, что давление перед струей определяется так же, как перед твердой преградой (см. 2.7), находим составляющие аэродинамических коэффициентов Δc_x и Δc_y.

6.4.3. Блочная несимметричная инжекция встречных струй

Как было показано в 6.4.1, для создания тормозного импульса при управлении параметрами обтекания ЛА можно использовать блочную ТДУ со вдувом струй навстречу невозмущенному потоку. Однако при несимметричном (разнотяговом) функционировании отдельных двигателей ТДУ создается нормальная сила, что позволяет управлять движением ЛА по каналам тангажа (или рыскания). В экспериментах несимметричность обтекания создавали вдувом трех струй из четырехсопловой ТДУ (нижнее сопло заглушено), выполненной по плюсообразной схеме. В соответствии с данными экспериментов (рис. 6.4.11), интерференционные эффекты при несимметричном блочном вдуве зависят от J_{p0} и α. При интенсивностях вдува $J_{p0} < J_{\text{пр}}$, когда зона отрыва не достигает носка ЛА (например, $J_{p0} = 58$ на рис. 6.4.11, *а*), из-за инжекции возрастает аэродинамический коэффициент c_x продольной силы. С увеличением J_{p0} (малые углы атаки α) вся коническая поверхность ЛА находится в зоне воздействия струйного течения, что приводит к существенному снижению c_x ($J_{p0} = 115{,}8$ и $J_{p0} = 173{,}7$). В этом случае зона пониженного давления за струями распространяется на бóльшую часть конической поверхности.

На этом же рисунке приведены данные для несимметричной инжекции моноструи с конической поверхности ЛА (заштрихованная область на рис. 6.4.11, *а*; $M_\infty = 3 \ldots 5$). Видно, что $c_x / c_{x0} \approx 1$, т. е. вдув оказывает малое влияние на аэродинамическое сопротивление ЛА.

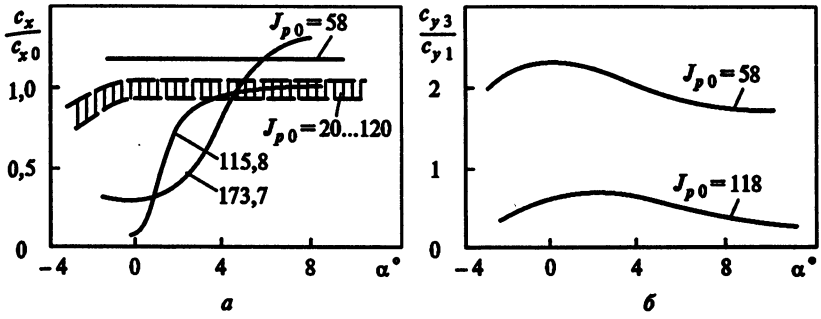


Рис. 6.4.11. Зависимости относительных аэродинамических коэффициентов от интенсивности вдува и угла атаки при блочной несимметричной инжекции встречных струй ($\bar{l}_j = 0{,}666$, $M_j = 1$, $M_\infty = 5{,}1$)

Для сравнения эффективности применения моно- и блочного несимметричного вдува струй можно использовать отношение c_{y3}/c_{y1} (где c_{y3}, c_{y1} — аэродинамические коэффициенты нормальной силы от вдува трех струй и моноструй соответственно), которое зависит от интенсивности вдува. Если $J_{p0} > J_{\text{пр}}$, то $c_{y1} < c_{y3}$ ($J_{p0} = 118$ на рис. 6.4.11, *б*), если же $J_{p0} < J_{\text{пр}}$, то $c_{y1} > c_{y3} > 1$ ($J_{p0} = 58$ на рис. 6.4.11, *б*), т. е. для управления процессами обтекания целесообразно использовать блочный вдув. Однако в этом случае необходимо учитывать повышенный расход рабочего вещества. Расчет аэродинамических коэффициентов для такой схемы управления можно проводить с применением принципа суперпозиции для нескольких струй и алгоритма решения рассмотренной выше задачи о взаимодействии встречной моноструи со сверхзвуковым потоком.

6.4.4. Управление обтеканием ЛА симметричным поперечным вдувом струй

Симметричным поперечным вдувом четырех недорасширенных струй из кормовой части ЛА конической формы с малым углом $\beta_к$ можно повысить его статическую устойчивость при движении с гиперзвуковыми скоростями. Если вдув осуществлять с достаточно большими интенсивностями, то отрывная зона перед струей будет простираться до носка

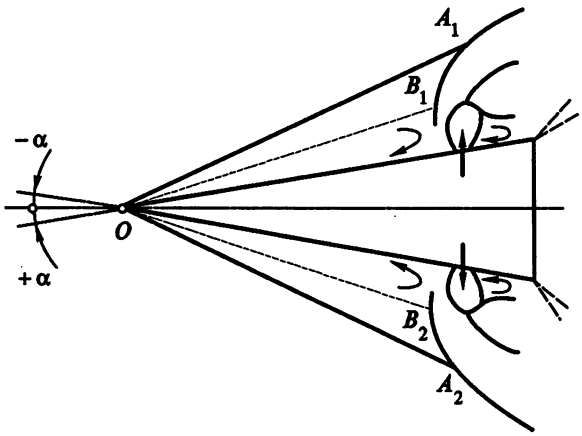


Рис. 6.4.12. Структура отрывного обтекания ЛА конической формы при поперечном вдуве четырех струй

ЛА (рис. 6.4.12). При изменении угла атаки система скачков A_1OA_2 остается практически симметричной относительно вектора скорости набегающего потока. Этот факт объясняется существенной связью между глубиной проникновения струи во внешний поток и его параметрами. С наветренной стороны конической поверхности из-за увеличения давления при возрастании угла атаки глубина проникновения уменьшается, а с подветренной — увеличивается, т. е. перестает быть одинаковой относительно центральной оси ЛА.

Для нулевого угла атаки глубину проникновения струи H можно определить из отношения

$$\frac{H}{d_{\text{мид}}} = \left(\frac{k_j \overline{\dot{m}}_j}{V_\infty}\right)^{1/2} \left(\frac{2RT_{0j}}{\overline{\mu}_j k_j (k_j - 1)}\right)^{1/4}, \qquad (6.4.6)$$

где $\overline{\dot{m}}_j = \dot{m}_j/(\rho_\infty V_\infty S_{\text{мид}})$; $\overline{\mu}_j$ — средняя молекулярная масса газа струи.

Из зависимости (6.4.6) следует, что $H/d_{\text{мид}}$ слабо зависит от k_j. Для сравнения на рис. 6.4.13 приведены результаты расчета по формуле (6.4.6) и экспериментальные данные (заштрихованная область).

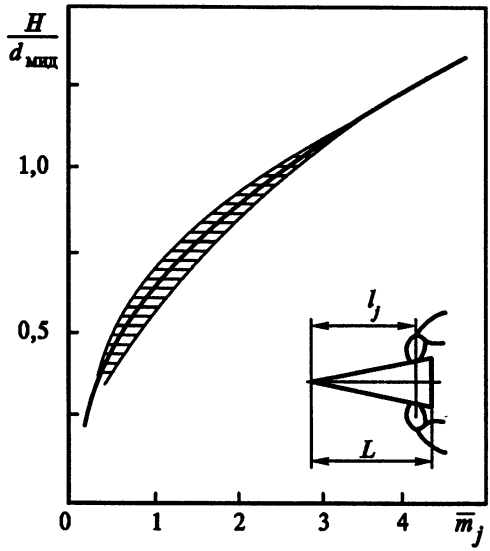


Рис. 6.4.13. Зависимость отношения $H/d_{\text{мид}}$ от массового расхода $\overline{m}_j$ при вдуве струй с поверхности конуса ($l_j/L = 0{,}895$, $\beta_к = 6°$, $M_\infty = 20$)

Согласно данным, приведенным на рис. 6.4.14, *а*, поперечный вдув газа приводит к росту продольной силы. Действительно, зоны взаимодействия отдельных струй с набегающим потоком перекрываются, и вся поверхность ЛА находится в области отрывного течения, давление в которой больше, чем при отсутствии вдува. Коэффициент c_x практически не зависит от угла α (см. рис. 6.4.14, *а*), так как с его изменением происходит перемещение ЛА внутри сориентированной по вектору скорости невозмущенного потока отрывной зоны B_1OB_2 (см. рис. 6.4.12).

Коэффициент c_y (рис. 6.4.14, *б*) при вдуве в результате интерференционного взаимодействия поперечных струй с набегающим потоком меньше, чем без вдува. Действительно, при небольших угла α (в области отрывного течения) относительный уровень разности давлений по окружности тела мало изменяется, что снижает c_y по сравнению с его значением при безотрывном обтекании.

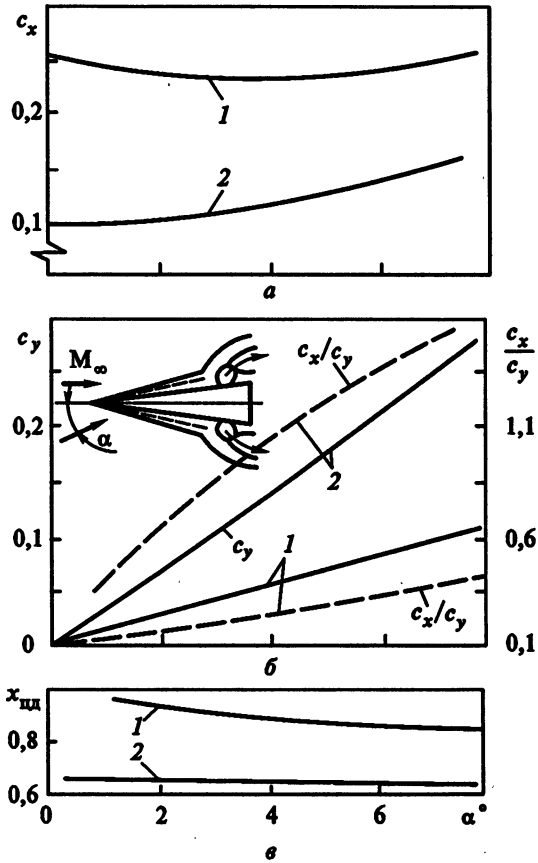


Рис. 6.4.14. Зависимость аэродинамических коэффициентов (*а*, *б*) и положения центра давления (*в*) от угла атаки конуса при вдуве звуковых симметричных поперечных струй (*1*) и без него (*2*) ($M_\infty = 20$, $\dot{m}_j = 0{,}170$ кг/с, $\beta_к = 6°$)

Уменьшение c_y и возрастание c_x при вдуве приводит к существенному ухудшению отношения c_y/c_x (штриховые линии на рис. 6.4.14, *б*).

Результаты эксперимента по распределению давления на конической поверхности ЛА показали, что при отрывном обтекании, вызванном вдувом струй, наибольшим образом возрастает статическое давление вблизи них. Поэтому точка приложения аэродинамических сил при наличии вдува смещается к

кормовой части ЛА, увеличивая запас его статической устойчивости (рис. 6.4.14, *в*).

Отметим, что процесс взаимодействия поперечных струй с потоком при значительных интенсивностях вдува может быть нестационарным и проявляться, например, в изменении от времени глубины проникновения струй на наветренной стороне ЛА под углом атаки. Причиной является наличие неустойчивости, присущей отрывным течениям, которая приводит к периодическому перемещению точки отрыва и перераспределению массы газа в зоне отрывного течения.

6.5. Расчет параметров течения при вдуве поперечных высокоскоростных струй

Рассмотрим методику расчета параметров течения и коэффициента усиления при взаимодействии сверхзвуковой струи с набегающим потоком [5]. Инжектируемый газ вдувается из расширяющегося плоского сопла, ось которого наклонена к обтекаемой поверхности ЛА на угол ψ (рис. 6.5.1).

На рис. 6.5.2 показана соответствующая схема к расчету параметров взаимодействия набегающего потока со струей. Предполагаемая методика позволяет рассчитать эти параметры внутри сопла с помощью газодинамических функций для одномерного установившегося движения идеального сжимаемого газа. Что касается расположения волн разрежения,

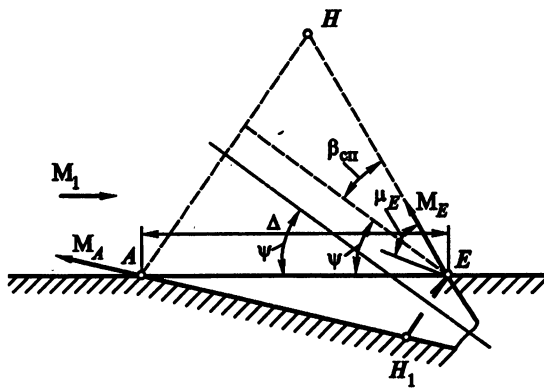


Рис. 6.5.1. Геометрические размеры плоского кососрезанного сопла

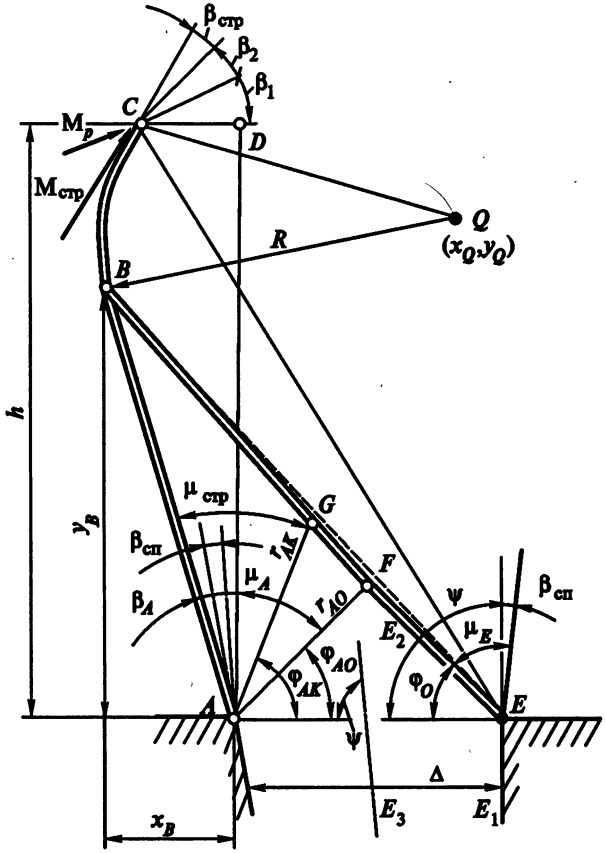


Рис. 6.5.2. Схема для расчета параметров взаимодействия сверхзвукового потока и плоской струи: AE – выходное сечение сопла; EFB – характеристика, исходящая из точки E; ABC – свободная левая граница плоской струи; AF, AG – характеристики, исходящие из точки A

значений соответствующих углов поворота и чисел Маха, то их можно определить по соотношениям для течения Прандтля — Майера.

Исходными данными для расчета являются: M_1, k_1, ν_1, a_1 — параметры основного потока перед соплом; x_1 — расстояние от передней кромки обтекаемой поверхности до сопла; Δ, $\beta_{сп}$, ψ — размеры сопла и угол его наклона; M_A, k_j —

параметры газа, вытекающего из сопла; p_{0j}/p_1 — отношение давления торможения в сопле к давлению набегающего потока. В расчетах удобнее вместо угла наклона ψ оси сопла иметь число Маха в точке E сопла (см. рис. 6.5.1).

По этим данным вычисляем число Re в окрестности передней точки отрыва:

$$Re_{x1} = \mathrm{M}_1 a_1 x_1/\nu_1.$$

Сравнивая его с критическим значением $\mathrm{Re}_{\text{кр}}$, определяем режим течения перед вдуваемой струей ($\mathrm{Re}_{x1} > \mathrm{Re}_{\text{кр}}$ — турбулентный, $\mathrm{Re}_{x1} < \mathrm{Re}_{\text{кр}}$ — ламинарный).

Определим коэффициент давления в застойной зоне перед струей $\overline{p}_p$ по формуле (2.7.15), если пограничный слой ламинарный, и по (2.7.16), если турбулентный, и находим отношение давлений

$$p_p/p_1 = 1 + \overline{p}_p k_1 \mathrm{M}_1^2/2.$$

Используя соотношения из теории косого скачка уплотнения, вычисляем угол поворота за точкой отрыва:

$$\beta_1 = \operatorname{arctg}\left[\sqrt{\frac{2k_1\mathrm{M}_1^2}{(p_p/p_1(k_1+1)+k_1-1}-1}\cdot\frac{p_p/p_1-1}{1+k_1\mathrm{M}_1^2-p_p/p_1}\right],$$

и число Маха

$$\mathrm{M}_p = \sqrt{\frac{(k_1-1)\mathrm{M}_1^2+2}{(p_p/p_1)(k_1+1)}+2\frac{2k_1\mathrm{M}_1^2-(p_p/p_1)(k_1+1)-k_1+1}{(k_1^2-1)(p_p/p_1)+(k_1+1)^2}},$$

которому соответствует число Крокко

$$\mathrm{Cr}_p = \left[1+\frac{2}{\mathrm{M}_p^2(k_1-1)}\right]^{-1/2}. \qquad (6.5.1)$$

Для зоны смешения за точкой отрыва из условия сохранения массы газа в застойной зоне

$$\int\limits_{\eta_{\text{плт}}}^{\infty}\frac{\varphi\,d\eta}{1-\mathrm{Cr}_p^2\varphi^2} = \int\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{\varphi^2\,d\eta}{1-\mathrm{Cr}_p^2\varphi^2},$$

где $\varphi = V/V_p = 0,5(1+\operatorname{erf}\eta)$, $\operatorname{erf}\eta = (2/\sqrt{\pi})\int\limits_0^{\eta} e^{-\eta^2}\,d\eta$, находим безразмерную координату $\eta_{\text{рлт}}$.

Вычисляем φ на РЛТ:

$$\varphi_{\text{рлт}} = 0,5(1 + \operatorname{erf}\eta_{\text{рлт}}),$$

и соответствующее число Крокко:

$$\text{Cr}_{\text{рлт}} = \varphi_{\text{рлт}}\text{Cr}_p.$$

На основании (6.5.1) имеем

$$\text{M}_{\text{рлт}} = \left[\frac{2}{(k_1-1)}\frac{\text{Cr}^2_{\text{рлт}}}{(1-\text{Cr}^2_{\text{рлт}})}\right]^{1/2}.$$

Предположим, что давление торможения в точке присоединения на РЛТ равно статическому давлению за соответствующим скачком уплотнения:

$$p_{0\text{рлт}}/p_p = \left[1 + 0,5(k_1-1)\text{M}^2_{\text{рлт}}\right]^{\frac{k_1}{k_1-1}}.$$

Тогда угол поворота внешнего потока за точкой присоединения

$$\beta_2 = \operatorname{arctg}\left[\sqrt{\frac{2k_1\text{M}_p^2}{(p_{0\text{рлт}}/p_p)(k_1+1)+k_1-1} - 1}\times\right.$$

$$\left.\times\,\frac{p_{0\text{рлт}}/p_p - 1}{1 + k_1\text{M}_p^2 - p_{0\text{рлт}}/p_p}\right].$$

Отношение давления p_p в застойной зоне и на границе струи к давлению p_{0j} торможения газа в струе

$$\frac{p_p}{p_{0j}} = \frac{(p_p/p_1)}{(p_{0j}/p_1)}.$$

На свободной границе струи

$$\text{M}_{\text{стр}} = \sqrt{\frac{2}{k_j-1}\left[\left(\frac{p_p}{p_{0j}}\right)^{-\frac{(k_j-1)}{k_j}} - 1\right]}.$$

Угол поворота струи за точкой присоединения, согласно теории косого скачка уплотнения, определяется соотношением

$$\beta_{\text{стр}} = \operatorname{arctg}\left\{\sqrt{\frac{2k_j \mathrm{M}^2_{\text{стр}}}{(p_{0\text{рлт}}/p_p)(k_j+1)+k_j-1} - 1} \times \right.$$

$$\left. \times \frac{(p_{0\text{рлт}}/p_p)-1}{1+k_j \mathrm{M}^2_{\text{стр}} - (p_{0\text{рлт}}/p_p)}\right\}.$$

Зная число Маха в точке E (см. рис. 6.5.2), находим соответствующий угол

$$\mu_E = \arcsin(1/\mathrm{M}_E).$$

Газодинамические функции $q(\mathrm{M})$ в точках A и E потока внутри сопла определяем по формуле

$$q(\mathrm{M}) = \mathrm{M}\left[\frac{2}{(\mathrm{k_j}+1)}\left(1+\frac{\mathrm{k_j}-1}{2}\mathrm{M}^2\right)\right]^{-\frac{\mathrm{k_j}+1}{2(\mathrm{k_j}-1)}},$$

где M есть M_A или M_E соответственно в сечении AH или EH_1 сопла (см. рис. 6.5.1). Тогда отношение площадей этих сечений

$$S_{AH}/S_{EH1} = q(\mathrm{M}_E)/[q(\mathrm{M}_A)].$$

Определяем угол наклона ψ оси сопла (см. рис. 6.5.1), соответствующий заданным M_A и M_E:

$$\psi = \operatorname{arctg}\left(\frac{S_{AH}/S_{EH_1}+1}{S_{AH}/S_{EH_1}-1}\operatorname{tg}\beta_{\text{сп}}\right).$$

Теперь можно найти угол φ_0 для первой характеристики (волны разрежения), исходящей из точки E (см. рис. 6.5.2):

$$\varphi_0 = \psi - \mu_E + \beta_{\text{сп}}.$$

Угол поворота струи при истечении в переднюю отрывную зону

$$\beta_a = \omega(\mathrm{M}_{\text{стр}}) - \omega(\mathrm{M}_A),$$

где $\omega(\mathrm{M}) = \sqrt{(k+1)/(k-1)}\cdot\operatorname{arctg}\sqrt{(k-1)/(k+1)(\mathrm{M}^2-1)} - \operatorname{arctg}\sqrt{\mathrm{M}^2-1}$.

Углы наклона характеристик потока на срезе сопла до поворота в точке A и после него соответственно равны

$$\mu_A = \arcsin(1/\mathrm{M}_A); \quad \mu_{\text{стр}} = \arcsin(1/\mathrm{M}_{\text{стр}}).$$

Находим угол φ_{AO}:

$$\varphi_{AO} = \pi - (\psi - \beta_{\text{сп}} + \mu_A).$$

Отношение расстояния $AF = r_{AO}$ до места пересечения характеристик в точке F к ширине щелевого сопла Δ определяем по формуле

$$r_{AO}/\Delta = \sin\varphi_0/\sin(\varphi_{AO} + \varphi_0)$$

и находим угол φ_{AK}:

$$\varphi_{AK} = \mu_A + \beta_a - \mu_{\text{стр}} + \varphi_{AO}.$$

Отношение r_{AK}/r_{AO} отрезков AG и AF, соединяющих концы криволинейной характеристики GF в плоской центрированной волне разрежения определяется выражением

$$\frac{r_{AK}}{r_{AO}} = \sqrt{\frac{\sin(\sqrt{(k_j-1)/(k_j+1)}\cdot\varphi_{AO})}{\sin(\sqrt{(k_j-1)/(k_j+1)}\cdot\varphi_{AK})}}\times$$

$$\times\left(\frac{\cos(\sqrt{(k_j-1)/(k_j+1)}\cdot\varphi_{AO})}{\cos(\sqrt{(k_j-1)/(k_j+1)}\cdot\varphi_{AK})}\right)^{\frac{(k_j+1)}{(k_j-1)}}.$$

Относительные координаты точки B в струе равны

$$\begin{aligned} x_B/\Delta &= (2r_{AK}/\Delta)\sqrt{1-1/\mathrm{M}^2_{\text{стр}}}\cdot\cos(\psi-\beta_{\text{сп}}-\beta_A);\\ y_B/\Delta &= (2r_{AK}/\Delta)\sqrt{1-1/\mathrm{M}^2_{\text{стр}}}\cdot\sin(\psi-\beta_{\text{сп}}-\beta_A), \end{aligned} \tag{6.5.2}$$

где $r_{AK}/\Delta = (r_{AK}/r_{AO})(r_{AO}/\Delta)$.

Границу струи начиная с точки B можно аппроксимировать окружностью, относительный радиус которой $\overline{R} = R/\Delta$ (см. рис. 6.5.2) является функцией только безразмерного давления:

$$\tilde{p} = \left(\frac{k_j+1}{2}\right)^{\frac{k_j}{k_j-1}}\frac{p_p/p_1}{k_j p_{0j}/p_1}. \tag{6.5.3}$$

Согласно экспериментальным данным,

$$\overline{R} = R/\Delta = 371\tilde{p}^4 - 580\tilde{p}^3 + 326\tilde{p}^2 - 100\tilde{p} + 16,9. \qquad (6.5.4)$$

Определяем относительные координаты центра Q окружности

$$\begin{aligned} x_Q/\Delta &= x_B/\Delta - \overline{R}\sin(\psi - \beta_{\text{сп}} - \beta_A); \\ y_Q/\Delta &= y_B/\Delta + \overline{R}\cos(\psi - \beta_{\text{сп}} - \beta_A) \end{aligned} \qquad (6.5.5)$$

и находим безразмерные координаты точки C, в которой происходит присоединение к струе оторвавшегося потока:

$$\begin{aligned} h/\Delta &= y_Q/\Delta + \overline{R}\cos(\beta_{\text{стр}} + \beta_2 + \beta_1); \\ CD/\Delta &= x_Q/\Delta + \sqrt{\overline{R}^2 - (h/\Delta - y_Q/\Delta)^2}. \end{aligned} \qquad (6.5.6)$$

Используя газодинамическую функцию

$$f(\mathrm{M}) = (1 + k_j\mathrm{M}^2)[1 + 0,5(k_j - 1)\mathrm{M}^2]^{-k_j/(k_j-1)},$$

вычисленную по числам M_A и M_E, определяем коэффициент усиления

$$K_{\text{у}} = \frac{(p_p/p_1 - 1)[(h/\Delta)\operatorname{ctg}\beta_1 + CD/\Delta]}{f(\mathrm{M}_A)(\sin\psi + \cos\psi\ \operatorname{tg}\beta_{\text{сп}})(p_{0j}/p_1)} + \\ + \frac{\sin\psi}{2}\left[1 + \frac{f(\mathrm{M}_E)}{f(\mathrm{M}_A)(S_{AH}/S_{EH_1})}\right]. \qquad (6.5.7)$$

В соответствии с этим выражением коэффициент усиления представляет собой отношение управляющей силы к максимальной тяге $P_{\max}$, полученной при истечении газа из сопла в вакуум. Формула (6.5.7) позволяет получить аналитическую зависимость коэффициента усиления от дополнительного угла наклона $\Delta\psi$ оси сопла, образующегося при изменении направления набегающего потока (рис. 6.5.3) при неизмененных геометрических размерах сопла, параметрах набегающего потока, а также интенсивности вдува. Очевидно, что в этом случае форма границы струи, условия отрыва и присоединения потока постоянны (несмотря на изменение положения точки присоединения C (см. рис. 6.5.3, точка C_1) углы $\delta_1 = \psi - \beta_{\text{сп}} - \beta_A$ и $\delta_2 = \beta_{\text{стр}} + \beta_2 + \beta_1$ остаются неизменными). Это равносильно

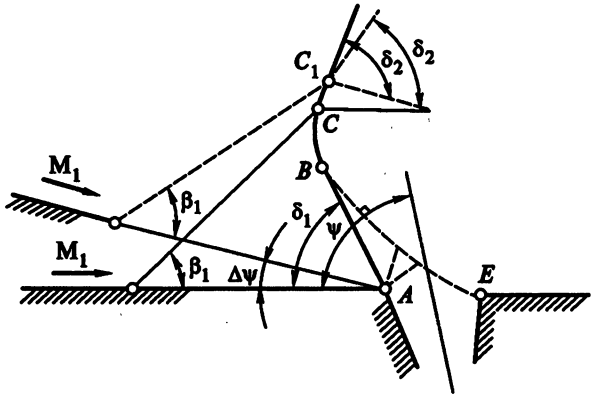


Рис. 6.5.3. Схема взаимодействия струи с набегающим потоком при изменении его направления

предположению, что изменение формы (конфигурации) нижней части застойной зоны не влияет на условия отрыва и не изменяет форму струи.

Из выражений (6.5.2) — (6.5.6) получаем

$$K_y = A_1 \sin\Delta\psi + A_2 \cos\Delta\psi + A_5. \qquad (6.5.8)$$

Здесь

$$A_1 = A_3 \sin\delta_1 - A_4 \cos\delta_1 - A_6 \cos\psi;$$

$$A_2 = A_3 \cos\delta_1 + A_4 \sin\delta_1 + A_6 \sin\psi;$$

$$A_3 = A_7 \left(\frac{2\tau_{AK}}{\Delta} \sqrt{1 - 1/\mathrm{M}^2_{\text{стр}}} + \overline{R} \operatorname{ctg}\beta_1 \right);$$

$$A_4 = A_7 \left(\frac{2\tau_{AK}}{\Delta} \sqrt{1 - 1/\mathrm{M}^2_{\text{стр}}} \operatorname{ctg}\beta_1 - \overline{R} \right);$$

$$A_5 = A_7 \overline{R} (\cos\delta_2 \operatorname{ctg}\beta_1 + \sin\delta_2);$$

$$A_6 = 0,5 \left[1 + \frac{f(\mathrm{M}_E)}{f(\mathrm{M}_A)(S_{AH}/S_{EH1})} \right];$$

$$A_7 = \frac{p_p/p_1 - 1}{f(M_A)(p_{0j}/p_1)(S_{AH}/\Delta)}.$$

Имея зависимость (6.5.8), можно определить угол $\Delta\psi$, при котором реализуется максимальное значение K_y:

$$\Delta\psi = \operatorname{arctg}(A_1/A_2).$$

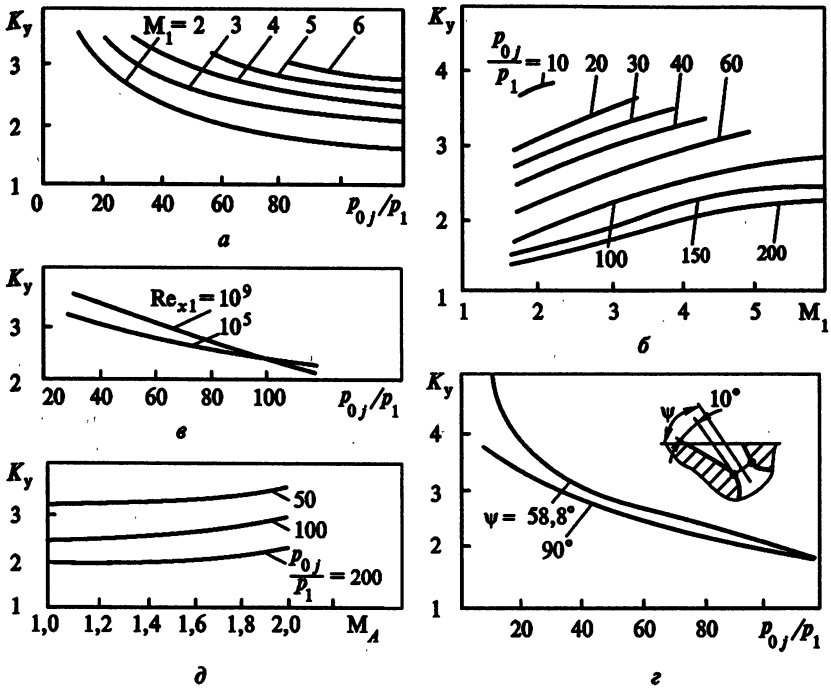


Рис. 6.5.4. Зависимости коэффициента усиления K_y от определяющих параметров:
а, б – $Re_{x1} = 10^7$, $M_A = 1{,}01$, $\psi = 90°$; *в* – $M_1 = 4$, $M_A = 1{,}01$, $\psi = 90°$; *г* – $M_1 = 2$; $Re_{x1} = 10^7$; *д* – $M_1 = 4$; $Re_{x1} = 10^7$, $\psi = 90°$

Результаты расчетов, проведенных по этой методике для случая, когда вдуваемый газ и газ основного потока – воздух ($k_1 = k_j = 1{,}4$) с одинаковой температурой, – представлены на рис. 6.5.4. На рис. 6.5.4, *а* видно, что с ростом отношения p_{0j}/p_1 коэффициент усиления уменьшается. Следовательно, для повышения эффективности комбинированных ОУ выгодно использовать «маложесткие» струи с малым перепадом давлений ($p_{0j}/p_1 \leq 20$). Однако при небольших отношениях (p_{0j}/p_1) для заданных значений p_1 давление p_{0j} будет невелико, что создаст малую тягу, развиваемую ОУ ($P_{\max} = S_{aj} p_{0j} f(\lambda_{aj})$). Поэтому суммарная управляющая сила $Y = K_y P_{\max}$ может оказаться при приемлемых размерах площади щели S_{aj} недостаточной.

При увеличении M_1 коэффициент усиления K_y при всех значениях p_{0j}/p_1 возрастает (см. рис. 6.5.4, *б*). Это позволяет широко применять комбинированные ОУ при больших сверхзвуковых скоростях.

Влияние числа Re на коэффициент усиления сравнительно невелико: с возрастанием отношения (p_{0j}/p_1) наблюдается некоторое снижение K_y (см. рис. 6.5.4, *в*).

График зависимости K_y от (p_{0j}/p_1) для случая вдува газа навстречу потоку при угле $\psi = 58,8^\circ$ через плоское расширяющееся сопло с углом $\beta_{сп} = 10^6$ приведен на рис. 6.5.4, *г*. Здесь же для сравнения показан график K_y для поперечного вдува ($\psi = 90^\circ$) с числом $M_A = 1,01$ на срезе сопла. Из сопоставления этих графиков видно, что вдув навстречу потоку может заметно увеличить K_y, особенно при малых отношениях (p_{0j}/p_1). Установлено также, что коэффициент усиления возрастает с увеличением числа Маха на срезе сопла (см. рис. 6.5.4, *д*).

Для упрощенных расчетов коэффициента усиления можно исходить из модели течения, показанной на рис. 6.5.5. Предполагаем, что на границе струи и внешнего течения не происходит их смешения, струя за отверстием инжекции разворачивается параллельно обтекаемой поверхности, напряжение трения вдоль всей поверхности струи пренебрежимо мало, а скорость струи в некотором сечении $a - a$ (см. рис. 6.5.5) звуковая, т. е. $V = a^*$. Тогда уравнение количества движения в направлении оси x, направленной параллельно стенке, можно записать так:

$$(p_f - p_d)h = \dot{m}_j a^*, \qquad (6.5.9)$$

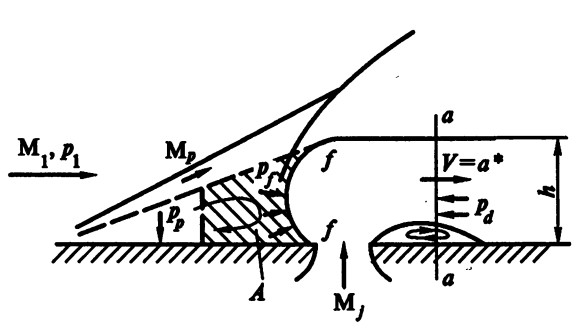


Рис. 6.5.5. Упрощенная схема взаимодействия струи со сверхзвуковым потоком

где p_f, p_d — соответственно давление в сечениях $f-f$ и $a-a$ на границах инжектируемой струи (см. рис. 6.5.5); h — условная глубина проникновения струи.

Давление p_f определяем из уравнения количества движения для зоны отрывного течения перед струей (контрольный объем A на рис. 6.5.5):

$$(p_f - p_p)h = \int_0^h \rho V^2 \, dy \approx C_1 \rho(p_p, T_0) V_p^2 h, \qquad (6.5.10)$$

где $C_1 = 0,062$ — коэффициент пропорциональности. Преобразовав (6.5.10), получаем

$$p_f = \left(1 + \frac{C_1 k_1 M_p^2}{1 + 0,5(k_1 - 1)M_p^2}\right) p_p = (1 + C_2) p_p, \qquad (6.5.11)$$

где $C_2 = C_1 k_1 M_p^2 / (1 + 0,5(k_1 - 1)M_p^2)$.

Осредненное давление в донной области можно представить в виде $p_d = C_3 p_1$. Коэффициент C_3 изменяется в достаточно широких пределах:

$$p_d = (0,4 \ldots 1,2) p_1. \qquad (6.5.12)$$

Подставляя (6.5.11) и (6.5.12) в уравнение (6.5.9), получаем

$$h = \dot{m}_j a^* / [(1 + C_2)(p_p - p_1) + (1 + C_2 - C_3) p_1].$$

Если считать, что избыточная сила от вдува обусловлена перераспределением давления перед инжектируемой струей, то коэффициент усиления

$$K_y = \frac{\Delta Y + P_{max}}{P_{max}} = 1 + \frac{[k_j/(k_j + 1)] l_S / h}{(1 + C_2) + (1 + C_2 - C_3)[p_1/(p_p - p_1)]}. \qquad (6.5.13)$$

При турбулентном отрыве, рассчитывая K_y по формуле (6.5.13), можно принять $(p_p - p_1) = 0,5 M_1 p_1$; $l_S/h \approx 4,2$; $M_p \approx \approx 0,75 M_1$; $C_3 \approx 0,8$.

Глава 7

ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ОРГАНЫ УПРАВЛЕНИЯ

Газодинамические ОУ — поворотные двигатели, сопла и насадки, газовые рули, дефлекторы, а также устройства, использующие вдув газа и впрыск жидкости в сверхзвуковую часть сопла, — работают в сложных условиях. Прежде всего они взаимодействуют с высокоскоростной, сильно нагретой и содержащей различные примеси струей продуктов сгорания топлива двигательной установки. Такое взаимодействие приводит к значительным резко возрастающим динамическим нагрузкам, обусловленным быстрым выходом двигателей на рабочий режим. В то же время ОУ должны быть приспособлены к длительному воздействию низкой температуры космоса.

Трудности в работе газодинамических ОУ возникают из-за того, что их надо располагать в строго определенном месте на ЛА в условиях ограниченного пространства.

В главе приведены характеристики и алгоритмы расчета газодинамических ОУ, широко применяемых на современных ЛА, рассмотрены методы расчета управляющих сил, создаваемых этими ОУ*.

7.1. Управляющие реактивные двигатели

7.1.1. Тяга реактивного двигателя

Тягу, развиваемую реактивным двигателем, ось симметрии которого совпадает с направлением движения ЛА, и используемую (полностью или частично) в качестве управляющей силы, рассчитывают по формуле

$$P = \dot{m}_{\text{т}} w_a + \dot{m}_{\text{в}}(w_a - V_\infty) + (p_a - p_\infty)S_a - \mathrm{d}Q/\mathrm{d}t, \quad (7.1.1)$$

* См. подробнее в кн.: Краснов Н.Ф., Кошевой В.Н. Управление и стабилизация в аэродинамике. – М.: Высш. шк., 1978. – 480 с.

где $\dot{m}_т$, $\dot{m}_в$ — массовый секундный расход соответственно продуктов сгорания топлива и воздуха, забираемого из атмосферы; w_a — скорость истечения продуктов сгорания топлива из сопла; V_∞ — скорость движения центра масс ЛА; p_a, S_a — давление в выходном сечении сопла и его площадь соответственно; Q — количество движения воздуха и продуктов сгорания топлива относительно ЛА. Производная $\mathrm{d}Q/\mathrm{d}t$, называемая *вариационной силой*, может быть значительной при резком изменении режима работы двигателя, например при включении или «отсечке» тяги.

Забор воздуха из атмосферы приводит к увеличению силы лобового сопротивления ЛА:

$$\Delta X_{в\,з} = S_1(p_1 - p_\infty) - \dot{m}_в(V_\infty - w_1), \qquad (7.1.2)$$

где S_1 — площадь входного сечения воздухозаборника; p_1, w_1 — соответственно давление и скорость воздуха в этом сечении.

Из выражения (7.1.2) следует, что при $p_1 = p_\infty$ и $w_1 = V_\infty$ лобовое сопротивление не увеличивается.

Формула (7.1.1) определяет тягу в условиях воздействия на ЛА невозмущенной атмосферы. Однако наличие воздухозаборных и сопловых устройств, возникновение струй продуктов сгорания топлива изменяют характер обтекания ЛА воздушным потоком, что необходимо учитывать при определении аэродинамических характеристик. В частности, следует принимать во внимание образование скачков уплотнения перед воздухозаборниками, повышение давления на внешних поверхностях воздухозаборных и сопловых устройств, интерференцию потоков между воздухозаборниками и крыльями (или корпусом), а также воздействие струй на поток воздуха у поверхности ЛА. При определенных условиях внешние возмущения могут распространяться внутрь сопел двигателя и изменять тягу, а следовательно, и управляющую силу.

Для ракетных двигателей, не использующих воздух атмосферы, формула (7.1.1) имеет более простой вид:

$$P = \dot{m}_т w_a + (p_a - p_\infty)S_a - \mathrm{d}Q/\mathrm{d}t. \qquad (7.1.3)$$

В случае неподвижных управляющих двигателей, включаемых периодически, тягу рассчитывают по зависимостям (7.1.1) или (7.1.3). При этом вместо (7.1.3) может оказаться удобной формула, содержащая газодинамическую функцию $f(\mathrm{M})$:

$$P = [p_0 f(\mathrm{M}_a) - p_\infty] S_a - \mathrm{d}Q/\mathrm{d}t. \qquad (7.1.4)$$

Значение функции $f(M_a)$ определяют из таблиц газодинамических функций для числа Маха M_a и соответствующего отношения теплоемкостей $k = c_p/c_V$ продуктов сгорания топлива.

В реальных условиях эксплуатации двигателя направление действия силы P может не совпадать с продольной осью симметрии, т. е. возникает *эксцентриситет тяги*. Основная причина его появления связана с неравномерностью разгара соплового тракта двигателя и недостаточной поперечной жесткостью двигательной установки. Определение эксцентриситета представляет собой достаточно сложную задачу. Поэтому в процессе создания ЛА предусматривают некоторое повышение значений необходимых управляющих сил (против расчетных), предвидя возможный эксцентриситет тяги, вызывающий дополнительный возмущающий момент, воздействие которого ОУ должен парировать.

7.1.2. Поворотные двигатели. Расчет управляющей силы

Если в управлении используют основной поворотный или верньерный двигатель, то управляющую силу рассчитывают путем определения проекции тяги на рассматриваемое направление. Например, поворот основного двигателя с тягой P на угол δ_p создает боковую управляющую силу

$$P_y = P \sin \delta_\mathrm{p}, \qquad (7.1.5)$$

направленную по нормали к первоначальному положению продольной оси двигателя и действующую в плоскости угла поворота.

Так как проекция силы P на первоначальное направление продольной оси двигателя (обычно это направление совпадает с продольной осью ЛА)

$$P_x = P \cos \delta_\mathrm{p}, \qquad (7.1.6)$$

то потеря тяги при повороте основного двигателя невелика:

$$\Delta P = P(1 - \cos \delta_{\text{р}}). \tag{7.1.7}$$

Качество основного поворотного двигателя как ОУ характеризует отношение управляющей силы к потере тяги: $K = P_y/\Delta P$. Разделив почленно (7.1.5) на (7.1.7), получим

$$K = \sin \delta_{\text{р}}/(1 - \cos \delta_{\text{р}}). \tag{7.1.8}$$

Предел этой величины

$$\lim_{\delta_{\text{р}} \to 0} K = \lim_{\delta_{\text{р}} \to 0} [\sin \delta_{\text{р}}/(1 - \cos \delta_{\text{р}})] = \infty.$$

Это свидетельствует о том, что качество основного двигателя тем выше, чем меньше угол его поворота.

Часто вместо управляющей силы рассматривают ее отношение к тяге, называемое *эффективностью газодинамического ОУ*. Из (7.1.5) следует, что эффективность поворотного двигателя

$$\overline{P}_y = P_y/P = \sin \delta_{\text{р}}. \tag{7.1.9}$$

В приближенных расчетах при небольших углах поворота двигателя полагают, что тяга практически остается постоянной ($P_x \approx P$), а управляющая сила изменяется линейно в зависимости от угла поворота ($P_y \approx P\delta_{\text{р}}$). При этом угол $\delta_{\text{р}}$ измеряют в радианах.

7.1.3. Управление модулем вектора тяги

При перемещении центрального тела вдоль оси сопла (рис. 7.1.1) изменяется площадь его критического сечения S^*, а следовательно, и массовый секундный расход продуктов сгорания топлива

$$\dot{m} = A' S^* p_0/\sqrt{T_0}, \tag{7.1.10}$$

где A' — коэффициент:

$$A' = \sqrt{k\,[2/(k+1)]^{(k+1)/(k-1)}}/\sqrt{R}; \tag{7.1.11}$$

R, T_0 — газовая постоянная и температура торможения продуктов сгорания топлива соответственно.

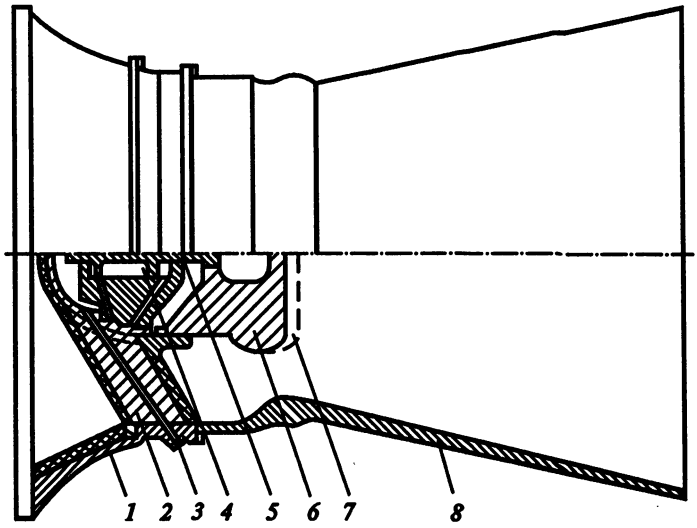


Рис. 7.1.1. Схема регулирования тяги с помощью центрального тела:

1 – сопловая крышка двигателя; *2* – пилон крепления центрального тела; *3* – канал для рабочей жидкости в гидропривод; *4* — гидропривод; *5* – гидропоршень, соединенный с центральным телом; *6* — центральное тело; *7* – положение центрального тела после перемещения; *8* – раструб сопла

При этом нарушается баланс расхода и притока газа от сгорания топлива, что приводит к изменению p_0, $\dot{m}$ и т. д. Поэтому модуль вектора тяги рассчитывают с помощью системы уравнений, включающей в себя зависимости внутренней баллистики двигателей. Например, для твердотопливных двигателей уравнение баланса продуктов сгорания топлива в камере имеет вид

$$\dot{m} = S_{\text{гор}} \rho u, \tag{7.1.12}$$

где $S_{\text{гор}}$ — площадь поверхности горения, определяемая геометрической формой топливных элементов; ρ — плотность топлива; u — скорость горения, зависящая от давления в камере:

$$u = A p_0^{\nu}, \tag{7.1.13}$$

A, ν — коэффициенты, определяемые физико-химическими свойствами топлива ($\nu < 1$).

Решая совместно уравнения (7.1.10) — (7.1.13) для известных значений S^* и $S_{\text{гор}}$, определяют давление p_0 в камере и $\dot{m}_{\text{т}}$ в соответствии с (7.1.10). Модуль вектора тяги вычисляют по формуле (7.1.1) или ее упрощенным вариантам (7.1.3) и (7.1.4).

Управлять модулем вектора тяги можно симметричным вдувом газа через систему отверстий в сверхзвуковой части сопла. Для расчета модуля вектора тяги при вдуве необходимо знать геометрическую форму внутренней поверхности сопла; число Маха M_a (или приведенную скорость λ_a) и диаметр d_a его выходного сечения, отношения теплоемкостей k и k_j, газовые постоянные R и R_j, а также температуры торможения T_0 и T_{0j} соответственно для продуктов сгорания топлива, движущихся по соплу, и вдуваемого газа; давление p_0 в камере двигателя; геометрическую форму отверстий для вдува (в частности, угол расширения β_{aj} в выходном сечении сопла); общую критическую площадь S_j^* отверстий и относительный массовый секундный расход вдуваемого газа $\overline{m}_j = \dot{m}_j/\dot{m}$ (где $\dot{m}_j$ — массовый секундный расход вдуваемого газа).

Предварительно с помощью какого-либо метода (характеристик, сквозного счета и т. п.) рассчитывают поле скоростей внутри сверхзвуковой части сопла и давление на его стенки. Затем определяют тягу P, соответствующий ей безразмерный коэффициент тяги

$$c'_P = P/(p_0 S^*), \tag{7.1.14}$$

а также коэффициент потерь на рассеяние потока

$$\delta_{\text{рас}} = 1 - c'_P/c'_{P_{\text{ид}}},$$

где

$$c'_{P_{\text{ид}}} = f(\lambda_a)/q(\lambda_a) \tag{7.1.15}$$

— коэффициент тяги такого же сопла для случая одномерного потока идеального газа, движущегося со средней приведенной скоростью $\lambda_a = w_a/a^*$ в выходном сечении. Исследования показывают, что с известным приближением

$$\delta_{\text{рас}} = 1 - \cos\beta_a, \tag{7.1.16}$$

где β_a — угол раскрытия сопла в выходном сечении (рис. 7.1.2).

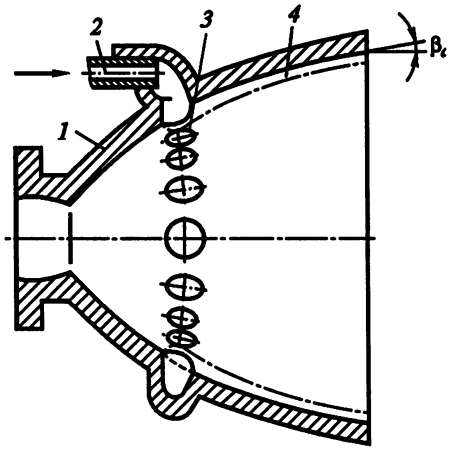


Рис. 7.1.2. Сопло с инжекцией газа:
1 – сопло; *2* – устройство для подачи газа; *3* – отверстие для инжекции; *4* – слой инжектируемого газа

С использованием теории пограничного слоя находят потери на трение и соответствующее уменьшение коэффициента тяги $\Delta c'_{P_{\text{тр}}}$. Коэффициент потерь на трение

$$\delta_{\text{тр}} = \Delta c'_{P_{\text{тр}}} / c'_{P_{\text{ид}}}. \tag{7.1.17}$$

Кинетические потери учитывают коэффициентом

$$\delta_{\text{кин}} = \Delta c'_{P_{\text{кин}}} / c'_{P_{\text{ид}}}, \tag{7.1.18}$$

где $\Delta c_{P_{\text{кин}}}$ — уменьшение коэффициента тяги, обусловленное конечностью скоростей химических реакций.

Таким образом, полный коэффициент потерь тяги с учетом (7.1.16)—(7.1.18)

$$\eta_P = c'_P / c'_{P_{\text{ид}}} = 1 - \delta_{\text{рас}} - \delta_{\text{тр}} - \delta_{\text{кин}}. \tag{7.1.19}$$

По результатам испытаний двигателей на реальном топливе находят *характеристическую скорость*

$$w = p_0 S^* / \dot{m} \tag{7.1.20}$$

и соответствующий коэффициент

$$\eta_w = w / w_{\text{ид}},$$

где

$$w_{\text{ид}} = [(k+1)/2]^{(k+1)/[2(k-1)]}\,(RT_0/k)^{1/2} \qquad (7.1.21)$$

— характеристическая скорость, рассчитываемая для идеальных условий.

В соответствии с приведенными выражениями единичный импульс основного сопла

$$J_1 = wc'_{P_{\text{ид}}}\eta_w\eta_P/g. \qquad (7.1.22)$$

Исходя из допущения об отсутствии турбулентного смешения основного и инжектируемого потоков, постоянных потерь в сопле и статического давления в его выходном сечении (последнее наблюдается при достаточно большом удалении отверстий инжекции от входного сечения), определяют относительную площадь поперечного сечения каждого потока и создаваемые ими тяги. Полная тяга будет равна сумме этих тяг. Поэтому единичный импульс

$$J_{1\Sigma} = \frac{c''_{P_{\text{ид}}}}{c'_{P_{\text{ид}}}} = \left[1 + \frac{\xi\eta_{Pj}c_{P_{\text{ид}j}}}{\eta_P c''_{P_{\text{ид}}}}\right]\frac{J_1}{1+\overline{\dot{m}}_j}, \qquad (7.1.23)$$

где $c''_{P_{\text{ид}}}$ — коэффициент тяги, определяемый для основного сопла по степени его расширения с учетом того, что часть объема сопла занята инжектируемым газом; ξ — приведенный расход инжектируемого газа; $\overline{\dot{m}}_j = \dot{m}_j/\dot{m}$ — отношение массовых секундных расходов инжектируемого и основного потоков.

Приведенный расход ξ в (7.1.23) определяют по формуле

$$\xi = \overline{\dot{m}}_j w_j/w, \qquad (7.1.24)$$

в которой характеристическую скорость инжекции $w_j = w_{j\text{ид}}$ находят по зависимости (7.1.21) при условии, что все входящие в нее параметры взяты для инжектируемого газа, т. е. с индексом «j».

Исходными данными для расчета $J_{1\Sigma}$, а следовательно, и полной тяги

$$P_\Sigma = J_{1\Sigma}(1+\overline{\dot{m}}_j)\dot{m}g, \qquad (7.1.25)$$

являются геометрические параметры сопла, характеристики продуктов сгорания топлива, инжектируемого газа, его относительный расход и размеры отверстий. Этот расчет начинают с определения коэффициента тяги по формуле (7.1.15), а также характеристических скоростей основного и инжектируемого потоков газа по выражениям (7.1.20) и (7.1.21) с добавлением в последнем случае индекса «j» ко всем параметрам. Затем вычисляют значение ξ по формулам (7.1.25), а по (7.1.19) находят коэффициент η_P. Аналогичный коэффициент, обусловленный потерями тяги от инжекции, принимают равным $\eta_{Pj} = \cos\beta_{aj}$ (β_{aj} — угол отклонения потока в выходном сечении отверстий).

Давление торможения инжектируемого газа в случае принудительной подачи и фиксированного критического сечения S_j^* отверстий определяют так:

$$p_{0j} = w_j \dot{m}_j / S_j^*.$$

Предполагая, что вдуваемый газ расширяется изоэнтропически от давления p_{0j} до давления p_a в выходном сечении основного сопла, из таблиц газодинамических функций по отношению $p_a/p_{0j} = \pi(\lambda_{ja})$ находят $\lambda_{ja} = V_j/a_j^*$ (где V_j и a_j^* — соответственно скорость вдува и критическая скорость инжектируемого газа), удельный расход $q(\lambda_{ja})$ и степень расширения

$$\varepsilon_j = 1/[q(\lambda_{ja})]. \qquad (7.1.26)$$

Далее вычисляют коэффициент тяги, обусловленный инжекцией:

$$c_{P\text{ид}j} = \left[2/(k_j+1)\right]^{1/(k_j-1)} (\lambda_{ja} + \lambda_{ja}^{-1}),$$

уменьшение степени расширения основного сопла от инжекции

$$\Delta\varepsilon = \varepsilon_j S^*/S_a$$

и ее значение с учетом поправки:

$$\varepsilon' = \varepsilon - \Delta\varepsilon.$$

Определив λ_a' по значению газодинамической функции $q(\lambda_a') = 1/\varepsilon'$ (см. (7.1.26)), по формуле (7.1.15) находят $c'_{P\text{ид}}$,

вычисляют единичные импульсы J_1 и $J_{1\Sigma}$, согласно формулам (7.1.22) и (7.1.23), и рассчитывают тягу с учетом инжекции по формуле (7.1.25).

7.2. Реверс и отсечка тяги

Для выполнения требуемых задач, стоящих перед ЛА, необходимо осуществлять регулирование тяги ракетного двигателя, которое может быть однократным или многократным. Первое применяется для ракетных двигателей с твердотопливными зарядами. Например, своевременная отсечка тяги необходима для последних ступеней ракет-носителей, когда весьма важно осуществление требуемых условий выведения полезной нагрузки. Кроме того, отсечка тяги необходима для приращения тормозного импульса посадочных систем космических ЛА, разделения ступеней и т. д. Системы многоразового включения обеспечивают решение задач орбитальных переходов космических ЛА и коррекции траектории их полета.

В дальнейшем под отсечкой тяги твердотопливного двигателя будем понимать не только управление модулем, но и изменение направления действия силы на противоположное. Поэтому к основным видам отсечки тяги относят: 1) отсечку с обнулением тяги; 2) отсечку с реверсом; 3) смешанное регулирование вектора тяги.

Отсечка с обнулением тяги может быть достигнута резким сбросом давления, понижением температуры благодаря впрыску в камеру охладителя или совместным действием этих факторов на процесс горения. Узлы отсечки тяги могут располагаться на заднем и переднем днищах, а также на обечайке твердотопливного двигателя.

В наиболее простом устройстве отсечки тяги, обеспечивающем понижение давления в камере твердотопливного двигателя, используется отделение соплового блока от обечайки двигателя (рис. 7.2.1, *а*). Однако при этом возникает пик тяги (рис. 7.2.1, *б*), а следовательно, резкое увеличение осевых нагрузок, которые можно снизить путем перемещения сопла по направляющим.

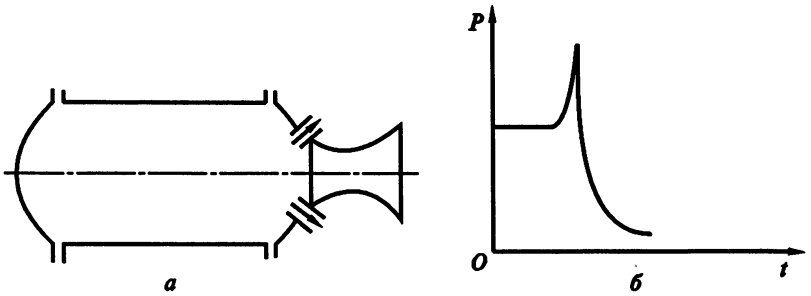


Рис. 7.2.1. Схема устройства для отсечки тяги на заднем днище корпуса твердотопливного двигателя

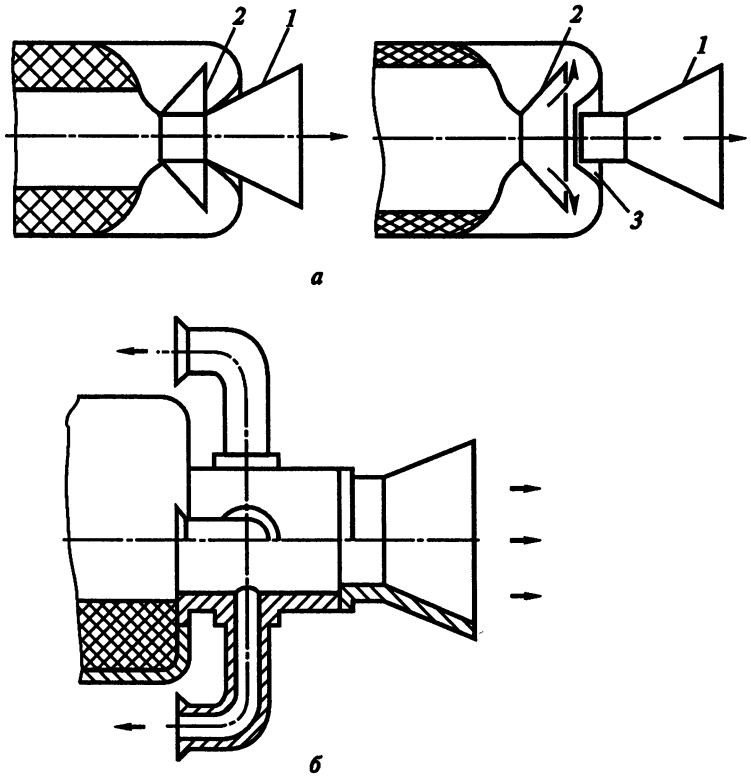


Рис. 7.2.2. Схемы устройств для отсечки тяги (*а*) и реверса (*б*)

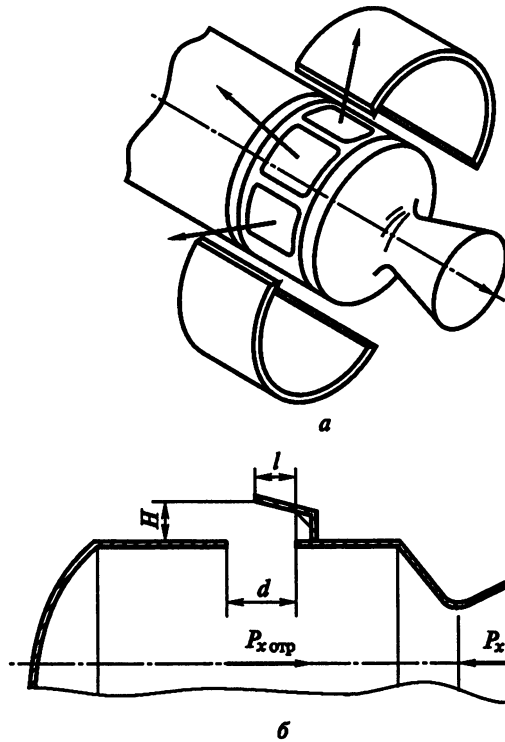
Уравновешивание тяги возможно также при помощи устройства с отражателем (рис. 7.2.2, *а*), которое состоит из сопла с двумя расширяющимися конусами, между которыми

установлен кольцевой отражатель. При отсечке тяги конический сопловой блок *1* отделяется и газ через передний конус *2* попадает на отражатель *3*, уменьшая основную тягу.

Наиболее распространенным способом отсечки тяги является ее реверсирование (рис. 7.2.2, *б*). Падение давления в двигателе сочетается с уравновешиванием тяги противотягой дополнительных сопел.

Резкого возрастания тяги можно избежать, если отсечку осуществлять при помощи раскрытия большого количества равномерно расположенных одинаковых радиальных отверстий (рис. 7.2.3, *а*) или козырькового кольцевого устройства (рис. 7.2.3, *б*).

Для определения тяговых характеристик устройства отсечки тяги, изображенного на рис. 7.2.3, *б*, необходимо знать распределение давления по внутреннему контуру отражателя.



а

б

Рис. 7.2.3. Схемы бокового сброса давления в двигателе (*а*) и козырькового кольцевого устройства (*б*)

Взаимодействие газовых струй с отражателем создает сложную пространственную структуру течения, рассчитать параметры потока которой теоретически не представляется возможным. Поэтому в расчетах давление на внутренней поверхности козырькового отражателя осредняют.

При проектировании устройств отсечки тяги обычно задают уровень понижения тяги двигателя при их срабатывании, определяемый коэффициентом

$$\alpha = \frac{P_{x\,\text{дв}} - P_{x\,\text{отр}}}{P_{x_0\text{дв}}}, \qquad (7.2.1)$$

где $P_{x_0\text{дв}} = 2\varepsilon(1)p_0S^*z(\lambda_a)$, $P_{x\,\text{дв}} = 2\varepsilon(1)pS^*z(\lambda_a)$ — тяга двигателя до и после срабатывания устройства; $P_{x\,\text{отр}}{=}p_{\text{ср}}S_{\text{отр}}$ — тяга при наличии устройства с отражателем; $\varepsilon(1)$, $z(\lambda_a)$ — газодинамические функции; p_0, p — давление в двигателе до и после срабатывания устройства отсечки тяги; S^* — площадь критического сечения сопла двигателя; $p_{\text{ср}}$ — среднее давление на внутренней поверхности отражателя; $S_{\text{отр}}$ — площадь проекции отражателя на плоскость, перпендикулярную оси двигателя.

В момент срабатывания устройства можно считать, что $p = p_0$. Тогда из уравнения (7.2.1) имеем

$$\overline{p}_{\text{ср}}S_{\text{отр}} = (1-\alpha)\varepsilon(1)S^*z(\lambda_a), \qquad (7.2.2)$$

где $\overline{p}_{\text{ср}} = p_{\text{ср}}/p_0$.

Выразив $S_{\text{отр}}$ через относительную высоту отражателя $\overline{H} = H/d$ (d — диаметр отверстия) и наружный диаметр D_0 двигателя, уравнение (7.2.2) можно преобразовать к виду

$$\overline{p}_{\text{ср}}\overline{H} = (1-\alpha)\varepsilon(1)S^*z(\lambda_a)/(\pi D_0 d). \qquad (7.2.3)$$

На рис. 7.2.4 представлена установленная Г.Б. Селюгиным зависимость $\overline{p}_{\text{ср}}\overline{H}$ от $\overline{H}$ при различных выдвижениях отражателя $\overline{l} = l/d$. Соотношение (7.2.3), дополненное этой зависимостью, позволяет выбрать конструктивные параметры козырькового кольцевого устройства отсечки тяги.

При создании многоступенчатых ракет нашли применение устройства отсечки тяги, расположенные в передней части

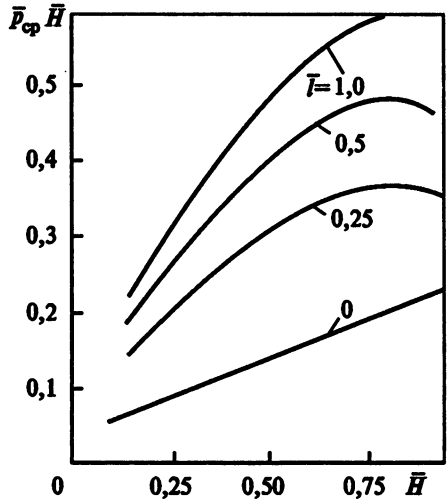
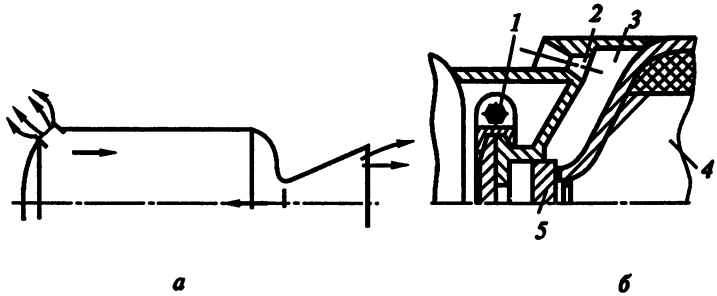


Рис. 7.2.4. Зависимость произведения $\bar{p}_{ср}\bar{H}$ от относительной высоты отражателя $\bar{H}$ при различных его выдвижениях



а *б*

Рис. 7.2.5. Схема устройства для отсечки тяги на переднем днище корпуса твердотопливного двигателя

двигателя (рис. 7.2.5, *а*). В основном такие устройства двигателя предназначены для реверсирования тяги и не используются для гашения заряда. При расчете противотяги таких устройств необходимо учитывать сложный характер взаимодействия истекающих встречных струй с невозмущенным потоком (см. гл. 6).

Существуют различные способы вскрытия сопел и отверстий противотяги. Один из них представлен на рис. 7.2.5, *б*.

Данный способ отсечки использовался в двигателе второй ступени ракеты «Поларис». По команде на отсечку тяги два пироболта *1* разрушаются, освобождая кольцо и опорный диск. Под давлением продуктов сгорания поршень *5* перемещается в крайнее левое положение и открывает их доступ из камеры *4* в промежуточную камеру *3*. Истечение продуктов сгорания из сопел отсечки *2* начинается одновременно.

Следует отметить, что переходной процесс снижения давления в камере сгорания после вскрытия дополнительных отверстий устройства отсечки тяги имеет явно выраженный нестационарный характер и сопровождается значительной перестройкой потока продуктов сгорания в камере и процесса горения твердого топлива. Начальная стадия переходного процесса имеет волновой характер. После отделения заглушек, первоначально закрывающих отверстия узла отсечки, в свободном объеме камеры распространяется волна разрежения. Это приводит к понижению давления в двигателе. Через некоторый момент времени в камере складывается картина многократного отражения волн разрежения, изменяются температура и давление продуктов сгорания, перестраивается процесс горения заряда. После завершения начальной, резко нестационарной стадии протекания процессов внутри камеры наступает период более плавного изменения физических величин, характеризующих эти процессы.

7.3. Дросселирование сопел. Сопловые управляющие аппараты с центральным телом

Многосопловые блоки двигательных установок ЛА позволяют создавать управляющую силу путем дросселирования отдельных сопел (частичного или полного перекрытия их критического или выходного сечений). При этом по существу происходит управление модулем вектора тяги, создаваемой соплом.

Если дросселируется одно или несколько сопел, оси симметрии которых не параллельны продольной оси ЛА, то возникает управляющий момент, стремящийся повернуть аппарат

вокруг его центра масс. Пусть многосопловый блок состоит из n сопел, каждое из которых создает тягу P_i, и имеет ось, расположенную на расстоянии r_i от оси x под углом $(\widehat{r_i, y})$ к оси Oy связанной системы координат (рис. 7.3.1). Кроме того, в общем случае ось симметрии сопла может быть отклонена на угол ψ_i в плоскости, параллельной координатной плоскости xOz, и на угол ϑ_i в плоскости, перпендикулярной координатной плоскости xOz. Тогда вектор тяги P_i можно спроецировать на соответствующие оси координат. С учетом дросселирования, проекции вектора тяги для i-го сопла равны

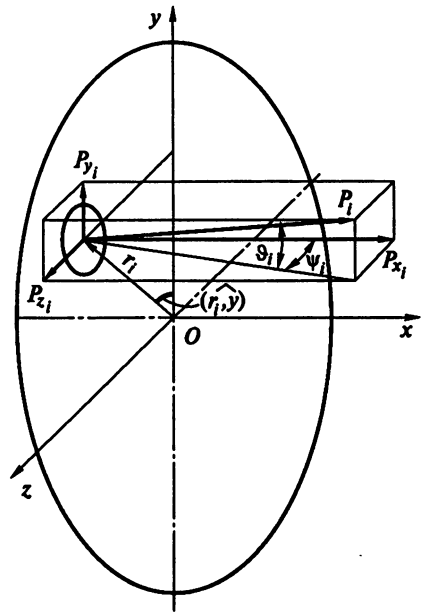


Рис. 7.3.1. Схема обозначения параметров i-го сопла в многосопловом блоке

$$\begin{aligned} P_{xi} &= D_i P_i \cos\vartheta_i \cos\psi_i; \\ P_{yi} &= D_i P_i \sin\vartheta_i; \\ P_{zi} &= D_i P_i \cos\vartheta_i \sin\psi_i, \end{aligned} \qquad (7.3.1)$$

где D_i — часть тяги, оставшаяся после дросселирования.

Из выражений (7.3.1), в частности, следует, что при дросселировании двигателя, ось которого параллельна оси Ox, могут возникнуть моменты тангажа и рыскания, но не может возникнуть момент крена. Учитывая, что увеличение отклонения сопла от направления оси Ox приводит к росту потерь тяги, ограничим углы ϑ_i и ψ_i возможно малыми значениями. Поэтому вместо (7.3.1) можно с известным приближением записать

$$P_{xi} = D_i P_i; \quad P_{yi} = D_i P_i \vartheta_i; \quad P_{zi} = D_i P_i \psi_i. \qquad (7.3.2)$$

Эти силы вызывают появление управляющих моментов относительно соответствующих осей:

$$\Delta M_{xi} = P_{zi} r_i \cos\left(\hat{r_i, y}\right) - P_{yi} r_i \sin\left(\hat{r_i, y}\right);$$
$$\Delta M_{yi} = P_{xi} r_i \sin\left(\hat{r_i, y}\right); \qquad (7.3.3)$$
$$\Delta M_{zi} = P_{xi} r_i \cos\left(\hat{r_i, y}\right).$$

Суммарные составляющие управляющих сил и моментов получаются путем сложения всех соответствующих элементов для n сопел:

$$P_x = \sum_{i=1}^{n} P_{xi}; \quad P_y = \sum_{i=1}^{n} P_{yi}; \quad P_z = \sum_{i=1}^{n} P_{zi};$$
$$\Delta M_x = \sum_{i=1}^{n} \Delta M_{xi}; \quad \Delta M_y = \sum_{i=1}^{n} \Delta M_{yi}; \qquad (7.3.4)$$
$$\Delta M_z = \sum_{i=1}^{n} \Delta M_{zi}.$$

Анализ зависимостей (7.3.2)—(7.3.4) позволяет сделать вывод о наличии существенной связи между каналами управления. Рассмотрим ее на примере четырехсоплового блока, дросселированием отдельных сопел которого предполагается управлять движением ЛА по тангажу, рысканию и крену. Из первого уравнения системы (7.3.3) и уравнений (7.3.2) следует, что для создания момента крена необходимо выполнение хотя бы одного из неравенств: $\vartheta_i \neq 0$, $\psi_i \neq 0$. Требование равенства нулю момента крена в исходном положении, когда ни одно из сопел не дросселируется, заставляет отклонять в противоположные стороны оси симметрии сопел *1* и *3* на угол ψ, а сопел *2* и *4* — на угол $\vartheta = \psi$ (рис. 7.3.2). Система равных по величине сил P_{z1}, P_{y2}, P_{z3} и P_{y4} будет находиться в равновесии. Предположим, что необходимо создать управляющий момент ΔM_z. Для этого в зависимости от направления момента следует дросселировать сопло *1* или *3*. Однако уменьшение, например, силы P_3, а следовательно, силы P_{z3}, вызывает появление момента крена ΔM_x, для парирования которого следует

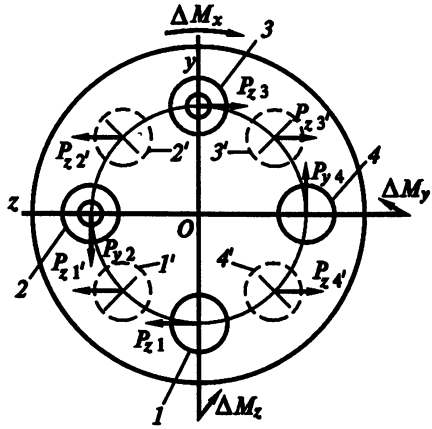


Рис. 7.3.2. Схема создания управляющих сил и моментов путем дросселирования отдельных сопел

дросселировать в такой же степени сопло *2*. Это, в свою очередь, вызывает необходимость парирования появившегося момента ΔM_y путем дросселирования сопла *4*, что вновь приводит к образованию момента крена и т. д.

Такая схема дросселирования оказывается неработоспособной. Для практических целей приемлема схема, в которой предусматривается большее число сопел, в частности восемь вместо четырех (см. рис. 7.3.2). В этом случае дросселирование сопел *1* — *4*, оси которых параллельны оси симметрии ЛА, позволяет управлять по каналам тангажа и рыскания без изменения момента крена. Для создания необходимого момента крена следует использовать дросселирование сопел системы *1* — *4* с соответствующим парированием образовавшихся моментов тангажа и рыскания дросселированием сопел *1'*—*4'*.

Более простой вариант с четырехсопловым блоком реализуется в том случае, если оси сопел *1'*—*4'* развернуты только в горизонтальной плоскости на один и тот же угол ψ, причем $\psi_1 = \psi_2 = -\psi_3 = -\psi_4$. Тогда одинаковое дросселирование сопел *1'* и *2'* (или *3'* и *4'*) позволяет управлять по каналу рыскания; сопел *2'* и *3'* (или *1'* и *4'*) — по каналу тангажа без появления момента крена. Для накренения ЛА также с одинаковой степенью должны дросселироваться пары сопел *1'* и

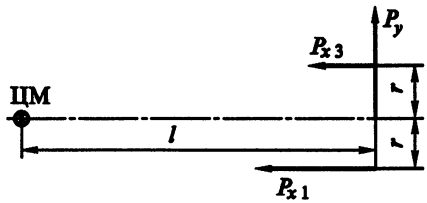


Рис. 7.3.3. Схема управляющих сил при дросселировании одного из сопел (например, *3* на рис. 7.3.2)

$3'$ или $2'$ и $4'$, что не может вызвать образования моментов тангажа и рыскания.

Для оценки изменения полной тяги, создаваемой с помощью многосоплового блока, сравним управление в плоскости угла тангажа путем поворота сопла и дросселирования сопла *3* (см. рис. 7.3.2), ось которого считаем параллельной оси ЛА (рис. 7.3.3).

Если l — расстояние от центра массы ЛА до линии действия управляющей силы P_y, создаваемой поворотным соплом, а r — расстояние от оси симметрии ЛА до осей сопел *3* и *1* (см. рис. 7.3.2), которые в результате дросселирования обеспечивают тяги соответственно P_{x1} и P_{x3}, то на основании равенства моментов тангажа можно записать:

$$\Delta M_z = P_y l = P_{x1} r - P_{x3} r = \Delta P_{x3} r, \qquad (7.3.5)$$

где $\Delta P_{x3} = P_{x1} - P_{x3}$ — потери тяги при дросселировании сопла *3*.

Из выражений (7.3.5) следует, что

$$\Delta P_{x3} = P_y l / r. \qquad (7.3.6)$$

В случае поворотного сопла потери тяги

$$\Delta P_x = P_y / K, \qquad (7.3.7)$$

где K находят по формуле (7.1.8). Так как $K \gg 1$ ($K = 20$ для угла поворота сопла $\delta_p = 5°45'$), то из выражений (7.3.6) и (7.3.7) следует, что $\Delta P_{x3} \gg \Delta P_x$.

Значительное изменение тяги при управлении дросселированием отдельных сопел может вызвать нарушение режима

полета, что является недостатком ОУ этого типа. Исследования показывают, что система управления может быть более простой по конструкции и надежной в работе, если для всех сопел $\vartheta_i = \psi_i = 0$, а управление по крену осуществляется с помощью специального органа (например, уголковых сопел или неподвижного «кренового» двигателя).

Сопло с центральным телом хорошо работает в широком диапазоне изменения атмосферного давления. Его преимуществом является малая донная площадь $S_{\text{дон}}$, что при прочих равных условиях снижает коэффициент продольной силы ЛА. Сопловой блок с центральным телом может быть как кольцевым, так и многосопловым (рис. 7.3.4). При этом центральное тело без значительного уменьшения тяги может быть весьма коротким. Опыты показывают, что при укорочении тела на 75 % тяга практически не меняется, а при полном отсутствии центрального тела ее уменьшение составляет около 3 %. Следует отметить, что при увеличении расстояния между выходными сечениями сопел в многосопловом блоке происходит заметное снижение тяги. Поэтому нужно либо максимально уменьшать это расстояние, либо специально профилировать центральное тело.

Известны попытки создания управляющей силы путем поворота центрального тела, дросселирования отдельных сопел

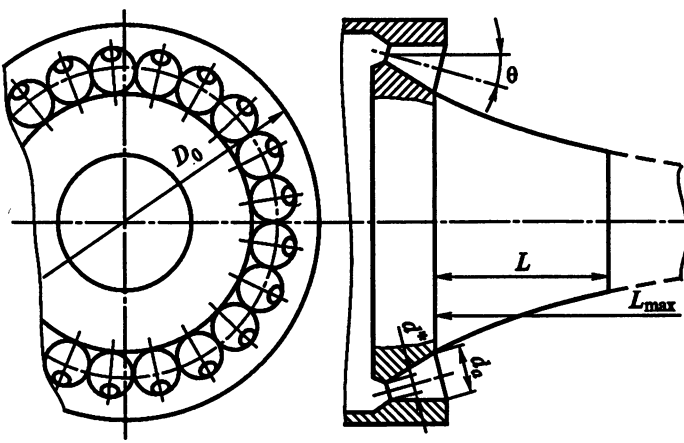


Рис. 7.3.4. Многосопловой блок с центральным телом (L_{max} – максимальная длина центрального тела)

и выдува газа через отверстия в боковой поверхности центрального тела. Опыты показывают, что для этого достаточно повернуть центральное тело на значительный угол $\delta_р$ (рис. 7.3.5), а при дросселировании отдельных сопел увеличить его длину (рис. 7.3.6). Удлиненное центральное тело преобразует асимметричное течение за соплами в почти однородный поток, поэтому направление управляющей силы изменяется.

Экспериментальные данные, приведенные на рис. 7.3.5 и 7.3.6, получены на многосопловой установке со следующими характеристиками: $\vartheta = 23°$; $n = 24$; $\varepsilon' = D_0^2/(nd^{*2}) = 16$; $\varepsilon'' = d_a^2/d^{*2} = 5,25$; $S^* = 3,72 см^2$.

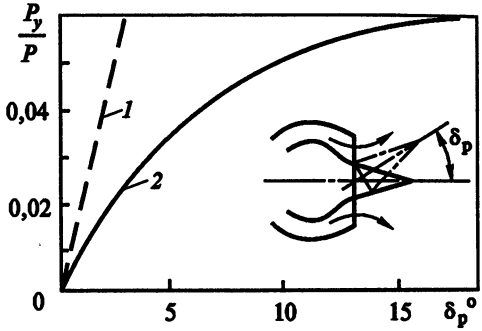


Рис. 7.3.5. Теоретическая (*1*) и экспериментальная (*2*) зависимости отношения сил P_y/P от угла поворота $\delta_р$ центрального тела

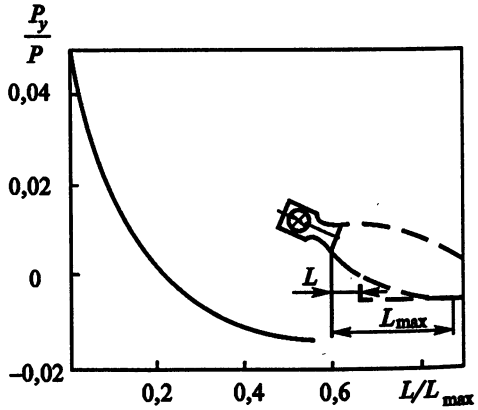


Рис. 7.3.6. Зависимость отношения сил P_y/P от относительной длины укороченного центрального тела при $D_i = 12,5$ %

7.4. Поворотные сопла

Конструкция поворотного сопла с одной степенью свободы показана на рис. 7.4.1. При создании управляющей силы одновременно поворачиваются докритическая и закритическая части сопла, практически обеспечивая равномерное и осесимметричное течение продуктов сгорания и соответствующий поворот вектора тяги. Такая конструкция обусловливает сходство работы поворотного сопла с поворотным двигателем.

Поворотные сопла в качестве ОУ находят применение как в односопловых, так и в многосопловых двигателях. На рис. 7.4.2 показан четырехсопловой двигатель с поворотными соплами, обеспечивающими управление по тангажу, рысканию и крену.

Наиболее уязвимым местом конструкции поворотного сопла является уплотнение подвижного стыка, общим недостатком всех конструкций — сравнительно ненадежная работа узлов разъема.

В зазор между подвижными деталями могут прорываться горячие газы с жидкими и твердыми частицами продуктов

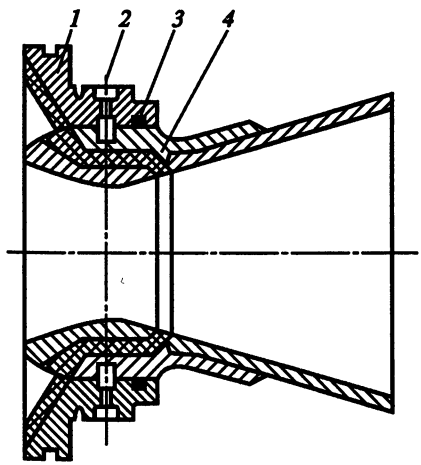


Рис. 7.4.1. Конструкция поворотного сопла с одной степенью свободы:
1 – неподвижная крышка; *2* – ось поворота; *3* – уплотнение; *4* – поворотное сопло

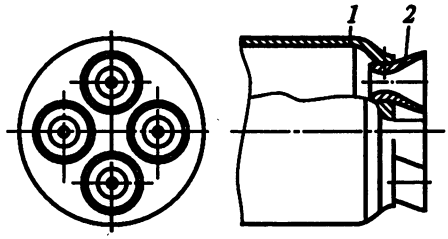


Рис. 7.4.2. Четырехсопловой блок двигателя с поворотным соплом:
1 – корпус двигателя; *2* – поворотное сопло

сгорания. В поворотных соплах используют различные дополнительные средства защиты (уплотнения, принудительная смазка и др.), что усложняет и утяжеляет конструкцию этих ОУ. В настоящее время разработано много разнообразных уплотняющих устройств и материалов для них.

Управляющую силу и потери тяги поворотного сопла определяют по формулам (7.1.5)—(7.1.7).

Шарнирный момент находят по приближенной зависимости

$$M_{\text{ш}} = M_{\text{г}} + M_{\text{и}} + M_{\text{тр}},$$

где $M_{\text{г}}$ — момент поворота истекающей газовой струи; $M_{\text{и}}$ — момент инерционных сил при повороте сопла; $M_{\text{тр}}$ — момент трения в опоре.

Момент, обусловленный поворотом истекающей газовой струи, определяют по формуле

$$M_{\text{г}} = 2\dot{\delta} \int_0^{l_c} \dot{m} x \, \mathrm{d}x,$$

где $\dot{\delta}$ — угловая скорость поворотного сопла; l_c — длина образующей соплового раструба; $\dot{m}$ — массовый секундный расход газов; x — координата, отсчитываемая от критического сечения сопла.

Момент инерционных сил

$$M_{\text{и}} = J_{\text{с}} \ddot{\delta}_{\text{с}},$$

где $J_{\text{с}}$ — момент инерции сопла; $\ddot{\delta}_{\text{с}}$ — угловое ускорение сопла.

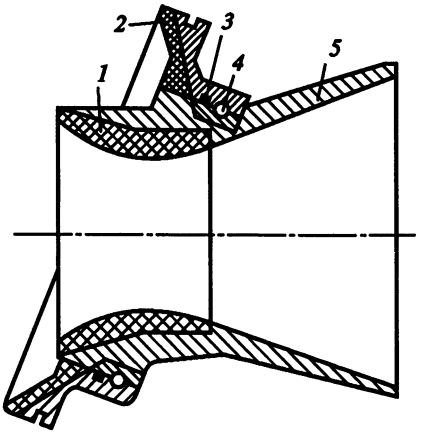


Рис. 7.4.3. Вращающееся сопло:
1 – термоэрозионный вкладыш; *2* – неподвижная крышка; *3* – уплотнение; *4* – подшипник; *5* – вращающаяся часть сопла

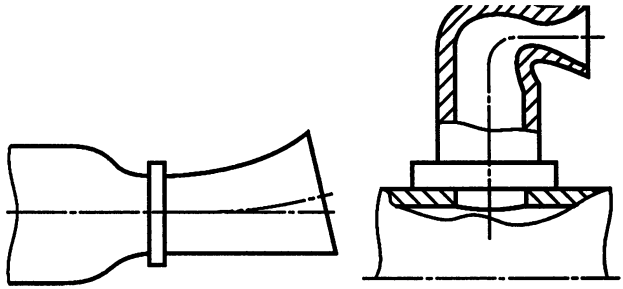
Момент трения в подвижной части сопла

$$M_{\text{тр}} = F_{\text{тр}} R,$$

где $F_{\text{тр}}$ — сила трения в уплотнительном устройстве; R — характерный радиус поверхности скольжения.

Разновидностью сопел, создающих управляющий момент в одной плоскости, являются вращающиеся сопла. Особенностью их конструкции является наличие угла между осью сопла и осью вращения (рис. 7.4.3). На рис. 7.4.4, *а* показано вращающееся сопло с криволинейной осью симметрии. Необходимая управляющая сила обеспечивается вращением сопла вокруг продольной оси двигателя. Недостаток этой конструкции — потери тяги даже при отсутствии вращения сопла. Обусловлено это предварительной установкой сопла, вызывающей отклонение потока.

Значительное распространение получили уголковые сопла, которые устанавливают на боковой поверхности двигателя (рис. 7.4.4, *б*). Такие сопла обычно применяют, когда управляющая сила сравнительно невелика, их недостатки — повышенные гидродинамические потери, вызванные поворотом



а *б*

Рис. 7.4.4. Варианты вращающихся сопел:
а – изогнутое; *б* – уголковое

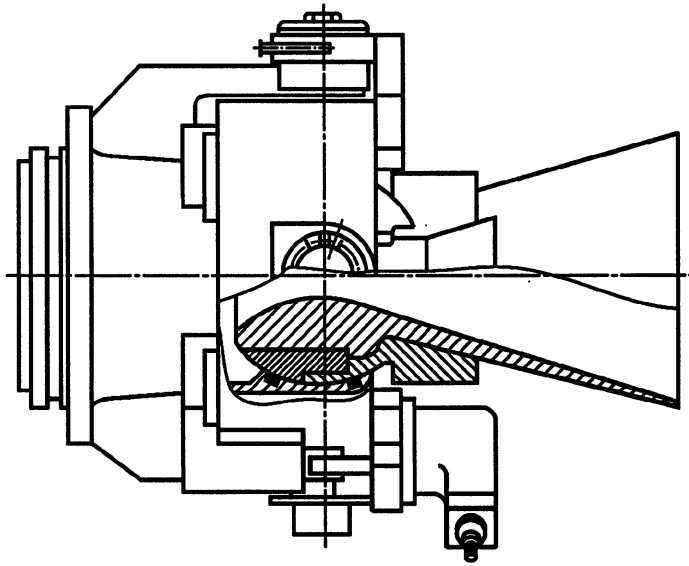


Рис. 7.4.5. Поворотное сопло на карданном подвесе фирмы «Тиокол»

газового потока внутри сопла на угол $\pi/2$, а также значительный перегрев внутренних стенок, что требует дополнительной тепловой защиты.

В заключение отметим, что поворотное сопло может иметь и две степени свободы (управление по двум каналам). Для этого используют сферические опоры, карданный подвес, жидкостные подшипники и другие различные упругие узлы качения (рис. 7.4.5).

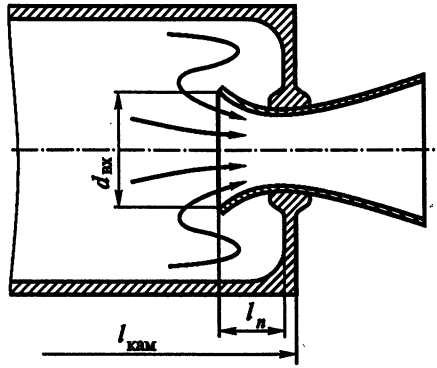


Рис. 7.4.6. Схема вдвинутого сопла

Для уменьшения продольного размера ЛА применяют вдвинутые поворотные сопла (рис. 7.4.6), но вследствие больших газодинамических потерь во входной части таких конструкций снижается единичный импульс двигателя.

Для широко используемых металлизированных топлив эту потерю (в процентах) можно определить с помощью зависимости [7]

$$\Delta J_1 = 1{,}4 \cdot 10^{-7} \mathrm{Re}_{l_n}^{0{,}80} w_г m / \left[(l_n / l_{кам})^{0{,}42} q(\lambda_a)^{0{,}14} w_т \right],$$

где $\mathrm{Re}_{l_n} = 4\dot{m}_т l_n / (\pi d_{вх}^2 \mu)$ — число Re, вычисленное по длине l_n; $\dot{m}_т$ — массовый секундный расход продуктов сгорания топлива через сопло; $l_n, l_{кам}$ — соответственно длины участка сопла, помещенного в двигателе, и камеры; $d_{вх}$ — диаметр входного сечения сопла; μ — динамическая вязкость продуктов сгорания топлива; $w_г, w_т$ — соответственно скорость газа и частиц металла в выходном сечении сопла; m — содержание металла в топливе, %.

При проектировании узлов крепления и механизма поворота сопла необходимо знать нагрузки, приложенные к его раструбу. В частности, составляющую $P_{рас}$ такой нагрузки вдоль оси сопла можно рассчитать с помощью таблицы газодинамических функций $f(\lambda)$ и $q(\lambda)$ по формуле

$$P_{рас}/P = 1 - f(1)q(\lambda_a)/f(\lambda_a).$$

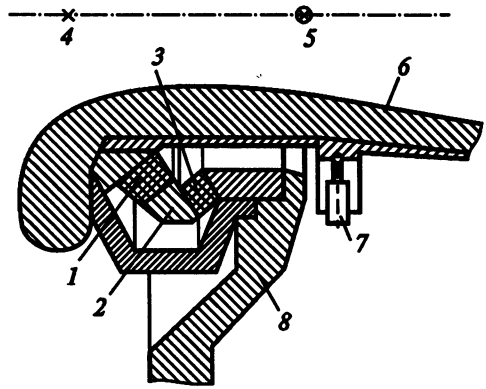


Рис. 7.4.7. Узел сопла с двойным упругим уплотнением

Для снижения усилия на штоках рулевых машинок поворотных сопел применяют двойное упругое уплотнение. Это достигается благодаря двум автономным уплотнениям — основному *3* и сервоуплотнению *1* с соответственно задним *5* и передним *4* расположением центра поворота (рис. 7.4.7). С помощью рулевой машинки *7* осуществляется перемещение сопла *6* таким образом, что при деформации сервоуплотнения возникает момент от газодинамической силы относительно центра поворота *5* основного уплотнения. Под воздействием этого момента деформируется основное уплотнение и происходит дополнительный поворот сопла из-за дополнительного вращения кольца *2*. Деформация прекращается тогда, когда шарнирный момент основного уплотнения равен моменту от газодинамических сил. Фактический центр поворота сопла занимает промежуточное положение между центрами поворота уплотнений. При этом сила на штоке рулевой машинки, ход штока, а следовательно, и мощность привода оказываются сравнительно небольшими.

Таким образом, подбирая соответствующие жесткости упругих уплотнений между поворотной частью сопла *6* и неподвижной частью двигательной установки *8*, а также направления реакций в них, можно управлять положением точки поворота сопла и уменьшать до нужного предела шарнирный момент привода.

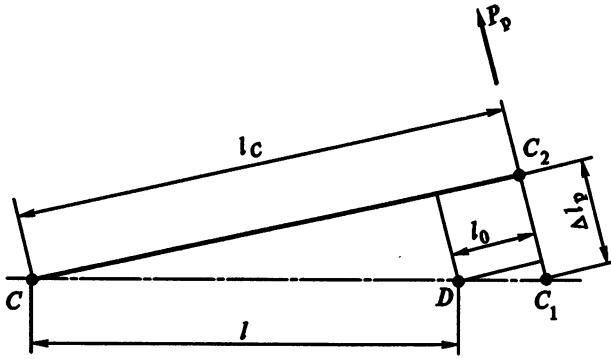


Рис. 7.4.8. Схема сопла с двойным упругим уплотнением:
C_1C_2 – линия действия рулевой машинки; C – центр поворота сервоуплотнения; D – центр поворота главного уплотнения; CD – ось двигательной установки

Исходными данными для нахождения суммарной жесткости K_Σ сопла, необходимого усилия $P_р$ на штоке рулевой машинки и хода этого штока $\Delta l_р$ являются тяга P двигательной установки, создаваемая при повороте сопла, управляющая сила P_y, размеры l_C, l_0, l и жесткости $K_о$ и $K_{сер}$ соответственно основного уплотнения и сервоуплотнения (рис. 7.4.8).

Расчет проводят в следующем порядке.

1. Определяют необходимый угол поворота сопла:

$$\delta_р = \arcsin(P_y/P).$$

2. Вычисляют суммарную жесткость сопла:

$$K_\Sigma = K_о K_{сер} \frac{l_0/l_C + (1 - l_0/l_C)K_о/(Pl + K_{сер}l_0/l_C + K_о)}{Pl + K_{сер}l_0/l_C + K_о}.$$

3. Находят необходимое усилие на штоке рулевой машинки:

$$P_р = \frac{\delta_р}{l_C/K_{сер} + l_0/K_о + Pll_C/(K_{сер}K_о)}.$$

4. Подсчитывают ход штока рулевой машинки:

$$\Delta l_р = \frac{\sqrt{l^2 - (l_C - l_0)^2}}{1 - l_0/l_C}.$$

7.5. Раздвижные сопла

Возможность применения раздвижных сопел (рис. 7.5.1) экспериментально исследовали на моделях ЛА, требующих при старте наименьшего продольного габаритного размера. К камере сгорания *1* непосредственно примыкает неподвижная часть сопла *2*, которая с помощью фланцевого соединения *3* стыкуется с раздвижным соплом. Последнее, в свою очередь, состоит из недеформируемой *4* и деформируемой *5* частей. Герметизацию двигательной установки до начала ее работы осуществляют с помощью оболочки *6*, выполненной, например, из прорезиненной ткани и удаляемой движущимися по соплу продуктами сгорания топлива.

Чтобы привести сопло в рабочее положение *7*, его среднюю сложенную часть надо вывернуть. Происходящая при этом пластическая деформация в сложенной части обеспечивает образование жесткой оболочки, способной выдерживать приложенные к ней тяговые и динамические нагрузки. После раскрытия раздвижное сопло превращается в обычное тонкостенное металлическое, которое по надежности, массовым и

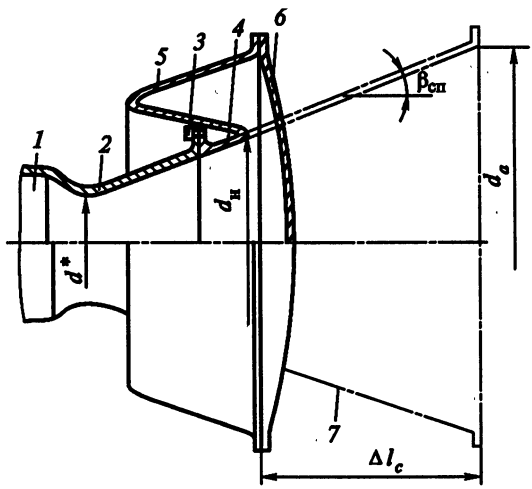


Рис. 7.5.1. Схема раздвижного сопла

другим рабочим характеристикам не уступает соплу с неизменяемой геометрией. Очевидно, чем больше степень расширения сопла, тем длиннее его сверхзвуковая часть. Следовательно, применяя раздвижные сопла, больше можно сократить продольный габарит ЛА. Это делает перспективным использование раздвижных сопел на высоких ступенях ракет, двигательные установки которых имеют большие степени расширения сопел. Действительно, если, например, рассмотреть конические сопла с одинаковыми углом $\beta_{\text{сп}}$ и величиной $\overline{d}_{\text{н}} = d_{\text{н}}/d^*$ (где $d_{\text{н}}$ — наименьший диаметр деформируемой части сопла, см. рис. 7.5.1), то из геометрических соображений относительное приращение длины сопла после его раздвижения будет равно $\Delta\overline{l}_c = \Delta l_c/d^* = 0,5(\overline{d}_a - \overline{d}_{\text{н}})\operatorname{ctg}\beta_{\text{сп}}$. Отсюда следует, что чем больше $\overline{d}_a = d_a/d^*$, тем больше $\Delta\overline{l}_c$.

Исследования показывают, что для раздвижных сопел характерны малая масса и низкая стоимость.

Применение выдвижного насадка для раздвижного сопла создает обратный уступ, который вносит возмущение в поток (рис. 7.5.2).

Продукты сгорания топлива, двигаясь вдоль сопла *1* (рис. 7.5.3), отрываются от этого уступа и, повернувшись на

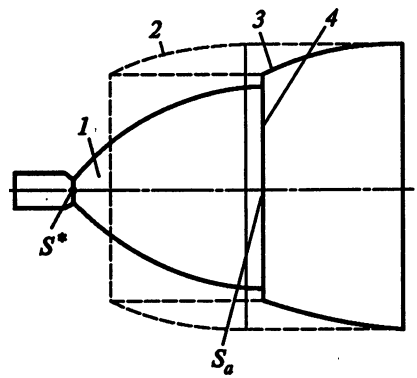


Рис. 7.5.2. Схема сопла с выдвижным насадком:
1 – сопло; *2* – исходное положение насадка; *3* – положение насадка после выдвижения; *4* – уступ; S^*, S_a – площади соответственно критического и выходного сечения сопла

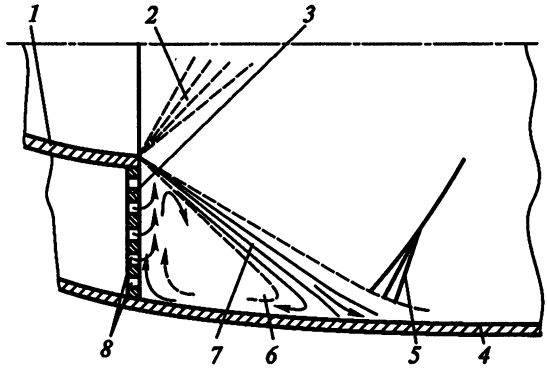


Рис. 7.5.3. Характер течения в насадке при слабом вдуве

некоторый угол в волне разрежения *2*, присоединяются к поверхности насадка *4*. В таком отрывном течении зарождаются хвостовой скачок уплотнения *5*, застойная зона *6* с возвратным движением газа и участок смешения *7*. Из-за необратимых потерь энергии в скачках уплотнения на участке смешения и в застойной зоне тяговые характеристики сопел с кольцевыми уступами оказываются хуже, чем у обычных сопел. Однако эти характеристики могут быть улучшены путем вдува газа через проницаемую поверхность *8* уступа *3*. На практике используют *слабый* и *тангенциальный вдувы*.

В первом случае газ попадает в насадок через перфорированную стенку уступа *3* (см. рис. 7.5.3) с малой скоростью и небольшими расходами, во втором — движение характеризуется большими скоростями и расходами газа, вдуваемого через свободное пространство в уступе *8* (рис. 7.5.4). При интенсивном вдуве большие расходы газа приводят к значительному росту давления и его постепенному уменьшению за уступом, в результате чего образуется кольцевое течение *7*, охватывающее основной поток у сопла *1* с выходным сечением *2*. Этот поток расширяется в волне разрежения *3*, и давление в нем делается таким же, как и во вдуваемом потоке. Взаимодействие волн разрежения со свободной границей основной струи *4* приводит к ее отклонению в направлении оси сопла. Такая

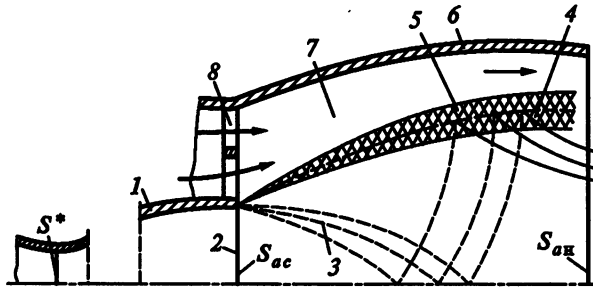


Рис. 7.5.4. Течение в сопле с насадком при интенсивном вдуве (S_{ac}, $S_{ац}$ – площади выходных сечений соответственно сопла и насадка)

форма границы основной струи позволяет дозвуковому вдуваемому потоку достичь скорости звука в наиболее узком его сечении в конце насадка *6*. При этом должны быть обеспечены достаточно большие скорости и давления вдуваемого потока, чтобы предотвратить преждевременное пересечение границы основной струи со стенкой насадка *6*. Разгон вдуваемого газа с дозвуковой скоростью в насадке сопла позволяет повысить его тяговые характеристики.

Расчет этих характеристик представляет собой весьма сложную задачу, которая во многих случаях оказывается теоретически еще неразрешимой. При слабом вдуве в качестве приближенного метода для определения среднего давления в застойной зоне можно использовать методику расчета обтекания обратных уступов с массообменом с плоским сверхзвуковым потоком (см. гл. 9). При этом влияние пространственности потока следует учитывать с помощью поправочного коэффициента, находимого по опытным данным.

Необходимый для вычисления тяги расчет распределения давления по стенкам насадка при тангенциальном вдуве, включающий в себя определение невязких параметров как внешнего потока, так и внутреннего, весьма осложняется расчетом течения в зоне смешения *5* и границах трех рассмотренных частей потока внутри сопла.

В настоящее время особенно большое значение имеют некоторые экспериментальные данные о работе двигательных

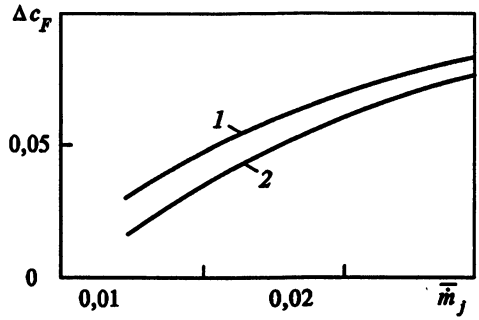


Рис. 7.5.5. Зависимость прироста коэффициента тяги Δc_F от относительного расхода вдуваемого газа $\overline{\dot{m}}_j$ для конического (*1*) и цилиндрического (*2*) насадков

установок, снабженных соплами с выдвижными насадками. Они позволяют оценить эффективность вдува газа через кольцевой уступ *8*, обеспечивающего увеличение тяги.

На рис. 7.5.5 показаны зависимости коэффициента тяги в пустоте $\Delta c_F = \dfrac{\Delta P}{p_0 S^*}$ от относительного расхода $\overline{\dot{m}}_j = \dot{m}_j/\dot{m}$. Эти данные получены для холодного воздуха, который использовали в качестве рабочего тела в сопле и при вдуве, причем сопло имело параболическую образующую и степень расширения $(S_a/S^*)_c = 27,2$. Кольцевая пластина уступа равномерно перфорирована. Площадь под отверстие для цилиндрического насадка составляла 3,1 %, а для конического ($\beta_{сп} = 6,6°$) насадка — 7,8 %. Степень расширения каждого сопла с насадком была равна $(S_a/S^*)_н = 50$.

Согласно приведенным на рис. 7.5.5 кривым, с увеличением относительного расхода $\overline{\dot{m}}_j$ коэффициент тяги возрастает, однако по мере повышения интенсивности вдува этот рост замедляется. При одинаковой длине конический насадок оказывается эффективнее цилиндрического. С увеличением длины цилиндрического насадка тяговые характеристики сопла ухудшаются.

Для оценки эффективности управления тягой целесообразно использовать соотношение

$$\Phi = J_{1\Sigma}/J_1 = (1 - \Delta\overline{P})/(1 + \overline{\dot{m}}_j),$$

в котором $J_{1\Sigma} = (P + \Delta P)/[g(\dot{m} + \dot{m}_j)]$ — суммарный единичный импульс двигателя с учетом вдува; $J_1 = P/(g\dot{m})$ — единичный импульс двигателя при отсутствии вдува; $\Delta\overline{P} = \Delta P/P$ — безразмерная величина, представляющая собой относительный прирост тяги вследствие вдува и определяемая по формуле

$$\Delta\overline{P} = \Delta c_F q(\lambda_a)/f(\lambda_a) = \Delta c_F/[\varepsilon f(\lambda_a)],$$

где $\varepsilon = 1/q(\lambda_a) = S_a/S^*$ — степень расширения сопла.

Рассмотрим расчет эффективности вдува, основанный на использовании эмпирической зависимости между текущим значением параметра Δc_F и его максимальным значением $\Delta c_{F\max} = (P - P_{oc})/(p_0 S^*)$, соответствующим изоэнтропическому расширению потока; P_{oc} — тяга основного сопла без насадка. Эта зависимость имеет вид

$$\Delta c_F = k_1 \Delta c_{F\max} + B\xi^n, \qquad (7.5.1)$$

где k_1, n — эмпирические постоянные; $B = [(k_2 - k_1)\Delta c_{F\max}/(1-n)](k_3 c_{Fj}/n)^n$; k_2 и k_3 — постоянные, определяемые опытным путем; c_{Fj} — коэффициент тяги, создаваемой вследствие инжекции газа в насадок; ξ — приведенный расход, определяемый выражением (7.1.24).

Формула (7.5.1) применима при условии, что

$$\xi \le \xi_0 = [Bn/(k_3 c_{Fj})]^{1/(1-n)},$$

т. е. когда увеличение Δc_F является результатом взаимодействия основного и инжектируемого потоков газа. Если же оказывается, что $\xi > \xi_0$ и Δc_F возрастает из-за преобладающего влияния инжектирующего потока, то вместо (7.5.1) следует применять зависимость

$$\Delta c_F = k_3 \xi c_{Fj} + k_2 \Delta c_{F\max}.$$

По значению Δc_F можно найти относительный единичный импульс для сопла с насадком:

$$J_{1\Sigma}/J_1 = (1 + \Delta c_F/c_F)/(1 + \overline{\dot{m}}_j),$$

где c_F определяют по формуле (7.1.14).

7.6. Сопла с поворотными раструбами

ОУ с такой конструкцией сопла (рис. 7.6.1) обеспечивает изменение значения и направления управляющей силы с помощью поворотного (качающегося) раструба, представляющего собой элемент закритической части сопла. Место сочленения раструба с соплом устанавливают в зависимости от необходимой управляющей силы. Чем она меньше, тем ближе место сочленения к выходному сечению сопла и короче качающийся раструб.

Характер течения газа внутри сопла в окрестностях разъема сложный. С кромки неподвижной части сопла *1* (рис. 7.6.2) сходит волна разрежения *4*, газ разворачивается от центра сопла и попадает на торцевую часть раструба, образуя скачок уплотнения *5*. Внутри выемки, герметизированной уплотнением *2*, возникает застойная зона с встречными потоками. Это отличает характер обтекания от того, который наблюдается на внутренней поверхности раструба, являющегося продолжением неподвижной части сопла. Предусмотреть все эти особенности течения с полной достоверностью невозможно. Поэтому используют упрощенную модель течения, основанную на концепции «гибкого уплотнения». Согласно этой концепции, поток у кромок выходного сечения плавно обтекает сочленение неподвижной части сопла *1* и поворотного раструба *3* (без образования волны разрежения и скачка уплотнения). Такая модель течения соответствует предположению о малости возмущений, возникающих при повороте раструба, и позволяет решить задачу о движении газа внутри раструба методом характеристик. В результате этого решения устанавливают распределение давления внутри раструба, по которому вычисляют соответствующие управляющую силу P_y и шарнирный момент $M_{\text{ш}}$ (момент от силы P_y относительно оси поворота раструба).

Исследования показывают, что при выборе привода с минимальной мощностью для заданных значений P_y и степени расширения сопла необходимо применять схему с разрывом образующей вниз по потоку и использовать сопло с максимальным углом $\beta_{\text{сп}}$, при котором еще обеспечивается безотрывное

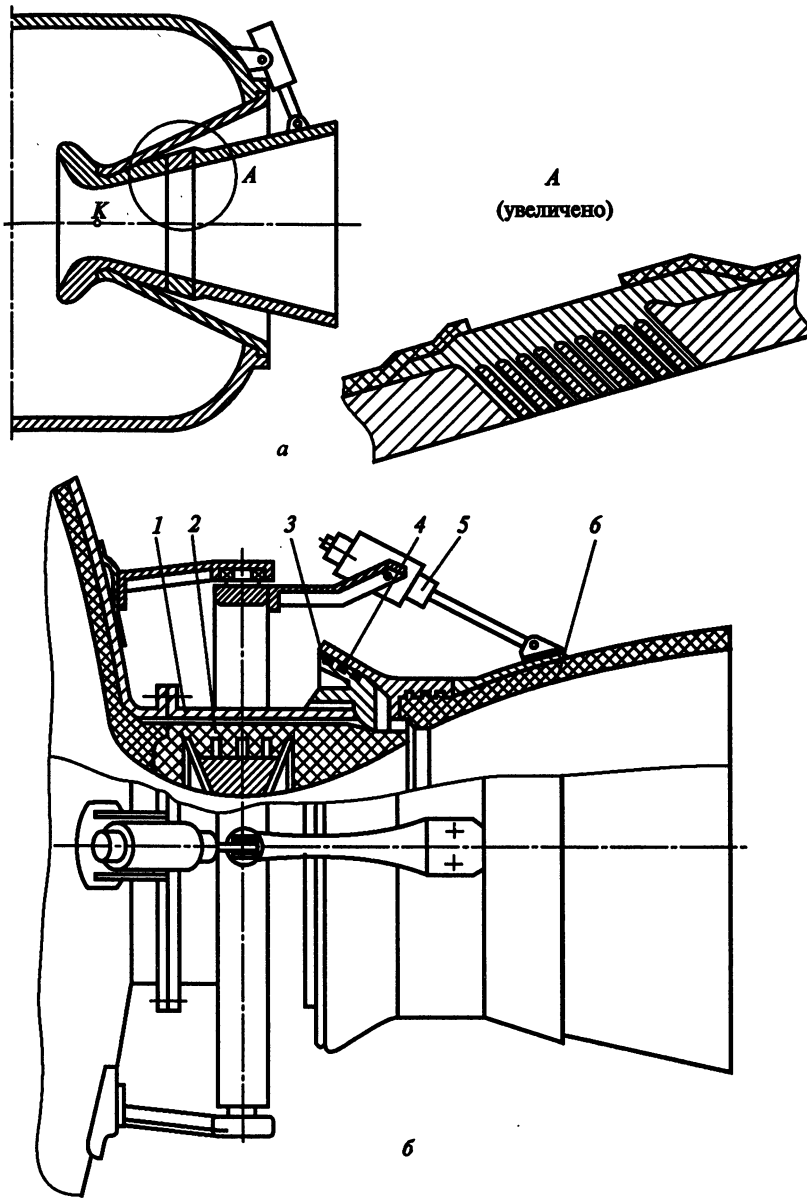


Рис. 7.6.1. Сопла с поворотным раструбом:
а – сопло с гибкой вставкой в сверхзвуковой части; *б* – разрезное управляющее сопло в карданном подвесе с сальниковой системой управления; *1* – корпус неподвижной части сопла; *2* – вкладыш с теплопоглощающим элементом; *3* – сферическое кольцо; *4* – система уплотнений; *5* – рулевой привод; *6* – раструб

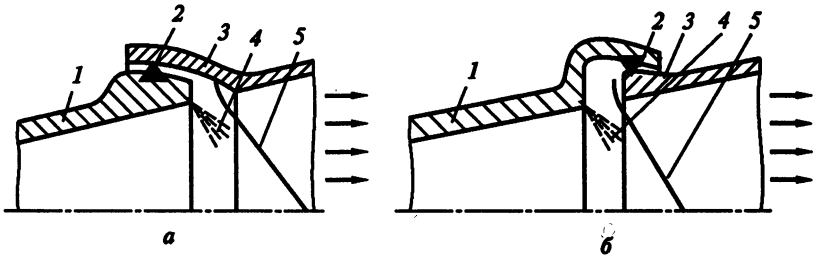


Рис. 7.6.2. Схемы узла разъема сопла с поворотным раструбом вверх (*а*) и вниз (*б*) по потоку

течение. Кроме того, необходимо иметь поворотный раструб с наименьшей длиной, а его ось вращения должна располагаться в плоскости разрыва образующей или ниже по потоку.

В общем виде зависимости для P_y и $M_{ш}$ можно представить так:

$$\begin{aligned} P_y &= \rho^* a^{*2} r^{*2} \delta_р p(\beta_{сп}, \overline{r}_2, \overline{r}_3, \overline{r}_1, \overline{x}_{ш}, k); \\ M_{ш} &= \rho^* a^{*2} r^{*2} S^{*0,5} \delta_р m(\beta_{сп}, \overline{r}_2, \overline{r}_3, \overline{r}_1, \overline{x}_{ш}, k). \end{aligned} \tag{7.6.1}$$

Здесь $\delta_р$ — угол поворота раструба; p и m — соответствующие функции безразмерных параметров; $\overline{r}_2 = r_2/r^*$, $\overline{r}_3 = r_3/r^*$, $\overline{r}_1 = r_1/r^*$, $\overline{x}_{ш} = x_{ш}/r^*$; $k = c_p/c_V$ (рис. 7.6.3).

Вводя в выражения (7.6.1) газодинамическую функцию

$$z(\lambda_a) = (\lambda_a + \lambda_a^{-1})/2,$$

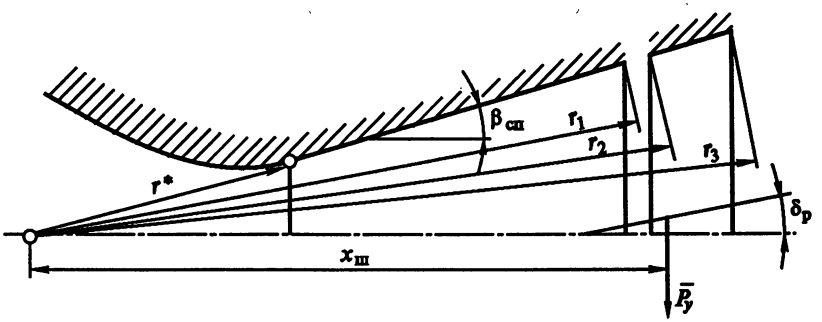


Рис. 7.6.3. Схема сопла с поворотным раструбом

а также переходя к коэффициентам усиления $K_{P_y} = P_y/(P\delta_р)$ и $K_{M_ш} = M_ш/(P\delta_р S^{*0,5})$, представляющими собой безразмерные отношения управляющей силы и шарнирного момента к некоторым их идеальным значениям, в результате преобразований получаем

$$\begin{aligned} K_{P_y} &= p(\beta_{сп}, \overline{r}_2, \overline{r}_3, \overline{r}_1, \overline{x}_ш, k)/z(\lambda_a), \\ K_{M_ш} &= m(\beta_{сп}, \overline{r}_2, \overline{r}_3, \overline{r}_1, \overline{x}_ш, k)/z(\lambda_a). \end{aligned} \tag{7.6.2}$$

Эти соотношения можно использовать для построения зависимостей

$$P_y = K_{P_y} P\delta_р, \quad M_ш = K_{M_ш} P\delta_р S^{*0,5}.$$

Хотя полученные соотношения носят общий характер и не дают возможности в каждом конкретном случае достаточно точно определить необходимые величины, они позволяют на основании параметрических исследований (в ходе которых параметры потока, геометрические характеристики сопла и раструба варьируются в требуемых пределах) установить качественный характер изменения функций P_y и $M_ш$ и на основании этого выработать некоторые рекомендации по выбору конструктивных элементов ОУ.

Управляющую силу, создаваемую при повороте раструба, можно рассчитать по формуле

$$P_y = k_э c_{yр}^{\delta} q_р S_р \delta_р, \tag{7.6.3}$$

где $k_э$ — коэффициент согласования с опытом; $q_р$ — скоростной напор продуктов сгорания топлива в середине поворотной части сопла; $S_р = D_{ср} l_р$ — площадь продольного сечения раструба; $D_{ср}$ — внутренний диаметр в середине поворотной части сопла; $l_р$ — длина раструба.

Если число Маха определять в среднем сечении поворотной части сопла, то для вычисления $c_{yр}^{\delta}$ следует применять выражение

$$c_{yр}^{\delta} = (4/\sqrt{M^2 - 1})\left[1 - 1/(2\lambda\sqrt{M^2 - 1})\right], \tag{7.6.4}$$

где $\lambda = D_{ср}/l_р$, то $k_э \approx 1,24$.

Точкой приложения силы P_y приближенно считают середину поворотной части сопла; направление силы совпадает с нормалью к оси ее симметрии, проведенной в плоскости поворота.

Потери тяги, обусловленные поворотом сверхзвуковой части сопла, складываются из потерь при $\delta_\text{р} = 0$ («нулевые» потери) и дополнительных потерь, вызванных отклонением сопла на угол $\delta_\text{р} \neq 0$ («позиционные» потери). Достаточно надежные данные о таких потерях получают в результате экспериментальных исследований.

Зависимости (7.6.3) и (7.6.4) позволяют выбрать длину сверхзвуковой части сопла, необходимую для создания наибольшей заданной силы P_y. Для этого, ориентируясь на экспериментальные данные, определяют наибольшее значение угла поворота $\delta_{\text{р}\,\max}$, которое обеспечивает примерно линейный характер зависимости $P_y(\delta_\text{р})$ при $0 \leq \delta_\text{р} \leq \delta_{\text{р}\,\max}$, где $\delta_{\text{р}\,\max} \approx$ $\approx 15°$. Задаваясь теперь рядом значений $l_\text{р}$, для проектируемого целого сопла находят середину его поворотной части и все параметры для нее $(D_\text{ср}, q_\text{р}, \text{M}, \lambda, S_\text{р})$. Это дает возможность по формулам (7.6.3) и (7.6.4) найти соответствующие значения $P_y/\delta_\text{р}$. Построив график зависимости P_y/δ от $l_\text{р}$, по значению $P_{y\,\max}/\delta_{p\,\max}$ можно определить необходимую длину $l_\text{р}$.

7.7. Поворотные насадки

Для того чтобы создаваемая насадком управляющая сила возникала при небольших углах $\delta_\text{р}$ его поворота (в этом случае так называемые мертвые зоны при повороте ОУ минимальны), внутреннюю поверхность насадка нужно профилировать в соответствии с формой струи, истекающей из сопла, в зависимости от коэффициента нерасчетности n.

При $n > 1$ (режим недорасширения) струя после выхода из сопла расширяется и имеет бочкообразную форму, в расчетном режиме ($n = 1$) струя цилиндрическая, а при $n < 1$ струя суживается. Профилируя насадок, следует предусмотреть некоторое увеличение его внутреннего диаметра вниз по потоку, учитывая смешение с атмосферой на границах струи.

Сделав ряд допущений, можно упростить решение задачи об определении управляющей силы, создаваемой насадком. Главное из таких допущений заключается в том, что вместо пространственной задачи течения газа внутри насадка решают соответствующую плоскую задачу (полагая, что движение газа происходит в плоскости угла поворота насадка). Криволинейные скачки уплотнения заменяют прямолинейными ударными волнами. Для определения положения возможных точек отрыва от стенок сопла можно использовать зависимости из теории отрывных течений (см. 2.7).

Однако, проводя расчеты, необходимо учитывать одну существенную особенность. Для сверхзвуковой части насадка давление на его стенки будет переменным по длине, даже если скачок уплотнения рассматривать прямолинейным. Это связано с расширением (или сужением) потока. Поэтому более правильно считать давление на стенки насадка в произвольном поперечном сечении равным давлению за скачком уплотнения в соответствующей точке этого сечения. По мере совершенствования техники расчета на ЭВМ возможно появление методов, учитывающих пространственный характер течения внутри насадка.

Представляют интерес опытные данные по цилиндрическим насадкам (рис. 7.7.1). Зависимость управляющей силы

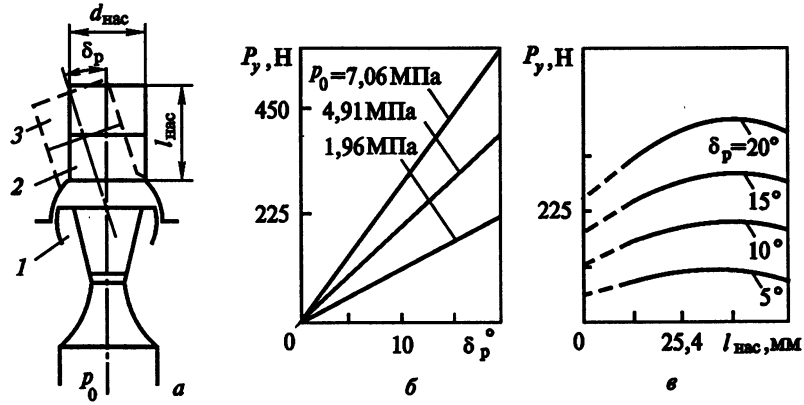


Рис. 7.7.1. Схема насадка (*а*) и зависимости управляющей силы P_y от угла поворота $\delta_р$ при $l_{нас} = 31,8$ мм (*б*) и от длины $l_{нас}$ (*в*):

1 – сопло; *2* – насадок; *3* – положение насадка после поворота на угол $\delta_р$

P_y от угла поворота насадка носит линейный характер (см. рис. 7.7.1, *б*). Существует оптимальная длина насадка $l_{\text{нас}} \cong 1,5d_{\text{нас}}$, которая обеспечивает максимальное значение P_y (см. рис. 7.7.1, *в*) Опыты показывают, что потери тяги незначительны и практически не зависят от конструкции входной части насадка. Очевидно, что от вида конструкции в значительной степени зависит стойкость насадка.

7.8. Дефлекторы

Дефлектор представляет собой кольцевой насадок, который в нерабочем положении не имеет контакта с газовой струей. При повороте на некоторый угол часть кольца вводится в газовую струю, а на обтекаемой поверхности возникают силы, которые используются для управления ЛА. Конструкция соплового блока с дефлектором показана на рис. 7.8.1.

Если угол $\delta_{\text{р}}$ поворота дефлектора мал и его поверхность составляет с направлением потока газа из сопла угол $\beta_{\text{д}} = \delta_{\text{р}} + \beta_{\text{сп}}$, который меньше критического, то непосредственно перед дефлектором возникает скачок уплотнения, близкий к прямолинейному (рис. 7.8.2, *а*). Зная параметры потока в сопле перед дефлектором в плоскости его симметрии, которая проходит через ось сопла перпендикулярно оси поворота дефлектора (M_1, k_1, p_1), по зависимостям, установленным для косого скачка уплотнения, можно найти для любого $\delta_{\text{р}}$ (при условии, что $\beta_{\text{д}}$ меньше критического) угол скачка θ_c. Полагая затем, что закон распределения давления по поверхности такой же, как и за косым скачком уплотнения AA' (например, давление в поперечном сечении, проходящем через точку K, равно давлению p_2 за скачком в точке N этого же сечения, см. рис. 7.8.2, *а*), находим управляющую силу:

$$P_y = \iint\limits_{S_{\text{р}}} (p_2 - p_\infty)\,\mathrm{d}S,$$

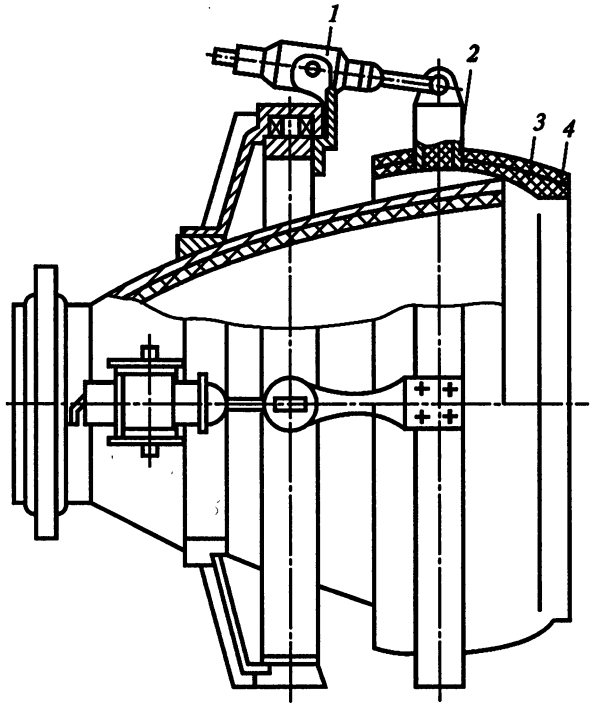


Рис. 7.8.1. Сопло с дефлектором:
1 – привод; *2* – корпус дефлектора; *3* – теплопоглощающий слой; *4* – вольфрамовая облицовка

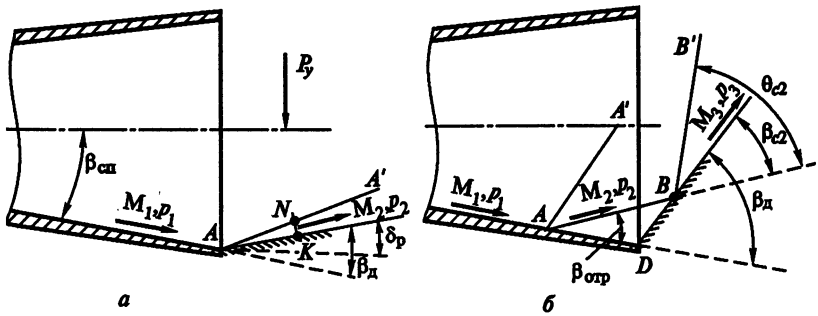


Рис. 7.8.2. Схемы потока при малых (*а*) и больших (*б*) углах поворота дефлектора

где $S_р$ — площадь проекции поверхности дефлектора, омываемой потоком из сопла, на проходящую через ось сопла и ось поворота дефлектора плоскость.

Если угол $\beta_д$ превышает некоторое критическое значение, то возникает отрыв пограничного слоя в месте его взаимодействия со скачком (рис. 7.8.2, *б*). Повышенное давление в точке отрыва передается по дозвуковой части пограничного слоя вверх по потоку. Это приводит к перемещению точки отрыва в глубь сопла. От точки A на внутренней поверхности сопла поток отрывается и, проходя через скачок уплотнения AA', поворачивается на угол $\beta_{отр}$. Далее поток присоединяется к поверхности дефлектора в точке B, в которой образуется второй скачок уплотнения BB'. Ниже РЛТ (линия AB) находится застойная зона («жидкий клин»). За присоединенным скачком уплотнения с углом θ_{c2} на поверхность дефлектора действует давление p_3.

Используя теорию отрывных течений, можно рассчитать положения точек A, B и повышение давления как на внутренних стенках сопла, так и на поверхности дефлектора. Это позволит определить управляющую силу и потери тяги:

$$P_y = \iint\limits_{S_1} (p_2 - p_{2ср})\,\mathrm{d}S_1 + \iint\limits_{S_2} (p_2 - p_\infty)\,\mathrm{d}S_2 + \iint\limits_{S_3} (p_3 - p_\infty)\,\mathrm{d}S_3;$$

$$\Delta P_x = \iint\limits_{S_{1x}} (p_2 - p_{2ср})\,\mathrm{d}S_{1x} + \iint\limits_{S_{2x}} (p_2 - p_\infty)\,\mathrm{d}S_{2x} + \iint\limits_{S_{3x}} (p_3 - p_\infty)\,\mathrm{d}S_{3x},$$

где S_1, S_2 — соответственно площади проекции поверхностей сопла и дефлектора, на которые действует переменное давление p_2 в застойной зоне; S_3 — площадь проекции поверхности дефлектора с переменным давлением p_3 за присоединенным скачком уплотнения (все эти проекции вычисляют на плоскости, проходящей через оси сопла и поворота дефлектора); S_{1x}, S_{2x}, S_{3x} — площади проекции рассматриваемых выше поверхностей на плоскость, перпендикулярную оси сопла; $p_{2\text{ср}}$ — среднее давление на участке AD сопла при условии его безотрывного обтекания.

Распределение давления по поверхностям сопла и дефлектора, на которые воздействует возмущенный поток, имеет сложный характер, что обусловлено влиянием краевых эффектов. Для точного их воспроизведения следует использовать экспериментальные данные, полученные по дренажным испытаниям, а также визуальным исследованиям спектров течения на поверхностях сопла и дефлектора. В первом приближении можно считать, что рассматриваемые поверхности ограничены коническими скачками уплотнения с прямолинейными образующими AA' и BB' и осями симметрии, расположенными соответственно на стенках сопла и дефлектора.

В расчетах следует учитывать уменьшение управляющей силы и увеличение потерь тяги, связанные с утечкой газа через зазоры между соплом и дефлектором, которые необходимы для безотказной работы. Следовательно, схема нахождения управляющей силы и потерь тяги для случая, изображенного на рис. 7.8.2, *б*, должна быть такой же, как и при расчете отрывных течений с учетом массообмена с застойными зонами (см. гл. 9).

7.9. Газовые рули

Газовый руль представляет собой консоль несущей поверхности, устанавливаемую обычно непосредственно за выходным сечением сопла двигательной установки (рис. 7.9.1). Такая консоль имеет небольшое удлинение и симметричный профиль.

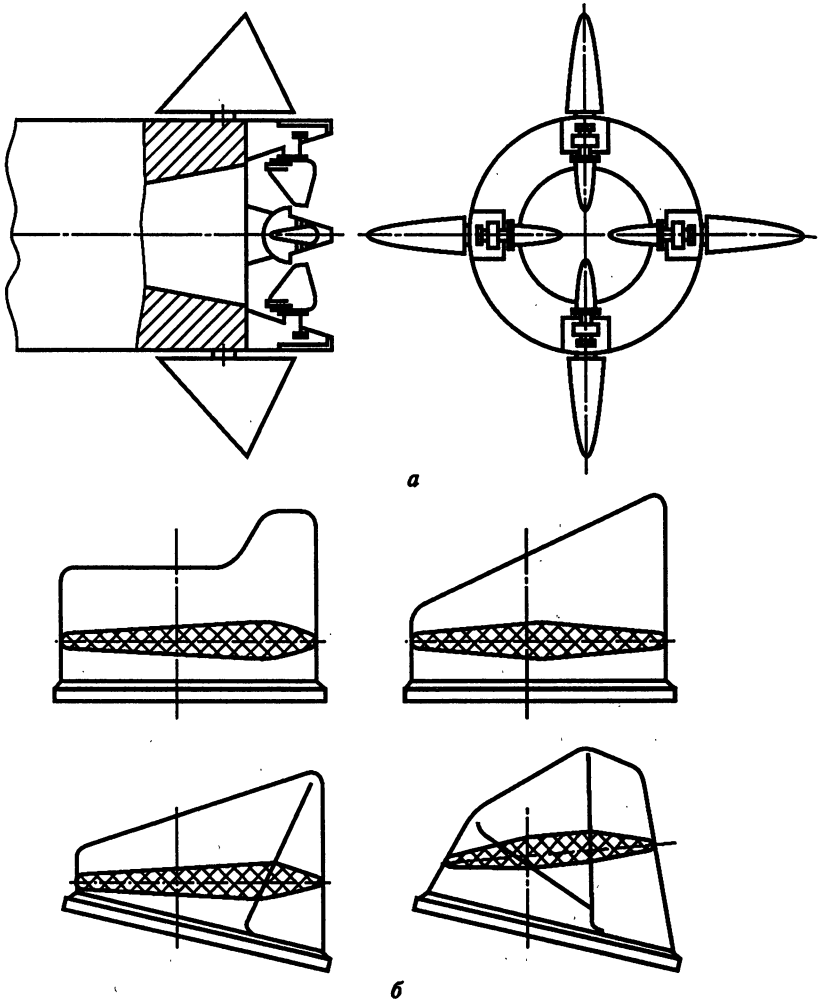


Рис. 7.9.1. Схема размещения на ЛА газовых рулей (*а*) и их разновидности (*б*)

При эксплуатации газовых рулей следует учесть возможность их применения в комбинации с аэродинамическими ОУ (см. рис. 7.9.1, *а*). При использовании такой комбинации на первых ступенях ЛА газовые рули обеспечивают требуемую траекторию на ее начальном участке, где аэродинамическое управление не эффективно вследствие малой скорости полета.

По мере ее увеличения все большей составляющей суммарной управляющей силы становится сила, создаваемая аэродинамическими рулями. При значительном разгоне ЛА надобность в газовых рулях отпадает, поэтому они могут быть удалены из струи, чтобы не снижалась тяга двигателя.

Нахождение руля в перегретой газовой струе, оказывающей сильное эрозионное воздействие, вызывает необходимость увеличения толщины профиля, затупления его передней и задней кромок (см. рис. 7.9.1, *б*). Это существенно повышает лобовое сопротивление рулей и снижает тягу двигателя. По мере выгорания материала руля его толщина, а следовательно, и сопротивление уменьшаются; при этом несколько снижается управляющая сила. Несмотря на указанные недостатки, газовые рули находят широкое применение. Это объясняется относительной простотой конструкции руля и компоновки управляющего устройства, а также линейностью рабочих характеристик (т. е. линейной зависимостью управляющей силы от угла поворота).

Разновидностью газового руля является периферийный руль, или струйный триммер (рис. 7.9.2). Такой руль *1* крепят с помощью шарнирного соединения *2* за выходным сечением сопла *3*. В неотклоненном положении рулевая поверхность находится за пределами струи вытекающего газа. Для создания управляющей силы руль *2* поворачивают на угол $\delta_р$. При этом благодаря повышению давления на внутренней (цилиндрической или конической) поверхности руля и вследствие перераспределения давления перед рулем, вызванного отрывом потока

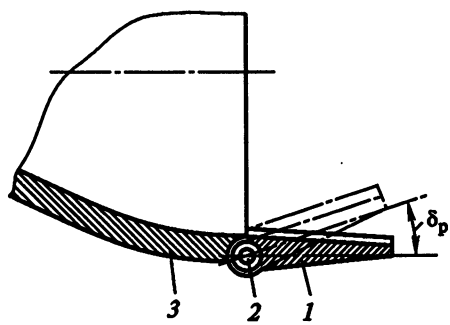


Рис. 7.9.2. Периферийный руль

и образованием застойной зоны с возвратным течением, обеспечивается требуемая управляющая сила. Этот эффект особенно заметен при больших отклонениях руля ($\delta_р > 15°$).

По сравнению с обычным газовым периферийный руль находится в лучших условиях, так как омывается продуктами сгорания лишь в течение ограниченного времени. Периферийные рули можно рассчитывать по схеме, принятой для дефлекторов. Такие расчеты, а также экспериментальные исследования показывают, что управляющая сила в большом диапазоне углов $\delta_р$ линейно зависит от площади перекрытия потока.

Вычисление сил, создаваемых газовым рулем, выбор его формы, размеров и месторасположения — весьма сложная задача. Получить достоверные результаты трудно из-за неравномерности газового потока из сопла, наличия в нем несгоревших частиц топлива, затупленного профиля руля, влияния на его обтекание боковых кромок и интерференции со стенками сопла. Для упрощения примем ряд допущений: 1) поток продуктов сгорания топлива в двигательной установке на выходе из сопла считаем равномерным; 2) влияние щели между консолью руля и стенками сопла, пограничного слоя у стенок сопла, а также профиля и формы руля в плане на подъемную силу рулей учитываем косвенно с помощью эмпирического коэффициента $K_р$; 3) переднюю кромку рулей считаем сверхзвуковой.

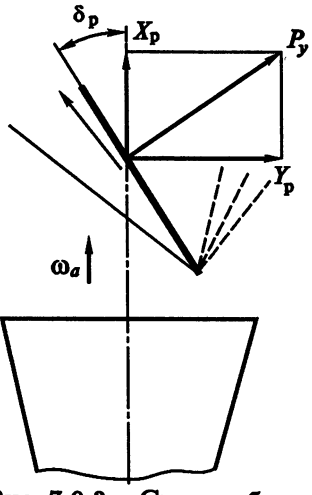


Рис. 7.9.3. Схема безотрывного обтекания газового руля

Подъемная сила (рис. 7.9.3) определяется выражением

$$Y_р = q_р S_р c_{y\,р}^{\delta} \delta_р,$$

а лобовое сопротивление рулей

$$X_р = q_р S_р c_{x\,р},$$

где $q_р = 0,5\rho_a \omega_a^2$ — скоростной напор в выходном сечении сопла; $S_р$ — площадь консолей рулей; $c_{xр}$ — коэффициент лобового сопротивления рулей.

Статическая производная от коэффициента подъемной силы рулей по углу их поворота

$$c_{y\,\mathrm{р}}^{\delta} = 4K_{\mathrm{р}}/\sqrt{\mathrm{M}_a^2 - 1}. \qquad (7.8.1)$$

В первом приближении для $\mathrm{M}_a \geq 2{,}5$ принимают $K_{\mathrm{р}} \approx 0{,}7$.

Для определения $c_{x\mathrm{р}}$ рекомендуется зависимость, применяемая для крыльев малого удлинения с формой в плане, близкой к прямоугольной:

$$c_{x\,\mathrm{р}} = \left(1 + \frac{0{,}3}{\lambda_{\mathrm{экв}} + 0{,}3}\right)\frac{B\bar{c}^2}{\sqrt{\mathrm{M}_a^2 - 1}} + c_{fx\mathrm{р}} + \\ + \frac{4\delta_{\mathrm{р}}^2}{\sqrt{\mathrm{M}_a^2 - 1}}\left(1 - \frac{1}{2\lambda_{\mathrm{экв}}}\right), \qquad (7.8.2)$$

где $\lambda_{\mathrm{экв}} = \lambda_{\mathrm{р}}\sqrt{\mathrm{M}_a^2 - 1}$; $\lambda_{\mathrm{р}} = l_{\mathrm{р}}/b_{\mathrm{ср\,р}}$ — соответственно эквивалентное и геометрическое удлинение рулей; $l_{\mathrm{р}}$ — размах консоли руля; $b_{\mathrm{ср\,р}}$ — средняя хорда консоли руля; $B = 2K_1$ — коэффициент, учитывающий форму профиля руля (табл. 7.9.1); $\bar{c}$ — относительная толщина профиля; $c_{fx\mathrm{р}}$ — коэффициент сопротивления трения рулей.

Таблица 7.9.1

Вид профиля	$\bar{x}_c^*$	K_1
Ромбовидный	0,5	2
Клиновидный	0,4	2,08
То же	0,3	2,38
Параболический симметричный	0,5	2,67
Клиновидный с одной плоской стороной	0,5	4
То же	0,4	4,16
» »	0,3	4,76
Параболический с одной плоской стороной	0,5	5,34
Образованный двумя дугами окружности	0,5	5,33

* Относительное расстояние до максимальной толщины профиля

Формулы (7.8.1), (7.8.2) справедливы для безотрывного обтекания рулей, что наблюдается при $\delta_{\mathrm{р}} < 15°$.

Для конкретных конструкций рулей и соплового аппарата необходимо экспериментально уточнять значение коэффициента $K_р$.

Кроме того, обгорание рулей может привести к заметному изменению $X_р$ и $Y_р$ в процессе полета. Лобовое сопротивление рулей учитывают путем уменьшения реальной силы тяги. В расчетах имеют в виду эффективную тягу $P_{эф} = P - X_р$. В первом приближении можно считать, что $X_р$ и $Y_р$ приложены в центре тяжести поверхности консоли руля.

7.10. Вдув газа и впрыск жидкости в сверхзвуковую часть сопла

Существенное отличие течения внутри раструба сопла от рассмотренного плоского потока — его расширение, сопровождающееся снижением давления. На рис.7.10.1 показан характер изменения давления на стенки раструба в плоскости симметрии потока при вдуве газа (кривая *1*) и впрыске жидкости (кривая *2*). При вдуве газа преобладает зона повышенного давления перед отверстием, а при впрыске жидкости — за ним. Изменение давления на стенки сопла в области взаимодействия струй и потока приводит к образованию боковой управляющей

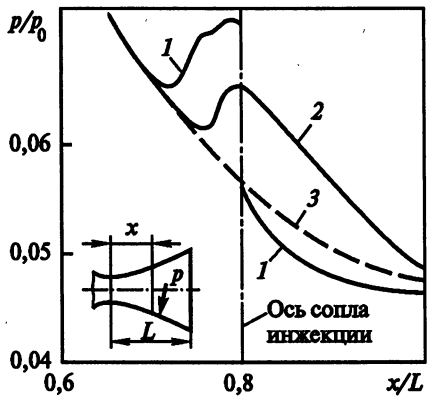


Рис. 7.10.1. Распределение давления вдоль стенок сопла:
1 – при вдуве газа; *2* – при впрыске жидкости; *3* – без инжекции

силы P_y и приросту тяги ΔP_x. Их определение связано с нахождением конфигураций и размеров возмущенных зон и соответствующих значений давлений.

Эффективность работы ОУ, использующих вдув газа или впрыск жидкости, определяется ростом безразмерных параметров, важнейшим из которых является *коэффициент усиления* K_y.

При заданных параметрах инжектируемого газа k_j, R_j, T_{0j}, p_{0j}, тяге P и массовом расходе топлива двигательной установки $\dot{m}$ для определения боковой управляющей силы P_y достаточно знать коэффициент усиления K_y.

Рассмотрим влияние различных факторов на боковую управляющую силу. Эксперименты показывают, что угол наклона оси отверстия инжекции $\alpha_j = \pi/2 + \beta_{сп} + \varepsilon$ (см. рис. 1.5.1) существенно влияет на силу P_y. Для получения ее наибольшего значения при $\lambda_j \geq 1$ принимают угол $\alpha_j \approx 3\pi/4$. С ростом α_j удлиняется передняя зона отрыва, увеличивается среднее давление в ней, так как точка отрыва смещается вверх по потоку в область больших давлений; при этом управляющая сила возрастает. Вместе с тем становится больше и угол ε , что уменьшает реактивную составляющую управляющей силы. Кроме того, смещение передней границы застойной зоны ближе к критическому сечению сопла приводит к повышенному азимутальному (поперечному) расширению возмущенной области. Участки повышенного давления за отверстием *2* (рис. 7.10.2) для инжекции смещаются таким образом, что проекции сил на вертикальную плоскость заметно снижаются, что уменьшает управляющую силу. Согласно изложенному, имеется оптимальный угол α_j и соответствующая ему управляющая сила.

Важным фактором, определяющим значение P_y, является нахождение отверстия инжекции. Располагая его от входного сечения в глубь сопла, можно увеличить площадь возмущенной зоны с повышенным давлением. Так как предполагается, что другие параметры, характеризующие инжекцию, неизменны, то наблюдается уменьшение длины и площади области отрыва перед отверстием, увеличение размеров зон с повышенным

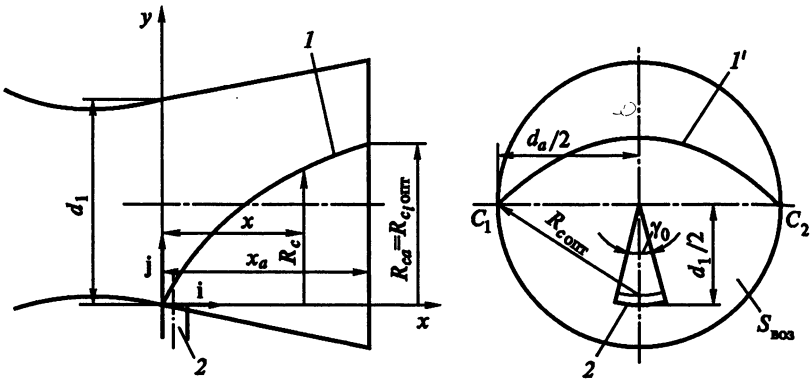


Рис. 7.10.2. Схема работы сопла при инжекции:
1 (*1'*) – положение скачка уплотнения; *2* – отверстие для инжекции

давлением в поперечном направлении. Это приводит к снижению боковой управляющей силы. Кроме того, возникающий перед отверстием скачок уплотнения *1* (*1'*), воздействуя на противоположную стенку сопла, повышает на ней давление и приводит к образованию силы, действующей в противоположном направлении. Поэтому возникает необходимость определять такое положение отверстия вдува, при котором обеспечивается максимальная управляющая сила.

Секундный расход инжектируемого газа $\dot{m}_j$ оказывает непосредственное воздействие на значение тяги, а также на глубину проникновения струи в поток и размеры возмущенной зоны. Это влияет и на управляющую силу, котороя с ростом $\dot{m}_j$ увеличивается, но незначительно из-за распространения зон повышенного давления в поперечном направлении. Коэффициент усиления при этом уменьшается.

Между расходом и давлением торможения в инжектируемом газе существует определенная зависимость. Так как $\dot{m}_j \sim p_{0j}$ (при постоянных T_{0j} и S_{aj}), то все сказанное о влиянии расхода $\dot{m}_j$ относится и к давлению p_{0j}. Поэтому одним из критериев, определяющих коэффициент усиления, является отношение p_{0j}/p_1, называемое *интенсивностью вдува,* где p_1 — давление в сопле перед областью отрыва.

Ширина отверстия истечения, характеризуемая углом γ_0 охвата, который измеряется в проведенном через это отверстие поперечном сечении сопла, также влияет на управляющую силу. При этом увеличение γ_0 приводит к росту ширины возмущенной зоны перед отверстием и к поперечному смещению зон повышенного давления за ним. Такое противоположное по своему характеру воздействие ширины щели на управляющую силу объясняет наличие оптимального значения γ_0, обеспечивающего максимум P_y.

Форма отверстия истечения не оказывает существенного влияния на управляющую силу. Поэтому по технологическим соображениям предпочтительнее делать круглые отверстия и достигать увеличения угла охвата путем создания одно- или двухрядных отверстий (с шахматным расположением).

При исследовании значения, направления и точки приложения управляющей силы, обусловленной инжекцией в сверхзвуковую часть сопла, одной из основных задач является определение конфигурации скачка уплотнения, возникающего перед отверстием. В первом приближении для этого можно использовать формулу

$$R_c = R_x \left(\frac{4k}{\pi J}\right)^{0,25} \left[1+\lambda\left(\frac{\pi J}{4k}\right)^{0,5} \frac{x}{\mathrm{M}_1^2 R_x}\right]^{0,5} \left(\frac{x}{R_x}\right)^{0,5}, \quad (7.10.1)$$

где R_c — радиус фронта скачка, измеряемый от оси Ox (ось Ox проходит параллельно оси сопла в меридиональной плоскости, проведенной через центр отверстия; начало этой оси расположено непосредственно перед отверстием); J, λ — постоянные, зависящие от отношения теплоемкостей k (для $k = 1,4$ постоянные $J = 0,88$; $\lambda = -1,989$;); M_1 — число Маха в сопле перед отверстием при отсутствии инжекции, соответствующее скорости w_1 в этом сечении; $R_x = \left[\eta_1\eta_2 S_1 m_j w_j/(m w_1)\right]^{0,5}$ — характеристический радиус; $\eta_1 = 1 \pm (w_j \cos\varepsilon_j)w_1$ — поправочный коэффициент, учитывающий угол ε_j отклонения оси отверстия инжекции; $\eta_2 = 1 \pm \Delta h/(w_j w_a)$ — коэффициент, учитывающий влияние испарения и химической реакции инжектируемого вещества с продуктами сгорания топлива на положение скачка уплотнения; S_1, w_1 — соответственно площадь

поперечного сечения сопла и скорость газа непосредственно перед отверстием (без учета влияния инжекции); $\pm\Delta h$ — энергия, выделяемая (знак «+») или поглощаемая (знак «–») единицей массы инжектируемого вещества в процессе его испарения или химической реакции; w_a — скорость газа в выходном сечении сопла без учета влияния инжекции.

Как показывают исследования [5], формула (7.10.1) дает удовлетворительное совпадение с экспериментом как при вдуве газа, так и впрыске жидкости в сверхзвуковую часть сопла. Можно предполагать, что наибольшего значения боковая управляющая сила достигает тогда, когда в выходном сечении сопла фронт скачка уплотнения попадает в точки пересечения внутренней поверхности сопла в меридиональной плоскости, перпендикулярной плоскости, проходящей через ось сопла и отверстие (точки C_1 и C_2 на рис.7.10.2). Соответствующее этому оптимальное значение радиуса скачка уплотнения в выходном сечении сопла

$$R_{c\,\text{опт}} = 0,5(d_a^2 - d_1^2)^{0,5}, \qquad (7.10.2)$$

где d_1 — диаметр сопла непосредственно перед отверстием инжекции.

Применяя зависимости (7.10.1) и (7.10.2), можно либо при заданном положении отверстия найти расход инжектируемого вещества, обеспечивающий наибольшую боковую силу, либо при заданном расходе определить положение отверстия, соответствующее той же силе.

Боковая управляющая сила образуется в результате повышения давления на поверхности сопла в передней зоне отрыва и понижения давления за отверстием. Однако зависимость (7.10.1) не учитывает влияния зоны повышенного давления в области основания λ-образного скачка (эта зона увеличивает суммарную силу), что в известной мере обусловлено различным характером воздействия указанных факторов.

Для построения зоны отрыва и определения давления $p_{2\lambda}$ за началом основания λ-образного скачка в случае вдува газа можно воспользоваться зависимостями типа (2.7.15) и (2.7.16) для отрывных течений, учитывающих их пространственный

характер, а также формулами для высоты эквивалентной преграды $h_{\text{экв}}$ и протяженности зоны отрыва l_S в меридиональной плоскости сопла, проходящей через центр отверстия.

Высота эквивалентной преграды

$$h_{\text{экв}} = \left(\frac{2S_1}{\pi}\right)^{0,5} \times$$

$$\times \left\{ \frac{2k_j \mathrm{M}_j \left[1 + (k_j - 1)\mathrm{M}_j^2/2\right]}{\left(\frac{S_1}{S_j}\right)^2 \left(\frac{p_1}{p_j}\right)^2 \left(\frac{p_{2\text{ср}}}{p_1} - 1\right) \left[(k_j + 1) + (k_j - 1)\frac{p_{2\text{ср}}}{p_1}\right]} \right\}^{0,25},$$

где $p_{2\text{ср}} = (p_j + 2p_{2\lambda})/3$ — среднее давление.

Протяженность зоны отрыва, т. е. расстояние вдоль стенки сопла от точки отрыва до кромки отверстия,

$$l_{\text{зо}} = h_{\text{экв}} \left[\operatorname{ctg} \beta_2 + tg(\beta_{\text{сп}} + \varepsilon_j)\right],$$

где β_2 — угол отклонения потока.

Боковыми границами зоны отрыва являются линии пересечения внутренней поверхности сопла с конической поверхностью, образующей которой служит прямая линия передней конфигурации λ-образного скачка, а осью симметрии — касательная к поверхности сопла в точке отрыва.

Считая, что давление на стенки сопла в любом его поперечном сечении такое же, как за скачком уплотнения, получаем

$$P_y = 0,95 \left[(p_{2\lambda} - p_{2\text{ср}}) S_{\text{отр}} + \iint\limits_{S_2} (p_2 - p)\, \mathrm{d}S_2 \right] + \\ + \left[\dot{m}_j w_j + (p_j - p_{2\lambda}) S_j\right], \quad (7.10.3)$$

где 0,95 — множитель, учитывающий уменьшение P_y в результате влияния зоны пониженного давления за отверстием; $S_{\text{отр}}$, S_2 — проекции соответственно площади зоны отрыва и поверхности сопла за скачком уплотнения на плоскость, параллельную оси сопла и перпендикулярную проходящей через

отверстия меридиональной плоскости; p_2, p — давления соответственно за скачком уплотнения и до него в рассматриваемом поперечном сечении сопла; второе слагаемое в (7.10.3) характеризует тягу, развиваемую струей вдуваемого газа.

При впрыске жидкости в высокотемпературный поток происходят процессы каплеобразования и нагрева жидкости с последующим ее испарением. Исследования показывают, что максимальный диаметр капель не превышает $0,06d_j$ (где d_j — диаметр отверстия для впрыска). Под воздействием сильно нагретых продуктов сгорания наблюдается уменьшение размеров капель, что обусловлено испарением и дополнительным дроблением. При этом испарение происходит настолько быстро, что впрыскиваемую струю уже непосредственно за отверстием можно считать не жидкой, а газообразной. При впрыске жидкости, вступающей в химические реакции с продуктами сгорания топлива двигательной установки, необходимо учитывать влияние этих реакций на каплеобразование и испарение.

Эксперименты показывают иной характер распределения давления на стенках сопла при впрыске жидкости, чем при вдуве газа. Протяженность отрывной зоны перед жидкой струей оказывается меньшей, зато давление в непосредственной области за ней больше и превышает статическое давление в набегающем потоке.

Доля реактивной составляющей управляющей силы при впрыске весьма незначительна, а бóльшая часть ее создается за счет повышенного давления в сечениях за отверстием для впрыска. Из-за сложности процессов взаимодействия впрыскиваемой жидкости и потока газа в сопле, а также отсутствия достаточно надежных теоретических методов их исследования для расчета боковой управляющей силы P_y используют эмпирические зависимости, полученные на основе закона сохранения количества движения:

$$P_y = \iint\limits_{S_{\text{воз}}} (\mathbf{i}\rho'_a w'_a)\,(\mathbf{j}w'_a)\,\mathrm{d}S, \qquad (7.10.4)$$

где $S_{\text{воз}}$ — площадь возмущенной части потока в выходном сечении сопла; $\mathbf{i}$ и $\mathbf{j}$ — соответственно единичные векторы по

осям Ox и Oy (см. рис. 7.10.2); штрихами обозначены параметры возмущенного потока.

Соответствующее изменение тяги

$$\Delta P_x = \iint\limits_{S_{\text{воз}}} p'_a \, \mathrm{d}S - p_a S_a + \iint\limits_{S_{\text{воз}}} (\mathbf{j}w'_a)\,(\mathbf{i}\rho'_a w'_a)\, \mathrm{d}S - \dot{m} w_a S_{\text{воз}}/S_a. \tag{7.10.5}$$

В выражения (7.10.4) и (7.10.5) входят параметры возмущенного течения ρ'_a, $\mathbf{w}'_a$, p'_a, точное определение которых представляет значительные трудности. С известным приближением их можно вычислить, используя дополнительно уравнения сохранения массы и энергии, а также уравнение состояния. При этом, если отверстия для впрыска расположены достаточно далеко от среза сопла, искомые параметры можно приближенно осреднять по всему сечению возмущенной зоны. Принимая дополнительно, что основной и впрыскиваемый потоки химически не реагируют, и пренебрегая теплопроводностью, получаем следующую систему уравнений:

$$P_y = \dot{m}_\Sigma v; \tag{7.10.6}$$

$$\Delta P_x = (p'_a - p_a) S_{\text{воз}} + \dot{m}_\Sigma u + \dot{m} w_a S_{\text{воз}}/S_a; \tag{7.10.7}$$

$$\dot{m}_\Sigma = \rho'_a u S_{\text{воз}} = \dot{m} S_{\text{воз}}/S_a + \dot{m}_j; \tag{7.10.8}$$

$$\dot{m}_\Sigma \left[i'_a + (u^2 + v^2)/2 \right] = \dot{m}_j i_{0j} + \dot{m} i_0 S_{\text{воз}}/S_a; \tag{7.10.9}$$

$$i'_a = [k/(k-1)]\, p'_a/\rho'_a, \tag{7.10.10}$$

где u и v — соответственно проекции скорости w'_a на оси координат Ox и Oy.

Приведенная система из пяти уравнений содержит восемь неизвестных: ΔP_x, P_y, $S_{\text{воз}}$, p'_a, ρ'_a, i'_a, u, v. Три дополнительных уравнения можно получить на основании некоторых теоретических предпосылок и экспериментальных данных. В случае определения зоны возмущенной области в выходном сечении сопла можно исходить из предположения, что она ограничена дугой окружности радиусом, равным радиусу скачка в этом сечении (см. рис. 7.10.2). При этом радиус скачка можно найти с использованием соотношений волновой теории взрыва.

Тогда для $S_{\text{воз}}$ получаем следующее выражение:

$$S_{\text{воз}}/S_a = \frac{4}{\pi}\left(\frac{R_c}{d_a}\right)^2 \arcsin\Psi + \arcsin\left[2\left(\frac{R_c}{d_a}\right)\Psi\right] -$$
$$-\frac{4}{\pi}\left(\frac{R_c}{d_a}\right)\Psi - \frac{4}{\pi}\left(\frac{R_c}{d_a}\right)\left[\frac{1}{2} - \left(\frac{R_c}{d_a}\right)^2\right]\Psi, \quad (7.10.11)$$

где

$$R_c/d_a = \left(\frac{k}{J\pi}\right)^{1/4}\left(\frac{\dot{m}_j}{\dot{m}}\frac{S_1}{S_a}\right)^{1/4}\left(\frac{x}{d_a}\right)^{1/2}; \quad (7.10.12)$$
$$\Psi = \left[1 - (R_c/d_a)^2\right]^{1/2}.$$

Допустим, что $u = w_a + u'$, причем $u' \ll w_a$, поэтому $u' = 0$. Это дает возможность уменьшить число неизвестных еще на одно. После преобразований системы уравнений (7.10.6)—(7.10.10) получаем зависимости для расчета боковой управляющей силы и уменьшения тяги:

$$\frac{P_y}{\dot{m}w_a} = \left[2\left(\frac{\dot{m}_j}{\dot{m}} + \frac{S_{\text{воз}}}{S_a}\right)\left(\frac{\dot{m}_j}{\dot{m}}\frac{i_{0j}}{w_a^2} + \frac{i_0}{w_a^2}\frac{S_{\text{воз}}}{S_a} - \frac{k}{k-1}\frac{p_a'}{\dot{m}}\frac{S_{\text{воз}}}{w_a}\right) -\right.$$
$$\left. -\left(\frac{\dot{m}_j}{\dot{m}} + \frac{S_{\text{воз}}}{S_a}\right)^2\right]^{1/2};$$
$$\Delta P_x = (p_a' - p_a)S_{\text{воз}} + \dot{m}_j w_a.$$

Для расчета по этим зависимостям необходимо знать давление p_a' в возмущенной зоне (в выходном сечении сопла). В первом приближении его можно определить по формуле для скачков уплотнения:

$$p_a'/p_a = [2k/(k+1)]\,\mathrm{M}_a^2 \sin^2\theta_c - (k-1)/(k+1).$$

Экспериментальные исследования показывают, что инжекция жидкости через щель, больший размер которой находится в плоскости, перпендикулярной оси сопла, примерно втрое эффективнее, чем через одно круглое отверстие с той же площадью поперечного сечения. Однако это наблюдается для определенных условий, близких к оптимальным. Следует

заметить, что такие щели существенно ослабляют прочность и жесткость конструкции раструба сопла.

К инжектируемым жидкостям предъявляется ряд важных требований. Они должны реагировать с продуктами сгорания топлива с выделением теплоты; если же они инертны, то их испарение или диссоциация должны происходить с малым поглощением теплоты. У таких жидкостей должны быть небольшая удельная теплоемкость и низкие температуры кипения и испарения, а также возможно малые молярные массы газообразной фазы. Целесообразно, чтобы у инжектируемой жидкости была небольшая плотность.

В качестве инжектируемых жидкостей находят применение диоксид азота, фреон-12, бром, перхлорэтилен и др. При оптимальных параметрах конструкции ОУ с впрыском жидкости удается получить линейную зависимость управляющей силы от расхода инжектируемого вещества.

Одной из важнейших характеристик, определяющих управляющую силу как при вдуве газа, так и при впрыске жидкости, является глубина h проникновения струи в поток. В случае впрыска капельных жидкостей ее значение можно получить с помощью эмпирической зависимости

$$h\mathrm{M}_1/d_j = 6,77\left[(p_{0j}/p_1)(p_2/p_v)^n\right]^{0,51}, \qquad (7.10.13)$$

где d_j — диаметр отверстия форсунки; p_2 — статическое давление за прямым скачком уплотнения; p_v — давление паров впрыскиваемой жидкости; n — некоторый эмпирический коэффициент, учитывающий эффект почти мгновенного испарения жидкости ($n = 0$ при $p_2 > p_v$ и $n = 0,25$ при $p_2 < p_v$).

Эксперименты показывают, что при изменении угла наклона отверстия для впрыска, отсчитываемого от нормали к обтекаемой поверхности навстречу потоку, от 0 до 40° глубина проникновения существенно не меняется. При этом она изменится на расстоянии примерно $150d_j$ от отверстия; ниже по потоку граница струи практически параллельна обтекаемой поверхности.

Из (7.10.13) при $n = 0$ и $p_{0j} \gg p_j$ (давление на выходе из форсунки значительно меньше давления торможения в струе)

получаем формулу

$$h/d_j \approx 4,81\sqrt{k_1}(q_j/q_1)^{0,5},$$

согласно которой глубина проникновения струи пропорциональна квадратному корню из отношения скоростных напоров на выходе струи из форсунки ($q_j = \rho_j V_j^2/2$) и в потоке ($q_1 = k_1 p_1 \mathrm{M}_1^2/2$).

Глубину проникновения круглой струи в сверхзвуковой поток можно также подсчитать: $\overline{h} = h/d_j = 1,32\overline{q}^{0,5}\ln(1 + 6\overline{x}_h)\sin(2\varepsilon/3)$, где $\overline{q} = q_j/q_1$ — отношение скоростных напоров впрыскиваемой жидкости и газа перед отверстием инжекции; $\overline{x}_h = x/d_j$ — безразмерное расстояние от отверстия инжекции в направлении сносящего потока; ε — угол инжекции.

Эту формулу используют, если $\overline{q} = 2 \ldots 18$; $\varepsilon = 15 \ldots 150°$; $\mathrm{M}_1 = 2 \ldots 4$; $\overline{x}_h = 5 \ldots 45$; $d_j = 0,79 \ldots 3,2$ мм.

Ширину проникновения струи при впрыске перпендикулярно потоку определяют согласно выражению

$$z_j/d_j = 27(p_{0j}/p_1)^{0,133}.$$

При впрыске навстречу потоку значение z_j несколько увеличивается. Скручивание струи (при впрыске через центробежную форсунку со спиральными каналами) существенного влияния не оказывает. Согласно экспериментальным данным, значение z_j уменьшается с ростом M_1.

Глава 8

ОСОБЕННОСТИ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ОРГАНОВ УПРАВЛЕНИЯ ВЕКТОРОМ ТЯГИ В ПЕРЕРАСШИРЕННЫХ СОПЛАХ

Газодинамические ОУ кроме высокой эффективности, надежности, прочности, простоты конструкции и минимального веса должны обеспечивать минимальные потери тяги и энергетические затраты на функционирование. В связи с этим изыскивают новые способы создания управляющих сил в соплах двигательных установок, которые и используют эффекты взаимодействия отрывных или струйных течений с атмосферной средой. Известно, что если сопло функционирует в режиме перерасширения, то у его среза образуется скачок уплотнения, обусловленный истечением газового потока с пониженным давлением в атмосферу. Как правило, интенсивность этого скачка такова, что отрыва потока в выходном сечении сопла не происходит. Однако целенаправленным изменением параметров основного потока перед областью падения скачка уплотнения на стенку сопла можно управлять отрывным течением и перераспределять давление по поверхности сопла.

Ниже приведены газодинамические характеристики струйных и щитковых ОУ, а также показаны особенности функционирования их в перерасширенных соплах.

8.1. Малоинтенсивный вдув газовых струй в перерасширенный сверхзвуковой поток

Вдув малоинтенсивных струй в перерасширенное сопло вызывает перераспределение давлений как у отверстия инжекции, так и в области течения за ним у среза сопла. Управляющая сила зависит не только от параметров вдуваемой струи и основного потока, но и от коэффициента нерасчетности сопла. Так как сопло перерасширено, т. е. давление в нем меньше, чем в окружающей среде, низконапорную струю можно создать

в результате естественного затекания воздуха из атмосферы. Выбирая местоположение отверстия инжекции, его геометрические размеры и форму, можно получить требуемый эффект от вдува.

8.1.1. Экспериментальные исследования процессов взаимодействия низконапорных поперечных струй с перерасширенным потоком

Структуры течения

На основе комплекса экспериментальных исследований, включающих в себя дренажные и весовые измерения, визуализацию потока на стенках сопла с использованием красителей, теневого фотографирования спектров течения, детально изучены процессы взаимодействия струй и потоков для различных режимов работы двигательной установки.

Определено, что для сопла с расчетным режимом течения или с малым перерасширением основного потока условия на срезе сопла не оказывают влияния на общую картину взаимодействия потоков при вдуве вторичной струи в сопло. Физическая картина взаимодействия становится более сложной при наличии определенной степени перерасширения потока в сопле. Основные изменения происходят в области следа инжектируемой струи за отверстием вдува, когда появляется скачок уплотнения в выходном сечении, вызванный нерасчетным режимом течения по основному соплу.

На рис. 8.1.1 (M_1; M_a — числа Маха перед отверстием инжекции и на срезе сопла соответственно) представлены спектры течения, полученные при нанесении красителей на стенку сопла вблизи отверстия инжекции и теневом фотографировании потока за срезом осесимметричного сопла. Для наиболее характерных случаев вдува малоинтенсивных (дозвуковых) струй эти спектры, соответствующие различным коэффициентам нерасчетности $n = p_a/p_н$ (где p_a, $p_н$ — давления на срезе сопла и в атмосфере соответственно), позволяют судить о траекториях движения частиц основного и вторичного потоков в возмущенных областях течения. Каждому режиму

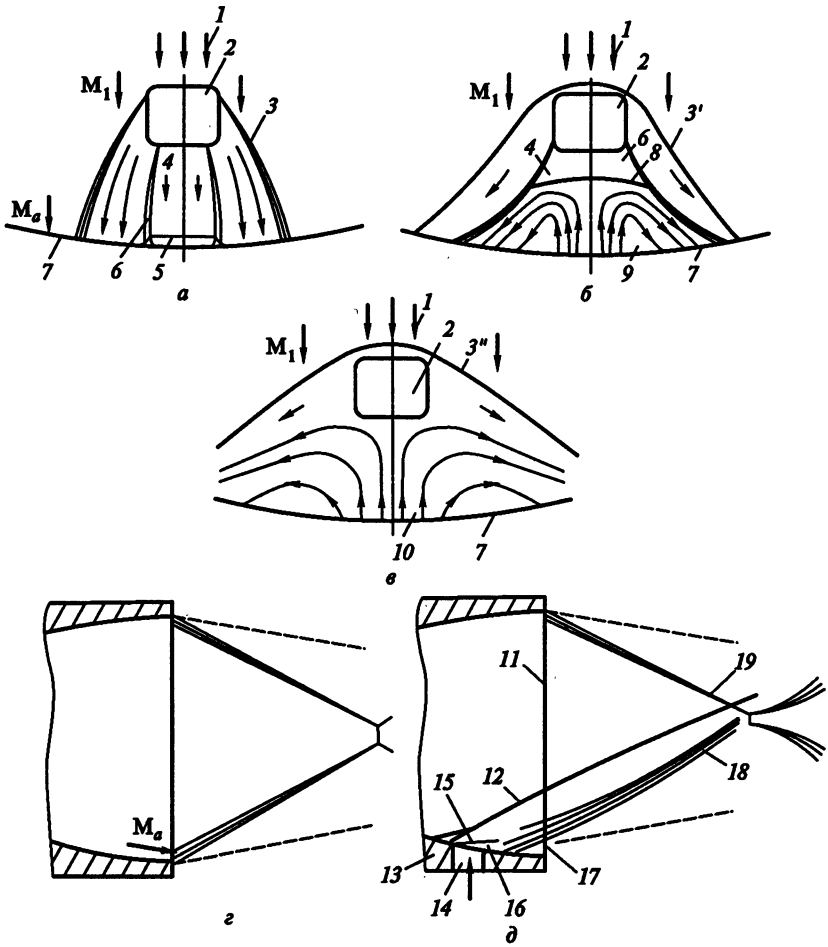


Рис. 8.1.1. Спектры течения на стенке сопла (*а*–*в*) и структуры течения при малоинтенсивной атмосферной инжекции (*г*, *д*) ($M_1 = 3{,}3$, $M_a = 3{,}5$):
а – $n = 0{,}51$; *б* – $n = 0{,}40$; *в* – $n = 0{,}30$; *г* – вдув отсутствует, $n = 0{,}40$; *д* – $p_{0j}/p_1 = 1{,}92$, $n = 0{,}40$

работы сопла и одинаковым конструктивным параметрам отверстия инжекции соответствуют свои зоны взаимодействия потоков.

Спектр течения для режима работы сопла с коэффициентом нерасчетности $n = 0{,}51$ (см. рис. 8.1.1, *а*) показывает, что

отсутствие отрыва основного потока *1* перед отверстием инжекции *2* и с боковых его сторон (пространственное взаимодействие) связано с малой интенсивностью индуцируемого скачка уплотнения ($p_{0j}/p_1 = 1,5$). На рисунке виден лишь его след *3* на стенке сопла. Вторичная струя *15* (см. рис. 8.1.1, *д*) после ее разворота параллельно стенке сопла *13*, оттесняя сверхзвуковой поток, образует низкоэнергетический подслой *16*. Разность скоростей основного и вторичного потоков и наличие вязкости приводят к образованию зоны смешения с постоянным выравниванием профиля скорости, оставляющей на стенке сопла след *6* (см. рис. 8.1.1, *а, б*). Параметры смешивающихся потоков в выходном сечении сопла при $n = 0,51$ таковы, что в области следа *4* происходит только зарождение отрыва *5*, вызванного скачком уплотнения *19* (см. рис. 8.1.1, *д*), который образуется у выходного сечения сопла *11* из-за нерасчетности режима течения (в дальнейшем для сокращения этот скачок будем называть скачком «нерасчетности»).

С увеличением перерасширения основного потока ($n = 0,40$ и $p_{0j}/p_1 = 1,90$) изменяются условия течения на срезе сопла, приводящие к росту интенсивности скачка «нерасчетности» (см. рис. 8.1.1, *б*). Взаимодействие его с низкоэнергетическим струйным подслоем приводит к появлению отрыва смешивающихся потоков и проникновению атмосферного течения *9* со стороны среза сопла *7* в область за отверстием инжекции *2*. Границей вторичного отрыва, вызванного атмосферой, является линия *8*. Головной скачок уплотнения перед струей вызывает лишь зарождение отрыва основного потока вдоль линии *3'*. Этому же режиму течения соответствуют спектры, представленные на рис. 8.1.1, *г, д*. Струя *15*, истекающая из отверстия *14*, индуцирует скачок уплотнения *12*. Скачок *19* обусловлен торможением при истечении перерасширенного потока в атмосферу ($p_a < p_н$), а скачок *18* — отрывом струйного слоя смешения *16*. В зону *17* попадает атмосферный воздух с давлением, близким к $p_н$.

С увеличением перерасширения потока в сопле (например, до $n = 0,3$) наступает такой момент, когда зона вторичного отрыва потока *10* (см. рис. 8.1.1, *в*) достигает задней кромки

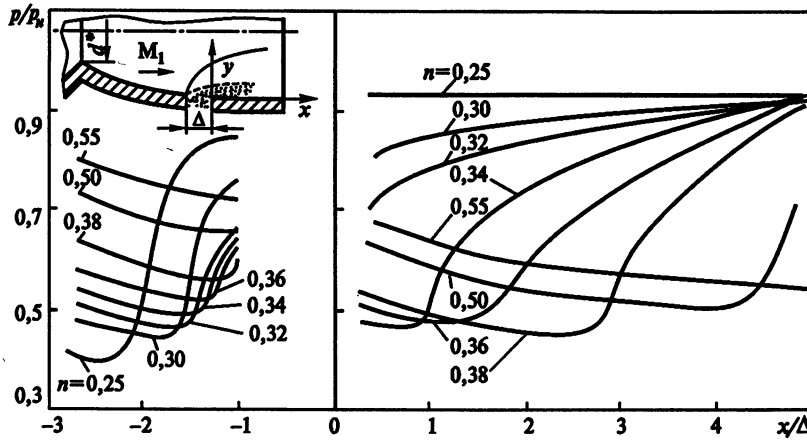


Рис. 8.1.2. Распределение статического давления на стенке сопла перед отверстием инжекции и за ним при вдуве атмосферной струи ($p_{0j} = 10^5$ Па; $M_1 = 3{,}3$; $M_a = 3{,}5$; $\Delta = 8$ мм; $d^* = 35{,}85$ мм)

отверстия инжекции *2*. В этом случае из-за возросшей интенсивности вдува ($p_{0j}/p_1 = 2{,}54$) появляется отрыв основного потока с образованием явно выраженной линии отрыва *3″*.

Графики распределения давлений в возмущенных областях для наиболее характерных режимов вдува атмосферного воздуха в перерасширенное сопло приведены на рис. 8.1.2 (здесь Δ — ширина отверстия инжекции; d^*— диаметр критического сечения основного сопла). Режиму «насыщения», т. е. заполнению вторичным отрывом всей области следа, соответствуют кривые при n, равном 0,25 и 0,3; условиям частичного заполнения — кривые при n, равном 0,34; 0,36 и 0,38, а зарождению отрыва — кривые при $n = 0{,}5$. Максимальное давление в зоне вторичного атмосферного отрыва несколько ниже атмосферного и составляет $0{,}95p_н$.

С увеличением давления p_{01} торможения основного потока возрастает коэффициент n, т. е. уменьшается перерасширение потока, а при $p_{0j} = p_н = \text{const}$ снижается и интенсивность вдува p_{0j}/p_1. При этом зона вторичного отрыва с повышенным давлением в области следа струи смещается к выходному сечению и отрыв основного потока перед отверстием инжекции ликвидируется.

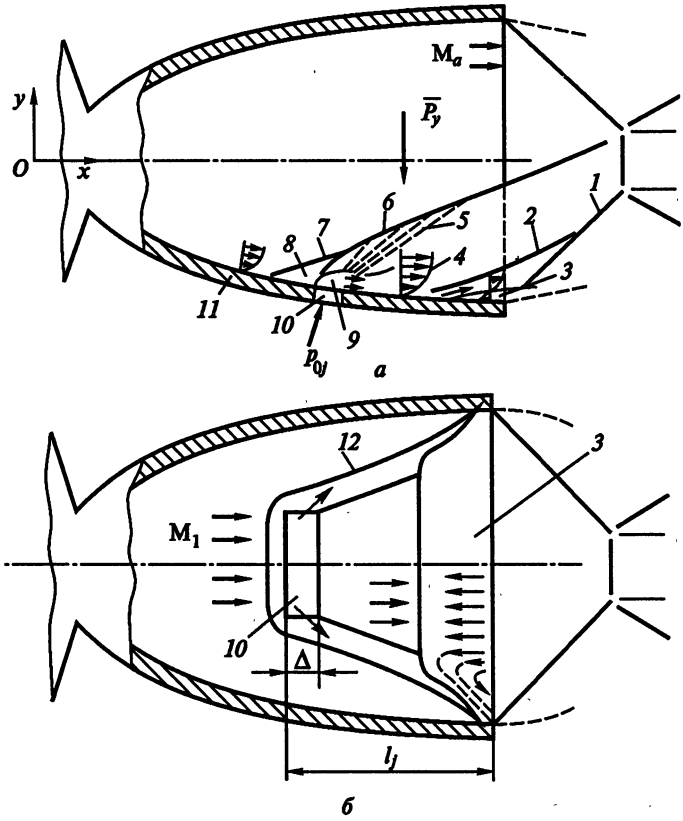


Рис. 8.1.3. Модель взаимодействия малоинтенсивной струи с перерасширенным потоком:

а – вертикальное сечение; *б* – горизонтальное сечение; *1* – скачок «нерасчетности»; *2* – скачок уплотнения из-за вторичного отрыва; *3* – зона вторичного отрыва (атмосферное течение); *4* – профиль скорости в низкоэнергетическом струйном подслое; *5* – волны разрежения; *6* – скачок уплотнения перед струей; *7* – скачок уплотнения, обусловленный отрывом; *8* – зона первичного отрыва; *9* – струя; *10* – отверстие вдува; *11* – сопло; *12* – линия отрыва

Обобщенная модель взаимодействия малоинтенсивной поперечной струи со сверхзвуковым перерасширенным потоком схематически представлена на рис. 8.1.3. Последовательное упрощение этой модели позволяет охватить весь возможный диапазон изменений интенсивностей вдува и режимов работы двигательной установки.

Влияние геометрических параметров отверстий инжекции и условий вдува на эффективность управления

В качестве критерия оценки эффективности управления отрывными течениями будем использовать управляющую силу P_y, получаемую от перераспределения избыточного давления в возмущенных вдувом зонах на внутренней поверхности (см. рис. 8.1.3, *а*). Если вдув малоинтенсивен, то сила P_y обусловлена в основном вторичным атмосферным отрывом в области следа вдуваемой струи.

Как показали экспериментальные исследования, при вдуве газа в сверхзвуковую часть сопла изменение степени перерасширения основного потока оказывает существенное влияние на распределение статического давления во всех возмущенных вторичной струей областях. В соответствии со структурой течения (см. рис. 8.1.3) такое перераспределение давления приводит к перестройке границ областей взаимодействия, а следовательно, к изменению управляющей силы.

Один из способов управления отрывным течением потока в перерасширенном сопле при малоинтенсивном вдуве заключается в изменении площади отверстия инжекции. Если отверстие выполнено в виде щели, то изменяют либо ее ширину Δ, либо угол ее раскрытия γ.

На рис. 8.1.4, *а* приведены графики изменения относительной управляющей силы $\overline{P}_y = P_y/P_{\max}$ (где $P_{\max}$ — тяга основного сопла при истечении в вакуум) в зависимости от относительной ширины щели $\overline{\Delta} = \Delta/L$ для случая атмосферного вдува с $p_{0j} = p_{\text{н}} = 10^5$ Па и расположения сопла инжекции на расстоянии $\bar{l}_j = l_j/L = 0{,}276$ (где L — длина сверхзвуковой части основного сопла) от выходного сечения раструба. Площадь S_j отверстия инжекции в экспериментах изменяли от 0 до $1{,}165S^*$ (где S^* — площадь критического сечения сопла).

Для всех режимов с увеличением $\overline{\Delta}$ до некоторого предельного значения происходит непрерывное возрастание управляющей силы $\overline{P}_y$, причем ее рост становится интенсивнее с уменьшением коэффициента нерасчетности сопла, а значение

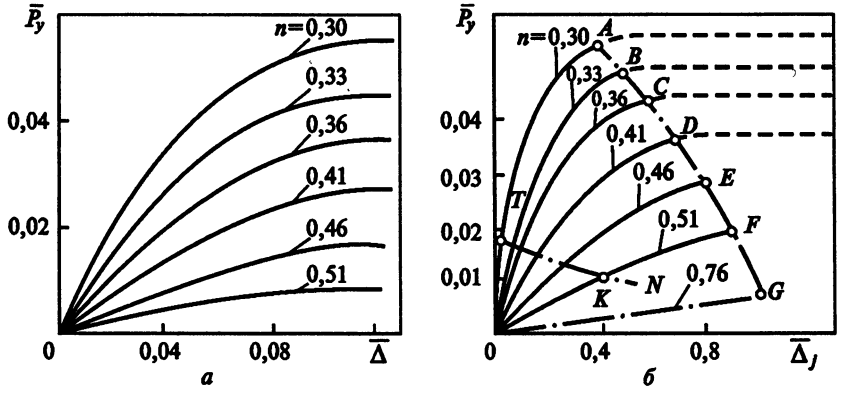


Рис. 8.1.4. Зависимость $\overline{P}_y$ от размеров щели при различной степени перерасширения основного потока ($M_1 = 3{,}3$, $M_a = 3{,}5$, $k_1 = 1{,}4$)

существенно зависит от перерасширения основного потока. Например, для режима работы сопла с $n = 0{,}30$ максимальное значение $\overline{P}_y = 0{,}053$ достигается при $\overline{\Delta} = 0{,}09$, дальнейшее увеличение ширины щели не приводит к его изменению. С уменьшением перерасширения потока при $n = 0{,}33$ максимальное значение $\overline{P}_y$ для режима атмосферного вдува уменьшается до 0,045; при этом увеличивается до 0,11 и предельное значение $\overline{\Delta}$, при котором возможно достижение такой силы. В общем случае для каждого значения n существует максимальная управляющая сила, значение которой определяется шириной щели при фиксированном угле ее раскрытия, а также расстоянием от выходного сечения сопла l_j.

Ширина щели при условии $p_{0j} = p_н$ увеличивает глубину проникновения вторичной струи, а следовательно, и размеры струйного низкоэнергетического подслоя, образуемого за отверстием инжекции в результате смешения основного и вторичного потоков. При прочих равных условиях это приводит к возрастанию области, занятой вторичным отрывом. Поэтому максимальная сила $\overline{P}_y$ достигается при условии, что во всей возмущенной зоне за отверстием инжекции давление близко к атмосферному, т. е. зона вторичного отрыва распространяется до задней кромки этого отверстия.

Использование параметра $\overline{\Delta}_j = \Delta/l_j$ (где l_j — расстояние от среза сопла до сечения вдува) позволило оценить интервал изменения размеров Δ и l_j для получения максимальной управляющей силы на каждом из режимов (рис. 8.1.4, *б*). Точки A, B, C, D, E, F на кривой AG обозначают ширину щели, обеспечивающую максимальную управляющую силу $\overline{P}_y^{\max}$. Например, режим «насыщения» при перерасширении основного потока до $n = 0,3$ ($\overline{P}_y^{\max} = 0,055$) получается при истечении струи из щели с $\overline{\Delta}_j = 0,35$. С уменьшением перерасширения потока ширина щели, необходимая для заполнения всей области следа вторичным отрывным потоком, увеличивается и в пределе при $n = 0,76$ соответствует размеру l_j. При этом значение $\overline{P}_y^{\max}$ уменьшается до 0,0046. Предельное значение коэффициента n зависит от местоположения сечения вдува и определяется из условия равенства статических давлений в набегающем потоке и вторичной струе.

Уменьшение ширины щели по сравнению с шириной, обеспечивающей максимальную управляющую силу $\overline{P}_y$, приводит только к частичному заполнению следа струи зоной вторичного отрыва, вызванного скачком «нерасчетности», с постепенной ее ликвидацией. Область $TKFA$ (см. рис. 8.1.4, *б*) включает в себя возможные комбинации размеров щели и режимов, при которых реализуется такое течение. Кривая TN определяет ширину щели Δ для режимов с $n = 0,3 \ldots 0,51$, при которой наступает выравнивание давлений во вторичной струе у среза сопла и в набегающем потоке.

Управляющая сила для режимов течения по основному соплу с $n = 0,3 \ldots 0,51$ ($p_{0j} = p_{\text{н}}$) при изменении ширины щели, соответствующей области $0TK$, создается только в результате перераспределения давления от взаимодействия основного потока с инжектируемой струей. На рис. 8.1.4, *б* также видно, что с увеличением перерасширения основного потока для создания условий зарождения вторичного отрыва в области следа требуется меньшая ширина щели, а следовательно, и меньший расход инжектируемого вещества.

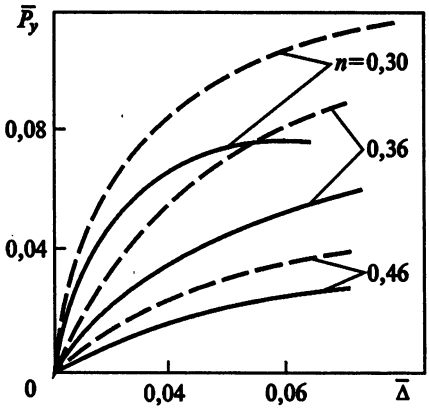


Рис. 8.1.5. Зависимость $\overline{P}_y$ от $\overline{\Delta}$ при давлении вдува $\overline{p}_{0j}$, равном 1,5 (сплошные линии) и 2,0 (штриховые линии)

Для анализа влияния ширины щели на управляющую силу в режиме, когда $p_{0j} > p_н$, получены аналогичные зависимости $\overline{P}_y$ от $\overline{\Delta}$ при фиксированных значениях $\overline{p}_{0j} = p_{0j}/p_н$ для сопел с различным перерасширением (рис. 8.1.5)

Увеличение ширины щели в этом случае также приводит к возрастанию управляющей силы. При одинаковых размерах щели $\overline{P}_y$ пропорционально $\overline{p}_{0j}$. Возросшая интенсивность скачка уплотнения, возникающего при взаимодействии струй, вызывает отрыв потока перед инжектируемой струей с развитой отрывной зоной. На режимах с малым перерасширением ($n > 0,46$) управляющая сила возрастает практически пропорционально изменению относительной ширины щели. Линейность этих характеристик нарушается с увеличением перерасширения потока, что связано с влиянием скачка «нерасчетности» на течение в области следа вдуваемой струи. Для режимов с $n = 0,36 \ldots 0,46$ резкое возрастание $\overline{P}_y$ при малом увеличении $\overline{\Delta}$ (до 0,04) объясняется заполнением области следа вторичным отрывом с давлением, близким к $p_н$. В этом случае проникновение вторичного отрыва до задней кромки отверстия инжекции происходит при более низких значениях $\overline{\Delta}$, чем в режиме атмосферного вдува.

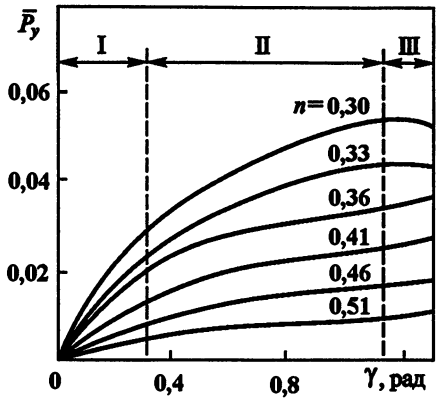


Рис. 8.1.6. Зависимость $\overline{P}_y$ от угла раскрытия γ отверстия инжекции (M_a=3,5, M_1=3,3, k_1= = 1,4)

В экспериментах угол γ меняли в диапазоне $0 \ldots 1,3$ рад при постоянных относительных ширине щели $\overline{\Delta} = 0,111$ и расстоянии сечения вдува до среза сопла $\overline{l}_j = 0,276$ (рис. 8.1.6). Увеличение степени перерасширения n основного потока изменяет характер зависимости $\overline{P}_y$ от γ. На всех графиках можно выделить три характерные зоны изменения управляющей силы. При увеличении угла раскрытия от 0 до 0,3 рад (зона I) происходит наиболее интенсивное возрастание управляющей силы для всех исследуемых режимов. Такое изменение обусловлено малым уменьшением проекций возмущенной площади с избыточным давлением. При этом интенсивность роста $\overline{P}_y$ увеличивается с уменьшением коэффициента нерасчетности n. Различный уровень значений $\overline{P}_y$ объясняется зависимостью структуры потока от степени его перерасширения. Даже при малых углах раскрытия щели вторичный отрыв оказывает существенное влияние на управляющую силу.

По мере увеличения γ (зона II) возрастание $\overline{P}_y$ замедляется, что обусловлено заметным уменьшением проекции площади с повышенным давлением. Для этой зоны зависимость $\overline{P}_y$ от γ носит монотонно возрастающий характер для всех режимов перерасширения.

Особенность изменения $\overline{P}_y$ от γ проявляется на режимах с $n = 0,3 \ldots 0,33$ в зоне III. Управляющая сила достигает своего максимального значения ($\overline{P}_y = 0,055$) для условий атмосферного вдува с $p_{0j} = p_н$ при угле раскрытия щели

$\gamma = 1,1$ рад и коэффициенте нерасчетности $n = 0,3$, а для режима с $n = 0,33$ максимальное значение $\overline{P}_y = 0,045$ наблюдается при $\gamma = 1,22$ рад. Дальнейший рост γ приводит к падению $\overline{P}_y$. В общем случае с уменьшением n положение максимума управляющей силы смещается в сторону бóльших углов γ.

Анализ спектров поверхностных линий тока в областях взаимодействия потоков показал, что для режима с $n = 0,3$ при $\gamma = 1,1$ рад возмущенная зона распространяется на противоположную отверстию половину поверхности сопла, создавая силу, направленную в противоположном основной силе направлении. Этим объясняется наличие максимума. Характер зависимости $\overline{P}_y$ от γ для меньших перерасширений основного потока в сопле ($n = 0,405 \ldots 0,51$) аналогичен изменению P_y в зоне II.

Результаты экспериментов, приведенные на рис. 8.1.7, получены на профилированных соплах с различным углом $\beta_{\text{сп}}$. На стенке сопла у среза $M_a = 3,5$. С увеличением l_j, т. е. при приближении отверстия инжекции к критическому сечению сопла, происходит рост $\overline{P}_y$. При определенных режимах перерасширения графики $\overline{P}_y$ от $\bar{l}$ имеют локальные максимумы. Значение $\bar{l} = l_j/r^*$ (где r^* — радиус критического сечения основного сопла), при котором управляющая сила максимальна, определяется углом $\beta_{\text{сп}}$ и коэффициентом нерасчетности n. С увеличением перерасширения основного потока это оптимальное значение возрастает. Одновременно возрастает и максимальная сила $\overline{P}_y$, например от 0,012 при $\bar{l} = 3$ и $n = 0,46$ до 0,054 при $\bar{l} = 4,6$ и $n = 0,33$.

В режиме атмосферного вдува ($p_{0j} = p_{\text{н}}$) инжекция воздуха в сопло осуществляется вследствие разности статических давлений в атмосфере и сверхзвуковом потоке. При постоянных давлениях торможения основного потока ($p_{0j} = \text{const}$) и инжектируемой струи с увеличением расстояния от среза сопла до отверстия инжекции возрастает статическое давление p_1, а следовательно, уменьшаются интенсивность вдува и глубина проникновения вторичной струи в сверхзвуковой основной поток. Возрастание $\bar{l}$ приводит к увеличению пути

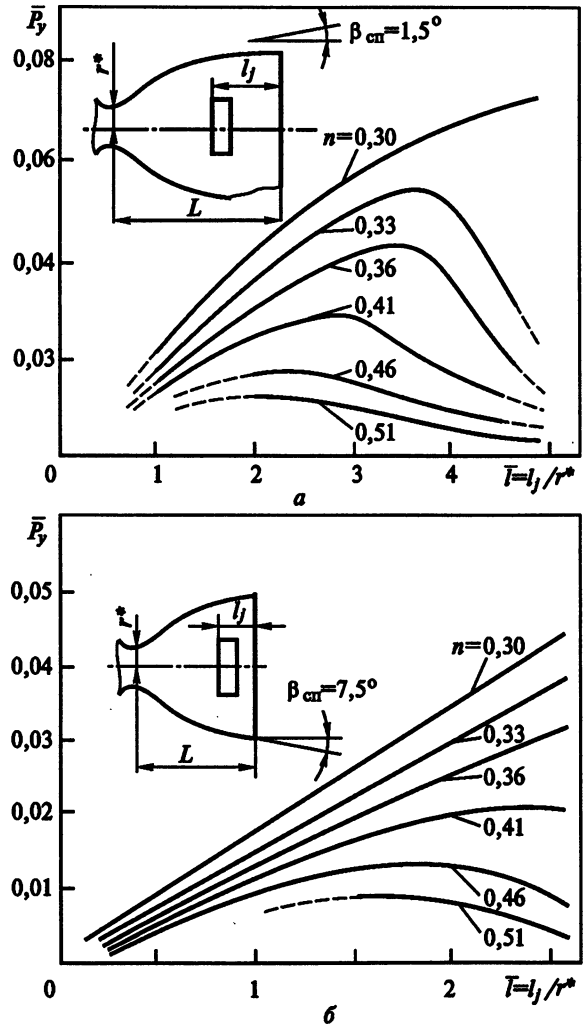


Рис. 8.1.7. Изменение $\overline{P}_y$ при различных расстояниях отверстия инжекции до среза сопла ($k_1 = 1{,}4$; $p_{0j}/p_н = 1$; $\gamma = 1{,}2$ рад):
а – $L/r^* = 10,5$, $\beta_{сп} = 1,5°$; *б* – $L/r^* = 7,3$, $\beta_{сп} = 7,5°$

смешения взаимодействующих потоков. Чем дальше от среза сопла расположено отверстие инжекции, тем больше путь смешения, который определяется расстоянием от этого отверстия до области падения скачка уплотнения, вызванного нерасчетным режимом течения по основному соплу, а значит, быстрее происходит выравнивание скоростей вторичного и основного потоков.

Однако для условий работы сопла со значительным перерасширением ($n = 0,33 \ldots 0,41$) увеличение $\bar{l}$ до оптимального значения сопровождается возрастанием управляющей силы. Такое изменение $\overline{P}_y$ обусловлено сочетанием глубины проникновения вторичной струи с длиной зоны смешения и распределением давления за отверстием инжекции, при котором вторичный отрыв струйного подслоя области смешения достигает задней кромки отверстия инжекции. В этом случае атмосферное течение со стороны среза сопла с давлением, близким к $p_{\text{н}}$, заполняет всю область следа струи. Поэтому при $\bar{l} \leq \bar{l}_{\text{опт}}$ сила $\overline{P}_y$ изменяется пропорционально $\bar{l}$. Последующее увеличение $\bar{l}$ сопровождается падением $\overline{P}_y$, что связано с уменьшением геометрических параметров струйного подслоя, более быстрым выравниванием профиля скорости и, следовательно, меньшим проникновением вторичного отрыва в область следа за отверстием инжекции.

Изменение управляющей силы при различном расположении отверстий инжекции, определяемом числом M_1 в сечении сопла перед вдуваемой струей, показано на рис. 8.1.8.

Результаты соответствуют малоинтенсивной инжекции воздуха в сопла, имеющие на стенке в выходном сечении одинаковые значения $\mathrm{M}_a = 3,5$, но различные L и $\beta_{\text{сп}}$. Для таких сопел сохранение значений параметров M_1, Δ, γ не обеспечивает моделирования условий течения за отверстием инжекции.

Зависимость $\overline{P}_y$ от $\mathrm{M}_1/\mathrm{M}_a$ дает возможность найти функциональные связи между определяющими параметрами. Например, для режима перерасширения основного потока с $n = 0,51$ кривые на рис. 8.1.8 практически совпадают, что свидетельствует об отсутствии влияния l_j на P_y. В этом случае управляющая сила определяется только параметрами M_1, p_1,

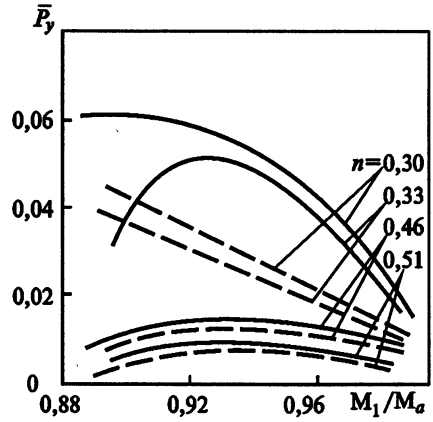


Рис. 8.1.8. Зависимость $\bar{P}_y$ от параметра M_1/M_a ($k_1 = 1{,}4$, $p_{0j}/p_1 = 1{,}4$):
сплошные линии – $L/r^* = 10,5$, $\beta_{сп} = 1,5°$; штриховые линии – $L/r^* = 7,3$, $\beta_{сп} = 7,5°$

p_{0j}, S_j при неизменном M_a. С увеличением n до $0,30 \ldots 0,33$ при одинаковых условиях вдува управляющие силы имеют различные значения из-за несоответствия размеров возмущенных областей за отверстием инжекции. Для исследуемых условий вдува возмущенная зона не распространяется на стенку сопла, диаметрально противоположную отверстию инжекции.

С увеличением относительного давления вдува $\bar{p}_{0j}$ происходит непрерывный рост управляющей силы, но его интенсивность зависит от степени перерасширения основного потока (рис. 8.1.9). Объясняется это следующим. Возрастает перепад давлений на индуцируемом струей скачке уплотнения. Это приводит к зарождению и дальнейшему развитию отрывной зоны перед отверстием инжекции. Одновременный рост глубины проникновения вдуваемой струи создает благоприятные условия для распространения вторичного отрыва со стороны среза сопла во всю возмущенную область следа инжектируемого потока, а следовательно, и для повышения давления в ней. Кроме того, возрастает тяга сопла инжекции. При малых перерасширениях, когда скачок уплотнения, обусловленный нерасчетностью сопла, не способен вызвать отрыв струйного подслоя смешения, управляющая сила создается реактив-

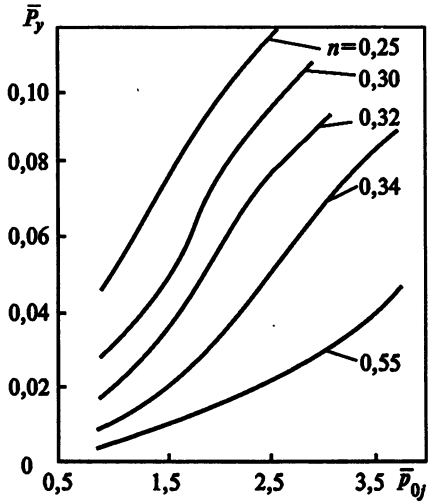


Рис. 8.1.9. Зависимость $\overline{P}_y$ от $\overline{p}_{0j}$ для различных режимов перерасширения основного потока ($k_1 = 1{,}4$, $M_1 = 3{,}3$, $M_a = 3{,}5$, $\overline{\Delta}$ – 0,069, $\gamma = 1{,}2$ рад)

ной силой от вдува и некоторым перераспределением давления в окрестностях отверстия инжекции.

При инжекции низконапорных струй в перерасширенный сверхзвуковой поток сопла скорость истечения вторичного потока дозвуковая, а поэтому для управления параметрами отрывных течений в сопле требуются сравнительно малые расходы вдуваемого газа. Общепринятым критерием эффективности управления путем инжекции газа в сопла является приведенный импульс $\Phi = \overline{P}_y/\overline{\dot{m}}_j$ где $\overline{\dot{m}_j} = \dot{m}_j/\dot{m}$.

В области атмосферного вдува ($\overline{p}_{0j} = 1$) при коэффициенте нерасчетности $n < 0{,}46$ приведенный импульс Φ достигает высоких значений ($\Phi > 2$) (рис. 8.1.10). Характерным для зависимости Φ от $\overline{\dot{m}}_j$ является существование максимумов, причем положение их изменяется в зависимости от степени перерасширения основного сверхзвукового потока в сопле, а значение зависит от режима работы сопла. Для исследованных режимов наибольшее значение Φ было получено при дозвуковых скоростях истечения через отверстие инжекции.

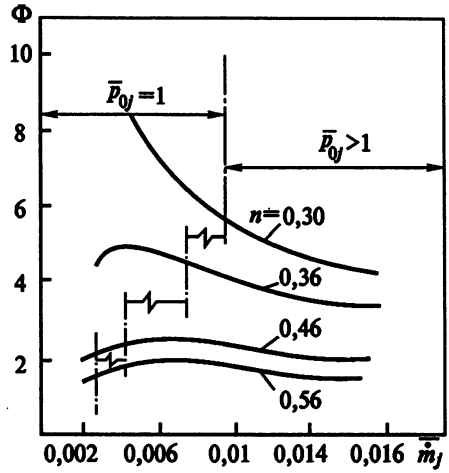


Рис. 8.1.10. Зависимость Φ от $\bar{m}_j$ при вдуве струй в перерасширенное сопло

Сравнивая интенсивный вдув газа в сверхзвуковую часть сопла с малоинтенсивным вдувом в перерасширенное сопло, можно сделать вывод, что высокие значения приведенного импульса ($\Phi > 2$) при малых расходах $\bar{m}_j$ в последнем случае являются следствием образования дополнительной зоны повышенного давления в области следа за отверстием инжекции, что становится возможным лишь при организации низкоэнергетического течения перед срезом сопла.

Таким образом, малоинтенсивная инжекция является средством управления отрывным течением, которое возникает при взаимодействии скачка уплотнения, вызванного нерасчетным режимом течения, с пограничным слоем в сопле. Сопоставление режимов, соответствующих максимумам зависимостей Φ от $\bar{m}_j$, со спектрами поверхностных линий тока показало, что наибольшее значение Φ достигается при минимальном расходе (если $p_{0j} = \text{const}$, то при минимальной площади отверстия инжекции), обеспечивающем максимальное заполнение области следа возвратным течением атмосферной среды со стороны среза сопла. Так как с увеличением степени перерасширения для вторичного отрыва в области следа

требуется меньший расход, а следовательно, и площадь S_j отверстия инжекции при $p_{0j} = \text{const}$, то этим объясняется смещение положений максимальных значений Ф, полученных в экспериментах (см. рис. 8.1.10).

При малоинтенсивном вдуве газа в перерасширенное сопло отверстие инжекции может иметь различную форму и в зависимости от конструктивных соображений быть выполнено в виде прямоугольной щели, одного или нескольких расположенных в шахматном порядке круглых отверстий и т. п.

По данным экспериментов для некоторых форм отверстий инжекций были определены значения коэффициента усиления K_y (рис. 8.1.11).

Для условий атмосферной инжекции эффективность вдува через щель и систему отверстий оказалась практически одинаковой. Совпадение зависимостей K_y от n для сравниваемых вариантов объясняется, во-первых, образованием единого фронта скачков уплотнения, возникающих перед рядом круглых отверстий инжекции, а следовательно, и такими же размерами возмущенной зоны, как при щелевом вдуве, и, во-вторых, тем, что процессы смешения и выравнивания потоков в области следа вдуваемых струй для системы отверстий и щели происходят аналогично.

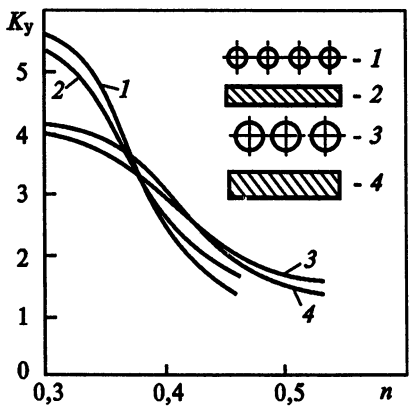


Рис. 8.1.11. Зависимость K_y от n при атмосферном вдуве через щель и систему отверстий:
1, 2 – $S_j/S^* = 0{,}44$; *3, 4* – $S_j/S^* = 0{,}72$

8.1.2. Расчет длины зоны вторичного отрыва в следе вдуваемой струи

Анализ физической картины взаимодействия малоинтенсивных струй со сверхзвуковым перерасширенным потоком сопла показывает, что создать достаточно строгую математическую модель такого явления не представляется возможным. Приближенный расчет будем проводить при автономном рассмотрении каждой из возмущенных областей течения с некоторыми упрощениями действительной структуры потока. Все течение условно разобъем на три области: I — взаимодействия струи с основным сверхзвуковым потоком; II — смешения вторичной струи с основным потоком за отверстием инжекции; III — воздействия скачка уплотнения, имеющего место при нерасчетном режиме истечения по соплу, на струйный подслой смешения.

Параметры потоков будем определять для плоского случая течения при независимом рассмотрении краевых возмущений, вносимых вторичной струей в основной поток. Градиентом давления по соплу в зоне за отверстием инжекции перед вторичным отрывом пренебрегаем.

При малоинтенсивном вдуве из-за небольших перепадов скачок уплотнения перед струей оказывается присоединенным и не вызывает отрыва основного потока, а лишь повышает его давление до давления в струе. Поэтому для определения параметров инжектируемого газа справедлива система уравнений (2.8.12)—(2.8.16), решив которую находят исходные данные для расчета характеристик низкоэнергетического струйного подслоя.

Неравномерность струйного подслоя значительно осложняет решение задачи о вторичном взаимодействии скачка уплотнения в области следа вдуваемой струи, так как все существующие зависимости для отрывных течений предполагают его равномерность. Поэтому в качестве исходных параметров выберем осредненные интегральные характеристики по сечениям струйного подслоя смешения, которые удовлетворяют имеющимся переменным величинам. Это позволит в качестве критериальной зависимости использовать соотношение,

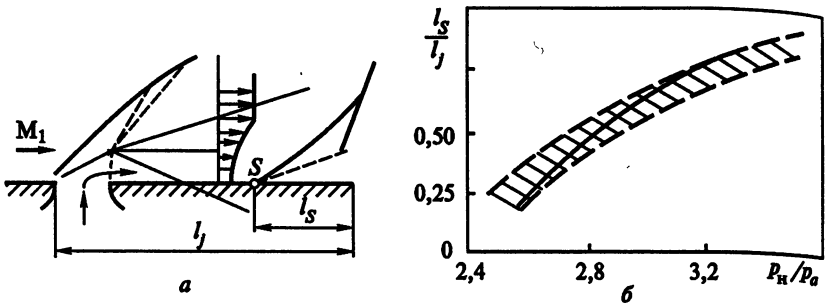


Рис. 8.1.12. Модель течения (*а*) и сравнение результатов расчета (сплошная кривая) с экспериментальными данными (заштрихованная область) при $M_a = 3{,}5$, $M_1 = 3{,}3$, $k_1 = 1{,}4$, $\Delta_j = 0{,}154$

устанавливающее соответствие между давлением в зоне отрыва p_S и осредненным числом Маха M_i в области смешения потоков [5].

Зная профиль изменения скорости в поперечном сечении струйного подслоя и границы его нарастания, можно определить осредненные параметры смешивающихся потоков за отверстием инжекции, а следовательно, найти координату точки отрыва l_S, в которой при заданных условиях реализуется критический перепад давлений (рис. 8.1.12, *а*).

На рис. 8.1.12, *б* приведены результаты расчета, а также данные эксперимента, полученные при инжекции атмосферного воздуха ($p_{0j} = 10^5$ Па) через щелевое отверстие в сверхзвуковое профилированное сопло. Положение линии отрыва определяли методом сажемасляных покрытий (заштрихованная область соответствует разбросу экспериментальных данных). Видно, что для условий развитого отрывного атмосферного течения со стороны среза сопла расчет дает приемлемое совпадение с экспериментом.

8.1.3. Моделирование инжекции атмосферных струй в перерасширенное сопло натурного двигателя

Исследованиями установлено, что значение управляющей силы при малоинтенсивном вдуве атмосферных струй в сверхзвуковую часть перерасширенного сопла зависит как от конструктивных параметров отверстия инжекции, так и от режимов вдува и степени нерасчетности основного сопла. Из-за

большого количества изменяемых параметров не всегда можно провести испытания в полном объеме на натурном двигателе. Поэтому возникает потребность в переносе результатов, полученных при исследовании ОУ с использованием холодного воздуха, на реальные условия работы двигателя.

Известно, что если рассматриваемая безразмерная величина является функцией ряда различных величин, то эта функция может зависеть только от безразмерных комбинаций, составленных из определяющих размерных величин. Согласно общей теории размерностей, система характерных величин, определяющих эффекты и режимы процессов при указанном взаимодействии, может быть представлена следующими параметрами:

$$k_1 = \frac{c_{p1}}{c_{V1}};\ \mathrm{M}_1 = \frac{V_1}{(k_1 p_1/\rho_1)^{0,5}};\ \mathrm{M}_a = \frac{V_a}{(k_1 p_a/\rho_a)^{0,5}};\ \mathrm{M}_j = \frac{V_j}{(k_1 p_j/\rho_j)^{0,5}};\ \frac{p_a}{p_j};\ \frac{p_j}{p_1};\ \frac{l_j}{\Delta_j};\ \frac{S_j}{S^*};\ \frac{\dot{m}_j}{\dot{m}_1} = \frac{\rho_j V_j S_j}{\rho_1 V_1 S^*}\mathrm{M}_1\left[\frac{2}{k_1+1}\left(1 + \frac{k_1-1}{2}\mathrm{M}_1^2\right)\right]^{-\frac{k_1+1}{2(k_1-1)}};$$

$$\Omega = \frac{S_j}{\Delta_j S^{*0,5}}\mathrm{M}_1^{0,5}\left[\frac{2}{k_1+1}\left(1 + \frac{k_1-1}{2}\mathrm{M}_1^2\right)\right]^{-\frac{k_1+1}{4(k_1-1)}};$$

$$\Lambda = \frac{1}{l_j}\sqrt{\frac{S^*}{\pi}\mathrm{M}_1^{-1}\left[\frac{2}{k_1+1}\left(1 + \frac{k_1-1}{2}\mathrm{M}_1^2\right)^{-\frac{k_1+1}{2(k_1-1)}}\right]} \times \left\{\left[\frac{\mathrm{M}_a}{\mathrm{M}_1}\frac{\left(1 + \frac{k_1-1}{2}\mathrm{M}_1^2\right)}{\left(1 + \frac{k_1-1}{2}\mathrm{M}_a^2\right)}\right]^{-\frac{1}{4(k_1-1)}} - 1\right\}.$$

Здесь V_1, V_a, V_j; p_1, p_a, p_j и ρ_1, ρ_a, ρ_j — скорости, давления и плотности основного потока в сечениях инжекции и среза сопла, а также инжектируемой струи соответственно; Δ_j, S_j, l_j — ширина, площадь и местоположение относительно среза сопла отверстия инжекции; S^* — площадь критического сечения сопла.

Параметры Ω, Λ характеризуют моделирование углов раскрытия отверстия инжекции и наклона образующей сопла относительно его продольной оси. Поскольку размерности боковой управляющей силы P_y и тяги P совпадают, можно записать

$$\overline{P}_y = \frac{P_y}{P} = \\ = f\left(\mathrm{M}_a, \mathrm{M}_1, \mathrm{M}_j, k_1, \frac{p_a}{p_j}, \frac{p_j}{p_1}, \frac{\dot{m}_j}{\dot{m}_1}, \frac{l_j}{\Delta_j}, \frac{S_j}{S^*}, \Omega, \Lambda\right). \quad (8.1.1)$$

Функциональная зависимость (8.1.1) не учитывает влияния химического взаимодействия продуктов сгорания топлива двигателя с кислородом атмосферного воздуха на перераспределение давления в области следа струи. Объясняется это тем, что при инжекции атмосферных струй в перерасширенный поток значительная управляющая сила ($\overline{P}_y < 0,05$) достигается малым расходом воздуха ($\overline{\dot{m}}_j = \dot{m}_j/\dot{m}_1 < 0,01$), а следовательно, еще меньшим притоком кислорода в зону взаимодействия. Для исследуемого взаимодействия малоинтенсивных атмосферных струй отношение удельных теплоемкостей k_j и газовая постоянная R_j для воздуха считаются постоянными.

Оценим относительное влияние некоторых безразмерных комплексов в (8.1.1). Расчеты, проведенные по результатам экспериментальных исследований атмосферной инжекции, показали, что параметр M_j мал по абсолютному значению ($\mathrm{M}_j < 0,1$) и при изменении давления p_1 в допустимом диапазоне $(0,4 \ldots 0,7) \cdot 10^5$ Па изменяется незначительно. Поэтому M_j можно исключить из рассмотрения в фунциональной зависимости (8.1.1), а так как газодинамическая функция $\pi(\mathrm{M}_j) = p_j/p_{0j} > 0,990$ для любых значений k_1, можно считать $p_j \cong p_{0j} \cong p_{\text{н}}$. В соответствии с этим комплексы p_j/p_1, p_a/p_j можно преобразовать в безразмерные критерии p_{0j}/p_1 и $n = p_a/p_{\text{н}}$.

В дальнейшем ограничимся рассмотрением сопловых раструбов, имеющих углы налона образующей профиля в выходном сечении сопла $\theta < 7^\circ$. Из-за того, что угол θ в указанных пределах его изменения не оказывает существенного влияния

на проникновение скачка уплотнения, вызванного нерасчетным режимом истечения, в глубь сопла, то из функциональной зависимости исключаем параметр Λ. Это позволяет сохранить условие моделирования критериев S_j/S^* и l_j/Δ_j.

Следует отметить, что одновременное выполнение условия $S_j/S^* = \text{const}$ и $\dot{m}_j/\dot{m}_1 = \text{const}$ для испытаний на модельном и натурном двигателях невозможно. Соотношение $\dot{m}_j/\dot{m}_1$ представим в виде

$$\frac{\dot{m}_j}{\dot{m}_1} = \frac{\mathrm{M}_j}{\mathrm{M}_1}\frac{p_j}{p_1}\frac{S_j}{S^*}A,$$

где

$$A = \frac{k_j}{k_1}\frac{\sqrt{k_1(c_{p1}-c_{V1})T_{01}\left(1+\frac{k_1-1}{2}\mathrm{M}_1^2\right)^{-1}}}{\sqrt{k_jR_jT_{0j}\left(1+\frac{k_j-1}{2}\mathrm{M}_j^2\right)^{-1}}}\times$$

$$\times\mathrm{M}_1\left[\frac{2}{k_1+1}\left(1+\frac{k_1-1}{2}\mathrm{M}_1^2\right)\right]^{-\frac{k_1+1}{2(k_1-1)}}.$$

Расчеты показывают, что при испытаниях на холодном воздухе и горячем газе, который является продуктом сгорания ракетных топлив, сохранить постоянство параметра A не удается из-за большой разницы температур торможения в инжектируемой струе и основном потоке. Поэтому выполнение условия, например, $(\dot{m}_j/\dot{m}_1)_{\text{возд}} = (\dot{m}_j/\dot{m}_1)_{\text{газ}}$ возможно лишь при $(S_j/S^*)_{\text{возд}} = (S_j/S^*)_{\text{газ}}$, т. е. когда указанное равенство расходов поддерживается путем регулирования площади отверстия инжекции (или S_j/S^*). Однако при атмосферном вдуве через щелевое отверстие изменение S_j возможно при изменении либо Δ_j, либо γ. Оба способа приводили к несоблюдению соответственно параметров l_j/Δ_j и Ω.

Проведение испытаний на соплах, использующих в качестве рабочего вещества различные газы, заведомо не позволяет моделировать отношение удельных теплоемкостей k_1. Однако практически все комплексы уравнения (8.1.1) содержат k_1 в неявном виде. Поэтому с целью проверки правильности выбора тех или иных указанных безразмерных комбинаций определяющих параметров были проведены специальные испытания

по атмосферной инжекции на жидкостной двигательной установке.

Расходы компонентов топлива — окислителя АК-27 и горючего ТГ-02 — определяли в соответствии с заданным соотношением $æ = \dot{m}_o/\dot{m}_г$ и давлением в камере сгорания p_{01}. Для большинства испытаний $æ = 1,7 \ldots 1,8$, что соответствовало изменению $k_1 = 1,28 \ldots 1,29$.

Инжекция атмосферного воздуха осуществлялась путем естественного затекания его из атмосферы в перерасширенный поток сопла через щелевые отверстие прямоугольной формы. Для сравнения с результатами испытаний на холодном воздухе размеры моделей выбирали при условии сохранения равенства определяющих параметров, приведенных в табл. 8.1.1.

Оценивали влияние на $\overline{P}_y$ следующих комплексов: M_1, M_a, $\Delta l_j/\Delta_j$, S_j/S^* при $n = 0,290 \ldots 0,510$, $p_{0j}/p_1 = 1,71 \ldots 2,54$ (варианты 1—3); l_j/Δ_j, p_{0j}/p_1, M_1 при изменении l_j (варианты 2 и 5); S_j/S^*, Ω (варианты 2, 7 и 9); AS_j/S^* (вариант 9). Все остальные приведенные в табл. 8.1.1 варианты соответствовали моделям, испытания которых проводили с использованием холодного воздуха.

Результаты проведенных исследований показаны на рис. 8.1.13.

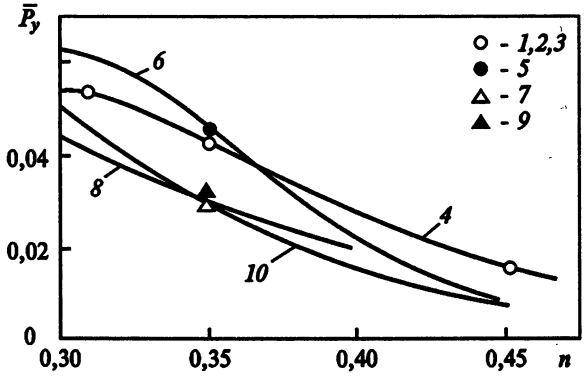


Рис. 8.1.13. Сравнение результатов испытаний на холодном воздухе (сплошные линии) и горячем газе (точки) (номера кривых соответствуют номерам испытаний в табл. 8.1.1)

Таблица 8.1.1

Вариант испытания	Рабочее вещество в сопле	Моделирующие параметры							
		n	$\frac{l_j}{\Delta_j}$	$\frac{S_j}{S^*}$	M_1	M_a	$\frac{p_{0j}}{p_1}$	Ω	$A\frac{S_j}{S^*}$
1	Продукты сгорания	0,294	2,50	1,09	3,30	3,47	2,54	0,69	0,281
2	То же	0,355	2,50	1,09	3,30	3,47	2,22	0,69	0,281
3	» »	0,453	2,50	1,09	3,30	3,47	1,71	0,69	0,281
4	Воздух	0,29–0,51	2,48	1,10	3,30	3,49	2,54–1,50	0,70	0,110
5	Продукты сгорания	0,357	3,45	1,09	3,19	3,47	1,89	0,739	0,281
6	Воздух	0,29–0,51	3,44	1,10	3,19	3,49	2,15–1,27	0,740	0,110
7	Продукты сгорания	0,356	2,50	0,754	3,3	3,47	2,23	0,522	0,192
8	Воздух	0,29–0,51	2,48	0,754	3,3	3,49	2,54–1,50	0,523	0,0754
9	Продукты сгорания	0,355	4,10	0,669	3,3	3,47	2,22	0,69	0,169
10	Воздух	0,29–0,51	4,00	0,669	3,3	3,49	2,54–1,50	0,69	0,068

Согласно полученным данным, определяющими параметрами, при которых соблюдается равенство управляющей силы для модельного и натурного двигателей, являются M_1, M_a, n, p_{0j}/p_1, l_j/Δ_j, S_j/S^*, Ω. Это равенство не достигается при моделировании параметра AS_j/S^* и нарушении для них соответствия компонентов l_j/Δ_j, S_j/S^*.

Физическая картина течения при взаимодействии малоинтенсивной атмосферной струи со сверхзвуковым перерасширенным потоком продуктов сгорания жидкостной двигательной установки и характер зависимостей $\overline{P}_y$ от конструктивных параметров ОУ остаются такими же, как при инжекции воздуха в воздушный поток.

Таким образом, проведенный анализ экспериментальных данных позволил определить совокупность определяющих параметров и получить функциональную зависимость $\overline{P}_y = f'(M_1, M_a, n, p_{0j}/p_1, l_j/\Delta_j, S_j/S^*, \Omega)$, с помощью которой можно моделировать процессы взаимодействия атмосферных струй со сверхзвуковым перерасширенным потоком сопла натурного двигателя при испытаниях на холодном воздухе.

8.2. Газодинамический орган управления с пристеночным вдувом газа в перерасширенный насадок

Газодинамический ОУ полетом использует эффект управления параметрами отрывного течения путем вдува пристеночных малоинтенсивных струй в канал с внезапным их расширением. ОУ (рис. 8.2.1) представляет собой насадок *3*, имеющий начальный (входной) диаметр $d_н$ несколько большего размера, чем выходной диаметр сопла d_a. Насадок может быть цилиндрическим или коническим и должен жестко крепиться непосредственно к соплу *1* или хвостовому отсеку *2*.

Управление параметрами потока осуществляется несимметричным вдувом тангенциальных малоинтенсивных струй через зазоры между соплом и насадком. Благодаря инжекции струй давление перераспределяется по внутренней поверхности насадка, что приводит к появлению управляющей силы P_y.

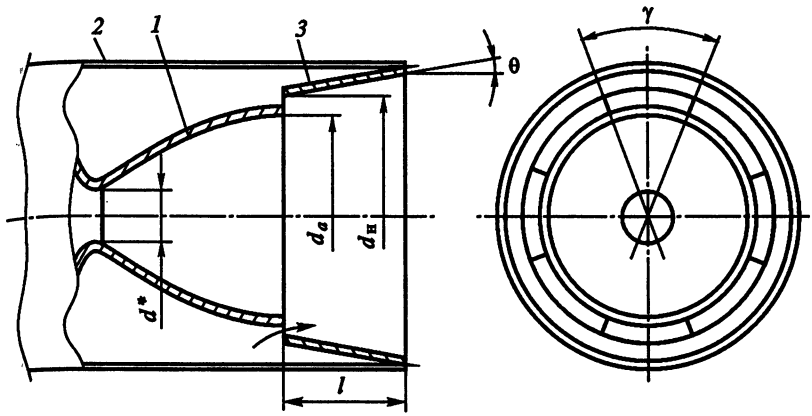


Рис. 8.2.1. Схема газодинамического ОУ:
1 – сопло; *2* – хвостовой отсек; *3* – насадок

Применение насадка позволяет создать давление в основном потоке меньше атмосферного $p_н$, поэтому в качестве рабочего тела инжектируемой струи можно использовать воздух.

Эксперименты предусматривали определение влияния на боковую управляющую силу режимов течения в сопле, а также конструктивных параметров насадка: длины l, угла раскрытия θ, начального диаметра (высоты уступа $h = (d_н - d_a)/2$), а также угла раскрытия γ отверстия вдува.

Исследования проводили на моделях осесимметричных профилированных сопел с диаметром критического сечения $d^* = 35{,}85$ мм. Насадки имели коническую или цилиндрическую форму. Все варианты моделей испытывали на холодном воздухе. В качестве инжектируемого газа использовали воздух, поступающий в насадок через специальные отверстия инжекции либо путем естественного затекания из атмосферы, либо принудительной подачей из отдельной емкости с давлением p_{0j}.

При обработке результатов управляющую силу приводили к безразмерному виду $\overline{P}_y = P_y/P_{\max}$. В качестве одного из определяющих параметров принимали коэффициент нерасчетности n потока в сопле, значение которого изменяли, варьируя полное давление в камере установки.

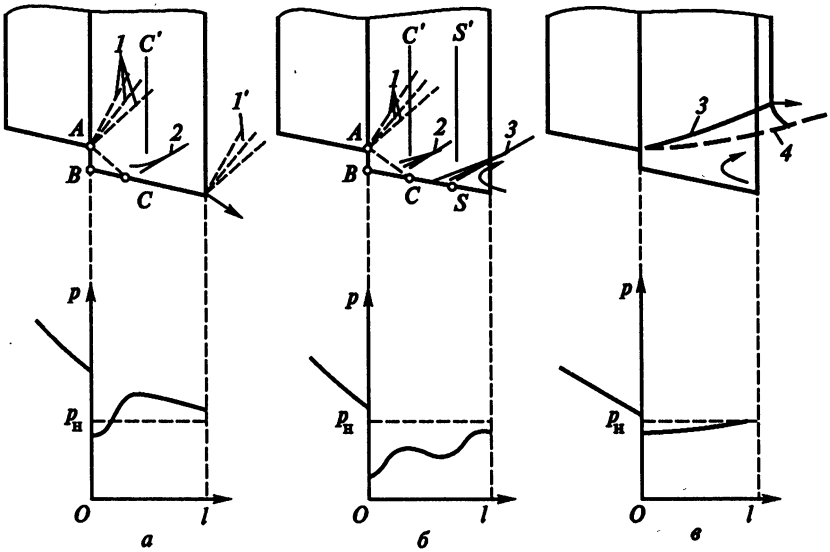


Рис. 8.2.2. Структуры течения и распределения давления в насадке при отсутствии инжекции

Геометрические характеристики моделей и диапазоны параметров исследуемых режимов имели следующие значения: $M_a = 3{,}23$; $\overline{h} = (d_н - d_a)/2d_a = 0 \ldots 0{,}0522$; $\theta = 0 \ldots 16°$; $\gamma = 0 \ldots 70°$; $\overline{l} = l/d_a = 0{,}157 \ldots 0{,}47$; $p_{0j}/p_н = 1 \ldots 3$; $n = 0{,}2 \ldots 1{,}2$.

В зависимости от перерасширения газового потока в насадке и его конструктивных особенностей структуры течения оказались различными.

Если основной поток в насадке недорасширен (рис. 8.2.2, *а*) и отсутствует инжекция вторичных струй, то на срезе сопла он, пройдя через волну разрежения *1*, отрывается, в результате чего образуется внутренняя кольцевая рециркуляционная зона с продольным сечением ABC. В сечении CC' поток присоединяется к поверхности насадка, что сопровождается повышением давления и появлением скачка уплотнения *2*. Поскольку в рассматриваемом случае давление в выходном сечении насадка больше атмосферного, то за ним происходит дальнейшее расширение основного потока в волне расширения $1'$.

Перерасширение основного потока в насадке изменяет структуру течения внутри него. С уменьшением коэффициента нерасчетности возникающий в выходном сечении насадка скачок уплотнения *3* (рис. 8.2.2, *б*) перемещается вверх по потоку, взаимодействует с пограничным слоем на обтекаемой поверхности насадка и вызывает отрыв потока (сечение SS'). Возможен такой режим, когда область отрыва достигает зоны присоединения основного потока к поверхности насадка (сечение CC'). При этом область за скачком *3* с давлением, близким к атмосферному, проникает в рециркуляционную зону ABC, что приводит к ее ликвидации. В результате образуется структура течения внутри насадка, показанная на рис. 8.2.2, *в*. Основной поток *4* не присоединяется к поверхности насадка, а скачок уплотнения *3* начинается со среза сопла.

Из анализа физической картины течения внутри насадка можно сделать вывод, что ОУ будет работоспособен при таких режимах течения основного потока, когда устанавливается структура, представленая на рис. 8.2.2, *б*.

Эксперименты позволили выявить диапазон изменения конструктивных параметров, при которых реализуется требуемая устойчивая структура течения (рис. 8.2.3) Этим

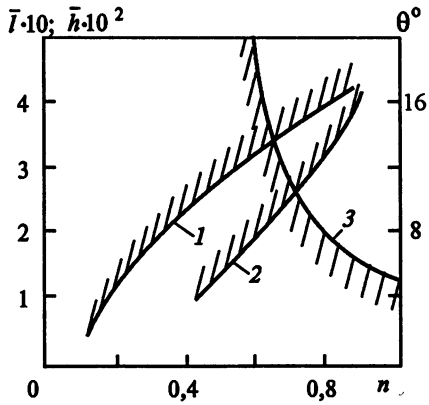


Рис. 8.2.3. Графики для определения значений $\bar{h}$, $\bar{l}$, θ, соответствующих устойчивой структуре течения в насадке:
1 – $\theta = \theta(n)$ при $\bar{h} = 0,0306$, $\bar{l} = 0,462$; *2* – $\bar{h} = h(n)$ при $\theta = 16°$, $\bar{l} = 0,308$; *3* – $\bar{l} = l(n)$ при $\theta = 16°$, $\bar{h} = 0,0306$

значениям конструктивных параметров соответствуют незаштрихованные области, расположенные справа от кривых *1*, *2* и *3* на рис. 8.2.3. Например, если коэффициент нерасчетности потока в основном сопле $n = 0,8$ и выбраны угол раскрытия насадка $\theta = 16°$, относительная высота уступа $\overline{h} = 0,0306$, то значение $\overline{l}$ должно быть не менее 0,2; если же $\theta = 16°$, $\overline{l} = 0,308$, то при этом же значение n должно выполняться условие $\overline{h} < 0,032$.

При несимметричной инжекции низконапорной пристеночной струи возможны несколько режимов течения. Каждому из них соответствует определенная совокупность конструктивных параметров $\overline{l}$, $\overline{h}$ θ, γ.

Если разность диаметров насадка и сопла такова, что имеет место развитое отрывное течение, то увеличение расхода выдуваемого газа вызывает повышение давления в этой области. Одновременно область присоединения потока смещается к выходному сечению насадка. Поэтому может наступить такой момент, когда область следа «откроется», т. е. размеры зоны отрывного течения превысят длину насадка. Структура течения при этом изменится. В область следа будет проникать атмосферный воздух с давлением $p_н$. Такая структура потока не установится, если $\overline{h} \ll \overline{l}$. В этом случае течение в области следа с увеличением подводимой массы газа или отношения p_{0j}/p_a пройдет все этапы.

Однако скачок уплотнения, возникающий из-за перерасширения истекающего из насадка потока газа, может существенно изменить структуру течения в его выходном сечении (рис. 8.2.4). Разность скоростей инжектируемого и внешнего потоков и наличие вязкости приводит к образованию струйного слоя смешения с неравномерным профилем скорости. Область у поверхности насадка за отверстием инжекции становится низкоэнергетической по сравнению со всеми другими областями невозмущенного потока. Взаимодействие скачка уплотнения с низкоэнергетическим струйным подслоем создает более благоприятные условия для зарождения отрыва в области следа вдуваемой струи, чем во всех других частях вне зоны возмущения основного потока. Вторичный отрыв в области следа

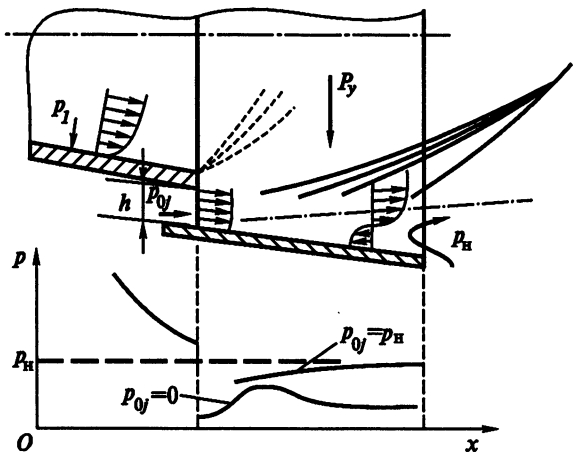


Рис. 8.2.4. Структура течения и распределение давления при тангенциальном вдуве низконапорной струи в насадок

инжектируемой струи может распространяться фактически до места соединения насадка с соплом. Такая структура течения приводит к несимметричному распространению давления по поверхности насадка, а следовательно, к появлению боковой управляющей силы.

При несимметричной тангенциальной инжекции в перерасширенный насадок значение $\overline{P}_y$ зависит как от конструктивных параметров насадка, так и от коэффициента n для основного сопла (рис. 8.2.5). Так как инжекция осуществлялась из атмосферы, то полное давление вдува $p_{0j} = p_н$ для всех исследуемых режимов не менялось. Участку $MN(M'N')$ соответствуют режимы течения по соплу, при которых формируется устойчивое обтекание насадка. С увеличением коэффициента n управляющая сила уменьшается, что объясняется, во-первых, сокращением протяженности зоны течения, занятой вторичным отрывом потока в области следа вдуваемой струи, и, во-вторых, возрастанием статического давления во всех областях течения, а следовательно, уменьшением избыточного давления $\Delta p = p_н - p$.

Для создания одной и той же боковой управляющей силы при неодинаковых конструктивных параметрах насадка тре-

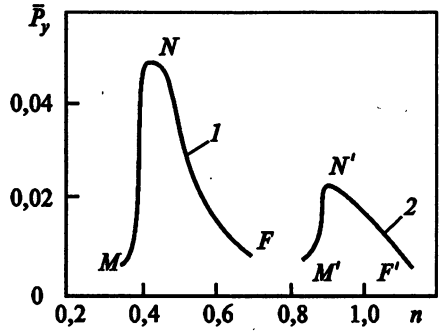


Рис. 8.2.5. Зависимость $\overline{P}_y$ от n при тангенциальной инжекции атмосферной струи в перерасширенный насадок ($\bar{l} = 0,462$, $\gamma = 70°$):
1 – $\overline{h} = 0,0306$, $\theta = 8°$; *2* – $\overline{h} = 0,0501$, $\theta = 16°$

буются различные расходы воздуха, а следовательно, эффективность ОУ, определяемая соотношением $\Phi = \overline{P}_y/\overline{\dot{m}}_j$, будет различной. Так, согласно результатам экспериментов, приведенных на рис. 8.2.5, при использовании насадка с $\overline{h} = 0,0306$ (кривая *1*) для создания $\overline{P}_y = 0,017$ требуется относительный расход $\overline{\dot{m}}_j = 0,0052$, поэтому $\Phi = 3,3$; для насадка с $\overline{h} = 0,501$ $\overline{\dot{m}}_j = 0,0029$ и значение $\Phi = 5,84$.

Для выбора конструктивных парамеров насадка, который может реализовать требуемую боковую управляющую силу $\overline{P}_y$, можно воспользоваться экспериментальными результатами, приведенными на рис. 8.2.6. Кроме зависимостей для $\overline{P}_y$, здесь приведены данные о приращении тяги $\Delta\overline{P}_x = \Delta P_x/P_{\max}$ при тангенциальном атмосферном вдуве в расширяющиеся насадки различной длины. Характер изменения графиков полностью подтверждается рассмотренной структурой течения и особенностями ее трансформации при различном перерасширении основного потока.

При атмосферной инжекции ($p_{0j} = p_н$) с увеличением коэффициента n сила P_y уменьшается. Повысить ее значение за счет изменения p_{0j} при тангенциальном вдуве не представляется возможным (рис. 8.2.7 сплошные линии). Однако, варьируя направление потока, например вдувом поперечных струй,

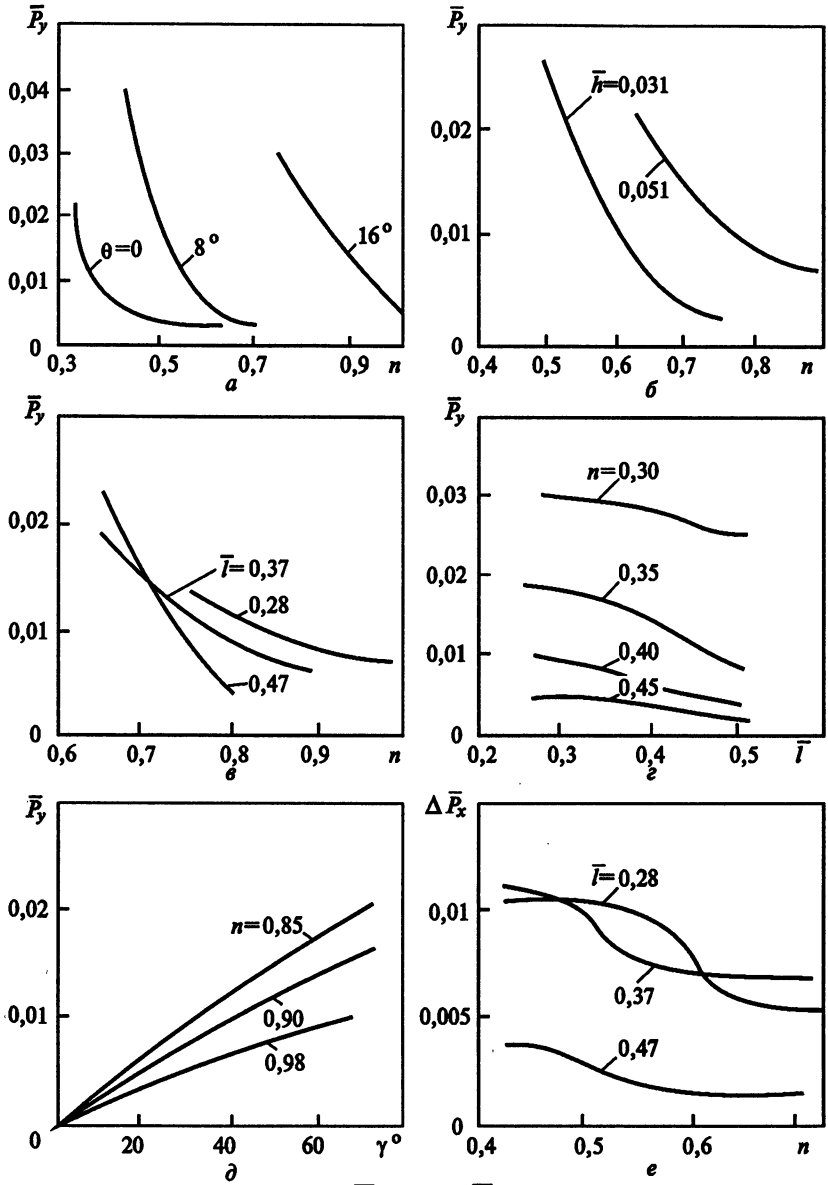


Рис. 8.2.6. Зависимости $\overline{P}_y$ и $\Delta\overline{P}_x$ от конструктивных параметров ОУ при тангенциальном вдуве атмосферных струй в насадок:

а – $\overline{l} = 0,47$, $\overline{h} = 0,031$, $\gamma = 70°$; *б* – $\overline{l} = 0,36$, $\theta = 8°$, $\gamma = 70°$; *в* – $\overline{h} = 0,052$, $\theta = 8°$, $\gamma = 70°$; *г* – $\overline{h} = 0,031$, $\theta = 0$; *д* – $\overline{l} = 0,47$, $\overline{h} = 0,031$, $\theta = 16°$; *е* – $\overline{h} = 0,031$, $\theta = 8°$, $\gamma = 70°$

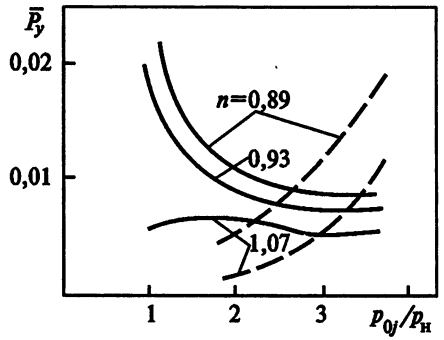


Рис. 8.2.7. Зависимость $\bar{P}_y$ от $p_{0j}/p_н$ при тангенциальном и поперечном вдуве струи в перерасширенный насадок (l=0,462, $\gamma = 70°$, $\bar{h} = 0{,}0501$)

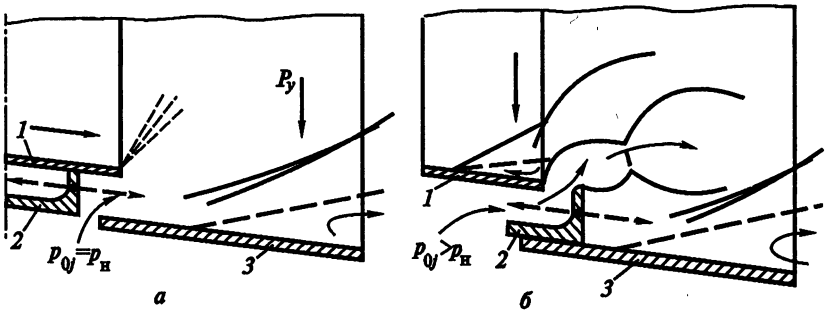


Рис. 8.2.8. Положение задвижки при тангенциальном (*а*) и поперечном (*б*) вдуве:
1 – сопло; *2* – задвижка; *3* – насадок

можно получить требуемый уровень управляющих сил (см. рис. 8.2.7 штриховая линии). Направление вдува струй можно изменить специальной задвижкой (рис. 8.2.8). При положении задвижки *2*, изображенном на рис. 8.2.8, *а*, имеет место тангенциальная инжекция в насадок *3*. Если задвижка вдвинута за срез сопла *1* (рис. 8.2.8, *б*), то осуществляется поперечный вдув.

8.3. Газодинамические интерцепторы и щитки

Экспериментальное моделирование процессов обтекания газодинамических интерцепторов и щитков в перерасширенном сопле показывает, что при расчете управляющей силы

необходимо учитывать эффекты, обусловленные воздействием атмосферной среды на внутреннее течение за ОУ.

8.3.1. Торцевые и «уголковые» интерцепторы в перерасширенном сопле

Требуемую управляющую силу можно получить путем введения интерцепторов в поток продуктов сгорания твердого топлива вблизи выходного сечения сопла двигательной установки. Четыре симметрично расположенных интерцептора могут обеспечивать управление по тангажу, рысканию и крену. Если интерцептор имеет затупленную переднюю поверхность, то около него образуется развитая зона отрыва с избыточным давлением. Это приводит к появлению управляющей силы P_y. Вследствие сопротивления интерцептора уменьшается тяга, создаваемая соплом. Ее потери ΔP_x в основном обусловлены перераспределением давления по интерцептору, так как небольшое увеличение тяги вследствие повышения давления на стенках сопла перед интерцептором в значительной степени компенсируется ее уменьшением в зоне разрежения за ним.

Были проведены испытания интерцепторов, имеющих различную форму лобовой поверхности. В сверхзвуковое осесимметричное сопло, для которого на стенке в выходном сечении $M_a = 3,5$, на различном расстоянии от его среза помещали интерцепторы и путем изменения давления торможения меняли степень перерасширения потока.

На рис. 8.3.1 показана зависимость относительной управляющей силы $\overline{P}_y = P_y/P_{\max}$ от относительного расстояния интерцептора до выходного сечения сопла $\bar{l}_c = l_c/L$ (где L — длина сверхзвуковой части сопла; $P_{\max}$ — тяга при истечении струи в пустоту). Характер кривых определяется степенью перерасширения потока на выходе из сопла, т. е. значением коэффициента нерасчетности n. Существование такой зависимости $\overline{P}_y$ от $\bar{l}_c$ связано с непосредственным воздействием атмосферной среды, проникающей внутрь сопла, на течение в области следа за интерцептором. При значениях $n > 0,7$ среда вблизи выходного сечения не оказывает существенного влияния на структуру обтекания интерцептора. Экспериментальные исследования выявили, что конфигурация и размеры

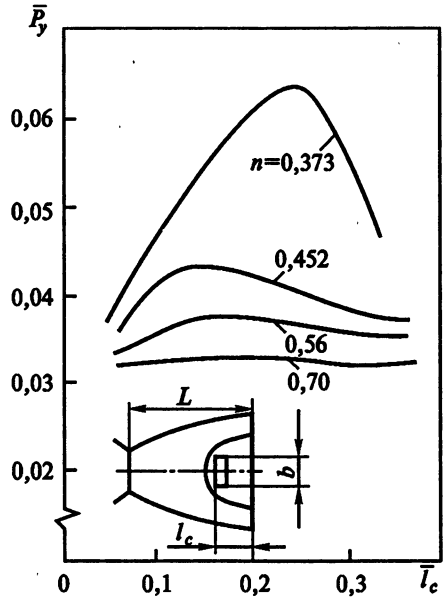


Рис. 8.3.1. Зависимость относительной управляющей силы $\overline{P}_y$ от места расположения интерцептора в сопле и коэффициента нерасчетности ($M_a = 3{,}5$, $b/h = 1{,}67$, $b/d_a = 0{,}2$)

зоны отрывного течения перед интерцептором при смещении его внутрь сопла, т. е. при увеличении $\overline{l}_c$ до 0,5, практически не меняются. Однако рост статического давления компенсирует и уменьшение числа M_1 перед интерцептором, приводящее к падению давления в передней зоне отрыва. Этим и объясняется постоянство $\overline{P}_y$ при изменении $\overline{l}_c$.

Если поток у среза сопла значительно перерасширен, а интерцептор расположен достаточно близко к его выходному сечению, то в область следа за интерцептором будет проникать атмосферная среда с повышенным давлением, вызывая рост управляющей силы. Этому условию на рис. 8.3.1 соответствует, например, режим течения, для которого $n = 0{,}373$. С возрастанием $\overline{l}_c > 0{,}26$ наступит момент, когда управляющая сила начнет уменьшаться и достигнет значения, при

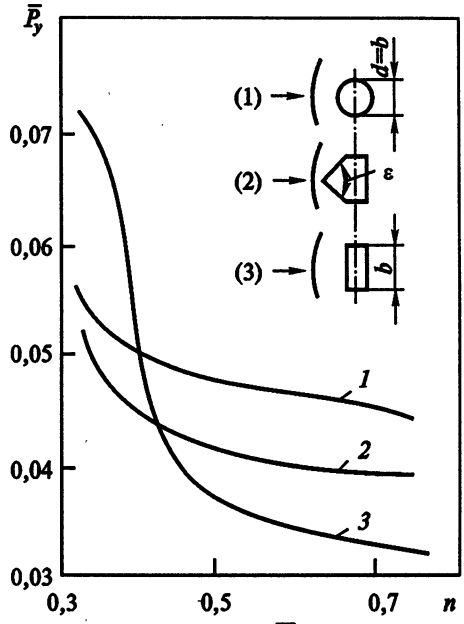


Рис. 8.3.2. Зависимость $\bar{P}_y$ от n для интерцепторов с цилиндрической (*1*), угловой (*2*) и торцевой (*3*) лобовой поверхностью ($M_1 = 3{,}3$, $M_a = 3{,}5$, $l/h = 1{,}67$)

котором влияние атмосферной среды у среза сопла не будет сказываться.

На управляющую силу, создаваемую интерцептором, существенно влияет форма его лобовой поверхности (рис. 8.3.2). Интерцепторы устанавливали в сверхзвуковой части сопла на расстоянии $\bar{l}_c = 0{,}25$ от его среза. При $n > 0{,}56$ практически отсутствовало воздействие отрывных течений у среза сопла на общую структуру обтекания ОУ.

Согласно результатам испытаний, эффективность интерцептора с угловой лобовой поверхностью ($\varepsilon = 120°$) выше, чем с торцевой ($\varepsilon = 180°$). Так как интерцепторы находились в одинаковых условиях обтекания, имели одни и те же высоту h, ширину b и форму донного среза, а следовательно, равное осредненное давление в зонах отрыва, разница в значениях управляющей силы определялась размерами области отрывного течения в окрестности интерцептора.

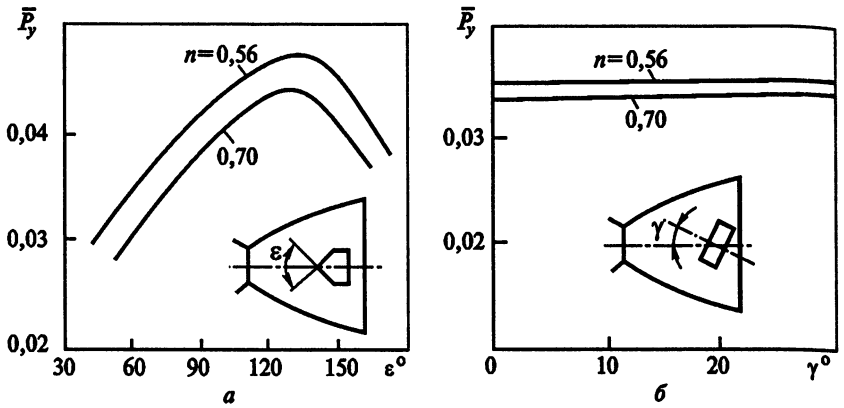


Рис. 8.3.3. Зависимость $\overline{P}_y$ от угла раскрытия ε лобовой поверхности интерцептора (*а*) и угла γ его поворота (*б*) ($M_a = 3{,}5$, $b/h = 1{,}67$, $l_c/L = 0{,}25$):
а - $b/h = 1{,}67$; *б* - $b/d_a = 0{,}2$

Существует оптимальный угол раскрытия ε лобовой поверхности интерцептора, при котором сила P_y достигает своего максимального значения. На рис. 8.3.3, *а* видно, что при малых углах ε интенсивность скачка уплотнения перед интерцептором мала, что приводит к небольшим возмущениям потока в сопле. С увеличением ε возникает развитое отрывное течение и при $\varepsilon = 120^\circ$ создаются условия, соответствующие максимальному распространению возмущений в боковом направлении.

Наибольшую эффективность имеет интерцептор, выполненный в виде цилиндра (см. рис. 8.3.2), что обусловлено малыми размерами донной области течения с пониженным давлением. Однако такая его форма не позволяет осуществлять управление по крену, что может быть достигнуто применением интерцепторов с угловой или торцевой поверхностью.

Следует отметить слабое влияние каналов управления при повороте интерцептора (например, с торцевой поверхностью) вокруг вертикальной оси для создания момента крена. Как и при внешнем обтекании, существует диапазон углов поворота $\gamma = 0 \ldots 30^\circ$, для которого P_y сохраняется неизменной (рис. 8.3.3, *б*).

8.3.2. Газодинамические щитки в перерасширенном сопле

При расположении газодинамических ОУ в соплах двигателей, работающих с перерасширением, нужно учитывать особенности образования сложной структуры течения вблизи среза сопла. Связано это прежде всего с воздействием вносимых ОУ возмущений на зону взаимодействия скачка уплотнения, образованного из-за нерасчетного режима истечения основного потока, с пограничным слоем в выходном сечении сопла. Если размещаемые внутри сопла ОУ выполнены в виде газового руля, щитка или интерцептора, то возмущения вызваны отрывом основного потока за этими устройствами.

Структуры обтекания газодинамического щитка *2*, установленного внутри перерасширенного сопла *1* под различными углами поворота $\beta_{щ}$, показаны на рис. 8.3.4.

Для малых углов поворота $\beta_{щ}$ (см. рис. 8.3.4, *а*) скачок уплотнения *3* перед щитком не вызывает отрыва основного потока. За щитком же имеет место отрывное течение с образованием зоны *4* пониженного давления и области *7* присоединения

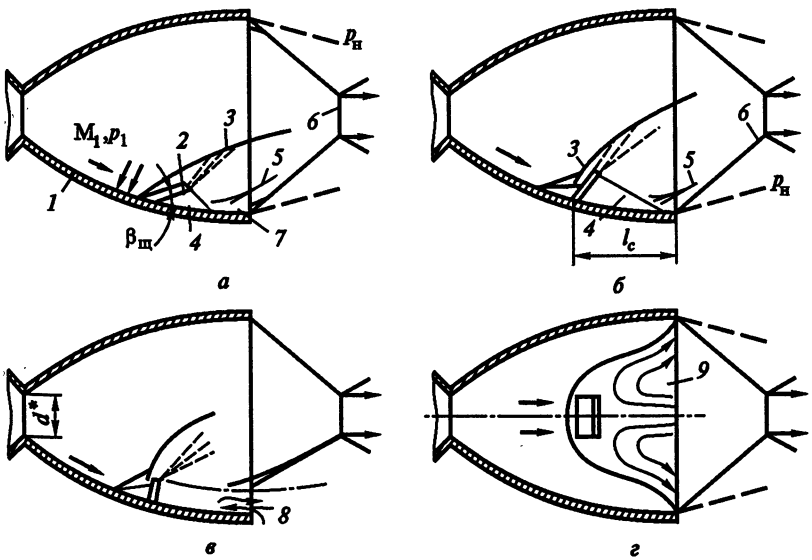


Рис. 8.3.4. Структуры обтекания газодинамического щитка в перерасширенном сопле

потока. В скачке уплотнения *5* происходит изменение параметров течения до значений, примерно соответствующих изоэнтропическому расширению невозмущенного потока в этом сечении сопла. Так как сопло перерасширено, т. е. давление p_a на срезе сопла меньше давления $p_н$ в атмосфере, за выходным его сечением образуется система скачков уплотнения *6* (скачков «нерасчетности»), вызванных торможением сверхзвукового потока атмосферной средой. Управляющая сила в этом случае определяется избыточным положительным давлением на щитке и отрицательным за ним (в донном следе).

С увеличением угла поворота $\beta_щ$ (см. рис. 8.3.4, *б*) перед и за щитком появляется единая зона пространственного отрывного течения. Присоединение потока происходит ближе к срезу сопла. Наконец, при дальнейшем возрастании $\beta_щ$ наступает такой момент (см. рис. 8.3.4, *в*), когда след за щитком «открывается», т. е. область присоединения *7* выходит за пределы сопла. В этом случае во всей зоне *9* (см. рис. 8.3.3, *г*) за щитком будет наблюдаться возвратное атмосферное течение *8* с давлением, близким к $p_н$. При такой структуре взаимодействия основного потока со щитком и атмосферой значительную часть P_y составляет сила, обусловленная затеканием среды в область следа со стороны среза сопла.

На рис. 8.3.5 приведены экспериментальные зависимости $\overline{P}_y$ от n при обтекании щитков с углом наклона $\beta_щ$, равным 10 (кривая *1*) и 20° (кривая *2*), когда перед щитками не возникает развитого отрывного течения. Щиток имел форму прямоугольника с относительными размерами $\bar{b} = b/d^* = 0,670$ и $\bar{l}_щ = l_щ/d^* = 0,585$. Сопло с диаметром критического сечения $d^* = 35,85$ мм было спрофилировано на число $M_a = 3,5$, в сечении перед щитком $M_1 = 3,3$. Испытания проводили на холодном воздухе. Для сравнения на этом же графике приведены кривые $1'$ и $2'$, рассчитанные без учета вносимых щитком возмущений на течение у среза сопла.

Видно, что в диапазоне коэффициентов нерасчетности $n = 0,25 \ldots 0,45$ значения силы превышают соответствующие значения силы, обусловленной только повышением давления на передней поверхности щитка. С увеличением n разность

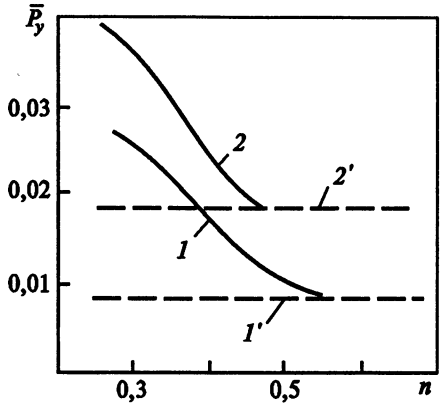


Рис. 8.3.5. Зависимость управляющей силы, создаваемой щитком в сопле, от коэффициента нерасчетности

между ними уменьшается. Объясняется это существованием за щитком области повышенного давления из-за проникновения атмосферной среды со стороны среза сопла. Для области вторичного отрыва зависимость осредненного относительного давления от коэффициента нерасчетности аппроксимируется функцией $p/p_{\text{н}} = 1,47 - 2n$.

Управляющую силу, создаваемую газодинамическим щитком в перерасширенном сопле при условии, когда атмосферная среда проникает в область следа за ним, можно рассчитать по формуле

$$\overline{P}_y = \overline{P}_{\text{щ}} + \Delta\overline{P},$$

где $\overline{P}_{\text{щ}} = P_{\text{щ}}/P_{\max}$; $P_{\text{щ}}$ — сила, обусловленная перераспределением давления на щитке; $\Delta\overline{P} = \Delta P/P_{\max}$ — относительная сила, вызванная возвратным атмосферным течением,

$$\Delta\overline{P} = \frac{2\left[(p_{\text{н}}/p_0)(1,47-2n) - \pi\left(\text{M}_{\text{ср}}\right)\right]}{\pi\varepsilon(1)\,z(\text{M}_a)} \times$$
$$\times \left\{\left[\left(\frac{\bar{l}_c}{\cos\theta_{\text{ср}}} + \bar{l}_{\text{щ}}\cos\beta_{\text{щ}}\right)\text{tg}\alpha + \bar{b}\right] \times \right. \qquad (8.3.1)$$
$$\left. \times \left(\frac{\bar{l}_c}{\cos\theta_{\text{ср}}} - \bar{l}_{\text{щ}}\cos\beta_{\text{ср}}\right)\right\}\cos\theta_{\text{ср}},$$

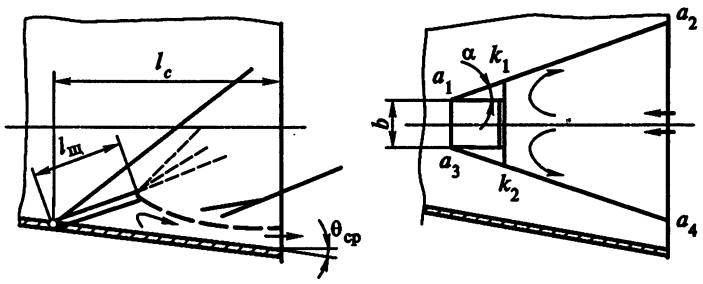


Рис. 8.3.6. Схемы к расчету управляющей силы

где p_0 — давление в камере двигателя; $\varepsilon(1)$, $\pi(\mathrm{M_{ср}})$, $z(\mathrm{M}_a)$ — газодинамические функции; $\alpha = \arcsin(1/\mathrm{M}_1)$; $\mathrm{M_{ср}}$ — осредненное число Маха в невозмущенном потоке между сечениями, проходящими через начало щитка и срез сопла.

Соотношение (8.3.1) получено из условия, что в области взаимодействия основного и атмосферного потоков кривизна сопла пренебрежимо мала, размеры возмущенной зоны течения ограничены линиями a_1a_2 и a_3a_4 слабых возмущений, срезом сопла и линией k_1k_2, совпадающей с проекцией верхней кромки щитка на внутреннюю поверхность сопла (рис. 8.3.6).

Следует отметить, что рассмотренная модель течения соответствует условию, при котором область присоединения оторвавшегося основного потока за щитком достигает зоны падения на внутреннюю поверхность сопла скачка уплотнения, вызванного нерасчетным режимом истечения потока.

8.3.3. «Тангенциальные» щитки в сопле с насадкой

Управление вектором тяги, создаваемой с помощью снабженного насадком *4* сопла *1* (рис. 8.3.7, *а*), можно осуществлять путем несимметричного выдвижения пластины *2* (*2′*), скользящей по внутренней поверхности насадка. Такой ОУ называют «тангенциальным» щитком. Щиток имеет клинообразную форму в плане, его высота $h = (d_{\mathrm{н}} - d_a)/2$, где $d_{\mathrm{н}}$, d_a — соответственно диаметры насадка и выходного сечения сопла.

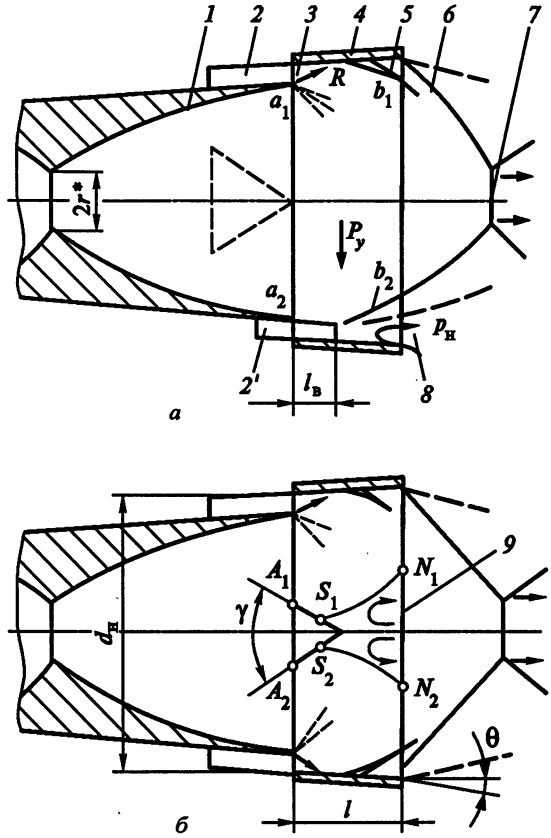


Рис. 8.3.7. Структура течения в сопле с насадком и «тангенциальным» щитком

Если щиток расположен вне потока (положение *2*), то отрывное течение с кромки a_1 излома образующей сопла присоединяется к поверхности насадка (область R) с образованием зоны отрыва *3* и скачка уплотнения *5*. Геометрические размеры насадка таковы, что в выходном его сечении $b_1 b_2$ поток перерасширен (давление в атмосфере $p_н$ больше давления p_1 в потоке на срезе насадка). Взаимодействие такого потока с атмосферной средой сопровождается образованием системы скачков уплотнений *6* и *7*. Интенсивность скачка *6* мала, и он не вызывает отрыва основного потока от внутренних стенок насадка вблизи его выходного сечения b_1 b_2.

При выдвижении «тангенциального» щитка к срезу насадка область R перемещается в этом же направлении. Наступит такой момент (положение $2'$), когда поток не будет присоединяться к поверхности насадка и за щитком образуется открытый донный след. Это приведет к проникновению атмосферной среды с повышенным давлением ($p_н > p_1$) в область отрыва и образованию возвратного течения *8*. На сопловом насадке со стороны пластины в области *9* и на обтекаемой основным потоком поверхности щитка будет действовать избыточное положительное давление, создающее управляющую силу P_y.

На рис. 8.3.8 приведены графики распределения давления в плоскости симметрии «тангенциального» щитка. Кривая *1* показывает изменение давления в сопловом раструбе до места сопряжения с насадком, а кривая *2* — по насадку при отсутствии щитка. Видно, что давление за срезом сопла резко падает (аналогично течению за уступом), а затем в области присоединения потока возрастает и стремится к давлению на стенках сопла при условии продолжения его контура на длину насадка (кривая *3*). Кривая *4* иллюстрирует распределение давления, когда щиток вдвинут в насадок на $\bar{l}_в = l_в/l = 0,64$, (где l — длина насадка) и атмосферная среда с давлением $p_н > p_1$ распространяется в область следа за щитком. В этом случае давление по длине насадка меняется незначительно и его можно считать равным $0,95p_н$.

Экспериментальные результаты (рис. 8.3.9) показали, что кроме конструктивных параметров на управляющую силу влияет перерасширение потока в сопле, характеризующееся коэффициентом нерасчетности n. Чем меньше n и больше $l_в$, тем выше управляющая сила, создаваемая «тангенциальным» щитком.

Считая, что управляющая сила складывается из двух составляющих $\overline{P}_{y1}$ и $\overline{P}_{y2}$, обусловленных проникновением соответственно атмосферной среды в глубь насадка и обтеканием основным потоком поверхности щитка, можно записать

$$\overline{P}_y = P_y/P_{max} = \overline{P}_{y1} + \overline{P}_{y2}. \qquad (8.3.2)$$

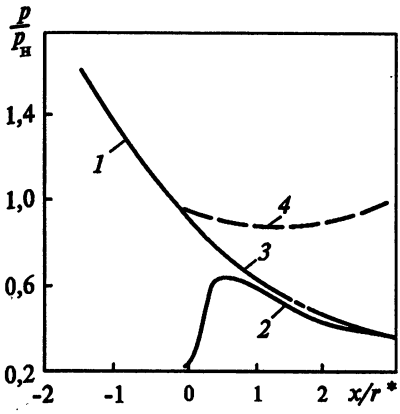


Рис. 8.3.8. Распределение давления в насадке с тангенциальным щитком и без него

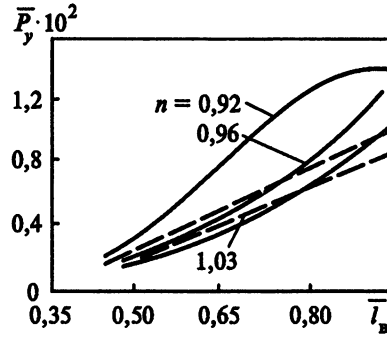


Рис. 8.3.9. Зависимость $\overline{P}_y$ от длины выдвижения «тангенциального» щитка (M_a= =3,25, γ=75°, θ=16°, l/r^*= = 2,62, $d_н/d_a = 1,06$): сплошные линии – эксперимент; штриховые линии – расчет

Выражение для вычисления составляющей $\overline{P}_{y1}$ имеет вид

$$\overline{P}_{y1} = P_{y1}/P_{\max} = \frac{\Delta p_1 S_{b1}}{2\varepsilon(1)\, p_0 z(\lambda_a)\, S^*} =$$

$$= \frac{0,5}{\varepsilon(1) z(\lambda_a) S^*}\left(0,95\frac{p_н}{p_0} - \frac{p_{ср}}{p_0}\right)\left\{2\operatorname{tg}\frac{\gamma}{2}(l_в - l + 3,6h\xi) + \right.$$

$$\left. +3,6h\xi\left[\frac{[0,95(k+1)p_н]/p_0 + (k-1)}{2k\mathrm{M}_{ср}^2 - 0,95(k+1)p_н/p_{ср} - (k-1)}\right]^{0,5}\right\}\times$$

$$\times 3,6h\xi\cos\theta, \quad (8.3.3)$$

где Δp_1 — избыточное давление в зоне возвратного течения атмосферной среды; S_{b1} — площадь $S_1S_2N_2N_1$ (см. рис. 8.3.7); λ_a — приведенная скорость в выходном сечении сопла; S^* — площадь критического сечения сопла; $h = (d_н - d_a)/2$ — высота «тангенциального» щитка; ξ — коэффициент, учитывающий протяженность области присоединения, равный 1,8; k — отношение удельных теплоемкостей; $p_{ср}$, $\mathrm{M}_{ср}$ — осредненные давление и число Маха на участке насадка длиной $(l - l_в)$ при отсутствии в потоке щитка.

Для составляющей $\overline{P}_{y2}$ справедливо выражение

$$\overline{P}_{y2} = P_{y2}/P_{\max} = \frac{\Delta p_2 S_{b2}}{2\dot{\varepsilon}(1)p_0 z(\lambda_a)S^*} =$$

$$= \frac{0,25}{\varepsilon(1)\,z(\lambda_a)\,S^*}\left(\frac{p_1}{p_0} - \frac{p_{\text{дон}}}{p_0}\right)\{(l - 3,6h\xi)\,[\operatorname{tg}\frac{\gamma}{2}(l_{\text{в}} - l + \\ + 3,6h\xi) + l_{\text{в}}\operatorname{tg}\frac{\gamma}{2}]\}\cos\theta, \quad (8.3.4)$$

где $\Delta p_2 = (p_1 - p_{\text{дон}})/2$ — избыточное давление на верхней поверхности щитка; S_{b2} — площадь $A_1S_1S_2A_2$ (см. рис. 8.3.7), на которую действует давление Δp_2; $p_{\text{дон}}$ — донное давление за срезом сопла, которое может быть определено энтропийным методом (см. 2.7) или по эмпирической зависимости

$$p_{\text{дон}}/p_1 = 1/\mathrm{M}_1 - 0,1.$$

Расчеты по формулам (8.3.2)—(8.3.4) показали, что приемлемое совпадение с экспериментом (см. рис. 8.3.9) получается при следующих условиях: углы раскрытия сопла и насадка равны, истечение из сопла близко к расчетному ($n = 1$), длина насадка изменяется в диапазоне $(0 \ldots 3)r^*$.

Глава 9

УПРАВЛЕНИЕ ОБТЕКАНИЕМ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

Управление обтеканием, проявляющееся в непосредственном воздействии на поток газа около поверхности ЛА, используют для улучшения его аэродинамических свойств. Создавая требуемые условия течения вблизи поверхности ЛА, получают безотрывное или отрывное обтекание элементов его конструкций, а регулируя массоэнергообмен с отрывными зонами направленно изменяют параметры потока в возмущенных областях и тем самым повышают эффективность функционирования ОУ полетом.

Ниже приведены результаты экспериментальных и теоретических исследований различных методов управления параметрами отрывных течений. Рассмотрены вопросы, связанные с массообменом в циркуляционных зонах (перед и за ОУ), сливом пограничного слоя и тангенциальным вдувом струй. Приведены алгоритмы расчета параметров течения в областях взаимодействия потоков.

9.1. Массообмен в отрывных зонах. Отсос газа из зоны циркуляционного течения

Одним из методов управления отрывными течениями является отсос газа из застойной зоны, осуществляемый, например, через щель, расположенную вдоль линии шарниров элерона или закрылка. Отсос является эффективным средством уменьшения площади, занятой отрывным течением, и способствует направленному изменению аэродинамических характеристик обтекаемого тела. Исследования показали, что ламинарный пограничный слой более чувствителен к отсосу, чем переходный или чисто турбулентный, т. е. при одинаковых расходах отсасываемого газа точка отрыва ламинарного пограничного слоя перемещается на большее расстояние.

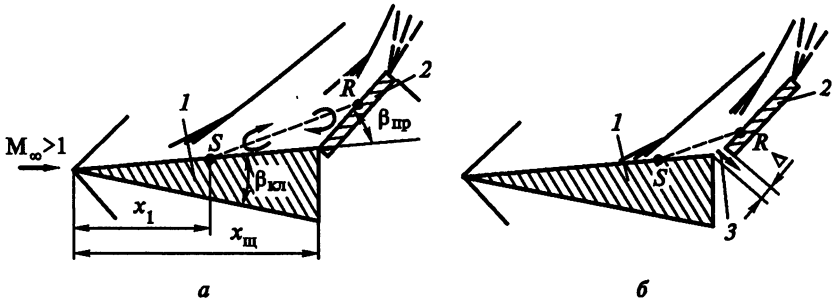


Рис. 9.1.1. Течение при отрыве потока без (*а*) и с отсосом (*б*) газа из циркуляционной зоны

Изменение характеристик при отрыве гиперзвукового ламинарного пограничного слоя исследовали на модели (рис. 9.1.1), представляющей собой клин *1* с $\beta_{кл} = 12°$, к которому был прикреплен закрылок *2* [19]. Угол отклонения закрылка $\beta_{пр}$ изменяли в диапазоне $5 \ldots 20°$. Отсос происходил в область, расположенную за донным срезом, через зазор *3* переменной ширины Δ между клином и закрылком.

На рис. 9.1.2 показаны типичные распределения давлений на поверхности клина и закрылка. Видно, что с увеличением ширины зазора Δ, а следовательно, массового расхода $\dot{m}$ отсасываемого газа зона отрывного течения постепенно сокращается и при некотором критическом размере $\Delta_{кр}$ отрыв потока полностью ликвидируется.

Характер распределения давления в возмущенных областях остается таким же и при других числах M_∞.

Результаты экспериментальных исследований показали, что в условиях ламинарного отрыва для его ликвидации достаточно отсосать небольшую массу газа из области отрывного течения.

Расход отсасываемого газа зависит от угла отклонения закрылка $\beta_{пр}$. Например, если $\beta_{пр} = 10°$, то для устранения отрыва требуется отсосать 12 % массы газа, протекающего через пограничный слой, а при $\beta_{пр} = 20°$ — уже 37,5 %. Были получены обобщенные характеристики массообмена и установлена зависимость относительного массового расхода, необходимого

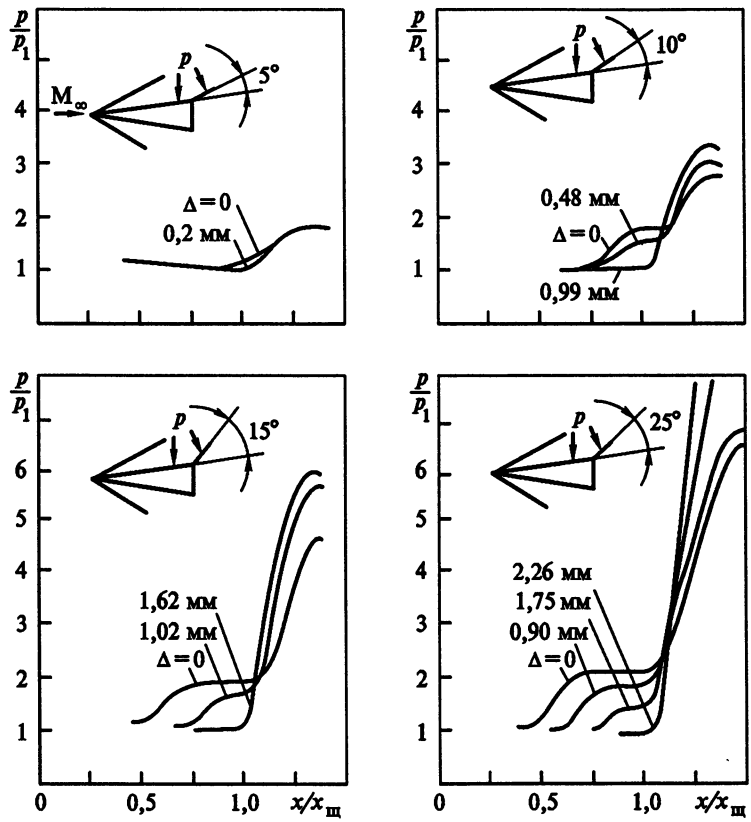


Рис. 9.1.2. Распределение давлений перед преградой при отсосе газа из ламинарной зоны ($M_\infty = 12$, $Re_{x_щ} = 2{,}76 \cdot 10^5$)

для устранения отрывного течения с заданной длиной зоны отрыва.

На рис. 9.1.3 по оси ординат отложен относительный расход $\overline{\dot{m}}_{\delta *} = \left[\dot{m}/(\rho_\delta V_\delta \delta^*)_{x_щ}\right] 100\,\%$, где $\dot{m}$ — массовый расход отсасываемого газа на единицу ширины щели *3* между клином *1* и щитком *2* (см. рис. 9.1.1), обеспечивающий полную ликвидацию застойной зоны; $(\rho_\delta V_\delta \delta^*)_{x_щ}$ — массовый расход в пограничном слое в сечении у щели; δ^* — толщина вытеснения; $x_щ$ — расстояние от передней кромки клина до щели, а по оси абсцисс — отношение $(x_щ/x_1)_{\dot{m}=0}$, где x_1 — расстояние от

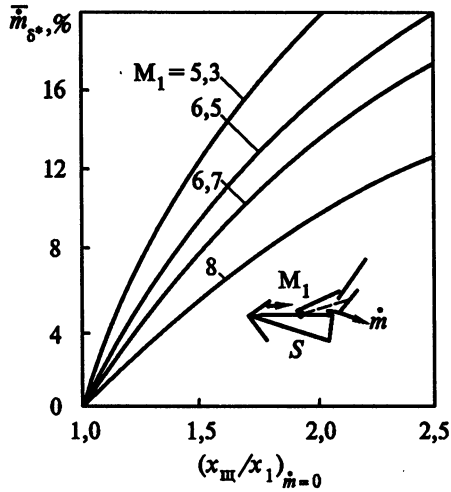


Рис. 9.1.3. Зависимость относительного массового расхода, необходимого для ликвидации отрывного течения, от протяженности области отрыва при различных числах Маха

передней кромки до точки отрыва S при условии, что отсоса нет ($\dot{m} = 0$).

Эти результаты соответствуют числам $M_1 = 5,3 \ldots 8$ и $Re_{x_{щ}} = 1,76 \ldots 5,68$. При таких условиях возникал устойчивый ламинарный пограничный слой. Размеры застойной зоны без отсоса регулировали углом поворота щитка.

Графики, приведенные на рис. 9.1.3, указывают на существенную зависимость расхода отсасываемого газа от начальной длины зоны отрыва. Например, при $M_1 = 5,3$ и относительном расстоянии $(x_{щ}/x_1)_{\dot{m}=0} = 2$ для полной ликвидации застойной зоны достаточно отсосать около 20 % массы газа, протекающего через поперечное сечение пограничного слоя у щели.

Отсос газа при турбулентном отрыве приводит к такому же эффекту, как в случае ламинарного отрывного течения. С увеличением расхода отсасываемого газа наблюдается постепенное уменьшение размеров зоны отрывного течения.

На рис. 9.1.4 приведены кривые распределения давления в возмущенных областях при обтекании преграды потоком воздуха с $M_\infty = 1,93$ и $Re_x = 6,4 \cdot 10^6$. Отсос осуществляли через щель между преградой и обтекаемой поверхностью. Угол наклона преграды $\beta_{пр}$ изменяли в диапазоне $8 \ldots 16°$, высота щели составляла 1,27 мм и 2,54 мм. При отсутствии отсоса измеренное давление на преграде ниже теоретического (штриховая линия на рис. 9.1.4). Это означает, что область отрыва охватывает всю поверхность преграды. С увеличением расхода отсасываемого газа, а следовательно, и относительной его величины $\overline{\dot{m}}_{\delta^{**}} = \dot{m}/(\rho_\infty V_\infty \delta^{**})$ давление на ней возрастает и течение в «углу сжатия» приближается к течению невязкого газа. Например, при относительном расходе $\overline{\dot{m}}_{\delta^{**}} = 1,74$ зона отрыва исчезает. Графики изменения давления у основания преграды в зависимости от расхода $\overline{\dot{m}}_{\delta^{**}}$ позволяют определить такое его критическое значение $(\overline{\dot{m}}_{\delta^{**}})_{кр}$, которое соответствует ликвидации отрывного течения.

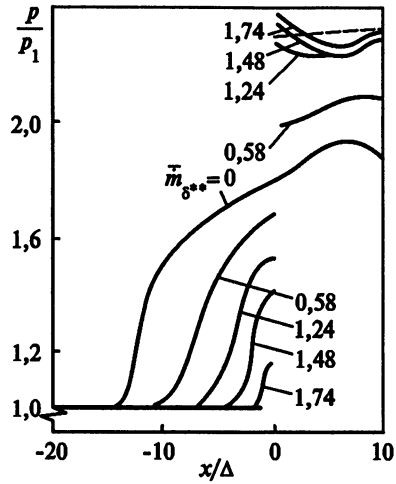


Рис. 9.1.4. Распределение давления при отсосе газа из застойной зоны перед наклонной преградой ($\Delta = 2,54$ мм, $\beta_{пр} = 16°$)

С увеличением расхода отсасываемого газа (рис. 9.1.5) линейно возрастает давление на поверхности преграды. При $\overline{\dot{m}}_{\delta^{**}} = 0$ давление в точке A равно давлению в зоне отрыва. Если давление достигает значения $(p/p_1)_н$, соответствующего невязкому обтеканию, то расход отсасываемого газа равен критическому $(\overline{\dot{m}}_{\delta^{**}})_{кр}$.

Отсос газа из застойной зоны может осуществляться и через систему отверстий, расположенных по всей области отрывного течения (так называемый распределенный отсос). Влияние такого отсоса с поверхности тела вращения *1* на изменение

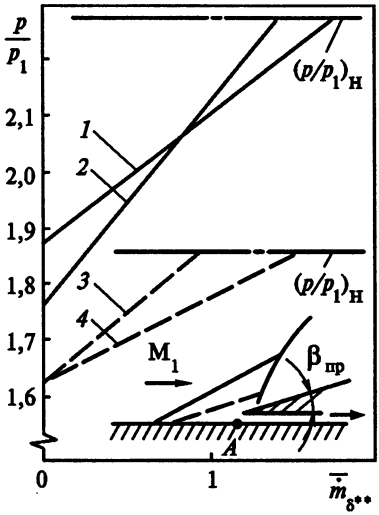


Рис. 9.1.5. Зависимость давления на преграде (в точке A) от расхода отсасываемого газа при $\beta_{пр}$, равном 16° (сплошные линии) и 12° (штриховые линии):
1, *4* – Δ = 2,54 мм; *2*, *3* – Δ = = 1,27 мм

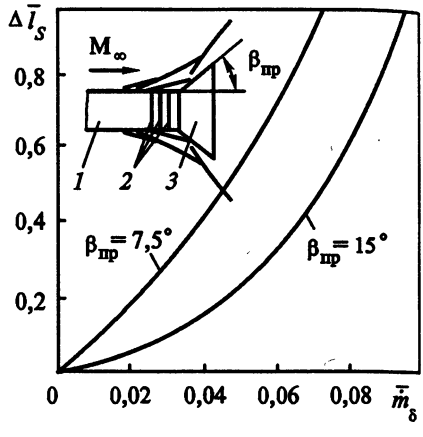


Рис. 9.1.6. Зависимость уменьшения длины зоны отрыва от расхода при распределенном отсосе газа (M_∞=2,5...3,5)

относительной длины зоны отрыва $\Delta\bar{l}_S = (l_{S_0} - l_S)/l_{S_0}$, где l_S, l_{S_0} — соответственно длина зоны отрыва при отсосе и без него, показано на рис. 9.1.6. Видно, что распределенный отсос через щели *2* оказывается достаточно эффективным средством управления отрывным течением. Для полного устранения отрывного течения переходного типа перед «юбкой» *3* с углом 15° требуется расход отсасываемого газа, составляющий ~ 10 % от расхода в пограничном слое (8 % для «юбки» с $\beta_{пр} = 7,5°$).

Для расчета параметров турбулентного отрывного течения при отсосе газа из области отрыва предположим, что течение является плоским, а отсасываемый из области возвратного течения газ расположен между двумя линиями тока: поверхностной и той, которая определяет расход этой массы. (В слу-

чае полной ликвидации отрывного течения необходимо отсасывать всю массу газа, поступающего в застойную зону, т. е. находящегося ниже РЛТ.) Каждую область (отрыва, смешения, присоединения и возвратного течения) будем исследовать независимо от других.

Рассматриваем случай, когда угол наклона преграды $\beta_{\text{пр}}$, вызывающей отрыв потока, меньше критического, при котором в невязком потоке скачок уплотнения становится искривленным. Задачу решаем в два этапа. Первоначально по полуэмпирическим соотношениям определяем параметры отрывного течения, соответствующие нулевому отсосу газа (размеры области взаимодействия при отрыве, давление, плотность, скорость в застойной зоне, положение РЛТ, а также массу отсасываемого газа, необходимую для полной ликвидации отрывного течения). Затем находим уменьшение зоны отрывного течения, обусловленное отсосом некоторой массы газа из области возвратного течения. Считаем, что в области смешения профиль скорости описывается зависимостью, принятой для случая постоянного давления. Для расчета давления в области присоединения принимаем модель, согласно которой газовый поток претерпевает сжатие, в результате чего за пределами вязкого слоя образуется основной скачок уплотнения конечной интенсивности. При этом давление в точке присоединения считаем равным давлению торможения на РЛТ в конце области смешения.

Структура отрывного течения при отсосе газа из застойной зоны показана на рис. 9.1.7.

Исходными данными для расчета параметров в зоне отрывного течения являются: число Маха M_1, давление p_1, плотность ρ_1, скорость V_1, динамическая вязкость μ_1 невозмущенного потока, отношение удельных теплоемкостей k, местоположение преграды $x_{\text{пр}}$, массовый расход $\dot{m}$ отсасываемого газа.

1. Расчет отрывного течения при отсутствии отсоса ($\dot{m} = 0$). Для выбранной координаты $x_1 < x_{\text{пр}}$, соответствующей невозмущенному потоку перед точкой отрыва, определяем параметры пограничного слоя. Принимаем, что

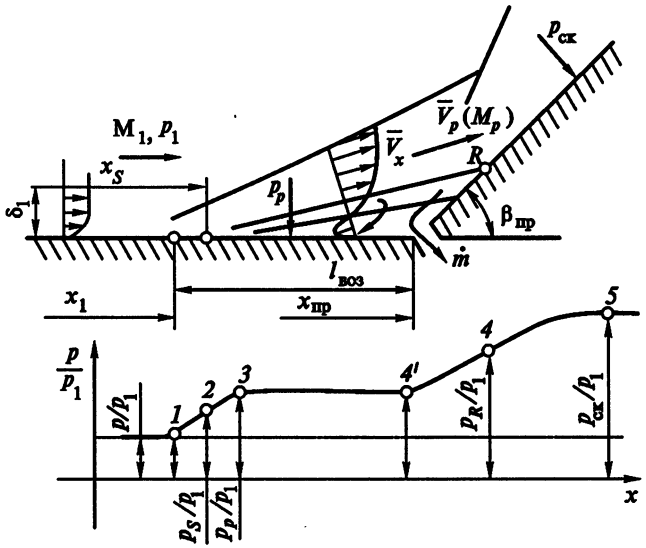


Рис. 9.1.7. Схема для расчета отрывных течений с отсосом: *1* – точка начала повышения давления; *2* – точка отрыва; *3*, *4'* – «плато» постоянного давления; *4* – точка присоединения; *5* – конец области присоединения

$x_S \approx x_1$, и находим относительный критический перепад давления в точке отрыва:

$$\frac{p_S}{p_1} = 1 + \frac{0,745k\mathrm{M}_1^2}{\mathrm{Re}_{x1}^{0,1}(\mathrm{M}_1^2 - 1)^{0,25}},$$

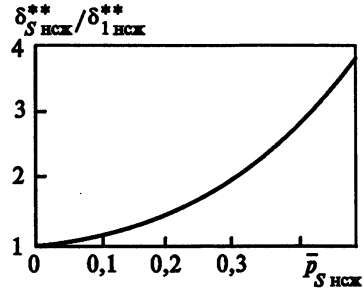
где $\mathrm{Re}_{x1} = \dfrac{V_1 x_1}{\mu_1/\rho_1}$.

Используя соотношения для косого скачка уплотнения, по степени повышения давления определяем число M_S, скорость V_S и угол поворота потока β_S в точке отрыва. В свою очередь, V_S позволяет найти коэффициент давления в точке отрыва для несжимаемой жидкости:

$$\overline{p}_{S\text{нсж}} = 1 - V_S^2/V_1^2.$$

Соответствующую толщину потери импульса $\delta^{**}_{S\text{нсж}} = \delta^{**}_{1\text{нсж}} f(\overline{p}_{S\text{нсж}})$, где $\delta^{**}_{1\text{нсж}} = 0,036x_1/\mathrm{Re}_{x1}^{0,2}$, можно определить с помощью графика, приведенного на рис. 9.1.8.

Рис. 9.1.8. Зависимость относительной толщины потери импульса от коэффициента давления в точке отрыва



Относительное давление в области отрывного течения

$$p_p/p_1 = 1 + \frac{k\mathrm{M}_1^2}{2}\bar{p}_p,$$

где $\bar{p}_p$ — коэффициент давления, вычисляемый по формуле (2.7.16).

Согласно теории косого скачка уплотнения, числа M и Cr на внешней границе зоны отрывного течения соответственно равны

$$\mathrm{M}_p = \left[\frac{2 + (k-1)\mathrm{M}_1^2}{2k\mathrm{M}_1^2 \sin^2\theta_{\text{ср}} - (k-1)} + \frac{2\mathrm{M}_1^2 \cos^2\theta_{\text{ср}}}{2 + (k-1)\mathrm{M}_1^2 \sin^2\theta_{\text{ср}}}\right]^{0,5};$$

$$\mathrm{Cr}_p = \left[1 + 2/(k-1)\mathrm{M}_p^{-2}\right]^{-0,5},$$

а угол поворота и плотность потока в области смешения, а также его скорость на внешней границе области смешения определяются выражениями

$$\beta_p = \operatorname{arctg}\left\{\sqrt{\frac{2k\mathrm{M}_1^2}{(p_p/p_1)(k+1) + (k-1)} - 1}\times \right.$$

$$\left. \times \left(\frac{p_p/p_1 - 1}{1 + k\mathrm{M}_1^2 - p_p/p_1}\right)\right\};$$

$$\rho_p = \left[\mathrm{M}_1^2 \sin^2\theta_{\text{ср}} / \left(\frac{2}{k+1} + \frac{k-1}{k+1}\mathrm{M}_1^2 \sin^2\theta_{\text{ср}}\right)\right]\rho_1;$$

$$V_p = \left[\cos^2\theta_{\text{ср}} + (\rho_1/\rho_p)^2 \sin^2\theta_{\text{ср}}\right]^{0,5} V_1,$$

где $\theta_{\text{ср}} = \arcsin\left\{[p_p/p_1 + (k-1)/(k+1)]/[\mathrm{M}_1^2 2k/(k+1)]\right\}^{0,5}$.

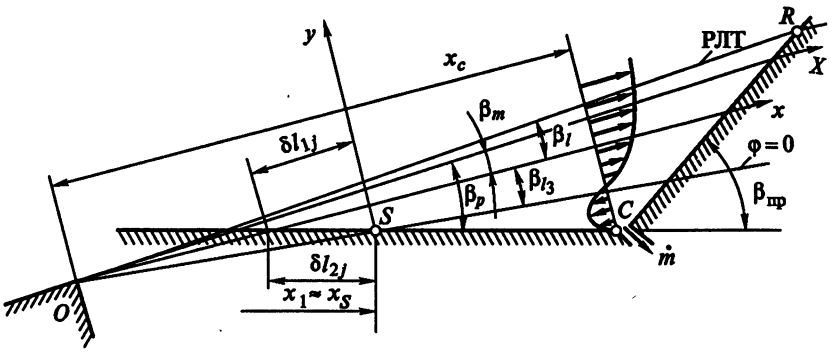


Рис. 9.1.9. Схема для расчета параметров отрывных течений с отсосом газа из застойной зоны

Ввиду того, что повышение давления от точки отрыва до области постоянного давления мало, пренебрегаем влиянием возрастания давления на толщину потери импульса в точке отрыва и считаем $\delta^{**}_{S\text{нсж}} \approx \delta^{**}_{p\text{нсж}}$.

Для расчета параметров течения в области смешения необходимо знать углы между осями Ox и OX вспомогательной и основной систем координат, а также между осью Ox и линией нулевых скоростей (рис. 9.1.9):

$$\beta_m = (0,033 + 0,0069\mathrm{Cr}_p^2)(1 - \mathrm{Cr}_p^2);$$

$$\beta_{l_3} = \operatorname{arctg}\left(\frac{y}{x}\right) \approx \frac{\eta_{\varphi=0}}{\sigma},$$

где $\eta_{\varphi=0}$ — параметр, определяющий положение линии тока в области смешения при $\varphi = 1$ (в расчетах принимаем $\eta_{\varphi=0} \approx \approx -1$); $\sigma = 12 + 2,758\mathrm{M}_p$ — коэффициент смешения.

Безразмерные координаты РЛТ и угловой точки C, в окрестности которой находится отверстие для отсоса, определяем, используя следующие уравнения:

$$\int\limits_{-\infty}^{+\infty} \frac{\varphi^2}{1 - \mathrm{Cr}_p^2\varphi^2} d\eta = \int\limits_{\eta_{\text{рлт}}}^{+\infty} \frac{\varphi}{1 - \mathrm{Cr}_p^2\varphi^2} d\eta;$$

$$\eta_C = -(12 + 2,758\mathrm{M}_p)(l_{\text{воз}} + \delta l_{2j}) \sin(\beta_p - \beta_m)/x_C;$$

$$x_C = \left[(\delta l_{2j} + l_{\text{воз}}) \cos(\beta_p - \beta_m)\right] - \delta l_{1j} + 30\delta^{**}_{p\text{нсж}};$$

$$\delta l_{1j} = \left[2,5\delta^{**}_{\text{рнсж}}/(1+0,23\mathrm{M}_p)\right]\operatorname{ctg}(\beta_p-\beta_m);$$
$$\delta l_{2j} = 2,5\delta^{**}_{\text{рнсж}}/\left[(1+0,23\mathrm{M}_p)\sin(\beta_p-\beta_m)\right].$$

Согласно теории косого скачка уплотнения, относительное давление на преграде вне области вязкого взаимодействия

$$\frac{p_{\text{ск}}}{p_1} = \frac{2k}{k+1}\mathrm{M}_1^2\sin^2\theta_c - \frac{k-1}{k+1}.$$

Протяженность зоны распространения возмущений, обусловленных отрывным течением, находим из соотношения

$$l_{\text{воз}}/\delta_1 = 37,5\overline{p}^2_{\text{ск},p} - 12,5\overline{p}_{\text{ск},p} + 3,$$

где $l_{\text{воз}}$ — расстояние между точкой начала повышения давления и преградой; $\overline{p}_{\text{ск},p} = (p_{\text{ск}} - p_p)/(kp_p\mathrm{M}_p^2/2)$ — коэффициент давления.

2. Определение параметров отрывного течения при отсосе газа. Масса газа, отсасываемая до полного устранения отрывного течения,

$$\dot{m}_{\text{кр}} = \frac{\rho_p V_p(1-\mathrm{Cr}_p^2)x_C}{\sigma}\int\limits_{-1}^{\eta_{\text{рлт}}}\frac{\varphi}{1-\mathrm{Cr}_p^2\varphi^2}\,\mathrm{d}\eta. \qquad (9.1.1)$$

Если отсасываемая масса $\dot{m} < \dot{m}_{\text{кр}}$, то происходит частичное уменьшение длины области, занятой отрывным течением. В этом случае считаем, что отсасываемая масса газа протекает между линиями тока в возвратном течении с координатами η (рис. 9.1.10) и η_C. Тогда, согласно закону сохранения массы,

$$\int\limits_{\eta_C}^{\eta}\varphi_1\,\mathrm{d}\eta = \dot{m}\frac{\sigma}{\rho_p V_p x_C}\frac{\displaystyle\int\limits_{\eta_C}^{-1}\varphi_1 d\eta}{(1-\mathrm{Cr}_p^2)\displaystyle\int\limits_{-1}^{\eta_{\text{рлт}}}\varphi/\left[1-\mathrm{Cr}_p^2\varphi^2\right]\,\mathrm{d}\eta}, \qquad (9.1.2)$$

где $\varphi_1 = \sin\left[\pi(\eta+1)/(\eta_C+1)\right]$ — профиль скорости в возвратном течении.

В (9.1.2) скорость течения газа в застойной зоне мала и его можно считать несжимаемым. Используя уравнение (9.1.2),

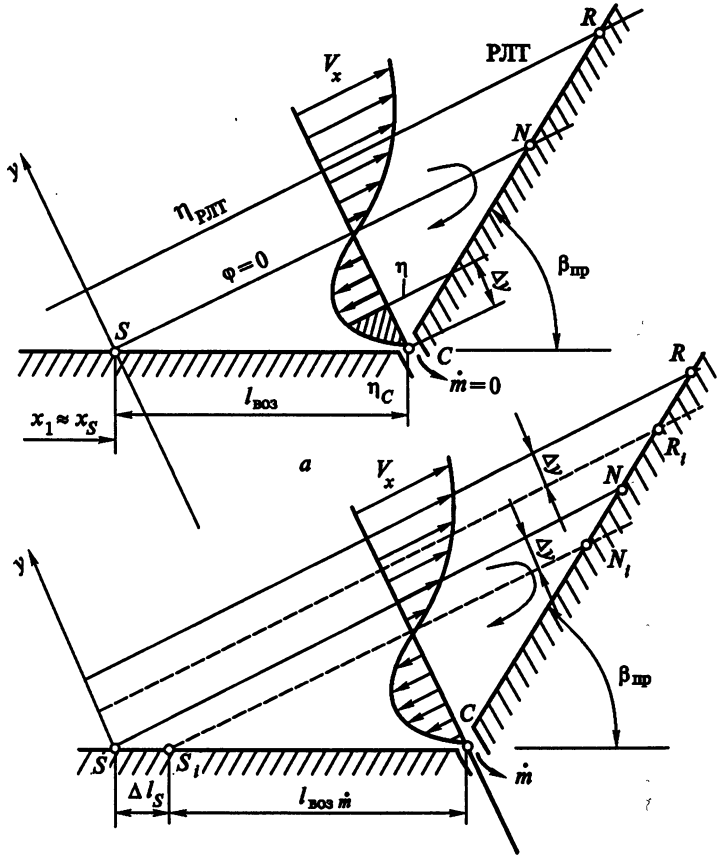


Рис. 9.1.10. Схема для расчета протяженности области отрыва без отсоса (*а*) и при частичном отсосе газа (*б*) из застойной зоны

вычисляем координату η, а следовательно, длину зоны отрывного течения при отсосе газа из застойной зоны:

$$l_{воз\dot{m}} = l_{воз} - \Delta l_S = \\ = l_{воз} - (\eta - \eta_C)x_C / \left[\sigma \sin(\beta_p - \beta_m + \beta_{l_3})\right], \quad (9.1.3)$$

где Δl_S — уменьшение длины зоны отрыва, обусловленное отсосом газа.

Важными характеристиками отрывного течения являются давление p_R в точке присоединения R и ее координата. Для

определения p_R последовательно вычисляем

$$\varphi_{\text{рлт}} = 0,5(1 + \operatorname{erf}\eta_{\text{рлт}}); \quad \text{Cr}_{\text{рлт}} = \varphi_{\text{рлт}}\text{Cr}_p;$$

$$\text{M}_{\text{рлт}} = \left(\frac{2}{k-1}\frac{\text{Cr}^2_{\text{рлт}}}{1-\text{Cr}^2_{\text{рлт}}}\right)^{0,5}. \tag{9.1.4}$$

Принимая p_R равным давлению торможения на РЛТ, получаем

$$p_R = p_p\left[1 + 0,5(k-1)\text{M}^2_{\text{рлт}}\right]^{\frac{k}{k-1}}.$$

При заданном угле преграды $\beta_{\text{пр}}$ положение точки R находим из геометрических соотношений (рис. 9.1.11):

$$\Delta x_1 = \frac{(l_{\text{возт}} + \delta l_{2\dot{m}})\cos\beta_{\text{пр}}\sin(\beta_p + \beta_l - \beta_m)}{\sin\left[\beta_{\text{пр}} - (\beta_p + \beta_l - \beta_m)\right]}, \tag{9.1.5}$$

$$\Delta y_1 = \Delta x_1 \operatorname{tg}\beta_{\text{пр}}, \tag{9.1.6}$$

Здесь

$$\delta l_{2\dot{m}} = \frac{h_{\dot{m}}\cos\beta_l}{\sin(\beta_p - \beta_m + \beta_l)}; \quad h_{\dot{m}} = \frac{2,5\delta^{**}_{\text{рнсж}}(1+\eta_{\text{рлт}})}{1 + 0,23\text{M}_p};$$

$$\beta_l = \eta_{\text{рлт}}/\sigma,$$

индексом «$\dot{m}$» обозначены геометрические параметры, которые соответствуют заданному массовому расходу отсасываемого газа.

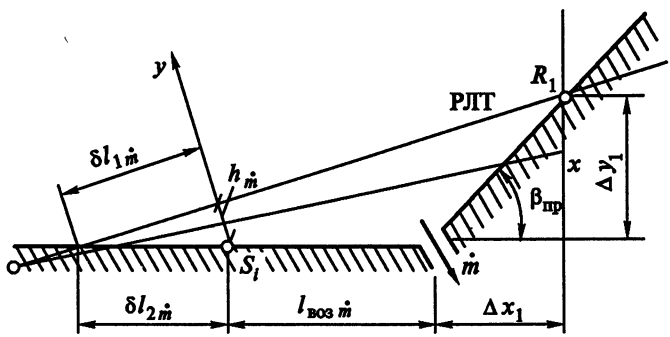


Рис. 9.1.11. Схема для расчета положения точки присоединения потока

Зависимости (9.1.1)—(9.1.6) применимы для расчетов, если $\beta_{\text{пр}}$ не превышает критического угла преграды, при обтекании которой невязким газом скачок уплотнения остается прямолинейным.

9.2. Вдув газа из тонкого цилиндрического тела, установленного перед носовой частью летательного аппарата

Эффективность управляющего воздействия на поток, обтекающий затупленные поверхности ЛА, можно существенно повысить, используя комбинированное приспособление, состоящее из цилиндрической иглы и устройства для вдува через нее газа в набегающий поток.

Рассмотрим некоторые результаты, полученные экспериментально при $M_\infty = 2,25$, для затупленных тел и установленных на них цилиндрических игл различной длины с отверстиями для вдува газа (водорода). На рис. 9.2.1 показано изменение коэффициента лобового сопротивления c_{xa}, вызванное перераспределением давления по поверхности носовой части ЛА. Вдув водорода осуществляли без воспламенения и с воспламенением.

Для сферического носка (рис. 9.2.1, *а*) вдув дополнительной массы газа в пространство перед корпусом заметно снижает сопротивление как при короткой, так и при длинной иглах. В тех случаях, когда водород воспламеняется, коэффициент лобового сопротивления значительно снижается уже при достаточно малом расходе газа, однако с его увеличением уменьшение c_{xa} замедляется.

Для моделей ЛА с плоским торцем (рис. 9.2.1, *б*) наблюдаемое явление оказывается более сложным. Если иглы имеют достаточно большую длину ($l/D = 1,62$), то вдув газа мало снижает значение c_{xa}. Но при горении водорода и малых его расходах коэффициент сопротивления уменьшается заметно, тогда как с увеличением расхода его значения практически не меняются. Укороченные иглы ($l/D = 1,25$) усиливают влияние горения водорода, но с повышением расхода сопротивление не уменьшается, а увеличивается. Дальнейшее

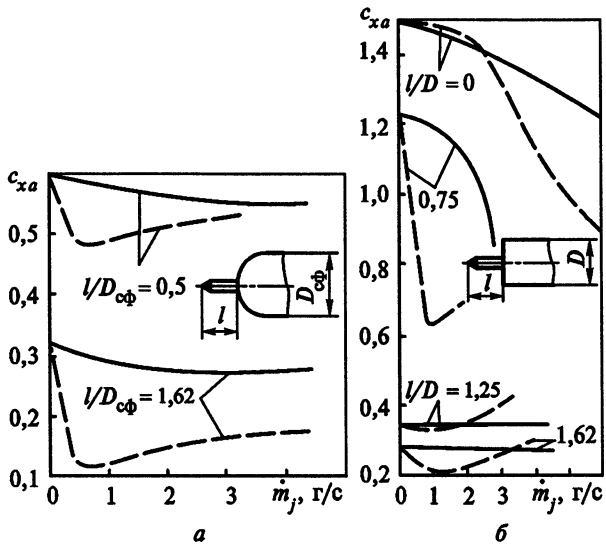


Рис. 9.2.1. Изменение коэффициента лобового сопротивления c_{xa} в зависимости от расхода m_j вдуваемого газа при различных удлинениях центрального тела в виде сферического (*а*) и плоского (*б*) носка:
сплошные линии – без воспламенения газа; штриховые линии – с воспламенением газа

уменьшение длины иглы ($l/D = 0,75$) делает чувствительнее зависимость коэффициента лобового сопротивления от расхода вдуваемого водорода как в случае его горения, так и при отсутствии воспламенения. При этом укорочение иглы сопровождается ростом c_{xa}.

В экспериментах, проводимых на моделях ЛА с плоскими торцами, отмечался пульсирующий характер потока без вдува газа при всех относительных длинах игл. Замеренные средние значения давлений оказывались завышенными, по-видимому, из-за воздействия почти прямого скачка уплотнения, периодически возникающего перед центральным телом. Вдув водорода оказывал стабилизирующее влияние, и пульсации исчезали. Однако при повышенных расходах горящего водорода они возникали вновь.

На рис. 9.2.2 приращение коэффициента лобового сопротивления определяли как разность значений c_{xa} без вдува и при вдуве водорода с учетом и без учета его воспламенения.

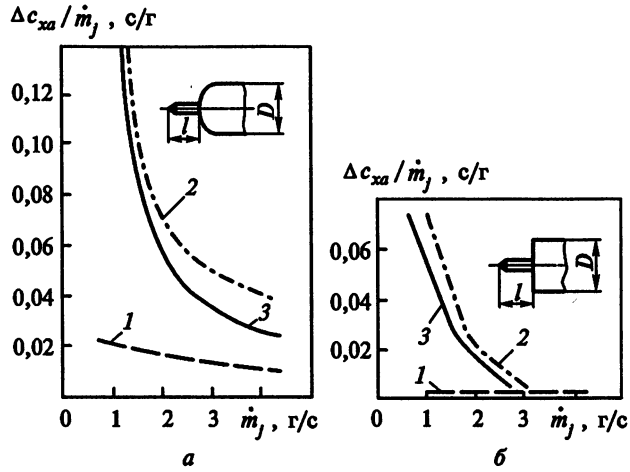


Рис. 9.2.2. Зависимость отношения $\Delta c_{xa}/m_j$ от расхода $\dot{m}_j$ вдуваемого газа для моделей со сферическим (*а*) и плоским (*б*) носком при $l/D = 1{,}62$:
1, 2 – без и с воспламенением водорода соответственно; *3* – эффект от горения водорода

На рис. 9.2.2, *а* видно, что наиболее эффективен вдув водорода при горении, а также без воспламенения при малых его расходах. Эффект от горения водорода с увеличением его расхода уменьшается. В случае обтекания моделей ЛА с плоским торцем (рис. 9.2.2, *б*) при отношении $l/D = 1{,}62$ расход практически не влияет на Δc_{xa} при вдуве невоспламеняющегося водорода (кривая *1* совпадает с осью абсцисс). Однако если вдув водорода сопровождается его горением, то наибольшие значения Δc_{xa} получаются при малых расходах (кривые *2* и *3* совпадают).

9.3. Влияние массообмена на отрывное течение за обратным уступом

Для некоторых конструкций ЛА характерно наличие обратных уступов на обтекаемой поверхности. Путем массообмена с газом при возвратном течении за уступом (вдув или отсос газа) можно существенно влиять как на размеры возмущенных зон, так и на давления в них, изменяя тем самым

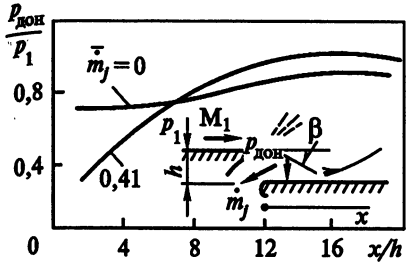


Рис. 9.3.1. Влияние отсоса газа на распределение давления за уступом ($M_\infty = 4{,}05$, $h/\delta = 2{,}4$)

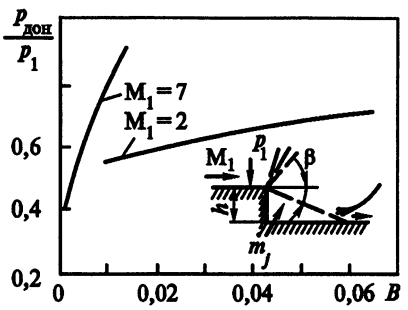


Рис. 9.3.2. Изменение донного давления при вдуве газа в область отрыва

лобовое сопротивление и подъемную силу. При этом изменение подъемной силы возможно при несимметричном расположении уступов или неодинаковой интенсивности массообмена по периметру поперечного сечения тела.

Массообмен осуществляется через проницаемые участки поверхности, отверстия, щели и т. д. На рис. 9.3.1 и 9.3.2 приведены результаты экспериментальных исследований сверхзвукового обтекания уступов при условии массообмена с отрывной зоной. Если из области отрыва непрерывно отсасывать часть газа с расходом $\bar{m}_j = \dot{m}_j/(\rho_1 V_1 S_1)$ (где ρ_1, V_1 — соответственно плотность и скорость потока перед верхней кромкой уступа; S_1 — площадь его торцевой поверхности), то давление в ней $p_{дон}$ будет уменьшаться, а угол разворота потока β — увеличиваться.

Противоположный эффект наблюдается при вдуве газа в область отрыва за уступом (см. рис. 9.3.2). Комбинированный параметр B, характеризующий начальную толщину пограничного слоя потока перед точкой отрыва и расход вдуваемого газа, определяется выражением

$$B = (\delta_2^{**} + \dot{m}_j/(\rho_{дон} V_{дон}))/h,$$

где δ_2^{**} — толщина потери импульса потока после разворота на угол β (см. рис. 9.3.2); $\dot{m}_j$ — секундный массовый расход вдуваемого газа (на единицу ширины); $\rho_{дон}, V_{дон}$ — плотность

и скорость на внешней границе области смешения; h — высота уступа.

На рис. 9.3.2 видно, что как при ламинарном отрывном течении ($M_1 = 7$), так и при турбулентном течении ($M_1 = 2$) с увеличением расхода инжектируемого газа происходит рост донного давления, однако в первом случае зависимость $p_{дон}/p_1$ от B более чувствительна к процессу массообмена.

При решении задач о массообмене за уступом можно считать, что течение газа плоское, а число Прандтля $Pr = 1$; влияние начального пограничного слоя на процесс смешения, который происходит при постоянном давлении, можно не учитывать. На рис. 9.3.3 показана соответствующая картина обтекания обратного уступа сверхзвуковым потоком.

Существенным моментом расчета потока за уступом является учет массообмена в уравнении сохранения массы в области возвратного течения. Считая, что массобмен между застойной зоной и внешним потоком происходит через «коридор» между разделяющей и некоторой разграничивающей линиями тока, уравнение сохранения массы в застойной зоне

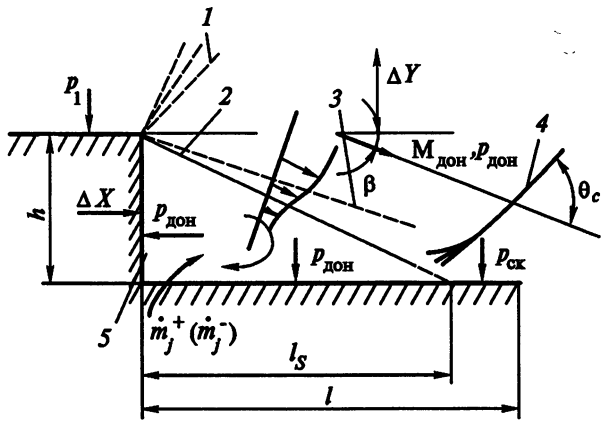


Рис. 9.3.3. Схема обтекания обратного уступа сверхзвуковым потоком:
1 – волны разрежения; *2* – РЛТ; *3* – разграничивающая линия тока; *4* – скачок уплотнения; *5* – область циркуляционного течения

можно записать так:

$$\int\limits_{-\infty}^{+\infty} \frac{\varphi^2}{1-\mathrm{Cr}_{\text{дон}}^2\varphi^2}\,\mathrm{d}\eta \pm \int\limits_{\eta_{\text{рлт}}}^{\eta_{\text{р}}} \frac{\varphi}{1-\mathrm{Cr}_{\text{дон}}^2\varphi^2}\,\mathrm{d}\eta = \int\limits_{\eta_{\text{рлт}}}^{+\infty} \frac{\varphi}{1-\mathrm{Cr}_{\text{дон}}^2\varphi^2}\,\mathrm{d}\eta, \quad (9.3.1)$$

где $\eta_{\text{р}}$ и $\eta_{\text{рлт}}$ — соответственно безразмерные координаты точек на разграничивающей и разделяющей линиях тока.

В уравнении (9.3.1) первое слагаемое в левой части пропорционально массе газа, поступающей в единицу времени в область смешения из внешнего потока, второе — расходу газа через «коридор» между разделяющей и разграничивающей линиями тока. Правая часть этого уравнения пропорциональна расходу газа, находящегося выше РЛТ.

Для обеспечения постоянства массы газа в застойной зоне необходимо, чтобы расход через «коридор» был равен расходу вдуваемого (отсасываемого) газа, т. е.

$$\int\limits_{\eta_{\text{рлт}}}^{\eta_{\text{р}}} \frac{\varphi\,\mathrm{d}\eta}{1-\mathrm{Cr}_{\text{дон}}^2\varphi^2} = \frac{\sigma \sin\beta \dot{m}_j}{h\rho_{\text{дон}}V_{\text{дон}}(1-\mathrm{Cr}_{\text{дон}}^2)}. \quad (9.3.2)$$

Введя некоторый коэффициент K, учитывающий массообмен, вместо уравнения (9.3.1) имеем

$$K\int\limits_{-\infty}^{+\infty} \frac{\varphi^2}{1-\mathrm{Cr}_{\text{дон}}^2\varphi^2}\,\mathrm{d}\eta = \int\limits_{\eta_{\text{рлт}}}^{+\infty} \frac{\varphi}{(1-\mathrm{Cr}_{\text{дон}}^2\varphi^2)}\,\mathrm{d}\eta. \quad (9.3.3)$$

Значениям $K > 1$ соответствуют случаи притока (вдува) газа в застойную зону, значениям $K < 1$ — его отсоса, а при $K = 1$ массообмен отсутствует.

Коэффициент K связан с безразмерным расходом $\overline{\dot{m}}_j$ зависимостью, вытекающей из уравнений (9.3.1) — (9.3.3),

$$\overline{\dot{m}}_j = \frac{\dot{m}_j}{h\rho_{\text{дон}}V_{\text{дон}}} = \frac{1-\mathrm{Cr}_{\text{дон}}^2}{\sigma\sin\beta}(K-1)\int\limits_{-\infty}^{+\infty} \frac{\varphi^2 d\eta}{1-\mathrm{Cr}_{\text{дон}}^2\varphi^2}.$$

Для определения аэродинамических сил, вызываемых обтеканием обратного уступа, необходимо рассчитать давления $p_{\text{дон}}$ и $p_{\text{ск}}$ в застойной зоне и за скачком уплотнения (см. рис. 9.3.3). Исходными данными для этого расчета являются параметры газа перед кромкой уступа (M_1, p_1, ρ_1, k), его высота h, расход $\dot{m}_j$, а также коэффициент смешения σ. Вместо $\dot{m}_j$ удобно использовать коэффициент K.

Расчет проводят методом последовательных приближений в следующем порядке. Задаваясь некоторым значением $\mathrm{M}_{\text{дон}} > \mathrm{M}_1$, зная K и k, определяют число Маха на РЛТ.

Из условия, что в точке присоединения давление торможения на РЛТ равно статическому давлению за скачком уплотнения, можно записать

$$\left(1+\frac{k-1}{2}\mathrm{M}^2_{\text{рлт}}\right)^{\frac{k}{k-1}} = \frac{2k}{k+1}\mathrm{M}^2_{\text{дон}}\sin^2\theta_c - \frac{k-1}{k+1}. \qquad (9.3.4)$$

Отсюда находят угол наклона скачка уплотнения θ_c. С помощью формул из теории скачков уплотнения по значениям $\mathrm{M}_{\text{дон}}$ и θ_c подсчитывают угол β поворота потока. Далее по зависимости для течения в плоской волне разрежения определяют функцию

$$\omega(\mathrm{M}_{\text{дон}}) = \sqrt{\frac{k+1}{k-1}}\operatorname{arctg}\sqrt{\frac{k-1}{k+1}(\mathrm{M}^2_{\text{дон}}-1)} - \operatorname{arctg}\sqrt{\mathrm{M}^2_{\text{дон}}-1}, \qquad (9.3.5)$$

по которой, используя формулу

$$\omega(\mathrm{M}_1) = \omega(\mathrm{M}_{\text{дон}}) - \beta, \qquad (9.3.6)$$

находят число M_1 перед волной разрежения. Правильность выбора $\mathrm{M}_{\text{дон}}$ определяется совпадением полученного значения M_1 с исходным значением, соответствующим условиям обтекания.

После этого подсчитывают отношения давлений

$$p_{\text{дон}}/p_1 = \pi(\mathrm{M}_{\text{дон}})/\pi(M_1) \qquad (9.3.7)$$

и

$$p_{\text{ск}}/p_1 = \left[1/\pi(\mathrm{M}_{\text{рлт}})\right](p_{\text{дон}}/p_1). \qquad (9.3.8)$$

Для параметрических исследований удобнее другая процедура расчета, позволяющая избежать сближений. Исходными данными в этом случае являются $M_{дон}, \rho_{дон}, V_{дон}, k$ и K. Зная эти величины, определяют число $M_{рлт}$. По формуле (9.3.4) находим θ_c. Далее, используя теорию скачков уплотнения, по значениям $M_{дон}$ и θ_c определяют угол β поворота потока, а по зависимостям (9.3.5) и (9.3.6) — функции $\omega(M_{дон})$ и $\omega(M_1)$. Зная $\omega(M_1)$, рассчитывают M_1, а следовательно, и отношения давлений $p_{дон}/p_1$ и $p_{ск}/p_1$ по формулам (9.3.7) и (9.3.8).

По этой методике были проведены расчеты обтекания обратного уступа воздухом ($k = 1,4$) и построены графики (рис. 9.3.4) зависимости чисел $M_{дон}$ (*а*) и $M_{рлт}$ (*б*), углов θ_c (*в*) и β (*г*), отношений давлений $p_{дон}/p_1$ (*д*) и $p_{ск}/p_1$ (*е*) от параметра K и числа M_1.

Эти данные позволяют получить всю необходимую информацию о параметрах потока, обтекающего обратный уступ. В частности, могут быть найдены значения коэффициентов осевой Δc_x и нормальной Δc_y сил, вызванных перераспределением давления по обтекаемой поверхности:

$$\Delta c_x = \left|(p_{дон} - p_1)/q_1\right| = \left|\overline{p}_{дон}\right|; \qquad (9.3.9)$$

$$\Delta c_y = \overline{p}_{дон} \operatorname{ctg}\beta + \overline{p}_{ск}(L/h - \operatorname{ctg}\beta). \qquad (9.3.10)$$

Согласно (9.3.10), на участке $l_S = h \operatorname{ctg}\beta$ поверхности за уступом с общей длиной L действует давление $p_{дон}$, а на остальной его части — давление $p_{ск}$.

Результаты расчетов по формулам (9.3.9) и (9.3.10) иллюстрируют графики, приведенные на рис. 9.3.5, причем значения Δc_y найдены для отношения $h/L = 0,1$. Массообмен с газом в застойной зоне существенно влияет на коэффициенты Δc_x и Δc_y. Абсолютное значение Δc_x при вдуве газа в застойную зону уменьшается, а при его отсосе — увеличивается, причем во всем исследуемом диапазоне значений K с ростом скорости набегающего потока (M_1) эти изменения значительно меньше. Иная картина наблюдается для коэффициента Δc_y. При вдуве и отсосе газа абсолютное значение Δc_y возрастает, а число M_1 влияет на характер зависимости Δc_y от K.

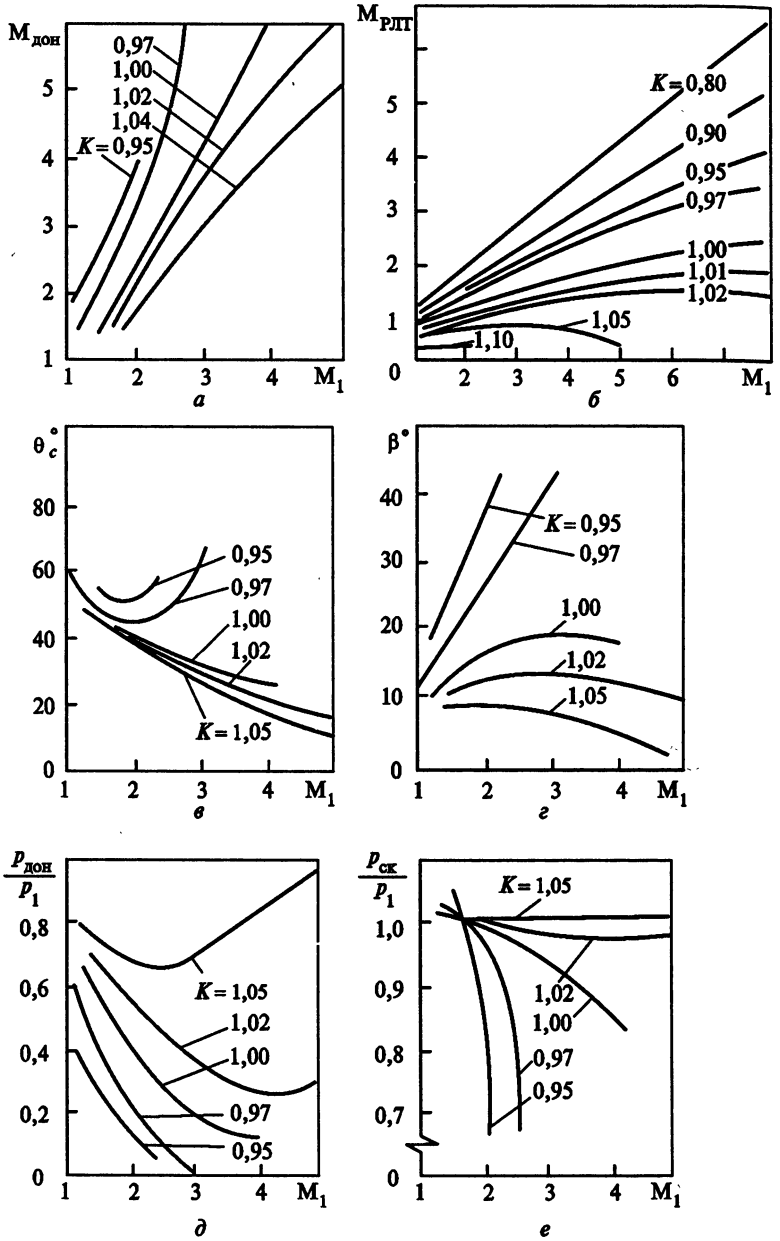


Рис. 9.3.4. Влияние массообмена на параметры отрывного течения за уступом

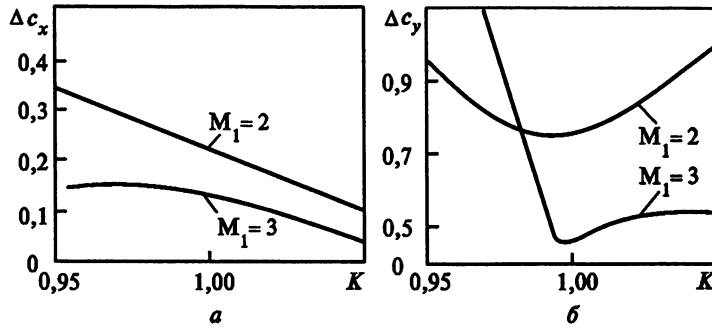


Рис. 9.3.5. Зависимости коэффициентов Δc_x и Δc_y при обтекании обратного уступа с массообменом в донной области от параметра K и числа M_1

9.4. Управление отрывным течением сливом пограничного слоя

Наиболее простым способом предупреждения отрыва пограничного слоя является его слив. Он может быть осуществлен при помощи специальных устройств, состоящих из обечайки *1* и канала *2*, которые либо выступают над обтекаемой поверхностью *4* (рис. 9.4.1, *а*), либо выполнены заподлицо с ней, т. е. с поднутрением *3* (рис. 9.4.1, *б*). Как правило, высота канала h не превосходит толщину пограничного слоя δ. Устройства слива пограничного слоя могут служить также

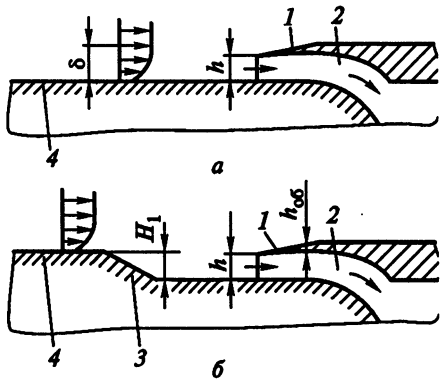


Рис. 9.4.1. Устройства слива пограничного слоя

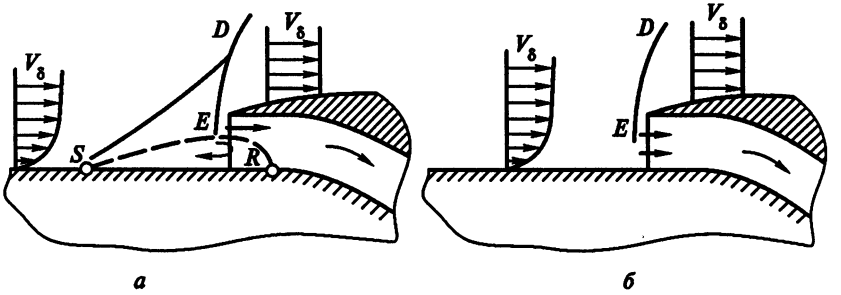


Рис. 9.4.2. Структуры течения перед устройствами слива

для забора воздуха, используемого для охлаждения двигательных установок, управления обтеканием, в качестве компонента топлива.

Обтекание устройств слива носит сложный характер. В зависимости от степени дросселирования $f = S_{\text{вых}}/S_{\text{г}}$ (где $S_{\text{вых}}$ — площадь выходного сечения канала; $S_{\text{г}}$ — площадь минимального сечения канала — «горла») возможно течение либо с локальным отрывом потока (рис. 9.4.2, *а*), либо с полным сливом пограничного слоя (рис. 9.4.2, *б*).

Характер приведенных на рис. 9.4.3 кривых указывает на то, что при закрытом полностью выходном сечении ($f = 0$) устройство слива оказывает воздействие, аналогичное обтеканию ступеньки, обращенной навстречу потоку (см. рис. 9.4.2, *а*). Перед диффузором образуется λ-образный скачок уплотнения SDE и область отрывного течения SER.

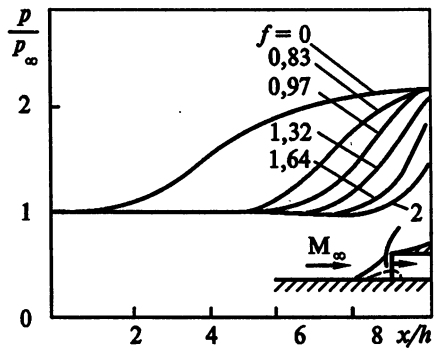


Рис. 9.4.3. Распределение статического давления перед устройством слива при различной степени дросселирования (M_∞=3,0, h/δ= = 1,22)

Этому режиму на рис. 9.4.3 соответствует кривая при $f = 0$. По мере увеличения степени дросселирования f происходит уменьшение зоны отрывного течения, что можно объяснить возрастанием массы газа, отсасываемой из застойной зоны.

При ликвидации отрыва (см. рис. 9.4.2, *б*) λ-образный скачок уплотнения трансформируется в скачок DE, обусловленный торможением потока устройством слива. Согласно полученным результатам, отрыв потока перед диффузором практически отсутствует при $f \geq 1{,}5$.

При расположении устройства слива в углублении корпуса область повышенного статического давления при $f = 0$ распространяется за точку A излома образующей (рис. 9.4.4, *а*). Если выходное сечение канала полностью открыто ($f > 1$), то образуются волны разрежения AF (рис. 9.4.4, *б*) и в области поднутрения AB давление падает (кривая $f = 1$ на рис. 9.4.5), а затем возрастает в скачке уплотнения BK, образовавшемся при встрече потока с поверхностью BC. Далее в зависимости от геометрии входа и степени дросселирования давление повышается непосредственно перед входом в устройство слива

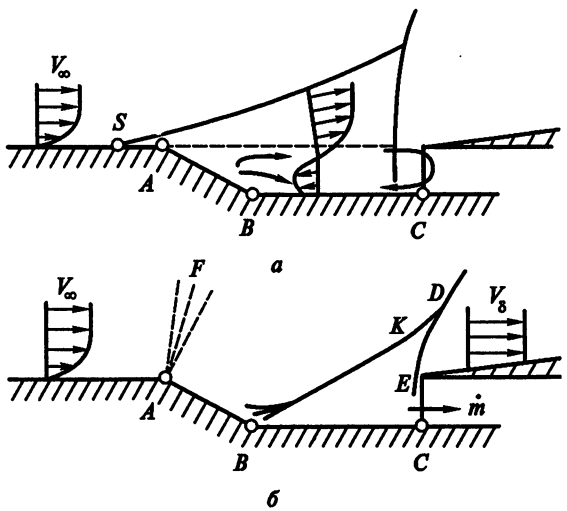


Рис. 9.4.4. Структуры течений перед устройством слива на корпусе:
а – канал закрыт; *б* – отрыв отсутствует

(см. рис. 9.4.5). Ликвидация зоны отрыва в этом случае наступает при $f \geq 2$.

На рис. 9.4.6 для различных типов сливных устройств представлены зависимости коэффициентов расхода $\bar{m} = \dot{m}/\dot{m}_{\max}$ (где $\dot{m}$ — действительный расход воздуха через устройство слива; $\dot{m}_{\max} = \rho_\infty V_\infty S$ — максимально возможный расход, рассчитанный по параметрам невозмущенного потока и площади S устройства слива) и восстановления полного давления $\nu = p_0'/p_0$ (где p_0' — полное давление в диффузоре; p_0 — полное давление в невозмущенном потоке) от степени его дросселирования.

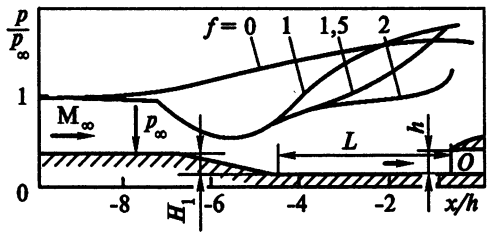


Рис. 9.4.5. Распределение статического давления перед утопленным в корпус устройством слива (M_∞=3,0, h/δ=1,22, L/h=4,7, H_1/h=1)

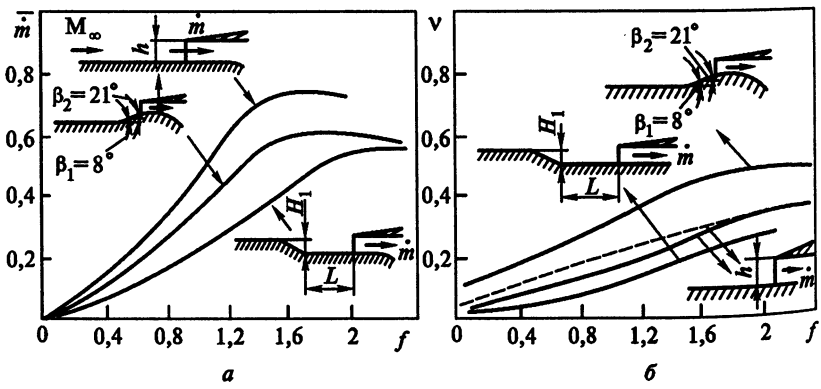


Рис. 9.4.6. Зависимость основных характеристик устройств слива от степени дросселирования (M_∞=3,0, h/δ=1,2, L/h=4,7, $H_1/h = 1$):

сплошные линии – эксперимент; штриховые линии – расчет

С увеличением открытия выходного сечения, а следовательно, и f величина $\overline{\dot{m}}$ возрастает до некоторого предельного значения, соответствующего режиму «насыщения», т. е. полному сливу пограничного слоя. Для утопленных в корпусе устройств достижение этого режима соответствует наибольшему значению $f = 2$, а доля отсасываемого воздуха при всех прочих равных условиях существенно ниже. Среди устройств слива, расположенных на обтекаемой поверхности, наибольший расход обеспечивает простейшее устройство, показанное на рис. 9.4.1, *а*.

При использовании устройства слива в качестве воздухозаборников кроме рассмотренного параметра $\overline{\dot{m}}$ основной их характеристикой является также коэффициент ν. Он зависит от необратимых переходов механических видов энергии, вызываемых скачком уплотнения, отрывом потока и трением, в теплоту.

Перед входом в воздухозаборники при $f = 0$ образуется циркуляционная зона. Полное давление в канале воздухозаборника несколько больше, чем статическое давление в зоне отрыва, из-за существования динамической составляющей циркуляционного течения. По мере открытия выходного сечения воздухозаборника противодавление в нем падает и уменьшается размер зоны отрыва, при этом коэффициент ν возрастает, однако не достигает соответствующего значения в прямом скачке уплотнения, что объясняется неравномерным распределением параметров потока по высоте воздухозаборника из-за пограничного слоя. Наличие «углов внешнего сжатия» ($\beta_1 = 8°$ и $\beta_2 = 21°$) потока приводит к существенному увеличению коэффициента ν (см. рис. 9.4.6, *б*): при степени дросселирования $1{,}0 \leq f \leq 2{,}0$ коэффициент восстановления давления примерно в 1,5 раза больше, чем для воздухозаборника с прямым каналом. При размещении воздухозаборного устройства в углублении корпуса значения коэффициента ν становятся ниже, чем у воздухозаборников, выступающих над обтекаемой поверхностью.

Для расчета коэффициента восстановления полного давления (для воздухозаборника) и основных параметров течения

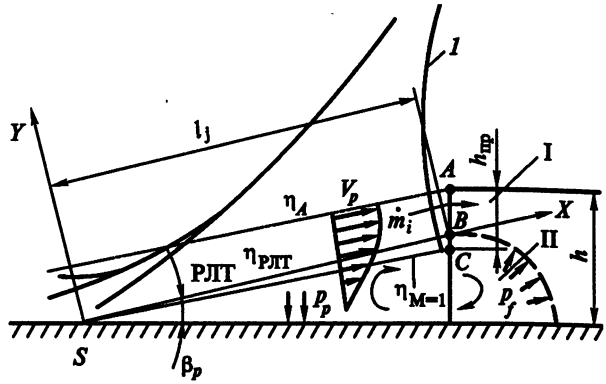


Рис. 9.4.7. Схема течения у входа в канал для слива пограничного слоя

(для устройств слива пограничного слоя) используем обобщенную модель отрывного течения (рис. 9.4.7). Рассмотрим плоский случай обтекания. Предположим, что газ, поступающий в воздухозаборное устройство, находится между двумя линиями тока, одна из которых ($\eta_{РЛТ}$) является разделяющей между основным и возвратным потоками, а другая (η_A) ограничивает расход газа $\dot{m}_i$, протекающего через устройство. Задачу решаем в системе координат XSY, положение которой определяется расходом газа $\dot{m}_i$ и углом β_p поворота потока за точкой отрыва. Считаем, что ось SX и РЛТ совпадают. Газ, расположенный ниже РЛТ, циркулирует в застойной зоне. Коэффициент давления в области отрыва определяем по полуэмпирической зависимости

$$\overline{p}_p = \frac{2{,}04\xi}{\mathrm{Re}_x^{0,1}(\mathrm{M}_\infty^2 - 1)^{0,25}},$$

где M_∞, Re_x — соответственно числа Маха и Рейнольдса перед точкой отрыва; ξ — коэффициент, учитывающий высоту эквивалентного препятствия по отношению к толщине δ пограничного слоя.

По соотношениям для косого скачка уплотнения находим угол наклона скачка θ_c и угол «жидкого клина», равный углу β_p:

$$\theta_c = \arcsin\sqrt{\frac{p_p/p_\infty + (k-1)/(k+1)}{2k\mathrm{M}_\infty^2/(k+1)}};$$

$$\mathrm{tg}(\theta_c - \beta_p) = \left(\frac{k-1}{k+1}\frac{p_p}{p_\infty} + 1\right)\left(\frac{k-1}{k+1} + \frac{p_p}{p_\infty}\right)^{-1}\mathrm{tg}\,\theta_c,$$

а также параметры потока (плотность, температура, число Маха, скорость) для области отрывного течения перед воздухозаборником:

$$\rho_p/\rho_\infty = \mathrm{M}_\infty^2 \sin^2\theta_c / \left(\frac{2}{k+1} + \frac{k-1}{k+1}\mathrm{M}_\infty^2 \sin^2\theta_c\right);$$

$$\frac{T_p}{T_\infty} = \frac{\rho_\infty}{\rho_p}\left(1 + \overline{p}_p k\frac{\mathrm{M}_\infty^2}{2}\right);$$

$$\mathrm{M}_p = \mathrm{M}_\infty\left\{(T_\infty/T_p)\left[\cos^2\theta_c + (\rho_\infty/\rho_p)^2\sin^2\theta_c\right]\right\}^{0,5};$$

$$V_p/V_\infty = \left[\cos^2\theta_c + (\rho_\infty/\rho_p)^2\sin^2\theta_c\right]^{0,5}.$$

Безразмерную координату $\eta_{\text{рлт}}$, соответствующую массовому расходу $\dot{m}_i$ через диффузор, вычисляем следующим образом. Считаем, что в случае $f = S_{\text{вых}}/S_{\text{г}} = 0$ РЛТ с координатой η_A проходит через верхнюю кромку A. При $f > 0$ точка отрыва S смещается вниз по потоку.

Безразмерная текущая координата $\eta_{\text{рлт}}$ в зависимости от числа M_p в области отрыва определяется уравнением

$$\int\limits_{\eta_{\text{рлт}}}^{+\infty} \frac{\varphi}{1 - \mathrm{Cr}_p^2\varphi^2}d\eta = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \frac{\varphi^2}{1 - \mathrm{Cr}_p^2\varphi^2}d\eta,$$

где $\varphi = V_x/V_p = 0,5(1 + \mathrm{erf}\eta)$; $\mathrm{Cr}_p = \left(1 + \dfrac{2}{\mathrm{M}_p^2(k-1)}\right)^{-0,5}$.

Выражение для массового потока газа, циркулирующего между линиями тока с координатами $\eta_{\text{рлт}}$ и η_A, имеет вид

$$\dot{m}_i = \left[\rho_p V_p(1 - \mathrm{Cr}_p^2)l_j l/\sigma\right]\int\limits_{\eta_{\text{рлт}}}^{\eta_A} \frac{\varphi}{1 - \mathrm{Cr}_p^2\varphi^2}\,\mathrm{d}\eta, \qquad (9.4.1)$$

где l_j — длина РЛТ; l — ширина воздухозаборника.

В уравнении (9.4.1) неизвестны η_A и l_j. С помощью геометрических соотношений в области отрыва находим

$$l_j = \frac{h(\sigma \cos \beta_p - \eta_A \sin \beta_p)}{\eta_A \cos^2 \beta_p + 0,5\sigma \sin 2\beta_p}. \qquad (9.4.2)$$

При известном $\dot{m}_i$ решаем уравнения (9.4.1) и (9.4.2) методом последовательных приближений.

Безразмерную координату $\eta_{M=1}$ звуковой линии вычисляем из соотношения

$$a^*/V_p = 0,5(1 + \operatorname{erf} \eta_{M=1}),$$

где a^* — критическая скорость звука.

Так как профиль скорости в области смешения будет неравномерным, то среднее значение $M_{ср}$ для потока между линиями тока $\eta_{M=1}$ и η_A определяем с помощью выражения

$$M_{ср} = \frac{\int\limits_{\eta_{M=1}}^{\eta_A} M \, d\eta}{\eta_A - \eta_{M=1}} =$$

$$= \frac{M_p}{\eta_A - \eta_{M=1}} \int\limits_{\eta_{M=1}}^{\eta_A} \frac{\varphi}{\left(1 + (1 - \varphi^2)\dfrac{k-1}{2} M_p^2\right)^{0,5}} \, d\eta.$$

При малых степенях дросселирования перед диффузором возникает скачок уплотнения *1* (см. рис. 9.4.7), который до входа в канал можно считать прямым. Для расчета параметров $p_{пр}$, $M_{пр}$, $\rho_{пр}$, $T_{пр}$ в области за скачком воспользуемся зависимостями из теории скачков уплотнения. Площадь торцевой поверхности $S_{пр} = h_{пр} l$, на которую воздействует давление за прямым скачком уплотнения, найдем из геометрического соотношения $S_{пр} = l_j l(\eta_A - \eta_{M=1})/(\sigma \cos \beta_p)$.

Течение во внутреннем канале диффузора условно разделим на две области. Область I располагается между верхней кромкой диффузора (точка A) и «звуковой» линией тока (точка C); давление в этой области считаем равным $p_{пр}$. Область

II расположена ниже «звуковой» линии тока; давление в ней соответствует p_f и определяется выражением

$$p_f = p_p \left(1 + \frac{k\mathrm{M}_p^2 \left(1 - \mathrm{Cr}_p^2\right)}{\sigma \sin\beta \cos\beta} \int\limits_{-\infty}^{\eta} \frac{\varphi^2}{1 - \mathrm{Cr}_p^2 \varphi^2} d\eta \right).$$

Для определения коэффициента восстановления полного давления проведем осреднение параметров в канале. Среднее значение полного давления в канале, осредненное по его площади, с достаточной степенью точности находим из уравнения

$$p_{0\mathrm{ср}} = \int\limits_S \frac{p_{0i}}{S} \, \mathrm{d}S = \frac{p_{\mathrm{пр}}}{\pi(\mathrm{M}_{\mathrm{пр}})} \frac{h_{\mathrm{пр}}}{h} + p_f \left(\frac{h - h_{\mathrm{пр}}}{h} \right).$$

Тогда для коэффициента восстановления полного давления имеем

$$\nu = \frac{p_{0\mathrm{ср}}}{p_0} = \frac{1}{h} \left[\frac{p_{\mathrm{пр}} h_{\mathrm{пр}}}{\pi(\mathrm{M}_{\mathrm{пр}}) p_0} + p_f (h - h_{\mathrm{пр}})/p_0 \right],$$

где p_0 — давление торможения в невозмущенном потоке.

Сравнение результатов расчета и эксперимента при $\mathrm{M}_\infty = 3$ и $h/\delta = 1{,}2$ (см. рис. 9.4.6, *б*) показало, что данная методика применима при расчете характеристик исследуемого типа воздухозаборных устройств в широком диапазоне изменения степени дросселирования.

9.5. Управление отрывным течением тангенциальным вдувом

Тангенциальным обычно называют струйный пристеночный вдув, проводимый в направлении потока параллельно обтекаемой поверхности (рис. 9.5.1). В результате смешения спутной вдуваемой через отверстие *1* струи *2* с основным потоком *3* изменяется профиль скорости *4* в поперечном слое. Если тангенциальный вдув происходит перед зоной отрыва *5* (см. рис. 9.5.1, *а*), то эти изменения приведут к перемещению точки отрыва.

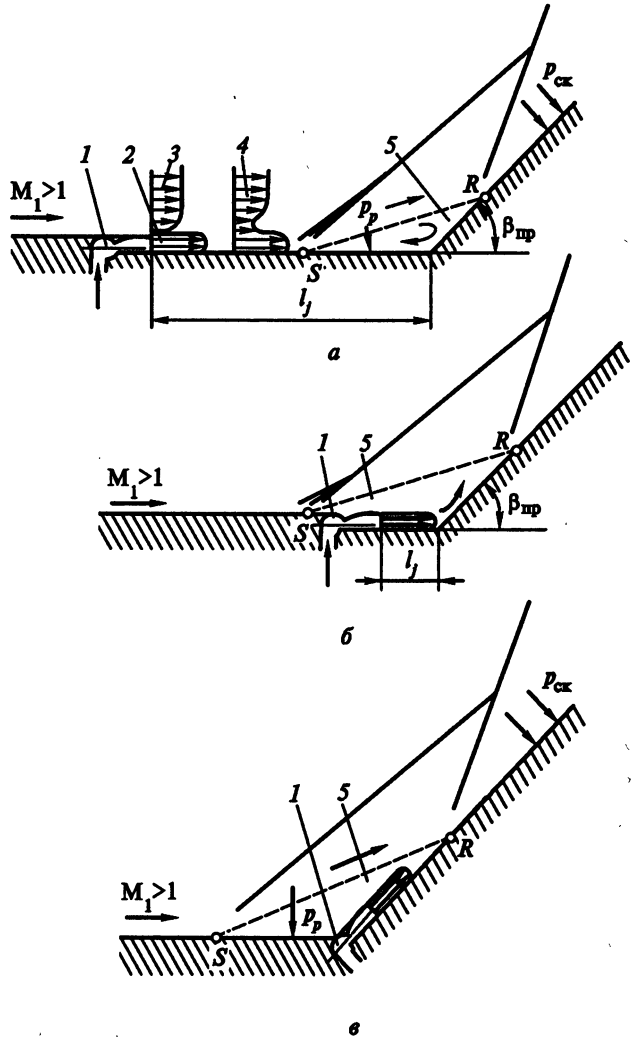


Рис. 9.5.1. Управление отрывным течением тангенциальным вдувом

Так как смешение тангенциально вдуваемой струи с потоком существенно зависит от ее начальных параметров (скорости, давления и плотности в сечении вдува), то, изменяя их, можно перемещать точку отрыва как вниз по потоку (устранять отрыв), так и в противоположном направлении (созда-

вать благоприятные условия для возникновения и развития отрывного течения).

Однако тангенциальный вдув можно осуществлять и навстречу потоку, например против возвратного течения в застойной зоне *5* (см. рис. 9.5.1, *б*), а также непосредственно перед точкой присоединения R (см. рис. 9.5.1, *в*). При этом будут изменяться как параметры возвратного течения, так и условия присоединения оторвавшегося ранее потока. Таким образом, тангенциальным вдувом можно регулировать размер застойных зон *5*, давление в них, а следовательно, и управляющую силу.

При тангенциальном вдуве в сверхзвуковое течение существенно возрастает давление в скачке уплотнения, при котором происходит отрыв пограничного слоя. Это подтверждают результаты экспериментальных исследований, проведенных на клиновидной поверхности, обтекаемой потоком воздуха с числом $M_\infty = 2,5$ и $h/\delta = 0,07$ при различных отношениях скоростей V_j/V_∞ (рис. 9.5.2, *а*) [5]. Как видно на рисунке, по мере увеличения относительной скорости градиент давления в области взаимодействия возрастает, зона отрыва уменьшается (рис. 9.5.2, *б*), а скачок уплотнения оказывается присоединенным к основанию клина. Это приводит к возрастанию силы сопротивления X.

Отметим некоторые характерные для тангенциального вдува особенности течений, которые необходимо учитывать при выборе параметров тангенциальной инжекции.

При увеличении давления вдуваемого газа протяженность зоны отрывного течения l_S сначала сокращается, а затем, после некоторого критического значения p_{0j}^*, возрастает. Давление p_{0j}^* зависит от положения l_j сопла инжекции, интенсивности скачка уплотнения, вызывающего отрыв потока, и состояния пограничного слоя.

Как правило, сопло инжекции при тангенциальном вдуве выступает над обтекаемой поверхностью, что влияет на геометрические параметры зоны отрывного течения даже при отсутствии вдува. Если стенка AB гладкая (рис. 9.5.3, *а*), то перед уступом *3* возникает скачок уплотнения *2*, вызывающий

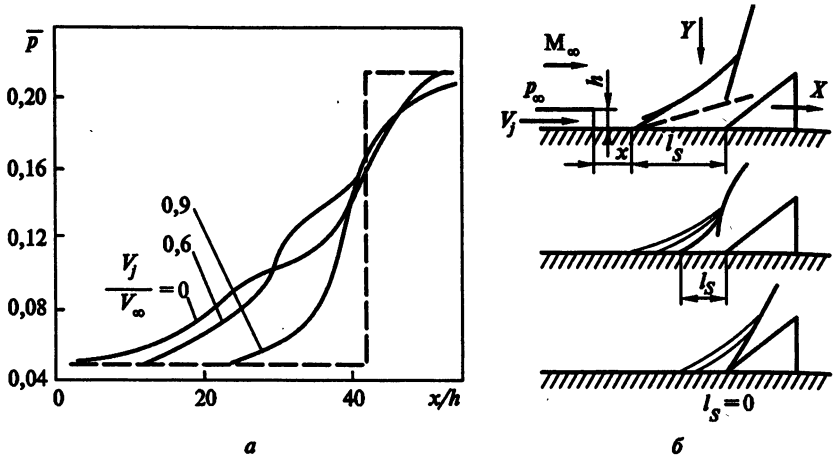


Рис. 9.5.2. Распределения давления при тангенциальном вдуве с различной интенсивностью (*а*) и соответствующие структуры течения (*б*) (штриховой линией показано распределение давления при невязком обтекании)

отрыв потока в точке S с образованием скачка уплотнения *1*. Сопло для тангенциальной инжекции *8* (рис. 9.5.3, *б*) образует обратный уступ, при обтекании которого невозмущенный поток отрывается в точке S_1, расширяется в виде волн разрежения *6* и присоединяется в точке R_1 с образованием скачка уплотнения *5*. Такая структура течения вблизи сопла инжекции возможна лишь при достаточном удалении его от зоны основного отрывного течения. В этом случае область отрыва *7* не оказывает влияния на структуру обтекания уступа *3*. Однако при уменьшении размера l_j (рис. 9.5.3, *в*) возникают условия, когда локальные отрывы *4* и *7* объединяются в общую зону отрывного течения, размер которой превышает длину зоны отрыва при обтекании уступа, расположенного на гладкой стенке.

Экспериментально установлено [18], что тангенциальный вдув навстречу возвратному течению в застойной зоне (см. рис. 9.5.1, *б*) — более эффективное средство устранения отрыва потока, чем тангенциальный вдув перед точкой отрыва. Действительно, в этом случае на процессы смешения струи с пото-

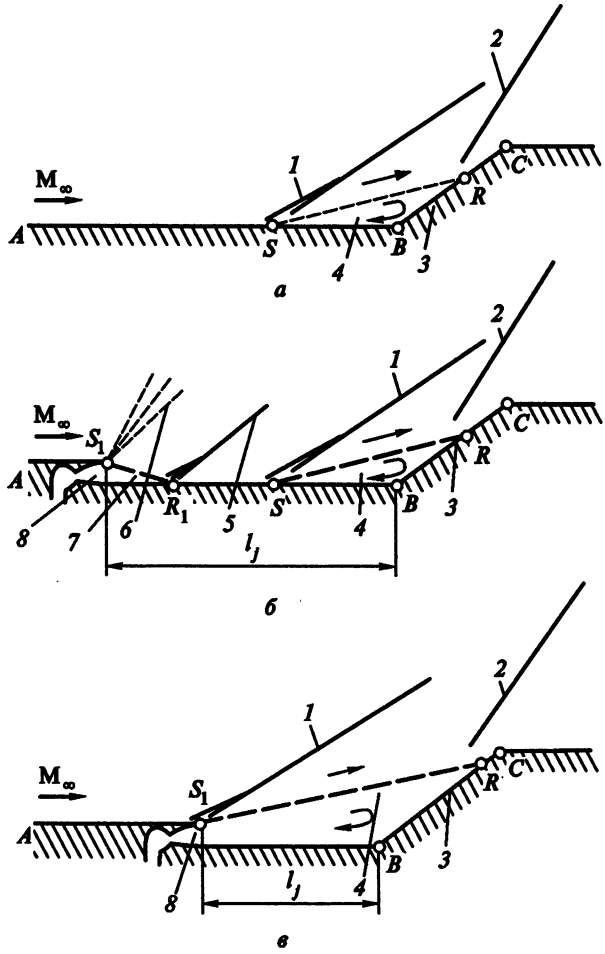


Рис. 9.5.3. Изменение структуры обтекания преграды при наличии управляющего сопла для тангенциального вдува

ком и трения о стенку расходуется меньшая энергия, а инжектируемая струя является своеобразным барьером, не дающим распространяться повышенному давлению из области за скачком уплотнения на преграде по дозвуковой части пограничного слоя вверх по потоку вдоль обтекаемой поверхности.

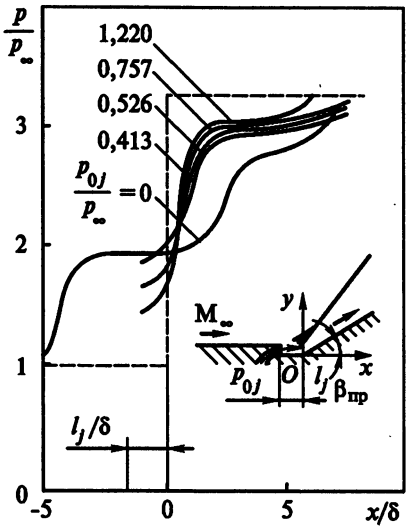


Рис. 9.5.4. Распределение давления при тангенциальном вдуве различной интенсивности (M_∞=2,5, M_j=1,9, $\beta_{пр}$= = 20°, $l_j/\delta = 1{,}54$)

Результаты экспериментов, приведенные на рис. 9.5.4, показывают, что с увеличением давления вдува p_{0j} кривые распределения давления на плоской поверхности перед преградой с $\beta_{пр} = 20°$ при турбулентном режиме течения приближаются к зависимости, характерной для невязкого обтекания (штриховая линия).

Оценку эффективности тангенциального вдува, осуществляемого перед точкой отрыва и за ней, проводят с использованием следующих показателей: длины области присоединения l_R и избыточного относительного давления в этой области $\Delta\overline{p}_R$. Длина области присоединения

$$l_R = \frac{0,95p_{ск} - p_p}{(\mathrm{d}p/\mathrm{d}x)_{max}},$$

где $(\mathrm{d}p/\mathrm{d}x)_{max}$ — максимальная производная в области повышенного давления.

Графики изменения l_R/δ в зависимости от давления вдува $p_{0j}/p_{0\infty}$ приведены на рис. 9.5.5. Чем меньше значение l_R, тем условия обтекания ближе к невязкому взаимодействию потока с преградой. Для тангенциального вдува навстречу возвратному течению в застойной зоне (сплошная линия) при возрастании $p_{0j}/p_{0\infty}$ длина области присоединения уменьшается быстрее, чем в случае вдува перед зоной отрыва (штриховая линия).

Относительное избыточное давление в области присоединения

$$\Delta\bar{p}_R = \frac{p_{Rj} - p_R}{p_{ск} - p_R},$$

где p_{Rj}, p_R — соответственно статическое давление в области присоединения потока при наличии вдува и без него.

Приведенные на рис. 9.5.6 зависимости также показывают, что вдув тангенциальных струй в области отрыва более

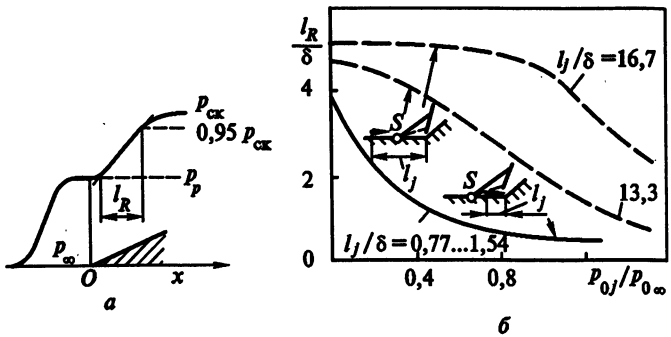


Рис. 9.5.5. Изменение давления в области присоединения (*а*) и зависимость длины области присоединения от давления вдува (*б*) ($M_\infty = 2{,}5$, $M_j = 1{,}9$, $\beta_{пр} = 20°$)

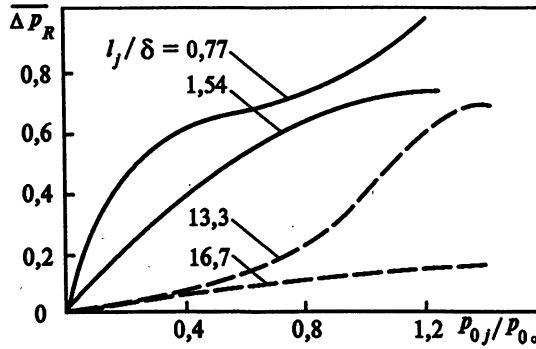


Рис. 9.5.6. Изменение относительного избыточного давления в области присоединения при тангенциальном вдуве ($M_\infty = 2{,}5$, $M_j = 1{,}9$, $\beta_{пр} = 20°$): сплошные линии – вдув навстречу возвратному течению в застойной зоне; штриховые линии – вдув перед точкой отрыва

эффективен, чем инжекция перед точкой отрыва. Для уменьшения протяженности отрывной зоны требуется меньшее давление, а следовательно, и меньший расход инжектируемого вещества.

При дозвуковых скоростях движения ЛА тангенциальный вдув широко используется для повышения эффективности аэродинамических ОУ, расположенных на задних кромках крыла или оперения (закрылки, элероны). В этом случае увеличивается предельный угол поворота ОУ, при котором сохраняется безотрывное обтекание. Тем самым обеспечивается рост максимальной подъемной силы, так как при вдуве газа с большой скоростью перед точкой отрыва S (рис. 9.5.7, *а*) пограничному слою сообщается дополнительная энергия и течение вновь становится безотрывным. При этом происходит перераспределение давления по обтекаемой поверхности (рис. 9.5.7, *б*), которое и вызывает увеличение подъемной силы.

В качестве параметра, определяющего эффект вдува, можно принять коэффициент импульса струи

$$c = \rho_j V_j^2 h/(q_\infty b), \qquad (9.5.1)$$

где ρ_j, V_j — соответственно плотность и скорость струи; h — высота щели; q_∞ — скоростной напор набегающего потока; b — хорда крыла.

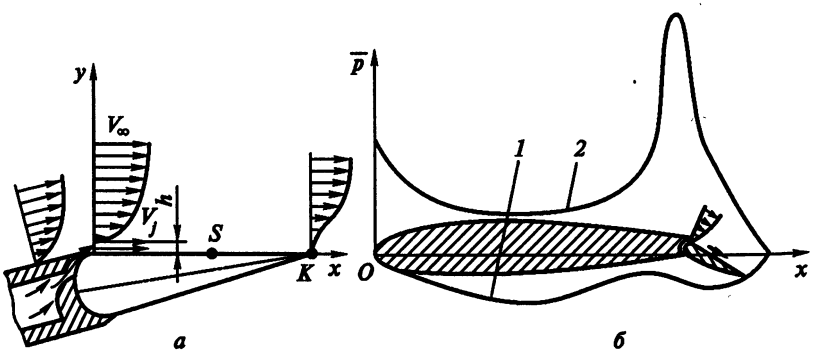


Рис. 9.5.7. Структура обтекания ОУ в дозвуковом потоке (*а*) и распределение коэффициента давления по нижней (*1*) и верхней (*2*) поверхностям крыла (*б*)

Значение коэффициента импульса выбирают из условия ликвидации отрыва пограничного слоя. При этом импульс должен быть достаточным для преодоления сил трения, обеспечения смешения струи с основным потоком и соответствующего изменения структуры пограничного слоя. Исследования показывают, что необходимый для ликвидации отрыва коэффициент импульса струи определяется соотношением

$$c = \frac{2,35\delta^{**}h}{b(1 - V_{\text{ср}}/V_j)^2}, \tag{9.5.2}$$

где δ^{**} — приращение толщины потери импульса пограничного слоя при отсутствии вдува на участке от точки отрыва S до точки K на задней кромке руля (см. рис. 9.5.7); $V_{\text{ср}}$ — средняя скорость невязкого обтекания ОУ.

Параметр δ^{**}, влияющий на импульс вдуваемой струи, находят из выражения

$$\frac{\delta^{**}}{b} = \frac{0,037}{\text{Re}_j^{0,2}}\left(\frac{V_K}{V_\infty}\right)^{-3}\left\{\int\limits_{\bar{x}_S}^{\bar{x}_K}\left(\frac{V(x)}{V_\infty}\right)^{3,5}\mathrm{d}\frac{x}{b}\right\}, \tag{9.5.3}$$

где $\text{Re}_j = V_j x_K/\nu_j$; $\bar{x}_K = x_K/b$; $\bar{x}_S = x_S/b$ — безразмерные геометрические параметры; x_K, x_S — соответственно координаты задней кромки ОУ и точки отрыва; V_K — скорость невязкого (свободного) течения у задней кромки крыла; $V(x)$ — текущая скорость вдоль профиля крыла; x — координата вдоль профиля крыла, измеряемая от места вдува струи.

Определив по формулам (9.5.2) и (9.5.3) коэффициент импульса струи, можно, согласно (9.5.1), по известным значениям q_∞ и b и выбранным параметрам струи ρ_j и V_j подсчитать необходимую высоту h щели и расход вдуваемого газа на единицу ширины щели:

$$\dot{m}_j = \rho_j V_j h.$$

Управляющую силу, создаваемую рулем и подъемную силу крыла рассчитывают по соответствующим аэродинамическим зависимостям, полученным из теории безотрывного обтекания, или определяют экспериментально.

9.6. Влияние струйного вдува на параметры отрывного течения в донной области ЛА

Вдув газовых струй в спутный поток за донным срезом ЛА оказывает влияние на параметры его обтекания и прежде всего на характеристики отрывного течения в области ближнего следа. Рассмотрим структуры обтекания при вдуве струй в кормовой части ЛА при различных режимах.

На рис. 9.6.1 показаны структуры дозвукового обтекания донного среза *1* ЛА цилиндрической формы при различных интенсивностях вдува струи *4*, истекающей из круглого сопла *2* с относительным диаметром $d_j/D = 0,1875$ (d_j, D — диаметры сопла и кормовой части ЛА). Для сравнения здесь же приведена структура течения при отсутствии инжекции газа (см. рис. 9.6.1, *а*).

Вдув струи приводит к сокращению размеров тороидального вихря *3*. За счет эжекционного действия струи частицы газа вблизи донного среза ускоряются, что влечет за собой повышение коэффициента донного сопротивления $c_{x\text{дон}} = 4X_{\text{дон}}/\left[\pi q_\infty (D^2 - d_j^2)\right]$. Графики изменения $c_{x\text{дон}}$ в зависимости от коэффициента импульса струи $c = 4\dot{m}_j V_j/\left[\pi q_\infty (D^2 - d_j^2)\right]$ представлены на рис. 9.6.2. Сопротивление достигает локального максимума (точки F_i, $i = 1,2,3,4$), когда скорость в струе становится звуковой, а истечение — расчетным (см. рис. 9.6.1, *б*).

В этом случае вдуваемая струя еще не тормозит внешний поток, но оказывает на него существенное влияние из-за эжекции. Дальнейший рост коэффициента импульса струи влечет за собой некоторое увеличение области, занятой отрывным течением (вихрем *3* на рис. 9.6.1, *в*), и, следовательно, снижение значений коэффициента донного сопротивления (участки F_iN_i на рис. 9.6.2). При последующем росте коэффициента импульса, когда струя становится значительно недорасширенной (см. рис. 9.6.1, *г*), на течение у донного среза основное влияние оказывает воздействие самой инжектируемой струи, что уменьшает давление на донный срез *5* и увеличивает коэффициент сопротивления $c_{x\text{дон}}$ (участок N_iK на рис. 9.6.2).

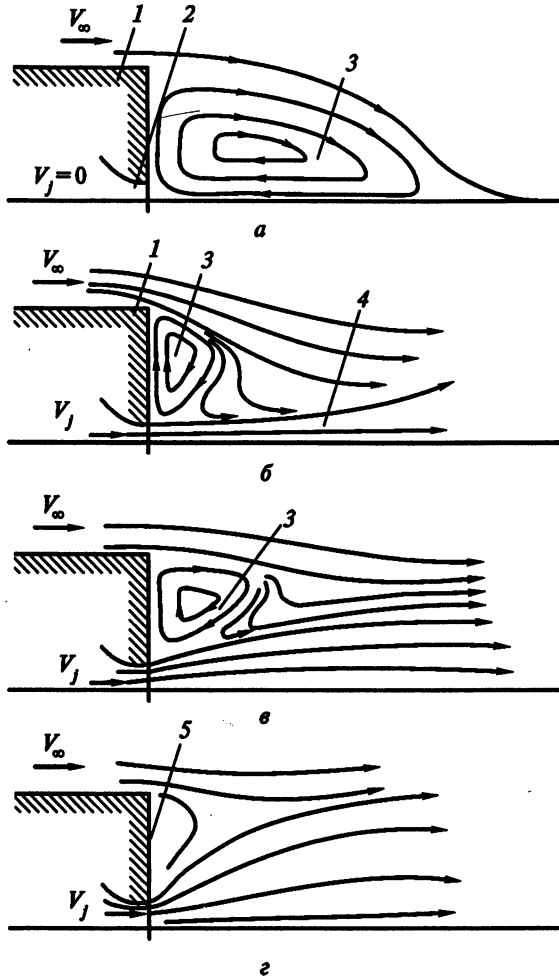


Рис. 9.6.1. Структуры течения в ближнем следе при дозвуковом обтекании и вдуве струи переменной интенсивности

Отметим, что характер изменения функциональной зависимости $c_{x\text{дон}}$ от c не меняется с увеличением дозвуковой скорости V_∞; от нее зависят лишь локальный максимум коэффициента донного сопротивления и его значение. Кроме того, для условий вдува недорасширенных струй результаты экспериментов, полученные при различных дозвуковых скоростях V_∞, представляются единой зависимостью CK (см. рис. 9.6.2).

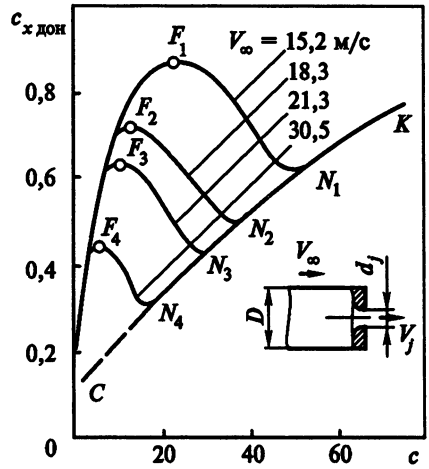


Рис. 9.6.2. Зависимость донного сопротивления от коэффициента импульса спутной «звуковой» струи при дозвуковом обтекании ЛА цилиндрической формы

Структуры обтекания уступа при вдуве в сверхзвуковой поток струи переменной интенсивности показаны на рис. 9.6.3. Последовательная перестройка течений приводит к соответствующему изменению донного давления $p_{дон}$ (рис. 9.6.4).

Если вдув отсутствует, то структура потока соответствует случаю обтекания обратного уступа (см. рис. 9.6.3, *а*). Образуются характерные волны разрежения *1* и скачок уплотнения *2*, поток отрывается в точке S и присоединяется в точке R. При небольшом вдуве, когда скорость в струе невелика, часть газа подсасывается внешним потоком и попадает в зону смешения *4* (см. рис. 9.6.3, *б*). Образуются зоны циркуляционного течения *3* и *5* вместо одной, характерной для случая отсутствия вдува. Угол поворота потока в точке S уменьшается, а донное давление увеличивается (участок AB на рис. 9.6.4).

С увеличением интенсивности вдува (p_{0j}/p_∞) зона отрывного течения *3* пропадает (см. рис. 9.6.3, *в*), при этом инжектируемая струя и основной поток формируют зону отрывного течения, в которой образуются устойчивые вихри *6* и *7* с противоположным направлением движения. При таком режиме течения происходит отрыв потока от угла уступа в точке

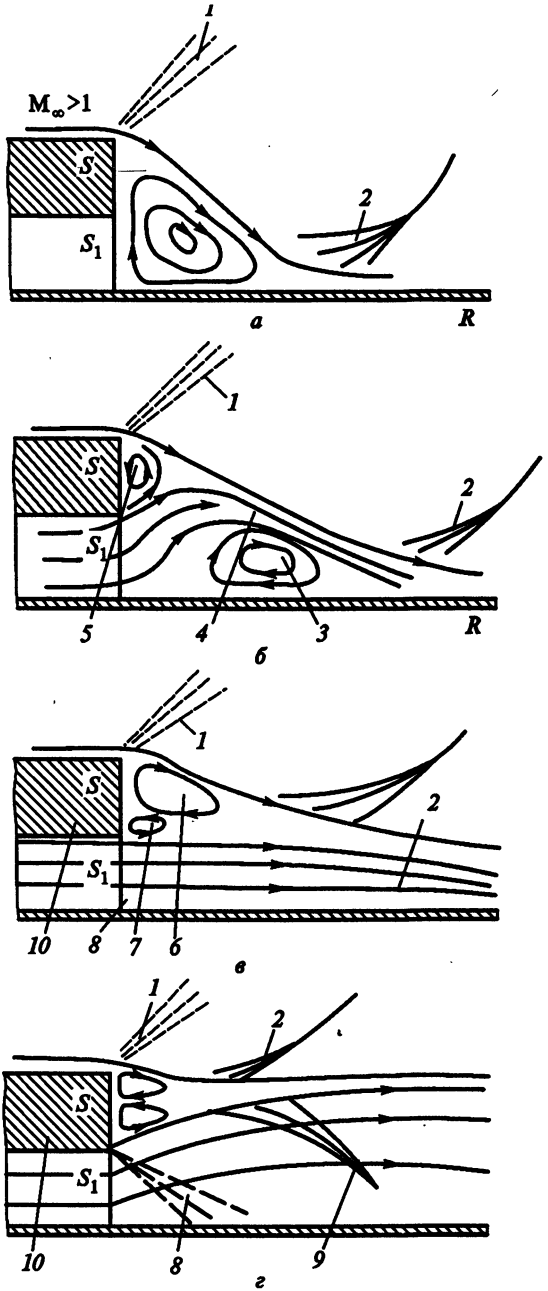


Рис. 9.6.3. Структуры обтекания уступа при вдуве струи переменной интенсивности

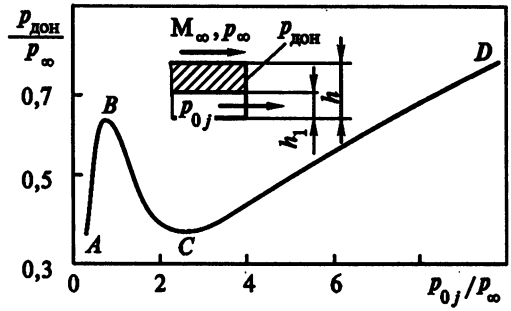


Рис. 9.6.4. Зависимость донного давления от интенсивности струйного вдува ($M_\infty = 2{,}3$, $h_1/h = 0{,}5$)

S и со среза сопла в точке S_1. По мере увеличения p_{0j}/p_∞ скорость истечения струи становится звуковой, во внутреннем течении образуются волны разрежения *8* и сжатия *9*. Давление у донного среза *10* падает (участок BC на рис. 9.6.4). Наконец, дальнейшее возрастание интенсивности вдува приводит к тому, что струя увеличивается и начинает влиять на внешнее течение (см. рис. 9.6.3, *г*), уменьшая угол разворота потока за точкой S. При этом донное давление возрастает, и даже может превосходить p_∞ (участок CD на рис. 9.6.4).

На рис. 9.6.5 показаны области существования у донного среза ЛА неодинаковых структур течений, обусловленных различными соотношениями давлений $p_{дон}$, p_a и p_∞. Границами этих областей являются прямые линии $p_{дон}/p_\infty = 1$, $p_a/p_\infty = 1$ и $p_{дон} = p_a$.

Рисунок дает представление об особенностях каждой структуры. Например, для области течения III характерно $p_{дон} < p_a$, $p_{дон} < p_\infty$, $p_a > p_\infty$, т. е. струя недорасширенная ($n = p_a/p_{дон} > 1$) и после выхода из сопла расширяется в волне разрежения. Поток, омывающий поверхность тела у дна, проходит через волну разрежения и разворачивается на некоторый угол, в донной области образуется застойная зона с двумя вихревыми течениями противоположного направления. При встрече двух сверхзвуковых потоков (атмосферного и струи) возникает система косых скачков уплотнения.

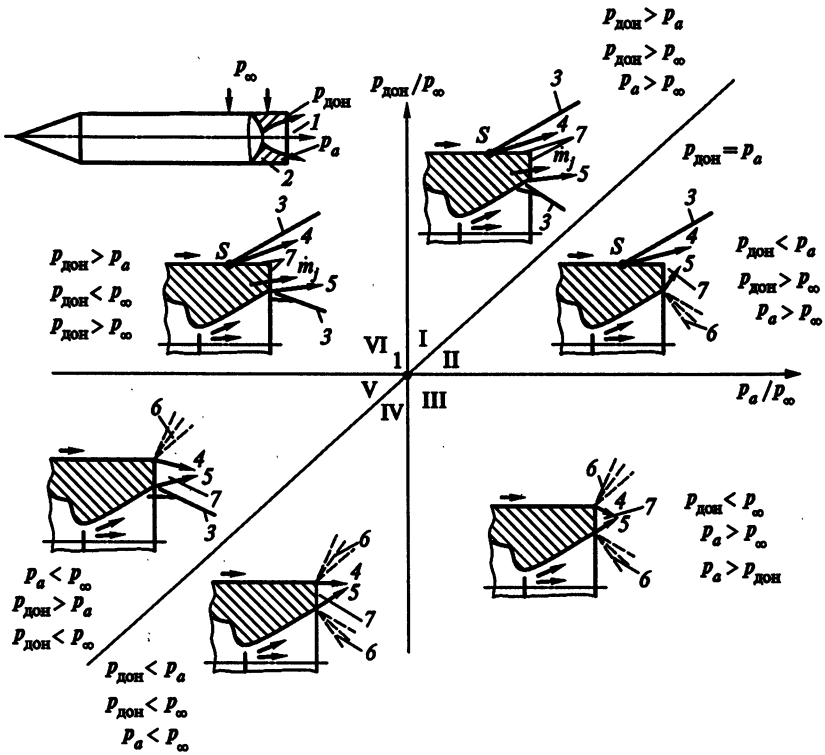


Рис. 9.6.5. Режимы течения в донном следе с центральной струей при сверхзвуковом обтекании тела вращения:
1 – центральная струя; *2* – тело вращения; *3* – скачок уплотнения; *4* – направление внешнего потока; *5* – направление потока в струе; *6* – волны разрежения; *7* – область отрыва за донным срезом тела

Структуры для областей I и IV могут реализоваться лишь при условии достаточно интенсивного введения в донную область дополнительной массы газа через кормовой срез ЛА.

Заключение

Практика создания современных ЛА показывает, что управление процессами обтекания является важнейшей проблемой современной аэрогазодинамики. Такое управление осуществляется различными по принципу действия и конструкции аэродинамическими, комбинированными (струйными) и газодинамическими ОУ. Однако физические процессы, лежащие в основе их функционирования, одинаковы. Это позволяет применить к изучению процессов обтекания и созданию вычислительных алгоритмов единые подходы и модели расчета.

Несмотря на развитие в последние годы вычислительной математики и создание методов определения параметров потока на основе решения уравнений Навье — Стокса, без накопления новых экспериментальных фактов невозможно полное моделирование процессов управления обтеканием летательных аппаратов. Рассмотрение физических основ происходящих явлений позволяет получить качественную картину, необходимую для проверки и уточнения их математических моделей. Подход, включающий в себя последовательное построение сначала физической, а затем математической моделей и алгоритма вычислений, есть та рациональная основа, которая позволяет интенсифицировать опытно-конструкторские разработки органов управления полетом.

Очень важно, чтобы разрабатываемые модели течения достаточно точно отражали характерные свойства изучаемых явлений и в то же время были доступны для математического исследования. Именно экспериментальное изучение методов управления обтеканием ЛА с одновременной углубленной разработкой теоретических основ расчета отрывных и струйных течений, базирующихся на основных уравнениях сохранения аэрогазодинамики, отражает современную тенденцию

развития аэрогазодинамического проектирования органов управления полетом. Приведенные в книге результаты экспериментов свидетельствуют о том, что во многих случаях использование упрощенной модели исследования является не только оправданным, но желательным, поскольку при ее выборе всегда нужно соизмерять точность решаемой задачи с допустимыми затратами.

По мнению автора, данная книга будет способствовать стремлению читателей выработать собственный подход к изучению новых газодинамических явлений, решению «нестандартных» задач в управлении процессами обтекания ЛА различного назначения.

Список литературы

1. *Абрамович Г.Н.* Прикладная газовая динамика: В 2 т. – М.: Наука, 1991. – Т.1. – 597 с.; Т.2. – 301 с.

2. *Гогиш Л.В., Степанов Г.Ю.* Отрывные и кавитационные течения. – М.: Наука, 1990. – 384 с.

3. *Численное* решение многомерных задач газовой динамики / С.К. Годунов, А.В. Забродин, М.Я. Иванов и др. – М.: Наука, 1976. – 400 с.

4. *Аэродинамическое* проектирование щитковых и струйных органов управления летательных аппаратов / С.С. Ионов, В.Т. Калугин, Е.А. Мишина и др. – М.: НТЦ «Информтехника», 1992. – 168 с.

5. *Краснов Н.Ф., Кошевой В.Н., Калугин В.Т.* Аэродинамика отрывных течений. – М.: Высш. шк., 1986. – 352 с.

6. *Краснов Н.Ф.* Основы аэродинамического расчета. – М.: Высш. шк., 1981. – 496 с.

7. *Краснов Н.Ф., Захарченко В.Ф., Кошевой В.Н.* Основы аэродинамического расчета. – М.: Высш. шк., 1984. – 264 с.

8. *Лапин Ю.В.* Турбулентный пограничный слой в сверхзвуковых потоках газа. – М.: Наука, 1982. – 312 с.

9. *Чжен П.* Отрывные течения: В 3 т.: Пер. с англ. – М.: Мир, 1972 — 1973. – Т.1. – 1972. – 299 с.; Т.2. – 1977. – 280 с.; Т.3. – 1973. – 333 с.

10. *Авдуевский В.С., Иванов А.В., Карпман И.М.* Течение в сверхзвуковой вязкой недорасширенной струе // Изв. АН СССР. Сер. МЖГ. – 1970. – № 3. – С.63 – 69.

11. *Губанова О.И., Лунев В.В.* Исследование взаимодействия блока струй с дозвуковым и сверхзвуковым встречным потоком // Гагаринские научные чтения по космонавтике: Тез. докл. – М., 1983. – С. 157.

12. *Гужавин А.И., Коробов Я.П.* О гистерезисе сверхзвуковых отрывных течений // Изв. АН СССР. Сер. МЖГ. – 1984. – № 2. – С. 116 – 125.

13. *Калугин В.Т., Луценко А.Ю., Афанасьев А.А.* Эффективность струйных методов торможения спускаемых аппаратов в атмосферах планет // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Машиностроение – 1992. – № 2. – С. 19 – 28.

14. *Калугин В.Т., Луценко А.Ю.* Расчет и моделирование аэродинамических характеристик космических аппаратов при струйном торможении на этапе спуска в атмосферах планет // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Машиностроение – 1994. – № 3. – С. 71 – 87.

15. *Калугин В.Т., Луценко А.Ю.* Экспериментальные исследования обтекания спускаемых аппаратов при струйном управлении аэродинамических характеристик // Изв. АН ФР. Сер. МЖГ. – 1996. – № 3. – С. 115 – 125.

16. *Калугин В.Т., Чернуха П.А.* Экспериментальные исследования и расчет параметров сверхзвукового отрывного обтекания аэродинамических щитков в условиях взаимной интерференции // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Машиностроение – 2001. – № 1. – С. 14 – 23.

17. *Покровский А.И., Фролов Л.Г.* Приближенные зависимости для определения давления на поверхности сферы и на цилиндре при произвольном числе Маха набегающего потока // Изв. АН СССР. Сер. МЖГ. – 1985. – № 2. – С. 185 – 188.

18. *Висванат П., Санкаран Л., Сагдео П.* Определение положения щели для управления пограничным слоем посредством вдува в срывную зону, индуцируемую скачком уплотнения // Аэрокосмическая техника. – 1984. – № 5. – С. 63 – 71.

19. *Болл К., Коркеги Р.* Исследование влияния отсоса на отрыв гиперзвукового ламинарного пограничного слоя // РКТ. – 1968. – № 2. – С. 57 – 62.

20. *Таннер Л.* Влияние отсоса на взаимодействие скачка уплотнения с пограничным слоем в угле сжатия // Авиастроение: Экспресс-информ / ВИНИТИ. – М., 1970. – № 5. – С. 11 – 20.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие 3

ГЛАВА 1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ 6

1.1. Аэродинамические схемы летательных аппаратов 6

1.2. Основные типы органов управления 11

1.3. Определение требуемых управляющих моментов и сил 13

1.4. Требования, предъявляемые к органам управления 17

1.5. Критерии эффективности органов управления 18

ГЛАВА 2. МЕТОДЫ И АЛГОРИТМЫ РАСЧЕТА ГАЗОВЫХ ТЕЧЕНИЙ ПРИ ПРОЕКТИРОВАНИИ ОРГАНОВ УПРАВЛЕНИЯ ПОЛЕТОМ 24

2.1. Общие закономерности расчета органов управления 24

2.2. Уравнения сохранения аэродинамики для расчета параметров течений 27

2.2.1. Интегральная и дифференциальная формы представления 27

2.2.2. Уравнение состояния 38

2.2.3. Система уравнений для расчета течений в отрывных зонах 39

2.2.4. Уравнения движения с развитой турбулентностью 42

2.3. Основные соотношения для вычисления параметров скачков уплотнения и волн разрежения 44

2.3.1. Косой скачок уплотнения 44

2.3.2. Течение Прандтля — Майера 48

2.4. Сведения из теории пограничного слоя 50

2.4.1. Интегральные соотношения для расчета параметров пограничного слоя 50
2.4.2. Расчет пограничного слоя на криволинейной поверхности 52
2.5. Гипотезы турбулентности 63
2.6. Физические основы возникновения отрывных течений .. 69
2.6.1. Виды отрывных течений 69
2.6.2. Причины возникновения отрывных течений и их структура 70
2.7. Расчет отрывных течений газа 80
2.7.1. Течения в области отрыва 81
2.7.2. Течение в области смешения 87
2.7.3. Присоединение оторвавшегося потока 100
2.7.4. Метод разделяющей линии тока 102
2.7.5. Энтропийный метод расчета параметров отрывных течений 103
2.7.6. Особенности расчета трехмерных отрывных течений 127
2.8. Моделирование струйных течений 143
2.8.1. Структуры истечения струй в затопленное пространство 144
2.8.2. Встречные струи в сверхзвуковом потоке 148
2.8.3. Истечение поперечных струй в сверхзвуковой поток 156
2.8.4. Экспериментальное моделирование процессов обтекания струйных органов управления 166

ГЛАВА 3. АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПОДВИЖНЫЕ РУЛЕВЫЕ ПОВЕРХНОСТИ, ГОЛОВНЫЕ И ХВОСТОВЫЕ НАСАДКИ 172

3.1. Аэродинамические рулевые поверхности 172
3.2. Несущая способность летательного аппарата в виде комбинации корпус — оперение 179
3.2.1. Коэффициенты интерференции 179

3.2.2. Аэродинамические характеристики 187
3.2.3. Влияние сжимаемости на интерференцию 193
3.2.4. Особенности обтекания летательных аппаратов с частью корпуса за оперением 194
3.2.5. Силы и моменты при крене 200
3.2.6. Момент рыскания 209
3.3. Полностью подвижные органы управления 211
3.3.1. Коэффициенты интерференции 211
3.3.2. Аэродинамические характеристики комбинации корпус — поворотное оперение 214
3.3.3. Эффективность органов управления 217
3.4. Органы управления, расположенные на несущих поверхностях 218
3.4.1. Нормальная сила, развиваемая концевыми органами управления 218
3.4.2. Рули, расположенные вдоль задней кромки 221
3.4.3. Момент крена от элеронов 229
3.5. Нелинейные эффекты при обтекании рулей 233
3.6. Расчет шарнирного момента рулей 237
3.6.1. Полностью подвижные и концевые органы управления 237
3.6.2. Органы управления, расположенные вдоль задней кромки несущей поверхности 240
3.7. Аэродинамическое сопротивление рулей 243
3.7.1. Сопротивление при отсутствии подъемной силы ... 243
3.7.2. Индуктивное сопротивление и подсасывающая сила 248
3.8. Расчет параметров отрывных течений перед выдвижными уступами 252
3.9. Управляющие силы, создаваемые интерцепторами и щитками 255
3.10. Аэродинамические перфорированные интерцепторы ... 262
3.11. Расчет роллеронов 267

3.12. Аэродинамические надстройки в носовой части летательных аппаратов 271
3.12.1. Изменение характера обтекания под влиянием иглы 272
3.12.2. Обтекание тел с дисковыми надстройками 288
3.13. Поворотные кормовые части летательных аппаратов . . 294

ГЛАВА 4. АЭРОДИНАМИЧЕСКОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ ЩИТКОВЫХ ОРГАНОВ УПРАВЛЕНИЯ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ . . 297

4.1. Управление обтеканием бескрылых летательных аппаратов аэродинамическими выдвижными устройствами щиткового типа 297
4.1.1. Структуры отрывного обтекания щитков 297
4.1.2. Управляющие торцевые щитки 301
4.1.3. Щитки, расположенные в носовой части ЛА конической формы 307
4.2. Аэродинамические коэффициенты летательных аппаратов с управляющими щитками 309
4.3. Интерференционное влияние на параметры обтекания близко расположенных щитков 319
4.4. Расчет аэродинамических характеристик щитков, расположенных в кормовой части летательных аппаратов конической формы 323
4.4.1. Распределение давления около щитка 323
4.4.2. Линия отрыва перед щитком 327
4.4.3. Расчет давления на торцевой поверхности щитка . . 332
4.4.4. Аэродинамические коэффициенты щитков 335
4.5. «Разгруженные» сегментно-сферические щитки 337
4.5.1. Структура обтекания сегментно-сферических щитков 337
4.5.2. Расчет сегментно-сферических щитков, обтекаемых плоскопараллельным потоком 341
4.5.3. Особенности расчета сегментно-сферических щитков, расположенных на боковой поверхности ЛА 349

ГЛАВА 5. ОБТЕКАНИЕ ТОРМОЗНЫХ УСТРОЙСТВ, ЗОНДОВ-ПЕНЕТРАТОРОВ И ПОСАДОЧНЫХ СПУСКАЕМЫХ АППАРАТОВ 355

5.1. Тормозные и управляющие щитки на телах вращения сегментно-сферической формы 355

5.2. Сверхзвуковое обтекание расширяющихся тормозных устройств («юбок») 363

5.2.1. Структуры обтекания зонда 363

5.2.2. Аэродинамические коэффициенты зонда 367

5.2.3. Расчет параметров течений на корпусе зонда при отрывном обтекании тормозной «юбки» 369

5.2.4. Течение в области присоединения потока к поверхности тормозного устройства 375

5.2.5. Составляющие аэродинамических коэффициентов корпуса зонда и тормозной «юбки» при отрывном обтекании 381

5.2.6. Донное сопротивление зонда 385

5.3. Аэродинамические характеристики и расчет щитковых стабилизирующих тормозных устройств зондов 388

5.3.1. Влияние конструктивных параметров щитков на эффективность управления аэродинамическими характеристиками 388

5.3.2. Расчет параметров потоков в отрывных зонах при обтекании щитковых тормозных стабилизирующих устройств 396

5.3.3. Определение аэродинамических характеристик зондов со щитковыми тормозными устройствами 408

ГЛАВА 6. СТРУЙНЫЕ ОРГАНЫ УПРАВЛЕНИЯ ПАРАМЕТРАМИ ОБТЕКАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ СПУСКАЕМЫХ АППАРАТОВ И РАКЕТНЫХ БЛОКОВ 412

6.1. Взаимодействие центральной моноструи со встречным потоком 412

6.1.1. Торможение СА вдувом центральной встречной струи 413

6.1.2. Расчет аэродинамических характеристик лобового обтекателя СА при вдуве центральной встречной струи в сверхзвуковой поток 417

6.2. Влияние несимметричной инжекции встречной струи на аэродинамические характеристики СА с сегментно-сферической формой лобовой поверхности 424
6.2.1. Управление параметрами обтекания вдувом низконапорной периферийной струи. Структуры обтекания. 424
6.2.2. Расчет интерференционных составляющих аэродинамических коэффициентов от вдува периферийной струи 433
6.2.3. Особенности истечения периферийной струи высокой интенсивности 443
6.3. Аэродинамические характеристики и параметры обтекания СА при интерференции струй блочной тормозной двигательной установки и сверхзвукового потока 448
6.3.1. Взаимодействие кольцевой струи со встречным потоком 448
6.3.2. Структуры обтекания и аэродинамические характеристики СА при блочном вдуве встречных струй с лобовой поверхности обтекателя 452
6.3.3. Расчет параметров обтекания и аэродинамических характеристик обтекателей при инжекции блочных струй из ТДУ 469
6.3.4. Эффективность торможения СА с блочной ТДУ различной компоновки 477
6.3.5. Интерференционное воздействие потоков на лобовую поверхность ЛА при комбинированном вдуве встречных струй 482
6.3.6. Аэродинамические характеристики моделей СА с кормовой ТДУ 488
6.4. Экспериментальное моделирование и расчет аэродинамических характеристик ракетных блоков при струйном управлении 495
6.4.1. Аэродинамические характеристики ракетных блоков при струйном торможении 496
6.4.2. Вдув встречной моноструи с боковой поверхности ЛА конической формы 499
6.4.3. Блочная несимметричная инжекция встречных струй 510

6.4.4. Управление обтеканием ЛА симметричным поперечным вдувом струй 511
6.5. Расчет параметров течения при вдуве поперечных высокоскоростных струй 515

ГЛАВА 7. ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ОРГАНЫ УПРАВЛЕНИЯ 526

7.1. Управляющие реактивные двигатели 526
7.1.1. Тяга реактивного двигателя 526
7.1.2. Поворотные двигатели. Расчет управляющей силы 528
7.1.3. Управление модулем вектора тяги 529
7.2. Реверс и отсечка тяги 535
7.3. Дросселирование сопел. Сопловые управляющие аппараты с центральным телом 540
7.4. Поворотные сопла 547
7.5. Раздвижные сопла 554
7.6. Сопла с поворотными раструбами 560
7.7. Поворотные насадки 564
7.8. Дефлекторы 566
7.9. Газовые рули 569
7.10. Вдув газа и впрыск жидкости в сверхзвуковую часть сопла 574

ГЛАВА 8. ОСОБЕННОСТИ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ОРГАНОВ УПРАВЛЕНИЯ ВЕКТОРОМ ТЯГИ В ПЕРЕРАСШИРЕННЫХ СОПЛАХ 585

8.1. Малоинтенсивный вдув газовых струй в перерасширенный сверхзвуковой поток 585
8.1.1. Экспериментальные исследования процессов взаимодействия низконапорных поперечных струй с перерасширенным потоком 586
8.1.2. Расчет длины зоны вторичного отрыва в следе вдуваемой струи 603
8.1.3. Моделирование инжекции атмосферных струй в перерасширенное сопло натурного двигателя 604

8.2. Газодинамический орган управления с пристеночным вдувом газа в перерасширенный насадок 610
8.3. Газодинамические интерцепторы и щитки 618
8.3.1. Торцевые и «уголковые» интерцепторы в перерасширенном сопле 619
8.3.2. Газодинамические щитки в перерасширенном сопле 623
8.3.3. «Тангенциальные» щитки в сопле с насадком ... 626

ГЛАВА 9. УПРАВЛЕНИЕ ОБТЕКАНИЕМ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ 631
9.1. Массообмен в отрывных зонах. Отсос газа из зоны циркуляционного течения 631
9.2. Вдув газа из тонкого цилиндрического тела, установленного перед носовой частью летательного аппарата 644
9.3. Влияние массообмена на отрывное течение за обратным уступом 646
9.4. Управление отрывным течением сливом пограничного слоя 653
9.5. Управление отрывным течением тангенциальным вдувом 661
9.6. Влияние струйного вдува на параметры отрывного течения в донной области ЛА 670

Заключение 676
Список литературы 678

Учебное издание

Владимир Тимофеевич Калугин

АЭРОГАЗОДИНАМИКА ОРГАНОВ УПРАВЛЕНИЯ ПОЛЕТОМ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

Редактор *Е.Н. Ставицкая*
Корректор *О.В. Калашникова*
Художник *С.С. Водчиц*
Компьютерная верстка *В.И. Товстоног*

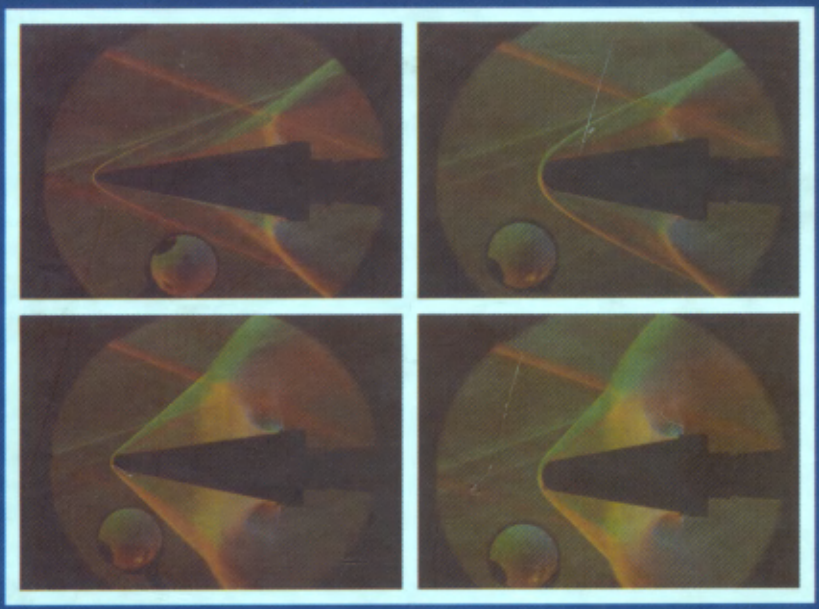
Оригинал-макет подготовлен
в Издательстве МГТУ им. Н.Э. Баумана.

Подписано в печать 10.07.2003. Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная.
Печать офсетная. Гарнитура «Computer modern»
Усл. печ. л. 43. Уч.-изд. л. 42,5. Тираж 2000 экз.

Издательство МГТУ им. Н.Э. Баумана.
105005, Москва, 2-я Бауманская, 5.

Заказ № 9528

Отпечатано в полном соответствии
с качеством предоставленного оригинал-макета
в ППП «Типография «Наука»
121099, Москва, Шубинский пер., 6



ISBN 5-7038-1968-7