А. К. МАРТЫНОВ

ПРИКЛАДНАЯ АЭРОДИНАМИКА

Допущено
Министерством высшего и среднего специального образования СССР
в качестве учебного пособия
для авиационных высших учебных заведений



ИЗДАТЕЛЬСТВО «МАШИНОСТРОЕНИЕ»
Москва 1972

УДК 629.7.015.(075.8)

Прикладная аэродинамика. Мартынов А. К. М., «Машиностроение», 1972, стр. 448.

В книге обобщены и систематизированы теоретические и экспериментальные исследования по аэродинамике летательных аппаратов. Приведены характеристики атмосферы Земли, основные законы течения газов при дозвуковых и сверхзвуковых скоростях, законы подобия газовых потоков с учетом различных факторов; описаны методика и техника аэродинамических экспериментов в натурных условиях, в аэродинамических трубах с измерениями давления, скорости и температуры движущегося газа. Специальные главы посвящены теории пограничного слоя и турбулентности, теории крыла, аэродинамическим характеристикам тел вращения и летательных аппаратов различных схем, воздухозаборникам, органам управления и устойчивости летательных аппаратов.

Книга рассчитана на студентов авиационных вузов и будет также полезна для широкого круга инженеров авиационной и других отраслей промышленности.

Табл. 4. Иллюстр. 440. Библ. 14 назв.

Рецензент д-р техн. наук **Я. М. Серебрийский**
Научный редактор канд. техн. наук **Л. Е. Васильев**

2-4-3
176—1972

ПРЕДИСЛОВИЕ

Современная аэродинамика, представляющая один из разделов гидромеханики или механики нетвердых (не подчиняющихся закону Гука) тел, получила самостоятельное развитие как наука, и является в настоящее время основной дисциплиной, без которой невозможны как разработка новых образцов, так и совершенствование существующих летательных аппаратов. Для заметного улучшения летных характеристик летательных аппаратов необходимо существенное развитие как теоретической, так и экспериментальной аэродинамики. Значительное развитие получила газовая динамика — один из важных разделов аэродинамики. Для обеспечения потребностей практики, объяснения и раскрытия явлений, происходящих при обтекании твердого тела газовым потоком большой скорости, помимо классической механики были привлечены такие науки, как термодинамика, кинетическая теория газов, физическая химия, статистическая механика. Взаимодействие некоторых из них с аэродинамикой привело в последнее время к появлению новых комплексных дисциплин — теории гиперзвуковых течений, магнитогазодинамики.

В аэродинамике на современном этапе ее развития, как и ранее, исключительно большую роль играет эксперимент, который стал многогранным и чрезвычайно сложным. Появляется все большее количество теоретических и экспериментальных исследований, способствующих продвижению достижений аэродинамики в практику. На основе этих исследований и создается раздел аэродинамики, именуемый прикладной аэродинамикой. Обычно под прикладной аэродинамикой понимают комплекс знаний, обеспечивающих решение многих практических задач аэродинамики.

В книге изложены основные сведения по аэродинамике современного летательного аппарата с ориентацией на характеристики, полученные в основном по опытным данным. Методика проведения опытов изложена в форме, необходимой для оценки достоверности предлагаемых характеристик и возможности их практического использования.

Аэродинамика разреженных газов и магнитогазодинамика в книге не освещаются.

Размерности величин помимо системы СИ (ГОСТ 9867—61) приводятся и в системе МКГСС.

Автор выражает искреннюю признательность д-ру техн. наук Я. М. Серебрийскому, взявшему на себя труд по рецензированию книги. Д-ру техн. наук В. Г. Гурылеву, канд. техн. наук Я. Я. Книвелю и д-ру физ.-мат. наук М. Н. Когану автор приносит благодарность за ценные советы, высказанные ими при просмотре отдельных разделов книги.

Все критические замечания и пожелания по содержанию книги просим направлять по адресу: Москва, Б-66, 1-й Басманный пер., 3, изд-во «Машиностроение».

Развитие прикладной аэродинамики стало возможным в результате создания специальных аэродинамических лабораторий в научно-исследовательских институтах и высших учебных заведениях. Кроме того, развитие и совершенствование этой дисциплины всегда определялось практической деятельностью, нуждами и запросами многочисленных конструкторских бюро, проектирующих летательные аппараты различного назначения.

Отечественные аэродинамические лаборатории были впервые созданы «отцом русской авиации» Н. Е. Жуковским. В 1902 г. появилась лаборатория при Московском университете, в 1904 г. был организован первый исследовательский институт в Кучине, в 1906 г. основана лаборатория при Московском высшем техническом училище (МВТУ). В 1910 г. была создана аэродинамическая лаборатория при Петербургском политехническом институте. В 1918 г. по указанию В. И. Ленина был организован Центральный аэро-гидродинамический институт (ЦАГИ), носящий ныне имя своего основателя профессора Н. Е. Жуковского. Это крупнейший научный центр, оснащенный мощным экспериментальным оборудованием и располагающий большим коллективом научных работников. За время Советской власти в нашей стране организовано большое количество аэродинамических лабораторий как при исследовательских институтах, так и при высших учебных заведениях.

За рубежом прикладная аэродинамика развивалась аналогичным путем. Во Франции по инициативе известного инженера Эйфеля в 1908 г. была создана в Париже первая аэродинамическая лаборатория, исследования которой получили широкую известность. В настоящее время координация научно-исследовательских работ по аэродинамике осуществляется во Франции Национальным научно-исследовательским комитетом по авиации и космонавтике — ONERA (Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales), созданным в 1946 г. В распоряжении ONERA имеются мощные аэродинамические трубы, стенды для

испытания силовых установок и другие экспериментальные объекты, находящиеся в Шале-Медоне, Модане-Аврие и Палезо.

В Англии аэродинамические исследования проводятся под руководством Консультативного комитета по аэронавтике (Advisory Committee for Aeronautics), который начал свою деятельность в 1909 г. Наиболее сложные исследования проводятся в Национальной физической лаборатории — NPL (National Physical Laboratory) в Теддингтоне, а также в лабораториях Королевского института авиации (Royal Aircraft Establishment) в Фарнборо и Бедфорде.

В США исследования по аэродинамике проводятся в более широких масштабах, чем в других капиталистических странах. Руководит этими исследованиями с 1915 г. Национальный консультативный комитет по аэронавтике — NACA (National Advisory Committee for Aeronautics). В 1958 г. NACA был преобразован в Национальное управление по аэронавтике и исследованию космического пространства — NASA (National Aeronautics and Space Administration). Объем исследовательской работы под руководством новой организации значительно увеличился. Военно-воздушные силы США также имеют свои научно-исследовательские аэродинамические центры, например центр в Туллахоме (штат Теннесси).

Аэродинамические исследования в Германии также начали интенсивно развиваться в первом десятилетии XX века. Известный ученый Прандтль создал в 1908 г. аэродинамическую лабораторию в Геттингене, в которой самим Прандтлем и его учениками было проведено много важных исследований. В 1912 г. в Берлине был основан авиационный исследовательский центр — DVL (Deutsche Versuchsanstalt für Luftfahrt).

В настоящее время аэродинамические исследования широко проводятся также в ФРГ, Канаде, Японии, Италии, Швеции.

Значительных успехов в последние годы достигла прикладная аэродинамика в странах социалистического содружества и, прежде всего, в ГДР, Польше и Чехословакии.

Глава I

ВОЗДУХ И ЕГО СВОЙСТВА

1. АТМОСФЕРА

Атмосферой называется окружающая Землю оболочка, состоящая из смеси газов, или, иначе, воздуха. Нельзя строго указать верхнюю границу атмосферы, так как она плавно переходит в космическое пространство. На высотах порядка 2500 км плотность воздуха исчезающе мала и близка к плотности космического пространства.

Явления свечения, характеризующие наличие ионов воздуха, наблюдаются на высоте порядка 1200 км; в более плотных слоях атмосферы на высоте порядка 150 км начинается горение метеоритов, обусловленное аэродинамическим нагревом.

Атмосферу принято условно делить по высоте на несколько слоев: тропосферу, стратосферу, химосферу, ионосферу, мезосферу и экзосферу *. Каждый из этих слоев характеризуется различным осредненным законом изменения температуры по высоте. Рис. 1.1, *а* характеризует типичное изменение температуры воздуха по высоте атмосферы для дневных условий; на рис. 1.1, *б* в более крупном линейном масштабе показано изменение температуры по высоте в нижних слоях атмосферы для тех же условий. В тропосфере температура падает с высотой на 6,5° С на каждую 1000 м, в стратосфере температура практически постоянна. В химосфере имеется теплый слой воздуха, лежащий между двумя холодными слоями, поэтому там существуют два температурных градиента на 1000 м: внизу +4° С, вверху —4,5° С. В ионосфере температура воздуха возрастает по высоте с градиентом +7° С на каждую 1000 м, а в мезосфере — остается постоянной. Все слои отделяются друг от друга небольшими переходными зонами высотой 1—2 км, которые называются *тропопаузой, стратопаузой, химопаузой* и т. д.

В тропосфере воздушные массы находятся в состоянии непрерывного перемешивания, здесь возникают облака, выпадают осадки, наблюдаются грозы. Высота тропосферы непостоянна

* В технической литературе встречаются и другие названия слоев атмосферы.

и изменяется в зависимости от широты, времени года и других факторов. На экваторе эта высота достигает 17—18 км, у полюсов — 8 км. Для европейских широт высота тропосферы принимается равной 11 км.

Выше тропосферы до высот порядка 25 км лежит стратосфера, которая характеризуется практическим постоянством температуры, в среднем равной —56,5° С (216,5 К). В стратосфере отсутствуют вертикальные потоки воздуха, почти нет обла-

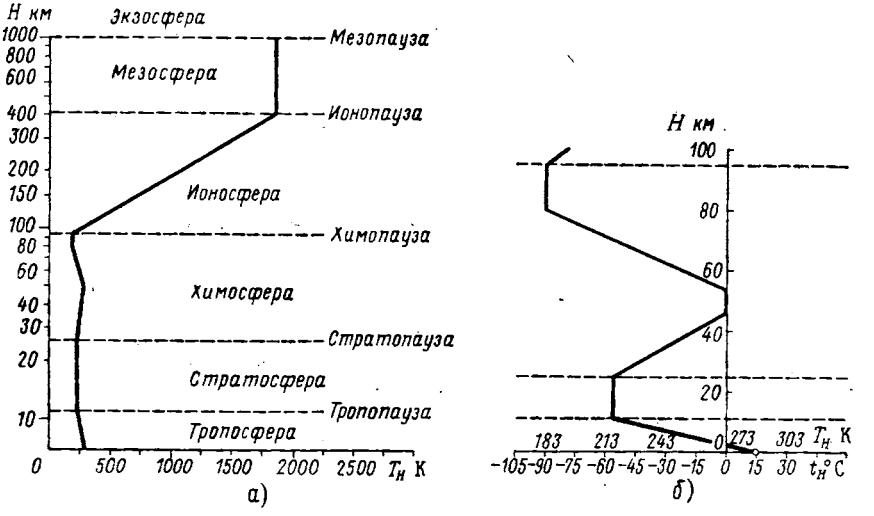


Рис. 1. 1. Распределение температуры в атмосфере дневных условий:

а—изменение температуры воздуха по высоте атмосферы при дневных условиях; *б*—то же в нижних слоях атмосферы при тех же условиях

ков. Здесь воздушные течения, в отличие от тропосферы, характеризуются большим постоянством. Скорость этих течений в нижних слоях стратосферы может достигать 100 м/с, на высоте 19—22 км падает до 8 м/с, а при дальнейшем увеличении высоты вновь начинает возрастать. Как показывают наблюдения за движением высоких светящихся облаков, скорость воздушных течений на высоте 40 км достигает 70 м/с, на высоте 60 км — 140 м/с, на высоте 80 км — 160 м/с.

На высоте 25—80 км расположена химосфера, получившая свое название вследствие большого разнообразия совершающихся в ней химических процессов (главным образом, фотохимических). В химосфере сгорает большая часть проникающих в нее метеоритов, интенсивно поглощаются инфракрасные лучи, что является причиной ночных свечений неба, начинается ионизация воздуха. С высоты порядка 25 км наблюдается повышение температуры воздуха, которая доходит до 0° С (273 К) на высоте

46—54 км. Выше температура вновь падает, достигая минимума —90° С (183 К) на высоте 80—95 км. Теплый слой на высоте 40—60 км возникает под воздействием поглощения ультрафиолетовых лучей верхним слоем озона, расположенным на высоте более 25 км. Кроме того, в химосфере происходит поглощение рентгеновских лучей, гамма-лучей, а также первичных космических лучей.

Над химосферой до высоты порядка 400 км простирается ионосфера, получившая свое название от преобладания в ней заряженных частиц — ионов. В нижних слоях атмосферы, где давление и плотность воздуха относительно велики, заряженные частицы не могут существовать продолжительное время, в условиях же большого разрежения в ионосфере часть атомов воздуха теряет электроны и превращается в ионы. Вследствие этого количество ионов на высоте более 80 км сильно увеличивается и достигает наибольшей концентрации в тех зонах, где температура воздуха выше. Температура в ионосфере сильно возрастает и достигает в ионопаузе наивысшего значения — порядка 1800 К в дневных условиях при максимальной солнечной активности. Однако следует отметить, что несмотря на столь высокую температуру нагрев движущихся в ионосфере тел незначителен из-за очень малой плотности среды. Количество частиц воздуха, сталкивающихся с телом, столь ничтожно, что суммарная тепловая энергия, переданная ими телу, близка к нулю, несмотря на огромную скорость их движения.

В ионосфере и в расположенной выше мезосфере поглощается часть ультрафиолетового и рентгеновского излучения Солнца. Через эти слои атмосферы проходят только сравнительно короткие радиоволны.

Мезосфера расположена на высоте 400—1000 км. В этом слое концентрация электронов ниже, чем в ионосфере. Интенсивное ультрафиолетовое излучение Солнца ионизирует газы в мезосфере и в ионосфере. Мезосфера — зона свечений; по спектрам этих свечений была установлена температура мезосферы, которая оказалась примерно постоянной.

На высоте более 1000 км лежит экзосфера — переходная зона к космическому пространству, где на 1 $см^3$ объема приходится не более 100 частиц газа. Это внешняя бахромчатая зона атмосферы с очень сильно разреженными газами.

Повышение температуры в верхних слоях атмосферы вызывает диссоциацию, т. е. распадение на атомы молекул кислорода, а частично и молекул азота. Молекулярный кислород переходит в атомарное состояние на высоте более 100 км. При этом относительная доля атомарного кислорода тем больше, чем выше температура и ниже давление. На большой высоте, где особенно сильно сказывается ультрафиолетовое и корпускулярное излучение Солнца, весь кислород находится в атомарном состоянии. На высоте более 200 км появляется атомарный азот. На еще

большей высоте в атмосфере преобладают легкие частицы — атомы гелия и водорода.

Верхние слои атмосферы характеризуются еще и тем, что из-за большого разрежения среды структура ее уже не может считаться сплошной, а является дискретной — молекулярной и атомарной. Расстояния между частицами, характеризуемые средней длиной пробега молекул, возрастают по мере увеличения высоты.

На большой высоте состав и температура воздуха сильно зависят от времени суток, географической широты, времени года, уровня солнечной активности и геомагнитных возмущений.

Днем температура верхних слоев атмосферы достигает наибольшего значения над экваториальными и средними широтами. В ночное время, наоборот, температура выше в полярных областях, что особенно сильно проявляется во время полярных сияний и солнечных геомагнитных возмущений.

Плотность газа на высоте более 150—200 км также зависит от уровня солнечной и геомагнитной активности. Днем плотность значительно больше, чем ночью, и сильно возрастает в периоды полярных сияний и геомагнитных возмущений. Последнее явление связано с нагревом атмосферы магнитогидродинамическими волнами и быстрыми заряженными частицами, приносимыми из космического пространства. Колебания плотности атмосферы очень значительны, так, например, на высоте 500 км плотность может изменяться в 10 раз. Изменения плотности возрастают с высотой.

На малой высоте до 40 км изучение состояния атмосферы осуществляется непосредственным зондированием ее при помощи шаров-зондов и стратостатов; на больших высотах исследования атмосферы осуществляются при помощи ракет и искусственных спутников Земли. Большое значение имеют также косвенные методы исследования атмосферы, например, звукометрические измерения, определение высоты начала горения метеоритов, изучение отражения радиоволн, наблюдения за явлением свечения высокорасположенных облаков, изучение торможения искусственных спутников Земли и другие методы.

2. СОСТАВ ВОЗДУХА

Воздух на уровне моря представляет собой в основном азотно-кислородную смесь следующего объемного состава в процентах:

Азот (N_2) — 78,03
Кислород (O_2) — 20,99
Аргон (Ar) — 0,943
Неон (Ne) — 0,0012
Гелий (He) — 0,0005
Криптон (Kr) — 0,0001
Углекислый газ (CO_2) — 0,032

Указанный выше состав соответствует сухому воздуху, но обычно в воздухе содержатся и водяные пары, количество которых зависит от состояния погоды, характера местности и других причин. Объемное количество водяных паров на уровне моря в среднем равно 1,2%.

В тропосфере, стратосфере и химосфере состав воздуха изменяется сравнительно мало, но в верхних слоях атмосферы в составе воздуха происходят существенные изменения. На высоте 100—150 км начинается, как уже было отмечено выше, процесс диссоциации молекул кислорода. Затем примерно посередине ионосферы происходит диссоциация и второго основного компонента воздуха — азота. Диссоциация кислорода сопровождается химическими реакциями, в результате которых в воздухе появляется окись азота. Этот газ при дальнейшем повышении температуры также подвергается диссоциации.

На очень большой высоте атмосфера состоит в основном из гелия и водорода. Ионы гелия располагаются на высоте порядка 800—1000 км. Их концентрация возрастает в периоды солнечной активности, во время которых зона их распространения увеличивается по высоте.

Зона ионов атомарного водорода, называемая иногда «протоносферой», расположена в самой верхней части экзосферы. В условиях большого разрежения при соударении частиц атомарного кислорода и азота, молекул азота и окиси азота происходит ионизация воздуха и выделяются свободные электроны. Среда становится электронным газом. Ионизация коренным образом изменяет свойства воздуха — он становится электропроводным. Это свойство ионизированной среды следует учитывать при анализе магнитных и электрических полей, возникающих в непосредственной близости от тел, летящих в такой среде.

Процессы диссоциации тесно связаны с возникновением колебаний молекул газа. Возбуждение внутренних колебательных степеней свободы молекул в результате подводимого к частицам тепла приводит как к разделению молекулы на атомы, так и к отрыву электронов от атомов. Энергия поступательного и вращательного движений молекул повышается, и теплоемкость газа сильно возрастает.

Приведенные положения показывают, что условия полета в верхних слоях атмосферы значительно отличаются от условий движения в нижних слоях атмосферы.

3. ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВОЗДУХА

Давление

В нетвердой (жидкой или газообразной) среде, находящейся в состоянии равновесия, внешние силы, приложенные к поверхности выделенного в такой среде объема, перпендикулярны ей

и направлены внутрь этого объема. Если отнести поверхностную силу, действующую на элементарную поверхность, к площади этой поверхности, то будет определено нормальное напряжение, которое и называется давлением. В системе СИ (ГОСТ 9867—61) давление измеряется в ньютонах на квадратный метр ($Н/м^2$) и обозначается через p, или в паскалях (Па).

Атмосферное давление измеряется обычно барометром при градуировке в миллиметрах ртутного столба и обозначается через B. Нормальным атмосферным давлением считается давление $B_0 = 760$ мм рт. ст. $= 1{,}013 \cdot 10^5$ Па.

В аэродинамике за единицу измерения давления принят 1 Па или 1 килограмм-сила на квадратный метр; 1 $кгс/м^2 = 9{,}81$ Па. Эта единица измерения соответствует 1 мм вод. ст.

В метеорологии применяется другая единица давления — *бар*. Бар равен дине (дин), отнесенной к квадратному сантиметру и умноженной на 10^6, т. е. 1 бар $= \frac{дина \cdot 10^6}{см^2} = 10^5$ Па.

В практических условиях обычно применяют более мелкую единицу давления — миллибар (мбар), равный одной тысячной бара.

Между указанными единицами измерения давления существуют следующие соотношения:

$$1{,}013 \cdot 10^5 \text{ Па} = 10\,333 \text{ кгс/м}^2 = 10\,333 \text{ мм вод. ст.} = 760 \text{ мм рт. ст.};$$

$$1 \text{ кг/см}^2 = 10\,000 \text{ кгс/м}^2 = 735{,}6 \text{ мм рт. ст.} = 9{,}81 \cdot 10^4 \text{ Па};$$

$$1 \text{ мбар} = \frac{дина \cdot 10^6}{см^2 \cdot 10^3} = \frac{1}{981} \text{ кгс/см}^2 = 10^2 \text{ Па};$$

$$p \cdot \text{мбар} = 1{,}333\, B \text{ мм рт. ст.}$$

Плотность

Плотность измеряется массой тела, заключенной в единице его объема. В системе СИ плотность измеряется в килограммах на кубический метр ($кг/м^3$). В обычно применяемой системе МКГСС плотность

$$\varrho = \frac{1}{g} \text{ кгс} \cdot с^2/м^4.$$

Приведение единиц системы МКГСС к системе СИ производится по соотношению: 1 $кгс \cdot с^2/м^4 = 9{,}81$ $кг/м^3$.

Переход от плотности при начальных условиях ϱ к плотности при рассматриваемых условиях ϱ_1 производится по известной из физики формуле

$$\varrho_1 = \varrho \frac{p_1}{p} \frac{(273 + t)}{(273 + t_1)}. \qquad (1.1)$$

Для нормальных условий на уровне моря

$$p = B_0 = 760 \text{ мм рт. ст.}, \; t = t_0 = 15^\circ \text{ С и}$$

$$\varrho = \varrho_0 = \frac{1}{8} \frac{\text{кгс} \cdot \text{с}^2}{\text{м}^4} \text{ или } 1{,}23 \text{ кг/м}^3 \text{ по системе СИ.}$$

Если принять эти условия в качестве начальных, то формула (1.1) принимает вид

$$\varrho_1 = \frac{1}{8} \frac{p_1}{760} \frac{288}{273 + t_1} = 0{,}04737 \frac{p_1 (\text{мм рт. ст})}{T_1} =$$

$$= 0{,}0358 \frac{p_1 (\text{мбар})}{T_1}. \qquad (1.2)$$

На практике часто применяется величина

$$\Delta = \frac{\varrho_1}{\varrho} = \frac{p_1}{760} \frac{288}{273 + t_1} = 0{,}379 \frac{p_1 (\text{мм рт. ст})}{T_1} =$$

$$= 0{,}285 \frac{p_1 (\text{мбар})}{T_1}, \qquad (1.3)$$

которая называется *относительной плотностью воздуха.*

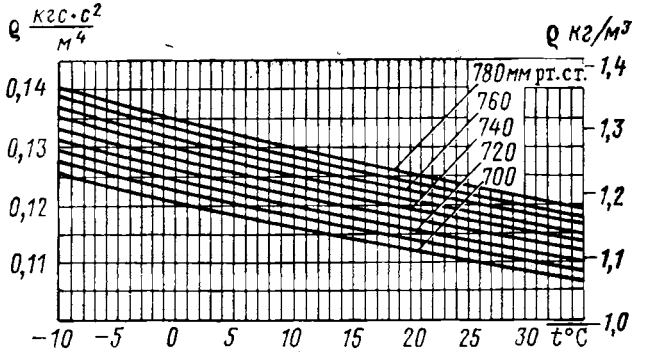


Рис. 1.2. График для определения плотности воздуха

На рис. 1.2 приведен график, по которому при заданных температуре и давлении можно определить плотность воздуха.

Вязкость

В движущейся газовой среде на поверхность выделенного в ней объема действуют касательные силы трения или силы вязкости, создающие касательные напряжения.

Для определения величины силы вязкости, следуя гипотезе Ньютона, рассматривают два бесконечно близких друг к другу слоя газа (рис. 1.3), текущих в одном и том же направлении,

но с разной скоростью. Частицы слоя, текущего с большой скоростью, будут вследствие молекулярного взаимодействия ускорять течение слоя, движущегося медленнее, а частицы медленно текущего слоя будут замедлять течение слоя, движущегося быстрее. В результате взаимодействия на выделенные в рассматриваемых слоях элементарные поверхности площадью ds (см. рис. 1.3) будут действовать силы вязкости dX_f, равные по величине, но направленные в противоположные стороны. Величина этих сил пропорциональна площади ds и градиенту скорости по нормали к рассматриваемым поверхностям dV/dy:

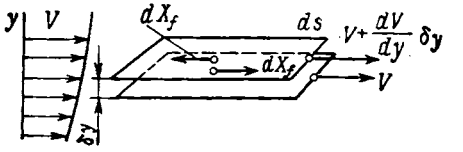


Рис. 1.3. К определению силы вязкости

$$dX_f = \mu \frac{dV}{dy} ds. \quad (1.4)$$

Величина

$$\mu = \frac{dX_f}{\frac{dV}{dy} ds} \quad (1.5)$$

называется *коэффициентом абсолютной* или *динамической вязкости*. В системе СИ коэффициент динамической вязкости измеряется в Па·с, в системе МКГСС — в кгс·с/м². В системе СГС коэффициент динамической вязкости измеряется в пуазах (П). Эта единица соответствует вязкости такой среды, в которой согласно формуле (1.5) на единичную поверхность движущегося слоя (1 см²) действует сила в 1 дин при условии, что скорость течения изменяется на 1 см/с при изменении расстояния между слоями на 1 см. Сотая часть пуаза называется *сантипуазом* (сП), а миллионная — *микропуазом* (мкП).

Для перехода от коэффициента μ, выраженного в пуазах, к величинам этого коэффициента в системах МКГСС и СИ нужно умножить число пуазов на 0,0102 и на 0,1 соответственно.

В практических приложениях часто пользуются коэффициентом *кинематической вязкости*:

$$\nu = \frac{\mu}{\varrho}. \quad (1.6)$$

В системах СИ и МКГСС коэффициент кинематической вязкости ν имеет одинаковую размерность: м²/с. В системе СГС коэффициент кинематической вязкости имеет размерность: $см^2 \cdot с^{-1}$ и единица кинематической вязкости называется *стоксом* (Ст). Для перехода от системы СГС к системам МКГСС и СИ нужно умножить значение коэффициента ν, выраженное в стоксах, на 10^{-4}. Размерность коэффициента ν не содержит размерности силы, чем и объясняется его название.

Напряжение силы вязкости

$$\tau = \frac{dX_f}{ds} \quad (1.7)$$

является касательным напряжением и имеет размерность: кгс/м² (МКГСС).

Коэффициенты вязкости определяются специальными приборами — вискозиметрами. Из экспериментальных и теоретических данных следует, что коэффициент динамической вязкости практически не зависит от давления среды (конечно, в определенных пределах) и является в основном функцией температуры. В прикладной аэродинамике для определения коэффициента динами-

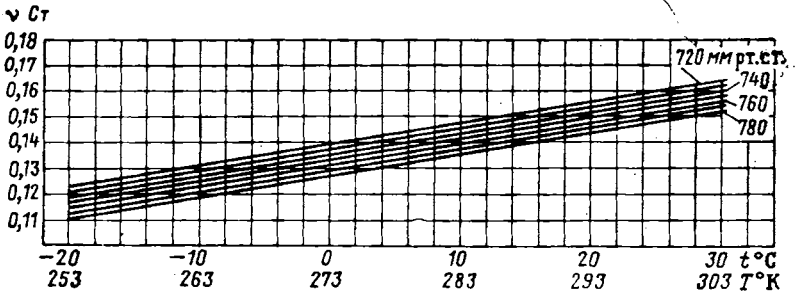


Рис. 1.4. График для определения коэффициента кинематической вязкости.

Принято $\mu=\mu_0\left(\frac{T}{273}\right)^{0,754}$,

$\mu_0=1{,}724\cdot10^{-6}$ кгс · с/м²,
$\varrho_0=0{,}1317$ кгс · с²/м⁴ (при $t=0°$ С и $p=760$ мм рт. ст.)

ческой вязкости воздуха в единицах системы МКГСС часто применяется следующая формула:

$$\mu=1{,}745\cdot10^{-6}+5{,}03\cdot10^{-9}\,t°\,\text{C}, \qquad (1.8)$$

откуда следует, что для воздуха при нормальных условиях $\left(t_0=15°\,\text{C},\ \varrho_0=\frac{1}{8}\ \text{кгс}\cdot\text{с}^2/\text{м}^4\right)$

$$\mu_0=1{,}82\cdot10^{-6}\ \text{кгс}\cdot\text{с}/\text{м}^2,\ \text{а}\ \nu_0=\frac{\mu_0}{\varrho_0}=1{,}45\cdot10^{-5}\ \text{м}^2/\text{с}. \qquad (1.9)$$

Соотношение (1.8) часто заменяют формулой

$$\mu=\mu_0\left(\frac{T}{273}\right)^{0,754}. \qquad (1.10)$$

На графике рис. 1.4 приведена зависимость коэффициента ν от температуры и давления в небольшом диапазоне изменения этих величин. Значения коэффициента ν даны в стоксах.

В табл. 1.1 приведены значения коэффициента динамической вязкости μ для разных газов при различных значениях температуры. Коэффициенты даны в системе МКГСС.

Таблица 1.1

Значения коэффициента динамической вязкости μ для разных газов при различных температурах

	μ в кгс·с/м^2	
	t=20° С	t=180° С
Азот	$1{,}64\cdot10^{-6}$	$2{,}19\cdot10^{-6}$
Водород	$0{,}94\cdot10^{-6}$	$1{,}25\cdot10^{-6}$
Кислород	$2{,}16\cdot10^{-6}$	$2{,}86\cdot10^{-6}$
Углекислый газ	$1{,}65\cdot10^{-6}$	$2{,}20\cdot10^{-6}$

Упругость

Упругость и сжимаемость присущи газообразным телам; жидкости практически несжимаемы до очень высоких давлений (точнее, очень мало сжимаемы).

Под упругостью как общим понятием физики понимают способность тел испытывать обратимые деформации, т. е. возвращаться в исходное состояние после прекращения действия напряжений, вызвавших деформацию. Мерой упругости газов является давление, оказываемое ими на тела, ограничивающие расширение газов.

Сжимаемостью называется свойство газов изменять свой объем и плотность при изменении давления и температуры.

Для неизменности объема газа необходимо, чтобы его упругость равнялась воздействующему на него внешнему давлению. Объем газа увеличивается или уменьшается, если его упругость соответственно больше или меньше внешнего давления.

Уравнение состояния газа записывается в форме

$$p=\varrho R_1 T.$$

Здесь R_1 — газовая постоянная, равная для воздуха (в системе СИ) 287,14 Дж/(кг·град). При использовании системы МКГСС уравнение состояния имеет вид

$$\frac{p}{\varrho}=gRT, \tag{1.11}$$

где

$$R=\frac{1}{A}(c_p-c_v). \tag{1.12}$$

Здесь газовая постоянная R для воздуха равна 29,27 м/град; A — тепловой эквивалент работы, равный 1/427 кал/(кгс·м); c_p и c_v — удельные теплоемкости газа при постоянном давлении и постоянном объеме соответственно.

В большинстве рассматриваемых в аэродинамике задач относительная скорость движения газа велика, а теплоемкость и температурные градиенты малы, поэтому теплообмен между отдельными струйками движущегося газа практически невозможен. Это позволяет принять зависимость плотности от давления в форме адиабатического закона

$$\frac{p}{\varrho^{\varkappa}}=\text{const}, \tag{1.13}$$

где $\varkappa=c_p/c_v$ — отношение удельных теплоемкостей, равное 1,4 для двухатомных газов и для воздуха при дозвуковых и сравнительно небольших сверхзвуковых скоростях течения.

Часто в аэродинамике пользуются понятием энтальпии. Энтальпия i (теплосодержание) определяется соотношением

$$di=c_p dT.$$

Величина удельной теплоемкости воздуха при постоянном давлении c_p слабо изменяется с повышением температуры в определенных пределах. Так, например, при атмосферном давлении величина c_p сохраняется примерно постоянной и равной ~0,24 ккал/(кгс·град) до температур порядка 2000 К и лишь при более высоких температурах начинает интенсивно возрастать. Для перехода к системе СИ имеется соотношение 1 ккал/(кгс·град) $=4{,}187\cdot10^3$ Дж/(кг·град). Если принять величину c_p постоянной, то энтальпию можно определить из следующего соотношения:

$$i=c_p T. \tag{1.14}$$

Таким образом, энтальпия характеризует изменение тепла в газе при *изобарическом* процессе, когда $p=\text{const}$. Выражая величину i через давление и плотность, получим

$$i=\frac{\varkappa}{\varkappa-1}\,\frac{p}{\varrho}\,\frac{A}{g}. \tag{1.15}$$

4. СВОЙСТВА ВОЗДУХА ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Как известно из термодинамики, процессы изменения состояния газа могут быть обратимыми и необратимыми. Обратимым процессом в изолированной системе называется такой процесс, при котором возможен обратный переход системы в исходное состояние. В случае, когда такой переход невозможен, процесс называется необратимым. Согласно второму закону термодинамики в процессе изменения состояния газа энтропия или возрастает, что обычно и имеет место на практике, или сохраняется постоянной. Если энтропия в процессе изменения состояния газа не изменяется, то такой процесс называется *изэнтропическим* и является обратимым. Повышение энтропии соответствует необратимому процессу.

Необходимо обратить внимание на разницу между изэнтропическими и адиабатическими течениями жидкостей или газов. Адиабатическими называются течения жидкостей или газов без внешнего подвода или отвода тепла. Адиабатические течения являются изэнтропическими лишь в некоторых частных случаях. Так, например, изэнтропическими являются адиабатические безвихревые течения идеального газа при отсутствии скачков уплотнения.

В общем случае адиабатические течения реальных жидкостей и газов являются неизэнтропическими, так как при движении таких жидкостей и газов происходят необратимые потери механической энергии на внутреннее трение и энтропия возрастает.

Современная аэродинамика изучает очень широкий класс течений и в том числе течения с такими большими скоростями, при которых воздух вблизи движущегося в атмосфере тела или модели в испытательных установках нагревается до очень больших температур. Так, перед носовой частью баллистической ракеты, движущейся в плотных слоях атмосферы, температура воздуха может доходить до 7000 К и даже более. Начинающаяся при температурах $T \sim 1200$ К диссоциация молекул кислорода и азота при температурах $T \sim 5000$ К практически почти завершается и газ оказывается почти полностью диссоциированным. Кроме того, высокая температура приводит к ионизации атомарных кислорода и азота, а также частично диссоциированных молекул окиси азота, образующихся в результате химических реакций, сопровождающих процесс диссоциации основных компонентов воздуха. Таким образом, подводимое к воздуху тепло идет на возбуждение внутренних колебаний молекул и атомов, на расщепление молекул на атомы и на отделение свободных электронов. Все эти процессы приводят к значительному повышению теплоемкости c_p единицы массы газа. Так, при возрастании температуры воздуха до ~ 2000 К теплоемкость возрастает сравнительно мало, при $T \sim 6000$ К теплоемкость возрастает в 4 раза, а при $T = 8000$ К уже в 20 раз. С повышением температуры изменяются также параметры $\varkappa$, R и другие характеристики воздуха.

Сильный нагрев газа в зонах сжатия, расположенных перед носовыми частями летящих с очень большими скоростями тел, вызывает явление излучения. При этом небольшая часть тепловой лучистой энергии передается телу, а основная ее часть рассеивается в пространстве.

В результате отмеченных выше структурных изменений частиц воздуха при повышении температуры в зонах обтекания носовых частей очень быстро летящих тел могут возникать диффузионные потоки, нарушающие равновесное (термодинамическое) состояние между отдельными частицами воздуха. Так, например, если поток сильно нагретого воздуха обтекает тело

с более низкой температурой поверхности, то вследствие охлаждения воздуха может происходить рекомбинация атомов кислорода в молекулы, сопровождающаяся выделением тепла. В этом случае образуется диффузионный поток диссоциированного кислорода, направленный к поверхности тела и существенно усиливающий подвод тепла к телу, что необходимо учитывать при расчетах температуры аэродинамического нагрева тел.

Термодинамическое равновесие в потоке воздуха не может устанавливаться мгновенно. Время, необходимое для установления термодинамического равновесия, называется *временем релаксации* или *запаздывания*. Оно различно для разных термодинамических процессов. В качестве примера можно указать, что для установления равновесности при поступательном движении молекул воздуха достаточно лишь нескольких столкновений их, а для достижения равновесности при колебательном движении атомов внутри молекулы кислорода необходимо до 500 000 столкновений. Отсюда ясно, что давление, температура и другие характеристики газа, движущегося с очень большими скоростями, будут зависеть не только от мгновенных значений внутренней энергии и плотности газа, но и от скорости изменения его внутренней энергии и плотности. Если время релаксации значительно меньше времени, необходимого для того, чтобы частица газа прошла вдоль обтекаемого им тела, то течение можно считать термодинамически равновесным. Явление термодинамической неравновесности осложняет выполнение расчетов и проведение экспериментальных исследований. Чем больше диссоциирован воздух и меньше размеры тела, тем сильнее сказываются явления релаксации на характере обтекания тела.

Ионизация воздуха и появление свободных электронов делает воздух в условиях большого разрежения электропроводным, в результате чего тело оказывается летящим в электромагнитном поле. Это обстоятельство следует учитывать при рассмотрении обтекания тел, движущихся с очень большой скоростью в верхних слоях атмосферы.

Газ, представляющий собой смесь нейтральных частиц, положительных ионов и свободных электронов, называется *плазмой*. В этом состоянии газ интенсивно излучает тепло.

5. СТАНДАРТНАЯ АТМОСФЕРА (СА)

Как указывалось ранее, давление, температура и плотность воздуха, характеризующие состояние атмосферы, изменяются в достаточно широких пределах в зависимости от времени года, суток, широты и других факторов, при этом влияние некоторых из них в настоящее время еще не может быть учтено. В то же время при решении практических задач необходимо уметь сравнивать результаты испытаний отдельных самолетов, вертолетов, ракет, двигателей и движителей, проведенных в разных местах и в разное время. Не менее необходимой является унифи-

кация расчетов летных данных различных летательных аппаратов. Эти соображения заставили принять в качестве стандартных некоторые условные характеристики атмосферы, которые были предложены в форме *стандартной атмосферы* (СА).

Выведем простейшие формулы для определения основных параметров стандартной атмосферы.

Рассмотрим условия равновесия элементарного объема в тонком столбе воздуха с единичной площадью поперечного сечения, опирающемся на поверхность земного шара и нормальном к этой поверхности. Пусть рассматриваемый объем (рис. 1.5) находится на высоте y и испытывает сверху давление $p+dp$, а снизу давление p. Тогда

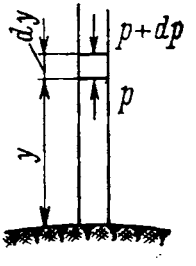


Рис. 1.5. К расчету стандартной атмосферы

$$\varrho g dy = -dp,$$

откуда с учетом (1.11)

$$\frac{dp}{p} = -\frac{dy}{RT}. \tag{1.16}$$

В правую часть уравнения (1.16) входит температура T, следовательно, для определения давления на различной высоте необходимо знать, как изменяется температура в зависимости от высоты H. Из графика, приведенного на рис. 1.1, *а*, следует, что для отдельных слоев атмосферы температура может быть принята или постоянной, или изменяющейся с высотой по линейному закону.

Предположим сначала, что температура — величина постоянная. Проинтегрировав уравнение (1.16) в пределах от давления p_0 на земле до давления p на высоте H и по y от нуля до высоты H, получим

$$\ln \frac{p}{p_0} = -\frac{1}{RT} H = -\frac{1}{H^*} H, \tag{1.17}$$

откуда

$$p/p_0 = e^{-\frac{H}{H^*}}, \tag{1.18}$$

где $H^* = RT$. Полученная формула называется *формулой Галлея*. При помощи уравнения состояния (1.11) можно найти также отношение плотностей на высоте H и на земле, соответствующее принятому закону постоянства температуры по высоте:

$$\frac{\varrho}{\varrho_0} = \frac{p}{p_0} = e^{-\frac{H}{H^*}}. \tag{1.19}$$

Предположим теперь, что температура линейно изменяется с высотой

$$T=T_0-\mu y, \tag{1.20}$$

где T_0 — начальное значение температуры в К;

μ — градиент изменения температуры по высоте.

Подставив выражение для T из (1.20) в уравнение (1.16), получим

$$\frac{dp}{p}=\frac{dy}{R(\mu y-T_0)}=\frac{d(\mu y)}{R\mu(\mu y-T_0)}. \tag{1.21}$$

Интегрируя (1.21) в пределах от p_0 до p и по y от нуля до H, будем иметь

$$\ln\frac{p}{p_0}=\frac{1}{R\mu}\ln\left(1-\frac{\mu}{T_0}H\right),$$

откуда

$$\frac{p}{p_0}=\left(1-\frac{\mu}{T_0}H\right)^{\lambda}=\left(1-\frac{H}{\lambda H_0^*}\right)^{\lambda}, \tag{1.22}$$

где $\lambda=1/R\cdot\mu$.

Соответствующая формула для отношения плотностей принимает вид

$$\frac{\varrho}{\varrho_0}=\Delta=\frac{p}{p_0}\,\frac{T_0}{T}=\left(1-\frac{H}{\lambda H_0^*}\right)^{\lambda-1}. \tag{1.23}$$

При разработке СА для рассмотренных выше слоев атмосферы были приняты законы распределения температуры по высоте, соответствующие графикам на рис. 1.1. Так, для тропосферы был принят следующий закон падения температуры по высоте:

$$t_H=15-0{,}0065H, \tag{1.24}$$

где H — высота в м; t_H — температура в °С.

В стратосфере, нижняя граница которой была принята равной 11 км, температура считается постоянной ($t=-56{,}5$° С).

Приняв в качестве исходных значения давления, температуры и плотности при $H=0$ (на уровне моря): $B_0=760$ мм рт. ст., $T_0=288$ К и $\varrho_0=1/8$ кгс$\cdot$м$^{-4}\cdot$с^2, получим при помощи найденных выше соотношений следующие формулы для расчета характеристик стандартной атмосферы в двух нижних ее слоях:

1) для высоты до 11 км (тропосфера)

$$\frac{p}{p_0}=\left(1-\frac{H}{44\,300}\right)^{5{,}256}, \tag{1.25}$$

$$\frac{\varrho}{\varrho_0}=\Delta=\left(1-\frac{H}{44\,300}\right)^{4{,}256}; \tag{1.26}$$

2) для высоты от 11 до 25 км (стратосфера)

$$\frac{p}{p_{11\,000}}=\frac{\varrho}{\varrho_{11\,000}}=e^{-\frac{H-11\,000}{6340}}. \qquad (1.27)$$

При помощи формул (1.25)—(1.27) были рассчитаны таблицы СА, которые можно найти как в специальной литературе, так и в большинстве курсов аэродинамики. Таблицы СА для высот более 25 км получены на основании результатов исследований атмосферы, проведенных с помощью ракет и искусственных спутников Земли. На этих высотах необходимо учитывать приложенную к частицам воздуха центробежную силу от вращения Земли. Кроме того, на таких высотах изменяется величина ускорения свободного падения g (рис. 1.6), а также величина газовой постоянной R. С учетом этих факторов в предположении, что поверхности равного давления являются сферическими, уравнение (1.16) примет вид

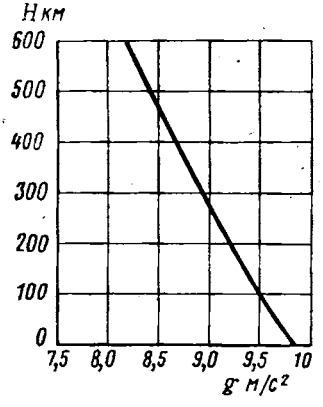


Рис. 1.6. Изменение ускорения свободного падения с высотой

$$\frac{dp}{dy}=-p\left[\frac{1}{RT}\left(1-\frac{\omega^2\cdot\cos^2\varphi}{g}r\right)+\frac{2}{r}\right]. \qquad (1.28)$$

Здесь φ — географическая широта места (в СА $\varphi=45°$); r — расстояние от центра Земли до нижней поверхности рассматриваемого элементарного слоя dy; $\omega=0{,}7292\cdot10^{-4}$ (c^{-1}) — угловая скорость вращения Земли. Кроме того,

$$g=g_0\frac{r_0^2}{(r_0+H)^2},\quad R=R_0\frac{g_0}{g}=R_0\frac{(r_0+H)^2}{r_0^2},$$

где $r_0=6371230$ м — средний радиус Земли.

Стандартная атмосфера представляет собой некоторое идеализированное состояние атмосферы для средней широты с осредненными в течение года значениями ее параметров при условии проявления средней солнечной активности и при отсутствии влажности и пыли.

Систематические наблюдения за состоянием атмосферы показывают, что существуют заметные отклонения параметров от некоторого среднего принятого значения. В настоящее время можно оценить величины этих отклонений до высоты порядка 80 км; для большей высоты достаточного количества наблюдений еще не имеется.

Колебания температуры в атмосфере вызываются в основном тремя причинами: 1) изменением положения Солнца по отношению к рассматриваемой точке Земли (суточные колебания); 2) изменением ультрафиолетового излучения Солнца (месячные колебания); 3) изменением корпускулярного излучения Солнца (полугодовые колебания). Если рассматривать широтные, сезонные и суточные изменения температуры в зависимости от высоты, то величины разброса данных с высотой увеличиваются. Например, если на высоте 30 км отклонение от принятой по СА величины температуры достигает $\pm 20°$, то на высоте 70 км это отклонение доходит до $\pm 35°$. В таблицах СА обычно приводятся дополнительные сведения о разбросе значений температуры, плотности и давления, которые могут быть использованы для внесения поправок в расчеты по таблицам СА.

Следует заметить, что кривая распределения температур по СА лежит примерно посередине между кривыми распределений летних и зимних температур. На высоте ниже 50 км летняя температура превышает зимнюю, а на большей высоте зимняя температура выше летней. На высоте около 50 км летняя и зимняя температуры близки к значениям, указанным в таблицах СА.

Необходимо помнить, что СА весьма условна и ею следует пользоваться только для проведения сравнительных оценок летных данных различных летательных аппаратов.

Глава II

ОСНОВНЫЕ ЗАКОНЫ ТЕЧЕНИЯ ВОЗДУХА

1. МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ ТВЕРДОГО ТЕЛА ЖИДКОСТЬЮ ИЛИ ГАЗОМ

Для лучшего понимания и возможностей математического описания явления обтекания твердого тела жидкостью или газом необходимо иметь модель обтекания, разработанную на основании теоретических гипотез. Правильность моделирования обтекания проверяется экспериментом. Совместное теоретическое и экспериментальное изучение явления обтекания облегчает выбор путей исследования и дает необходимый материал для уточнения гипотез и построения новых, более точных моделей обтекания. В аэродинамике известны несколько моделей обтекания, каждая из которых соответствует принятым условиям обтекания.

Первая модель обтекания твердого тела жидкостью или газом была предложена Ньютоном, который представлял себе жидкость состоящей из маленьких частиц — «корпускул», напоминающих молекулы, из которых, как мы теперь знаем, в действительности состоят жидкости и газы. Эти частицы, движущиеся со скоростью потока V, сталкиваются с обтекаемым твердым телом и отдают ему в процессе удара нормальную к поверхности тела составляющую своего количества движения, вследствие чего и возникает импульс аэродинамической силы. Ньютон считал удар частиц о тело абсолютно неупругим, т. е. полагал, что частицы после удара не отскакивают от тела, а движутся вдоль его поверхности, не изменяя больше своего количества движения.

Следуя Ньютону, предположим, что на пластинку площадью S набегает перпендикулярно к ней поток со средней скоростью V (рис. 2.1, *а*). Тогда за промежуток времени Δt в соприкосновение с пластинкой войдут частицы, содержащиеся в объеме воздуха $SV\Delta t$ и имеющие массу $m=\varrho SV\Delta t$. Приравняв количество движения этой массы mV импульсу аэродинамической силы Q, нормальной к пластинке, получим

$$mV=\varrho SV\Delta tV=Q\Delta t.$$

Откуда

$$Q=\varrho SV^2. \qquad (2.1)$$

При обтекании тела произвольной формы масса частиц, соударяющихся за единицу времени с элементарной площадкой dS, имеющей угол наклона к направлению набегающего потока θ (рис. 2.1, *б*), равна $\varrho V \sin\theta dS$. Нормальная к площадке составляющая количества движения, которая будет при этом передана телу, равна $\varrho V^2 \sin^2\theta dS$. Отсюда следует, что нормальная к рассматриваемой площадке dS элементарная аэродинамическая сила

$$dQ = \varrho V^2 \sin^2\theta\, dS. \qquad (2.2)$$

Согласно ньютонианской модели обтекания на участке контура ABC (см. рис. 2.1, *б*) в области так называемой аэродинамиче-

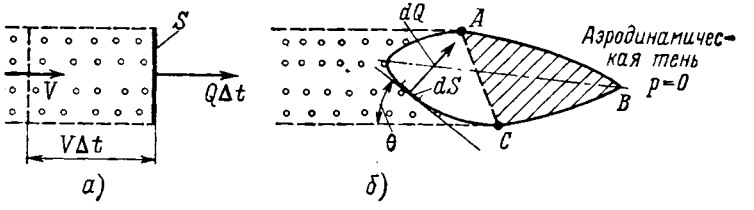


Рис. 2.1. Модель Ньютона

ской тени давление равно нулю, так как частицы не достигают этой части поверхности.

Экспериментальные исследования, проведенные немного позднее аэродинамическими лабораториями, показали, однако, что лобовое сопротивление пластинки значительно меньше сопротивления, вычисленного по формуле Ньютона (2.1). Давление за пластинкой также оказалось отличным от нуля. Вследствие этого аэродинамики перестали пользоваться моделью Ньютона. Недостаток модели Ньютона заключается в том, что она сводит взаимодействие тела и обтекающей его среды к механическому удару и фактически не рассматривает собственно обтекание тела.

В последнее время модель Ньютона вновь нашла широкое применение в аэродинамике разреженных газов и гиперзвуковых скоростей, т. е. при рассмотрении обтекания тел на очень больших скоростях и высотах полета. В сильно разреженных областях атмосферы частицы воздуха находятся друг от друга на относительно большом расстоянии и средняя длина свободного пробега молекул воздуха оказывается соизмеримой с размерами самого обтекаемого тела. Если на высоте 1 км средняя длина свободного пробега равна $\sim 10^{-7}$ м, то на высоте 90 км она примерно равна 10^{-2} м, а на высоте 400 км близка к 10^4 м. На рис. 2.2 приведен график зависимости длины свободного пробега молекул $\bar{l}$ от высоты. При очень больших скоростях полета возмущения, вносимые обтекаемым телом, распространяются только вниз по потоку и частицы воздуха доходят почти до са-

мой поверхности тела с постоянной скоростью невозмущенного потока, а в дальнейшем движутся на очень близком расстоянии от поверхности тела.

Следующей за моделью Ньютона стала модель обтекания твердого тела жидкостью, предложенная одним из первых членов Петербургской Академии наук Эйлером. Эта модель положена в основу всей теории идеальной жидкости. По Эйлеру, жидкость, набегающая на твердое тело, представляет собой сплошную среду — «континуум» — и может быть разбита на

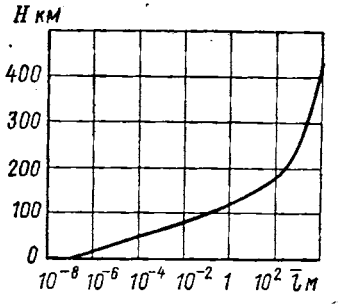


Рис. 2.2. Изменение среднего пути свободного пробега молекул $\bar{l}$ с высотой

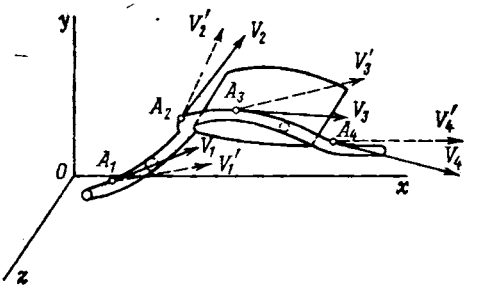


Рис. 2.3. Модель Эйлера обтекания профиля

бесконечно большое число тонких струек. Под струйкой понимают часть жидкости, текущей внутри некоторой поверхности, образованной траекториями частиц жидкости, проходящими через некоторый малый замкнутый контур. При таком подходе задача исследований обтекания тела упрощается, так как вместо всего потока можно рассматривать течение только в одной струйке, если форма ее известна. Соседние струйки при этом как бы отсутствуют, и стенки струйки можно считать затвердевшими. В силу закона о равенстве действия и противодействия твердая стенка рассматриваемой струйки будет полностью имитировать силовое воздействие на струйку жидкости, текущей вне струйки.

При установившемся обтекании, для которого действительно приведенное выше определение струйки, в любой точке пространства в зоне течения скорость, ускорение, плотность, силы и все другие характеристики течения не зависят от времени. При неустановившемся течении (рис. 2.3) скорость в разные моменты времени в некоторой произвольной точке будет различной, поэтому на рис. 2.3 скорости, соответствующие двум соседним моментам времени, обозначены разными векторами V и V'.

Модель Эйлера свободна от недостатка модели Ньютона, так как в ней действительно рассматривается обтекание жидкостью твердого тела.

Крупнейшим вкладом в теорию идеальной несжимаемой жидкости явились исследования Н. Е. Жуковского. Наиболее существенным результатом этих исследований следует считать создание модели, объясняющей возникновение подъемной силы крыла.

Дальнейшее развитие техники потребовало распространения теории идеальной несжимаемой жидкости на сжимаемую среду. Эту задачу выполнил С. А. Чаплыгин, основавший газовую динамику — науку о течениях сжимаемой жидкости.

Уравнения Эйлера, описывающие течения идеальной жидкости, были распространены Навье и Стоксом на случай течения вязкой несжимаемой жидкости. Эти уравнения отличаются от уравнений Эйлера добавочным членом, в который входит коэффициент вязкости μ. Таким образом, была сделана попытка создать новую теорию — теорию течения вязкой несжимаемой среды.

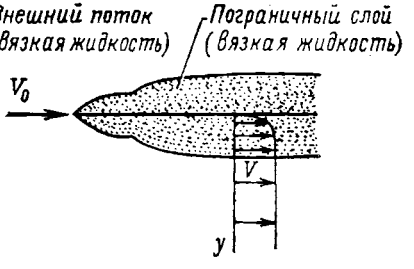


Рис. 2.4. Взаимодействие слоев вязкой среды

Решение задач обтекания тел вязкой жидкостью с использованием уравнений Навье — Стокса оказалось настолько сложным, что даже в тех случаях, когда были получены расчетные формулы, они оказались практически мало приемлемыми. Возникла необходимость в разработке иной модели обтекания тел вязкой жидкостью.

Основываясь на результатах многолетних исследований картины обтекания различных тел, Прандтль предложил учитывать влияние вязкости жидкостей и газов только в очень небольшом, непосредственно примыкающем к телу пограничном слое, где градиент скорости по нормали к поверхности обтекаемого тела dV/dy достигает больших значений. Вне же пограничного слоя, где влияние вязкости практически невелико и величина $dV/dy \approx 0$, жидкость можно считать невязкой (рис. 2.4). Эта предложенная Прандтлем модель обтекания тел вязкой средой оказалась практически очень удобной и получила общее признание.

Современная аэродинамика продолжает разработку моделей обтекания, наиболее полно соответствующих реальным условиям.

2. ОСНОВНЫЕ ЗАКОНЫ ДВИЖЕНИЯ ГАЗА

Принцип обращения движения

В аэродинамике широко применяется принцип обращения движения. Согласно этому принципу вместо того, чтобы рассмат-

ривать движение тела в неподвижной среде, можно рассматривать движение среды относительно неподвижного тела. При этом движение принимается установившимся и скорость набегающего невозмущенного потока в обращенном движении равна скорости самого тела в прямой задаче.

Первоначально справедливость принципа обращения движения была подвергнута сомнению, которое возникло после опытов Дюбуа и Дюшмена, получивших разные значения коэффициента лобового сопротивления для одной и той же пластинки, которая сначала двигалась в неподвижной воде — в озере, а затем была установлена неподвижно в канале с проточной водой. Н. Е. Жуковский при помощи очень простого и остроумного прибора доказал справедливость принципа обращения движения и разъяснил, что ошибка Дюбуа и Дюшмена была в том, что в произведенных ими опытах не было соблюдено подобие относительных потоков, обтекавших пластинку, так как поток в канале оказался сильно завихренным.

В настоящее время принципом обращения движения постоянно пользуются как в теоретической, так и в экспериментальной аэродинамике.

Уравнение неразрывности

Уравнение неразрывности является выражением закона постоянства массы жидкости в струйке. Рассмотрим элементарную струйку AB жидкости, движущейся в условиях установившегося течения (рис. 2.5). Пусть за время Δt через сечение A струйки проходит масса жидкости M_1, а через сечение B за то же время выходит масса M_2. Поскольку, однако, перетекание через боковые стенки отсутствует, так как скорости в струйке всюду касательны к ее стенкам при установившемся движении, то массы жидкости M_1 и M_2 должны быть равны между собой:



Рис. 2.5. К выводу уравнения неразрывности

$$\frac{M_1}{\Delta t}=\frac{M_2}{\Delta t}=m_1=m_2.$$

Здесь m_1, m_2 — секундные массы, т. е. массы жидкости, протекающие за 1 с через сечения A и B. Часто секундную массу, протекающую через рассматриваемое сечение, называют *массовым расходом*. Как следует из самого определения, секундная масса в системе МКГСС имеет размерность:

$$[m]=\left[\frac{M}{t}\right]=\left[\frac{\text{кгс}\cdot\text{с}}{\text{м}}\right] \text{ и [кг/с] в системе СИ.}$$

Ввиду того что в выделенной нами тонкой элементарной струйке скорости частиц параллельны оси струйки, секундную

массу можно выразить как произведение секундного объема на плотность жидкости:

$$m=\varrho FV, \tag{2.3}$$

где F — площадь сечения струйки; V — скорость; ϱ — плотность жидкости.

Учитывая это, уравнение неразрывности можно записать следующим образом:

$$\varrho_1 F_1 V_1=\varrho_2 F_2 V_2=\text{const}. \tag{2.4}$$

Иногда формулу (2.4) записывают в другом виде, вводя в нее вместо плотности удельный вес γ (измеряемый в Н/м^3 в системе СИ или в кгс/м^3 в системе МКГСС):

$$G_{\text{сек}}=\gamma_1 F_1 V_1=\gamma_2 F_2 V_2=\text{const}. \tag{2.5}$$

Величина $G_{\text{сек}}$ называется *весовым расходом* и имеет размерность Н/с (СИ) или кгс/с (МКГСС).

Следует помнить, что если течение жидкости удовлетворяет уравнению неразрывности, то это означает, что в жидкости нет разрывов сплошности.

Уравнение Бернулли

Уравнение, полученное в 1738 г. Д. Бернулли, который, как и Эйлер, был членом Петербургской Академии наук, является одним из следствий закона сохранения энергии. Для вывода

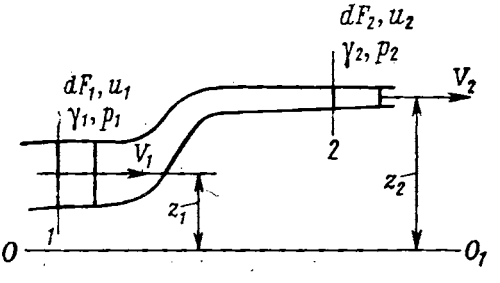


Рис. 2.6. К выводу уравнения Бернулли

этого уравнения рассмотрим установившееся течение газа или жидкости в элементарной струйке; будем считать жидкость и газ идеальными, т. е. лишенными вязкости. Проведем условную поверхность уровня, представляющую собою горизонтальную плоскость, след которой на рис. 2.6 показан горизонтальной прямой OO_1. Выделим в струйке два сечения *1* и *2* и рассмотрим, какой суммарной энергией обладает жидкость, втекающая и вытекающая через эти сечения за 1 с. Будем рассматривать задачу несколько шире, чем это было сделано самим Д. Бер-

нулли, и постараемся учесть все виды энергии, которыми обладает жидкость или газ в рассматриваемых сечениях.

Энергия силы тяжести. Газ или жидкость, втекающие через сечение *1*, расположенное на высоте z_1 от поверхности уровня, обладают определенной потенциальной энергией силы тяжести. Для того чтобы подсчитать эту энергию, нужно умножить весовой расход на высоту z_1.

Таким образом, энергию силы тяжести можно выразить произведением $dF_1V_1\gamma_1z_1$. Отнеся эту энергию к весовому расходу протекающей жидкости, получим следующее выражение для удельной потенциальной энергии силы тяжести:

$$\frac{dF_1V_1\gamma_1z_1}{dF_1V_1\gamma_1}=z_1.$$

Энергия давления. Потенциальную энергию давления, которой обладает газ или жидкость в сечении *1*, можно определить из следующих соображений. Представим себе поршень, движущийся через сечение *1* в направлении движения жидкости со скоростью V_1. Очевидно, что энергия давления частиц жидкости будет равна работе, произведенной поршнем в единицу времени, т. е. произведению давления p_1 на площадь сечения струйки dF_1 и на скорость течения жидкости V_1: $p_1dF_1V_1$. Отнеся эту энергию к весовому расходу жидкости, получим для удельной потенциальной энергии давления следующее выражение:

$$\frac{p_1dF_1V_1}{dF_1V_1\gamma_1}=\frac{p_1}{\gamma_1}.$$

Кинетическая энергия. Кинетическая энергия частиц газа или жидкости, протекающей через сечение *1*, очевидно, равна

$$\frac{m_{\text{сек}}V_1^2}{2}=\frac{1}{2}\,\frac{\gamma_1}{g}\,dF_1V_1V_1^2=\frac{\gamma_1dF_1V_1^3}{2g},$$

так как

$$m_{\text{сек}}=\frac{\gamma_1}{g}\,dF_1V_1.$$

Отнеся величину кинетической энергии к весовому расходу жидкости, получим следующее выражение для удельной кинетической энергии:

$$\frac{\dfrac{\gamma_1dF_1V_1^3}{2g}}{dF_1V_1\gamma_1}=\frac{V_1^2}{2g}.$$

Внутренняя тепловая энергия. При выводе уравнения энергии для произвольной вязкой жидкости или газа необходимо учитывать также и внутреннюю тепловую энергию U,

которую следует выразить в механических единицах, воспользовавшись тепловым эквивалентом работы A. В этом случае внутренняя энергия единицы веса жидкости, протекающей через сечение *1*, будет равна U_1/A.

Поскольку остальные виды энергии, такие как электрическая, химическая, внутриатомная и др., не оказывают влияния на характер рассматриваемого течения, будем считать, что перечисленные выше виды энергии исчерпывают задачу отыскания полной энергии жидкости, проходящей через сечение *1* в единицу времени. Таким образом, полная энергия E_1 в сечении *1*, отнесенная к единице веса жидкости, определится суммой четырех указанных видов энергии

$$z_1+\frac{p_1}{\gamma_1}+\frac{V_1^2}{2g}+\frac{U_1}{A}=E_1.$$

Очевидно, что для сечения *2* можно составить совершенно аналогичное выражение

$$z_2+\frac{p_2}{\gamma_2}+\frac{V_2^2}{2g}+\frac{U_2}{A}=E_2.$$

Если рассматривается установившееся движение жидкости в струйке при отсутствии внешнего трения и передачи энергии через стенки струйки, то полная энергия жидкости, прошедшей через сечение *1*, должна равняться полной энергии жидкости, вытекшей через сечение *2*. Приравнивая соответствующие выражения, получим обобщенное уравнение Бернулли для газа

$$z_1+\frac{p_1}{\gamma_1}+\frac{V_1^2}{2g}+\frac{U_1}{A}=z_2+\frac{p_2}{\gamma_2}+\frac{V_2^2}{2g}+\frac{U_2}{A}. \qquad (2.6)$$

Для несжимаемой невязкой жидкости $\gamma_1=\gamma_2=\gamma$ и $U_1=U_2$, поэтому уравнение (2.6) принимает тот же вид, в котором оно было получено Бернулли:

$$z_1+\frac{p_1}{\gamma}+\frac{V_1^2}{2g}=z_2+\frac{p_2}{\gamma}+\frac{V_2^2}{2g}. \qquad (2.7)$$

При выводе уравнения Бернулли предполагалось, что в текущем газе отсутствуют тепловые и механические потери энергии. Если же на участке струйки между двумя рассматриваемыми сечениями происходит переход кинетической энергии в тепловую за счет внутреннего трения или имеет место подвод или отвод энергии, то в зависимости от скорости картина течения в струйке может быть различной. Прежде всего отбросим как мало интересный для наших целей случай очень медленных течений. При больших скоростях течения тепло не может передаваться от одной струйки к другой и течение в струйке можно считать происходящим без теплообмена, т. е. адиабатическим. При сред-

них скоростях течения, помимо трения, существует и теплообмен между струйками и, для того чтобы величины E_1 и E_2 были равны друг другу, в уравнение Бернулли необходимо ввести поправки.

Если допустить существование потерь энергии на участке струйки между сечениями *1* и *2* (механического или теплового характера), то полная энергия в сечении *1* будет отличаться от полной энергии в сечении *2* на величину потерь энергии $h_п$, т. е.

$$z_1+\frac{p_1}{\gamma_1}+\frac{V_1^2}{2g}+\frac{U_1}{A}=z_2+\frac{p_2}{\gamma_2}+\frac{V_2^2}{2g}+\frac{U_2}{A}+h_п \qquad (2.8)$$

(при подводе энергии к струйке знак у $h_п$ будет обратным). Для несжимаемой жидкости вместо уравнения (2.8) получим

$$z_1+\frac{p_1}{\gamma}+\frac{V_1^2}{2g}=z_2+\frac{p_2}{\gamma}+\frac{V_2^2}{2g}+h_п. \qquad (2.9)$$

Во всех приведенных выражениях каждый из видов энергии отнесен к единице веса текущей жидкости и имеет размерность длины, поэтому часто называют величину z — нивелирной высотой, величину p/γ — пьезометрической высотой, величину $V^2/2g$ — скоростной высотой, величину U/A — тепловой высотой и величину $h_п$ — высотой потерь.

Уравнение (2.9) в аэродинамике часто записывают в ином виде, относя энергию не к единице веса жидкости, а к единице объема текущей жидкости. Очевидно, что для этого необходимо умножить величины E_1 и E_2 на γ. В результате для несжимаемой среды можно получить так называемое уравнение напоров

$$z_1\gamma+p_1+\frac{\varrho V_1^2}{2}=z_2\gamma+p_2+\frac{\varrho V_2^2}{2}+h_п\gamma, \qquad (2.10)$$

в котором энергия выражена в кгс/м^2. Сумма всех членов левой части уравнения Бернулли, записанного в виде (2.10), называется *полным напором*. Отдельные члены этого уравнения также имеют специальные названия:

$z\gamma$ — аэростатическое (гидростатическое) давление; p — статическое давление; $\varrho V^2/2$ — динамическое давление или скоростной напор; $h_п\gamma$ — потерянный напор.

Скоростной напор $\varrho V^2/2$ часто обозначается через q. Следует отметить, что в большинстве аэродинамических задач можно пренебречь аэростатическими давлениями $z\gamma$ ввиду их малости по сравнению со скоростным напором.

Практическое применение уравнения Бернулли

Уравнение Бернулли находит самое широкое применение в практических приложениях. Большое значение этого уравнения для решения многих аэродинамических задач обусловливается тем, что оно связывает между собой важнейшие характеристики

движения газа или жидкости — давление и скорость — и позволяет, таким образом, находить распределение скоростей по заданному распределению давления и наоборот. В ходе дальнейшего изложения мы будем неоднократно обращаться к уравнению Бернулли при рассмотрении различных практических задач аэродинамики, что позволит читателю более глубоко уяснить значение этого уравнения. Пока же ограничимся лишь несколькими примерами для иллюстрации.

Найдем при помощи уравнения Бернулли величину разрежения, возникающего в открытой аэродинамической трубе (рис. 2.7), расположенной в помещении, из которого она засасывает воздух. Выделим в потоке втекающего в трубу воздуха струйку, скорость которой на большом расстоянии перед трубой в сечении *1* будет равна нулю: $V_1=0$, а давление в сечении *1* будет равно атмосферному давлению: $p_1=p_{ат}$. Примем, что скорости в трубе настолько малы, что изменением внутренней энергии можно пренебречь, т. е. что $U_1=U_2$ и что, кроме того, труба расположена горизонтально, т. е. что $z_1=z_2$. Предположим также, что потери энергии $h_п$ в струйке равны нулю. При этих условиях уравнение Бернулли (2.10) можно записать следующим образом:

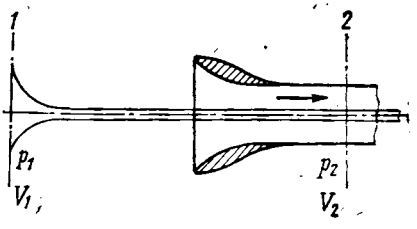


Рис. 2.7. К определению разрежения в открытой аэродинамической трубе

$$p_2=p_1-\frac{\varrho V_2^2}{2} \text{ или } \Delta p=p_2-p_{ат}=-\frac{\varrho V_2^2}{2}, \qquad (2.11)$$

откуда следует, что давление в трубе p_2 меньше внешнего атмосферного давления $p_1=p_{ат}$ на величину скоростного напора. Чем больше скорость потока в трубе, тем большим будет разрежение внутри нее и тем большему перепаду давления по сравнению с внешним атмосферным давлением будут подвергаться стенки аэродинамической трубы.

Таким образом, в рассматриваемой струйке воздуха по мере увеличения скорости течения от нуля до V_2 происходит постепенный переход части начальной потенциальной энергии давления p_1 в кинетическую энергию потока. При этом сумма потенциальной и кинетической энергий или, иначе, полный напор во всех сечениях струйки остается постоянным. Из уравнения неразрывности следует, что при увеличении скорости течения в рассматриваемой струйке площади ее поперечных сечений должны уменьшаться, т. е. струйка сужается с увеличением скорости, как показано на рис. 2.7. Давление в струйке уменьшается с возрастанием скорости.

Этим уменьшением давления, вытекающем из уравнения Бернулли, объясняются многие физические эффекты, которые нашли практическое приложение в технике. Известно, например, что если взять две картонки, изогнуть их, как показано на рис. 2.8, и вдувать между ними воздух, то картонки будут сходиться вследствие появления разрежения между ними, вызванного увеличением скорости вдуваемого воздуха.

На этом же явлении уменьшения давления в сужающейся части струйки основан физический прибор, показанный на

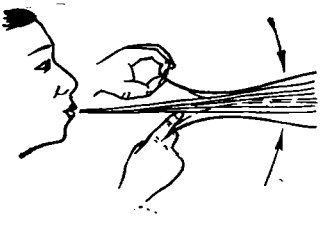


Рис. 2.8. Иллюстрация закона Бернулли

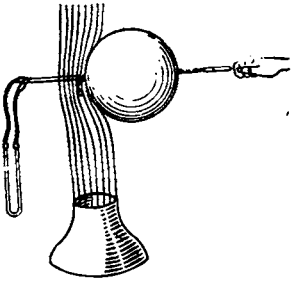


Рис. 2.9. Иллюстрация закона Бернулли

рис. 2.9 и состоящий из насадка, из которого в атмосферу вытекает струя воздуха, и легкого резинового шара. Если поднести шар к струе сбоку, то он подсасывается к ней, и измеритель скорости и давления, помещенный в наиболее узкое сечение струи, показывает повышение скорости и уменьшение давления в этом сечении, чем и объясняется подсос шара к струе.

Указанный эффект уменьшения давления с увеличением скорости струи широко применяется в различных струйных насосах. На рис. 2.10 показана схема простейшего из насосов. Уравнение Бернулли позволяет объяснить принцип его действия. Из насадка A подается струя рабочей среды (вода, пар, газ), которая проходит через камеру K и создает в сечении C камеры пониженное давление, что заставляет откачиваемую жидкость втекать по трубке B в камеру и выходить через трубку D вместе с рабочей средой.

В качестве последнего в этом разделе примера применения уравнения Бернулли рассчитаем аэродинамическую нагрузку, действующую на обшивку крыла самолета. Пусть самолет летит со скоростью V_1. Тогда, обратив движение, можно представить себе, что крыло самолета неподвижно и на него набегает поток воздуха, имеющий вдали от крыла скорость V_1. Выделим в потоке воздуха струйку, обтекающую крыло сверху, а в самой струйке выделим сечение *1* вдали от крыла и сечение *2*, проходящее через некоторую точку на верхней поверхности крыла (рис. 2.11). В предположении, что изменения энергии тяжести

и внутренней энергии равны нулю и потери энергии отсутствуют, из уравнения Бернулли (2.10) следует, что

$$p_2 - p_1 = \frac{\varrho V_1^2}{2} - \frac{\varrho V_2^2}{2}.$$

Обозначив через Δp избыточное давление в произвольной исследуемой точке на контуре крыла, через q_1 скоростной напор вдали от крыла и через q_2 скоростной напор в исследуемой точке

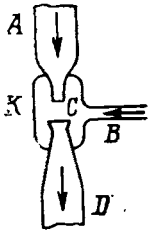


Рис. 2.10. Схема струйного насоса

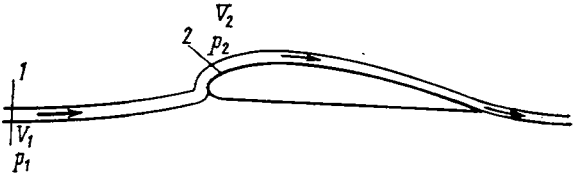


Рис. 2.11. К расчету аэродинамической нагрузки, действующей на крыло

на контуре крыла при обтекании его несжимаемой средой, получим

$$\Delta p = q_1 - q_2 \quad \text{или} \quad \frac{\Delta p}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}. \qquad (2.12)$$

Это выражение связывает местную нагрузку Δp, действующую на обшивку крыла, с местными скоростями на его контуре; оно позволяет также определить местную скорость на поверхности крыла, если известно избыточное давление в какой-либо точке контура.

3. УРАВНЕНИЕ БЕРНУЛЛИ ДЛЯ БОЛЬШИХ ДОЗВУКОВЫХ СКОРОСТЕЙ ТЕЧЕНИЯ ГАЗА

Вывод уравнения

Выведем обобщенное уравнение Бернулли для больших дозвуковых скоростей течения газа.

Преобразуем уравнение (2.6) к виду

$$\frac{U_2 - U_1}{A} + \frac{V_2^2}{2g} + z_2 + \frac{p_2}{\gamma_2} - \frac{p_1}{\gamma_1} = \frac{V_1^2}{2g} + z_1 \qquad (2.6a)$$

и используем уравнение, выражающее первый закон термодинамики:

$$dQ = A p dv + dU,$$

где dQ — тепло, подведенное к рассматриваемому объему газа;

$Apdv$ — работа сил давления, а dU — приращение внутренней энергии (все величины выражены в тепловых единицах). Если течение адиабатическое, то $dQ=0$ и уравнение первого закона термодинамики примет вид

$$\frac{dU}{A}=-pdv.$$

Проинтегрировав это выражение в пределах, соответствующих состоянию газа в сечениях *1* и *2* (см. рис. 2.6), получим

$$\frac{U_2-U_1}{A}=-\int_{p_1}^{p_2}pdv=\int_{p_2}^{p_1}pdv.$$

Интегрируя это выражение по частям и заменяя удельный объем v удельным весом γ, найдем

$$\frac{U_2-U_1}{A}=p_1v_1-p_2v_2-\int_{p_2}^{p_1}v\,dp=\frac{p_1}{\gamma_1}-\frac{p_2}{\gamma_2}-\int_{p_2}^{p_1}\frac{dp}{\gamma}.$$

Подставив последнее выражение в (2.6а), получим

$$\frac{V_2^2}{2g}+z_2-\int_{p_2}^{p_1}\frac{dp}{\gamma}=\frac{V_1^2}{2g}+z_1. \qquad (2.6б)$$

Вычислим интеграл $\int_{p_2}^{p_1}\frac{dp}{\gamma}$. Учитывая, что уравнение (1.13) можно записать следующим образом:

$$\frac{p}{\gamma^{\varkappa}}=\frac{p_1}{\gamma_1^{\varkappa}}=\frac{p_2}{\gamma_2^{\varkappa}}=\text{const},$$

получим

$$\int_{p_2}^{p_1}\frac{dp}{\gamma}=\int_{p_2}^{p_1}\left(\frac{p_1}{p}\right)^{1/\varkappa}\frac{dp}{\gamma_1}=\frac{\varkappa}{\varkappa-1}\,\frac{p_1}{\gamma_1}\left[1-\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}\right].$$

Подставив найденное значение интеграла в уравнение (2.6б), получим искомое уравнение Бернулли для сжимаемой среды, справедливое при больших дозвуковых скоростях:

$$\frac{V_2^2}{2g}+z_2-\frac{\varkappa}{\varkappa-1}\,\frac{p_1}{\gamma_1}\left[1-\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}\right]=\frac{V_1^2}{2g}+z_1. \qquad (2.13)$$

При горизонтальных или близких к ним течениях уравнение (2.13) приобретает форму:

$$\frac{V_2^2}{2}-\frac{V_1^2}{2}=\frac{\varkappa}{\varkappa-1}\frac{p_1}{\varrho_1}\left[1-\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}\right]. \qquad (2.14)$$

Характеристики потока в точке нулевой скорости

В точке нулевой скорости на поверхности обтекаемого газом или жидкостью твердого тела поток притекает к телу по нормали к его поверхности. В этом месте поток полностью затормаживается и его кинетическая энергия переходит в энергию давления. В результате давление в точке нулевой скорости

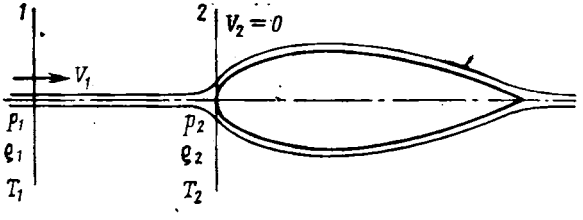


Рис. 2.12. К расчету параметров потока в точке нулевой скорости

достигает наибольшего значения по сравнению с теми точками, в которых вектор скорости потока не совпадает с направлением нормали к поверхности.

Определим давление в точке нулевой скорости для тела, движущегося в потоке газа горизонтально со скоростью V_1. Обратив движение, будем считать, что поток набегает на неподвижное тело, имея вдали от него скорость V_1 (рис. 2.12). Рассмотрим струйку, у которой сечение *1* находится далеко от тела, а сечение *2* проходит через точку нулевой скорости. Так как течение горизонтально, т. е. $z_1=z_2$, то применимо уравнение Бернулли (2.14). В точке нулевой скорости $V_2=0$, следовательно,

$$\frac{V_1^2}{2}=-\frac{\varkappa}{\varkappa-1}\frac{p_1}{\varrho_1}\left[1-\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}\right] \qquad (2.15)$$

или

$$\frac{(\varkappa-1)\varrho_1}{\varkappa p_1}\frac{V_1^2}{2}=\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}-1. \qquad (2.16)$$

Введем понятие скорости звука в газовой среде. Как известно из акустики, скорость звука в газах есть скорость распространения продольных звуковых волн. Скорость звука в газе

$$a=\sqrt{\frac{dp}{d\varrho}}.$$

Ввиду того что при распространении звуковых возмущений процессы сжатия и расширения можно принять изэнтропическими, скорость звука выразится как

$$a=\sqrt{\varkappa\frac{p}{\varrho}}. \tag{2.17}$$

Если не рассматривать очень высокие давления, то подкоренное выражение формулы (2.17) является функцией только температуры, что следует непосредственно из уравнения состояния (1.11). Подставив это выражение в формулу (2.17), получим

$$a=\sqrt{\varkappa gRT}. \tag{2.18}$$

Приняв величины $\varkappa$, g, R постоянными, получим для воздуха обычно используемую на практике зависимость

$$a=20{,}1\sqrt{T}. \tag{2.19}$$

Из этой зависимости следует, что у земли при температуре $T=288$ К скорость звука $a=340{,}28$ м/с, а на границе тропосферы при $H=11\,000$ м и $T=216{,}66$ К величина $a=295{,}07$ м/с.

Изменение скорости звука с высотой должно учитываться при определении аэродинамических характеристик тел, движущихся с большими скоростями.

Вернемся к формуле (2.16). Вводя в нее выражение для скорости звука (2.17), получим

$$\frac{\varkappa-1}{2}\frac{V_1^2}{a_1^2}=\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}-1.$$

Входящая в это уравнение безразмерная величина $\frac{V_1}{a_1}=M_1$, представляющая собой отношение скорости потока к скорости звука, называется *числом Маха* и является одной из важнейших характеристик течения в аэродинамике. Вводя в последнее выражение число М и произведя небольшие преобразования, найдем, что

$$\frac{p_2}{p_1}=\left(1+\frac{\varkappa-1}{2}M_1^2\right)^{\frac{\varkappa}{\varkappa-1}}. \tag{2.20}$$

Это соотношение связывает искомое давление торможения p_2 в точке нулевой скорости с давлением набегающего потока p_1.

Представим правую часть уравнения (2.20) в виде биномиального ряда:

$$\frac{p_2}{p_1}=1+\frac{\varkappa}{2}M_1^2+\frac{\varkappa}{8}M_1^4+\frac{\varkappa(2-\varkappa)}{48}M_1^6+\ldots \qquad (2.21)$$

или

$$\frac{p_2}{p_1}=1+\frac{\varkappa}{2}M_1^2\left[1+\frac{M_1^2}{4}+\frac{(2-\varkappa)}{24}M_1^4+\ldots\right]. \qquad (2.22)$$

Теперь в эту последнюю формулу введем величину скоростного напора. Для этого, пользуясь (2.17), выразим число M_1 через скоростной напор q_1 и давление p_1 набегающего потока:

$$M_1^2=\frac{V_1^2}{a_1^2}=\frac{V_1^2}{\varkappa\frac{p_1}{\varrho_1}}=\frac{\varrho_1 V_1^2 2}{\varkappa p_1 2}=q_1\frac{2}{\varkappa p_1}. \qquad (2.23)$$

Подставив это выражение в (2.22) вместо M_1^2 перед скобкой, получим

$$\frac{p_2}{p_1}=1+\frac{q_1}{p_1}\left[1+\frac{M_1^2}{4}+\frac{(2-\varkappa)M_1^4}{24}+\ldots\right] \qquad (2.24)$$

или

$$p_2=p_1+q_1\left[1+\frac{M_1^2}{4}+\frac{(2-\varkappa)M_1^4}{24}+\ldots\right]=$$
$$=p_1+q_1(1+\varepsilon_p), \qquad (2.25)$$

где коэффициент ε_p представляет собой сумму членов ряда, заключенных в квадратную скобку и зависящих от числа M_1.

Определим плотность и температуру газа в точке нулевой скорости. Пользуясь формулой (2.20), получим для изэнтропического процесса

$$\varrho_2=\varrho_1\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{1}{\varkappa}}=\varrho_1\left[1+\frac{\varkappa-1}{2}M_1^2\right]^{\frac{1}{\varkappa-1}} \qquad (2.26)$$

и

$$T_2=T_1\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}=T_1\left[1+\frac{\varkappa-1}{2}M_1^2\right]. \qquad (2.27)$$

Уравнение (2.27) можно записать в иной форме, учитывая, что изменение температуры в точке нулевой скорости обусловлено переходом кинетической энергии потока в потенциальную энер-

гию давления, и используя известную из термодинамики зависимость, связывающую кинетическую энергию и теплосодержание:

$$c_p(T_2-T_1)=\frac{A}{2g}V_1^2.$$

Отсюда температура в точке нулевой скорости — *температура торможения* T_2 определяется следующим образом:

$$T_2=T_1+\frac{A}{2gc_p}V_1^2\approx T_1+\frac{V_1^2}{2000}. \qquad (2.28)$$

В практических условиях часто представляют интерес не сами значения плотности и температуры в точке нулевой скорости,

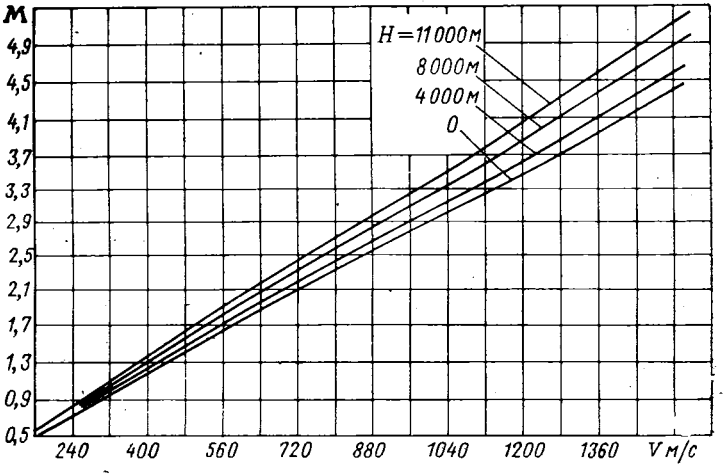


Рис. 2.13. График соотношений числа M и скорости полета на разных высотах

а их приращения по отношению к величинам ϱ_1 и T_1, т. е. разности $\varrho_2-\varrho_1$ и T_2-T_1. Относительное изменение плотности $(\varrho_2-\varrho_1/\varrho_1)$ найдем из (2.26) с последующим разложением в ряд:

$$\frac{\varrho_2-\varrho_1}{\varrho_1}=\left[1+\frac{\varkappa-1}{2}M_1^2\right]^{\frac{1}{\varkappa-1}}-1\approx\frac{M_1^2}{2}\left(1-\frac{M_1^2}{7}+\ldots\right). \qquad (2.29)$$

Пользуясь выражением (2.28), найдем абсолютное изменение температуры

$$\Delta T_2=T_2-T_1\approx\frac{V_1^2}{2000}. \qquad (2.30)$$

Как видно из уравнений (2.25)—(2.27), давление, плотность и температура в точке нулевой скорости являются функциями числа M_1 набегающего потока. В табл. 2.1 приведены расчетные значения ε_p и ΔT_2 в зависимости от числа M_1 в дозвуковом диапазоне скоростей воздушного потока.

На рис. 2.13 приведена зависимость числа M от скорости полета на разных высотах.

Для несжимаемой жидкости величины ε_p и ΔT_2 равны нулю. Очевидно, что в общем случае пренебрегать сжимаемостью для газовой среды нельзя. Тем не менее, если речь идет о скоростях полета <100 м/с ($M_1<0{,}3$), то в практических расчетах обычно пользуются уравнениями для несжимаемой среды. При этом, как видно из табл. 2.1, ошибка при определении давления в точке нулевой скорости не превышает 2,25% q_1.

Таблица 2.1

Значения параметров ε_p и ΔT_2 в зависимости от числа M_1

M_1	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,00
V_1 м/с	34	68	102	136	170	204	238	272	306	340
ε_p %	0,25	1,0	2,25	4,0	6,2	9,0	12,8	17,3	21,9	27,5
ΔT_2 K	0,59	2,4	5,4	9,5	14,8	21,3	29,0	37,8	48,0	59,2

4. СВЕРХЗВУКОВОЕ СОПЛО

Основные соотношения

Для практических целей исключительно важно уметь определять параметры газа, вытекающего через специальный насадок — сопло из сосуда, в котором поддерживается повышенное давление. Схема такого течения приведена на рис. 2.14. Течение будем полагать изэнтропическим, совершающимся при отсутствии сил трения и теплообмена. Примем индекс 0 для исходных значений давления, плотности и температуры внутри сосуда вдали от выходного отверстия и индекс 2— для параметров в выходном сечении из насадка. Из уравнения Бернулли (2.14) применительно к сечениям *0* и *2* с учетом того, что

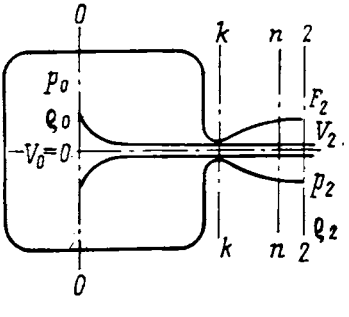


Рис. 2.14. Истечение газа из сосуда

скорость в сосуде V_0 можно принять равной нулю, получим, что

$$V_2=\sqrt{2\frac{\varkappa}{\varkappa-1}\frac{p_0}{\varrho_0}\left[1-\left(\frac{p_2}{p_0}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}\right]}. \qquad (2.31)$$

По найденной скорости V_2 на выходе из сопла можно определить секундный массовый расход газа через сопло, пользуясь уравнениями (2.26) и (2.31):

$$m_{\text{сек}}=\varrho_2F_2V_2=\varrho_0F_2\sqrt{2\frac{\varkappa}{\varkappa-1}\frac{p_0}{\varrho_0}\left[\left(\frac{p_2}{p_0}\right)^{2/\varkappa}-\left(\frac{p_2}{p_0}\right)^{\frac{\varkappa+1}{\varkappa}}\right]}. \qquad (2.32)$$

Для произвольного сечения n—n сопла уравнение (2.32) имеет вид

$$m_{\text{сек}}=\varrho_0F_n\sqrt{2\frac{\varkappa}{\varkappa-1}\frac{p_0}{\varrho_0}\left[\left(\frac{p_n}{p_0}\right)^{2/\varkappa}-\left(\frac{p_n}{p_0}\right)^{\frac{\varkappa+1}{\varkappa}}\right]}. \qquad (2.33)$$

Определим параметры газа в сечении, в котором скорость течения равна местной скорости звука. Это сечение называется *критическим*. Всем параметрам газа в этом сечении будем приписывать индекс «кр». Полагая в (2.31) $V_2=V_{\text{кр}}=a_{\text{кр}}$, где $a_{\text{кр}}$ — местная скорость звука, получим

$$V_{\text{кр}}^2=2\frac{\varkappa}{\varkappa-1}\frac{p_0}{\varrho_0}\left[1-\left(\frac{p_{\text{кр}}}{p_0}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}\right], \qquad (2.34)$$

В то же время в соответствии с уравнением (2.18) можно записать, что

$$V_{\text{кр}}=a_{\text{кр}}=\sqrt{\varkappa gRT_{\text{кр}}}=\sqrt{\varkappa gRT_0\left(\frac{p_{\text{кр}}}{p_0}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}}.$$

Сравнивая это выражение с уравнением (2.34), найдем

$$\varkappa gRT_0\left(\frac{p_{\text{кр}}}{p_0}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}=2\frac{\varkappa}{\varkappa-1}\frac{p_0}{\varrho_0}\left[1-\left(\frac{p_{\text{кр}}}{p_0}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}\right].$$

Отсюда, ввиду того что $gRT_0=p_0/\varrho_0$, получим при $\varkappa=1{,}4$

$$\frac{p_{\text{кр}}}{p_0}=\left(\frac{2}{\varkappa+1}\right)^{\frac{\varkappa}{\varkappa-1}}=0{,}528. \qquad (2.35)$$

Пользуясь справедливым для изэнтропических течений уравнением адиабаты (1.13) и уравнением состояния газа, можно найти следующие отношения:

$$\frac{T_{кр}}{T_0}=\left(\frac{p_{кр}}{p_0}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}=\frac{2}{\varkappa+1}=0{,}831 \qquad (2.36)$$

и

$$\frac{\varrho_{кр}}{\varrho_0}=\left(\frac{T_{кр}}{T_0}\right)^{\frac{1}{\varkappa-1}}=\left(\frac{2}{\varkappa+1}\right)^{\frac{1}{\varkappa-1}}=0{,}636. \qquad (2.37)$$

При помощи уравнений (2.18) и (2.36) определим теперь скорость газа в критическом сечении

$$V_{кр}=a_{кр}=\sqrt{\varkappa g R T_{кр}}=a_0\sqrt{\frac{2}{\varkappa+1}}. \qquad (2.38)$$

Как видно, параметры газа в критическом сечении зависят только от состояния газа в сосуде, из которого он вытекает.

Определим теперь форму контура сопла, т. е. закон изменения площади поперечных сечений F_n по длине сопла. Для этого воспользуемся формулой (2.33), несколько ее видоизменив:

$$F_n=\frac{\frac{m_{сек}}{\varrho_0}}{\sqrt{2\frac{\varkappa}{\varkappa-1}\frac{p_0}{\varrho_0}\left[\left(\frac{p_n}{p_0}\right)^{2/\varkappa}-\left(\frac{p_n}{p_0}\right)^{\frac{\varkappa+1}{\varkappa}}\right]}}=$$

$$=\frac{\text{const}}{\sqrt{\left(\frac{p_n}{\varrho_0}\right)^{2/\varkappa}-\left(\frac{p_n}{p_0}\right)^{\frac{\varkappa+1}{\varkappa}}}}.$$

Чтобы найти закон изменения площади F_n сечений сопла при непрерывном изменении отношения p_n/p_0 и соответствующем переходе от дозвуковых к сверхзвуковым скоростям течения газа, необходимо выяснить, как изменяется функция $f(p_n/p_0)$, стоящая под корнем в знаменателе последнего выражения, т. е. прежде всего определить ее экстремальные значения. Для этого нужно приравнять нулю производную этой функции:

$$f'\left(\frac{p_n}{p_0}\right)=\frac{2}{\varkappa}\left(\frac{p_n}{p_0}\right)^{\frac{2-\varkappa}{\varkappa}}-\frac{\varkappa+1}{\varkappa}\left(\frac{p_n}{p_0}\right)^{1/\varkappa}=0.$$

Отсюда следует, что функция $f\left(\frac{p_n}{p_0}\right)$ имеет экстремум при

$$\frac{p_n}{p_0}=\left(\frac{2}{\varkappa+1}\right)^{\frac{\varkappa}{\varkappa-1}}.$$

Так как вторая производная $f''\left(\frac{p_n}{p_0}\right)$ при этом значении отрицательна, то в точке $\frac{p_n}{p_0}=\left(\frac{2}{\varkappa+1}\right)^{\frac{\varkappa}{\varkappa-1}}$ функция $f(p_n/p_0)$ имеет максимум. Этому значению $f(p_n/p_0)$ соответствует минимум площади F_n.

Выражение для p_n/p_0, при котором площадь сечения сопла минимальна, совпадает с выражением (2.35), полученным выше для критического сечения сопла. Это означает, что скорость, равная скорости звука, достигается в минимальном сечении сопла $F_{кр}$. Отсюда следует, что в сужающейся части рассматриваемого нами сверхзвукового сопла или сопла Лаваля течение дозвуковое, а в расширяющейся части сопла — сверхзвуковое.

Из изложенного следует также, что в простом сужающемся сопле без расширяющейся части или в цилиндрическом насадке получить скорость, бо́льшую скорости звука, при адиабатическом течении невозможно.

Указанные особенности распределения скоростей в сопле позволяют ответить на вопрос, почему параметры газа в критическом сечении сверхзвукового сопла зависят только от начального состояния газа в сосуде, из которого он вытекает, и не зависят от параметров газа на выходе из сопла. Дело в том, что все малые возмущения давления распространяются в газе со скоростью звука и поэтому не могут передаваться в направлении против потока при сверхзвуковом течении. Вследствие этого изменения давления p_2 на выходе из сверхзвукового сопла также не могут распространяться вперед через участок сопла со сверхзвуковым течением и поэтому не могут оказать никакого влияния на параметры газа в критическом сечении сопла.

Заметим, что при фиксированных начальных параметрах газа в сосуде и при уменьшении давления p_2 в окружающем пространстве, куда вытекает газ из сопла, массовый расход газа через сопло перестает увеличиваться после достижения критической скорости в минимальном сечении сопла и сохраняет постоянное значение, равное расходу через это критическое сечение:

$$m=F_{кр}\varrho_{кр}V_{кр}=F_{кр}\varrho_{кр}a_{кр}=F_{кр}\left(\frac{2}{\varkappa+1}\right)^{\frac{\varkappa-1}{2(\varkappa-1)}}\sqrt{\varkappa p_0\varrho_0}.$$

Единственной возможностью для увеличения расхода газа через сопло (при неизменных начальных параметрах) после

установления критической скорости в минимальном сечении является увеличение площади этого сечения $F_{кр}$, т. е. увеличение поперечных размеров сопла. Никакое дополнительное уменьшение давления на выходе из сопла не приведет к повышению расхода газа.

На рис. 2.15 приведена зависимость удельного массового расхода газа $m/F = \varrho V$ от скорости истечения V. При скорости, равной нулю, удельный массовый расход равен нулю. Затем, по мере повышения скорости удельный массовый расход увеличивается и достигает максимума при $V_{кр}$. При дальнейшем возрастании скорости величина удельного массового расхода падает и стремится к нулю при скорости, соответствующей истечению газа в полный вакуум ($p_2=0$), так как плотность среды становится при этом нулевой.

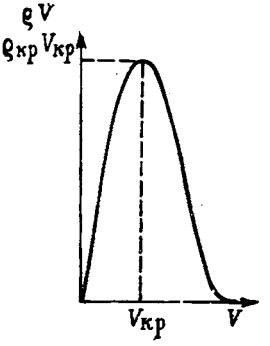


Рис. 2.15. Зависимость массового удельного расхода газа от скорости истечения

Эта скорость истечения в вакуум, очевидно, является максимальной для заданных начальных параметров газа в сосуде и может быть определена из уравнения (2.31) с учетом того, что $p_2=0$:

$$V_{max}=\sqrt{2\frac{\varkappa}{\varkappa-1}\frac{p_0}{\varrho_0}}. \qquad (2.39)$$

Кавитация газа

Явление кавитации или образования разрывов (пустот) в потоке газа проявляется там, где давление приближается к нулю. Разрывы газа, сопровождаемые образованием пустот, можно наблюдать при помощи специальных оптических методов. Для образования таких разрывов необходимо, чтобы вся потенциальная и внутренняя тепловая энергия газа перешла в кинетическую. При этом скорость течения достигает максимума и поэтому может быть определена из уравнения (2.39).

При начальных параметрах газа, соответствующих нормальным атмосферным условиям, скорость, при которой возникает кавитация

$$V_{кав}=\sqrt{2\frac{1{,}4}{0{,}4}\frac{10\,330}{0{,}125}}\approx 754 \text{ м/с}.$$

Число M и коэффициент скорости λ

При рассмотрении течений газа с высокими скоростями часто пользуются числом M, равным отношению скорости потока

к местной скорости звука, и так называемым *коэффициентом скорости* λ, равным отношению скорости потока к критической скорости:

$$\lambda = V/V_{кр} = V/a_{кр}. \qquad (2.40)$$

В некоторых случаях пользоваться коэффициентом λ удобнее, чем числом M, так как при заданных начальных условиях критическая скорость $V_{кр} = a_{кр}$ — величина постоянная и поэтому коэффициент λ прямо пропорционален скорости течения V, в то время как местная скорость звука является переменной величиной и в сопле Лаваля, например, изменяется при переходе от одного сечения сопла к другому.

Для установления связи между величинами M и λ преобразуем выражение для коэффициента λ следующим образом:

$$\lambda = \frac{V}{a_{кр}} = M\frac{a}{a_{кр}}\frac{a_0}{a_0} = M\frac{\dfrac{a_0}{a_{кр}}}{\dfrac{a_0}{a}},$$

где a_0 — скорость звука покоящегося газа при температуре T_0. Учитывая ранее полученные зависимости, получим

$$\frac{a_{кр}}{a_0} = \sqrt{\frac{2}{\varkappa+1}}, \quad \frac{a}{a_0} = \frac{\sqrt{\varkappa g R T}}{\sqrt{\varkappa g R T_0}} = \frac{1}{\sqrt{1+\dfrac{\varkappa-1}{2}M^2}},$$

откуда

$$\lambda = \frac{M\sqrt{\dfrac{\varkappa+1}{2}}}{\sqrt{1+\dfrac{\varkappa-1}{2}M^2}} = \frac{M\sqrt{\varkappa+1}}{\sqrt{(\varkappa-1)M^2+2}}$$

и

$$M = \frac{\lambda\sqrt{\dfrac{2}{\varkappa+1}}}{\sqrt{1-\dfrac{\varkappa-1}{\varkappa+1}\lambda}} = \frac{\lambda\sqrt{2}}{\sqrt{(\varkappa+1)-(\varkappa-1)\lambda^2}}. \qquad (2.41)$$

Скачки уплотнения

На рис. 2.16 показаны типичные зависимости, характеризующие изменение отношения давлений p/p_0 по оси сопла Лаваля при различных значениях давления p_2 в окружающем пространстве, куда вытекает газ. Предельная кривая *а* соответствует расчетному режиму работы сопла, при котором изменение давления вдоль сопла определяется по изэнтропическому закону.

Кривые b, c, d, e, f и g характеризуют изменение отношения p/p_0 по оси сопла при нерасчетных режимах, когда давление на выходе сопла p_2 больше расчетного. Пунктирная прямая $(p/p_0)_{кр} = 0{,}528$ соответствует такому течению газа в сопле, когда в наименьшем сечении сопла впервые достигается критическое давление, соответствующее появлению здесь скорости, равной местной скорости звука. Пока давление не достигло критического, сопло

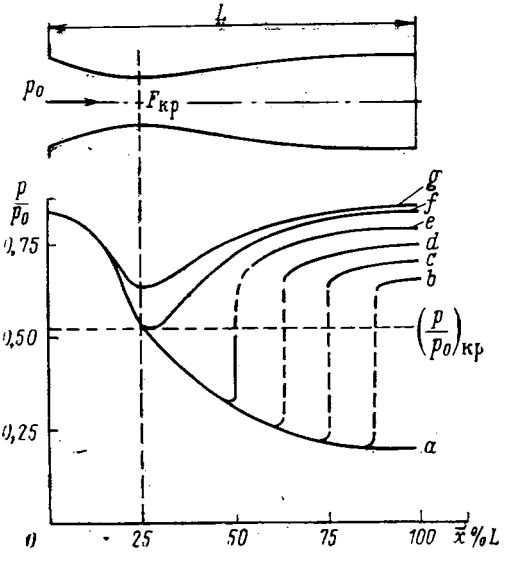


Рис. 2. 16. Распределение давления по оси сверхзвукового сопла

работает при дозвуковых скоростях и давление в нем сначала понижается до минимального сечения, а затем возрастает (кривые g и f). По мере уменьшения отношения p_2/p_0 давление в минимальном сечении сопла достигает критического значения, в сопле появляются участки со сверхзвуковой скоростью (см. кривые e, d, c, b). Все эти характеристики отличаются от кривой a для расчетного режима работы сопла резким скачкообразным повышением давления в некотором сечении, которое все больше смещается к выходному срезу сопла по мере уменьшения величины p_2/p_0. В сопле на этих режимах наблюдается так называемое перерасширение газа, заканчивающееся скачком давления (скачком уплотнения). Этот скачок уплотнения ограничивает зону сверхзвуковых скоростей течения газа. Зона сверхзвуковых скоростей тем больше, чем ближе давление на выходе из сопла приближается к расчетному.

Течения со скачками уплотнения типичны для околозвуковой и сверхзвуковой аэродинамики. Характерным примером является

течение с образованием скачков уплотнения, замыкающих местные зоны сверхзвуковых скоростей, которые возникают при околозвуковом обтекании различных тел. Появление этих мест-

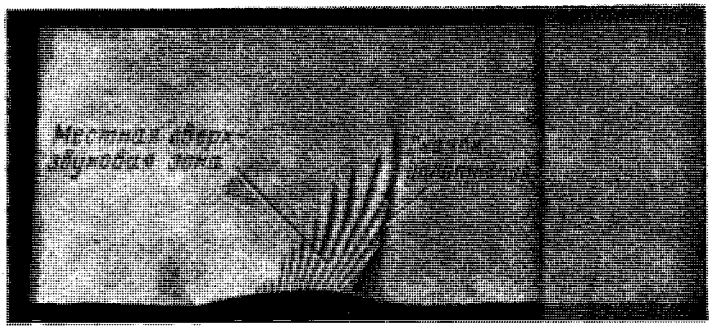


Рис. 2. 17. Сверхзвуковая зона и скачки уплотнения на стенке трубы (поток набегает слева)

ных сверхзвуковых зон связано с поджатием струек газа, обтекающего тела, и достижением в самых узких сечениях струек скоростей, равных местной скорости звука. В последующих за этими сечениями расширяющихся участках струек скорости течения продолжают возрастать, в результате чего образуется местная зона сверхзвуковых скоростей, которая заканчивается ударной волной или скачком уплотнения. За скачком течение вновь становится дозвуковым. В скачке уплотнения происходит необратимый переход кинетической энергии потока в тепловую, сопровождающийся появлением так называемого волнового сопротивления тел.

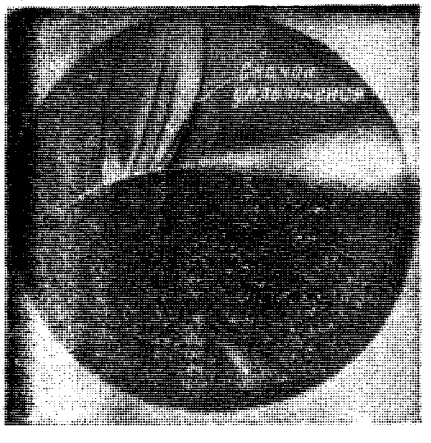


Рис. 2. 18. Скачки уплотнения на поверхности профиля крыла (поток набегает слева)

Экспериментальная аэродинамика располагает методами, позволяющими наблюдать скачки уплотнения. В качестве примера на рис. 2. 17 приведена фотография картины околозвукового течения в трубе при наличии в ней цилиндрической вставки, сужающей сечения трубы. На фотографии видны косые волны над

поверхностью вставки, что указывает на наличие здесь местной зоны скоростей, бо́льших звуковой. Зона сверхзвуковых скоростей заканчивается ясно видимым замыкающим скачком уплотнения. На рис. 2.18 показана фотография волн и скачка уплотнения, образующихся над верхней поверхностью профиля крыла.

5. СВЕРХЗВУКОВЫЕ СКОРОСТИ ТЕЧЕНИЯ

Особенности сверхзвукового обтекания тел

При скоростях течения газа, бо́льших скорости звука, условия обтекания тел существенно отличаются от дозвукового обтекания. Рассмотрим прямолинейное движение со сверхзвуковой скоростью очень малого, точечного тела, создающего малые возмущения в окружающем газе. Из каждой точки пространства, через которую проходит тело очень малых размеров, будут распространяться со скоростью звука a сферические во́лны возмущений. Если в начальный момент времени тело находилось в точке D (рис. 2.19), то через время Δt волна возмущений, вышедшая из этой точки, будет представлять собой сферу с радиусом $a\Delta t$, а само тело сместится вперед на расстояние $V\Delta t$ в точку O и окажется расположенным вне этой сферы, так как $V>a$. Из простых геометрических рассмотрений очевидно, что в фиксированный момент времени все волны возмущений, вышедшие в предшествующие моменты времени из разных точек траектории тела, будут находиться внутри конической огибающей поверхности, которая называется *характеристическим конусом* или *конусом малых возмущений*. Вершиной этого конуса является источник возмущений, т. е. само точечное тело. Образующие характеристического конуса OA и OB, которые получаются в сечении конуса плоскостью симметрии, проходящей через его вершину (см. рис. 2.19), называются *характеристиками* или *линиями возмущений*. Угол α_M между характеристикой и направлением полета (или потока в обращенном движении) называется *углом Маха*. Из рис. 2.19 следует, что

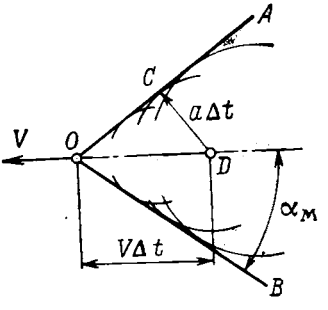


Рис. 2.19. Конус возмущений при сверхзвуковой скорости движения тела

$$\sin\alpha_M=\frac{a\Delta t}{V\Delta t}=\frac{a}{V}=\frac{1}{M}. \qquad (2.42)$$

Из этого уравнения видно, что угол α_M уменьшается по мере возрастания числа M или скорости движения тела от 90° при $M=1$ ($V=a$) до нуля при $M\to\infty$.

Тела конечных размеров (ракеты, самолеты) создают при сверхзвуковом полете уже не волны малых возмущений, а скачки уплотнения значительной интенсивности, имеющие сходство с рассмотренными выше скачками в сверхзвуковом сопле. Так, например, на фотографии картины сверхзвукового обтекания остроносого снаряда (рис. 2.20) отчетливо виден скачок уплотнения, выходящий из вершины носовой части снаряда. При переходе потока через поверхность такого скачка происходит резкое скачкообразное повышение давления. По мере удаления от тела интенсивность скачка уплотнения падает вследствие взаимодействия с волнами разрежения, выходящими из зоны перехода

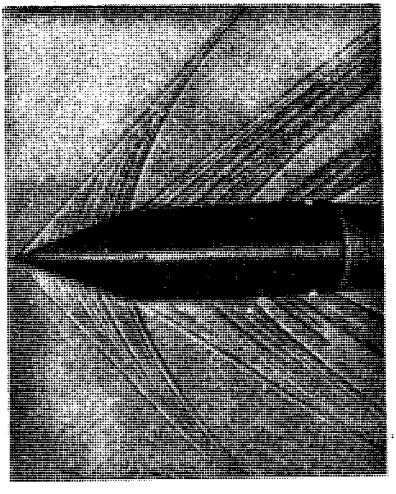


Рис. 2.20. Фотография полета остроносого тела

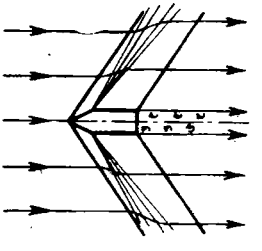


Рис. 2.21. Схема обтекания тела потоком сверхзвуковой скорости

конической носовой части в цилиндрический корпус, и скачок уплотнения постепенно переходит в волну малых возмущений. Кроме скачка уплотнения, на фотографии видны линии, выходящие из разных точек поверхности тела. Это — линии малых возмущений. Они имеют очень малую интенсивность и возникают обычно из-за наличия на поверхности обтекаемого тела бугорков, шероховатости, рисок и т. п. Измерение углов наклона этих линий, которые близки к местным углам Маха $\alpha_{M\ мест}$, позволяет приближенно определять местные числа M в потоке при помощи формулы (2.42).

Из изложенного следует, что при сверхзвуковом обтекании возмущающее воздействие тела ограничено пределами носового скачка уплотнения или характеристического конуса в случае малых возмущений и имеет место четкое разделение зоны возмущений от невозмущенного набегающего потока (рис. 2.21). Вследствие этого обтекание струек тела при сверхзвуковых скоростях, т. е. изменение формы струек в соответствии с формой тела, начинается только за скачком уплотнения или за волной

возмущений. В этом заключается основное отличие сверхзвукового обтекания тела от дозвукового обтекания, при котором, как известно, возмущения, вызванные телом, распространяются во всем поле течения.

Прямой скачок уплотнения

Рассмотрим скачок уплотнения, при прохождении которого направление скорости потока не изменяется. Такой скачок называется *прямым*. Он может возникать, например, на нерасчетных режимах в сверхзвуковых соплах, при сверхзвуковом обтекании тупоносых тел, на поверхности обтекаемых тел при переходе от сверхзвуковой скорости к дозвуковой и т. д. Предположим, что перед прямым скачком скорость, давление, температура и плотность соответственно равны V_1, p_1, T_1 и ϱ_1, а за скачком соответственно равны V_2, p_2, T_2 и ϱ_2. Выделив из бесконечно тонкой струйки пересекающий ударную волну элементарный объем, можно записать для него уравнения неразрывности, изменения количества движения и постоянства энергии:

$$\varrho_1 V_1 = \varrho_2 V_2 = m, \tag{2.43}$$

$$p_1 + \varrho_1 V_1^2 = p_2 + \varrho_2 V_2^2 = p, \tag{2.44}$$

$$i_1 + \frac{A}{2g} V_1^2 = i_2 + \frac{A}{2g} V_2^2 = I_{\text{пр}}, \tag{2.45}$$

где m, p, $I_{\text{пр}}$ — некоторые постоянные значения массы, полного давления и полной энтальпии при прямом скачке.

С учетом того, что газовая постоянная $R = \frac{c_p - c_v}{Ag}$, выражение для энтальпии i может быть записано следующим образом:

$$i = U + \frac{p}{\varrho}\frac{A}{g} = c_v T + \frac{pA}{\varrho} = \frac{A\varkappa}{\varkappa - 1}\frac{p}{\varrho}. \tag{2.46}$$

Решая совместно уравнения (2.43), (2.44) и (2.45), можно получить известное соотношение

$$i_2 - i_1 = \frac{A(p_2 - p_1)}{2\varrho_1 g}\left(1 + \frac{\varrho_1}{\varrho_2}\right), \tag{2.47}$$

в котором скорости течения исключены. Отсюда при помощи (2.46) можно определить теперь отношение плотностей

$$\frac{\varrho_2}{\varrho_1} = \frac{\frac{\varkappa + 1}{\varkappa - 1} + \frac{p_1}{p_2}}{1 + \frac{\varkappa + 1}{\varkappa - 1}\frac{p_1}{p_2}}. \tag{2.48}$$

Закон изменения плотности при прохождении прямого скачка существенно отличается от закона изменения плотности при изэнтропическом течении, имеющего вид $\frac{\varrho_1}{\varrho_2}=\left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{1}{\varkappa}}$. Поэтому полученный закон называют иногда *ударной* или *динамической адиабатой*. При изэнтропическом течении неограниченному увеличению отношения давлений p_2/p_1 отвечает и неограниченное увеличение отношения плотностей ϱ_2/ϱ_1. В случае прямого скачка при неограниченном увеличении отношения p_2/p_1, что соответствует неограниченному повышению числа Маха потока перед скачком $M_1\to\infty$, предельное отношение плотностей из (2.48) имеет вид

$$\left(\frac{\varrho_1}{\varrho_2}\right)_{\text{пред}}=\frac{\varkappa-1}{\varkappa+1}.$$

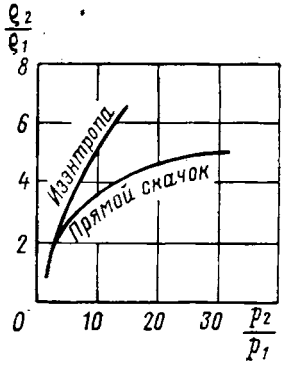


Рис. 2.22. Зависимость плотности от давления при изэнтропическом течении и прямом скачке

На рис. 2.22 показаны законы изменения плотности от давления для случая изэнтропического течения и для течения с прямым скачком. Для совершенного двухатомного газа ($\varkappa=1{,}4$) предельное отношение плотностей $(\varrho_1/\varrho_2)_{\text{пред}}$ равно 1/6, а для одноатомного ($\varkappa=5/3$) равно 1/4. С повышением температур для многоатомных газов значения предельного отношения плотностей уменьшаются в связи с возбуждением колебательных степеней свободы молекул. При наличии диссоциации и ионизации газа отношение плотностей может сильно понизиться (до 0,07 или менее).

Выражения для скоростей, давлений, температур и плотностей до скачка и за ним обычно записываются в следующей форме с использованием величины критической скорости звука $a_{\text{кр}}$:

$$V_1\cdot V_2=a_{\text{кр}}^2, \tag{2.49}$$

$$\varrho_2=\varrho_1\frac{V_1}{a_{\text{кр}}^2}, \tag{2.50}$$

$$p_2-p_1=\varrho_1(V_1^2-a_{\text{кр}}^2), \tag{2.51}$$

$$T_2-T_1=\frac{AV_1^2}{2gc_p}\left(1-\frac{a_{\text{кр}}^4}{V_1^4}\right). \tag{2.52}$$

Из (2.49) и условия $V_2<V_1$ следует, что течение за прямым скачком всегда является дозвуковым $\lambda_2=\frac{V_2}{a_{\text{кр}}}<1$.

Давление в точке нулевой скорости при сверхзвуковых скоростях течения газа

При движении тела с затупленным носком со сверхзвуковой скоростью на некотором расстоянии перед ним образуется отсоединенный скачок уплотнения, называемый *головной волной.* В общем случае головная отсоединенная волна является криволинейной, но при этом всегда имеется участок, соответствующий прямому скачку, через который проходит нулевая линия тока. Поэтому между носком тела и отсоединенной волной всегда есть зона, в которой скорость течения меньше скорости звука. На рис. 2.23 показана схема сверхзвукового обтекания тупоносого тела с отсоединенной головной волной, пересекающей выделенную струйку газа в сечении *2*. Здесь A — точка нулевой скорости, AB — участок дозвуковых скоростей, BC — сверхзвуковых. Скорость в точке B изменяется скачкообразно от величины V_1 до V_2.

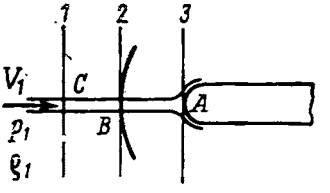


Рис. 2.23. Давление в точке нулевой скорости при $V>a$

Сопоставляя величины давления в сечениях *1, 2* и *3*, можно получить формулу Рэлея для определения давления в точке нулевой скорости p_3 при сверхзвуковом обтекании тупоносого тела, если заданы давление p_1 и число M_1 набегающего невозмущенного потока. Эта формула имеет вид

$$\frac{p_3}{p_1}=\frac{\dfrac{2\varkappa}{\varkappa+1}M_1^2-\dfrac{\varkappa-1}{\varkappa+1}}{\left[\dfrac{4\varkappa}{(\varkappa+1)^2}-\dfrac{2(\varkappa-1)}{(\varkappa+1)^2M_1^2}\right]^{\frac{\varkappa}{\varkappa-1}}}. \qquad (2.53)$$

На рис. 2.24 приведена зависимость отношения p_3/p_1 от числа M_1 для сверхзвукового и дозвукового потоков при разных значениях температуры T_1. Переписав формулу (2.53) для воздуха при нормальных условиях, когда $\varkappa=1{,}4$, можно получить более простое выражение

$$\frac{p_3}{p_1}=\frac{166{,}92\,M_1^7}{(7M_1^2-1)^{2{,}5}}. \qquad (2.54)$$

По мере возрастания числа M_1 формула Рэлея становится все менее точной, что связано с нарушением закона изэнтропы; на больших высотах полета она также становится неточной, так как среда теряет при этом свойства сплошности.

Косой скачок уплотнения

При обтекании сверхзвуковым потоком остроконечного тела на носке тела образуется косой скачок уплотнения. Он разделяет поток на зоны, в которых скорости отличаются не только по величине, как при прямом скачке, но и по направлению. Так же как и в случае прямого скачка, в косом скачке уплотнения происходит необратимый переход механической энергии потока в тепловую энергию.

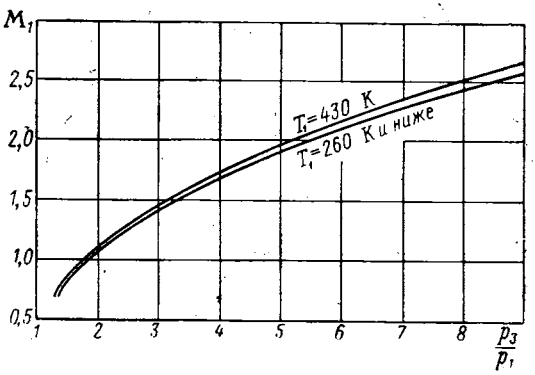


Рис. 2.24. График определения M_1 по отношению p_3/p_1

Представим, что сверхзвуковым потоком обтекается сторона клина AB (рис. 2.25), образующая с потоком угол $\varphi_{кл}$. Угол между плоскостью скачка AC и направлением потока обозначим через $\theta_{ск}$, скорость до скачка, направленную горизонтально, — через V_1, а скорость за скачком, направленную параллельно стороне клина AB, — через V_2. Разложим векторы скоростей перед и за скачком на нормальное и касательное к плоскости скачка направления. Записав для косого скачка соотношения, характеризующие законы постоянства массы, сохранения импульса и энергии, можно получить следующие выражения:

$$\varrho_2=\varrho_1\frac{V_{n_1}}{V_{n_2}}, \tag{2.55}$$

$$V_{t_1}=V_{t_2}=V_t, \tag{2.56}$$

$$V_{n_1}\cdot V_{n_2}=a_{кр}^2-\frac{\varkappa-1}{\varkappa+1}V_t^2. \tag{2.57}$$

Эти выражения позволяют найти все основные характеристики течения при наличии косого скачка. Равенство (2.56) показывает, что при переходе через косой скачок уплотнения касательная к плоскости скачка составляющая скорости V_t

сохраняется неизменной. Нормальная же составляющая скорости изменяется, как при переходе через прямой скачок.

Зависимость между углами $\theta_{ск}$ и $\varphi_{кл}$ имеет следующий вид:

$$\left[\sin\theta_{ск} - \frac{\varkappa+1}{2}\,\frac{\sin\varphi_{кл}}{\cos(\theta_{ск}-\varphi_{кл})}\right]\sin\theta_{ск} = \frac{1}{M_1^2}. \qquad (2.58)$$

Из этой формулы следует в частности, что при $\varphi_{кл}=0$ угол $\theta_{ск}$ или равен углу Маха набегающего потока α_{M_1}, или принимает значение $\theta_{ск}=\pi/2$, что соответствует переходу косого скачка в прямой. В первом случае косой скачок вырождается в волну бесконечно малой интенсивности, что естественно ожидать при

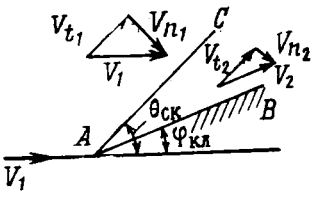


Рис. 2.25. Схема косого скачка уплотнения

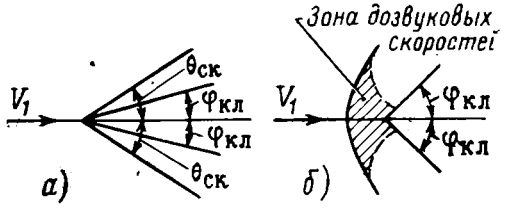


Рис. 2.26. Обтекание клина сверхзвуковым потоком

уменьшении угла клина до нуля, во втором, наоборот, интенсивность скачка достигает предельно большого значения, что, очевидно, не имеет физического смысла.

Из теории и эксперимента установлено, что при обтекании клиновидного тела сверхзвуковым потоком возникает или присоединенный к вершине клина скачок уплотнения (рис. 2.26, *а*), или отсоединенная головная волна, причем в последнем случае за этой волной образуется зона дозвуковых скоростей (рис. 2.26, *б*). Переход первой картины обтекания во вторую происходит при некотором предельном, зависящем от числа M_1, угле наклона плоскости клина $\varphi_{кл.пр}$. Если угол $\varphi_{кл}<\varphi_{кл.пр}$, то у вершины клина образуется присоединенный косой скачок уплотнения, если угол $\varphi_{кл}>\varphi_{кл.пр}$, то образуется головная волна, представляющая собой скачок переменной кривизны. Кривизна скачка является источником возникновения завихренности потока. Это объясняется тем, что при переходе через скачок уплотнения возрастает энтропия потока, причем степень возрастания энтропии зависит от интенсивности скачка уплотнения, т. е. от его угла наклона. Увеличение энтропии при переходе через прямой скачок уплотнения максимально. Отсюда следует, что для случая криволинейного скачка уплотнения энтропия за скачком будет изменяться при переходе от одной линии тока к другой. Известно, что при наличии градиента энтропии по нормали к линиям тока поток является завихренным. Чем больше кривизна головной волны, тем большим окажется градиент энтропии

по нормали к линиям тока и тем больше завихренность потока за скачком. Очевидно, что за прямым или плоским косым скачком градиент энтропии не возникает и завихренность потока за такими скачками равна нулю. Между степенью завихренности и отношением плотностей за скачком и перед скачком ϱ_2/ϱ_1 также существует связь. При увеличении этого отношения завихренность сильно возрастает (при заданной кривизне скачка). В настоящее время физические процессы, происходящие в скачке уплотнения, толщина которого составляет несколько средних длин свободного пробега молекул в газе, являются предметом интенсивных исследований.

Сравним косой скачок с прямым. При переходе через прямой скачок потеря скорости значительно больше, чем при переходе через косой. В первом случае скорость потока за скачком всегда меньше скорости звука; во втором — скорость может быть и сверхзвуковой и дозвуковой. Так, например, для клина при угле $\varphi_{кл}=0$ и вырождении скачка в волну возмущения скорость потока при прохождении через такую волну практически не изменяется. Затем, по мере увеличения угла $\varphi_{кл}$ скорость за скачком уменьшается, хотя поток все еще остается сверхзвуковым, пока скачок является присоединенным. При дальнейшем увеличении угла $\varphi_{кл}$ наступает такой момент, когда скачок отходит от клина и за скачком появляется зона дозвуковых скоростей. Волновое сопротивление клина при увеличении угла $\varphi_{кл}$ все время возрастает, и когда угол $\varphi_{кл}=90°$, скачок становится прямым, а волновое сопротивлением — максимальным.

Обтекание тупого угла

Перейдем к приближенному рассмотрению важного для практического приложения примера обтекания сверхзвуковым потоком тупого угла, близкого к 180°. В этом случае можно считать, что возмущенный поток очень мало отличается от невозмущенного исходного потока. Предположение о малости возмущений, справедливое при малых углах наклона обтекаемых поверхностей, лежит в основе линеаризированной теории сверхзвукового обтекания и широко используется на практике.

Рассмотрим сначала обтекание тупого угла, который больше 180° на малый угол $\Delta\varphi$. Предположим, что набегающий поток параллелен (рис. 2.27) стороне MN тупого угла и имеет скорость u. При обтекании тупого угла поток разворачивается на угол $\Delta\varphi$, расширяется, при этом скорость его возрастает и становится равной V. Из вершины тупого угла N исходит волна возмущений N_n, отделяющая начальную невозмущенную зону MNn от зоны возмущений или зоны расширения, в которой происходит разворот потока и увеличение скорости. Другая линия возмущений Nn отделяет зону расширения nNn_1 от зоны n_1NP, в которой скорость равна V_1 и параллельна стенке NP. Линия

возмущений Nn расположена по отношению к стороне угла MN под углом Маха α_{M_1}, который определяется из соотношения $\sin\alpha_{M_1}=1/M_1$, а линия возмущений Nn_1 образует со стенкой NP угол Маха α_{M_2}, который определяется равенством $\sin\alpha_{M_2}=1/M_2$ ($M_1=u/a$, $M_2=V/a$). Отсюда

$$\operatorname{tg}\alpha_{M_1}=\frac{1}{\sqrt{M_1^2-1}},\quad \operatorname{tg}\alpha_{M_2}=\frac{1}{\sqrt{M_2^2-1}}. \tag{2.59}$$

Рассмотрим теперь случай обтекания тупого угла, который меньше 180° на малый угол $\Delta\varphi$. В этом случае (рис. 2.28) поток

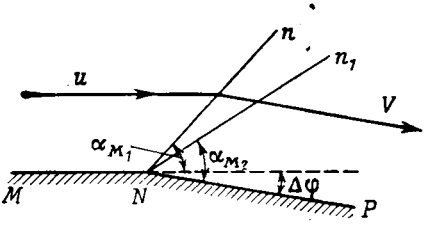


Рис. 2.27. Обтекание сверхзвуковым потоком тупого угла, большего 180°

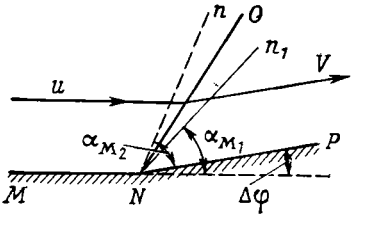


Рис. 2.28. Обтекание сверхзвуковым потоком тупого угла, меньшего 180°

газа будет испытывать не расширение, а сжатие и скорость набегающего потока не увеличится, а уменьшится, т. е. $u>V$. Линия возмущений для начального потока со скоростью u, проведенная из вершины тупого угла N, определится углом α_{M_1}, величину которого можно по-прежнему найти из соотношения $\sin\alpha_{M_1}=1/M_1$. Аналогичная линия возмущений для потока со скоростью V, направленного вдоль стенки NP, определится углом α_{M_2}, где $\sin\alpha_{M_2}=1/M_2$. Так как $M_2<M_1$, то мы приходим к абсурдному выводу, что зона изменения скоростей должна начинаться ниже по потоку, чем заканчиваться: $\alpha_{M_2}+\Delta\varphi>\alpha_{M_1}$. Это свидетельствует о невозможности плавного изменения скорости при сжатии потока в условиях обтекания угла, меньшего 180°. В этом случае линии возмущения как бы накладываются друг на друга, в результате чего у вершины угла появляется скачок уплотнения, показанный на рис. 2.28 в виде линии NO.

Определим теперь величину изменений давления при переходе сверхзвуковым потоком линии возмущения (рис. 2.29). Считая процесс непрерывным, положим, что скорость набегающего потока изменилась при переходе линии возмущения на величину $V-u\approx u_x'$. Тогда можно приближенно найти изменение давления Δp в возмущенном потоке по сравнению с давлением

в невозмущенном потоке. Пользуясь уравнением Бернулли, получим

$$\Delta p = p_2 - p_1 = -\int_u^V \varrho V\, dV \approx -\varrho u (V-u) = -\varrho u u'_x.$$

Отнеся Δp к величине скоростного напора невозмущенного потока, можно записать

$$\frac{\Delta p}{\frac{\varrho u^2}{2}} = -\frac{2u'_x}{u}.$$

В рассматриваемом случае переход от скорости невозмущенного потока u к скорости V осуществляется путем наложения

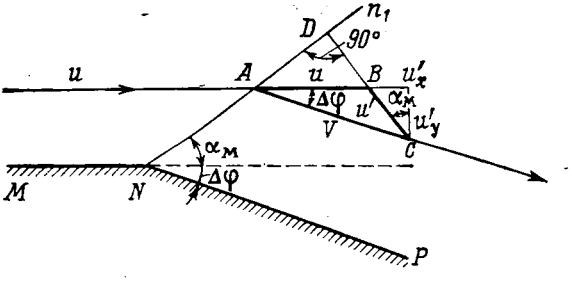


Рис. 2. 29. Переход сверхзвуковым потоком линии возмущения

на первоначальный поток дополнительного потока, имеющего скорость u', которую можно разложить на составляющие по осям координат u'_x и u'_y. По условиям линеаризации

$$\frac{u'_y}{u + u'_x} = \Delta\varphi \approx \frac{u'_y}{u},$$

так как полученный в результате возмущенный поток будет, как уже говорилось, параллельным стенке NP, т. е. отклоненным от первоначального направления на угол $\Delta\varphi$. Приращение скорости невозмущенного потока после его отклонения можно выразить как

$$u'_x = u'_y \operatorname{tg} \alpha_M \approx u \Delta\varphi \operatorname{tg} \alpha_M \approx \frac{u\Delta\varphi}{\sqrt{M^2 - 1}}. \qquad (2.60)$$

Как видно из рис. 2. 29, скорость u' перпендикулярна к ND, т. е. вектор скорости дополнительного возмущенного потока перпендикулярен к линии возмущения. Это свойство позволяет легко построить треугольник скоростей ABC.

Найдем разность давлений, возникающую при переходе линии возмущения Nn_1:

$$\Delta p = -\varrho u \cdot u'_x = -\varrho u^2 \operatorname{tg} \alpha_M \Delta\varphi = -2q \operatorname{tg} \alpha_M \Delta\varphi = -\frac{2q\Delta\varphi}{\sqrt{M^2-1}} \tag{2.61}$$

Эта зависимость показывает, что при обтекании угла, большего 180° ($\Delta\varphi>0$), давление падает, а величина скорости возрастает. При обтекании угла, меньшего 180° ($\Delta\varphi<0$), получается обратная картина: давление возрастает, а скорость падает. В первом случае линия возмущения есть *линия расширения*, а во втором — *линия уплотнения*. Линии уплотнения, накладываясь друг на друга, приводят к образованию скачка уплотнения.

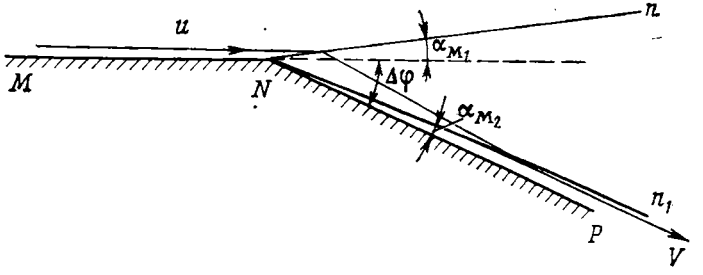


Рис. 2.30. Обтекание гиперзвуковым потоком тупого угла, большего 180°

Рассмотрим теперь обтекание угла, большего 180°, гиперзвуковым потоком, т. е. потоком с очень большим числом М. В этом случае (рис. 2.30) углы Маха α_{M_1} и α_{M_2} очень малы. Таким образом, при гиперзвуковом обтекании зоны возмущенного движения оказываются сильно суженными.

Полагая течение изэнтропическим, газ совершенным и относительную теплоемкость постоянной, можно получить следующие приближенные значения параметров потока после его расширения и разворота на угол $\Delta\varphi$:

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{M_1}{M_2}\right)^{\frac{2\varkappa}{\varkappa-1}}, \tag{2.62}$$

$$\frac{\varrho_2}{\varrho_1} = \left(\frac{M_1}{M_2}\right)^{\frac{2}{\varkappa-1}}, \tag{2.63}$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{M_1}{M_2}\right)^2, \tag{2.64}$$

$$\frac{M_1}{M_2} = 1 - \frac{\varkappa-1}{2} M_1 \Delta\varphi. \tag{2.65}$$

Величина $\frac{\varkappa-1}{2}M_1\Delta\varphi$ обычно меньше единицы. Если эта величина равна единице, что соответствует углу $\Delta\varphi=\frac{2}{(\varkappa-1)M_1}$ — предельному значению угла поворота потока, то число M_2 стремится к бесконечности и поток разгоняется до вакуума ($p_2=\varrho_2=T_2=0$). При угле $\Delta\varphi$, превышающем величину $2/(\varkappa-1)M_1$, поток отрывается от стенки.

Изменение давления в потоке после поворота, отнесенное к величине скоростного напора гиперзвукового невозмущенного потока, выражается как

$$\frac{p_2-p_1}{\frac{\varrho u^2}{2}}=-\frac{2}{\varkappa}\frac{1}{M_1^2}\left(1-\frac{p_2}{p_1}\right).$$

Составляющие приращения скорости u' по осям x и y равны:

$$\begin{aligned} u'_x&=V\cos\Delta\varphi-u\approx u\left(\frac{1}{M_1\Delta\varphi}-\frac{\varkappa-1}{4}\right)\Delta\varphi^2,\\ u'_y&=-V\sin\Delta\varphi\approx-u\Delta\varphi. \end{aligned} \qquad (2.66)$$

Иначе говоря, составляющая приращения скорости u_x' в направлении начального потока является величиной малого порядка по сравнению с проекцией скорости u' на ось y. При сверхзвуковых скоростях это были величины одного порядка. Тем не менее величиной u_x' пренебрегать нельзя.

Глава III

ЗАКОНЫ ПОДОБИЯ В АЭРОДИНАМИКЕ

Аэродинамические характеристики тел, обтекаемых воздушным потоком, чаще всего определяются опытным путем на различных экспериментальных установках. Поэтому совершенно необходимо знать, каковы должны быть условия проведения опыта, чтобы полученные результаты можно было успешно переносить на натурные условия. Законы подобия отвечают на этот вопрос.

1. ПОНЯТИЕ О ПОДОБИИ

Установим, при каких условиях течения газа, обтекающего некоторый натурный объект и его исследуемую модель, будут подобны. Для этого рассмотрим два геометрически подобных

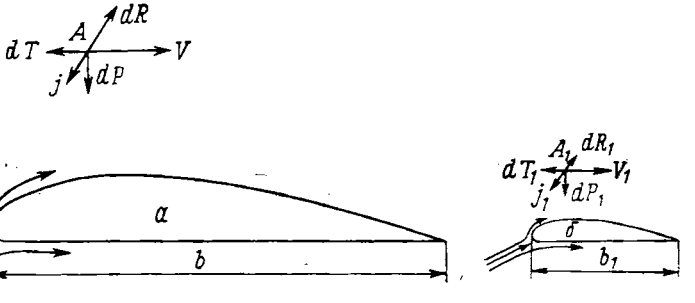


Рис. 3.1. Обтекание двух геометрически подобных тел

тела, обтекаемых одинаковыми или различными газами или жидкостями (рис. 3.1). Если два тела подобны геометрически, то отношение любых их сходственных размеров (например, l_1 и l) постоянно или, иначе говоря, для этих тел выдержано постоянство геометрического или линейного масштаба

$$\frac{l_1}{l} = \text{const},$$

где l_1 и l — произвольно выбранные сходственные размеры (соответственные длины)*.

Два движения геометрически и кинематически подобны, если сходственные частицы потоков, обтекающих геометрически подобные тела, проходят подобные пути в пропорциональные отрезки времени. Это значит, что одновременно с наличием геометрического подобия существует и постоянство отношения отрезков времени t_1 и t:

$$\frac{t_1}{t}=\text{const}_1,$$

т. е. для рассматриваемых отрезков времени, характеризующих движение на соответственных элементах пути, отношение t_1/t одинаково. Если V и V_1 соответственно скорости течения в сходственных точках A и A_1 (см. рис. 3.1) потоков, обтекающих геометрически подобные тела, то при наличии кинематического подобия отношение скоростей V_1 и V будет тоже величиной постоянной для любой пары сходственных точек:

$$\frac{V_1}{V}=\frac{l_1 t}{l t_1}=\text{const}_2.$$

Аналогичный вывод можно сделать и об отношении ускорений

$$\frac{j_1}{j}=\frac{l_1 t^2}{l t_1^2}=\frac{\frac{V_1^2}{l_1}}{\frac{V^2}{l}}=\text{const}_3.$$

Если пути, проходимые частицами обтекающих потоков, подобны, т. е. линейный масштаб выдержан, а отрезки времени, за которые эти пути проходятся, непропорциональны друг другу, то движения не будут кинематически подобны, хотя геометрическое подобие и существует.

Явления будут динамически подобны, если в сходственных точках сравниваемых потоков, обтекающих натурный объект и его модель, будут соблюдаться условия соответствия всех элементов, создающих динамическую картину, т. е. если будет соблюдено подобие многоугольников сил, действующих на соответственные элементы обтекающих потоков. Это значит, что при динамическом подобии элементарные силы, приложенные к выделенным объемам сравниваемых потоков в сходственных точках, должны быть одинаково направлены и выдержаны в некотором определенном постоянном отношении:

$$\frac{P_1}{P}=\text{const}_4.$$

* В дальнейшем изложении индекс 1 относится к модели.

Подобие называется *полным*, если во всем пространстве, окружающем натурный объект и соответствующую ему модель, подобие картин обтекания соблюдается полностью, т. е. если подобны многоугольники скоростей, ускорений, действующих сил и все однородные физические величины, определяющие обтекание, находятся в определенном постоянном отношении в произвольных сходственных точках пространства.

Если это условие не соблюдено, т. е. если не все физические величины, характеризующие обтекание модели и натурного объекта, находятся в определенном постоянном отношении, то подобие называется *неполным* или *частичным*.

Наиболее часто экспериментальные исследования приходится проводить в условиях частичного подобия; при этом соблюдается подобие лишь в отношении некоторых физических свойств среды — вязкости, сжимаемости и т. д.

Но иногда при постановке опытов не представляется возможным осуществить даже частичное подобие. Если при этом необходимо получить хотя бы приближенное соответствие результатов опыта натурным условиям, то прибегают к так называемому *условному подобию*. В этом случае о соответствии модельных результатов натурным условиям судят не на основании подобия картин обтекания модели и натуры, а на основании общих законов изменения характеристик явления в зависимости от выбранных независимых переменных. Эти законы можно изучить как теоретическим путем, так и путем проведения систематических экспериментов. Несмотря на все несовершенство условного подобия, в некоторых случаях к нему все же приходится прибегать.

2. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ В УСЛОВИЯХ ПОДОБИЯ

Коэффициент аэродинамических сил

Рассмотрим два подобных потока, обтекающих геометрически подобные модель и натурный объект. Как было указано в предыдущем разделе, это соответствует условию соблюдения подобия многоугольников скоростей, ускорений и сил. Выделим в обоих рассматриваемых потоках два сходственных элементарных объема с массами Δm_1 и Δm и линейными размерами Δl_1 и Δl. Обозначив ускорения центров тяжести этих объемов через j_1 и j, получим следующее соотношение для элементарных результирующих сил, действующих на выделенные объемы:

$$\frac{\Delta R_1}{\Delta R} = \frac{\Delta m_1 j_1}{\Delta m j} = \frac{\varrho_1 \Delta l_1^3 j_1}{\varrho \Delta l^3 j}. \qquad (3.1)$$

Так как отношение ускорений можно выразить в виде

$$\frac{j_1}{j}=\frac{\dfrac{V_1^2}{\Delta l_1}}{\dfrac{V^2}{\Delta l}},$$

то

$$\frac{\Delta R_1}{\Delta R}=\frac{\varrho_1\dfrac{V_1^2}{\Delta l_1}\Delta l_1^3}{\varrho\dfrac{V^2}{\Delta l}\Delta l^3}=\frac{\varrho_1 V_1^2\Delta l_1^2}{\varrho V^2\Delta l^2}. \qquad (3.2)$$

Полученное соотношение для элементарных сил может быть распространено и на конечные силы, действующие на конечные объемы. Действительно, разбивая конечный объем на бесконечно большое число элементарных объемов, для каждого из которых выполняется соотношение (3.2), получим аналогичное соотношение между конечными силами R_1 и R.

Если результирующая сила, действующая на обтекающие твердое тело жидкость или газ, равна R, то в соответствии с законом о равенстве действия и противодействия жидкость или газ будут воздействовать на твердое тело с равной, но обратно направленной силой R. Эта сила и является аэродинамической силой воздействия потока на тело.

Отношение аэродинамических сил, действующих на модель и натурный объект, можно согласно (3.2) выразить следующим образом:

$$\frac{R_1}{R}=\frac{\varrho_1 V_1^2 l_1^2}{\varrho V^2 l^2}. \qquad (3.3)$$

Переписав это отношение несколько иначе, получим

$$\frac{R_1}{\varrho_1 V_1^2 l_1^2}=\frac{R}{\varrho V^2 l^2}=\text{const}=N. \qquad (3.4)$$

Здесь N — число Ньютона, позволяющее определить силы, действующие на обтекаемые тела при условии соблюдения подобия.

Аэродинамическую силу в экспериментальной аэродинамике обычно принято выражать в следующем виде:

$$R=c_R\frac{\varrho V^2}{2}S.$$

Между коэффициентом аэродинамической силы c_R и числом N существует простое соотношение. Заменив в (3.4) квадрат линейного размера площадью S, получим

$$\mathrm{N}=\frac{R}{\varrho S V^2}=\frac{c_R\dfrac{\varrho V^2}{2}S}{\varrho S V^2}=\frac{c_R}{2}. \qquad (3.5)$$

Таким образом, любой коэффициент аэродинамической силы c_R, c_x, c_y, c_z, полученный расчетным или опытным путем, при наличии подобия можно непосредственно переносить с модельных условий на натурные.

Коэффициент аэродинамического момента

Аэродинамический момент, действующий относительно любой выбранной оси, можно представить как произведение действующей на тело аэродинамической силы R на плечо l этой силы относительно выбранной оси. Общее выражение для этого момента

$$M = Rl = \varrho l^2 V^2 l.$$

Отношение моментов для модели и соответствующего ей натурного объекта имеет вид

$$\frac{M_1}{M} = \frac{\varrho_1 l_1^2 V_1^2 l_1}{\varrho l^2 V^2 l} = \frac{\varrho_1 l_1^3 V_1^2}{\varrho l^3 V^2}. \qquad (3.6)$$

Это отношение можно переписать в следующей форме:

$$\frac{M_1}{\varrho_1 l_1^3 V_1^2} = \frac{M}{\varrho l^3 V^2} = \text{const} = \text{N}'. \qquad (3.7)$$

Число N′, характеризующее подобие, очень просто связано с принятым в экспериментальной аэродинамике коэффициентом момента m_M. В самом деле,

$$\text{N}' = \frac{M}{\varrho l^3 V^2} = \frac{m_M \frac{\varrho V^2}{2} Sl}{\varrho Sl V^2} = \frac{m_M}{2}. \qquad (3.8)$$

В полном соответствии с коэффициентами аэродинамических сил коэффициенты аэродинамических моментов также могут быть непосредственно перенесены с модельных условий на натурные, если соблюдено подобие обтекания модели и натурного объекта.

Коэффициент давления

При обтекании твердых тел газом в потоке и на поверхности тел создается определенное поле давлений. Рассмотрим давления, действующие в сходственных точках, выделенных в подобных потоках. Отношение давлений в сходственных точках можно представить в виде отношения элементарных аэродинамических сил, действующих на элементарные сходственные площадки:

$$\frac{p_1}{p} = \frac{\frac{\Delta R_1}{\Delta l_1^2}}{\frac{\Delta R}{\Delta l^2}} = \frac{\Delta R_1 \Delta l^2}{\Delta l_1^2 \Delta R}.$$

Пользуясь соотношением (3.2), получим

$$\frac{p_1}{p}=\frac{\varrho_1\Delta l_1^2V_1^2\Delta l^2}{\varrho\Delta l^2V^2\Delta l_1^2}=\frac{\varrho_1V_1^2}{\varrho V^2}, \tag{3.9}$$

откуда

$$\frac{p_1}{\varrho_1V_1^2}=\frac{p}{\varrho V^2}=\text{const}=\text{Eu}. \tag{3.10}$$

Здесь Eu — число Эйлера.

Обычно в аэродинамике пользуются безразмерным *коэффициентом давления* c_p или $\bar{p}$, равным отношению избыточного давления в некоторой исследуемой точке к скоростному напору невозмущенного набегающего потока. Между коэффициентом давления $\bar{p}$ и числом Eu существует очень простая связь. Число Эйлера может быть записано следующим образом:

$$\text{Eu}=\frac{p}{\varrho V^2}=\frac{\bar{p}\frac{\varrho V^2}{2}}{\varrho V^2}=\frac{\bar{p}}{2}=\frac{c_p}{2}. \tag{3.11}$$

Коэффициент давления можно аналогично коэффициентам сил и моментов переносить с модельных условий на натурные, если обтекания натурного объекта и соответствующей ему модели подобны.

3. ПОДОБИЕ С УЧЕТОМ ВЯЗКОСТИ СРЕДЫ

Ранее было указано, что подобие обтекания выполняется, когда подобными являются многоугольники скоростей, ускорений и сил в сходственных точках рассматриваемых потоков, т. е. когда стороны этих многоугольников находятся в определенном постоянном отношении. При решении вопроса о подобии следует рассматривать отношения всех сил, возникающих при обтекании тела. На некоторый элементарный объем жидкости или газа при обтекании твердого тела обычно действуют силы вязкости, давления и тяжести. Многоугольник сил замыкается результирующей инерционной силой, для которой уже было получено выражение (3.2). Посмотрим, каковы же будут отношения других перечисленных сил.

Рассмотрим сначала такие условия обтекания, при которых основную роль играют силы вязкости. Иначе говоря, примем, что в рассматриваемых потоках эффект сжимаемости среды пренебрежимо мал. Это предположение достаточно точно соблюдается в жидкостях и в газах при небольших скоростях течения газов. Кроме того, пренебрежем также влиянием сил тяжести, имея в виду случаи, когда относительная роль сил тяжести мала по сравнению с силами вязкости. При таких предположениях условия подобия будут определяться отношениями основных действующих сил — сил вязкости и инерционных сил.

Отношение инерционных сил определено выражением (3.2). Найдем теперь отношение сил вязкости. Пользуясь выражением (1.5), можно записать следующее соотношение:

$$\frac{\Delta X_{f_1}}{\Delta X_f} = \frac{\mu_1 \Delta l_1^2 \dfrac{dV_1}{dy_1}}{\mu \Delta l^2 \dfrac{dV}{dy}} = \frac{\mu_1 \Delta l_1 V_1}{\mu \Delta l V}.$$

Условия подобия требуют равенства отношений сил вязкости и инерционных сил. Запишем это условие:

$$\frac{\Delta X_{f_1}}{\Delta X_f} = \frac{\Delta R_1}{\Delta R} = \frac{\mu_1 \Delta l_1 V_1}{\mu \Delta l V} = \frac{\varrho_1 V_1^2 \Delta l_1^2}{\varrho V^2 \Delta l^2}.$$

Из последнего равенства, переходя, как и ранее, от элементарных сил к силам конечным, можно получить следующее соотношение:

$$\frac{\varrho_1 V_1 l_1}{\mu_1} = \frac{\varrho V l}{\mu} = \frac{V_1 l_1}{\nu_1} = \frac{V l}{\nu} = \mathrm{Re}. \qquad (3.12)$$

Число Рейнольдса Re имеет большое значение в аэродинамике. Оно определяет подобие по силам вязкости при обтекании тел жидкостью или газом. Соблюдая постоянство числа Re в натурных условиях и во время опыта (при одинаковой турбулентности потоков), можно быть уверенным в правильности учета эффекта вязкости. Постоянство числа Re характеризует при проведении опытов частичное подобие по эффекту вязкости.

Как показали опыты, некоторые важнейшие аэродинамические характеристики обтекаемых тел зависят от числа Re. Хорошо известен, например, излагаемый в курсе гидравлики опыт по изучению условий течения жидкости в трубопроводах. Если в воду, текущую по стеклянной цилиндрической трубке, ввести тонкую струйку подкрашенной жидкости, то при малой скорости течения воды струйка подкрашенной жидкости сохраняет форму нити и не размывается. Такое течение называется *ламинарным*. Ламинарное течение сохраняется до некоторой определенной скорости или, следовательно, до некоторого определенного числа Re, названного критическим. После достижения критического числа Re, обозначаемого $\mathrm{Re}_{кр}$, вид течения изменяется. Струйка подкрашенной жидкости уже не сохраняет форму нити, а размывается по всему сечению трубки. Такое течение называется *турбулентным*. Измерение гидравлического сопротивления трубки по методу определения перепада давления показало, что при числах $\mathrm{Re} > \mathrm{Re}_{кр}$ характер изменения сопротивления в зависимости от скорости течения также резко изменяется. Подробнее об этих критических явлениях будет сказано в гл. VI. Понятие о критическом числе Рейнольдса $\mathrm{R}_{кр}$ оказалось эффективным при анализе результатов экспериментальных

исследований обтекания шара, казавшихся поначалу необъяснимыми. Установлено, что коэффициент сопротивления шара $c_x = \frac{2X4}{\varrho V^2 \pi D^2}$ при превышении некоторой величины $\mathrm{Re}_{кр} = \frac{\varrho D V_{кр}}{\mu}$ уменьшается от $c_x = 0{,}48$ до $c_x \approx 0{,}1$, причем переход коэффициента лобового сопротивления c_x от высоких значений к низким происходит обычно не резким скачком, а занимает некоторую область по числам Re, называемую *критической зоной*. Область чисел Re, соответствующая высоким значениям c_x, называется *докритической*, а область чисел Re, соответствующая низким значениям c_x, — *закритической*. Характерно, что в закритической области изменение значений c_x сравнительно невелико.

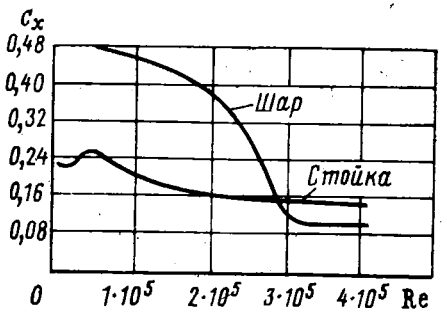


Рис. 3.2. Зависимость коэффициента лобового сопротивления c_x шара и обтекаемой стойки от числа Re

Аналогичные явления наблюдаются не только при обтекании шара. Для любого, даже хорошо обтекаемого, тела проявляется влияние числа Re, хотя и не в столь резкой форме. Критическая зона для тела обтекаемой формы как бы размывается и кривая изменения c_x в зависимости от Re приобретает более плавный характер (рис. 3.2), отличный от характера зависимости для шара.

Влияние числа Re сказывается и на других аэродинамических коэффициентах. Поскольку оно характеризует отношение инерционных сил к силам вязкости, т. е. показывает, какие силы преобладают в рассматриваемом явлении, число Re очень существенно, например, при оценке условий обтекания крыла на больших углах атаки, когда поток отрывается от верхней поверхности крыла. Поэтому число Re очень важно учитывать при определении так называемого коэффициента максимальной подъемной силы крыла. Особо важное значение имеет подобие по числу Re при определении сил сопротивления трения обтекаемых тел.

Чем больше значение коэффициента вязкости μ и чем меньше скорость течения, тем бо́льшую роль приобретает число Re. Если в общем дифференциальном уравнении движения вязкой жидкости пренебречь влиянием сжимаемости среды и инерционными силами по сравнению с силами вязкости, то можно получить формулу Стокса для лобового сопротивления шара при очень малых скоростях движения шара в жидкости:

$$X = 6\pi\mu V_0 r. \qquad (3.13)$$

Движение шара при принятых выше предположениях соответствует очень малым числам Re, не превышающим 0,5, и его можно назвать «ползущим» движением. Формулу (3.13) можно практически использовать, например, при исследовании падения легких капель тумана в воздухе. В условиях падения более тяжелых капель воды формула (3.13) не применима, так как в этом случае скорость падения капель и числа Re значительно больше. Из формулы (3.13) следует, что сила сопротивления тел в потоках, где преобладают силы вязкости, пропорциональна первой степени скорости.

4. ПОДОБИЕ С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ СИЛ ТЯЖЕСТИ

Положим, что в двух сравниваемых потоках преобладают силы тяжести среды. Среду в обоих случаях будем считать несжимаемой, а эффектом сил вязкости пренебрежем, т. е. положим, что режимы обтекания соответствуют закритическим числам Re. При этих условиях обтекание будет определяться отношением инерционных сил к силам тяжести. Подобие будет выдержано, если будет выдержано постоянство этого отношения.

Найдем отношение сил тяжести для сравниваемых потоков. Для некоторого элементарного объема жидкости сила тяжести

$$\Delta G = \Delta m g = \varrho \Delta l^3 g$$

и, следовательно, отношение сил тяжести двух элементарных сходственных объемов в сравниваемых потоках

$$\frac{\Delta G_1}{\Delta G} = \frac{\varrho_1 \Delta l_1^3 g_1}{\varrho \Delta l^3 g}. \qquad (3.14)$$

Переходя к конечным объемам и приравнивая отношения (3.14) и (3.3), получим

$$\frac{G_1}{G} = \frac{R_1}{R} = \frac{\varrho_1 l_1^3 g_1}{\varrho l^3 g} = \frac{\varrho_1 l_1^2 V_1^2}{\varrho l^2 V^2}.$$

Это уравнение можно переписать в такой форме:

$$\frac{V^2}{lg} = \frac{V_1^2}{l_1 g_1} = \text{const} = \text{Fr}. \qquad (3.15)$$

Это выражение характеризует закон подобия с учетом сил тяжести. Критерий подобия Fr называется *числом Фруда*. Если числа Fr при обтекании модели и натурного объекта равны, то в сравниваемых потоках соблюдается подобие с учетом сил тяжести.

Если создать такие условия опыта, при которых ускорения свободного падения для обоих сравниваемых потоков равны, что в большинстве случаев выполняется достаточно точно, то

скорость потока, которую необходимо поддерживать при испытаниях модели, можно выразить как

$$V_1 = V\sqrt{\frac{l_1}{l}}. \qquad (3.16)$$

Обычно числом Fr пользуются при наличии относительно больших вертикальных скоростей, когда энергия сил тяжести в струйке становится преобладающей, что имеет место при движениях летательного аппарата с крутым снижением или подъемом, при вертикальных маневрах и штопоре самолета. Особое значение число Fr имеет при изучении плавания и глиссирования судов и летательных аппаратов. При этом на свободной поверхности воды образуются волны, действие которых на тело создает преобладающую часть как лобового сопротивления, так и других сил и моментов. При проведении опытов с применением гидродинамической тележки в гидроканалах для лучшего согласования между моделью и натурой пользуются уравнением (3.16). На рис. 3.3 показана зависимость коэффициента лобового сопротивления c_R корпуса гидросамолета в функции числа Fr; коэффициент c_R отнесен к смачиваемой поверхности Ω лодки гидросамолета.

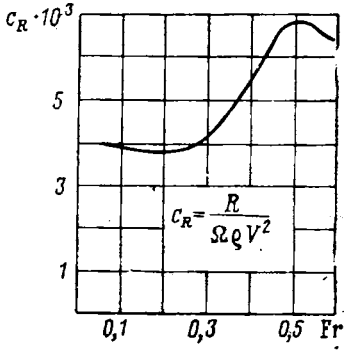


Рис. 3.3. Зависимость коэффициента лобового сопротивления c_R корпуса гидросамолета от числа Fr

Выражение (3.16) показывает, что для соблюдения подобия по числу Fr скорость движения тележки в гидроканале должна быть меньше скорости гидросамолета, так как модель обычно меньше натурного объекта. Следовательно, выполнить подобие по числу Fr практически легче, чем осуществить, например, подобие по числу Re, для чего потребуется бо́льшая, по сравнению с натурными условиями, скорость при проведении опыта. Отсюда также ясно, что одновременное выполнение законов подобия по числам Re и Fr при испытаниях модели невозможно, если при опыте и в натурных условиях среда является одинаковой.

5. ПОДОБИЕ С УЧЕТОМ СЖИМАЕМОСТИ СРЕДЫ

При разных скоростях течения влияние упругости или сжимаемости среды проявляется неодинаково. В гл. II было уже показано, что при малой скорости движения среду можно рассматривать как несжимаемую. По мере возрастания скорости потока влияние сил упругости все возрастает и при скоростях движения, приближающихся к скорости звука, влияние сжимае-

мости становится преобладающим по сравнению с влиянием вязкости и сил тяжести.

Сравним два потока сжимаемой среды, пренебрегая вязкостью и влиянием сил тяжести. В этом случае модуль упругости

$$E=\frac{p}{\frac{\Delta U}{U}}$$

имеет ту же размерность, что и давление. Здесь p — давление; $\Delta U/U$ — относительная объемная деформация.

Если в сравниваемых потоках сжимаемой среды, обтекающих модель и натуру, модули упругости обозначить соответственно через E и E_1, то отношение сил давления P, действующих на некоторые элементарные сходственные площадки в рассматриваемых потоках, можно записать в виде

$$\frac{\Delta P_1}{\Delta P}=\frac{E_1\Delta l_1^2}{E\Delta l^2}. \tag{3.17}$$

Из курса физики известно, что в упругом нетвердом теле — газе модуль упругости связан с плотностью соотношением

$$E=\varrho a^2,$$

где a — скорость распространения продольных колебаний в среде, т. е. скорость звука.

Подставив это выражение в (3.17), получим

$$\frac{\Delta P_1}{\Delta P}=\frac{\varrho_1 a_1^2\Delta l_1^2}{\varrho a^2\Delta l^2}. \tag{3.18}$$

Если соблюдено подобие по силам давления, то аналогично предыдущему отношение элементарных сил давления в сходственных точках потоков должно равняться отношению инерционных сил в тех же точках, т. е.

$$\frac{\varrho_1 a_1^2\Delta l_1^2}{\varrho a^2\Delta l^2}=\frac{\varrho_1 V_1^2\Delta l_1^2}{\varrho V^2\Delta l^2}. \tag{3.19}$$

Это соотношение приводит к следующей зависимости:

$$\frac{a_1^2}{a^2}=\frac{V_1^2}{V^2}$$

или

$$\frac{V_1}{a_1}=\frac{V}{a}=\text{const}=M. \tag{3.20}$$

Итак, для того чтобы два сравниваемых обтекания были подобны с учетом сжимаемости среды, необходимо выдержать при опыте и в натурных условиях постоянство чисел M.

Из формул (2.17)—(2.19) видно, что скорость звука a является функцией температуры потока, поэтому полетам в атмосфере при одной и той же скорости могут соответствовать разные числа M в зависимости от высоты полета, так как температура окружающего воздуха изменяется с высотой атмосферы.

Число M оказывает очень сильное влияние на характер изменения коэффициентов аэродинамических сил и моментов. В качестве примера на рис. 3.4 приведена зависимость от числа M коэффициента лобового сопротивления c_x для различных тел: цилиндра с продольной осью, направленной по движению, шара диаметром 14 мм и пуль разных форм. Для цилиндра и шара при $M=0{,}5$ начинается интенсивное повышение коэффициента c_x. Для остроконечных тел это повышение начинается при сравнительно бо́льших значениях числа M. Повышение значений c_x для шара и остроконечных тел связано с появлением, а затем и развитием на поверхности этих тел местных зон сверхзвуковой скорости, т. е. с так называемым волновым кризисом.

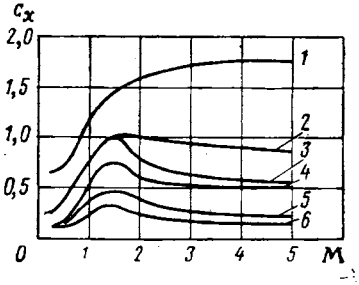


Рис. 3.4. Зависимость коэффициента лобового сопротивления c_x разных тел от числа M:
1—цилиндр; *2*—шар; *3, 4, 5, 6*—пули и остроконечные тела

В некоторых случаях очень важно одновременно соблюсти подобие и по силам вязкости и по сжимаемости потока, т. е. выполнить равенства: $Re=Re_1$ и $M=M_1$. Для решения этой задачи, если исследования натурного объекта и соответствующей ему модели проводятся в воздушной среде, необходимо при эксперименте воспроизвести скорость, равную скорости полета ($M=M_1$). Для осуществления условия $Re=Re_1$ необходимо при проведении эксперимента изменить коэффициент кинематической вязкости γ. Этот коэффициент, как известно из предыдущего, зависит от давления. Поэтому экспериментальные исследования, во время которых требуется выдерживать подобие по вязкости и сжимаемости среды, необходимо проводить в скоростных аэродинамических трубах переменного давления (см. гл. IV).

6. ПОДОБИЕ С УЧЕТОМ ПЕРИОДИЧНОСТИ ЯВЛЕНИЯ

В практических условиях очень часто приходится рассматривать периодически повторяющиеся явления, такие, например, как колебания крыльев и хвостового оперения самолета, вращение пропеллера или несущего винта вертолета. Периодические явления наблюдаются также и при образовании вихрей, сбегающих с кромок плохо обтекаемых тел. Так, с кромок пластинки,

расположенной поперек потока (рис. 3.5), через определенные промежутки времени сбегают вихри, причем за пластинкой они будут находиться на постоянном друг от друга расстоянии d, сохраняя шахматный порядок. Расстояние d зависит от скорости обтекания и размеров пластинки. Очевидно, что при экспериментальном изучении периодически повторяющихся явлений очень важно соблюдать кинематическое подобие между натурным и модельным процессами.

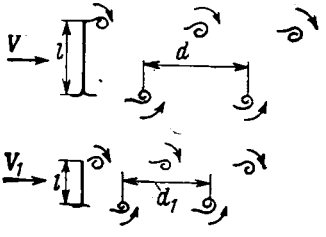


Рис. 3.5. Подобие при периодическом образовании вихрей

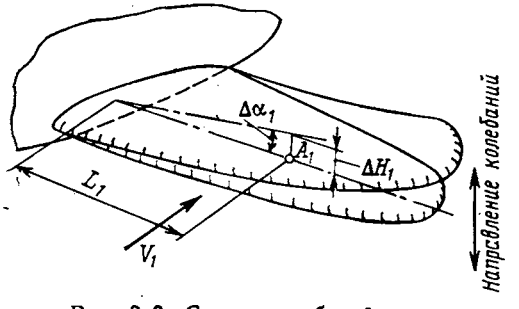


Рис. 3.6. Схема колебаний крыла

Рассмотрим процесс колебаний крыла, обтекаемого набегающим потоком согласно схеме рис. 3.6. Будем считать, что колебания происходят в плоскости, перпендикулярной к направлению набегающего потока. Если имеет место кинематическое подобие, то пути, пройденные сходственными частицами потока, как в натурных, так и в модельных условиях, будут подобны. Определим путь, пройденный частицей в направлении колебания крыла — перпендикулярно направлению скорости V_1. Этот путь равен перемещению самого крыла и может быть выражен как произведение фазового угла $\Delta\alpha_1$ на расстояние L_1 рассматриваемой точки A_1 от неподвижной плоскости отсчета, т. е.

$$\Delta H_1 = L_1 \Delta\alpha_1. \qquad (3.21)$$

При гармоническом колебательном движении, например,

$$\Delta\alpha_1 = 2\pi \frac{\Delta t_1}{T_1}, \qquad (3.22)$$

где T_1 — полный период колебания:

$$T_1 = \frac{1}{n_{1\text{сек}}}.$$

Здесь $n_{1\text{сек}}$ — число колебаний в секунду; Δt_1 — время, прошедшее от начала колебания.

За это же время Δt_1 точка потока, соответствующая A_1, пройдет в поступательном движении путь, равный $V_1 \Delta t_1$.

Если процессы колебания крыла модели и натурного объекта кинематически подобны, то должны быть подобны и треугольники, образованные перемещениями сходственных точек A и A_1, при одинаковых фазовых углах. Таким образом, для выполнения условий кинематического подобия необходимо, чтобы выполнялось равенство

$$\frac{V\Delta t}{\Delta H}=\frac{V_1\Delta t_1}{\Delta H_1}$$

или

$$\frac{V\Delta t}{L2\pi n_{\text{сек}}\Delta t}=\frac{V_1\Delta t_1}{L_1 2\pi n_{1\text{сек}}\Delta t_1},$$

откуда

$$\frac{V}{Ln_{\text{сек}}}=\frac{V_1}{L_1 n_{1\text{сек}}}=\text{const}=\text{Sh}. \qquad (3.23)$$

Полученное в результате число Струхаля Sh служит критерием подобия для периодических процессов.

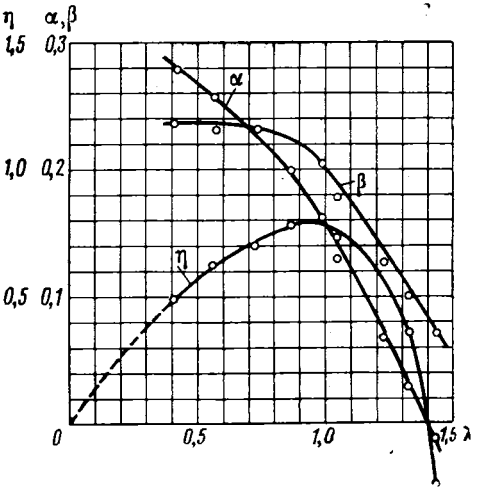


Рис. 3.7. Зависимость коэффициентов: тяги α, мощности β и полезного действия винта η от величины λ

Числом Струхаля является, например, используемый на практике коэффициент скорости или относительной поступи воздушного винта $\lambda=V/n_{\text{сек}}D$. Все основные коэффициенты, характеризующие работу несущего винта вертолета или пропеллера,— коэффициент тяги, коэффициент мощности, коэффициент полезного действия — являются функцией величины λ как основного аргумента. На рис. 3.7 в качестве примера приведен график изменения коэффициента тяги $\alpha=P/\varrho n_{\text{сек}}^2 D^4$, коэффициента мощности $\beta=75N/\varrho n_{\text{сек}}^3 D^5$ и коэффициента полезного действия η

винта в зависимости от изменения λ — числа Струхаля Sh. Здесь D — диаметр винта; N — мощность винта в л. с.; P — сила тяги в кгс.

7. ПОЛНОЕ И ЧАСТИЧНОЕ ПОДОБИЕ. МЕТОД РАЗМЕРНОСТЕЙ

Полное и частичное подобие

В начале главы были сформулированы понятия о полном и частичном подобии. Опираясь на проведенный анализ различных критериев подобия, характеризующих влияние основных физических свойств среды, обтекающей тело, можно выразить зависимость любого аэродинамического коэффициента, например, коэффициента лобового сопротивления c_x, от критериев подобия следующим образом:

$$c_x = f(\text{фо́рмы}, \alpha, \beta, \delta, \mathrm{Re}, \mathrm{Fr}, \mathrm{M}, \mathrm{Sh}, \varepsilon \ldots). \qquad (3.24)$$

Здесь α, β, δ — значения углов между осями координат и направлением потока, характеризующих ориентацию тела в пространстве;

Re, Fr, M, Sh — критерии подобия, упоминавшиеся выше;

ε — мера начальной турбулентности потока (см. гл. VI).

Уравнение типа (3.24) характеризует полное подобие. Частичное подобие соответствует условию соблюдения одного или нескольких критериев подобия, роль которых наиболее важна в рассматриваемом случае. Функциональная зависимость для частичного подобия выражается соотношениями типа:

$$c_x = f_1(\text{формы}, \alpha, \beta, \delta, \mathrm{Re}),$$

$$c_x = f_n(\text{формы}, \alpha, \beta, \delta, \mathrm{Re}, \mathrm{Fr}),$$

$$c_x = f_{n+1}(\text{формы}, \alpha, \beta, \delta, \mathrm{Re}, \mathrm{M}) \text{ и т. д.}$$

Задача соблюдения частичного подобия по нескольким критериям сложна и не всегда решается успешно.

Так, например, выше было отмечено, что в аэродинамических трубах переменной плотности можно провести эксперименты, в которых одновременно удовлетворяются два условия $\mathrm{Re} = \mathrm{Re}_1$ и $\mathrm{M} = \mathrm{M}_1$, что соответствует соблюдению подобия с учетом вязкости и сжимаемости среды. Провести же эксперименты при одновременном соблюдении подобия по числам Fr и Re в обычном гидроканале невозможно. Так же обстоит дело и при испытаниях модели самолета, выполняемых для анализа фигур высшего пилотажа: петли Нестерова, горки или штопора, когда необходимо одновременное соблюдение подобия по числам Fr и Re. Однако одновременный учет критериев Fr и Re все же возможен посредством применения более сложных приемов прове-

дения опыта. Для этого необходимо, например, или изменить величину ускорения, проводя опыты в поле центробежных сил, или применить в гидроканале жидкость с существенно отличным от воды коэффициентом вязкости. Опыты первого типа были осуществлены во вращающемся канале, причем величина суммарного ускорения подбиралась путем изменения центробежного ускорения, складывавшегося с ускорением свободного падения. Опыты второго типа могут быть реализованы путем использования в гидроканале, например ртути, имеющей коэффициент кинематической вязкости почти в 12 раз меньший, чем вода. Однако оба типа исследований не нашли применения из-за сложности и высокой стоимости.

Еще более сложно осуществить в одном опыте подобие по трем критериям одновременно. Правда, в некоторых случаях этого удается достигнуть, примером может служить одновременное соблюдение подобия по числам Re, M и Sh, но чаще всего добиться этого не удается.

В некоторых случаях рационально стремиться к осуществлению полного подобия при помощи проведения натурного эксперимента, так как только при этом можно строго удовлетворить условию (3.24).

Метод размерностей

Метод размерностей с использованием неопределенных показателей степеней часто применяется для определения зависимости аэродинамических сил и моментов от основных физических параметров. В нашей отечественной литературе теория размерностей наиболее полно освещена в трудах Л. И. Седова. Метод размерностей позволяет производить предварительный анализ физического явления даже в тех случаях, когда ввиду сложности явления еще не создана подходящая схема явления и, следовательно, нет уравнений, описывающих это явление.

В качестве простейшего примера рассмотрим формулу для силы лобового сопротивления. Запишем выражение для этой силы в виде

$$Q = c\,[\varrho]^{\alpha}\,[V]^{\beta}\,[l]^{\gamma}\,[\mu]^{\delta}. \qquad (3.25)$$

В этом выражении безразмерный коэффициент c определяет индивидуальность формы и отделки поверхности тела, а также его ориентацию в пространстве; ϱ, V, l, μ — физические величины, от которых зависит сила Q; α, β, γ, δ — неизвестные показатели степеней. Определим эти показатели. Для этого перейдем от формулы (3.25) к соответствующему выражению для размерностей, т. е. запишем уравнение размерностей для обеих частей соотношения (3.25):

$$[R]^1\,[l]^0\,[t]^0 = \left[\frac{Rt^2}{l^4}\right]^{\alpha}\left[\frac{l}{t}\right]^{\beta}[l]^{\gamma}\left[\frac{Rt}{l^2}\right]^{\delta}.$$

После простого преобразования получим

$$[R]^1[l]^0[t]^0=[R]^{\alpha+\delta}[l]^{-4\alpha+\beta+\gamma-2\delta}[t]^{2\alpha-\beta+\delta}.$$

Показатели степеней при величинах R, l, t в обеих частях равенства должны совпадать, т. е.

$$1=\alpha+\delta,$$

$$0=-4\alpha+\beta+\gamma-2\delta,$$

$$0=2\alpha-\beta+\delta.$$

Таким образом, для определения четырех неизвестных мы получили три уравнения, следовательно, одно из этих неизвестных остается произвольным. Пусть этой произвольной величиной будет δ. Тогда, решив систему, найдем

$$\alpha=1-\delta,$$

$$\beta=2-\delta,$$

$$\gamma=2-\delta.$$

Подставив полученное решение в формулу (3.25), приходим к следующей зависимости:

$$Q=c\varrho V^2l^2\left(\frac{\mu}{\varrho Vl}\right)^{\delta}. \qquad (3.26)$$

Это выражение отличается от уже известной нам формулы Ньютона множителем в виде произвольной степени числа $\mathrm{Re}=\varrho Vl/\mu$. Неизвестная функция числа Re появилась здесь вследствие принятого предположения, что закон изменения сопротивления выражен в виде произведения степеней ϱ, V, l, μ. Посмотрим теперь, какие выражения будут получаться, если придавать величине δ разные значения. Приравняв произвольный показатель δ нулю, получим

$$Q=c_1\varrho V^2l^2. \qquad (3.27)$$

При сделанном предположении не учитывается влияние сил вязкости и поэтому мы пришли к формуле, соответствующей закону Ньютона для сопротивления. Известно, что этот закон соответствует условиям обтекания без учета сил вязкости.

Приняв $\delta=1$, получим следующую зависимость:

$$Q=c_2Vl\mu. \qquad (3.28)$$

В эту формулу плотность не входит и в результате нами получена уже знакомая формула (3.13) для «ползущего» движения. Формула эта соответствует случаю движения с очень малыми скоростями, в которых инерционные силы пренебрежимо малы.

Приравняв $\delta = 1/2$, получим

$$Q = c_3 \varrho^{1/2} \mu^{1/2} V^{3/2} l^{3/2}. \qquad (3.29)$$

Это выражение определяет сопротивление трения плоской пластинки, движущейся прямолинейно в своей плоскости при наличии на пластинке ламинарного пограничного слоя. Об этом подробнее будет сказано в гл. VI.

При турбулентном состоянии пограничного слоя на поверхности пластинки показатель δ принимает значения в диапазоне 0,15—0,2 и формулу для силы сопротивления можно записать, например, в следующем виде:

$$Q = c_4 \varrho^{0,8} V^{1,8} l^{1,8} \mu^{0,2}. \qquad (3.30)$$

Следует указать, что эта зависимость, в отличие от приведенных ранее, является приближенной, так как показатель берется из опытных данных.

Формула (3.27), полученная на основании метода размерностей, совершенно идентична полученной ранее из теории подобия (3.4). В соответствии с этой теорией мы получили соотношения между силами, выражения для которых были нам уже известны. При применении метода размерностей в решении задачи нам могут быть неизвестны дифференциальные уравнения и выражения для действующих сил, но должны быть известны физические величины, которые влияют на характер рассматриваемого явления. В этом случае решение зависит от числа независимых переменных, играющих основную роль в данной задаче. Если таких независимых переменных три, то, приняв единицы длины, силы и времени за основные единицы измерения, можно получить выражение для любой величины, зависящей от выбранных независимых переменных, в виде произведения степеней трех основных величин. Таким образом, любую четвертую величину, зависящую от трех основных, можно записать в виде $A = c x_1^{\alpha} x_2^{\beta} x_3^{\gamma}$. Эта формула и будет единственной, определяющей действительный физический закон.

При наличии четырех независимых переменных пятую определяемую величину, зависящую от четырех основных, можно выразить в виде

$$B = c x_1^{\alpha} x_2^{\beta} x_3^{\gamma} f(y).$$

Эта форма выражения соответствует формуле (3.26). Здесь, как было показано выше, $f(y)$ — функция некоторой безразмерной величины, которая является произвольной и может быть выбрана из некоторых дополнительных соображений, соответствующих условиям решаемой задачи.

Наконец, может встретиться случай, когда определяемая величина зависит более чем от четырех независимых переменных. При этом искомая функциональная связь выразится как

произведение функции нескольких независимых друг от друга безразмерных величин на три основные независимые переменные, возведенные в некоторые степени, определяемые в процессе дальнейшего решения задачи, т. е. искомая величина

$$C = cx_1^{\alpha}x_2^{\beta}x_3^{\gamma}f_1(y,\ z,\ w, \ldots).$$

Эта формула является не чем иным, как уже ранее встречавшимся выражением (3.24), но записанным в несколько иной форме. Все приведенные здесь соображения подтверждают мысль, что и теория подобия и теория размерностей приводят к соотношениям совершенно одинакового вида. В зависимости от условий решаемой задачи можно пользоваться тем или другим методом.

8. ПОДОБИЕ В АЭРОДИНАМИКЕ БОЛЬШИХ СКОРОСТЕЙ

Моделирование обтекания тел потоком очень больших или, другими словами, гиперзвуковых скоростей связано со многими затруднениями, обусловливаемыми сложностью явлений. Сжижение газообразной среды, термо-химико-кинетические эффекты

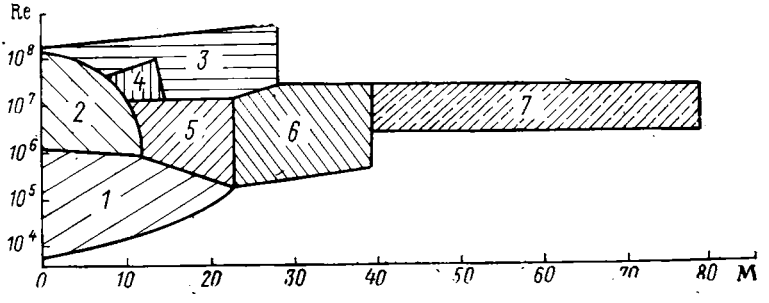


Рис. 3.8. Различные экспериментальные установки для получения необходимых значений чисел M и Re (на 1 м длины модели):

1—трубы с малой плотностью (высокая энтальпия); *2*—сверхзвуковые трубы постоянного действия; *3*—аэродинамические тележки; *4*—трубы периодического действия; *5*—тепловые и ударные трубы (высокая энтальпия); *6*—гелиевые трубы (малая энтальпия); *7*—аэробаллистические установки

(ионизация, диссоциация, рекомбинация), межмолекулярные силы вызывают большие осложнения при проведении опытов. Осуществление в практическом эксперименте условий полного подобия нереально, поэтому нужно ориентироваться на частичное подобие. Основными критериями подобия остаются числа M и Re. Экспериментальные методы, которые будут рассмотрены в следующей главе, позволяют реализовать различные комбинации этих чисел. На рис. 3.8 показаны зоны, обеспечиваемые

установками разных типов. По оси ординат отложены значения числа Re на единицу длины модели (такое обозначение часто встречается в современной практике), а по оси абсцисс — числа M. Как видно, одна аэродинамическая труба или установка не может удовлетворить требованиям, выдвигаемым практикой. Опыты приходится проводить на нескольких установках. Следует заметить, что влияние любого критерия подобия на аэродинамические характеристики уменьшается по мере повышения значения самого критерия (автомодельность).

Помимо основных критериев M и Re, необходимо учитывать и другие условия. При моделировании полета самолета с большой скоростью и на большой высоте, где воздушная среда теряет свойство сплошности, необходимо учитывать так называемое *число Кнудсена* (Kn). Этот критерий является отношением длины свободного пробега молекул к характерной длине тела:

$$\mathrm{Kn}=\frac{\bar{l}}{l}. \qquad (3.31)$$

На основании кинетической теории газов можно получить для числа Kn следующее выражение:

$$\mathrm{Kn}=\sqrt{\frac{\varkappa\pi}{2}}\,\frac{\mathrm{M}}{\mathrm{Re}}. \qquad (3.32)$$

Таким образом, число Kn просто связано с основными критериями подобия — числами Re и M.

Число Kn характеризует разреженность потока газа. Если $\mathrm{Kn}\ll 1$, то в потоке газа преобладают внутримолекулярные столкновения, если $\mathrm{Kn}\gg 1$, то столкновениями молекул можно пренебречь и такие потоки называются *свободномолекулярными*; в этих потоках преобладают столкновения молекул со стенками тела.

Для подобия течений разреженного газа необходимо, помимо геометрического подобия, выдерживать равенство чисел M и Kn, что соответствует равенству чисел M и Re.

Тзяном была предложена классификация режимов течений с позиций молекулярной структуры газа. Область свободномолекулярного потока характеризуется отношением $\mathrm{M/Re}>10$; условие $\mathrm{M/Re}<0{,}01$ соответствует области обычного сплошного потока. Промежуточная область между ними соответствует переходному или скользящему потоку, когда столкновения молекул между собой, а также с поверхностью тела одинаково часты.

При моделировании обтекания тел гиперзвуковыми потоками необходимо соблюдать и другие условия. Важное значение (даже при сверхзвуковых скоростях) имеет выдерживание оди-

наковой температуры торможения. При гиперзьуковых скоростях начинает сказываться влияние термо-химико-кинетических эффектов и в этом случае скорость газа является более важным критерием, чем число M. Здесь величина $\overline{V}=M\sqrt{Re}$ объединяет числа M и Re. Термо-химико-кинетические эффекты можно учитывать как равновесные, если они соответствуют условиям, которые существовали бы, если бы газ длительное время находился при некоторых определенных давлении и температуре. Однако все процессы — ионизация, диссоциация и рекомбинация — не могут немедленно следовать за быстрыми изменениями давления и температуры, поэтому возникает явление неравновесности. Неравновесность может осложнить выдерживание подобия при постановке опыта. Скорость установления равновесности зависит от плотности, так как плотность влияет на частоту столкновений частиц газа: молекул, атомов, электронов. На очень больших высотах, где главным образом и реализуются гиперзвуковые скорости течения, частота столкновений настолько мала, что воздух можно рассматривать как идеальный газ, течения оказываются «замороженными» и в них термохимико-кинетические эффекты можно считать отсутствующими.

В настоящее время явление неравновесности изучается очень интенсивно, тем более, что в условиях более плотной среды учет неравновесности имеет большое значение.

Из всех приведенных положений следует, что при постановке опытов с большими скоростями нужно соблюдать подобие по числам Re и M. Ввиду того что при большом «разгоне» потока температура и давление сильно падают, необходимо обеспечить большие начальные значения этих параметров, т. е. иметь большую начальную энтальпию. При увеличении значений числа M до 6 начинается сжижение воздуха, для предотвращения которого требуется подогрев воздушной среды, что позволяет создать среду с условиями, близкими к термически идеальному газу. Подогрев является условием, которое необходимо соблюдать при проведении опытов с гиперзвуковой скоростью течения. Если при экспериментальных исследованиях применять газ с очень низкой температурой сжижения, например гелий, то подогрева можно избежать. Однако молекулярные свойства и теплоемкость гелия отличаются от соответствующих физических свойств воздуха, поэтому гелий обычно применяют только для исследований общих принципиальных задач аэромеханики.

Если необходимо исследовать течения газа со скоростями >6 км/с, то определяющими становятся термо-химико-кинетические эффекты. Для постановки опытов в этом случае применяются ударные трубы и аэробаллистические установки. В ударных трубах для нагрева и сжатия газа используется ударная волна, которая в течение нескольких миллисекунд создает повышенные давление и температуру. Установка, в которой можно

одновременно создавать условия для очень больших значений числа M при значительных числах Re — это аэробаллистическая установка, в которой реализуется свободный полет модели, выстреливаемой из пушки навстречу скоростному течению газа. Несмотря на сложность, опыты в аэробаллистических установках позволяют обеспечить правильное моделирование аэродинамической картины обтекания, теплоотдачи в критических точках и кинематической картины обтекания, включая кормовые струи. Недостатком таких установок являются малые размеры модели и специальные ограничения, накладываемые на форму модели. Однако существенные преимущества такого метода исследования способствуют внедрению аэробаллистических установок в практику.

Глава IV

МЕТОДИКА АЭРОДИНАМИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

1. ОСНОВНЫЕ ПУТИ АЭРОДИНАМИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

В настоящее время эксперимент играет ведущую роль в аэродинамике. Хотя многие задачи, имеющие прикладной характер, могут быть с успехом решены чисто теоретическим путем, однако в некоторых случаях не удается предложить достаточно удовлетворительную математическую модель явления. Поэтому эксперимент, который на основании законов подобия дает возможность установить все действующие на тело силы и моменты и определить величины и направления относительных скоростей потока, является наиболее надежным средством определения аэродинамических характеристик летательных аппаратов.

Современный аэродинамический эксперимент достиг большого совершенства. Методы, применяемые для его осуществления, очень разнообразны. Прежде чем систематизировать эти методы, напомним о принципе обращения движения, согласно которому силовая картина взаимодействия потока и обтекаемого тела не изменяется от того, набегает ли поток на неподвижное тело или само тело движется в неподвижной среде. Необходимо только, чтобы скорость движения тела в неподвижной среде и скорость потока в обращенном движении были равны друг другу.

В соответствии с принципом обращения движения методы исследования можно разделить на две группы:

1) методы, в которых осуществляется движение тела в неподвижной среде;

2) методы, в которых реализуется обтекание неподвижного тела подвижной средой.

Прямолинейные движения тел в неподвижной среде могут быть осуществлены: а) при свободном падении, б) при использовании аэродинамических тележек, в) в летных испытаниях.

Криволинейные движения тел в неподвижной среде могут быть реализованы: а) при помощи ротативной машины, б) в летных испытаниях.

Ко второй группе относятся методы, основанные на использовании аэродинамических труб. В аэродинамических трубах

чаще всего используется воздушная среда; при гиперзвуковых скоростях применяются также азот, гелий, реже водород, фреон, смеси газов. Жидкостные трубы применяются сравнительно редко и в основном для визуальных исследований.

2. ИССЛЕДОВАНИЯ ПРИ ПРЯМОЛИНЕЙНОМ ДВИЖЕНИИ ТЕЛА

Наиболее просто определить аэродинамические силы способом свободного падения при сбрасывании тела с высоты. Первые такие попытки были предприняты очень давно, но только в XX веке при помощи этого способа были установлены коэффициенты лобового сопротивления простейших тел: шара, плоской пластинки, цилиндра. В наши дни метод свободного падения тел иногда используется для определения аэродинамических характеристик крыльев, фюзеляжей и других объектов. При этом

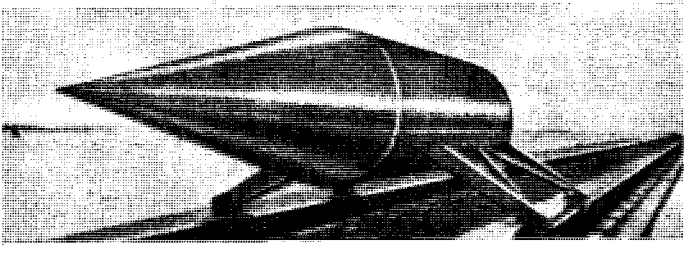


Рис. 4.1. Аэродинамическая тележка («Astronautics», май 1959)

исследуемый объект устанавливается на хорошо обтекаемом теле, сбрасывается с большой высоты и достигает большой скорости падения.

Сравнительно давно известным, но не потерявшим своего значения экспериментальным методом является так называемый метод аэродинамической тележки. Этот метод применяется как при малых, так и при очень больших скоростях движения исследуемого объекта и позволяет исследовать характеристики как простых тел, так и сложных летательных аппаратов и их моделей сравнительно небольших размеров.

Аэродинамическая тележка с установленной на ней исследуемой моделью перемещается по прямолинейному горизонтальному рельсовому пути при помощи двигательной установки, в качестве которой могут быть использованы электродвигатели, а также воздушно-реактивные и ракетные двигатели. (На заре авиации для буксирования аэродинамической тележки применялось прицепное движущееся устройство.) На рис. 4.1 показана оборудованная ракетным двигателем аэродинамическая тележка, на которой имеются весы, измеряющие силы, воздействующие на смонтированную на тележке модель. Такая тележка

позволяет развивать сверхзвуковые скорости, соответствующие большим числам М. Исследования методом аэродинамической тележки особенно важны для изучения особенностей сверхзвукового обтекания на малых высотах полета, так как при этом удается реализовать большие значения динамического напора, энтальпии потока и большие числа Re (более $42 \cdot 10^6$). Серьезные технические трудности при разработке скоростных тележек связаны с созданием башмака, скользящего по рельсу при больших скоростях перемещения; башмак приходится специально защищать от нагрева.

К недостаткам применения метода аэродинамической тележки при малых скоростях движения исследуемого объекта относится влияние ветра на результаты измерений. Скорость ветра непостоянна как по величине, так и по направлению, поэтому учет скорости ветра при проведении опыта затруднителен. Это не всегда позволяет установить величину истинной скорости обтекания модели, а следовательно, и точно определить аэродинамические силы и моменты, действующие на модель. Поэтому аэродинамические тележки размещают в закрытых помещениях, защищенных от воздействия ветра. Аэродинамические тележки широко применяют при проведении опытов в гидроканалах или опытовых бассейнах, в которых испытывают модели гидросамолетов и пр.

3. ЛЕТНЫЕ ИСПЫТАНИЯ

С точки зрения теории подобия летные испытания представляют наибольший интерес, так как они проводятся в натурных или близких к натурным условиях. Летные испытания получили развитие как самостоятельная дисциплина и при испытаниях любого летательного аппарата представляют собой конечный этап. Каждый летательный аппарат проходит целую серию испытаний, в которые включаются и летные исследования моделей аппарата для изучения его свойств при полетах на разных эксплуатационных режимах.

В связи с большими успехами, достигнутыми в области дистанционного управления беспилотных летательных аппаратов, развилась новая форма летных испытаний. Модель летательного аппарата выполняется динамически подобной натуре, т. е. в ней выдерживается не только геометрическое подобие, но и подобное натуре распределение масс; при этом моменты инерции как натуры, так и модели выдержаны в некотором определенном масштабе и эллипсоиды инерции подобны друг другу. В результате модель летательного аппарата, динамически подобная натурному объекту, должна вести себя так же, как и натурный объект в соответствующих условиях.

Летные испытания моделей позволяют определять аэродинамические характеристики на дозвуковых и сверхзвуковых скоростях. Модели снабжены автоматами, записывающими основные

данные полета. Параметры движения моделей фиксируются при помощи специальной телеметрической аппаратуры. Модели сбрасываются с самолетов (или вертолетов) или запускаются при помощи установленных на них двигателей. Приземляются модели на парашютах; при этом приборы обычно заранее отделяются от модели и совершают посадку на отдельных парашютных устройствах. Расшифровка записей приборов позволяет с достаточной для практических целей точностью установить значения аэродинамических коэффициентов в разных условиях полета.

4. РОТАТИВНАЯ МАШИНА

Одним из основных приборов, на котором осуществляется круговое движение исследуемого тела, является ротативная машина. Машина представляет собой вращающийся брус, на одном из концов которого укреплен исследуемый объект (рис. 4.2). Система уравновешивается противовесом, смонтированным на противоположном конце бруса. Так как можно обеспечить большую равномерность движения машины, а следовательно, и постоянство скорости движения исследуемого объекта, ротативная машина применяется иногда для тарировки приборов, измеряющих скорость течения воздуха. Органическим свойством ротативной машины является так называемая спутная струя — поток воздуха, увлекаемый вращающимися частями машины. Из-за наличия спутной струи истинная скорость обтекания исследуемого объекта всегда меньше окружной скорости его движения. Поэтому обычно приходится или определять скорость самой спутной струи и вводить соответствующие поправки, или устранять ее при помощи специальных экранов, имеющих прорези для прохождения бруса машины.

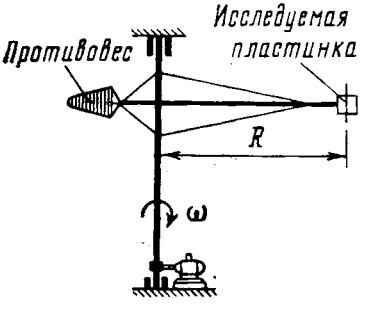


Рис. 4.2. Схема ротативной машины

В некоторых случаях на ротативных машинах можно получить скорость движения исследуемого объекта, значительно превышающую скорость звука.

5. АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ТРУБЫ

Основные типы аэродинамических труб

Большинство аэродинамических исследований проводится в условиях, когда исследуемое тело неподвижно и обтекается набегающим потоком. Ввиду того, что естественный воздушный

поток — ветер совершенно непригоден для проведения аэродинамических исследований, возникла мысль о создании искусственного потока воздуха (газа) при помощи, например, вентилятора. Экспериментальная установка с искусственным потоком воздуха (газа), применяемая для аэродинамических опытов, называется аэродинамической трубой.

Самой простой аэродинамической трубой является цилиндрическая труба, на одном конце которой установлен вентилятор с двигателем, а на другом — направляющее сопло. Перед соплом обычно устанавливают спрямляющую решетку, которая выравнивает воздушный поток и уменьшает закручивание его за вен-

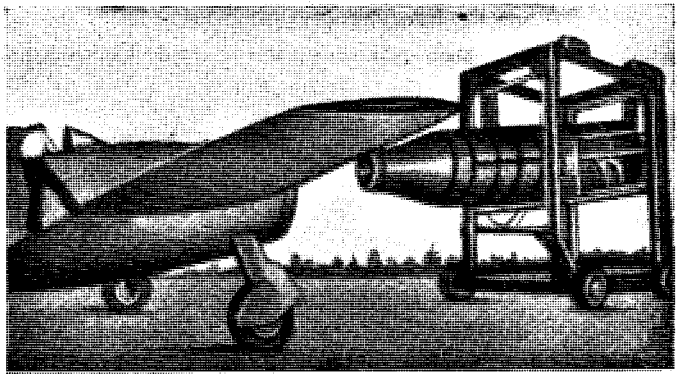


Рис. 4.3. Передвижная аэродинамическая труба для изучения охлаждения авиационных двигателей

тилятором. Такая аэродинамическая труба применялась, например, при изучении охлаждения авиационных двигателей (рис. 4.3).

Широкое распространение в аэродинамических лабораториях нашли так называемые трубы прямого действия с закрытой рабочей частью (рис. 4.4). Труба состоит из коллектора — насадка, в котором скорость потока увеличивается до заданной величины, и следующей непосредственно за коллектором рабочей части трубы, в которой проводятся испытания моделей. За рабочей частью находится диффузор, в котором скорость потока падает и кинетическая энергия потока превращается в потенциальную энергию давления. В начале рабочей части трубы часто устанавливают спрямляющую решетку.

Проведем простейший анализ течения в аэродинамической трубе прямого действия. Применим уравнение Бернулли к нескольким сечениям струйки, выделенной в потоке трубы (см. рис. 4.4). В сечении *1*, расположенном вдали от трубы, поток не возмущен и имеет нулевую скорость. Ввиду того что в рас-

сматриваемой трубе скорость потока сравнительно невелика и течение является горизонтальным, влиянием сжимаемости и действием сил тяжести можно пренебречь. Тогда запишем

$$p_1 = p_2 + \frac{\varrho V_2^2}{2} + \zeta_2 \frac{\varrho V_3^2}{2} = p_3 + \frac{\varrho V_3^2}{2} + \zeta_3 \frac{\varrho V_3^2}{2} + \ldots, \qquad (4.1)$$

где ζ_2, ζ_3 — коэффициенты потерь, отнесенные к скоростному напору в рабочей части трубы (сечение *3*).

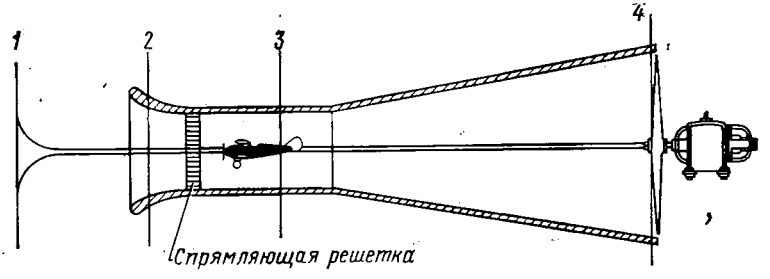


Рис. 4.4. Схема аэродинамической трубы прямого действия с закрытой рабочей частью

Если попытаться нанести линии, изображающие изменение разных видов энергии: пьезометрической и скоростной высот, а также высоты потерь вдоль оси трубы, то получим график, приведенный на рис. 4.5. Как известно, кинетическая энергия может переходить в энергию давления и, наоборот, потери же необратимы и должны быть восполнены за счет напора, создаваемого вентилятором.

Расчетным для вентилятора трубы является условие создания напора, равного напору, потерянному в трубе; показанные на рис. 4.5 потери напора обусловливаются трением в коллекторе, рабочей части и диффузоре, потерями на входе в коллектор, на расширение и отрывы потока в диффузоре, на гидравлический удар при выходе из трубы, а также потерями напора в спрямляющей поток решетке. Коэффициенты потерь ζ_n в формуле (4.1) характеризуют потери энергии от начала трубы до сечения, указанного в индексе коэффициента; таким образом, коэффициент ζ_n характеризует суммарные потери энергии в трубе, отнесенные к скоростному напору в ее рабочей части.

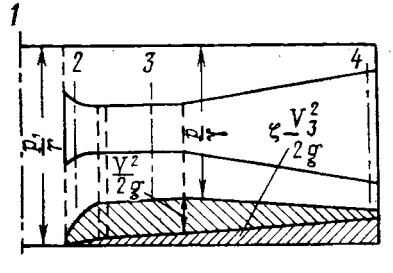


Рис. 4.5. Параметры потока вдоль трубы с закрытой рабочей частью

Для сокращения длины аэродинамической трубы прямого действия с закрытой рабочей частью применяется обратный диффузор, который поворачивает поток в трубе на 180°.

Большое распространение в практике аэродинамических лабораторий нашли также трубы с открытой рабочей частью. Возможность осуществления экспериментальных установок с открытой рабочей частью основана на свойстве воздушного потока сохранять свою форму в свободном участке рабочей части трубы при определенных соотношениях размеров выходного сопла, коллектора и самой рабочей части (при отсутствии в ней

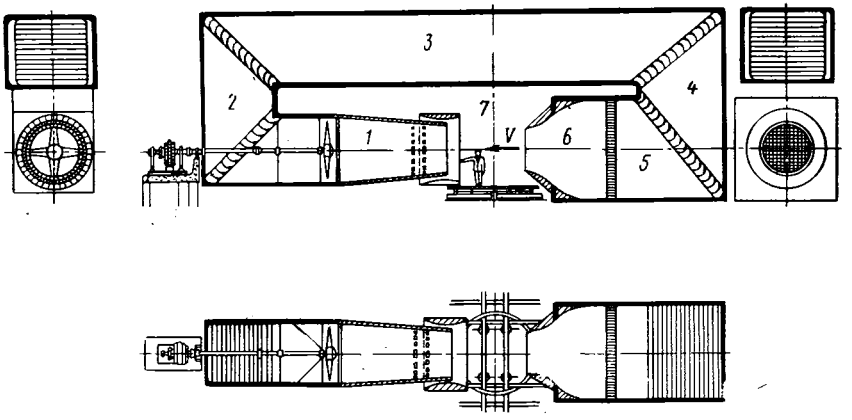


Рис. 4.6. Аэродинамическая труба Т-5 ЦАГИ:

1—диффузор; *2, 3, 4*—соответственно первое, второе и третье колена обратного канала трубы; *5*—форкамера; *6*—приемный насадок; *7*—рабочая часть

модели). Аэродинамическая труба с открытой рабочей частью имеет определенные эксплуатационные преимущества по сравнению с трубой с закрытой рабочей частью, так как в ней облегчен доступ к модели и измерительной аппаратуре.

Труба с открытой рабочей частью, предложенная Эйфелем, отличается наличием камеры, окружающей свободный участок потока. Эта установка подобна рассмотренной ранее трубе с закрытой рабочей частью. В рабочей части трубы Эйфеля вследствие герметичности камеры устанавливается разрежение, определяемое скоростным напором потока.

Большее распространение нашел другой тип аэродинамической трубы, предложенный Прандтлем. На рис. 4.6 показана такого типа аэродинамическая труба Т-5 ЦАГИ, представляющая собой замкнутый канал с открытой рабочей частью *7*, являющейся самым узким участком трубы. Из рабочей части поток через приемный насадок *6* попадает в диффузор *1*, после которого проходит через цилиндрическую вставку, в которой находится вентилятор. Затем поток делает поворот на 90° и течет

по обратному каналу трубы (колена *2, 3, 4*). Последний раз поток поворачивает в форкамеру *5* — самое широкое место в тракте трубы. В форкамере расположены спрямляющая решетка и на-

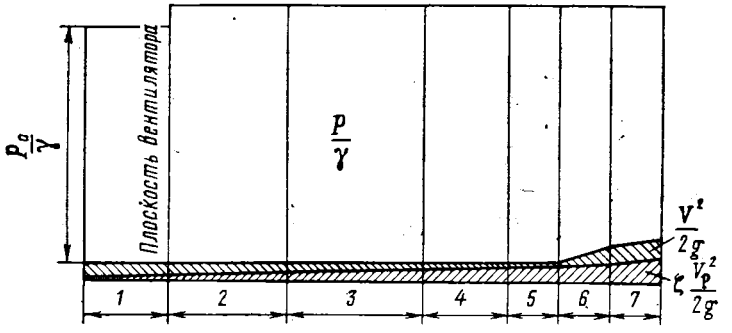


Рис. 4.7. Параметры потока в трубе с открытой рабочей частью:

1—диффузор; *2, 3, 4*—соответственно первое, второе и третье колена обратного канала трубы; *5*—форкамера; *6*—сопло; *7*—свободная струя

садок, который ускоряет поток в рабочей части. Для уменьшения потерь энергии на всех поворотах потока установлены поворотные лопатки. В открытой рабочей части трубы Прандтля давление в невозмущенном потоке равно атмосферному давлению. В сечении, где расположен вентилятор, давление резко повышается, а затем везде далее по тракту трубы оно выше атмосферного, хотя и постепенно падает. На рис. 4.7 показаны параметры потока в трубе с открытой рабочей частью.

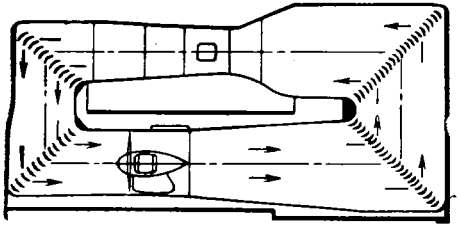


Рис. 4.8. Труба замкнутого типа с закрытой рабочей частью

Необходимость увеличить скорости потока в аэродинамической трубе заставила отказаться от открытой рабочей части и перейти к аналогичной схеме, но с закрытой рабочей частью (рис. 4.8). Эта установка менее удобна в эксплуатации, но более экономична, в ней отсутствуют пульсации потока, особенно сильно проявляющиеся при больших скоростях потока, а также меньше шум потока.

Экономичность аэродинамической трубы

Для решения разнообразных задач, выдвигаемых авиационной техникой, необходим комплекс аэродинамических труб. Для

создания и эксплуатации современных аэродинамических труб большой мощности, имеющих сложное оборудование, требуются очень большие капиталовложения, поэтому задача повышения экономичности труб становится очень важной.

Экономичность аэродинамической трубы оценивается ее качеством. Качество аэродинамической трубы есть отношение кинетической энергии потока в рабочей части трубы к мощности двигателя, приводящего в действие вентилятор или компрессор трубы, т. е.

$$\chi=\frac{\frac{mV_p^2}{2}}{75N}=\frac{\varrho F_p V_p^3}{150\,N}, \tag{4.2}$$

где χ — качество трубы;
F_p — площадь сечения рабочей части;
V_p — скорость потока в рабочей части;
N — мощность двигателя в л. с.

Если пренебречь изменением плотности воздуха и принять ее равной 1/8 кгс·с^2/м^4, то формулу (4.2) можно переписать в виде

$$\chi=\frac{F_p V_p^3}{1200N}. \tag{4.3}$$

Величина качества трубы обычно больше единицы и колеблется в пределах от 1,2 до 7. То обстоятельство, что качество трубы — коэффициент, сходный с коэффициентом полезного действия, — больше единицы, не должно удивлять, так как числитель содержит кинетическую энергию потока в рабочей части трубы, возникающую за счет потенциальной энергии давления, которая формулой (4.2) не учитывается. Отсюда следует, что качество даже у несовершенных труб всегда больше коэффициента полезного действия.

Энергия, сообщаемая воздушному потоку вентилятором или компрессором, при условии стационарности течения равна сумме потерь. Это позволяет установить связь качества трубы с потерями энергии в потоке. Запишем выражение для этого равенства:

$$\zeta\frac{mV_p^2}{2}=\eta_в N\cdot 75, \tag{4.4}$$

где $\eta_в$ — к. п. д. вентилятора (или компрессора);
ζ — коэффициент суммарных потерь.

Тогда получим окончательное соотношение

$$\chi=\frac{\frac{mV_p^2}{2}\eta_в}{\zeta\frac{mV_p^2}{2}}=\frac{\eta_в}{\zeta}. \tag{4.5}$$

Аэродинамическая труба как прибор

Аэродинамическая труба является физическим прибором, который должен обеспечивать высокую точность получаемых результатов исследования.

Качество трубы как прибора зависит, во-первых, от совершенства воздушного потока в рабочей части трубы и, во-вторых, от точности работы приборов, измеряющих все необходимые величины.

Совершенство потока в рабочей части трубы определяется степенью равномерности скорости по главным осям поперечных сечений рабочей части трубы и вдоль продольной оси трубы, а также пульсациями скорости по времени. Последнее условие сводится к тому, чтобы поток в рабочей части был установившимся, т. е. чтобы производные $\frac{\partial V}{\partial t}$, $\frac{\partial p}{\partial t}$, $\frac{\partial \alpha}{\partial t}$ были равны нулю во всех точках рабочей части трубы. В хороших аэродинамических трубах изменение по времени скорости, давления и угла направления или скоса α струек потока в разных точках рабочей части трубы практически приближается к нулю. Необходимо также, чтобы отклонения от средних величин скорости, давления и угла скоса α потока в сечениях рабочей части трубы были бы возможно малыми и не превышали некоторых заранее заданных значений. Эти значения устанавливают обычно из условий обеспечения необходимой точности эксперимента. Математически эти условия можно записать следующим образом:

$$|\Delta V| = |V_{\text{мест}} - V_{\text{ср}}| < a,$$

$$|\Delta \alpha| = |\alpha_{\text{мест}} - \alpha_{\text{ср}}| < b,$$

$$|\Delta \beta| = |\beta_{\text{мест}} - \beta_{\text{ср}}| < c,$$

где a, b, c — заданные величины.

При наладке аэродинамической трубы величины $|\Delta V|$, $|\Delta \alpha|$, $|\Delta \beta|$ определяются экспериментальным путем из результатов измерений скоростных напоров и величин углов скоса потока вдоль некоторых выбранных осей в поперечных сечениях рабочей части трубы. Мерой отклонения величины скоростного напора вдоль выбранной оси от скоростного напора в контрольной точке, характеризующей равномерность поля, является коэффициент поля трубы:

$$\mu = \frac{\left(\frac{\rho V^2}{2}\right)_{\text{оси}}}{\left(\frac{\rho V^2}{2}\right)_{\text{контр}}}. \qquad (4.6)$$

На рис. 4.9 приведено распределение величин $\left(\frac{\mu}{\mu_{\text{ср}}} - 1\right)$ вдоль нескольких осей, параллельных оси z поперечного сечения ра-

бочей части трубы. Здесь μ — местное значение коэффициента поля трубы, $\mu_{ср}$ — некоторая средняя величина, характеризующая средний скоростной напор потока в данном сечении по показанию контрольного насадка. В приведенном примере отклонение μ от $\mu_{ср}$ не превышает $\pm 2\%$. Из графиков рис. 4.9 видно, что угол скоса потока в середине трубы не превышает $\pm 0{,}3°$; по мере удаления от середины трубы углы скоса потока в вертикальной плоскости немного возрастают. Графики, подобные нанесенным на рис. 4.9, можно построить и для полей статического давления и для углов скоса в горизонтальной плоскости.

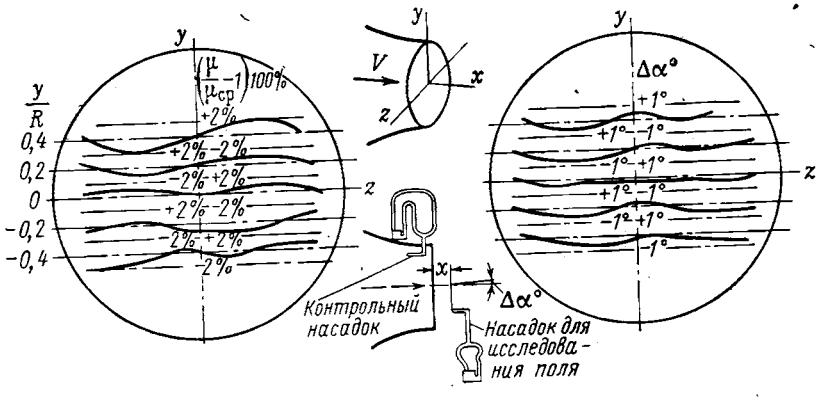


Рис. 4.9. Распределение скоростных напоров и углов скоса потока в поперечном сечении рабочей части трубы

Измерения полей напоров и углов скоса производят специальными насадками, установленными на приборах, называемых координатниками. Координатники позволяют передвигать насадки в любую точку поля трубы, где нужно произвести измерение.

В хорошо сконструированной аэродинамической трубе параметры потока, характеризующие рассматриваемый режим испытаний, должны удовлетворять следующим требованиям: скоростной напор в любой точке поперечного сечения трубы не должен отклоняться от среднего значения более чем на $\pm 1\%$; максимальное отклонение углов скоса потока в вертикальной и горизонтальной плоскостях не должно быть более $\pm 0{,}25°$ и $\pm 1°$ соответственно. Отклонения других измеряемых величин для аэродинамических труб разных типов также регламентируются.

Для обеспечения необходимой точности расчетов недостаточно наличия равномерного потока в рабочей части трубы. Нужно, кроме того, чтобы ошибки всех весовых элементов (динамометров) и других приборов (измерителей скорости, давления, температуры и пр.) также не превышали заданных нормированных величин. В настоящее время изготавливаются

приборы, относительная погрешность которых при измерениях сил в условиях лабораторной проверки может быть доведена до 1/10000 от измеряемой величины при использовании динамометров механического образца. При малых измеряемых величинах эта относительная погрешность может дойти до 1/2000; относительная погрешность тензометрических весов существенно выше и в благоприятных условиях может достигнуть 1/500.

Суммарная погрешность, характеризующая как ошибки динамометров, так и несовершенство потока аэродинамической трубы, выражается в отклонении аэродинамических коэффициентов от их наиболее достоверной величины. Эта погрешность определяется методами теории ошибок. В качестве примера приведем предельные погрешности при определении аэродинамических характеристик в одной из аэродинамических труб:

$$\Delta c_{x\ \min} = \pm 0{,}0008;$$

$$\Delta c_{y\ \max} = \pm 0{,}015;$$

$$\Delta\alpha_0 = \pm 0{,}1°;$$

$$\Delta c_{m0} = \pm 0{,}005.$$

Современный аэродинамический эксперимент в трубе обеспечивает достаточную для практических целей точность, так как, например, ошибка в 0,0008 в значении коэффициента лобового сопротивления c_x представляет собой небольшую долю от коэффициентов лобового сопротивления большинства современных летательных аппаратов.

Трубы больших дозвуковых скоростей

Трубы больших дозвуковых скоростей создаются, главным образом, по типу замкнутой трубы с закрытой рабочей частью. На режимах околозвуковых скоростей (при числах $M=0{,}8$–$0{,}95$) в таких трубах возникает так называемое явление «запирания». Запирание трубы имеет место в результате появления звуковых скоростей в суженных (например, из-за наличия модели) сечениях рабочей части, а также участков со сверхзвуковыми скоростями, за которыми возникают скачки уплотнения. После появления такого скачка никакое дальнейшее увеличение мощности компрессоров или вентиляторов не приводит к повышению скорости потока в рабочей части трубы. Вся добавочная мощность, сообщаемая компрессором или вентилятором потоку, поглощается скачком уплотнения и расходуется на повышение давления за скачком, практически не давая никакого заметного возрастания кинетической энергии потока.

В трубе без модели звуковая скорость $V=a$ устанавливается обычно в конце рабочей части трубы. За этим сечением скорость превышает скорость звука и в начальном участке диффузора

возникает скачок. То обстоятельство, что скорость $V=a$ устанавливается в конце рабочей части, обусловлено нарастанием пограничного слоя вдоль рабочей части трубы и соответствующим сужением ядра потока. В трубе без модели запирание происходит при наивысшем для данной трубы значении числа М.

При наличии в трубе модели скорость $V=a$ обычно достигается в наиболее суженном сечении трубы или вблизи него. В этом случае число М, соответствующее запиранию, будет меньше, чем в трубе без модели. По мере увеличения поперечного сечения модели это число М будет становиться все меньше. Скачок уплотнения, который запирает трубу и обычно располагается вблизи от наиболее суженного моделью сечения трубы несколько ниже по потоку, замыкает область сверхзвуковых скоростей в трубе; начало этой области соответствует наименьшему (суженному моделью) сечению трубы.

Обычно в существующих хорошо сконструированных аэродинамических трубах число М, при котором происходит явление запирания, при отсутствии модели не превосходит 0,95.

Для получения в дозвуковых аэродинамических трубах режимов околозвуковых скоростей (М=0,85—1,4) используется специальный способ — перфорация стенок рабочей части трубы. В стенках рабочей части делают отверстия (чаще всего круглые). Чтобы достигнуть числа М=1,3, общая площадь отверстий должна составлять до 20% площади поверхности стенок. Потребная площадь перфорации возрастает примерно пропорционально увеличению числа М в рабочей части трубы. Перфорированные стенки трубы не препятствуют изэнтропическому расширению воздуха и создают как бы «эффект расходного сопла», т. е. обеспечивают скорости, бо́льшие скорости звука, как в сопле Лаваля. Пограничный слой, образующийся на стенках рабочей части трубы, перетекает через отверстия перфорации в камеру, окружающую рабочую часть, откуда он может быть отсосан и выпущен в поток за диффузором. Иногда рабочей части придают небольшое специальное расширение для компенсации нарастания пограничного слоя. Большим преимуществом перфорированной рабочей части трубы является то, что скачки уплотнения не отражаются от стенок и не влияют на модель, испытываемую в трубе. Появление отраженных скачков особенно нежелательно при испытаниях тел значительной длины. Отсос пограничного слоя из рабочей части, помимо улучшения условий опыта, повышает экономичность трубы, снижая потери энергии в диффузоре из-за уменьшения толщины пограничного слоя на входе в диффузор.

Аэродинамическая труба околозвуковых скоростей ($M\sim1$) отличается от трубы дозвуковых скоростей тем, что в ее компрессорной или вентиляторной установке необходимо реализовать высокую степень сжатия. Вентиляторная установка состоит обычно из нескольких высоконапорных вентиляторных колес

и обеспечивает необходимый высокий перепад давления. Она сообщает каждому килограмму воздуха количество тепла $\Delta Q_1 = c_p(T_1 - T_0)$, которое необходимо снять специальными охлаждающими устройствами — радиаторами или холодильниками. Здесь T_1 — температура воздуха после сжатия, T_0 — температура воздуха в диффузоре перед вентилятором. Охлаждающие устройства обычно размещаются за вентиляторной или компрессорной установкой.

Трубы сверхзвуковых скоростей

В настоящее время имеется много разнообразных типов сверхзвуковых аэродинамических труб, но с точки зрения основных условий эксперимента их можно разделить на два типа:

а) трубы периодического действия,

б) трубы постоянного действия.

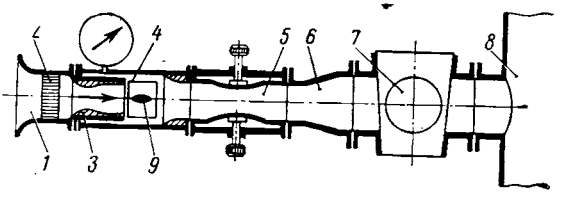


Рис. 4.10. Схема вакуумной сверхзвуковой трубы периодического действия:

1—коллектор; *2*—спрямляющая решетка; *3*—сопло Лаваля; *4*—рабочая часть; *5*—регулируемый диффузор; *6*—диффузор; *7*—быстродействующий кран; *8*—ресивер; *9*—испытуемый объект

Труба периодического действия — это установка, в рабочей части которой поток создается на сравнительно короткий промежуток времени. Течение газа осуществляется или путем подачи газа повышенного давления из баллонов со сжатым газом — баллонная труба, или путем создания вакуума в специальном ресивере (сосуде) — вакуумная труба, или же за счет одновременного использования баллонов и вакуума — баллонно-вакуумная труба.

На рис. 4.10 показана схема простейшей вакуумной трубы периодического действия. Воздух засасывается в рабочую часть *4* трубы из атмосферы и, проходя через сопло Лаваля *3*, разгоняется до сверхзвуковой скорости. За рабочей частью трубы находится регулируемый диффузор *5*, представляющий собой как бы обратное сопло Лаваля; задачей этого устройства является перевод сверхзвуковой скорости в дозвуковую. Далее по ходу потока в трубе расположен диффузор *6* и быстродействующий кран *7*, за которым находится большой ресивер *8*. В ресивере создается высокий вакуум при помощи эксгаустеров, высасывающих из него воздух. Через открытый быстродействую-

щий кран поток воздуха под воздействием разности давления перетекает через трубу в ресивер. При этом в рабочей части трубы в течение определенного отрезка времени, зависящего от объема ресивера, создается сверхзвуковой поток.

Сверхзвуковые трубы периодического действия конструируются также и по эжекторной схеме. В эжекторной аэродинамической трубе (рис. 4.11) поток создается при помощи эжектора, установленного за рабочей частью трубы вниз по течению.

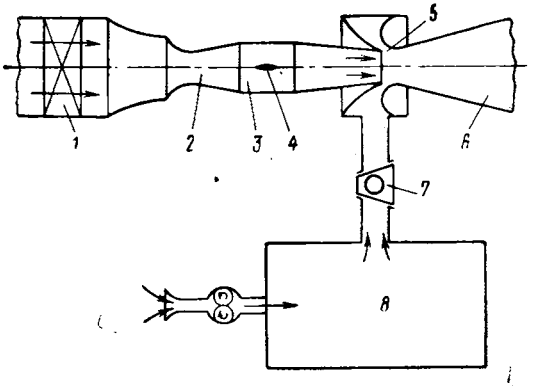


Рис. 4.11. Схема эжекторной сверхзвуковой трубы периодического действия:

1—осушитель; *2*—сопло Лаваля; *3*—рабочая часть; *4*—испытуемый объект; *5*—эжектор; *6*—диффузор; *7*—быстродействующий кран; *8*—ресивер

Газ высокого давления подается не в форкамеру перед соплом трубы, а в эжектор. Поступая в аэродинамическую трубу через щели эжектора, этот высоконапорный газ увлекает за собой газ более низкого давления, притекающий из форкамеры трубы. Так создается поток в рабочей части. Через открытый быстродействующий кран *7* поток сжатого газа из ресивера *8* вытекает в атмосферу через эжектор *5* и диффузор *6*. Эжектируемый газ в трубе проходит через осушитель *1*, сопло Лаваля *2* и рабочую часть *3*, после чего уходит через диффузор *6*, смешиваясь с эжектирующим газом. Из опытов установлено, что работа эжектора не вызывает возмущений потока в рабочей части трубы. Хотя эжекторные трубы конструктивно проще, но их к. п. д. ниже, чем у труб других схем. Кроме того, необходимо регулировать давление на входе в эжектор или площадь щелей эжектора по мере уменьшения давления в ресивере. Время работы эжекторной трубы больше времени работы трубы без эжектора; оно пропорционально коэффициенту эжекции (отношению расходов эжектируемого и эжектирующего газов).

Схема баллонно-вакуумной сверхзвуковой аэродинамической трубы периодического действия приведена на рис. 4.12.

Так как температура и давление в рабочей части такой трубы сильно падают, то при наличии в воздухе водяных паров это может привести к перенасыщению и конденсации водяных паров. Конденсация протекает скачкообразно и приводит к выделению скрытой теплоты парообразования (так называемый скачок конденсации). При этом заметно изменяются характеристики газа и могут измениться аэродинамические коэффициенты испытуемых тел. Поэтому необходимо обеспечивать такую степень влажности воздуха в рабочей части трубы, которая не вызывала бы конденсации паров и выделения значительного количества тепла.

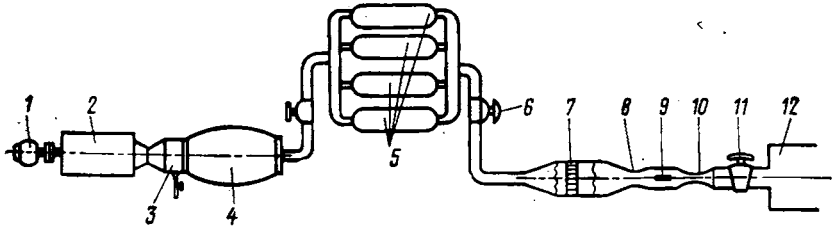


Рис. 4. 12. Схема баллонно-вакуумной сверхзвуковой трубы:

1—электродвигатель; *2*—компрессор; *3*—водо- и маслоотделитель; *4*—осушитель и холодильник; *5*—баллоны; *6*—пусковой кран; *7*—спрямляющая решетка; *8*—сопло Лаваля; *9*—испытуемая модель; *10*—диффузор; *11*—быстродействующий кран; *12*—ресивер

Например, для труб с рабочим числом M примерно до 4 допустимое количество влаги не должно превышать 0,1 гс на 1 кгс воздуха.

Конденсацию паров можно устранить двумя путями. Во-первых, при помощи предварительной осушки воздуха, который перед подачей в трубу пропускается при сравнительно малой скорости течения через специальные осушители (пластины из силикагеля или алюмогеля). Иногда для уменьшения влажности воздуха между компрессорами и баллонами со сжатым газом устанавливают холодильники для дополнительного вымораживания влаги. Во-вторых, при помощи предварительного подогрева воздуха в форкамере трубы, что позволяет повысить температуру в рабочей части трубы и таким образом избежать конденсации. В сверхзвуковых аэродинамических трубах баллонно-вакуумного типа чаще всего используются осушительные устройства, а в баллонных трубах — комбинированные агрегаты осушки и подогрева.

Трубы периодического действия обладают некоторыми преимуществами по сравнению с трубами постоянного действия. Они позволяют получать потоки с большим числом M при сравнительно небольших затратах мощности привода. В то же время другая важнейшая для опытов характеристика — число Re — может сохранить достаточно высокие значения, если в рабочей части трубы не создавать слишком больших разрежений. Однако

в некоторых случаях работа труб периодического действия оказывается настолько кратковременной, что получение количественных аэродинамических характеристик испытуемого объекта становится затруднительным. Для увеличения продолжительности работы таких труб необходимо увеличивать объем баллонов и вакуумных сосудов. Потребный объем баллонов уменьшается по мере увеличения в них давлений; используемое на практике максимальное давление в баллонах зависит от их размеров и в отдельных установках превышает 10^7 Па.

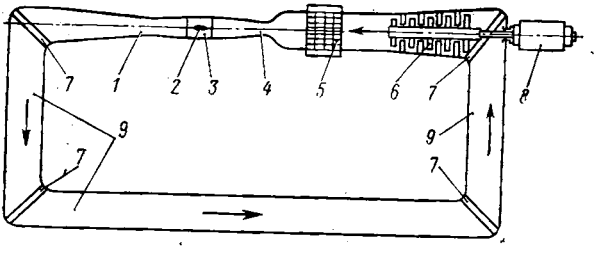


Рис. 4.13. Схема сверхзвуковой трубы постоянного действия:

1—диффузор; *2*—испытуемая модель; *3*—рабочая часть; *4*—сопло Лаваля; *5*—охладитель; *6*—компрессор; *7*—поворотные лопатки; *8*—электродвигатель; *9*—колена обратного диффузора

Более совершенной в этом отношении является труба постоянного действия. Схема сверхзвуковой аэродинамической трубы постоянного действия показана на рис. 4.13. Труба приводится в действие электродвигателем *8*, на валу которого смонтирован многоступенчатый компрессор *6*. Большое число ступеней компрессора обеспечивает высокий перепад давления, необходимый для работы трубы на сверхзвуковых скоростях. Сильно нагретый в компрессоре воздух проходит через охладитель *5*, который может служить также спрямляющей решеткой. Охлажденный воздух, пройдя через сопло Лаваля *4*, приобретает скорость, бо́льшую скорости звука, и попадает в рабочую часть *3* трубы (чаще всего прямоугольного сечения), в стенках которой имеются окна из специального высококачественного стекла. Эти окна дают возможность проводить исследования обтекания тел при помощи оптических методов. За рабочей частью следуют диффузор *1* и колена обратного диффузора *9* с поворотными лопатками *7*.

Для непрерывного изменения скорости потока в сверхзвуковых трубах необходимо, помимо изменения режима компрессора, изменять также площади сечения сопла Лаваля, рабочей части и диффузора. Это вызывается тем, что фиксированное сопло Лаваля приспособлено только для одного определенного перепада давления. Поэтому для изменения скорости потока

в рабочей части необходимо использовать сменные сопла трубы или делать гибкие стенки, которые могут образовать требуемую конфигурацию каналов трубы. Конфигурация стенок предварительно рассчитывается, а затем проверяется опытным путем.

Согласно теории в замкнутом потоке величина критического сечения сверхзвукового сопла прямо пропорциональна секундному объему воздуха, проходящего через компрессор, и обратно пропорциональна отношению давления перед соплом к давлению перед компрессором. Из практики известно, что необходимое изменение сечения рабочей части трубы настолько невелико, что в большинстве случаев им можно пренебречь; изменять нужно лишь контуры сверхзвукового сопла и диффузора.

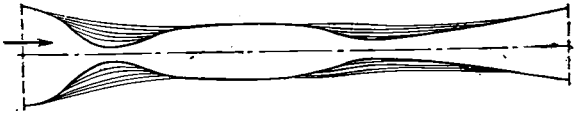


Рис. 4.14. Деформация контура аэродинамической трубы в диапазоне $1{,}3<M<2{,}7$

На рис. 4.14 показаны контуры сопла Лаваля и диффузора, обеспечивающие плавное изменение скоростей потока в рабочей части, соответствующее изменению числа M в пределах 1,3—2,7. Современные расчетные методы позволяют получить в рабочей части равномерный и прямолинейный поток. При отделке поверхности сопла соблюдаются очень жесткие допуски выдерживания контура — 0,03 мм при полированной поверхности. Сменные сопла современных больших сверхзвуковых труб представляют собой громадные сооружения, которые для установки на рабочее место перемещаются по специальному рельсовому пути. Регулируемые сопла — это также мощные силовые устройства, в которых две противоположные гибкие стенки приобретают требуемую форму при помощи систем домкратов, количество которых достигает иногда нескольких десятков.

Наибольшие потери энергии имеют место в диффузоре сверхзвуковой трубы. Для уменьшения этих потерь нужно делать такой контур диффузора, в котором будут возникать сначала косые скачки, а затем замыкающий прямой скачок уплотнения. Потребные изменения контуров сверхзвуковых диффузоров осуществляются или при помощи регулируемых стенок, или при помощи регулируемого клина. Применяются и нерегулируемые диффузоры, в самом узком сечении которых (горловине) реализуется прямой скачок; дальнейшая расширяющаяся часть диффузора работает как обычный дозвуковой диффузор. Однако потери энергии в нерегулируемом диффузоре в несколько раз больше, чем в регулируемом. Клиновидное тело регулируемого диффузора можно использовать для крепления державки, на

которой монтируется испытуемая модель. Работу диффузора можно улучшить путем отсоса пограничного слоя с его стенок.

Для того чтобы получить в рабочей части сверхзвуковой трубы постоянного действия большие числа M, необходимы очень большие перепады давления, а также нужны подогреватели, обеспечивающие высокую температуру подогрева. Современные компрессоры и подогреватели позволяют в настоящее время довести число M до 6. Используя в качестве рабочей среды не воздух, а какой-либо другой газ с другими физическими константами, можно повысить число M при опытах. Если, например, вместо воздуха заполнить трубу фреоном-12, применяющимся в холодильном деле, то можно значительно повысить число M, так как скорость звука в фреоновой среде при нормальных условиях составляет 130 м/с, т. е. около 40% скорости звука в воздушной среде. Таким образом можно получить число $M>20$. Аналогичные результаты дает и использование ксенона и криптона.

Трубы переменной плотности

Опыты в аэродинамических трубах проводятся с соблюдением законов подобия. Важнейшим условием при этом является соблюдение подобия по числу Re, а также по числу M. Вследствие увеличения скоростей и линейных размеров современных летательных аппаратов натурные числа Re в полете обычно больше чисел Re, реализуемых в экспериментальных исследованиях. Из самой структуры выражения для числа Рейнольдса:

$$\mathrm{Re}=\frac{Vl}{\nu}$$

видно, что существуют три пути увеличения числа Re, а именно: увеличение размеров l модели, увеличение скорости V обтекающего модель потока и уменьшение коэффициента ν кинематической вязкости среды, в которой выполняется эксперимент.

Первый путь приводит к созданию больших аэродинамических труб, принципиально не отличающихся от обычных малых труб. Второй — ведет к увеличению скоростей потока в трубах. Следует помнить, что эти скорости не должны быть выше скоростей, соответствующих натурным условиям. Третий путь заключается в применении во время опытов в аэродинамической трубе среды, характеризующейся меньшим коэффициентом кинематической вязкости по сравнению с воздушной средой. Уменьшения коэффициента ν можно добиться, как следует из формулы (1.6), повышением плотности воздуха, т. е. применением сжатого воздуха. Этот сравнительно простой метод широко применяется в трубах переменной плотности. Регулируя давление в аэродинамической трубе, можно изменять коэффициент ν

и определять аэродинамические характеристики тел при разных числах Re в одной и той же экспериментальной установке.

На рис. 4.15 приведена схема трубы переменной плотности. Труба заключена в толстостенный котел, внутри которого создается повышенное давление. Доступ в котел осуществляется через дверь *1*. Внутри котла расположена аэродинамическая труба с рабочей частью *8*; вентилятор *2* установлен на валу

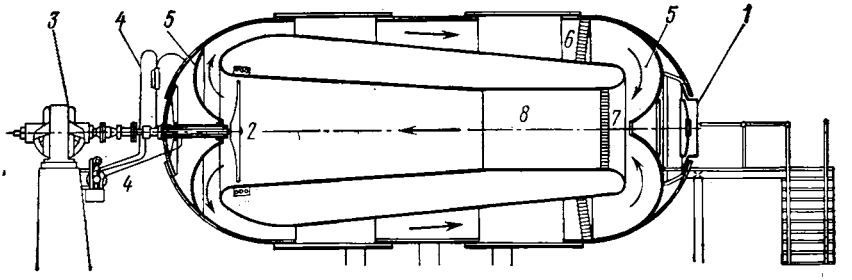


Рис. 4.15. Схема аэродинамической трубы переменной плотности:

1—дверь; *2*—вентилятор; *3*—электродвигатель; *4*—сальник; *5*—дефлектор; *6*—предохранительная сетка; *7*—спрямляющая решетка; *8*—рабочая часть

электродвигателя *3*. Специальный сальник *4* с системой подкачки масла может выдерживать большие разности давления. За вентилятором находятся дефлекторы *5*, поворачивающие воздушный поток на 180°, который затем течет по обратному каналу, имеющему продольные ребра для выпрямления закрученного вентилятором потока. Далее по потоку расположены предохранительная сетка *6*, вторые дефлекторы *5* и коллектор со спрямляющей решеткой *7*. В трубах переменной плотности эксперимент полностью автоматизирован.

В аэродинамических трубах переменной плотности больших скоростей можно в некоторых случаях одновременно удовлетворить условиям подобия по числам M и Re, т. е. условиям подобия по сжимаемости и вязкости среды.

Большие аэродинамические трубы

Увеличение размеров моделей (в некоторых случаях до натурных) приводит к необходимости создавать аэродинамические трубы очень больших размеров. Большую для своего времени трубу начал строить еще в 1913 г. Н. Е. Жуковский. Первой действовавшей аэродинамической трубой больших размеров была труба ЦАГИ, построенная в 1926 г. по проектам Б. Н. Юрьева и А. М. Черемухина; труба имела рабочую часть восьмигранного сечения с диаметром вписанного круга 6 м. Впоследствии в разных странах были созданы большие трубы, в которых можно испытывать летательные аппараты достаточно

больших размеров в натуральную величину. На рис. 4.16 показана схема большой аэродинамической трубы с открытой рабочей частью и двумя обратными каналами (коленами обратного диффузора).

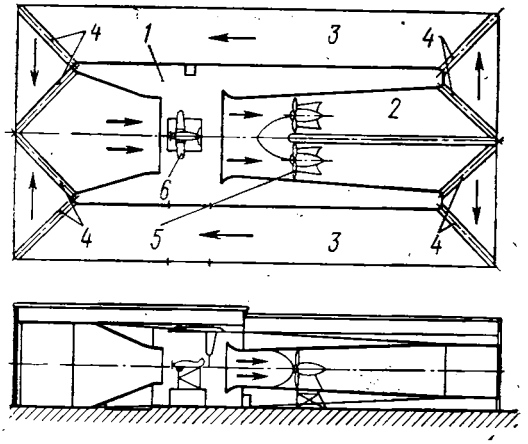


Рис. 4.16. Схема большой аэродинамической трубы с открытой рабочей частью:

1—рабочая часть; *2*—диффузор; *3*—обратные каналы; *4*—поворотные лопатки; *5*—вентиляторы; *6*—испытуемый самолет

Аэродинамические трубы разреженных газов

В современной экспериментальной аэродинамике начинают играть большую роль трубы с большой скоростью потока и малой плотностью среды. Малая плотность соответствует давлению в несколько миллиметров ртутного столба, иногда эта величина может быть и меньше. Обтекание тел потоком разреженного газа можно изучать как путем непосредственного проведения с помощью ракет летных испытаний на больших высотах в сильно разреженной атмосфере, так и путем применения специальных «бочек разрежения» — сосудов с глубоким вакуумом (10^{-3}—10^{-6} мм рт. ст.), в которые выстреливается специально препарированная модель. Но проще всего проводить исследования такого рода в аэродинамических трубах с потоком разреженного газа. При этом может быть обеспечена большая точность измерений.

Использование труб с потоком разреженного газа — сравнительно новый раздел экспериментальной аэродинамики, имеющий специфические трудности. Эти трудности заключаются в обеспечении высокого вакуума, надежного измерения величин реализованных давлений, а также в получении равномерного поля скоростей в рабочей части трубы. Для получения требуемого разрежения необходимо применять масляно-диффузионные и форвакуумные насосы, тщательно герметизировать трубу, следить за чистотой внутренних поверхностей всей системы трубы. Изменение в такой трубе рабочего числа M осуществляется, как

и в сверхзвуковых трубах, путем использования сменных сопел. Регулирование величины числа M для каждого сменного сопла достигается изменением подачи газа из баллонов. На рис. 4.17 приведена схема одной из аэродинамических труб с потоком разреженного газа. В ресивер *1* трубы подается газ из баллонов, который затем через сменное сопло проходит в рабочую часть трубы — камеру Эйфеля. Потом из уравнительной камеры *4* газ отсасывается масляно-диффузионными насосами *2* и подается к форвакуумным насосам *3*, которые и выводят газ из системы трубы. В качестве рабочего газа используются воздух, гелий и азот.

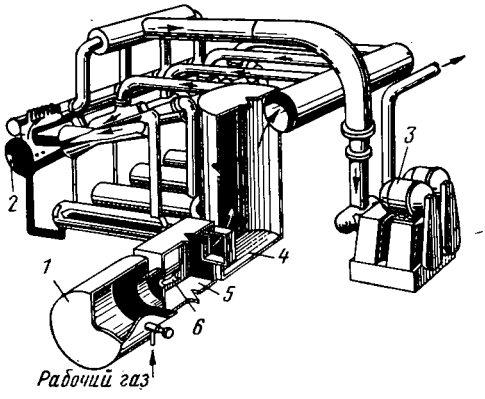


Рис. 4.17. Схема аэродинамической трубы с потоком разреженного газа:

1—ресивер; *2*—масляно-диффузионные насосы; *3*—форвакуумные насосы; *4*—уравнительная камера; *5*—камера для проведения опытов; *6*—сопло с пористыми стенками

Аэродинамические трубы для исследования обтекания на гиперзвуковых скоростях

Создание таких труб связано с преодолением многих трудностей. Если соблюдать при проведении эксперимента условия подобия по летным данным, соответствующим полетам на высоте порядка 40—80 км, то при изэнтропическом расширении газа от форкамеры до рабочей части трубы, где должны быть получены соответствующие этим высотам плотность и температура газа, необходимо иметь в форкамере рабочее давление $\sim 10^7$—10^9 Па и температуру торможения порядка 6000—7000 К. Поскольку при проведении исследований на гиперзвуковых скоростях вопросы теплообмена между средой и обтекаемым телом приобретают исключительное значение, кроме традиционных критериев подобия по числам Re и M, необходимо учитывать подобие явлений теплообмена. Соблюсти полное подобие обычно не представляется возможным. Поэтому обеспечивают соблюдение условий частичного подобия и раздельно исследуют влияние основных параметров, характеризующих явление. Поскольку явление теплообмена тесно связано с характеристиками пограничного слоя, важнейшим является выполнение подобия по числу Re, что позволяет правильно учитывать влияние сил вязкости. Изменение числа Re в достаточно широких пределах производится при помощи регулирования размеров горлового сечения и степени расширения сопла. При этом число Re изменяется

сильно, а число M — в сравнительно небольшой степени. При исследовании теплообмена необходимо удовлетворять еще некоторым другим условиям подобия, о которых будет сказано дальше.

Большинство аэродинамических труб, предназначенных для исследования обтекания на гиперзвуковых скоростях, создается по принципу труб периодического действия. В трубах постоянного действия обычно невозможно обеспечить получение чисел M более 5—6, так как современные компрессоры не могут создать таких перепадов давления, которые необходимы для получения в рабочей части трубы более высоких чисел M.

Для получения чисел M порядка 10 и более используются разные типы труб периодического действия. В настоящее время применяются: 1) аэродинамические трубы с подогревом, 2) аэродинамические трубы адиабатического сжатия, 3) ударные аэродинамические трубы, 4) электроразрядные аэродинамические трубы, 5) аэробаллистические установки.

Аэродинамические трубы с подогревом

Если число Маха потока в рабочей части трубы выше 4—4,5, то выходящий из сопла воздух, расширяясь, настолько снижает свою температуру, что начинается сжижение газообразной среды. Это явление можно устранить, используя, например, гелий, который сжижается при более низких температурах, чем воздух. Поэтому для получения гиперзвуковых скоростей используются гелиевые трубы.

Подогревая воздух перед соплом Лаваля, можно значительно повысить температуру торможения и избежать сжижения газов, входящих в состав воздуха. Трубы с подогревом имеют перед гелиевыми трубами большое преимущество, так как в них можно моделировать процессы, протекающие в газе при высоких температурах (гелий — газ одноатомный).

В баллонной или баллонно-вакуумной трубе с очень большим давлением торможения (необходимым для повышения числа Re в рабочей части) подогрев осуществляется разными способами: непосредственным сжиганием топлива, применением кауперов — аккумуляторов тепла в накаливаемых огнеупорных материалах, а также при помощи электродуговых подогревателей или электропечей сопротивления (электроподогрев). Наибольшее применение находят электроподогреватели (рис. 4.18), которые размещаются в форкамере аэродинамической трубы; поступающий в форкамеру воздух омывает накаленные металлические или графитовые элементы этих подогревателей и нагревается. Электродуговой подогреватель обеспечивает получение воздушного потока очень высокой температуры в течение сравнительно большого промежутка времени. Процесс подогрева при этом осуществляется в цилиндрической камере, стенки которой являются

анодом *2*, а катод *1* выполнен в форме цилиндрического стержня. Газ подается в камеру так, что в ней создается вихревое движение. Дуговой разряд, возникающий между электродами, обеспечивает получение в камере ионизированного газа — плазмы. Струя плазмы сначала поступает в специальную емкость для уменьшения колебаний нагретой среды, а затем через сопло *6*

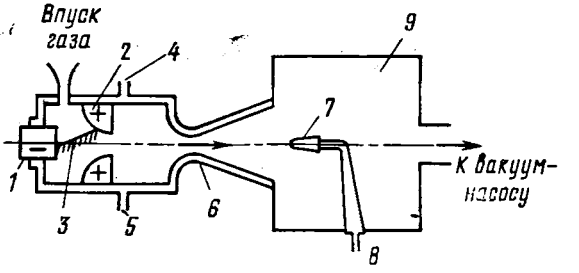


Рис. 4. 18. Схема трубы с электродуговым подогревателем:

1—катод; *2*—анод; *3*—дуга; *4*—впуск охлаждающей воды; *5*—выпуск воды; *6*—сопло; *7*—испытуемая модель; *8*—вода, охлаждающая державку; *9*—вакуум-камера

проходит в рабочую часть трубы. В рабочей части создается пониженное давление, что дает возможность дополнительно повысить скорость потока.

В аэродинамической трубе с электродуговым подогревателем можно реализовать скорости, соответствующие числам $M>10$, и температуру струи до 10 000 К. В таких аэродинамических трубах производят исследование теплоотдачи и теплообмена разных тел, а также изучают процесс обгорания и уноса массы.

Аэродинамические трубы адиабатического сжатия

Высокая температура газа в длинной цилиндрической камере низкого давления трубы адиабатического сжатия достигается

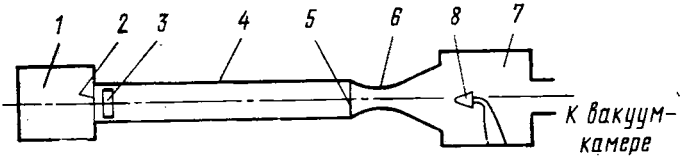


Рис. 4. 19. Схема аэродинамической трубы адиабатического сжатия:

1—камера высокого давления; *2*—первая диафрагма; *3*—поршень; *4*—камера низкого давления; *5*—вторая диафрагма; *6*—сопло; *7*—рабочая часть; *8*—испытуемая модель

путем сжатия газа, создаваемого тяжелым поршнем (рис. 4. 19). Когда в камере высокого давления *1* сжатие газа достигает

некоторой определенной величины, диафрагма *2*, отделяющая эту камеру от камеры *4*, разрушается и поршень *3* с дозвуковой скоростью перемещается в цилиндрической камере и сжимает находящийся в ней газ. Бегущая перед поршнем ударная волна отражается от второй диафрагмы *5*, расположенной в конце цилиндра, и движется навстречу поршню. Такое явление отражения может происходить несколько раз, пока в газе, нагретом в процессе адиабатического сжатия, давление не поднимется настолько, что поршень остановится и наступит разрушение второй диафрагмы. Нагретый газ через сопло *6* поступает в рабочую часть *7* трубы, а затем в вакуум-камеру. В такой аэродинамической трубе можно получить установившийся поток газа с температурой торможения до 3000 К в течение времени до 0,1 с.

К этому типу труб относится также установка, в которой используются сжатие и нагрев газа в ударных волнах, бегущих перед легким поршнем, движущимся со сверхзвуковой скоростью.

Ударные аэродинамические трубы

Ударная труба является довольно широко распространенным типом экспериментальных установок, применяемых в том случае, когда необходимо получить одновременно большие сверх-

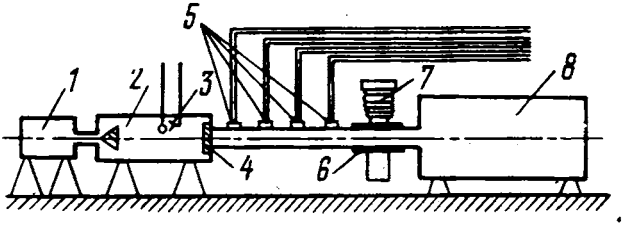


Рис. 4.20. Схема ударной аэродинамической трубы:

1—компрессор; *2*—камера высокого давления; *3*—воспламенитель; *4*—диафрагма; *5*—датчики; *6*—рабочая часть; *7*—оптический прибор; *8*—расширительная камера

звуковые скорости потока и высокие температуры. Установка представляет собой длинную толстостенную трубу (рис. 4.20), один конец которой присоединен к камере высокого давления *2*, а другой — к вакуум-камере. Между камерой высокого давления и трубой имеется металлическая диафрагма *4*. Рабочая часть *6* трубы расположена вблизи вакуум-камеры. На рис. 4.20 приведена схема одного из вариантов ударной трубы. При проведении опыта в камере высокого давления воспламеняется смесь находящихся там газов, например, смесь кислорода и водорода с добавкой гелия и азота для уменьшения возможности возникновения детонации. После воспламенения смеси, когда темпера-

тура в камере достигает ~2500° С, диафрагма разрушается под действием высокого давления, превышающего 10^8 Па, и создается ударная волна, проходящая со скоростью до 15—18 км/с при температуре газа 10 000—15 000 К. Конечно, при этом установившийся характер течения потока в рабочей части трубы сохраняется в течение очень короткого времени — менее 1 мс.

Иногда для еще большего увеличения скорости установившегося потока перед рабочей частью трубы устанавливают сопло. Расширение газа, движущегося за ударной волной, позволяет повысить скорость его течения. На входе в сопло устанавливают тонкую дополнительную диафрагму, которая способствует уменьшению времени для прохождения ударных волн, образуемых в начальный период течения газа. Время установившегося потока в такой ударной трубе меньше, чем в цилиндрической ударной трубе. В настоящее время существует много разновидностей ударных труб.

Характеристики установившегося потока определяются по измерениям скорости ударной волны и начальным параметрам газа. Чаще всего ударные трубы применяются для исследования явлений теплопередачи и теплообмена.

Электроразрядные (импульсные) аэродинамические трубы

Такие трубы применяются для получения потоков сильно нагретого, а также ионизированного газа. Нагрев газа до нескольких десятков тысяч градусов осуществляется за счет разряда батареи конденсаторов очень большой емкости. Половина энергии, накопленной в конденсаторах, переходит в тепло, что вызывает ионизацию газа. Ток, протекающий через газ, создает магнитное поле. Расширение газа от сильного нагрева и ускорение его частиц электромагнитными силами вызывает образование ударной волны колоссальной мощности — скорость волны может исчисляться сотнями километров в секунду. Конструктивные элементы импульсной трубы сходны с элементами обычной ударной трубы. Газовый поток, движущийся за фронтом ударной волны, в импульсной трубе очень недолговечен, время его существования равно ~25 мкс, при этом число M потока за фронтом ударной волны относительно мало и не превышает $M=4$, так как скорость звука в сильно нагретом газе очень велика.

Очень сильный нагрев и, как следствие этого, высокая степень ионизации газа позволяет проводить исследование взаимодействия потока и магнитного поля, учет степени ионизации газа и электропроводности ионизированного газа. Скорость движения ударной волны определяют при помощи скоростных киноаппаратов; существуют кинокамеры, позволяющие получать снимки в количестве двух-трех миллионов кадров в секунду.

В современной экспериментальной технике разряд батареи конденсаторов применяется в гиперзвуковой аэродинамической импульсной трубе. Эта установка (рис. 4.21) подобна сверхзвуковой аэродинамической трубе баллонно-вакуумного типа, но здесь вместо обычных баллонов перед форкамерой расположена камера высокого давления *2* с электроразрядным приспособлением. Перед опытом камера наполняется газом высокого давления (более 10^7 Па), а в камере низкого давления реализуется разрежение, соответствующее абсолютному давлению примерно в 0,01 мм рт. ст. При опыте реализуется мощный

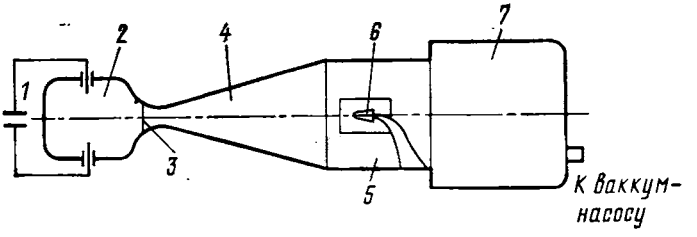


Рис. 4.21. Схема аэродинамической электроразрядной (импульсной) трубы:

1—батарея конденсаторов; *2*—камера высокого давления; *3*—диафрагма; *4*—сопло; *5*—рабочая часть; *6*—модель; *7*—вакуум-камера

разряд длительностью в несколько микросекунд, в котором развивается ток, превышающий миллион ампер. Температура и давление газа в разрядной камере мгновенно возрастают, расположенная перед соплом диафрагма *3* разрушается и в трубе создается поток, который на некоторый короткий отрезок времени можно считать установившимся.

При проведении опыта фиксируются температура и давление газа в камере высокого давления; такие же измерения производятся и в рабочей части трубы. Сопоставляя данные измерений и зная объем камеры высокого давления, можно определить скорость течения и характеристики газа в рабочей части трубы.

В некоторых экспериментальных установках этого типа батарея конденсаторов заменяется индуктивными накопителями. Накопитель представляет собой индуктивную катушку значительных размеров, в которой накапливается магнитная энергия от однополюсного генератора. После того как энергия в катушке достигнет нескольких десятков миллионов джоулей, катушка переключается на электроды искрового промежутка в камере высокого давления, в результате чего создается дуга, вызывающая нагрев и повышение давления газа.

В подобного типа аэродинамической трубе эксперимент продолжается значительно дольше, чем в ударной трубе. Число Re в рабочей части электроразрядной трубы больше, так как здесь плотность потока выше, чем в ударной трубе.

За последнее время все большее развитие получают аэробаллистические установки, в которых осуществляется свободный полет моделей. Эти установки представляют собой комбинацию длинной аэродинамической трубы и пушки специального типа. Преимуществом таких установок является возможность получить натурные величины чисел M, а также значительные числа Re за счет регулирования давления в трубе.

Исследуемая модель выстреливается из ствола газовой пушки. Замена обычной пушки с пороховыми зарядами газовой

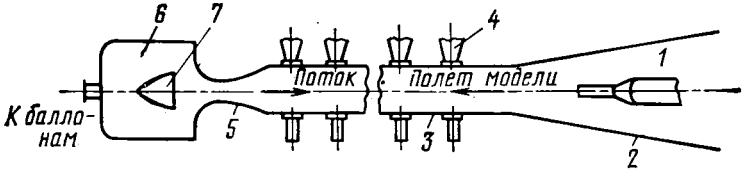


Рис. 4.22. Схема аэробаллистической установки:

1—газовая пушка; *2*—диффузор; *3*—цилиндрическая часть; *4*—регистратор движения модели; *5*—сопло; *6*—форкамера; *7*—улавливающее модель устройство

пушкой обусловливается возможностью повысить вдвое скорость вылетающего из ствола объекта (до 4,5 км/с). Легкий газ, например, водород, находящийся в камере пушки, нагревается электрическим разрядом, получаемым от конденсаторов или индуктивных накопителей. Так как газовая камера пушки имеет некоторый постоянный объем, то при возникновении разряда температура и давление в ней сильно возрастают. Строго говоря, такие давление и температура могли бы придать снаряду значительно бо́льшую скорость, но конструктивные и технологические трудности ограничивают величины реализуемых скоростей снаряда. Для примера укажем, что в камере газовой пушки могут реализоваться: давление примерно до $3 \cdot 10^8$ Па и температура до 15 000 К [11].

Газовую пушку *1* помещают в диффузоре *2* аэродинамической трубы (рис. 4.22). Стрельба производится в направлении против потока трубы, в результате чего создается очень большая относительная скорость движения исследуемой модели. Труба имеет большую длину и является вакуум-камерой; в стенках трубы расположены окна, через которые модель фотографируют методом полос (см. стр. 126). Фотографии позволяют при соответствующей обработке получить данные о положении модели в пространстве и лобовом сопротивлении тела, а также об условиях обтекания тела — форме ударной волны, состоянии пограничного слоя, окружающего модель, и других характеристиках. Следует указать, что в аэробаллистической установке можно

получать данные как при установившемся, так и при неустановившемся движении объекта.

В некоторых из таких установок применяется телеизмерительная аппаратура. Вдоль трубы устанавливают антенны, приспособленные для улавливания сигналов от передатчика, расположенного внутри модели. Этот миниатюрный передатчик с батареей питания заливается эпоксидной смолой, и его конструкция может выдерживать большие ускорения, возникающие при проведении опыта [11].

В форкамере *6* трубы расположено специальное устройство *7* для улавливания модели, которое гарантирует ее сохранность.

Аэродинамические трубы специальных типов

Помимо рассмотренных основных типов аэродинамических труб существует много других разновидностей испытательных установок, приспособленных для разных целей. Это могут быть трубы, служащие для исследования силовых установок летательных аппаратов и ракет, динамики полета летательных аппаратов, а также таких проблем, как обледенение частей аппарата и пр.

Аэродинамические трубы для исследования силовых установок имеют широкое распространение. В этих трубах можно производить опыты в широком диапазоне температур и плотностей, соответствующих условиям эксплуатации. Обычно мощность таких установок очень велика, так как на приведение в действие как самой установки, так и вспомогательных компрессоров, эксгаустеров, холодильников и пр. требуется значительное количество энергии.

Аэродинамические трубы для исследования динамики полета сооружаются применительно к исследованиям штопора самолета, свободного полета летательного аппарата и полета в возмущенной атмосфере. Труба для изучения штопора самолета расположена вертикально, поток течет снизу вверх. Модель выполняется геометрически и динамически подобной летательному аппарату (подобны как размеры, так и эллипсоиды инерции). При осуществлении эксперимента модель свободно штопорит в восходящем потоке аэродинамической трубы. Можно подобрать такую величину скорости потока в трубе, чтобы модель вращалась на одной высоте (без снижения и без набора высоты). Съемка модели производится киноаппаратами через заданные промежутки времени; оперируя органами управления модели со специального пульта при помощи системы дистанционного управления или телеметрии, можно изменять режимы установившегося вращения модели или выводить ее из штопора. Пользуясь расшифрованной кинопленкой, можно определить основные характеристики штопора — углы ориентации модели в простран-

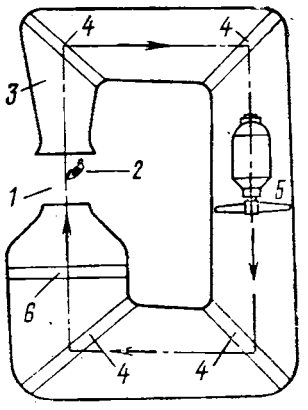


Рис. 4. 23. Схема вертикальной аэродинамической трубы:

1—рабочая часть; *2*—вращающаяся свободная модель; *3*—диффузор; *4*—поворотные лопатки; *5*—вентилятор; *6*—спрямляющая решетка

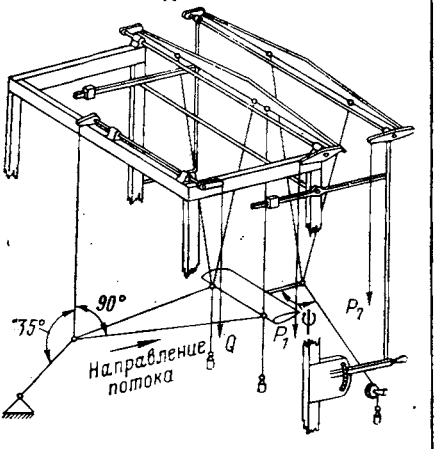


Рис. 4. 24. Простейшая схема трехкомпонентных весов с нитяной подвеской

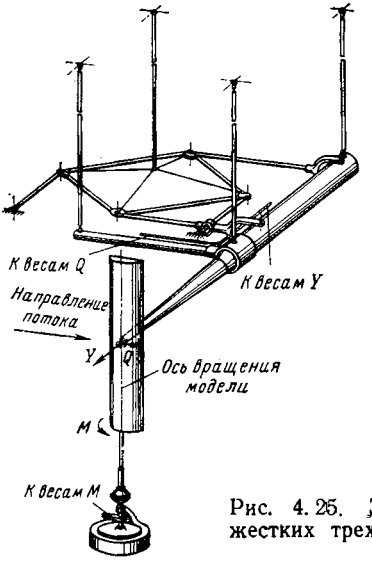


Рис. 4. 25. Элементарная схема жестких трехкомпонентных весов ЦАГИ

стве, линейные и угловые скорости. На рис. 4.23 приведена схема вертикальной аэродинамической трубы замкнутого типа с открытой рабочей частью.

6. АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ВЕСЫ

Для проведения аэродинамического эксперимента требуется очень много различных приборов и устройств. Однако самым важным прибором являются аэродинамические весы, которые позволяют определять величины сил и моментов, действующих на исследуемый объект. Аэродинамические весы различаются как по числу измеряемых компонентов полной аэродинамической силы или момента, так и по конструкции. В применении к модели крыла самолета, например, весы могут быть однокомпонентными, двухкомпонентными и т. д. до шестикомпонентных. В то же время для исследования такого сложного объекта, как модель вертолета с работающими несущим и рулевым винтами требуются аэродинамические весы, позволяющие определять 12—14 компонентов.

Однокомпонентными весами измеряются лобовое сопротивление, подъемная сила, какой-либо из компонентов момента. Двухкомпонентные весы чаще всего измеряют подъемную силу и лобовое сопротивление; трехкомпонентные весы обычно определяют подъемную силу, лобовое сопротивление, момент тангажа; шестикомпонентные — позволяют найти все три проекции полной аэродинамической силы и все три проекции полного момента.

Конструктивные принципы, используемые в современных аэродинамических весах, очень разнообразны. Они характеризуются как способом присоединения модели к весовой системе, так и способами отсчета и регистрации измеряемых величин.

Исследуемая модель может соединяться с измерительной весовой системой при помощи так называемой проволочной подвески, т. е. при помощи комбинации проволочных или тросовых расчалок. Под измерительной системой понимается основная подвижная рама, которая через подвеску воспринимает силы, действующие на модель, и передает их динамометрическим устройствам (рис. 4.24). В случае так называемой жесткой подвески модель крепится к измерительной системе при помощи жестких стоек или державок (рис. 4.25). Схемы, приведенные на рис. 4.24 и 4.25, применяются для исследований при малых скоростях потока.

За последнее время в некоторых лабораториях была разработана магнитная система подвески, при которой связь между моделью и динамометрическими устройствами осуществляется при помощи магнитного поля. Такая система подвески, естественно, не вызывает аэродинамических возмущений потока в трубе. Модель изготавливают из магнитного материала и под-

вешивают так, что аэродинамические и гравитационные силы уравновешиваются силами, создаваемыми электромагнитами. Ток в электромагнитных катушках, создающих магнитное поле, регулируется автоматически. В некоторых случаях для измерения давления, температуры, теплового потока и т. п. внутри модели устанавливаются небольшие радиопередатчики, которые транслируют данные произведенных измерений. При помощи весов с магнитной системой подвески были успешно произведены измерения на сверхзвуковых скоростях вплоть до чисел $M=7$. Однако чаще всего в современной практике используется крепление модели на специальных державках, установленных на весах.

Способы отсчета результатов измерений также различны. Простейшим является визуальный способ считывания величин измеряемой силы непосредственно со шкал динамометров. Широко применяется печатание отсчетов при помощи специальных автоматических устройств на бумажных лентах; при этом часто при помощи пишущих механизмов осуществляют графическое построение измеряемых величин, например, построение зависимостей силы или момента в функции угла атаки модели или времени.

Стремительное развитие современной авиационной техники требует увеличения производительности аэродинамических труб. Помимо этого, эксплуатация трубы обходится столь дорого, что сокращение времени эксперимента становится очень актуальной задачей. Отсюда ясно, сколь важное значение имеет автоматизация как самого эксперимента, так и процесса обработки данных измерений. Современные аэродинамические весы и другие измерительные устройства полностью автоматизированы; результаты измерений обычно фиксируются на различных запоминающих устройствах, осуществляющих прием, хранение и выдачу величин измерений. Затем эти величины обрабатываются на ЭВМ (электронных вычислительных машинах). Результаты опыта выдаются из специального устройства на ЭВМ; весь процесс обработки данных производится автоматически.

Рассмотрим в самых общих чертах принцип действия ЭВМ применительно к проведению опыта на аэродинамических весах. На рис. 4.26 показана блок-схема ЭВМ. В схему входят агрегат управления автоматической работой машины, устройство для выполнения всех арифметических операций над числами, запоминающее устройство для приема и хранения чисел, устройство для ввода данных, полученных из опыта, и устройство для выдачи результатов численной обработки этих данных.

Все операции, производимые ЭВМ, выполняются в строго определенном порядке под воздействием управляющих сигналов-команд, последовательность которых определяется заданной программой работы машины. Команды, составляющие программу, кодируются цифрами и хранятся в ячейках запоминаю-

щего устройства. Число, характеризующее команду, состоит из нескольких частей. Одна часть, называемая кодом операции, определяет вид операции, выполняемой машиной; другие части команд, называемые адресами, определяют место хранения чисел, над которыми будет выполняться операция, а также указывают, куда будет направлен результат произведенной операции. Независимо от команд на проведение арифметических операций существуют команды, определяющие порядок автоматической работы машины. Опытные данные заносятся автоматически на перфокарты, перфоленты или магнитные ленты

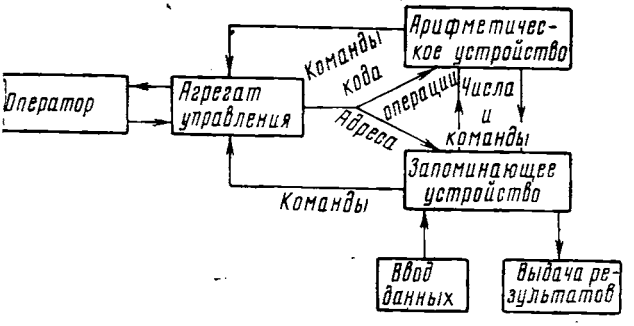


Рис. 4.26. Блок-схема электронной вычислительной машины (ЭВМ)

и передаются в запоминающее устройство. Если опытные данные записаны на бумаге, то экспериментатор при помощи клавишных устройств переносит их на перфокарту, после чего перевод перфокарты в запоминающее устройство происходит автоматически. Результаты машина выдает в форме цифровых таблиц, напечатанных специальными электрическими устройствами.

Количество данных, поступающих для обработки в ЭВМ, обычно очень велико, вследствие чего запоминающее устройство должно быть очень емким, а устройство выдачи результатов расчетов должно обладать большой пропускной способностью. Так как производимые при обработке данных, полученных в аэродинамической трубе, расчеты очень просты, нет необходимости в большой скорости вычислительных операций. Поэтому для расчетов часто используются специальные машины, предназначенные для проведения определенного типа вычислений. Одной из таких машин является УМШН (универсальная машина широкого назначения), более дешевая и простая, чем машины, используемые для решения сложных аналитических задач.

Помимо ЭВМ, являющихся вычислительными устройствами дискретного действия, при обработке опытных данных используются аналоговые устройства, представляющие собой вычислительные приспособления непрерывного действия. От измерите-

ных элементов весов или других приборов аналоговые устройства воспринимают сигналы в форме непрерывно изменяющихся напряжений электрического тока, называемых сигналами-аналогами. Само аналоговое устройство выдает сигналы, величина которых пропорциональна определяемой функции измеряемых величин (например, определяемому аэродинамическому коэффициенту) с учетом некоторых параметров, характерных для рассматриваемой задачи. Преимуществом аналогового устройства является наглядность и непрерывность действия — оно позволяет легко и наглядно производить анализ исследуемого явления. Недостатком является сравнительно меньшая точность определения величин и невозможность учета некоторых необходимых поправок к получаемым результатам опыта.

Регистрация результатов измерений на весах механического типа часто осуществляется специальными печатающими устройствами. При этом дискретные цифровые значения, соответствующие измеряемой величине, фиксируются при помощи обычных десятичных счетчиков. Одновременная регистрация отсчетов нескольких приборов или весовых элементов аэродинамических весов производится на многоканальном печатающем устройстве. Устройство состоит из счетчиков, которые связаны сельсинной передачей с электродвигателями измерительных элементов весов. Все счетчики отпечатывают показания на бумажной ленте одновременно, что обеспечивается специальным рычажным механизмом, который может работать как от нажатия специальной кнопки экспериментатором, так и автоматически.

Рассмотрим примеры автоматизации измерений на аэродинамических весах.

Автоматический весовой элемент (динамометр)

Широкое распространение в технике эксперимента получил метод перемещения груза по коромыслу весов при помощи ходового винта, приводимого в действие электродвигателем. Опытами установлено, что наибольшей точностью обладают весы, в которых груз на весовом коромысле перемещается от руки. Поэтому при конструировании разного рода весов естественно стремиться к точности, обеспечиваемой перемещением груза от руки.

На рис. 4.27 приведена принципиальная схема весового коромысла с автоматическим перемещением груза. Измеряемая сила передается на шарнир *1* в форме призмы с ножом. Весовое коромысло качается на другом шарнире, нож которого опирается на подушку *2*. Весы уравновешиваются перемещением по коромыслу груза *3* от ходового винта *4*, приводимого в движение электродвигателем *5*. На конце коромысла имеется маленькая плита с двумя гибкими контактными пластинками *6* и *7*, которые включают и регулируют ход двигателя при помощи реостата *8*. Пластинка *6* регулирует ход двигателя, а пластинка *7*

замыкает сопротивление накоротко и двигатель начинает работать при полном напряжении сети. Поэтому при малых нарушениях равновесия (или приближении груза к положению равновесия) двигатель замедляет ход. Это замедление устраняет вредное влияние инерции движущихся масс весового элемента, возникающее при резком нарушении равновесия двигателя и проявляющееся в незатухающих колебаниях коромысла. В схему весового элемента включен также электротормоз *9*, принцип действия которого основан на использовании токов Фуко. При малом нарушении равновесия тормоз включен, при большом — тормоз выключается. Реостат *8* включен последовательно с тор-

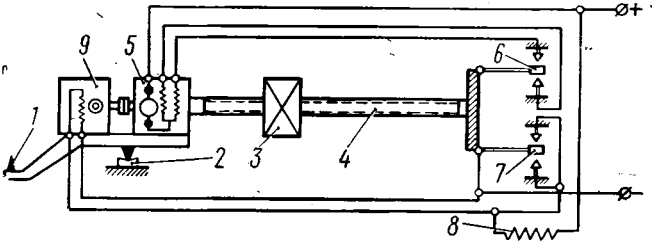


Рис. 4.27. Принципиальная схема весового коромысла:

1—шарнир; *2*—подушка; *3*—груз; *4*—ходовой винт; *5*—электродвигатель; *6, 7*—контактные пластинки; *8*—реостат; *9*—электротормоз

мозом и ограничивает ток при замкнутом накоротко тормозе. При трогании двигателя с места тормоз не уменьшает развиваемого двигателем момента, так как при этом тормоз не работает. Непосредственно после выключения тока торможение очень интенсивно, так как в этом случае — вблизи положения равновесия — тормоз остается включенным в течение значительного времени. Таким образом, увеличивая мощность тормоза и сокращая расстояние между контактными пластинками и их опорами, можно значительно повысить точность регулирования весового элемента. При достижении рычагом положения равновесия контактное устройство размыкается, электродвигатель останавливается и величину измеряемой силы можно отсчитать визуально или же результат отсчета может быть отпечатан специальными счетчиками.

Как было указано выше, в рассматриваемом весовом элементе опытные данные могут передаваться на расстояние и записываться автоматически. Для этого используется электросвязь между двумя вращающимися системами — сельсинная связь. Передатчик вращения состоит из однополюсного статора, питающегося переменным током, а также соединенного с валом двигателя весового автоматического элемента ротора с трехфазной обмоткой и с выводами на три контактных кольца. Генерируемые в обмотке этого ротора напряжения передаются на ротор при-

емника вращения, конструктивно совершенно аналогичного передатчику. Вследствие того что статоры передатчика и приемника питаются одним и тем же током, между передающей и воспринимающей системами осуществляется электрическая связь, обеспечивающая их синхронное вращение.

Ротор приемника (который можно вынести в любое удобное для выполнения измерений место) нагружен счетными механизмами и указателями. Эти механизмы имеют очень небольшое сопротивление и максимальная ошибка при передаче достигает всего 1/30 000 от максимальной нагрузки на весы.

Все сельсины-приемники смонтированы на специальном пульте. Когда экспериментатор нажимает кнопку, счетные механизмы, которые связаны с роторами приемников, одновременно печатают цифровые показания всех шести компонентов измеряемой силы и момента, а также углов атаки и скольжения, числа M, скоростного напора потока и других измеряемых величин. В дальнейшем опытные данные обрабатываются одним из описанных ранее методов. Помимо этого, может быть использовано устройство для вычерчивания всех измеренных величин в функции, например, угла атаки. Для этой цели приемник, измеряющий углы атаки, перемещает рамку с натянутым на нее листом бумаги. Все остальные приемники связаны с перьями, перемещающимися пропорционально измеряемым величинам в направлении, перпендикулярном перемещению рамки.

Максимальная ошибка измерений, выполняемых автоматическим весовым элементом, составляет 1/6000 от максимальной нагрузки на весы.

Тензометрический способ измерений

Среди большого числа широко применяемых на практике различных методов измерения усилий и напряжений особо следует отметить тензометрический метод, основанный на применении так называемых датчиков-тензометров, выполненных из тонкой (диаметром 0,015—0,03 мм) проволоки из сплава с очень высоким электрическим сопротивлением, которая имеет форму зигзагообразной линии или наматывается несколько раз на тонкую бумагу (рис. 4.28). Такие датчики приклеиваются к упругому измерительному элементу весов, укрепленному на державке и подвергающемуся нагружению. Действие датчика основано на преобразовании деформаций этого упругого весового элемента в изменение электрического сопротивления, которое и измеряется известными из электротехники методами.

Деформации весового элемента, вызванные измеряемыми нагрузками, передаются тензометру, приклеенному к его поверхности, что и вызывает изменение электрического сопротивления проволоки тензометра. Изменение сопротивления измеряется мостиком Уитстона, одним из плеч которого является тензометр.

На рис. 4.28 показана одна из возможных схем включения тензометра в измерительную цепь. Здесь A — плечо мостика, включающее тензометр; B — компенсационное сопротивление, не подвергающееся деформациям, но находящееся в одинаковых с тензометром A температурных условиях; R_1 и R_2 — балансировочные сопротивления. Изменение балансировки мостика вследствие изменения сопротивления плеча A от нагружения аэродинамических весов передается через усилитель C на осциллограф D и фиксируется на осциллографической бумаге.

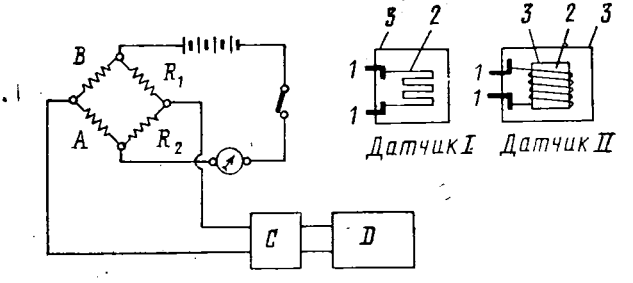


Рис. 4.28. Схема включения тензометра-датчика аэродинамических весов в измерительную цепь:

1—выводы; *2*—константановая проволока; *3*—бумажная или пленочная основа

Рассмотренный вкратце тензометрический метод может обеспечить точность измерений до 1% от измеряемой нагрузки. Напряжения, возникающие в упругих элементах аэродинамических весов, не должны быть слишком малыми, но в то же время должны быть далеки от предела пропорциональности. Схема весов должна обеспечивать возможность раздельного измерения всех проекций сил и моментов на оси координат. Учет и устранение взаимовлияния измеряемых весами компонентов является одной из трудных задач при осуществлении тензометрических весов.

Тензометрический метод особо важен для весов малых размеров, а также в тех случаях, когда доступ к исследуемому объекту затруднен. Поэтому тензометры широко используются при необходимости расположения весового элемента внутри модели.

На рис. 4.29 показана схема двухкомпонентных тензометрических весов для сверхзвуковой аэродинамической трубы. Модель *1* монтируется на державке *12*, жестко закрепленной в секторе *13*. Изменение угла атаки (поворот относительно оси z) осуществляется рукояткой *15* и шестеренкой *16*. Отсчет угла атаки может быть произведен на шкале *3* указателем *11*. Направляющие *14*, несущие на себе сектор, связаны с мощной рамой *18*, висящей на плоских пружинах *9*, закрепленных на раме *2*, вос-

принимающей подъемную силу. Пружины расположены таким образом, что позволяют раме *18* перемещаться только по направлению потока. На пружинах смонтированы тензодатчики *10*. Сектор *13*, рама *18* и пружины составляют вместе измерительный блок силы X — лобового сопротивления. Измерительный блок подъемной силы Y состоит из рамы *2*, двух пружин *4*, на которых наклеены тензодатчики *5*, двух тяг *19*, закрепленных на кронштейнах *20*. Таким образом создается параллелограмм, да-

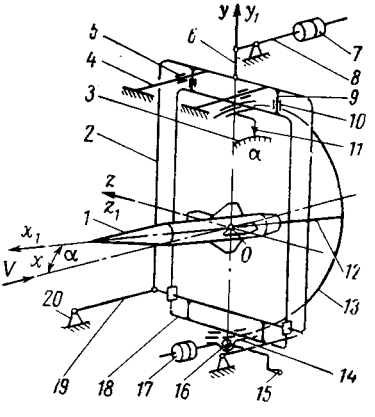


Рис. 4.29. Схема двухкомпонентных тензометрических весов:

1—испытуемая модель; *2*—рама; *3*—шкала; *4*—пружина; *5, 10*—тензодатчики; *6*—соединительная тяга; *7, 17*—контргрузы; *8*—коромысло; *9*—пружина; *11*—указатель; *12*—державка; *13*—сектор; *14*—направляющая; *15*—рукоятка; *16*—шестеренка; *18*—рама; *19*—тяга; *20*—кронштейн

ющий возможность раме *2* перемещаться только в направлении оси y. Тяга *6*, коромысло *8* и контргруз *7* позволяют производить статическую балансировку весовой системы.

В современной экспериментальной технике, помимо проволочных датчиков-тензометров, применяются датчики и других типов. Это емкостные датчики, которые преобразуют деформации, пропорциональные усилиям или перемещениям исследуемого объекта, в изменение емкости, фиксируемое электроприборами. При этом деформируется элемент, включающий одну из обкладок конденсатора, и изменяется воздушный промежуток между обкладками, что и вызывает изменение емкости. В индукционных датчиках перемещения или деформации исследуемого объекта передаются железному стержню, расположенному внутри индукционной катушки. Таким образом возникает изменение индукции, пропорциональное перемещению стержня.

Емкостные и индукционные датчики чаще всего применяются при сравнительно больших действующих силах, а также при наличии переменных, например, вибрационных нагрузок.

7. АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ

Роль аэродинамических спектров в аэродинамике

При выполнении некоторых аэродинамических исследований важно получить качественную картину обтекания, которая дол-

жна помочь понять сущность происходящего процесса — увидеть то, что происходит.

Аэродинамические спектры — это картины обтекания различных твердых тел жидкой или газообразной средой. Применяя различные методы визуализации течения, т. е. методы, делающие поток видимым, можно сфотографировать или зарисовать аэродинамические спектры обтекания. Спектры помогают понять физическую сущность процессов обтекания, создать рациональные модели исследуемых аэродинамических процессов, установить дефекты в обтекании исследуемого тела и ввести коррективы в его форму. Понимание физической сущности процесса особенно важно при исследовании новых вопросов аэродинамики и при создании теории, объясняющей данное явление и интерпретирующей его математически. Так было, например, при создании Н. Е. Жуковским вихревой теории винта, когда, базируясь на фотографиях спектров потока за винтом, полученных Фламмом, он предложил свою знаменитую вихревую теорию. Спектры, наблюдаемые при обтекании летательных аппаратов и их моделей, показывают, в каких местах возникает нарушение плавного обтекания, ведущее к ухудшению аэродинамических характеристик объекта. Поэтому на основании аэродинамических спектров конструктор может, даже не располагая количественными характеристиками, полученными на динамометрических установках, внести необходимые исправления в обводы летательного аппарата и проверить правильность внесенного исправления тем же методом. Аэродинамические спектры получили повсеместное распространение как в лабораторных условиях, так и в летной практике.

Спектры обтекания обычно наблюдают или в воде, или в воздухе. Рассмотрим вкратце методику получения спектров.

Аэродинамические спектры в потоке жидкости

Поток жидкости можно сделать видимым тремя основными способами: подкрашиванием, введением в поток мельчайших частиц другой жидкости с близким удельным весом и подмешиванием в жидкость мелких частиц нерастворимого вещества. Последний способ применяется наиболее широко. Подмешивается обычно порошок ликоподия или мелкие алюминиевые опилки. В лабораторной практике для получения аэродинамических спектров применяют установку, состоящую из продолговатого резервуара с прямоугольным поперечным сечением. В резервуар, заполненный водой, погружают модель, связанную державкой с тележкой, которая перемещается по рельсам, расположенным по верхним краям резервуара. На тележке установлен фото- или киноаппарат, снимающий поверхность воды во время движения модели по резервуару. Съемка производится с выдержкой, поэтому плавающие на поверхности воды частицы изо-

бражаются черточками, длина которых пропорциональна скорости движения фотографируемой частицы относительно модели. Поскольку опытами установлено, что характер спектра обтекания на некоторой глубине очень близок к спектру, наблюдаемому на поверхности жидкости, фотографируется только поверхность воды, в которой перемещается модель. На рис. 4. 30 и 4. 31 приведены для примера снимки спектров обтекания пластинки и цилиндра.

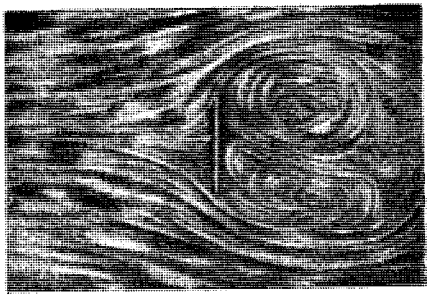


Рис. 4. 30. Спектр обтекания пластинки в воде

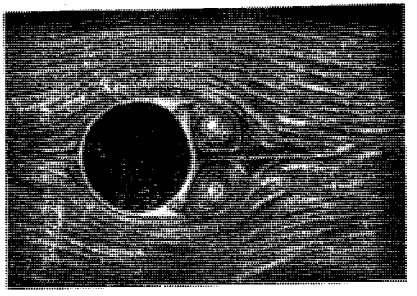


Рис. 4. 31. Спектр обтекания цилиндра в воде

Установившееся течение фотографируется с большими выдержками, а неустановившееся — с малыми, так как при относительно большой выдержке на фотографии получаются не линии тока (мгновенные картины), а траектории, расшифровка которых затруднительна.

Получение спектров в воде чаще всего связано с решением задач теоретического характера, такие спектры используются, например, при изучении обтекания простейших тел: пластинки, цилиндра, шара, течения в диффузорах и т. п. Задачи прикладного характера обычно решаются путем получения спектров в потоке воздуха.

Аэродинамические спектры в потоке воздуха

При получении спектров в потоке воздуха наибольшее распространение получили методы дымовых спектров, метод шелковинок и оптический метод полос.

Дымовые спектры получают путем визуализации течения тонкими струйками дыма, выпускаемыми из специальных дымарей, расположенных перед исследуемым телом, или из отверстий, сделанных на поверхности самого тела. Последний способ может, в частности, служить для анализа состояния пограничного слоя — перехода слоя из ламинарного в турбулентное состояние, явления отрыва и т. п. Дым получается в дымо-

генераторах — устройствах, в которых осуществляется неполное сгорание гнилушек дерева, минерального масла, махорки и других материалов. Находят применение специальные дымовые трубы. На рис. 4.32 показана дымовая аэродинамическая труба, которая состоит из корпуса *3*, дымогенератора *6*, двигателя с вентилятором, осветительного устройства и приспособлений для крепления модели в рабочей части трубы. Труба — прямоугольного сечения с закрытой рабочей частью. Воздух поступает

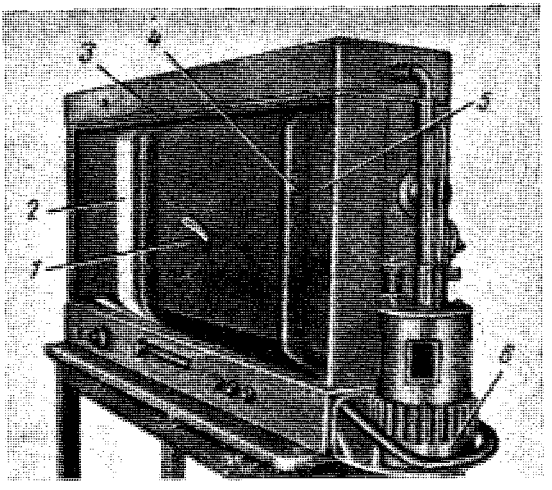


Рис. 4.32. Дымовая аэродинамическая труба:

1—рабочая часть; *2*—гребенка; *3*—корпус; *4*—перфорированная перегородка; *5*—ресивер; *6*—дымогенератор.

через густую проволочную сетку в небольшую форкамеру трубы, а затем в плоское сопло. В сопле смонтирована гребенка *2*, из трубочек которой в трубу подается дым. В рабочей части трубы *1* устанавливается исследуемая модель; воздух из рабочей части через перфорированную перегородку *4* идет в ресивер *5*, в стенке которого расположен центробежный вентилятор, удаляющий воздух из трубы. В днище дымогенератора закреплен электронагреватель, в который непрерывно подается масло из специальной масленки. В дымогенератор воздух поступает из аэродинамической трубы под избыточным давлением, равным скоростному напору в трубе, а образующийся дым подается к гребенке. Таким образом, подача дыма к гребенке регулируется автоматически в зависимости от скорости потока в трубе. Толщина эквидистантных струек, выходящих из трубочек гребенки, может регулироваться. Для увеличения четкости снимков заднюю стенку рабочей части окрашивают в черный цвет, а в

качестве осветителей используют газовые софитные лампы. На рис. 4. 33 и 4. 34 приведены фотографии спектров, полученных в дымовой трубе; на рис. 4. 34 показан выпуск дыма из маленьких отверстий на верхней поверхности модели для изучения

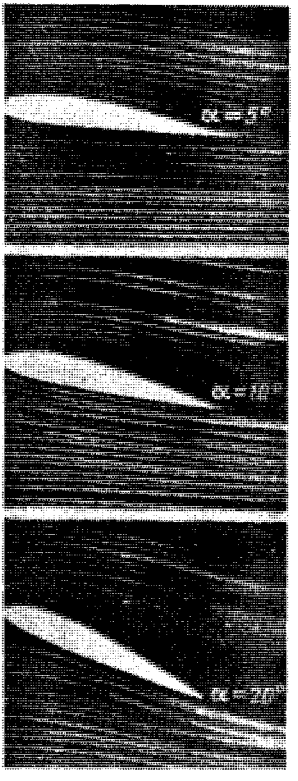


Рис. 4. 33. Дымовые спектры обтекания профиля

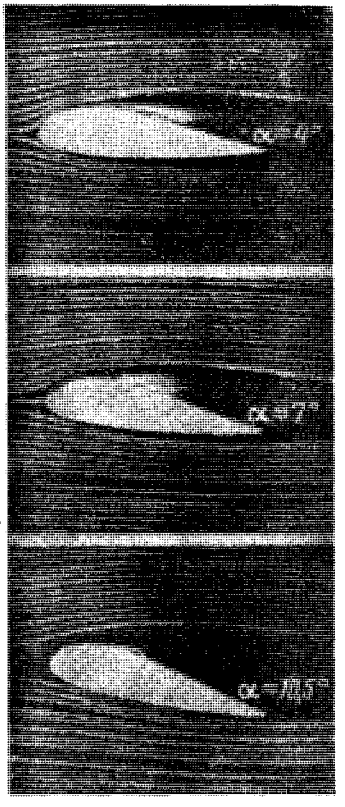


Рис. 4. 34. Дымовые спектры обтекания толстого профиля

условий отрыва пограничного слоя. На рис. 4. 35 показан спектр, образованный в открытой аэродинамической трубе, работающим несущим винтом вертолета. Отчетливо видны концевые вихри, сбегающие с лопастей винта.

Широко применяется на практике **метод шелковинок** — самый простой метод наблюдения обтекания. При исследованиях моделей применяются шелковинки длиной 5—15 мм, а при исследованиях натурных летательных аппаратов длина шелковинок доходит до 70—100 мм.

Одним концом пучки шелковинок приклеивают к поверхности модели или аппарата миниатюрными капельками эмалита; при

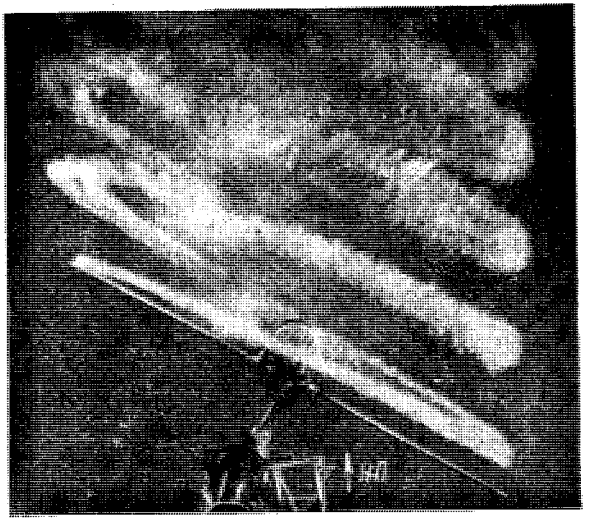


Рис. 4. 35. Спектр обтекания модели несущего винта, $\alpha = 60°$

таком креплении свободные концы пучков шелковинок могут произвольно перемещаться по поверхности тела. Фотографируя или зарисовывая картину расположения пучков шелковинок на

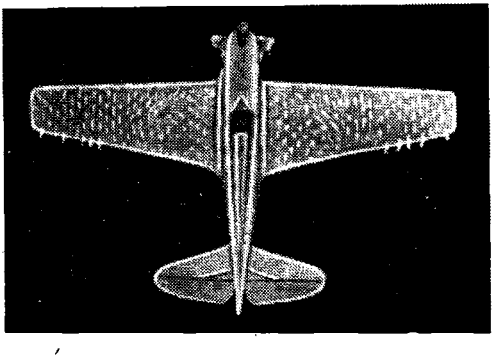


Рис. 4. 36. Спектр обтекания поверхности крыла, оклеенной шелковинками

обдуваемой потоком поверхности исследуемого объекта, можно получить спектр обтекания этой поверхности. На рис. 4. 36 показан спектр обтекания верхней поверхности крыла, расположен-

ного под углом атаки 20°. Из фотографии видно, в каких местах поверхности крыла наблюдаются нарушения плавного обтекания, переходящие в отрыв потока (например, в центральной части крыла). Обычно при плавном обтекании шелковинки ведут себя спокойно и изображаются на фотографии в виде черточек. При нарушении плавного обтекания шелковинки начинают пульсировать, а при отрыве потока возникает интенсивное вращение шелковинок, указывающее на зарождение вихрей. В полностью сорванном потоке шелковинки обычно направлены против основного потока; поведение шелковинок в данном случае указывает на наличие обратных токов в рассматриваемой области.

Шелковинки используются для изучения характера обтекания не только на самой поверхности объекта, но и для исследования течения в зонах, расположенных на некотором расстоянии от него. Для этого шелковинки крепят к тонким проволочкам или штангам, расположенным в исследуемых зонах течения.

Широко применяются также методы визуального исследования перехода пограничного слоя из ламинарного в турбулентное состояние на моделях, а также на крыльях самолета или лопастях несущего винта или пропеллера. При этом исследуемую поверхность модели или самолета покрывают каолином, жидкой пленкой и т. п. Фотографирование этих поверхностей, обтекаемых потоком воздуха, позволяет определить линии перехода пограничного слоя из ламинарного в турбулентный.

Аэродинамические спектры при околозвуковых и сверхзвуковых скоростях потока

При исследовании потоков, движущихся с околозвуковыми и сверхзвуковыми скоростями, наибольший интерес представляют оптические методы. При сравнительно малых скоростях течения эти методы применяются сравнительно редко и дают в основном лишь качественную характеристику явления. В потоках, текущих с большой скоростью, в которых имеют место возмущения, вызываемые эффектом сжимаемости среды, оптические методы являются одними из основных, дающих не только качественную, но и количественную характеристику явления.

Сущность оптических методов, применяемых при изучении обтекания тел потоками больших скоростей, заключается в фиксации изменений плотности среды, которые и служат мерой действия сжимаемости.

Среди оптических методов наиболее широко используется метод полос, предложенный Теплером. Схема прибора показана на рис. 4. 37. Прибор состоит из источника света A, двояковыпуклой линзы L_1 и пластинки B, имеющей малое отверстие, расположенное в фокусе линзы L_1. Пучок света из источника A, пройдя через линзу L_1 и отверстие пластинки B, попадает на

линзу L_2, после которой в виде параллельного пучка проходит через исследуемый поток C с помещенной в нем моделью. Исследуемый поток протекает по аэродинамической трубе, стенки которой строго параллельны и выполнены из хорошего оптического стекла. Пройдя через стенки трубы, параллельный пучок света попадает на линзу L_3, которая вновь его собирает и направляет в фотокамеру с пластинкой K. На небольшом расстоянии за фокусом линзы L_3 расположено ребро экрана (ножа) D, положение которого по высоте может регулироваться. Если плотность газа, текущего по трубе, постоянна во всех точках, то пучок проектируется на пластинку K равномерно и регулирование экрана D изменяет степень освещенности поля зрения. При возникновении в каких-либо точках потока изменения плотности плоскопараллельный пучок света, проходящий между линзами L_2 и L_3, отклоняется из-за изменения коэффициента преломления среды и проходит выше или ниже экрана D, в результате чего на фотопластинке появляются полосы, так как задержанные экраном D лучи света или не попадут на пластинку K, или, пройдя мимо экрана, дополнительно осветят часть пластинки. Экран D может быть установлен по отношению к световому потоку так, что зоны повышенного давления будут изображаться на пластинке темными полосами, а зоны разрежения — светлыми; возможно и такое регулирование прибора, при котором может получиться обратное соотношение полос.

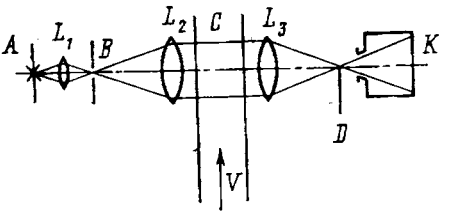


Рис. 4.37. Схема прибора, используемого в методе полос

Метод Теплера используется во всех лабораториях, оборудованных установками с околозвуковой и сверхзвуковой скоростями течения газа. По наклону линий возмущения, легко определяемому по фотографиям, можно найти величину местных чисел M. На приведенных в гл. II фотографиях обтекания крыла и пули (см. рис. 2.18 и 2.20) можно определить зону сверхзвуковых скоростей, места появления скачков уплотнения, места отрыва пограничного слоя и другие характеристики.

В практике наших лабораторий применяется прибор, предложенный Д. Д. Максутовым (ИАБ 451). Схема прибора показана на рис. 4.38. В этом приборе линзы заменены системой, состоящей из вогнутых сферических зеркал и рассеивающих менисковых линз. Эта система создает длиннофокусный зеркально-менисковый объектив, повторяющийся как на коллиматорной — просвечивающей части прибора, так и на наблюдательной — фиксирующей части. Прибор Максутова обеспечи-

вает исключительную четкость изображения, так как в нем устранены как сферическая, так и хроматическая аберрации света.

Другим методом оптических исследований сверхзвуковых потоков является интерференционный метод, предложенный Махом и Цендером. Метод обеспечивает еще большие возможности проведения количественных измерений в потоках, им можно определить местное давление, скорость и плотность по-

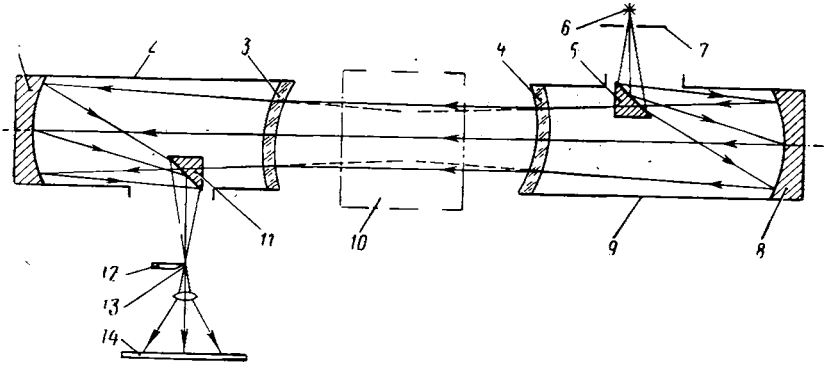


Рис. 4. 38. Оптическая схема прибора Д. Д. Максутова:

1, 8—сферические зеркала; *2*—наблюдательная труба; *3, 4*—мениски; *5, 11*—диагональные зеркала; *6*—источник света; *7*—диафрагма; *9*—коллиматор; *10*—рабочая часть; *12*—нож; *13*—фокус; *14*—экран

тока во всем поле, освещенном лучами проходящего через поток света. На рис. 4. 39 показана принципиальная схема интерферометра. Пучок света выходит из источника A, проходит через малое отверстие в пластинке D, монохроматический фильтр E, линзу L_1, диафрагму B, линзу L_2, а затем попадает на поставленную под углом 45° полупрозрачную пластинку P_1, где частично проходит через пластинку, а частично отражается от нее. В результате пучок света разделяется на два: *1* и *2*. Две непрозрачные зеркальные пластинки S_1 и S_2 поворачивают пучки света на 90°, после чего пучок *2*, отразившись от полупрозрачной пластинки P_2, а пучок *1*, пройдя через нее, попадают на линзу L_3, а затем на экран K. При этом, как видно из схемы, плоскопараллельный пучок света *1* не проходит сквозь текущий по трубе поток газа, а поток *2* — проходит. Выполненный из стекла плоскопараллельный элемент C является компенсатором стеклянных стенок трубы T. Как видно, пути световых пучков *1* и *2* от пластинки P_1 до экрана K равны между собой.

При подходе к линзе L_3 световые пучки *1* и *2* пересекаются и в точке их пересечения возникает интерференция света. Если все пластинки P_1, P_2, S_1 и S_2 параллельны, то пучки света будут пересекаться в бесконечности и никакого явления интерференции наблюдаться не будет. Для появления интерференци-

онных полос нужно повернуть пластинки P_1 и P_2 на очень малые углы φ_1 и φ_2, изменяя которые, можно получать на экране K полосы различной ширины, отстоящие друг от друга. Если в трубе T плотность среды одинакова во всех точках, то полосы на экране будут параллельны друг другу, а ширина их постоянна, причем направление полос будет параллельно оси вращения пластинок P_1 и P_2. Как только в потоке появятся местные изменения плотности газа, интерференционные полосы на

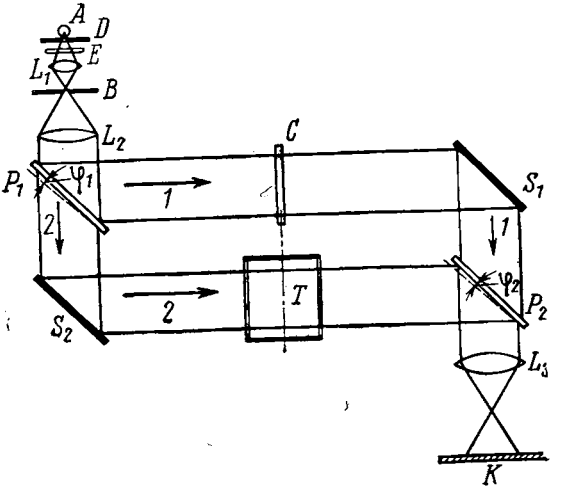


Рис. 4.39. Схема интерферометра

экране K начнут деформироваться — выпучиваться или искривляться, как показано на рис. 4.40, соответствующем условию $M<1$ (внизу для сравнения показана спектрограмма, полученная прибором Теплера), и на рис. 4.41, соответствующем условию $M>1$.

Количественно изменение плотности $\Delta\varrho$ среды в заданной точке можно найти по величине деформации δ интерференционной полосы, измеряемой непосредственно на фотографии, полученной прибором:

$$\Delta\varrho = \varrho_1 - \varrho_0 = \frac{\varrho_0 \lambda_0 \delta}{h(n-1)}.$$

Здесь λ_0 — длина волны монохроматического света в пустоте;

h — длина пути света в среде с измененной плотностью ϱ_1;

n — показатель преломления.

Величина $(n-1)/\varrho_0$ является постоянной для каждого газа; например, для воздуха она составляет 0,00226 м^4/кгс с^2. Зная изменение плотности, можно найти изменение температуры и давления в разных точках потока.

Интерферометр (точнее, интерференционный рефрактометр) — прибор очень чувствительный, сильно реагирующий на различного рода вибрации. Поэтому все посторонние возмущения должны быть тщательно компенсированы. Устанавливать прибор нужно на специальном фундаменте, не связанном со зданием лаборатории.

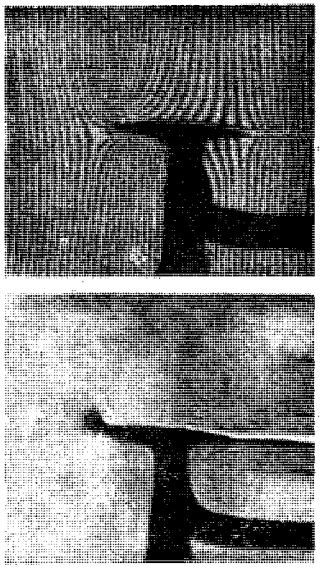


Рис. 4.40. Спектры обтекания профиля, полученные интерферометром (сверху) и методом полос (снизу) $M=0{,}6$; $\alpha=3°$



Рис. 4.41. Интерферограмма, полученная при обтекании клина с углом 40° при $M=1{,}4$

Визуализация течений в сверхзвуковых потоках

Метод полос и интерференционный метод вполне подходят для изучения потоков в сравнительно простых случаях. Для тел сложной формы визуализация течений вблизи поверхности модели достигается путем нанесения на поверхность модели сеток линий или точек специальными жидкими красками. Частицы краски создают на поверхности модели следы, соответствующие линиям тока на поверхности тел. Таким путем можно устанавливать местное направление потока, отрывы, а также положение критических точек.

Существуют методы визуализации обтекания при помощи высоковольтных разрядов. Дело в том, что в сверхзвуковом потоке может существовать устойчивая форма «тлеющего» разряда. Сильное электрическое поле возбуждает молекулы азота, что и вызывает свечение. Это свечение может быть сфотографировано. Тлеющий разряд возникает в зонах наибольшего разрежения. Такие зоны имеют место вдоль траекторий вихревых жгутов, образующихся над верхней поверхностью крыла и фю-

зеляжа при больших углах атаки. Светящийся разряд реализуется вдоль этих вихревых жгутов и позволяет определить их положение в пространстве. При применении указанного метода напряжение подается от высоковольтного выпрямителя на носки фюзеляжа или крыла, изолированные от остальных частей модели. Второй электрод обычно помещают над исследуемой моделью в ее хвостовой части.

Для измерения тепловых потоков на исследуемом объекте успешно применяется метод термоиндикаторных красок. Измерение тепловых потоков термодатчиками очень громоздко и не обеспечивает определения зон резких изменений тепловых потоков, что часто представляет большой интерес. Кроме того, термодатчики не везде можно расположить. Термоиндикаторные краски позволяют создать полную качественную картину нагрева объекта, а также получить и количественные результаты — установить местные значения коэффициента теплопередачи. Последнее возможно, в частности, при осуществлении предварительной калибровки. Целью калибровки является сравнение теоретических и экспериментальных данных по определению времени появления изотермы (границы изменения цвета краски), что возможно только для тел простой формы.

Термоиндикаторная краска при наступлении определенной «критической» температуры способна достаточно резко изменять цвет. Существуют краски обратимые, т. е. восстанавливающие свой первоначальный цвет при последующем охлаждении, необратимые и квазиобратимые, т. е. такие, цвет которых восстанавливается постепенно, с течением времени под влиянием влаги воздуха. Эти свойства краски связаны с химической и физической структурой ее молекул.

Производя цветовую киносъемку поверхности исследуемой модели, можно по изменению цвета краски определить температуру и размеры нагретых зон с разной температурой, а по скорости перемещения изотерм на поверхности — оценить величины местных коэффициентов теплоотдачи.

Глава V

ИЗМЕРЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ, СКОРОСТИ И ТЕМПЕРАТУРЫ ДВИЖУЩЕГОСЯ ГАЗА

Измерение давления, скорости и температуры в любой точке движущегося газа является одним из важнейших видов измерений, выполняемых при аэродинамических исследованиях.

Для измерения указанных параметров необходимо в интересующей нас точке потока установить соответствующий прибор. Естественно, прибор этот возмущает среду в непосредственной близости от точки измерения, а в зоне самой точки полностью вытесняет среду. Таким образом, уже простое присутствие в потоке измерительного прибора связано с искажением потока. В покоящейся среде ошибку, обусловливаемую наличием прибора, можно свести к незначительной величине и считать измеренное давление истинным давлением в точке. В движущейся же среде важное значение имеет форма прибора, так как в этом случае среда возмущена прибором и измеренное давление представляет собой алгебраическую сумму давления в невозмущенном прибором потоке и дополнительного давления, обусловленного формой прибора. Из условий обтекания следует, что скорость возмущенного потока в различных точках прибора может быть больше или меньше скорости невозмущенного потока, что, в свою очередь, вызывает уменьшение или увеличение измеряемой величины давления.

1. СТАТИЧЕСКОЕ ДАВЛЕНИЕ

Под статическим давлением понимают давление, которое было бы измерено в данной точке невозмущенного прибором течения, если бы прибор перемещался в направлении движения со скоростью потока. Статическое давление в покоящейся среде является барометрическим или атмосферным давлением и измеряется барометром. Оно измеряется обычно как абсолютное давление, т. е. отсчитывается от абсолютного нуля. Для измерения статического давления в некоторой точке движущейся среды следует пользоваться таким измерительным прибором, кото-

рый в наименьшей степени искажает поток в окрестности исследуемой точки.

Наибольшее распространение для измерения статического давления получил прибор, называемый *статическим крючком, или статическим зондом.* Прибор представляет собой пустотелую цилиндрическую трубку диаметром d, снабженную закрытым носовым обтекателем (рис. 5. 1). На боковой поверхности трубки имеются отверстия малого диаметра, оси которых перпендикулярны к оси трубки. Статическое давление воспринимается этими отверстиями и передается к манометру трубкой-державкой, примыкающей под прямым углом к трубке-измерителю. Если форма носового обтекателя не искажает обтекания цилиндрической части прибора, то статическое давление измеряется с вполне достаточной для практических целей точностью. Для повышения точности измерений необходимо увеличить в приборе расстояние l_1 от приемных отверстий до носового обтекателя и расстояние l_2 до трубки-державки. Такое увеличение расстояний ослабляет вредное влияние носового обтекателя, уменьшающее давление, и вредное влияние трубки-державки, которая, наоборот, тормозит поток и увеличивает давление. На основании опытных данных (при малых скоростях течения) установлено следующее положение отверстий: $l_1 > 3d$ и $l_2 \geqslant 8d$ (см. рис. 5. 1), при котором эти вредные влияния взаимно компенсируются.

Положительным качеством статического зонда является сравнительно малая зависимость его показаний от направления потока. Отклонение потока от оси прибора на $\pm 8°$ при дозвуковых скоростях практически не влияет на показания прибора.

Очень часто необходимо измерять статическое давление вблизи стенки обтекаемого твердого тела. В этом случае нет необходимости вводить в поток приборы, так как давление может восприниматься небольшим отверстием в стенке тела. Ось отверстия должна быть нормальна к поверхности тела в исследуемой точке, так как опытами установлено, что отклонение оси отверстия на $\pm 5°$ приводит к заметной ошибке при измерении статического давления из-за влияния скоростного напора. Отверстие в стенке должно быть просверлено очень аккуратно. без заусенцев, которые вызывают нарушение местного обтекания; высота отверстия h должна не менее чем в 3 раза превышать диаметр отверстия ($h/d \geqslant 3$, рис. 5. 2). Уменьшение диаметра приемного отверстия полезно, так как при этом уменьшается влияние местного изменения давления, вызываемого небольшим трением в слое жидкости, непосредственно примыкающем к стенке. Однако диаметр отверстия не должен быть меньше 0,2 мм, в противном случае измерительная система будует иметь сильное запаздывание из-за дросселирующего эффекта отверстия.

Если необходимо измерить статическое давление в сечении трубопровода, то в его стенке часто делают целую серию отвер-

стий, расположенных в одной плоскости, перпендикулярной к оси трубопровода. С внешней стороны исследуемое сечение трубопровода окружают герметичным коллектором, в котором происходит осреднение давления, воспринимаемого в разных

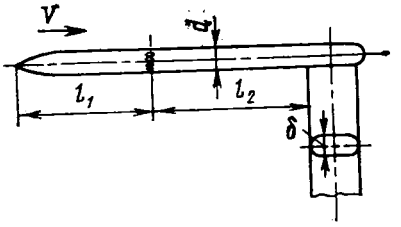


Рис. 5.1. Статический крючок

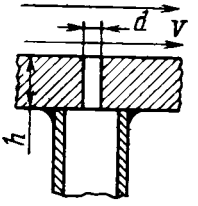


Рис. 5.2. Приемное отверстие для измерения статического давления на поверхности тела

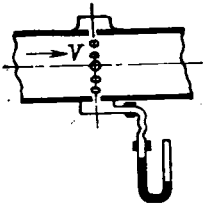


Рис. 5.3. Измерение статического давления в сечении трубопровода

точках сечения. Давление в коллекторе передается по трубке к манометру (рис. 5.3).

Статическое давление обычно измеряют как избыточное давление, т. е. в виде разности давления в данной точке и атмосферного давления.

2. МАНОМЕТР И МИКРОМАНОМЕТР

Манометром называется прибор, измеряющий разность давления в любых двух заданных зонах. Одна из зон обычно является исследуемой, в другой же давление известно заранее или легко может быть определено, обычно это атмосферное давление. В последнем случае манометр показывает просто избыточное давление, характеризующее избыток или недостаток давления по сравнению с атмосферным.

При измерениях следует помнить, что физическая атмосфера, которой соответствует нормальное барометрическое давление, отличается от метрической атмосферы. За нормальное барометрическое давление принимается давление 760 мм рт. ст. = $= 1{,}033$ кгс/см$^2 = 1{,}013 \cdot 10^5$ Па $= 10333$ кгс/м^2. Удельные веса, коэффициенты расширения, механический эквивалент тепла и другие физические константы принято определять при этом нормальном давлении, вследствие чего в технике невозможно обходиться без его использования.

На практике давление может измеряться по высоте столба различных жидкостей: воды, спирта, бензола и т. п., однако измеренная величина обычно приводится к высоте водяного или ртутного столба.

Манометры разделяются на пружинные и жидкостные. Пружинные манометры бывают трубчато-пружинные и пластинчато-пружинные или мембранные.

В трубчато-пружинных манометрах (трубках Бурдона) измерительным элементом является согнутая примерно по дуге круга и соединенная с пружиной небольшая трубочка, в полость которой подается измеряемое давление (рис. 5. 4). Так как один из концов трубочки закрыт, то возрастающее внутреннее давление заставляет ее распрямляться, чему противодействует упругость пружины. Закрытый конец трубочки свободен и его перемещение регистрируется стрелочным указателем, отмечающим величину измеряемого давления на круглой шкале. Трубчато-пружинные манометры применяются в основном для измерения больших разностей давления. Но если трубочку манометра изготовить из медного сплава с тонкими стенками и большим радиусом кривизны, то им можно измерять и сравнительно малые давления.

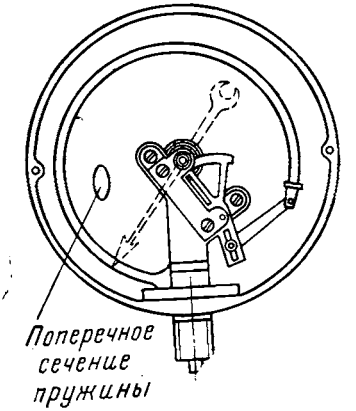


Рис. 5. 4. Трубчато-пружинный манометр

Пластинчато-пружинные или мембранные манометры широко применяются в аэродинамическом эксперименте. В них измерительным элементом служит тонкая металлическая пластинка — мембрана круглой формы. Для того чтобы мембрана легче деформировалась, ее делают волнистой (гофрированной). Измеряемое давление передается в герметичную камеру, крышкой которой является мембрана. Если на внешнюю сторону мембраны действует атмосферное или какое-либо другое давление, отличающееся от измеряемого, то под воздействием разности давлений мембрана будет деформироваться.

Деформации передаются стрелочному (оптическому или электрическому) указателю и отсчитываются на шкале прибора.

Трубчатые и пластинчатые пружины при нагреве изменяют свои характеристики. Поэтому, если приборы эксплуатируются в условиях переменных температур, необходима специальная градуировка.

Если деформации мембранной системы нужно увеличить, то гофрированные мембраны объединяют в блоки мембран. При выборе мембранного манометра следует учитывать собственную частоту колебаний мембраны, которая должна быть существенно (не менее чем в 3 раза) больше частоты пульсаций измеряемого давления.

В современном приборостроении для измерения давления часто используются так называемые сильфоны. Сильфон — это цилиндрическая, равномерно гофрированная трубка с тонкими стенками, которая допускает большие перемещения подвижного донышка под воздействием разности внутреннего и внешнего давлений. Повышенное давление подается внутрь сильфона, пониженное — воздействует на его внешние стенки. Подвижное донышко сильфона, связанное с указателем произвольной схемы, фиксирует измеряемую разность давления (рис. 5. 5).

Измерение быстро изменяющихся по времени величин давления производится мембранными манометрическими коробоч-

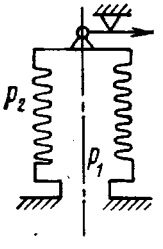


Рис. 5. 5. Схема сильфона

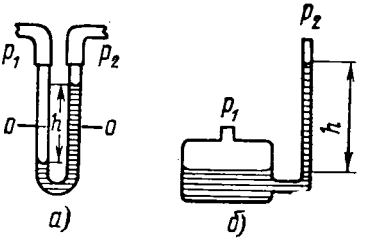


Рис. 5. 6. Жидкостный манометр: *а*—простейшего типа; *б*—с коленами разного диаметра

ками малых объемов. Уменьшение объемов необходимо для снижения запаздывания действия системы. Возникающее под воздействием разности давлений перемещение мембраны измеряется электрическими (емкостными или индукционными) методами и записывается осциллографом.

Эталонным, широко применяемым в аэродинамической практике, является жидкостный манометр. Простейшая схема такого манометра представляет собой U-образную трубку, заполненную жидкостью до некоторого уровня 0—0. К обоим коленам трубки подводят давления p_1 и p_2, разность которых нужно измерить. Вес столба h жидкости с удельным весом $\gamma_ж$, заполняющей манометр, уравновесит разность давлений:

$$h\gamma_ж = \Delta p = p_1 - p_2. \qquad (5.1)$$

На рис. 5. 6 приведены схемы жидкостных манометров. При использовании манометра схемы *а)* для определения искомой разности давлений необходимо сделать два отсчета, при использовании манометра схемы *б)* достаточен один отсчет.

Малые разности давления измеряются микроманометрами, которые в основном бывают жидкостными или мембранными; в последнем случае мембрану делают очень тонкой.

Жидкостный микроманометр представляет собой двухколенный прибор (рис. 5.7). Чаще всего конструкция прибора позволяет изменять угол наклона φ трубки микроманометра. Большее давление подводится к широкому сосуду прибора, а меньшее — к узкой стеклянной трубке, на которой нанесена миллиметровая градуировка.

Обозначим поперечное сечение широкого сосуда через F, а поперечное сечение трубки через f. После того как к коленам микроманометра будет подведено давление, столбик жидкости в трубке поднимется на величину a от начального положения и из сосуда переместится в трубку объем жидкости $h_0F = af$, где h_0 — высота, на которую опустится уровень жидкости в сосуде.

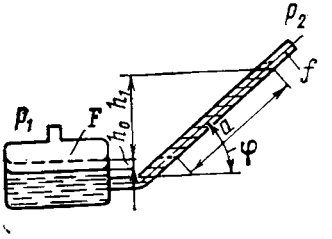


Рис. 5.7. Микроманометр, наклон трубки которого можно изменять

Разность высот уровня жидкости в обоих коленах микроманометра составляется из высоты h_1 подъема уровня в трубке и высоты h_0 опускания уровня в сосуде, т. е.

$$h = h_1 + h_0. \tag{5.2}$$

Но так как

$$h_1 = a \sin \varphi \text{ и } h_0 = a\frac{f}{F},$$

то, подставив эти выражения в (5.2), получим

$$h = a\left(\sin \varphi + \frac{f}{F}\right). \tag{5.3}$$

Таким образом, измеряемая разность давления

$$\Delta p = h\gamma_{ж} = a\left(\sin \varphi + \frac{f}{F}\right)\gamma_{ж}. \tag{5.4}$$

«Масштаб» измерения можно выразить в виде отношения отсчитываемой на шкале прибора величины a к действительной высоте h столба жидкости, уравновешивающего измеряемую разность давления:

$$\frac{a}{h} = \frac{1}{\sin \varphi + \frac{f}{F}}.$$

Чувствительность прибора будет тем выше, чем меньше отношение f/F и чем меньше угол φ. У современных микроманометров отношение f/F меньше 0,01, диаметр узкой стеклянной

трубки не меньше 1,5—2 мм. Наклон трубки можно довести до величины, близкой к $\varphi=0°$, но обычно уже при угле наклона, соответствующем значению $\sin\varphi=0{,}1$, отсчет становится затруднительным из-за размытости мениска жидкости.

В манометрах и микроманометрах применяются различные жидкости: вода, спирт, керосин, эфир, толуол, ртуть и такие сложные органические соединения, как: боровольфрамовокислокадмиевая смесь со спиртом, тетрабромэтан, ацетилентетрабромид, жидкость Туле и др. Наилучшие результаты при использовании в манометрах и микроманометрах дают жидкости с устойчивой химической структурой, не подвергающиеся влиянию воздуха и водяных паров и обладающие следующими качествами: малой вязкостью, обеспечивающей большую быстроту отсчетов; небольшой капиллярной постоянной, уменьшающей влияние смачивания; небольшим коэффициентом теплового расширения; малой степенью и равномерностью испарения; отсутствием склонности к загрязнению.

Чаще всего в практических условиях применяют спирт, толуол и ртуть. При использовании спирта необходимо тщательно следить за его удельным весом, который изменяется от соединения спирта с влагой. Перечисленные выше органические соединения обладают сравнительно большим удельным весом (2,5—3,28 гс/см^3) и поэтому могут использоваться при опытах, когда измеряются сравнительно большие давления.

Для уменьшения эффекта капиллярности рекомендуется применять калиброванные трубки, у которых постоянство поперечного сечения выдержано с большой степенью точности. Если трубка будет иметь переменный по высоте диаметр, то капиллярный подъем или опускание жидкости также будут переменными, что вызовет ошибки в отсчетах на манометре. Чрезвычайно важно также, чтобы внутренняя поверхность трубки была чистой, так как загрязненность стенок влияет на величину капиллярной постоянной.

Температурная поправка может быть введена по общеизвестной формуле

$$h_{ист}=h_{ман}\frac{1}{1+\alpha\Delta t},$$

где α — величина коэффициента расширения, равная, например, для спирта $\alpha_{сп}=0{,}0011$.

Градуировка манометров разделяется на первичную и вторичную. Первичная градуировка есть установление абсолютной цены деления шкалы прибора. Этот способ применяется главным образом для эталонных лабораторных приборов, по которым градуируют эксплуатационные приборы. Наиболее распространенный способ первичной градуировки—способ подлива, который состоит из вливания в резервуар манометра небольших порций жидкости известного объема и веса. В этом случае

нетрудно найти высоты, на которые поднимается столбик жидкости в трубке и которые будут соответствовать определенным разностям давления. В результате такой градуировки может быть построен график коэффициента $k' = h_{ист}/h_{ман}$ в функции высоты $h_{ман}$.

Вторичная градуировка применяется в обычных условиях эксплуатации. Она заключается в сравнении двух манометров, один из которых является эталонным, а другой — градуируемым. Оба манометра при помощи тройников подключаются к резервуарам, в которых создаются необходимые давления, причем баки и трубки манометров присоединяются к резервуарам параллельно. Температура в резервуарах поддерживается постоянной и тщательно контролируется. Изменяя постепенно давление в баках манометров, измеряют высоту подъема жидкости в трубках и устанавливают поправочный коэффициент $k' = h_{ист}/h_{ман}$ для градуируемого манометра при любых наклонах трубки.

Пружинные манометры градуируют путем сравнения их показаний с показаниями жидкостных манометров.

В современной экспериментальной технике очень широко используются манометры, автоматически записывающие измеряемые разности давления. Запись осуществляется при помощи специальных механизмов, фотозаписывающих устройств или осциллографической регистрации показаний датчиков давления, основанных на измерениях изменений емкости или индукции, пропорциональных деформациям мембраны манометра. Такая автоматическая запись совершенно необходима при регистрации переменных, быстро изменяющихся величин давления.

Часто бывает необходимо одновременно измерять давление не в одной, а во многих точках исследуемой поверхности. В этих случаях применяют батарейные манометры, представляющие собой серию стеклянных трубок, присоединенных к одному общему баку (рис. 5.8). Каждую из трубок батарейного манометра соединяют с соответствующим приемным отверстием на исследуемой поверхности. К баку манометра подводят то давление, с которым будут сравнивать давления в точках. Таким давлением может быть атмосферное давление при исследованиях в полете или давление в рабочей части аэродинамической трубы при лабораторных испытаниях. Фотографируя высоту подъема или опускания жидкости в трубках манометра или фиксируя их каким-либо другим способом, можно получить картину распределения давления по исследуемой поверхности.

Высокое быстродействие, которым характеризуется современный эксперимент, требует создания приборов, регистрирующих давление с предельно малым запаздыванием. Этому условию отвечают механические многоточечные манометры. Наибольшее распространение среди них приобрел групповой регистрирующий манометр (ГРМ). В этом приборе силы

от давления на донышко сильфона уравновешиваются пружинами, один конец которых соединен с рычагом, а другой — со специальным натяжным устройством, смонтированным на неподвижном основании. ГРМ, применяемый в наших аэродинамических лабораториях, имеет 20 рычагов-манометров (рис. 5.9). Статическое давление или давление в произвольной точке исследуемой поверхности через трубку *1* передается в сильфон *2*.

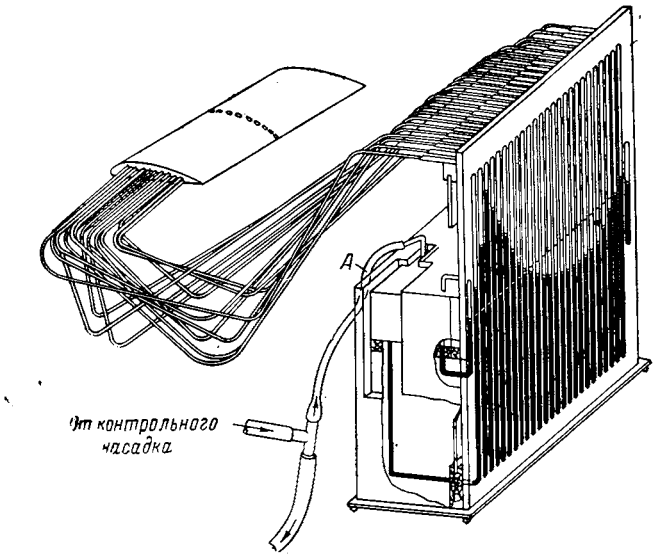


Рис. 5.8. Батарейный манометр и схема присоединения его к модели и к приемнику статического давления

Рычаг *3*, к которому подключен сильфон, работает как весовой элемент. При падении давления в сильфоне рычаг замыкает верхний контакт *4*, а при повышении давления — нижний контакт *5*. При этом замыкается цепь, включающая электромагниты *19* или *20* соответственно, которые вводят в действие фрикционное колесо *18*. Колесо соединяется с одним из постоянно вращающихся фрикционных колес *22* или *23*. При этом начинает вращаться вал *14*, который через редуктор *13* вращает ходовые винты *17* и *8*. Винт *17* перемещает указатель *16* относительно шкалы *15*, который и фиксирует величину давления в сильфоне. С винтом *8* связан барабан *12*, на котором выгравирована шкала с цифрами. Ходовой винт *8* перемещает гайку *7*, натягивающую пружину *6* и, следовательно, уравновешивающую рычаг *3*. При достижении рычагом положения равновесия цифропечатающий механизм *11* фиксирует отсчет давления на ленте *9*. Электродвигатель *21* приводит во вращение все фрикционные колеса прибора (*22* и *23*), а электродвига-

тель *10* — все цифропечатающие устройства, работающие от нажима кнопки экспериментатором.

В современных исследованиях распределения давления, в особенности при больших скоростях обтекания, большую роль начинает играть запаздывание действия системы приемник давления — манометр. Минимальное запаздывание необходимо как для обеспечения достоверности измерений, так и для сокращения времени, потребного на проведение опыта. Так, например,

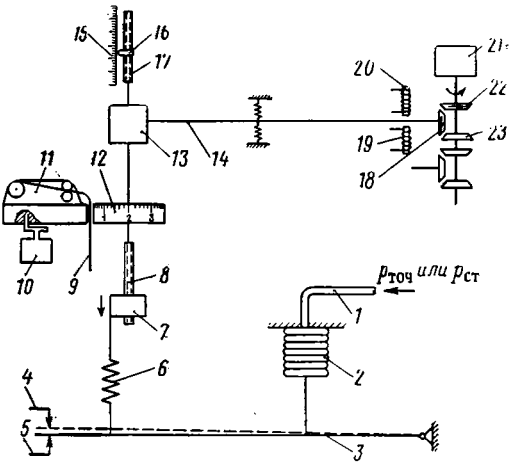


Рис. 5.9. Схема прибора ГРМ:

1—трубка; *2*—сильфон; *3*—рычаг; *4*—верхний контакт; *5*—нижний контакт; *6*—пружина; *7*—гайка; *8, 17*—ходовые винты; *9*—бумажная лента; *10, 21*—электродвигатели; *11*—цифропечатающий механизм; *12*—барабан; *13*—редуктор; *14*—вал; *15*—шкала; *16*—указатель; *18, 22, 23*—фрикционные колеса; *19*—нижний электромагнит; *20*—верхний электромагнит

работа аэродинамических труб кратковременного действия в значительной степени зависит от величины запаздывания системы приемник давления — манометр. Распределение давления необходимо измерять по истечении отрезка времени, ни в коем случае не меньшего, чем время запаздывания системы. Запаздывание непосредственно связано с увеличением сопротивления воздушной трассы и увеличением воздушного объема трассы. При опытах, проводимых в сверхзвуковых аэродинамических трубах, диаметр приемных отверстий на поверхностях моделей обычно равен 0,2—0,5 мм. Вмонтированные в модель дренажные трубки для передачи давления должны иметь диаметр примерно в 2,5 раза больше диаметра приемного отверстия. Длина трубок должна быть возможно меньшей. Соединительная трубка между моделью и манометром также должна иметь возможно меньшую длину и диаметр в 1,3—1,5 раза больше диаметра дренажных трубок. При экспериментах в аэродинамических трубах со свободно молекулярным течением время запаздывания может очень сильно возрасти, вследствие чего необходим предварительный тщательный анализ всей схемы.

Запаздывание действия жидкостных манометров несоизмеримо больше запаздывания пружинных манометров. Это явле-

ние вызвано бо́льшими объемами воздушных камер, изменением воздушных объемов в манометре при перетекании жидкости из одной трубки в другую, а также вязкостью и капиллярными свойствами жидкости. Поэтому не рекомендуется использовать жидкостные манометры в тех случаях, когда давление сильно изменяется по времени или когда следует ожидать скачкообразного изменения давления у приемного отверстия.

Для обеспечения минимальной степени запаздывания переменное давление лучше всего измерять при помощи электрических датчиков давления. В настоящее время в практику измерений прочно вошли миниатюрные датчики давления с погрешностью в определении амплитуды переменного давления не более 2%. Эти приборы очень удобно монтировать на поверхности испытуемого летательного аппарата или его модели в непосредственной близости от приемного отверстия. Поскольку определяемое при опыте давление может иметь высокочастотные колебания, необходимо избегать динамических резонансных искажений. Для этого измерительную систему подбирают таким образом, чтобы первая резонансная частота системы приемное отверстие — датчик была значительно более высокой, чем наивысшая из частот спектра определяемого давления. Этому условию прежде всего удовлетворяет применение плоской мембраны.

Электрические датчики давления имеют мембрану, перемещения которой вызывают изменения индуктивного, емкостного или омического сопротивления, которое фиксируется мостовыми схемами измерения. Рассмотрим вкратце принцип действия индуктивных и емкостных датчиков.

Индуктивный датчик (рис. 5. 10) состоит из катушки с сердечником *3*, корпуса-магнитопровода *2* и мембраны — ферромагнитного элемента *1*. Деформация мембраны, возникающая под воздействием давления в исследуемой точке, изменяет воздушный зазор между мембраной и сердечником катушки, включенной в цепь переменного электротока. Индуктивное сопротивление катушки, зависящее от величины воздушного зазора, измеряется мостовой схемой, в которой разбаланс мостика пропорционален давлению в исследуемой точке. На рис. 5. 10 показан датчик с величиной воздушного зазора 0,2 мм; толщина мембраны для малых разностей давления 0,025 мм, а для больших разностей давления (до 10^6 Па) — 0,25 мм. В качестве регистрирующего устройства применяется шлейфовый осциллограф, так как пропускаемые датчиком частоты не превышают нескольких тысяч герц.

На рис. 5. 11 показан емкостный датчик давления, в котором мембрана является одной из обкладок конденсатора, другой обкладкой служит неподвижная пластина. Конденсатор включается в электроцепь как одно из плеч мостика Уитстона, разбаланс которого пропорционален изменению давления. Очень тон-

кие (до 0,025 мм) бронзовые гофрированные мембраны могут обеспечить измерения давления до долей миллиметра ртутного столба; мембраны большой толщины позволяют измерять давление более 10^8 Па.

Емкостные датчики мало чувствительны к ускорениям, нормальным к плоскости мембраны, что позволяет успешно использовать их при исследовании давления на колеблющемся крыле или лопасти несущего винта вертолета. Если длина подводящей давление трубки очень мала, можно исследовать высокочастотные пульсации и характеристики турбулентности.

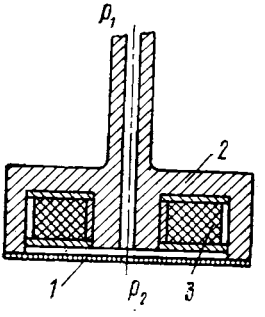


Рис. 5.10. Индуктивный датчик давления:

1—мембрана; *2*—корпус-магнитопровод; *3*—катушка

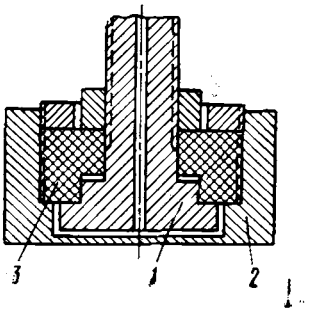


Рис. 5.11. Емкостный датчик давления:

1—мембрана; *2*—электрод; *3*—изолятор

Электрические датчики с мембраной получили очень широкое распространение. Однако при исследовании процессов с большой степенью нестационарности приходится прибегать и к датчикам без мембраны. Среди них следует отметить пьезоэлектрические и магнитоупругие датчики. Работа пьезоэлектрических датчиков, применяемых для измерения сильных ударных и взрывных волн, основана на использовании эффекта появления на поверхности некоторых кристаллов электрических зарядов под воздействием нормальных напряжений. Эти кристаллы — сегнетоэлектрики с естественной поляризацией. В пьезоэлектрических датчиках широко применяются поляризованные керамики с искусственной поляризацией: станиат или титанат бария и т. п.

Магнитоупругие датчики основаны на использовании эффекта преобразования нормальных напряжений в изменение намагниченности ферромагнитных материалов. Эти датчики используются для измерения больших переменных давлений.

3. СКОРОСТЬ ПОТОКА

Скорость потока можно измерять двумя способами — анемометрическим или пневмометрическим. *Анемометром* называется

прибор, непосредственно измеряющий скорость течения. *Пневмометр* измеряет не саму скорость, а давление, соответствующее определяемой скорости.

Анемометры

Среди разнообразных анемометров, применяемых для измерения скорости течения газа, одним из распространенных типов является вертушка. Первый анемометр такого типа был создан еще М. В. Ломоносовым. Чашечные вертушки применяются до скоростей потока порядка 50 м/с и используются, в частности, в метеорологии. Крыльчатые вертушки можно применять до скоростей потока порядка 15 м/с и использовать в вентиляционной технике. Принцип работы приборов сходен. Приемный элемент чашечной вертушки состоит из полушарий (рис. 5.12), а приемный элемент крыльчатой вертушки — из плоских крылышек (рис. 5.13). Набегающий на приемный элемент поток газа создает аэродинамические силы, момент которых относительно оси вращения прибора приводит вертушку во вращение. Скорость

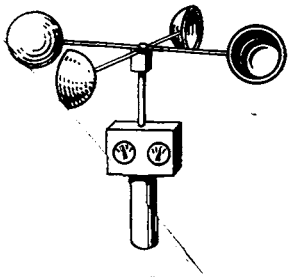


Рис. 5.12. Чашечная вертушка

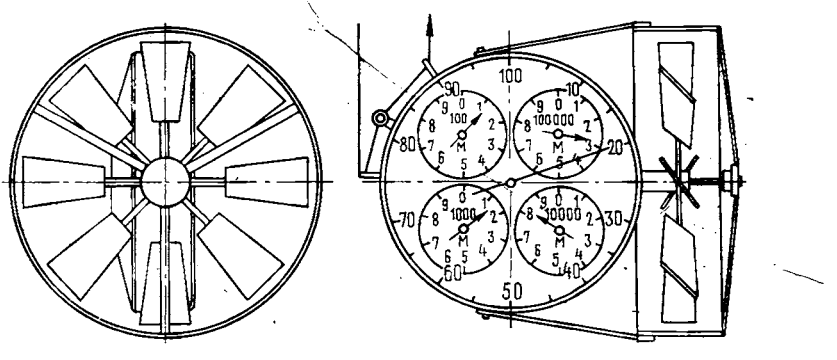


Рис. 5.13. Крыльчатая вертушка

потока V можно выразить через число оборотов n следующим соотношением:

$$V = an + b.$$

Здесь a — постоянная прибора, зависящая от его размеров и конструкции. Величина b (рис. 5.14) характеризует трение в передачах прибора и его инерционные свойства. Чашечные

приборы начинают вращаться при скоростях потока порядка $V=1$ м/с. Крыльчатые приборы работают более прецизионно. С часовым механизмом на камнях и с крыльчаткой достаточно больших размеров и облегченной конструкции эти приборы позволяют производить измерения начиная со скоростей течения порядка 0,05 м/с. Так как инерция прибора играет очень большую роль, вертушками целесообразно пользоваться при измерениях скорости в установившемся потоке или при определении осредненной скорости. Вертушка не может определить величину скорости потока в точке, а характеризует среднюю скорость в области, ометаемой колесом прибора.

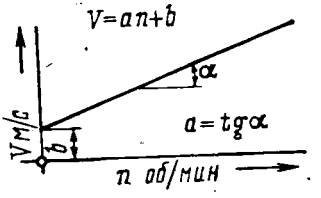


Рис. 5.14. Градуировочный график вертушки

Измерение скорости вертушкой сводится к фиксации счетным механизмом прибора числа оборотов вертушки за соответствующий отрезок времени, измеряемый секундомером. Прибор предварительно градуируют при помощи перемещения вертушки с известной скоростью в неподвижном воздухе или путем испытания на ротативной машине.

Чтобы избежать проведения двух одновременных измерений, используются анемотахометры. Эти приборы позволяют отсчитывать на шкале непосредственно величину скорости, но точность их меньше, момент страгивания с места больше.

Для измерения мгновенных значений скорости течения применяются термоанемометры. Принцип действия термоанемометра основан на зависимости электросопротивления нагретой проволочки от температуры. Отрезок тонкой (0,005—0,1 мм) платиновой, нихромовой или вольфрамовой проволочки, нагретой электротоком, помещают в поток воздуха. При охлаждении потоком сопротивление проволочки изменяется тем больше, чем больше скорость течения. Включив проволочку в цепь с мостиком Уитстона, измеряют ее омическое сопротивление и, зная градуировочные характеристики прибора, находят скорость потока. Градуировка прибора производится на ротативной машине (для малых скоростей) или путем сравнения измерений с показаниями эталонных насадков для измерения скорости. Малая тепловая инерция прибора делает его пригодным для измерения переменных, быстро изменяющихся скоростей потока, турбулентных течений, а также для исследования пограничного слоя. Длина используемой в приборе проволочки не более 30—35 мм, при повышении скорости потока эту длину уменьшают, а при больших сверхзвуковых скоростях делают очень маленькой (до 0,1—0,2 мм). Толщина проволочки составляет несколько микрон.

В современной лабораторной практике существует много схем включения термоанемометров в цепь электротока. При очень малых скоростях потока применяется схема с постоянным

напряжением накала и с термонасадком (рис. 5. 15) в качестве одного из плеч мостовой схемы. После того как поток охладит термонасадок, равновесие мостика в этой схеме (рис. 5. 16) нарушится из-за изменения сопротивления проволочки и стрелка

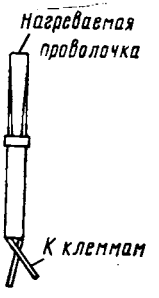


Рис. 5. 15. Схема термонасадка

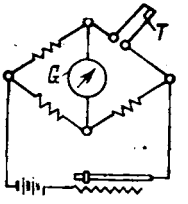


Рис. 5. 16. Схема термоанемометра с постоянным напряжением накала:

T—термонасадок; *G*—гальванометр

гальванометра отклонится на величину, которая будет соответствовать определяемой по градуировочному графику скорости потока. Этот метод измерений пригоден только до скоростей потока порядка 5—6 м/с, при больших скоростях охлаждение проволочки почти не увеличивается и, следовательно, сопротивление ее перестает изменяться. Более широко применяется схе-

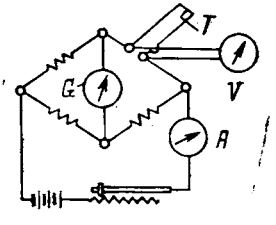


Рис. 5. 17. Схема термоанемометра с постоянным сопротивлением насадка:

T—термонасадок; *V*—вольтметр; *A*—амперметр; *G*—гальванометр

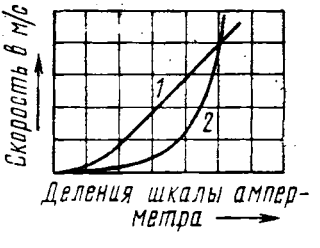


Рис. 5. 18. Градуировочные графики термоанемометров:

1—схема с постоянным сопротивлением насадка; *2*—схема с постоянным напряжением накала

ма с постоянным сопротивлением накаливаемой проволочки. В такой схеме сила тока, протекающего по проволочке, регулируется. Этот способ называют иногда «нулевым» (рис. 5. 17)— стрелка гальванометра при измерениях поддерживается на нуле путем изменения добавочного сопротивления, усиливающего или ослабляющего ток накала. Сила тока, которую отсчитывают по

амперметру, позволяет найти скорость потока при помощи соответствующего градуировочного графика (рис. 5.18).

Пользуясь термоанемометрами, можно записать изменение скорости потока по времени $V=f(t)$ путем введения в схему осциллографа. Таким образом можно фиксировать нестационарные процессы, характеристики турбулентности, срывные зоны и т. п.

Пневмометры

Основным прибором для определения скорости потока является пневмометр. Этот прибор измеряет разность давлений, по которой вычисляется скорость. Давления могут быть разными, но чаще всего это полный напор и статическое давление.

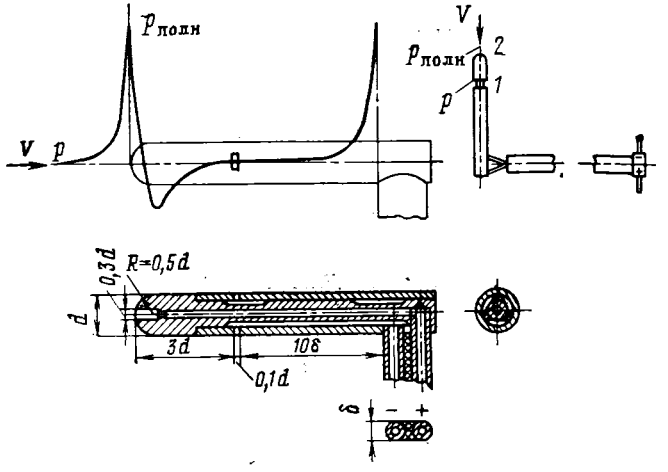


Рис. 5.19. Схема приемника воздушного давления (ПВД):
1—кольцевая щель для восприятия статического давления; *2*—отверстие полного напора

Рассмотрим пневмометр наиболее распространенного типа (рис. 5.19), который называется *приемником воздушного давления* (ПВД). Прибор представляет собой комбинацию трубки полного напора и статического зонда. Статическое давление p воспринимается отверстиями или кольцевой щелью *1*, а полное давление потока $p_{полн}$ — входным осевым отверстием *2* (в случае совпадения оси потока с осью отверстия *2*). Через это входное отверстие, называемое *отверстием полного напора*, на одно

колено манометра передается полный напор потока, определяемый уравнением (2.25)

$$p_{\text{полн}} = p + q\left(1 + \frac{M^2}{4} + \frac{(2-\varkappa)\,M^4}{24} + \ldots\right) = p + q(1+\varepsilon_p),$$

где p — статическое давление.

Это уравнение (2.25) соответствует дозвуковым скоростям потока, т. е. числам $M<1$.

Статическое давление от кольцевой щели или отверстий на боковой поверхности насадка передается на второе колено жидкостного манометра. По высоте подъема жидкости в манометре можно найти разность полного напора и статического давления и, следовательно, скоростной напор

$$q = \frac{p_{\text{полн}} - p}{1 + \frac{M^2}{4} + \frac{M^4}{40} + \ldots} = \frac{p_{\text{полн}} - p}{1+\varepsilon_p}. \qquad (5.5)$$

Для несжимаемой среды

$$q = p_{\text{полн}} - p. \qquad (5.6)$$

Если ПВД присоединен к манометру, то высота подъема жидкости в нем связана со скоростным напором потока следующим выражением:

$$\xi h \gamma_{\text{ж}} = p_{\text{полн}} - p = q(1+\varepsilon_p), \qquad (5.7)$$

где ξ — коэффициент прибора, близкий к единице;

h — высота подъема вертикального столба жидкости.

Следовательно, скорость потока

$$V = \sqrt{\frac{2\xi h \gamma_{\text{ж}}}{\varrho(1+\varepsilon_p)}} = \sqrt{\frac{2(p_{\text{полн}} - p)}{\varrho(1+\varepsilon_p)}}. \qquad (5.8)$$

Как видно, для нахождения скорости нужно решить уравнение (5.7) или (5.8). При числах M не более 0,75 можно приближенно принять, что $\varepsilon_p \approx \frac{M^2}{4}$, тогда:

$$p_{\text{полн}} - p = q\left(1 + \frac{M^2}{4}\right) = \frac{\varrho a^2}{2} M^2 \left(1 + \frac{M^2}{4}\right),$$

$$M = \sqrt{2\left[\sqrt{1 + \frac{p_{\text{полн}} - p}{\frac{\varrho a^2}{2}}} - 1\right]}, \quad V = Ma.$$

Эти же формулы могут служить первым приближением и при больших скоростях. Более точно можно найти скорость методом последовательных приближений, пользуясь рядом (5.5).

Для несжимаемой среды

$$V=\sqrt{\frac{2\xi h\gamma_{ж}}{\varrho}}=\sqrt{\frac{2(p_{полн}-p)}{\varrho}}. \qquad (5.9)$$

ПВД широко применяется в аэродинамических исследованиях. Предел применимости прибора ограничивается скоростями 1—2 м/с (минимум) до скоростей, соответствующих числу $M\approx 0{,}85$ (максимум).

Критерием применимости прибора служит величина $\frac{p_{полн}-p}{q(1+\varepsilon_p)}$, которая в эксплуатационном диапазоне скоростей должна очень мало отличаться от единицы. Вследствие влияния сил вязкости при очень малых скоростях отношение $\frac{p_{полн}-p}{p(1+\varepsilon_p)}$ возрастает до 3 при $V=0{,}05$ м/с и до 9 при $V=0{,}01$ м/с. При малых скоростях рекомендуется пользоваться формулой, которая позволяет связать скоростной напор с измеряемой разностью давления:

$$p_{полн}-p=\left(1+\frac{3}{\mathrm{Re}}\right)q. \qquad (5.10)$$

Здесь число $\mathrm{Re}=Vr/\nu$,
где r — радиус трубки ПВД.

При больших скоростях отверстия, воспринимающие статическое давление, работают неправильно, начиная с $M\approx 0{,}7$. Неправильность их работы обусловливается местными критическими явлениями, вызываемыми эффектом сжимаемости среды. При этом погрешности могут дойти до ~5% от величины скоростного напора при $M\approx 0{,}85$ и до ~10% при больших числах M.

Небольшие отклонения оси прибора от первоначального направления потока сравнительно мало отражаются на его показаниях. На рис. 5.20 показаны отклонения величин скоростного напора $\frac{\varrho V^2}{2}$, полного напора $p_{полн}$ и статического давления p в долях от скоростного напора набегающего потока в зависимости от угла α отклонения оси приемника от направления потока. В пределах углов отклонения $\alpha=\pm 20°$ погрешности в определении скоростного напора малы.

При помощи обычного ПВД можно определять скорость потока, имеющего возмущения низкой частоты с небольшими амплитудами. В случае нестационарных сильно турбулентных потоков с высокими частотами и сравнительно большими амплитудами возмущений пользоваться ПВД нельзя.

Измеренное ПВД полное давление можно использовать и для определения сверхзвуковых скоростей потока, но статическое давление при сверхзвуковых скоростях определять при помощи ПВД нельзя.

Ввиду того, что полное давление в струйке после прямого скачка уменьшается [см. формулу (2.53)], отверстие, воспринимающее полный напор, измеряет меньшее давление торможения, соответствующее дозвуковому потоку за скачком. Полный напор при сверхзвуковых скоростях можно измерять также приемником полного напора, показанным на рис. 5.21. Отверстие *2*, воспринимающее полный напор, обычно выполняется значительно

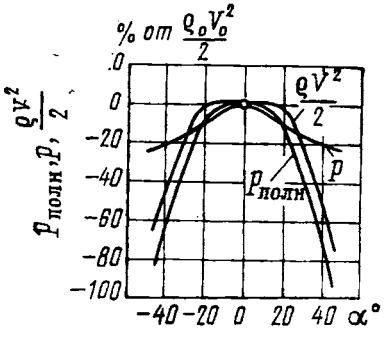


Рис. 5.20. Влияние угла α отклонения потока от оси приемника на показания приемника

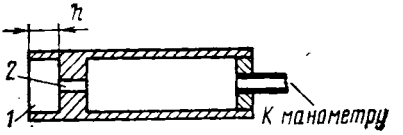


Рис. 5.21. Приемник полного напора для сверхзвуковых скоростей потока:

1—кожух; *2*—отверстие полного напора

меньше наружного диаметра приемника (в особенности по мере возрастания числа M потока), чтобы измерять давление действительно за прямым скачком, т. е. там, где головная волна еще не искривилась. Для выравнивания давления на лобовой поверхности приемника целесообразно применять небольшой кожух *1* высотой *h*.

Для того чтобы прибор слабо реагировал на направление потока, целесообразно трубку полного напора заключить в коаксиальный кожух с входным конфузором и сквозным протоком.

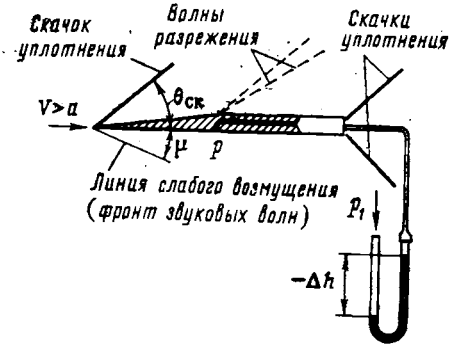


Рис. 5.22. Приемник статического давления для сверхзвуковых скоростей



Рис. 5.23. Приемник статического давления для сверхзвуковых скоростей

Статическое давление при сверхзвуковых скоростях потока можно измерять, например, прибором, показанным на рис. 5. 22. Прибор представляет собой пластинку, ограниченную с одной стороны плоскостью, параллельной потоку, а с другой — наклонной плоскостью, переходящей затем в плоскость, параллельную потоку. Так как скачок уплотнения расположится на стороне наклонной плоскости, то через отверстие на плоскости, параллельной потоку, можно измерить истинную величину статического давления.

В аэродинамических исследованиях и на скоростных сверхзвуковых самолетах статическое давление измеряют длинным остроконечным насадком (рис. 5. 23). Такой прибор имеет в очень широком диапазоне чисел М хорошую характеристику. Статическое давление можно также измерять при помощи отверстий, расположенных на боковой поверхности ракеты в ее цилиндрической части и на большом расстоянии от носа ракеты.

Зная статическое давление и полный напор, можно из формулы (2. 53)

$$\frac{p_{полн}}{p} = \frac{166{,}92\,M^7}{(7M^2-1)^{2{,}5}} \qquad (5.\,11)$$

найти число М и скорость потока. Для облегчения расчета можно пользоваться графиком, приведенным на рис. 2. 24.

Использование ПВД на летательных аппаратах

При помощи ПВД измеряется разность давления, пропорциональная скоростному напору набегающего потока. Вследствие

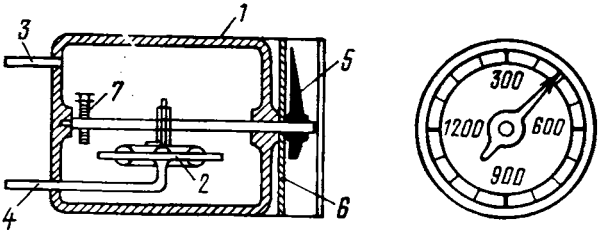


Рис. 5. 24. Схема указателя скорости:

1—корпус прибора; *2*—мембранная коробка; *3*—подвод статического давления; *4*—подвод полного напора; *5*—стрелка; *6*—шкала; *7*—пружина

этого при одной и той же скорости полета, но на разной высоте показания прибора будут разными, так как они зависят от плотности воздуха.

На приборной доске кабины пилота имеется указатель скорости — прибор для определения скорости (рис. 5. 24), который обычно представляет собой мембранную коробку. Пол-

ный напор и статическое давление от ПВД передаются внутрь корпуса *1*, так, что мембрана воспринимает с одной стороны полный напор потока, а с другой — статическое давление. При этом мембрана деформируется и через промежуточную передачу передвигает стрелку прибора *5*, которая на шкале *6* указывает скорость полета. Шкала обычно градуируется для условий полета у поверхности земли, т. е. при плотности $\varrho_0 = \frac{1}{8}$ кгс · с^2/м^4 или $\varrho_0 = 1{,}23$ кг/м^3 (по СИ).

На произвольной высоте H скорость полета

$$V_H = \sqrt{\frac{2(p_{\text{полн}} - p)}{\varrho_H (1 + \varepsilon_H)}} = \sqrt{\frac{2h\xi}{\varrho_H (1 + \varepsilon_H)}}, \qquad (5.12)$$

где h — показание прибора; ξ — коэффициент ПВД.

При полете у земли ($H=0$) то же показание прибора h будет соответствовать другой величине скорости:

$$V_0 = \sqrt{\frac{2h\xi}{\varrho_0 (1 + \varepsilon_0)}}.$$

Скорость на высоте V_H можно выразить через скорость у земли V_0. Тогда

$$V_H = \sqrt{\frac{2h\xi}{\varrho_H (1 + \varepsilon_H)}} \sqrt{\frac{1 + \varepsilon_0}{1 + \varepsilon_0}} \sqrt{\frac{\varrho_0}{\varrho_0}} =$$

$$= \sqrt{\frac{2h\xi}{\varrho_0 (1 + \varepsilon_0)}} \sqrt{\frac{1}{\Delta}} \sqrt{\frac{1 + \varepsilon_0}{1 + \varepsilon_H}} =$$

$$= V_0 \sqrt{\frac{1}{\Delta}} \sqrt{\frac{1 + \varepsilon_0}{1 + \varepsilon_H}}. \qquad (5.13)$$

Градуировка шкалы прибора соответствует градуировочным данным, т. е. $V_{\text{приб}} = V_0$; скорость, определяемая по шкале прибора, называется *приборной*. Для определения фактической скорости V_Φ, называемой *воздушной*, так как она характеризует скорость перемещения летательного аппарата относительно воздуха, необходимо, как видно из формулы (5.13), ввести высотную поправку $\sqrt{\frac{1}{\Delta}}$ и поправку на изменение влияния сжимаемости с высотой $\sqrt{\frac{1 + \varepsilon_0}{1 + \varepsilon_H}}$. Прежде чем вводить эти поправки, обычно вводят так называемые инструментальную и аэродинамическую поправки. Инструментальная поправка учитывает особенности конструкции и изготовления данного указателя скорости; для каждого прибора эта поправка индивидуальна и устанавливает-

ся путем сравнения с эталонным жидкостным манометром. Аэродинамическая поправка учитывает искажения обтекающего ПВД потока, вносимые частями летательного аппарата, а также самим приемником. Величину этой поправки определяют или путем градуировки прибора при полете по мерной базе, или путем испытания модели аппарата (или натурного объекта) в аэродинамической трубе с моделированием установки ПВД.

Приборная скорость, исправленная на величину инструментальной $\delta V_{ин}$ и аэродинамической $\delta V_{аэр}$ поправок, называется *индикаторной:*

$$V_i = V_0 + \delta V_{ин} + \delta V_{аэр}. \qquad (5.14)$$

Чтобы получить воздушную скорость, необходимо в индикаторную скорость ввести поправки $\sqrt{\frac{1}{\Delta}}$ и $\sqrt{\frac{1+\varepsilon_0}{1+\varepsilon_H}}$. Высотная поправка в подавляющем большинстве случаев больше единицы. Поправка на изменение влияния сжимаемости с высотой обычно меньше единицы и сказывается только при приближении к скоростям, равным или большим скорости звука.

Воздушная скорость определяется по формуле

$$V_ф = V_i \sqrt{\frac{1}{\Delta}} \sqrt{\frac{1+\varepsilon_0}{1+\varepsilon_H}} \qquad (5.15)$$

Величины двух последних поправок имеются в специальных таблицах.

Прибор для определения числа M

Значение числа M можно найти из специальных таблиц или графиков, примером которых может служить график рис. 5.25. Но удобнее пользоваться специальным прибором, который показывал бы непосредственно значение числа M. Такой прибор называется *указателем числа Маха.* Рассмотрим для примера случай, когда число $M<1$. Для установления принципа работы прибора обратимся к уравнению (2.20):

$$\frac{p_{полн}}{p} = \left(1 + \frac{\varkappa - 1}{2} M^2\right)^{\frac{\varkappa}{\varkappa - 1}}.$$

Известно, что

$$p_{полн} = p + \Delta p,$$

где Δp — скоростной напор, измеряемый ПВД. Подставив в (2. 20) выражение для $p_{полн}$, можно получить

$$M^2 = \frac{2}{\varkappa - 1}\left[\left(1 + \frac{\Delta p}{p}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}} - 1\right]$$

или окончательно

$$M = 2{,}21\sqrt{\left(1 + \frac{\Delta p}{p}\right)^{0{,}29} - 1}. \qquad (5.\ 16)$$

Из (5. 16) видно, что число M можно найти, измерив две величины: скоростной напор Δp и статическое давление p на задан-

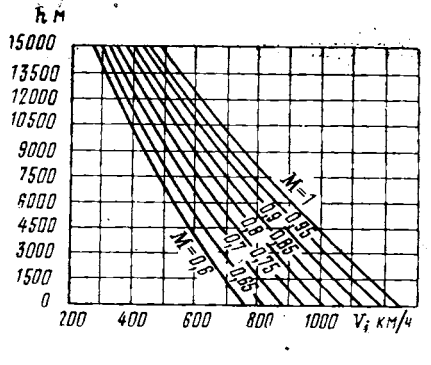


Рис. 5. 25. График для определения значений числа M

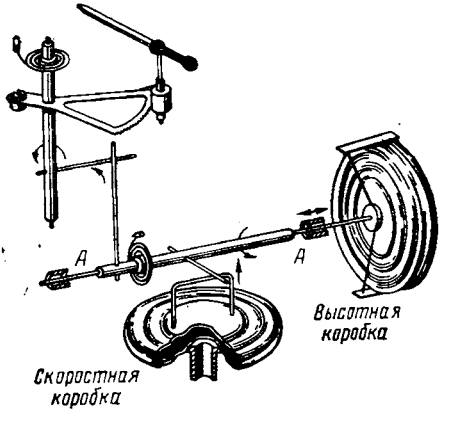


Рис. 5. 26. Схема указателя числа M

ной высоте полета при летной практике или в рабочей части аэродинамических труб (при экспериментальных исследованиях моделей).

Схема указателя числа M приведена на рис. 5. 26. Прибор состоит из двух мембранных коробок: скоростной и высотной. Внутрь скоростной коробки подается полный напор, снаружи высотной коробки, из которой выкачан воздух, действует статическое давление. Скоростная коробка, деформируясь под воздействием скоростного напора Δp, передает стрелке прибора перемещения, пропорциональные величине этого напора. При изменении высоты полета деформируется высотная коробка и происходит продольное перемещение валика AA. При этом передаточные плечи подбираются так, чтобы удовлетворить уравнению (5. 16).

По числу M можно найти и истинную скорость

$$V_{ист} = Ma = 160\sqrt{\left[\left(1+\frac{\Delta p}{p}\right)^{0,29}-1\right]T} \text{ км/ч.} \qquad (5.17)$$

В аэродинамических трубах применяются разные типы указателей числа M. Все указатели построены по принципу определения отношения избыточного давления (скоростного напора) к статическому давлению. Шкалы приборов нелинейны, так как само выражение $M=f\left(\frac{\Delta p}{p}\right)$ нелинейно. Измерения производятся как жидкостными манометрами, так и различными манометрическими устройствами электромеханического типа или автоматическими устройствами. В последнем случае величины измеренных манометрами давлений подаются на вход электрического вычислительного устройства; в качестве манометров удобнее всего применять автоматические компенсационные манометры, подающие в качестве выходной величины угловое перемещение вала сервомотора. Используют также автоматически уравновешивающийся мост, сопротивления плеч которого изменяются пропорционально значениям Δp и p.

Измерение скорости потока по перепаду давления

В аэродинамических трубах, особенно в трубах замкнутого типа, скорость потока определяется также и по перепаду давления. Предположим, что в форкамере перед коллектором трубы площадь поперечного сечения равна F_1, давление p_1, а скорость V_1; среду полагаем несжимаемой. В рабочей части трубы эти величины соответственно равны F_2, p_2 и V_2, а потери энергии от первого сечения до второго характеризуются коэффициентом ξ. Запишем уравнение Бернулли и уравнение неразрывности:

$$p_1+\frac{\varrho V_1^2}{2} = p_2+\frac{\varrho V_2^2}{2}+\xi_2\frac{\varrho V_2^2}{2},$$

$$F_1V_1 = F_2V_2.$$

Отсюда

$$p_1-p_2=\frac{\varrho V_2^2}{2}\left[1-\left(\frac{F_2}{F_1}\right)^2+\xi_2\right].$$

Решив это уравнение, получим формулу для определения скорости потока в рабочей части трубы (при небольших скоростях):

$$V_2 = \sqrt{\frac{2}{\varrho}(p_1 - p_2)\frac{1}{\left[1 - \left(\frac{F_2}{F_1}\right)^2 + \xi_2\right]}} = \sqrt{\frac{2\mu(p_1 - p_2)}{\varrho}}, \qquad (5.18)$$

где $\mu = \frac{1}{\left[1 - \left(\frac{F_2}{F_1}\right)^2 + \xi_2\right]}$ — коэффициент, характерный для рассматриваемого случая. Этот коэффициент определяется при помощи специальной градуировки.

Измерения перепада давления широко применяются в скоростных трубах, где измерения скорости приемником воздушного давления часто неприменимы.

Градуировка приборов для измерения скорости

Как известно, каждый прибор имеет паспорт, составляемый в процессе градуировки. Градуировки, как уже указывалось (см. стр. 138), бывают первичные и вторичные. Первичную градуировку проводят так называемыми «независимыми» методами; рассмотрим два из них — метод газгольдера и метод ротативной машины.

Газгольдер — это большой объем, из которого через насадок равномерно вытекает воздух. Размеры насадка по сравнению с размерами газгольдера очень невелики. Градуируемый прибор помещают в цилиндрической части насадка в том месте, где хорошо известны величины и направления местных скоростей течения. Зная объемы вытекающего воздуха и время истечения, можно определить скорость в месте расположения прибора.

При градуировке на ротативной машине прибор закрепляют в концевой точке машины. Скорость движения этой концевой точки по кругу можно найти с большой точностью. В результате измерений в показания прибора вводятся поправки на влияние спутной струи.

Вторичная градуировка производится в аэродинамических трубах. Эталонный прибор, характеристики которого тщательно изучены, а также градуируемый прибор помещают в рабочую часть трубы. Оба прибора присоединяют к манометрам с хорошо известными характеристиками. Изменяя скорость потока в аэродинамической трубе, определяют высоту столбов жидкости в обоих манометрах одновременно. Сравнение показаний манометров позволяет установить коэффициент градуируемого прибора по известному коэффициенту эталонного прибора.

Самым простым методом определения направления потока является применение шелковинки, помещенной в исследуемую точку пространства. Если направление потока мало изменяется по времени, то легко установить направление течения в данной точке. Но метод этот неточен.

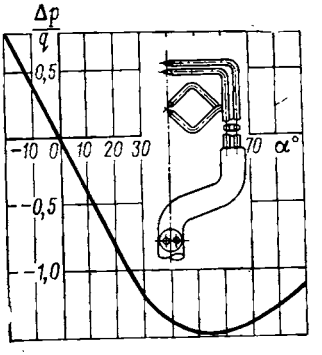


Рис. 5.27. Насадок для определения направления потока

Для более точных измерений применяются специальные типы насадков. Один из них, представляющий собой комбинацию двух трубок полного напора, оси которых образуют с осью симметрии прибора углы в 45°, показан на рис. 5.27. Если направление потока совпадает с осью симметрии прибора, то высота столба жидкости в манометре, присоединенном к трубкам, будет равна нулю. Как только направление потока изменится и образует некоторый угол скоса с осью симметрии прибора, манометр покажет некоторую разность давления. При градуировке прибора строится градуировочный график (см. рис. 5.27). По оси абсцисс отложены углы отклонения прибора, а по оси ординат—безразмерная величина $\Delta p/q$, где Δp—разность давления в трубках прибора, а q — скоростной напор потока. В пределах углов скоса $\pm 25°$ градуировочная характеристика прибора линейна. Угол скоса потока в данном случае определяют в плоскости измерения.

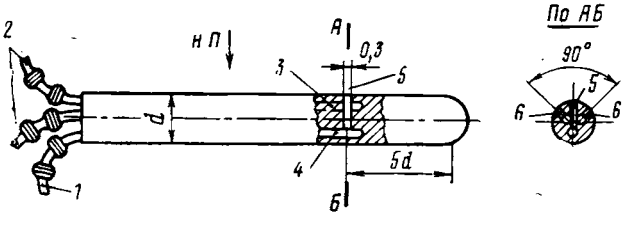


Рис. 5.28. Цилиндрический насадок:

1—ниппель полного напора; *2*—ниппели для передачи давления в боковых отверстиях; *3*—канал полного напора; *4*—канал для передачи давления от боковых отверстий; *5*—отверстие полного напора; *6*—боковые отверстия для измерения направления потока

Аналогичную задачу можно решить при помощи цилиндрического насадка, который также позволяет определить направление потока в плоскости. Как видно из схемы рис. 5.28,

насадок представляет собой трубку, в одном сечении которой под углом 90° друг к другу просверлены два отверстия *6* для измерения направления потока. Посередине между этими двумя отверстиями имеется третье отверстие *5* для измерения полного напора потока. Давление от приемных отверстий передается к обычному манометру; полный напор определяется в момент равенства давлений в боковых отверстиях насадка. Пользоваться цилиндрическим насадком при числах $M>0{,}6$—$0{,}7$ не рекомендуется, так как из-за местных скачков уплотнения возможны нарушения симметрии обтекания.

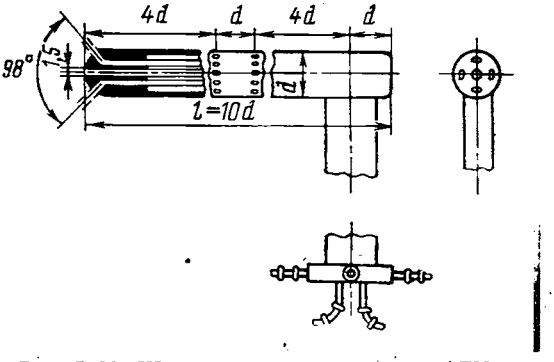


Рис. 5.29. Шестиствольный насадок ЦАГИ

На рис. 5.29 показан пространственный насадок ЦАГИ, позволяющий определять и величину и направление скорости потока в пространстве. Насадок — шестиствольный, так как имеет шесть пневмометрических каналов. Головка насадка имеет полусферическую форму, на которой расположены пять отверстий: одно — центральное для измерения полного напора и четыре — симметрично расположенных отверстия для измерения направления потока в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. На цилиндрической части прибора имеются статические отверстия. К шести ниппелям прибора присоединяются три манометра: один для измерения скоростного напора, а два — для установления истинного положения вектора скорости в пространстве. При небольших отклонениях вектора скорости от оси насадка (до 10—15°) величину скорости находят, не устанавливая насадок в направлении по потоку, если же отклонения велики, то пользуются «нулевым» методом, т. е. поворачивают ось насадка по вектору скорости потока.

Направление потока при $M>0{,}6$—$0{,}7$ определяется при помощи клиновидных или конических насадков. Эти насадки в принципе мало отличаются от цилиндрического или шестиствольного, только для измерений в плоскости цилиндр заменяется клином, а для измерений скоса в пространстве полусфера

заменяется конусом. Для измерений полного напора на передней кромке клина или в вершине конуса делают приемное отверстие; однако чаще для этой цели используют отдельную трубочку. Схема клиновидного насадка показана на рис. 5.30.

Направление потока можно определять и термоанемометром; при этом на осциллографе можно фиксировать и мгновенные значения углов отклонения потока. Для этого применяются две

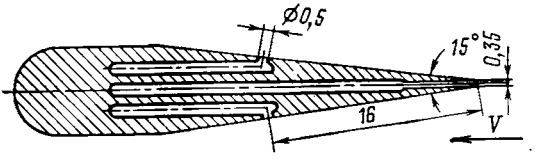


Рис. 5.30. Схема клиновидного насадка

одинаковые термоанемометрические проволочки (см. стр. 145), образующие острый угол, направленный против потока. Обе проволочки включаются в мостик Уитстона как два его плеча. Если вектор скорости совпадает с направлением биссектрисы угла между проволочками, то стрелка гальванометра мостика будет в нулевом положении. При отклонении вектора скорости от биссектрисы стрелка гальванометра мостика также отклонится.

5. ТЕМПЕРАТУРА ПОТОКА

Задача определения температуры потока в аэродинамических измерениях приобретает за последнее время все большее значение. Само уравнение состояния газа показывает, что температура является одной из основных величин, характеризующих это состояние. Вспомним два определения температуры: статическая температура $T_{ст}$ и температура торможения T_2. Под статической температурой понимается температура, которую показывал бы термометр, перемещающийся со скоростью течения при отсутствии излучения и обтекания термометра потоком. Статическая температура входит в уравнение (1.11 и 1.13) непосредственно; ее можно определить каким-либо косвенным методом, например, измерением статического давления и плотности или же величины скорости звука. Этими методами можно получить только местные величины и обычно ими не пользуются. В практических условиях широко применяется определение температуры торможения. Эту температуру можно получить при помощи датчика температуры, помещенного в точку полного торможения потока при полном отсутствии потерь тепла в окружающую среду. Но создание такого датчика температуры, который исключал бы отвод тепла и не вносил бы возмущений, влияющих на местную температуру газа, невозможно, поэтому

датчик покажет температуру $T_д$, величина которой будет промежуточной между $T_{ст}$ и T_2.

При обтекании поверхности тела газом, движущимся с большой скоростью, температура поверхности повысится и, если поверхность будет теплоизолирована, то достигнет равновесной температуры или температуры адиабатического восстановления. Величина этой температуры восстановления T_a зависит от местного числа M на границе пограничного слоя и от рассеивания кинетической энергии течения в пограничном слое вследствие трения и теплообмена. Разность между температурой восстановления и статической температурой составляет часть адиабатического повышения температуры и характеризуется величиной r — коэффициентом восстановления температуры:

$$r=\frac{T_a-T_{ст}}{T_2-T_{ст}}. \qquad (5.19)$$

Коэффициент r является функцией числа Прандтля (о котором будет сказано далее), величины $\varkappa$, а также состояния пограничного слоя. Для пластинки при ламинарном слое $r\approx 0{,}9$, а при турбулентном $r\approx 0{,}85$.

Если установить датчик температуры в насадке, находящемся в потоке газа, то при отсутствии отвода тепла от насадка датчик показал бы температуру восстановления T_a. Эта температура соответствовала бы условиям течения газа в пограничном слое насадка. Но так как теплообмен между средой и датчиком существует, то температура $T_д$ будет отличаться от температуры восстановления T_a. Каждый датчик температуры характеризуется безразмерной величиной ζ_a — коэффициентом восстановления датчика:

$$\zeta_a=\frac{T_д-T_{ст}}{T_2-T_{ст}}. \qquad (5.20)$$

Коэффициент ζ_a учитывает как все условия теплообмена через газообразную среду и через материалы, из которых выполнены насадок и его крепление, так и излучение датчика. Коэффициент ζ_a определяют при помощи специальной градуировки в аэродинамической трубе.

Пользуясь коэффициентом восстановления ζ_a, можно выразить температуру торможения T_2 через измеренную датчиком температуру $T_д$:

$$T_2=T_д+(1-\zeta_a)\frac{V^2}{2gc_p}A. \qquad (5.21)$$

Поскольку основной температурой, обычно измеряемой в практических условиях, является температура торможения, то нужно так конструировать датчики температур, чтобы они показывали температуру, приближающуюся к температуре торможения. Естественно, что такой датчик должен иметь коэффи-

циент ζ_a, близкий к единице, а также мало изменяющийся в исследуемом диапазоне. Чем ближе к единице коэффициент ζ_a, тем выше качество датчика. Для удовлетворения этому условию необходимо свести к минимуму конвективный и лучистый теплообмен между датчиком и средой, а также максимально снизить инерционность прибора и теплоотдачу от датчика к конструкции поддерживающих его устройств.

Схема датчика зависит в основном от величины измеряемой им температуры. От величины температуры зависит обычно и основная классификация датчиков температуры. Существуют датчики для малых температур (до 250—300° С); средних температур (до 600° С) и высоких температур (более 1000° С).

Рассмотрим условия измерений температуры в аэродинамических трубах. В датчике для малых температур теплообмен не играет большой роли, а лучистый теплообмен практически вообще отсутствует. Температуру торможения измеряют в форкамере трубы, так как приток и отток тепла отсутствуют. Эта температура остается постоянной до участка рабочей части. Измерительным элементом в этом случае может служить обычный ртутный термометр, чаще же всего используются термометры сопротивления и термопары. Изменение омического сопротивления проволочки от изменения температуры среды измеряется логометром или обычным мостиком Уитстона. В термометрах сопротивления и термопарах применяются железоконстантановые, никельхромовые или медноконстантановые проволочки.

Сверхзвуковые аэродинамические трубы и трубы для исследования теплоотдачи часто бывают сравнительно небольших размеров, поэтому и приборы для измерения температуры также должны иметь небольшие размеры. В этих случаях температуру измеряют термопарой из железоконстантановых, медноконстантановых или серебряноконстантановых проволочек диаметром 0,1 мм. Так как теплоемкость спаев термопары мала, то мала и тепловая инерция, а потому можно измерять быстро изменяющиеся температуры. Чрезвычайно большую роль играют защитные оболочки для термопар, которые должны быть огнеупорными, не воздействовать химически на материал термопары, быть газонепроницаемыми и сохранять изоляционные свойства при повышении температуры. Надежнее всего датчики температуры торможения работают при затормаживании газа в непосредственной близости от места спая термопары. Практически затормаживание осуществляется в насадке полного напора, который характеризуется коэффициентом восстановления температуры, близким к единице. В зоне расположения слоя термопары в камере торможения должны быть сделаны небольшие вентиляционные отверстия. Эти отверстия должны в известной мере восполнять те тепловые потери, которые создаются теплоотдачей и излучением. Камера торможения обычно выполняется

в форме цилиндров, количество которых возрастает по мере увеличения измеряемой прибором температуры.

Наибольшие затруднения возникают при измерениях датчиками высоких температур. Основные погрешности измерений имеют место в этом случае из-за потерь на излучение; для уменьшения этих потерь необходимо уменьшать размеры датчика и тщательно его экранировать. На рис. 5.31 показан экранированный датчик со спаем, прикрепленным к внутреннему экрану; внутренний экран изготовлен из специального фарфора, а наружный — из жаропрочной стали.

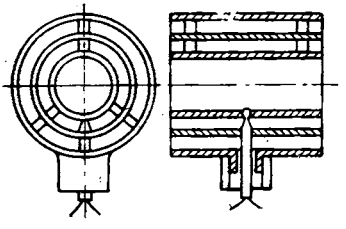


Рис. 5.31. Датчик для измерения высоких температур с тремя экранами

Для измерения температуры плоской поверхности до 2500—3000° С иногда применяются не привариваемые к поверхности жароупорные термопары, а контактные термопары с горячим спаем. Горячий спай термопары имеет форму небольшого молибденового диска, в который запрессованы или вварены термоэлектродные провода диаметром 0,3 мм. Диск плотно прижимается к нагретой поверхности. Если поверхность имеет цилиндрическую форму, то диск формируют в соответствии с кривизной цилиндрической поверхности. Градуировка производится путем сравнения с пирометрическими измерениями.

При наличии свободного пространства для приборов можно применять пирометрические методы измерения температуры. Оптический пирометр основан на использовании свойства нагретого тела сильно увеличивать лучеиспускание по мере возрастания температуры. Как известно, лучеиспускание зависит от свойств тела и регламентируется (для абсолютно черного тела) законом Стефана—Больцмана. Распределение лучеиспускания в видимой и невидимой частях спектра устанавливается законом Вина — произведение длины волны, соответствующей наибольшей интенсивности лучеиспускания, на абсолютную температуру тела есть величина постоянная:

$$\lambda_{max} T = \text{const}.$$

В оптическом пирометре температура нагретой поверхности устанавливается, согласно закону Вина, путем измерения интенсивности излучения, которое подается на фотоэлектрический преобразователь и шлейф осциллографа. Так можно получить запись температуры нагрева по времени.

Цветовой пирометр основан на использовании метода цветовых соотношений, при котором мерой степени нагрева служит не интенсивность излучения, а отношение интенсивностей излучения в разных участках спектра. Прибор работает по принципу

использования светофильтров для выделения двух полос спектра, определения суммарных интенсивностей излучения в этих полосах и нахождения температуры тела по отношению к этим интенсивностям излучения. Интенсивность излучения определяется фотоэлектрическими полупроводниковыми преобразователями, подающими на выход мощность, вполне достаточную, чтобы не применять усилители при подаче импульсов на осциллограф. Обработка результатов измерений может быть автоматизирована, если показания пирометров, зафиксирован-

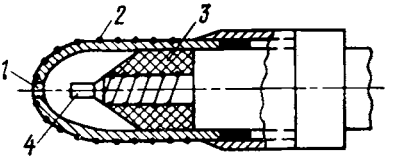


Рис. 5.32. Датчик для измерения температуры с подогревом:

1—отверстие полного напора; *2*—экран с подогревом для компенсации потерь на излучение; *3*—нагревательный элемент для компенсации потерь от теплоотдачи; *4*—основная термопара

ные осциллографами, подавать на вычислительную машину для непосредственного получения отношения интенсивностей излучения.

Интересный датчик для измерения температуры торможения предложен Вудом (рис. 5.32). Для обеспечения теплового равновесия предусмотрен тепловой подогрев экрана, осуществляемый намотанной на экран проволокой, через которую пропускается ток. Кроме того, производится подогрев крепления термопары специальным нагревателем; этот подогрев компенсирует потери тепла за счет теплоотдачи в системе термопары и ее крепления. Подогрев экрана и крепления термопары контролируется специальными термопарами и регулируется таким образом, чтобы показания всех термопар были одинаковыми. При этом коэффициент восстановления основной термопары равен единице, и датчик непосредственно измеряет температуру торможения.

6. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ ПО ПОВЕРХНОСТИ ТЕЛ

Исследования распределения давления по поверхности тел — одни из самых распространенных опытов в аэродинамике. Эти исследования помогают установить физическую картину обтекания тела, очень полезны для оценки совершенства обтекания тела и необходимы для создания норм прочности конструкции и расчета частей летательного аппарата на прочность. При исследованиях распределения давления, осуществляемых как на моделях, так и на натурных объектах, к каждой исследуемой точке поверхности подводится индивидуальная трубочка небольшого диаметра (1—2,5 мм). На поверхности тела конец трубочки имеет приемное отверстие такого же типа, что и отверстие для измерения статического давления пневмометром (см. рис. 5.2). Другой конец трубочки выводится к манометру. Количество та-

ких трубочек иногда очень велико — до нескольких сотен. Давление, действующее в разных точках исследуемого тела, измеряется батарейным манометром или групповым регистрирующим манометром (см. рис. 5.8 и 5.9).

Обычно измеряют *избыточное давление* ($p_{\text{точки}} - p_{\text{ст}}$), действующее на поверхности тела, поэтому к баку батарейного манометра или к сильфону ГРМ подводится статическое давление набегающего потока $p_{\text{ст}}$. Чаще всего пользуются не самими величинами давления, а так называемым коэффициентом давления, который определяется следующим образом:

$$\bar{p} = \frac{p_{\text{точки}} - p_{\text{ст}}}{q}. \qquad (5.22)$$

Ранее было показано, что при наличии подобия обтекания коэффициент давления можно перенести с модели на натуру.

Результаты опытов по распределению давления отображаются на специальных диаграммах. Здесь величины давления откладываются или в виде нормальных к поверхности тела векторов (рис. 5.33),

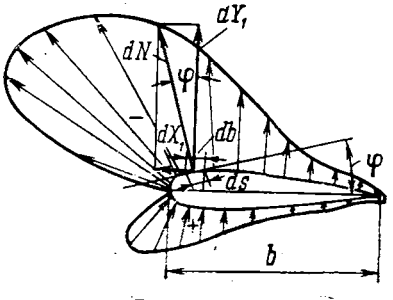


Рис. 5.33. Векторная диаграмма распределения давления по поверхности крыла

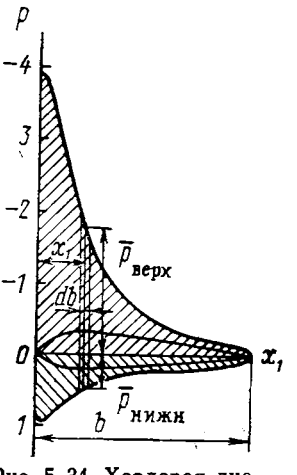


Рис. 5.34. Хордовая диаграмма распределения давления по поверхности крыла

или в виде отрезков, перпендикулярных к основной оси тела; для крыла, например, по перпендикуляру к хорде (рис. 5.34), а для фюзеляжа или корпуса ракеты по перпендикуляру к их оси. В этом случае величины коэффициента давления откладываются в связанных осях и полученные графики или эпюры называются *хордовыми*. Наибольшее давление на поверхности любого тела действует в точке нулевой скорости; для несжимаемой среды наибольшая величина коэффициента давления равна $\bar{p} = +1$. Для сжимаемой среды эта величина больше единицы на величину ε_p [см. формулу (5.5)]. Отрицательные коэффициенты давления, характеризующие местные разрежения, могут достигать значений $\bar{p} = -8, -10$.

Обратимся теперь к важной практической задаче — нахождению по известным эпюрам распределения давления приложенных к крылу аэродинамических сил. Определим элементарную силу dN, действующую нормально к поверхности крыла в рассматриваемом сечении с хордой b. Принимая размеры элементарной площадки равными ds по контуру профиля крыла и единичными по размаху, можно получить для силы dN следующее выражение:

$$dN=\bar{p}\cdot q\cdot ds\cdot 1.$$

Элементарные нормальная сила dY_1 (по оси y_1) и тангенциальная сила dX_1 (по оси x_1) согласно рис. 5.33 могут быть вычислены по формулам:

$$dY_1=\bar{p}q1ds\cos\varphi=\bar{p}qdb,$$

$$dX_1=\bar{p}q1ds\sin\varphi=\bar{p}qdy,$$

где φ — угол наклона элементарной площадки к хорде крыла; db и dy_1 — проекции ds соответственно на направление хорды и на перпендикулярное к ней направление. Отсюда следует, что площади, ограниченные эпюрами распределения давления $\bar{p}=f(x_1)$ и $\bar{p}=f(y_1)$, определяют нормальную $Y_{1\text{сеч}}$ и тангенциальную $X_{1\text{сеч}}$ силы, действующие на рассматриваемое сечение крыла. Если обозначить через $\Delta\bar{p}_1=\bar{p}_\text{н}-\bar{p}_\text{в}$ алгебраическую разность коэффициентов давления на нижней $\bar{p}_\text{н}$ и верхней $\bar{p}_\text{в}$ поверхностях крыла в рассматриваемом сечении при $x_1=\text{const}$, а через $\Delta\bar{p}_2=\bar{p}_\text{з}-\bar{p}_\text{п}$ — алгебраическую разность коэффициентов давлений в задней $\bar{p}_\text{з}$ и передней $\bar{p}_\text{п}$ точках на контуре рассматриваемого сечения крыла при $y_1=\text{const}$, то величины нормальной Y_1 и тангенциальной X_1 сил, действующих на крыло, можно найти следующим образом.

Величина нормальной силы, приложенной к крылу, в связанных осях очевидно выражается как

$$Y_1=\iint_S \Delta\bar{p}_1 q\,db\,dz_1=q\int_{-\frac{l}{2}}^{+\frac{l}{2}} dz_1\int_b^b \Delta\bar{p}_1 db=q\int_{-\frac{l}{2}}^{+\frac{l}{2}} A\,dz_1. \qquad (5.23)$$

Если известно распределение давления по всему крылу, т. е. в разных его сечениях, то для каждого сечения можно путем планиметрирования подсчитать величину A и построить кривую $A=f(z_1)$ (рис. 5.35).

После выполнения графического интегрирования по формуле (5.23) можно обычным путем найти и коэффициент нормальной силы, действующей на крыло:

$$c_{y1}=\frac{Y_1}{qS}. \qquad (5.24)$$

Прежде чем перейти к определению тангенциальной силы следует подчеркнуть, что по распределению давления можно найти только нормальные к поверхности тела напряжения, не учитывая напряжений касательных. Поэтому по эпюре давления можно найти только ту часть тангенциальной силы, которая определяется интегралом давления; силы трения, составляющие на

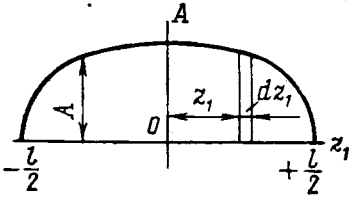


Рис. 5.35. Кривая $A=f(z_1)$

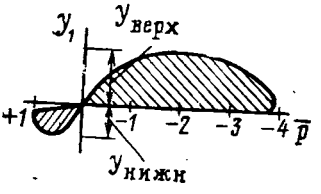


Рис. 5.36. Кривая $\bar{p}=f(y_1)$

малых углах атаки крыла бо́льшую часть полной тангенциальной силы, изложенным методом найти нельзя. Аналогичное замечание относится в некоторой степени и к нормальной силе, но в этом случае роль сил трения очень невелика.

Суммарная тангенциальная сила давления выражается как

$$X_{1л}=\int\int_S \Delta\bar{p}_2 q dy_1 dz_1 = q\int_{-\frac{l}{2}}^{+\frac{l}{2}} dz_1 \int_{-y_{нижн}}^{+y_{верх}} \Delta\bar{p}_2 dy_1 = q\int_{-\frac{l}{2}}^{+\frac{l}{2}} B dz_1. \tag{5.25}$$

Здесь пределы интегрирования: $+y_{верх}$ — максимальная высота верхней стороны профиля крыла над хордой; $-y_{нижн}$ — максимальная высота нижней стороны профиля под хордой.

Подынтегральное выражение второго из интегралов формулы (5.25) представлено графически на рис. 5.36, и интеграл решается планиметрированием площади, ограниченной кривой $\bar{p}=f(y_1)$, называемой иногда «петлей».

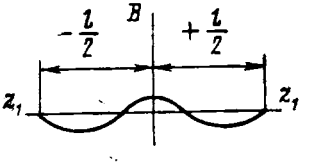


Рис. 5.37. Кривая $B=f(z_1)$

Построив значения B вдоль размаха крыла, получим кривую $B=f(z_1)$ (рис. 5.37). Планиметрируя площадь, ограниченную кривой $B=f(z_1)$ на рис. 5.37, найдем искомую силу $X_{1л}$.

Коэффициент тангенциальной силы (без учета трения)

$$c_{x\,1л}=\frac{X_{1л}}{qS}. \tag{5.26}$$

По эпюре распределения давления можно найти и действующие на крыло аэродинамические моменты. Например, момент

тангажа профиля крыла относительно его передней кромки можно подсчитать по формуле

$$M_z = \int_0^b \Delta\bar{p}_1 q x_1 db = q \int_0^b \Delta\bar{p}_1 x_1 db. \qquad (5.27)$$

Откладывая по оси абсцисс координаты точек хорды крыла, а по оси ординат величины $\Delta\bar{p}_1 x_1$ для каждой из точек хорды, построим кривую $\Delta\bar{p}_1 x_1 = f(b)$. Планиметрируя площадь, ограниченную кривой $\Delta\bar{p}_1 x_1 = f(b)$, найдем искомый момент. Такая ме-

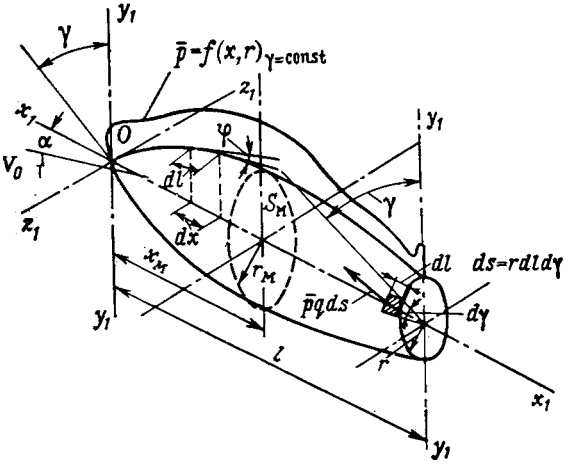


Рис. 5.38. Диаграмма распределения давления по поверхности тела вращения

тодика распространяется на любые задачи, связанные с отысканием моментов, действующих относительно произвольных осей координат.

Рассмотрим распределение давления по телу вращения или телу с меридиональной плоскостью симметрии. В этом случае распределение давления задается в форме зависимости коэффициента давления $\bar{p}=f(x, r, \gamma)$ в цилиндрической системе осей координат. На элемент поверхности тела $ds=dl\cdot r\cdot d\gamma$ (рис. 5.38) действует сила $\bar{p}dl\cdot q\cdot r\cdot d\gamma$, нормальная к поверхности, где $dl=dx/\cos\varphi$ — элементарный отрезок образующей, φ — угол, образованный осью тела и касательной к образующей в рассматриваемой точке.

Элементарная нормальная сила

$$dY_1 = -\bar{p}qrd\gamma dl\cos\gamma\cos\varphi. \qquad (5.28)$$

Если картина распределения давления симметрична относительно меридиональной плоскости, то полная нормальная сила

$$Y_1 = -2q \int_0^l r dx \int_0^\pi \bar{p} \cos\gamma \, d\gamma. \tag{5.29}$$

Коэффициент нормальной силы тела вращения

$$c_{y1} = \frac{Y_1}{qS_м} = -\frac{2}{\pi r_м^2} \int_0^l r \, dx \int_0^\pi \bar{p} \cos\gamma \, d\gamma. \tag{5.30}$$

Здесь $S_м$ — площадь миделевого сечения.

Задача решается графическим путем аналогично тому, как это было сделано в случае крыла. Сначала для каждого сечения тела находят величину

$$\int_0^\pi \bar{p} \cos\gamma \, d\gamma = C,$$

а затем, построив кривую $C=f(l)$, можно графическим путем вычислить интеграл

$$c_{y1} = -\frac{2}{\pi r_м^2} \int_0^l C r dx.$$

Влияние сил трения на нормальную силу при небольших удлинениях тела сказывается мало, как и в случае крыла. При больших удлинениях тела, в особенности при возрастании угла атаки, влияние сил вязкости может быть уже ощутимо.

Найдем тангенциальную силу изложенным выше путем. Элементарная тангенциальная сила, действующая на рассматриваемый участок поверхности ds, будет

$$dX_1 = \bar{p} r dl d\gamma q \sin\varphi. \tag{5.31}$$

Для симметричной картины обтекания, учитывая, что $dl \sin\varphi = dr$, полная тангенциальная сила

$$X_1 = 2q \int_0^{r_м} r dr \int_0^\pi \bar{p} d\gamma, \tag{5.32}$$

где $r_м$ — радиус миделевого сечения.

Коэффициент тангенциальной силы

$$c_{x1} = \frac{X_1}{qS_м} = \frac{2}{\pi r_м^2} \int_0^{r_м} r \, dr \int_0^\pi \bar{p} d\gamma. \tag{5.33}$$

Решать задачу можно также путем графического интегрирования, на котором мы здесь останавливаться подробно не будем.

Момент относительно носка тела M_{z_1} определяется по формуле

$$M_{z_1} = -2q \int_0^l x_1 r dx \int_0^{\pi} \bar{p} \cos\gamma \, d\gamma - 2q \int_0^{r_M} r^2 dr \int_0^{\pi} \bar{p} \cos\gamma \, d\gamma. \quad (5.34)$$

Здесь опять не учитываются силы вязкости и также рассматривается симметричная задача.

Глава VI

ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ И ТУРБУЛЕНТНОСТЬ

В гл. I было указано, что для среды с небольшой вязкостью основной моделью обтекания является такая модель, в которой принимается, что действие вязкости сосредоточено в очень узкой зоне, непосредственно примыкающей к обтекаемому телу,

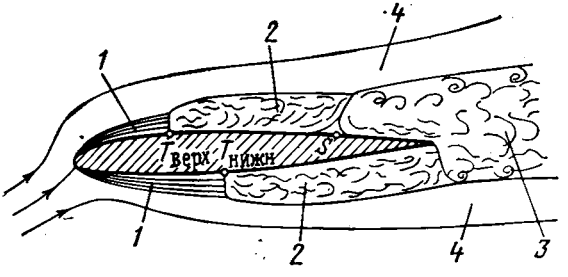


Рис. 6.1. Схема образования пограничного слоя на профиле крыла:

1—ламинарный слой; *2*—турбулентный слой; *3*—след за профилем: *4*—внешний поток: $T_{верх}$—точка перехода пограничного слоя из ламинарного в турбулентный на верхней поверхности профиля; $T_{нижн}$ — то же на нижней поверхности; *S*—точка отрыва пограничного слоя

т. е. в пограничном слое. Пограничный слой за телом переходит в след за телом. При плохом обтекании пограничный слой отрывается от тела, что приводит к расширению следа за телом. Пограничный слой может существовать или в ламинарном, т. е. слоистом, неустойчивом состоянии, или в более устойчивом — турбулентном, при котором движение носит пульсационный характер. Точка на поверхности тела, в которой осуществляется переход пограничного слоя из ламинарного в турбулентный, называется *точкой перехода.* На рис. 6.1 приведена схема обтекания профиля крыла с образованием пограничного слоя. Область вне пограничного слоя на-

зывается *внешним потоком,* в котором влиянием вязкости пренебрегают.

Начало изучению пограничного слоя было положено Прандтлем, предложившим уравнения пограничного слоя. Хотя его уравнения и проще уравнений Навье—Стокса для вязкой среды, тем не менее они являются нелинейными уравнениями в частных производных и решение их достаточно сложно. Для решения уравнений Прандтля применяются различные методы, но чаще всего используются методы, базирующиеся на схеме пограничного слоя конечной толщины. При этом имеется в виду, что в пограничном слое на конечном расстоянии происходит полное изменение скорости от нуля на обтекаемой поверхности, или, иначе, на стенке, до скорости внешнего потока на границе слоя. Другие методы решения уравнений Прандтля основаны на асимптотическом законе распределения скоростей в пограничном слое, т. е. на таком законе, при котором распределение скоростей в пограничном слое асимптотически переходит в распределение скоростей во внешнем потоке. Для турбулентных течений теория конечного пограничного слоя является пока единственной.

В теориях пограничного слоя очень часто применяются условные величины толщины слоя, очень удобные для расчетов. Выражение для толщины потери импульса имеет вид

$$\delta^{**} = \int_0^{\delta} \frac{u}{u_0}\left(1 - \frac{u}{u_0}\right) dy. \qquad (6.1)$$

Здесь δ — толщина пограничного слоя; u — переменная по высоте y скорость течения в слое; u_0 — скорость на границе слоя и внешнего потока.

Толщина потери импульса представляет собой такую толщину, которая при умножении на плотность и квадрат скорости на внешней границе слоя дает разницу между количеством движения массы жидкости или газа, текущей в пограничном слое со скоростью, равной скорости на внешней границе слоя, и действительным количеством движения в слое.

Толщина вытеснения выражается как

$$\delta^{*} = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{u}{u_0}\right) dy. \qquad (6.2)$$

Понятие о толщине вытеснения для пластинки, например, характеризуется отклонением линии тока внешнего потока от прямой, параллельной пластинке. Эта прямая была бы линией тока, если бы пограничный слой отсутствовал. Толщина вытеснения определяет величину сечения слоя невязкой жидкости, расход через которое был бы равен уменьшению расхода через

нормальное к поверхности обтекаемого тела сечение в реальных условиях течения вязкой жидкости по сравнению с расходом при скорости u_0. На рис. 6.2 приведена схема определения толщины вытеснения для пластинки.

Условные величины толщины потери импульса и толщины вытеснения широко применяются в теоретических исследованиях пограничного слоя. В частности, с их помощью можно очень просто выразить универсальные параметры, являющиеся функцией расстояния от носка тела x и характеризующие влияние формы тела на распределение скоростей в пограничном слое. Эти параметры получили название *формпараметров.*

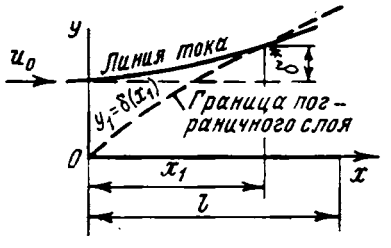


Рис. 6.2. Схема определения толщины вытеснения для пластинки

В случае ламинарного слоя выражение для формпараметра f можно записать в следующем виде:

$$f=\frac{\frac{du_0}{dx}\delta^{**2}}{\nu}.$$

Отношение условных толщин δ^*/δ^{**}, градиент скорости у стенки $(du/dy)_{y=0}$ и коэффициент трения $\tau_0/\rho u_0^2$ являются функциями формпараметра f.

Преимуществом условных толщин перед действительной толщиной пограничного слоя является также то, что они меньше зависят от условий расчета.

Сопоставление величин δ, δ^* и δ^{**} для простоты можно произвести для случая линейного распределения скоростей в пограничном слое. При этом будут иметь место следующие соотношения: $\delta^*=\frac{1}{2}\delta$ и $\delta^{**}=\frac{1}{4}\delta$.

Большое практическое значение имеет соотношение $\partial p/\partial y=0$, справедливое для пограничного слоя. Оно означает, что давление p не изменяется по высоте пограничного слоя. Это позволяет, в частности, проводить опыты по распределению давления, т. е. измерять давление на стенке и переносить результаты измерения на границу внешнего потока.

1. ЛАМИНАРНЫЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ

Основные соотношения для ламинарного слоя

Ламинарный пограничный слой изучен в настоящее время наиболее основательно. Очень успешно применяется теория ламинарного слоя как для случая обтекания пластинки, так и для случая пространственного обтекания различных тел. Приближенное решение задачи для ламинарного пограничного слоя

пластинки, расположенной по потоку, было дано Кáрманом, получившим интегральное соотношение, связывающее величины скоростей в пограничном слое со скоростью внешнего потока и толщиной слоя. Решение интегрального соотношения Кáрмана было получено путем подбора интерполяционной кривой для распределения скоростей в пограничном слое, подтвержденного опытными данными. В результате для толщины пограничного слоя пластинки было получено следующее выражение:

$$\delta = 5{,}83 \sqrt{\frac{\nu \cdot x}{u_0}}. \tag{6.3}$$

Сила трения, приходящаяся на единицу площади пластинки, есть напряжение силы трения. По формуле Ньютона (1.7) величина напряжения силы трения выражается как

$$\tau = \frac{dX_f}{ds} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{y=0} = 0{,}343 \sqrt{\frac{\mu \varrho u_0^3}{x}}. \tag{6.4}$$

Выражения (6.3) и (6.4) показывают, что **толщина ламинарного пограничного слоя** возрастает вдоль пластинки по **параболическому закону**, а **напряжение трения** изменяется вдоль пластинки с увеличением расстояния x от передней кромки **обратно пропорционально** $\sqrt{x}$ и **прямо пропорционально** $u_0^{1,5}$. Напряжение трения, уменьшающееся по мере удаления от передней кромки, неограниченно возрастает при приближении к ней согласно формуле (6.4), так как $x \longrightarrow 0$. На самом деле величина напряжения трения у передней кромки равна нулю, так как пограничный слой в этой точке отсутствует. Зависимость (6.4) неприменима к небольшому участку у передней кромки пластинки.

Определим силу трения пластинки, имеющей хорду l по потоку и размах, равный единице:

$$X_f = \int_0^l \tau \, dx \cdot 1 = 0{,}343 \sqrt{\mu \varrho u_0^3} \int_0^l \frac{dx}{x^{1/2}} = 0{,}686 \sqrt{\mu \varrho l u_0^3}.$$

Сила трения пропорциональна скорости внешнего потока u_0 в степени 1,5. Найдем безразмерный коэффициент трения

$$c_{xf} = \frac{X_f}{\frac{\varrho u_0^2}{2} S} = \frac{0{,}686 \sqrt{\mu \varrho u_0^3}}{\frac{\varrho u_0^2}{2} S} = 1{,}372 \sqrt{\frac{\nu}{l u_0}}, \tag{6.5}$$

или, что то же,

$$c_{xf} = 1{,}372 \, \mathrm{Re}^{-\frac{1}{2}}. \tag{6.6}$$

Экспериментальное определение характеристик ламинарного пограничного слоя

Изучению распределения скоростей в пограничном слое и определению толщины пограничного слоя посвящено много исследований. В этих исследованиях используются методы визуализации, изложенные в гл. IV, термоанемометрические методы, рассмотренные в гл. V, а также пневмометрические методы измерений характеристик пограничного слоя при помощи микронасадков. Микронасадок (рис. 6.3) — это миниатюрная трубочка полного напора, которую устанавливают в пограничном слое и перемещают вдоль пластинки и по перпендикуляру к ней. Размеры входного сечения микронасадка 0,1—0,3 мм.

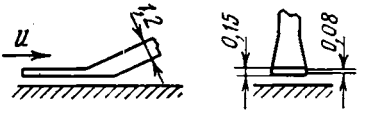


Рис. 6.3. Микронасадок для исследования пограничного слоя

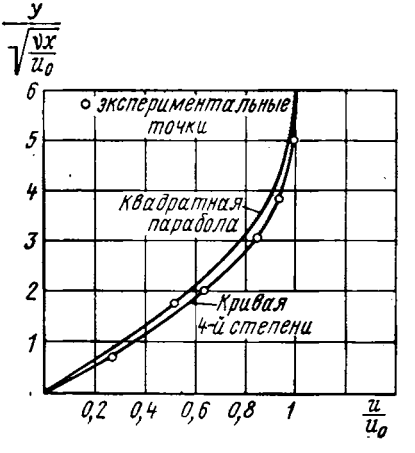


Рис. 6.4. Распределение скорости в ламинарном пограничном слое

Принятые теоретические положения хорошо подтверждаются опытными данными по распределению скорости в ламинарном пограничном слое пластинки. На рис. 6.4 показано распределение скорости в ламинарном пограничном слое, рассчитанное в соответствии с принятым при решении интегрального соотношения Кármана полиномом 4-й степени. Как видно, экспериментальные точки хорошо совпадают с теоретическими данными. Для сравнения там же приведена квадратная парабола, которая мало отличается от кривой 4-й степени; следовательно, при ориентировочных расчетах можно пользоваться и квадратичным полиномом.

В практических расчетах для определения коэффициента трения c_{xj} пластинки можно пользоваться зависимостью, полученной из опытных данных:

$$c_{xf} = 1{,}33\,\mathrm{Re}^{-\frac{1}{2}}. \qquad (6.7)$$

Пограничный слой на круглом цилиндре и отрыв пограничного слоя

Приведенные выше формулы для коэффициента трения на поверхности плоской пластинки были получены при условии отсутствия градиента давления $dp/dx=0$, т. е. в предположении, что давление вдоль пластинки вне пограничного слоя постоянно. Рассмотрим более общий случай обтекания криволинейной поверхности, когда поток сначала ускоряется, а потом замедляется, т. е. когда градиент dp/dx отличен от нуля. При таком обтекании могут возникать обратные токи, т. е. течения, направленные на-

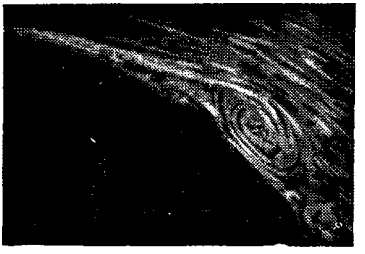


Рис. 6.5. Отрыв пограничного слоя и образование вихрей

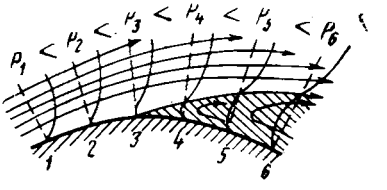


Рис. 6.6. Распределение скорости в пограничном слое вблизи точки отрыва

встречу набегающему потоку. При этом неизбежен отрыв пограничного слоя от поверхности, сопровождающийся образованием вихрей в области отрыва, как это показано на рис. 6.5. На рис. 6.6 приведена картина распределения скоростей в пограничном слое вблизи точки отрыва, соответствующая рис. 6.5. Давление постепенно возрастает от сечения *1* до сечения *6*. Обратные токи в пограничном слое возникают в сечении *3*, где в эпюре распределения скоростей впервые появляется точка перегиба; в этом сечении кинетическая энергия потока не может преодолеть противодействующих ей сил давления и вязкости. В результате производная du/dy в сечении *3* на стенке обтекаемого тела становится равной нулю; нулю будет равно здесь и напряжение трения. Равенство нулю производной от скорости по высоте слоя и напряжения трения является важнейшим критерием, свидетельствующим о начале отрыва пограничного слоя. В сечении *4* уже отчетливо наблюдается зона обратных скоростей, в этом сечении эпюра скоростей образует петлю. В сечении *3* линия тока, прилегающая к поверхности, отходит от нее и образует линию раздела двух зон — справа от этой линии течение вблизи поверхности тела направлено против основного потока (эта область обратных течений на схеме заштрихована).

Возникновение вихрей при отрыве пограничного слоя объясняется тем, что частицы слоя увлекаются внешним потоком —

он подхватывает частицы, отходящие от поверхности тела вследствие столкновения в слое двух течений, и закручивает их. Точка отрыва обычно не сохраняет постоянного положения; после того как с поверхности тела сбежит вихрь, точка отрыва сдвигается вниз по потоку. Затем начинается процесс накопления массы на участке пограничного слоя, в котором течение направлено навстречу основному потоку; при этом точка отрыва перемещается вперед против течения. После этого пограничный слой вновь вытесняется, закручивается и отрывается в виде вихря, при этом точка отрыва движется по течению, по направлению к задней кромке тела. Это пульсирующее движение хорошо заметно при экспериментальном изучении явления отрыва.

Из уравнений Прандтля для пограничного слоя можно получить формулу для кривизны профиля скорости в пограничном слое в тех точках на поверхности, где скорости принимают нулевое значение:

$$\left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right)_{y=0} = \frac{1}{\mu}\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{y=0}.$$

Из этой формулы следует, что положительная кривизна профиля скорости, т. е. положительная величина $(\partial^2 u/\partial y^2)_{y=0}$, соответствующая условию отрыва, всегда сопровождается положительной величиной градиента $\partial p/\partial x$, т. е. соответствует замедлению потока. Наоборот, в потоках, движущихся ускоренно, т. е. имеющих отрицательный градиент давления $\partial p/\partial x$, отрыва пограничного слоя произойти не может.

2. ТУРБУЛЕНТНОСТЬ

Понятие о турбулентности

Выделим в потоке газа какую-либо точку A. Пусть u, v, w — проекции скорости соответственно на оси x, y, z. Предположим, что величины u, v, w изменяются по времени по некоторому известному закону. Допустим также, что существуют некоторые средние значения скоростей $\bar{u}$, $\bar{v}$, $\bar{w}$, при этом мгновенные значения скоростей могут быть больше и меньше средних.

Рассмотрим интервал времени 2τ, отсчитываемый относительно некоторого момента времени t_0. Если закон изменения скорости известен, то можно найти и среднюю скорость $\bar{u}$:

$$\bar{u} = \frac{1}{2\tau}\int_{t_0-\tau}^{t_0+\tau} u\,dt. \qquad (6.8)$$

Истинная скорость u в любой момент времени:

$$u = \bar{u} + \Delta u, \qquad (6.9)$$

где Δu — пульсационная скорость; очевидно, что $\Delta\bar{u} = 0$.

Если при рассмотрении течения газа в некоторой точке пространства определять такие реальные физические величины, как скорость, давление и т. п., то при определенном классе течений все эти величины будут претерпевать по времени беспорядочные отклонения от своих средних значений (рис. 6.7). Такие течения называются *турбулентными*.

Турбулентное течение можно рассматривать как сумму наложения друг на друга двух потоков: осредненного и пульсационного. Пульсационный поток носит хаотический характер,

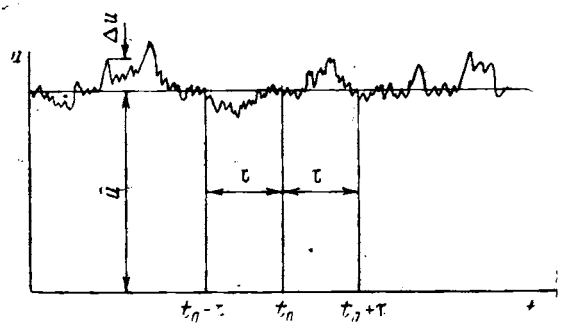


Рис. 6.7. Характеристика скорости в турбулентном потоке

движение частиц в нем возбуждается местными вихрями и местными перепадами давления или тепловыми неравномерностями, причем процессы вихреобразования и изменения давления не подчиняются определенным закономерностям. Турбулентность вызывается или трением потока о тело, или перемещениями вихрей и местным нагревом среды. Шум потока также связан с турбулентностью. Турбулентность очень интенсивна в пограничных слоях и следах за телом; в каналах турбулентность особо сильно проявляется за спрямляющими решетками, за элементами конструкции, выдающимися внутрь потока и вызывающими его отрыв, в диффузорах при большом угле раствора и плохой отделке стенок и т. д.

Оценить или измерить степень турбулентности можно, поместив в произвольную точку A прибор, определяющий скорость с малой инерционностью, например, термоанемометр. Такой прибор позволяет измерять отклонения скорости от средней величины, т. е. пульсационную скорость Δu. Поскольку термоанемометр возмущает поток и при высоких температурах не всегда пригоден для оценки степени турбулентности, часто пользуются оптическими методами измерений: интерферометром, методом полос или теневыми спектрами при импульсном освещении.

Кинетическая энергия турбулентного потока складывается из кинетических энергий осредненного и пульсационного потоков. Разлагая скорость пульсационного потока по осям координат, можно получить величины кинетической энергии для каждой из составляющих пульсационных потоков; они будут пропорциональны величинам

$$\overline{\Delta u^2},\ \overline{\Delta v^2},\ \overline{\Delta w^2},$$

являющимся средними квадратичными пульсационных скоростей. Если в рассматриваемой точке пространства A

$$\overline{\Delta u^2} = \overline{\Delta v^2} = \overline{\Delta w^2},$$

то турбулентность называется *изотропной*. Если это условие соблюдается во всех точках потока, то турбулентность называется *однородной и изотропной*. В практических условиях с явлениями турбулентности чаще всего приходится сталкиваться при изучении атмосферы, а также при исследованиях в аэродинамических трубах. Для потока в трубе можно принять, что

$$\bar{u} = V, \quad \bar{v} = \bar{w} = 0.$$

Турбулентность в основном ядре потока, где обычно проводятся опыты, можно считать изотропной, но по мере удаления от оси трубы турбулентность становится все более анизотропной.

Количественную оценку степени турбулентности можно осуществить двумя путями. При одном из них турбулентность оценивается безразмерным коэффициентом

$$\varepsilon = \frac{\sqrt{\overline{\Delta u^2}}}{V} = \frac{\sqrt{\dfrac{1}{2\tau}\displaystyle\int_{t_0-\tau}^{t_0+\tau} \Delta u^2\, dt}}{V}, \qquad (6.10)$$

представляющим собой отношение квадратного корня из среднеквадратичных пульсационных скоростей к осредненной скорости потока. Эта величина обычно выражается в процентах и называется *степенью турбулентности*.

В случае однородной и изотропной турбулентности величина ε является корнем квадратным из отношения кинетической энергии пульсационного потока к кинетической энергии осредненного потока. Степень турбулентности аэродинамических труб колеблется от $\varepsilon = 1{,}75\%$ для труб ранней конструкции до $\varepsilon = 0{,}1$—$0{,}2\%$ для современных труб; в так называемых «бестурбулентных» трубах величина ε еще меньше. В свободной атмосфере степень турбулентности, возникающей из-за трения воздушных струй друг о друга, в приземных слоях может быть

значительной, но уже на высоте нескольких сотен метров $\varepsilon \leqslant 0{,}03\%$. Значительное повышение степени турбулентности отмечается в тропопаузе.

Второй путь оценки степени турбулентности характеризуется понятием масштаба турбулентности или некоторой характерной длины.

При оценке степени турбулентности потока недостаточно знать характер протекания явления в одной точке A, даже если турбулентность однородна и изотропна. Вследствие того что в соседней точке B потока пульсационные скорости изменяются не так, как в точке A, трудно говорить о каком-либо опре-

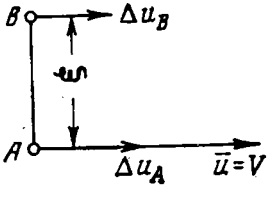


Рис. 6.8. К определению корреляции

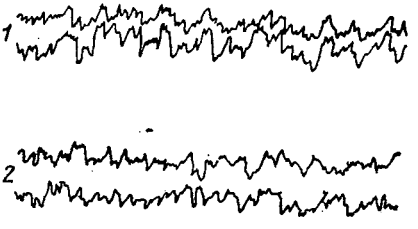


Рис. 6.9. Осциллограммы двух турбулентных потоков

деленном соотношении между соответствующими пульсационными скоростями Δu_A, Δv_A, Δw_A и Δu_B, Δv_B, Δw_B в точках A и B, измеренными в один и тот же момент времени. Поэтому, пользуясь статистическими методами, определяют связь между Δu_A и Δu_B и т. д. в среднем — так называемую *корреляцию*. Предположим, что в точках A и B, находящихся на некотором расстоянии ξ, средняя скорость потока $\bar{u} = V$ и направлена перпендикулярно линии AB, соединяющей рассматриваемые точки (рис. 6.8). В обеих точках существуют пульсационные скорости Δu_A и Δu_B, изменяющиеся по времени. Можно составить произведение скоростей $\Delta u_A \cdot \Delta u_B$ и взять среднюю величину этого произведения $\overline{\Delta u_A \cdot \Delta u_B}$, которая называется моментом двух рассматриваемых переменных. Если статистической связи между пульсационными скоростями Δu_A и Δu_B нет, т. е. пульсации в точках A и B никак между собой не связаны, то момент равен нулю; если же такая связь между этими скоростями существует, то момент отличен от нуля. На рис. 6.9 приведены осциллограммы, изображающие скорости в двух соседних точках для двух разных турбулентных потоков. Как видно, в потоке *1* имеется в среднем соответствие пульсационных скоростей (конечно, далеко не полное), в потоке *2* это соответствие значительно слабее. Это значит, что корреляция в обоих рассматриваемых случаях различна; во втором случае она намного меньше, чем в первом.

Коэффициентом корреляции R называется отношение

$$R=\frac{\overline{\Delta u_A \cdot \Delta u_B}}{\sqrt{\overline{\Delta u_A^2}}\sqrt{\overline{\Delta u_B^2}}}, \qquad (6.11)$$

которое в случае однородной и изотропной турбулентности принимает вид

$$R=\frac{\overline{\Delta u_A \cdot \Delta u_B}}{\overline{\Delta u^2}}. \qquad (6.12)$$

Если $R=0$, то пульсации никак между собой не связаны, если же $R=1$, то пульсационные скорости связаны между собой полностью закономерно.

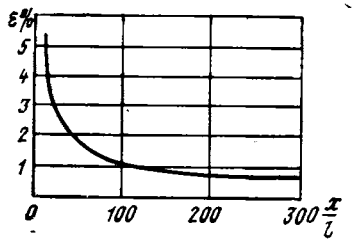


Рис. 6.10. Степень турбулентности ε в функции относительного расстояния x/l от исследуемых точек до сетки

Изменяя расстояние между точками A и B, можно получить зависимость $R(\xi)$. Масштаб *турбулентности* можно определить из выражения

$$\overline{L}=\int_0^\infty R(\xi)\,d\xi. \qquad (6.13)$$

Масштаб турбулентности — это определенная статистическими методами длина, характеризующая протяженность участка, на котором частицы газа движутся в большей или меньшей степени «связанно».

Для изменения степени турбулентности в практических условиях чаще всего применяются проволочные сетки. Опыты по определению степени турбулентности за сетками, выполненными из круглой проволоки разного диаметра и отстоящими друг от друга на разном расстоянии, показали, что коэффициент корреляции между двумя точками A и B, находящимися друг от друга на расстоянии ξ, быстро уменьшается по мере увеличения расстояния между точками, когда измерения ведутся на некотором расстоянии от сетки вниз по потоку. По мере удаления от сетки вниз по потоку масштаб турбулентности возрастает.

Связь степени турбулентности ε с относительным расстоянием x/l от сетки до плоскости измерений, где l — расстояние между проволоками, показана на рис. 6.10. При $x/l=20$ пульсационная скорость, вызываемая сеткой, очень велика; за каждой проволокой наблюдается интенсивный след. При $x/l=200$ влияние сетки на турбулентность потока мало ощутимо, а на еще большем расстоянии наблюдается только собственная турбулентность потока.

Если необходимо соблюсти одинаковую степень турбулентности по всей длине исследуемого в аэродинамической трубе тела, то тело должно находиться на достаточно большом расстоянии от сетки. Изменение степени турбулентности достигается установкой сеток на разных расстояниях от тела.

Турбулентность потока в аэродинамических трубах

Турбулентность потока в аэродинамических трубах оказывает значительное влияние на характеристики испытываемых в них тел. Особенно сказывается это влияние на режимах, критических по числу Re, о чем будет сказано ниже. Изменяя турбулентность потока в аэродинамической трубе от некоторой начальной турбулентности, можно существенно изменить условия обтекания тела (в основном за счет изменения условий отрыва пограничного слоя от поверхности). При этом могут существенно измениться и величины аэродинамических коэффициентов сил и моментов. Особенно значительно сказывается степень начальной турбулентности потока на характеристиках так называемых ламинаризированных тел, на поверхности которых в максимально возможной степени сохраняется ламинарный пограничный слой и которые представляют значительный интерес для авиационной техники.

Для улучшения условий подобия модели и натуры в некоторых случаях необходимо уменьшать турбулентность аэродинамических труб, приближая ее к степени турбулентности свободной атмосферы. Как известно, существуют трубы, в которых поток обладает исключительно малой степенью турбулентности. Такие трубы называются *бестурбулентными*.

В аэродинамических трубах турбулентность вызывается вентиляторами, поворотными лопатками, спрямляющими решетками, неаккуратной отделкой стенок и, в особенности, диффузоров. Это обстоятельство необходимо учитывать при сооружении труб.

Степень турбулентности потока можно значительно уменьшить, увеличивая поджатие потока перед рабочей частью трубы. Поджатием потока n называется отношение площади поперечного сечения трубы в форкамере (перед коллектором) к площади поперечного сечения входа в рабочую часть. Обычно $n = 5—8$, а в малотурбулентных трубах эта величина доходит до 15 и даже выше. Существенное значение в уменьшении степени турбулентности имеет также увеличение размеров форкамеры. Пульсации скорости, образующиеся за лопатками и решетками, в форкамере сильно падают. Таким образом, форкамера является как бы успокоительной камерой. Для снижения степени турбулентности применяются также и сеточные фильтры, которые представляют собой очень густые проволочные сетки, выполненные из проволоки малого диаметра

(0,1 мм). Фильтры устанавливаются за элементами трубы, вызывающими возмущения потока. Сетки размельчают крупные вихри и превращают их в мелкие вихри, соответствующие размерам сеточного фильтра. При установке фильтра в начальной части форкамеры можно создать поток с малым масштабом возмущений, которые успевают затухнуть в форкамере.

3. КРИЗИС СОПРОТИВЛЕНИЯ ТЕЛ, ОБТЕКАЕМЫХ С ОТРЫВОМ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

За эталон обтекания с отрывом пограничного слоя можно принять обтекание шара. При первых экспериментах, проведенных в аэродинамических лабораториях для исследования обтекания шара, было обнаружено так называемое явление кризиса сопротивления, заключающееся в том, что при некоторых определенных условиях коэффициент лобового сопротивления шара уменьшался от $c_x \approx 0{,}48$ до $c_x \approx 0{,}1$. Уменьшение коэффициента c_x происходило при некотором определенном числе Re, названном *критическим*, причем это значение было разным при различных условиях опыта.

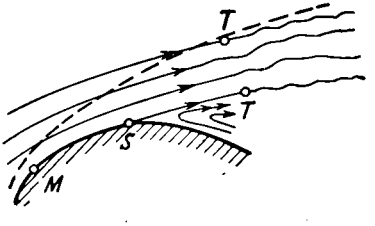


Рис. 6.11. Схема отрыва ламинарного пограничного слоя:

M—точка минимума давления; *S*—точка отрыва; *T*—точка перехода

Кризис сопротивления объясняется переходом пограничного слоя из ламинарного в турбулентный. При очень малых числах Re ($\mathrm{Re} < 10$) пограничный слой отчетливо не выделяется и, судя по спектрам обтекания, этот случай наиболее близок к потенциальному обтеканию. При увеличении числа Re на поверхности шара образуется ламинарный пограничный слой, который отрывается от поверхности в точке S (рис. 6.11). Отрыв ламинарного слоя всегда происходит за точкой минимума давления M и определяется полярной координатой или углом радиуса-вектора с направлением потока $\theta = 83°$, как показано на рис. 6.12. Это переднее расположение точки отрыва S (впереди плоскости симметрии шара) ухудшает условия обтекания по сравнению с потенциальным обтеканием. Область сорванного потока максимальна, а образовавшиеся при отрыве вихри создают большое разрежение. В результате сопротивление давления оказывается значительным, хотя трение и невелико. При подобном переднем положении точки S коэффициент лобового сопротивления c_x шара не зависит от числа Re. Ламинарный пограничный слой, оторвавшийся в точке S (см. рис. 6.11), попадает во внешний поток, имеющий некоторую начальную степень турбулентности, и, будучи мало устойчивым, переходит в точке T в более устой-

чивое турбулентное состояние. Точка T называется *точкой перехода слоя из ламинарного в турбулентный.* При возрастании числа Re точка T, расположенная вне шара (см. схему на рис. 6.11), постепенно приближается к точке S и, наконец, совпадает с ней. С этого момента пограничный слой вблизи точки отрыва становится турбулентным, и при дальнейшем увеличении числа Re возрастающее воздействие внешнего потока и турбулизация пограничного слоя приводят к изменению соотношения

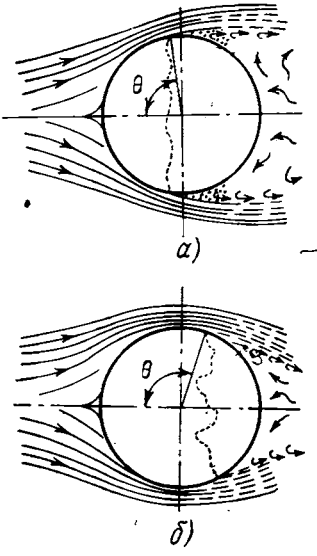


Рис. 6.12. Обтекание шара:

а—в докритической; *б*—в закритической зоне

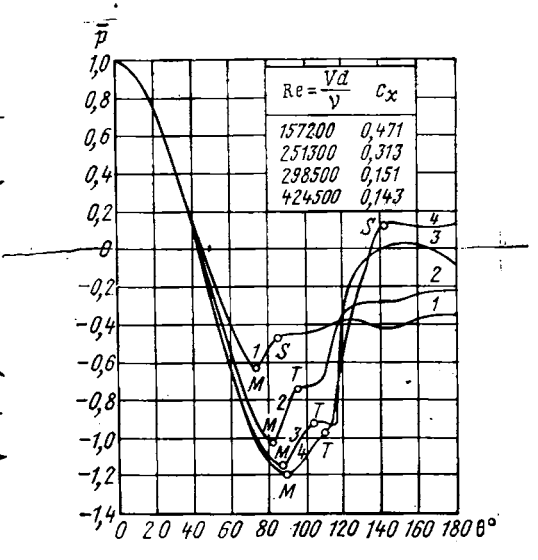


Рис. 6.13. Распределение давления по поверхности шара

сил трения, давления и инерционных сил в пограничном слое, вследствие чего точка S начинает перемещаться вниз по потоку, достигая некоторого предельно заднего положения ($\theta \approx 140°$). Диапазон чисел Re, при которых происходит перемещение точки S из крайнего переднего в крайнее заднее положение, характеризует критическую зону обтекания. В крайнем заднем положении точки отрыва соотношение сил в пограничном слое устойчиво и в дальнейшем резких изменений условий обтекания, а следовательно, и заметных изменений коэффициента c_x шара не происходит.

Обтекание шара при турбулентном пограничном слое характеризуется уменьшением зоны сорванного потока по сравнению с ламинарным обтеканием; разрежение в кормовой зоне также падает. В результате сопротивление давления уменьшается и, хотя сопротивление трения возрастает (возрастает обтекаемый

плавно участок шара, увеличивается напряжение трения τ и уменьшается часть поверхности с отрицательным τ), величина полного сопротивления шара при закритическом обтекании снижается. На рис. 6. 13 приведены результаты измерения распределения давления по поверхности шара. Каждая из четырех кривых соответствует определенному числу Re. По величине коэффициента давления $\bar{p}$, отложенного по ординате, можно установить, что на лобовой части шара до угла $\theta \approx 45°$ существует положительное давление, уменьшающееся по мере увеличе-

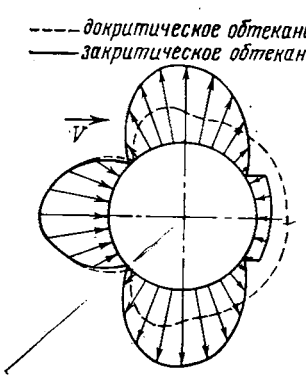


Рис. 6. 14. Векторная диаграмма распределения давления по поверхности шара

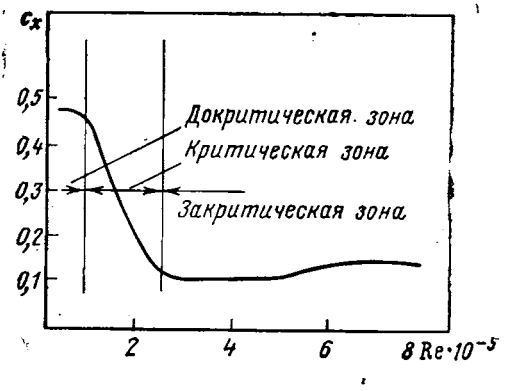


Рис. 6. 15. Зависимость коэффициента лобового сопротивления шара c_x от числа Re

ния угла θ. Затем на поверхности шара появляется разрежение, величина которого по абсолютным значениям возрастает вплоть до точки минимума давления M. В зоне разрежения кривые $\bar{p} = f(\theta)$ и значения угла θ_M, соответствующие точке M, зависят от числа Re. Так, например, при $Re = 1{,}57 \cdot 10^5$ угол $\theta_M \approx 72°$, а при $Re = 4{,}24 \cdot 10^5$ угол $\theta_M \approx 90°$.

За точкой минимума давления M существуют положительные градиенты давления, которые вызывают обратные токи в пограничном слое и отрыв слоя. Кривая *1* на рис. 6. 13, соответствующая ламинарному слою, показывает, что до точки S коэффициент $\bar{p}$ возрастает, после чего сохраняет примерно постоянное значение. При больших числах Re, соответствующих турбулентному слою, восстановление давления тем интенсивнее, чем больше число Re — разрежение за шаром постепенно уменьшается и условия обтекания улучшаются. Чем больше число Re, тем ближе условия обтекания шара к условиям потенциального обтекания. На кривой *4* положение точки M совпадает с теоретическими данными. Основное расхождение с теорией заключается в том, что при $\theta \approx 180°$ коэффициент $\bar{p} = 0{,}12$ вместо теоретической величины $\bar{p} = 1$, которая соответствует полному вос-

становлению давления. На рис. 6. 14 показано распределение давления по поверхности шара в форме векторов, перпендикулярных к поверхности; сплошная линия отвечает кривой *4* на рис. 6. 13, а пунктирная — кривой *1*.

Из графика рис. 6. 15 следует, что на кривой $c_x=f(\mathrm{Re})$ также четко различаются три зоны: докритическая, критическая и закритическая, что хорошо согласуется с картинами распределения давления и предыдущим анализом.

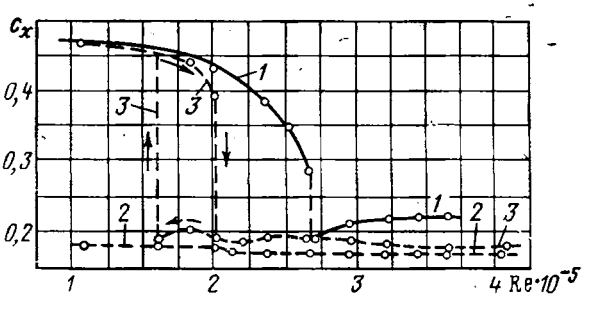


Рис. 6. 16. Влияние кольца на коэффициент лобового сопротивления шара c_x:

1—без кольца; *2*—с кольцом при $\theta=75°$; *3*—с кольцом при $\theta=90°$

Вопрос о влиянии турбулентности пограничного слоя на лобовое сопротивление шара можно проиллюстрировать следующим опытом. На поверхности шара диаметром 283,5 мм устанавливали кольцо из проволоки диаметром 1 мм. Кольцо располагали в плоскости, нормальной к набегающему потоку, в двух положениях с углами $\theta=75°$ и $\theta=90°$. Результаты опытов, приведенные на рис. 6. 16, показывают, что коэффициент лобового сопротивления шара c_x при установке кольца уменьшается. Критическое число Re при расположении кольца в положении $\theta=75°$ стало меньше, чем при отсутствии кольца. Эти результаты хорошо подтверждаются снимками спектров обтекания шара на рис. 6. 17. Воздействие кольца выражается в турбулизации пограничного слоя, которая уже при сравнительно небольшом числе Re вызывает переход слоя в турбулентное состояние. В результате улучшаются условия обтекания — точка отрыва потока сдвигается вниз по потоку и критические явления, имеющие место на кривой $c_x=f(\mathrm{Re})$, возникают при меньшем значении числа Re.

Изменение начальной турбулентности, например, при установке турбулизирующих сеток, также может дать аналогичные результаты. Таким образом, ясно, что коэффициент лобового сопротивления тел, обтекаемых с отрывом потока, зависит от степени его турбулентности, что особенно отчетливо проявляет-

ся в критических зонах. Испытания одного и того же шара, проведенные в разных аэродинамических трубах, дали результаты, приведенные на рис. 6. 18. Расхождение кривых $c_x = f(\mathrm{Re})$, осо-

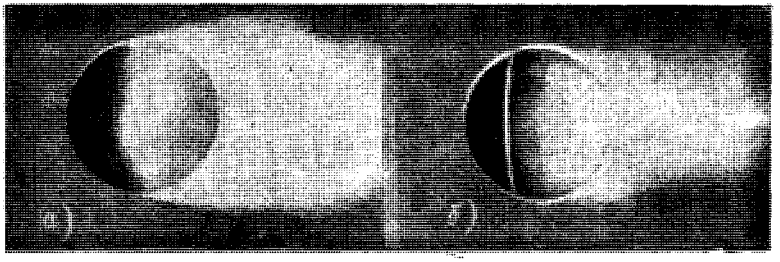


Рис. 6. 17. Спектры обтекания шара:
а—без кольца; *б*—с кольцом

бенно в критической зоне, очень велико, что, в первую очередь, объясняется разной начальной турбулентностью потоков в трубе. Несомненно, что определенную роль в этих расхождениях играет и влияние самой аэродинамической трубы — характер

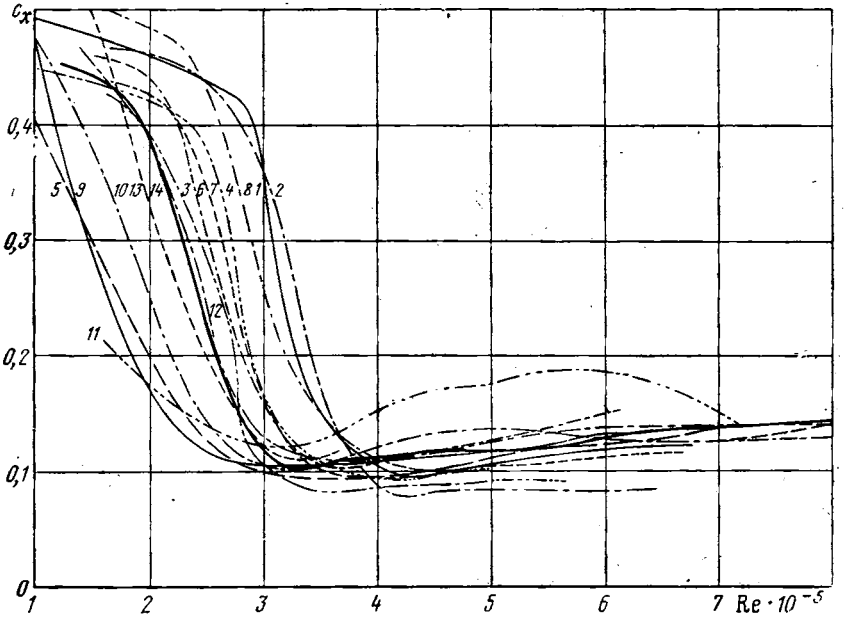


Рис. 6. 18. Влияние условий опыта на коэффициент лобового сопротивления шара c_x:

кривые *1—8* получены при испытаниях в аэродинамических трубах с открытой рабочей частью; кривые *9—14*—в трубах с закрытой рабочей частью

поля скоростей и скосов в ней, соотношение размеров поперечного размера трубы и размеров шара и пр.

Поскольку шар очень чувствителен к степени начальной турбулентности потока, он применяется для косвенного определения степени турбулентности ε. Экспериментальная зависимость между начальной турбулентностью и критическим числом $Re_{кр}$, показанная на рис. 6. 19, позволяет по характеру кривой $c_x = f(Re)$ определить в первом приближении и величину ε. Условно за критическое значение числа $Re_{кр}$ принимают то, которое соответствует $c_x = 0{,}3$; этот прием показан на графике.

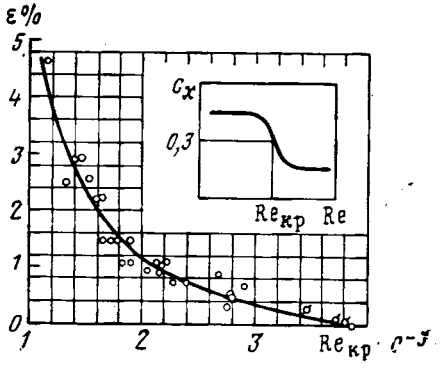


Рис. 6. 19. Связь между ε и $Re_{кр}$ для шара

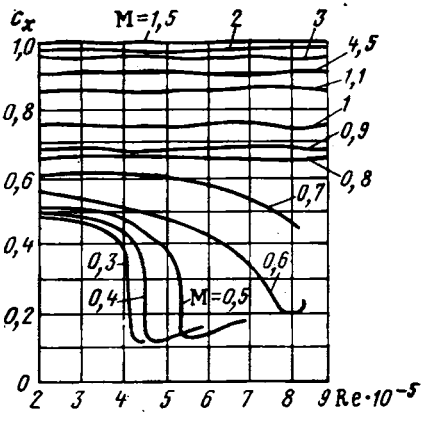


Рис. 6.20. Коэффициент лобового сопротивления c_x шара при разных значениях числа M

Другой метод определения степени турбулентности базируется на измерении перепада давления на лобовой и кормовой сторонах шара. Данные рис. 6. 13 показывают, что этот перепад сильно зависит от числа Re, при котором проводятся измерения. При измерениях перепада давления приемное отверстие на лобовой стороне шара располагают в точке нулевой скорости, а на кормовой стороне шара — при $\theta = 157{,}5°$. При этом, как показали опыты, величине $c_x = 0{,}3$ отвечает коэффициент $\frac{p_{лоб} - p_{корм}}{q} = 1{,}22$. Указанный метод позволяет получить зависимость ε от числа $Re_{кр}$, при этом за величину $Re_{кр}$ берут значение числа Re, при котором $\frac{p_{лоб} - p_{корм}}{q} = 1{,}22$.

Сжимаемость воздуха (газа) оказывает очень сильное влияние на величину $Re_{кр}$, что на примере шара показано на рис. 6. 20. До числа $M = 0{,}3$ протекание зависимости $c_x = f(Re)$ практически неизменно. При бо́льших числах M кризис выражается все менее ярко, а начиная с $M = 0{,}8$ коэффициент c_x почти

не зависит от числа Re. Эти изменения объясняются тем обстоятельством, что основную роль в обтекании шара начинает играть волновое сопротивление, а также, главным образом, отрыв потока непосредственно за скачком.

4. ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ

Основные данные

Изучение пограничного слоя показало, что ламинарный слой на всей поверхности обтекаемого тела сохраняется очень редко. Даже для плоской пластинки, обтекаемой при нулевом угле атаки, существует определенная критическая длина, на которой возможно наличие ламинарного слоя. Эту длину можно найти из соотношения

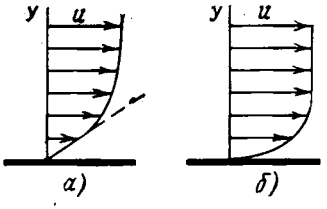


Рис. 6.21. Распределение скорости в ламинарном (*а*) и турбулентном (*б*) пограничных слоях

$$l_{кр}=\frac{\mathrm{Re}_{кр}\cdot\nu}{V}. \qquad (6.14)$$

Величина $\mathrm{Re}_{кр}$ (6.14) является некоторым критическим числом Рейнольдса, начиная с которого пограничный слой не может более сохранять ламинарный характер. Существует точка перехода пограничного слоя из ламинарного в турбулентное состояние, за которой пограничный слой может быть только в турбулентном состоянии. Величина $\mathrm{Re}_{кр}$ зависит от начальной турбулентности потока, шероховатости поверхности, характера распределения давления по этой поверхности и других факторов. Величина $\mathrm{Re}_{кр}$ для гладкой пластинки при нулевом угле атаки, при дозвуковых скоростях обтекания примерно равна $4{,}85\cdot10^5$, но может быть и больше, а при сверхзвуковых скоростях превышает $5\cdot10^6$. Величина $l_{кр}$ тем меньше, чем больше скорость потока.

Закон распределения скоростей в турбулентном пограничном слое невозможно получить теоретическим путем, он определяется из опытных данных, полученных при исследованиях турбулентного течения воды в гладких трубах. Результаты этих исследований позволяют принять следующий закон распределения скоростей:

$$u=u_{max}\left(\frac{y}{r}\right)^{1/7}, \qquad (6.15)$$

т. е. при турбулентном течении в трубе скорость в поперечном сечении трубы изменяется пропорционально корню седьмой степени из расстояния от стенки трубы. Для сопоставления на рис. 6.21 показано распределение скоростей в ламинарном и турбулентном пограничных слоях.

Строго говоря, закон корня седьмой степени хорошо согласуется с практикой только до чисел $\mathrm{Re}=5\cdot10^7$; при бо́льших числах Re более подходит закон корня восьмой и даже десятой степени.

Если на основе опытных данных принять соотношение между средней и максимальной скоростями $u_{\max}=1{,}235\,\bar{u}$, то можно получить следующее выражение для напряжения трения:

$$\tau_0=0{,}0228\,\rho u_0^2\left(\frac{\nu}{u_0\delta}\right)^{1/4}. \qquad (6.16)$$

Сопротивление трения пластинки при турбулентном пограничном слое

Предположим, что давление вдоль хорды бесконечно тонкой пластинки постоянно. Приняв закон распределения скоростей в слое по (6.15), а напряжение трения по (6.16), можно найти сопротивление трения одной стороны пластинки единичного размаха:

$$X_f=\int_0^l \tau_0\cdot dx\cdot 1.$$

Эта сила сопротивления трения должна равняться потере импульса течения в пограничном слое. Импульс, потерянный в струйке, равняется произведению секундной массы на величину уменьшения скорости u_0-u, где u_0 — скорость невозмущенного потока, а u — скорость в рассматриваемой струйке.

Потерянный в слое импульс $X_{\text{п.и}}$ выразится как

$$X_{\text{п.и}}=\rho\int_0^\delta u(u_0-u)dy\cdot 1=\frac{7}{12}\rho u_0^2\cdot 1\cdot\delta.$$

Полученные соотношения позволяют определить толщину пограничного слоя

$$\delta=0{,}37\left(\frac{\nu}{u_0}\right)^{1/5}x^{4/5}. \qquad (6.17)$$

Увеличение толщины турбулентного пограничного слоя вдоль пластинки пропорционально $x^{4/5}$, т. е. толщина турбулентного слоя возрастает значительно быстрее, чем ламинарного пограничного слоя, у которого прирост толщины пропорционален $x^{1/2}$.

Найдем теперь коэффициент сопротивления трения плоской пластинки для турбулентного слоя. Подставив формулу (6.17) в (6.16), получим

$$\tau_0=0{,}0292\,\rho u_0^2\left(\frac{\nu}{u_0}\right)^{1/5}\frac{1}{\sqrt[5]{x}}. \qquad (6.18)$$

Как видно из (6.18), напряжение трения на поверхности пластинки при турбулентном слое уменьшается по мере удаления от передней кромки менее интенсивно, чем при ламинарном слое (пропорционально $x^{-1/5}$ вместо $x^{-1/2}$). При одинаковых числах Re величина напряжения трения при турбулентном пограничном слое значительно больше, чем при ламинарном. Полное сопротивление трения одной стороны пластинки размерами $l \times 1$:

$$X_f = \int_0^l \tau_0 \, dx = 0{,}036 \varrho u_0^2 \, l \left(\frac{\nu}{u_0 l}\right)^{1/5} = \frac{0{,}036}{\sqrt[5]{\mathrm{Re}}} l \varrho u_0^2. \qquad (6.19)$$

Коэффициент сопротивления трения

$$c_{xf} = \frac{X_f}{l \cdot 1 \frac{\varrho u_0^2}{2}} = 0{,}072 \frac{1}{\sqrt[5]{\mathrm{Re}}}. \qquad (6.20)$$

Формулу (6.20) рекомендуется применять до чисел $\mathrm{Re} = 5 \cdot 10^7$. При $10^7 < \mathrm{Re} < 10^9$ лучше пользоваться другой формулой:

$$c_{xf} = \frac{0{,}455}{(\lg \mathrm{Re})^{2{,}58}}. \qquad (6.21)$$

В этой формуле принят логарифмический закон распределения скоростей в пограничном слое, который при больших значениях Re лучше согласуется с опытными данными, чем закон корня седьмой степени. Однако можно пользоваться и степенными законами при указанном выше изменении показателя степени.

Сопротивление трения пластинки для смешанного пограничного слоя

Чаще всего на поверхности передней части пластинки реализуется ламинарный пограничный слой, который по мере передвижения по хорде переходит в турбулентное состояние. Иначе говоря, на расстоянии $l_{кр}$ от передней кромки пластинки слой ламинарен, а за ним следует участок турбулентного слоя. Такой слой называется *смешанным пограничным слоем*. Определим величину коэффициента сопротивления трения пластинки для этого случая. Если бы весь слой был турбулентным, то силу сопротивления одной стороны пластинки можно было бы записать как

$$X_{f\,т} = c_{xf\,т} \cdot l \cdot 1 \frac{\varrho u_0^2}{2}. \qquad (6.22)$$

Как было указано выше, на передней части пластинки имеет место ламинарный слой и сила сопротивления трения должна

быть уменьшена на разность сопротивлений турбулентного и ламинарного слоев на участке длиной $l_{кр}$:

$$\Delta X_f = X_{f\,т} - X_{f\,л} = (c_{xf\,т} - c_{xf\,л}) \frac{\varrho u_0^2}{2} l_{кр} \cdot 1.$$

Здесь, как и в (6.22), а также далее индекс «т» обозначает турбулентный слой, а индекс «л» — ламинарный пограничный слой.

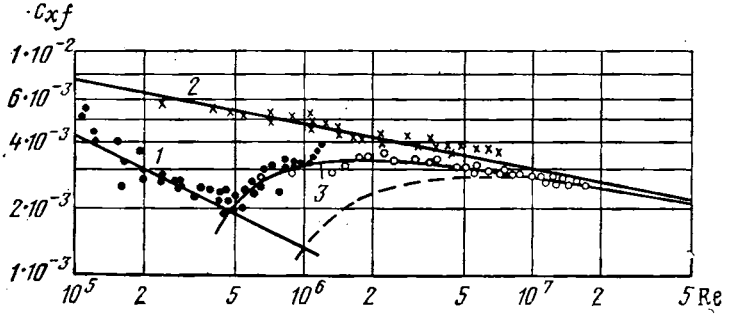


Рис. 6.22. График для коэффициента сопротивления трения пластинки:

1—изменение коэффициента c_{xj} при ламинарном слое; *2* — при турбулентном слое; *3* — при смешанном пограничном слое

Отсюда сопротивление трения пластинки для смешанного пограничного слоя

$$X_f = X_{f\,т} - \Delta X_f = \left[c_{xf\,т} - (c_{xf\,т} - c_{xf\,л}) \frac{l_{кр}}{l} \right] \frac{\varrho u_0^2}{2} l.$$

Коэффициент сопротивления трения пластинки для смешанного пограничного слоя

$$c_{xf} = c_{xf\,т} - (c_{xf\,т} - c_{xf\,л}) \frac{l_{кр}}{l}. \qquad (6.23)$$

В оценочных расчетах при некоторых средних величинах числа Re обычно принимают $c_{xf\,т} - c_{xf\,л} = 0{,}0035$ и $Re_{кр} = 485\,000$. Поэтому коэффициент сопротивления трения для рассматриваемого случая

$$c_{xf} = \frac{0{,}455}{(\lg Re)^{2{,}58}} - 1700 \frac{1}{Re}. \qquad (6.24)$$

Чаще всего на практике используется зависимость (6.24), изображаемая в форме логарифмического графика рис. 6.22. На этом графике по оси абсцисс и по оси ординат откладывают в логарифмическом масштабе число Re и коэффициент c_{xf} соот-

ветственно. Кривая *1* характеризует закон изменения коэффициента c_{xf} при ламинарном, кривая *2* — при турбулентном, а кривая *3* — при смешанном пограничном слое. Положение кривой *3* зависит от очень большого числа факторов. В частности, чем выше число $Re_{кр}$, тем больше вправо смещается кривая *3*.

График рис. 6.22 очень широко применяется для расчета коэффициента сопротивления трения различных тел, обтекаемых газом. График построен при условии $Re_{кр}=4{,}85\cdot10^5$. Если, как это часто бывает, число $Re_{кр}$ имеет другое значение, то в рис. 6.22 нужно внести соответствующую поправку; такая поправка при $Re_{кр}=10^6$ показана пунктиром.

5. ПЕРЕХОД ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ИЗ ЛАМИНАРНОГО В ТУРБУЛЕНТНЫЙ

Из испытаний летательных аппаратов установлено, что на крыле, например, ламинарные участки пограничного слоя могут занимать значительную долю его общей поверхности. Схематизируя явление, находят положение точки перехода пограничного слоя из ламинарного в турбулентный для такой поверхности, на которой шероховатость практически отсутствует. Такую поверхность принято называть «аэродинамически гладкой». Если положение этой точки известно, т. е. известна ее координата $x_т$ — расстояние от передней кромки крыла, то можно произвести расчет сопротивления трения крыла со смешанным пограничным слоем на поверхности.

В действительности никакой точки перехода не существует, а наблюдается з о н а п е р е х о д а, имеющая некоторые определенные границы. Эта зона тем меньше, чем больше число Re, и для больших чисел Re ширина зоны стремится к нулю. В то же время увеличение числа Re сдвигает точку перехода в направлении против потока и при прочих равных условиях уменьшает участок, занятый ламинарным слоем.

О переходе пограничного слоя в турбулентный свидетельствует прежде всего резкое увеличение толщины слоя; возрастает и напряжение трения τ_0 за точкой перехода. Поэтому при проведении экспериментов следят за характером изменения величины $(du/dy)_{y=0}$, которая пропорциональна τ_0; в зоне, где $(du/dy)_{y=0}$ начинает резко увеличиваться, и располагается точка перехода. Эпюру распределения скорости поперек слоя определяют при помощи микронасадков (см. рис. 6.3) и находят величину производной $(du/dy)_{y=0}$ вблизи точки перехода. В практических условиях применяется и более простой прием — измерение полного напора потока при помощи трубочек полного напора или «козыречков» из капель эмалита, которые располагают над дренажным отверстием, предназначенным для измерений распределения давления на поверхности. Для создания козыречка под каплю эмалита в направлении по потоку подкла-

дывают тонкую проволочку (0,02—0,04 мм). После застывания эмалита проволочку вынимают, а часть капли срезают, в результате чего образуется козырек с отверстием для измерения полного напора (рис. 6.23).

Из результатов опытов следует, что точка перехода при малой начальной турбулентности потока чаще всего находится за точкой минимума давления, при этом чем больше число Re, тем меньше расстояние между этими двумя характерными точками. При сравнительно малой турбулентности потока для профилей крыльев на малых углах атаки это расстояние равно 3—5% хорды, а иногда и больше. При сильной начальной турбулентности потока точка перехода располагается близко от носка профиля.

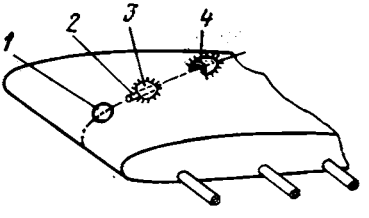


Рис. 6.23. Образование эмалитового козырека:

1—отверстия; *2*—проволочка; *3*—капля эмалита; *4* — козырек

Как же представить себе механизм явления перехода? Причиной перехода пограничного слоя из ламинарного состояния в турбулентное является потеря устойчивости ламинарного течения в пограничном слое. Для теоретического исследования условий устойчивости изучают устойчивость течения по отношению к малым местным возмущениям скорости, возникающим в потоке. Производят анализ поведения этих малых возмущений. Если возмущения затухают с течением времени, то течение устойчиво по отношению к этим возмущениям. Теория устойчивости позволяет определить число $Re_{кр.л}$, при котором затухают все отдельные возмущения. Если $Re > Re_{кр.л}$, возможно нарастание отдельных колебаний. Наблюдаемое на практике число $Re_{кр}$ всегда больше этой теоретической величины. Число $Re_{кр}$ очень сильно зависит от степени турбулентности внешнего потока.

6. ВЛИЯНИЕ ШЕРОХОВАТОСТИ ПОВЕРХНОСТИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

Виды шероховатости очень разнообразны. Различают *закономерную шероховатость*, характеризующуюся наличием выступов или впадин, расстояния между которыми имеют такой же порядок, что и их высота или глубина. В свою очередь закономерная шероховатость может быть *общей* и *местной*. Общая закономерная шероховатость характеризуется полным отсутствием гладкой поверхности, местная шероховатость — отдельными участками поверхности с бугорками. Бугорки этой отдельно рассматриваемой поверхности увеличивают ее сопротивление за счет собственного сопротивления и мало влияют на сопротивление гладкой поверхности тела и на

сопротивление других участков с бугорками на этой поверхности. Существует также единичная шероховатость, характеризуемая наличием отдельных местных выступов или впадин.

Если расстояния между отдельными выступами значительно превышают их высоту, а распределение выступов имеет некоторую закономерность, то поверхность называется *волнистой*. На рис. 6.24 схематически показаны некоторые из этих поверхностей.

Шероховатость значительно повышает сопротивление трения. Для пояснения сущности происходящих при обтекании шероховатой поверхности процессов введем понятие о ламинаром подслое в турбулентном пограничном слое. Если в турбулентном пограничном слое существует какое-то распределение скоростей, например по закону корня седьмой степени, то этот закон характеризует распределение только средних скоростей. В действительности скорость в пограничном слое является суммой средней и пульсационной скоростей. Чем ближе к стенке, тем меньше колебания скорости (нормальная составляющая скорости убывает по мере приближения к стенке также очень быстро). Если следовать закону корня седьмой степени, то напряжение трения у стенки бесконечно велико (при $y=0$ величина $du/dy=\infty$). Такой результат позволяет предположить наличие турбулентных колебаний у стенки. Если же допустить, что на дне турбулентного слоя существует очень тонкий ламинарный подслой, то в нем турбулентные колебания будут исчезать и напряжение трения будет выражаться известным соотношением

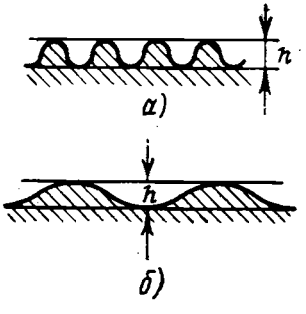


Рис. 6.24. Шероховатая (*а*) и волнистая (*б*) поверхности

$$\tau_0=\mu\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{y=0}.$$

Ламинарный подслой очень тонок. При малых скоростях внешнего потока его толщина составляет примерно 1% от общей толщины слоя; при больших, особенно при гиперзвуковых скоростях, толщина подслоя может достигнуть значительных размеров. Распределение скоростей в подслое можно принять по закону прямой линии. При помощи только что записанного выражения можно найти величину среднего градиента скорости в подслое, задаваясь значением для τ_0, из уравнений для турбулентного слоя при больших числах Re.

Влияние закономерной шероховатости поверхности на сопротивление трения хорошо исследовано в аэродинамических трубах в применении к различным телам и при разных скоростях потока. Степень закономерной шероховатости обычно оценивают относительной шероховатостью, т. е. отношением средней высоты бугорков шероховатости к радиусу трубы, хорде крыла, длине ракеты или фюзеляжа или другому характерному размеру тела.

При анализе обтекания газом относительно шероховатой поверхности следует различать три режима течения. Первый режим характеризуется тем, что бугорки шероховатости находятся на дне ламинарного подслоя. Ввиду исключительной малости бугорков поток, движущийся с малой скоростью, обтекает поверхность без образования отрывов, т. е. так, как будто поверхность является гладкой. В этом случае можно пользоваться теорией турбулентного слоя — сопротивление трения зависит от числа Re и относительная шероховатость не влияет на характер движения.

Второй режим характеризуется высотой бугорков того же порядка, что и толщина ламинарного подслоя. В этом случае на сопротивление трения оказывают влияние и число Re и величина относительной шероховатости.

Третий режим имеет место тогда, когда высота бугорков намного больше толщины ламинарного подслоя. Бугорки шероховатости обтекаются с отрывом, и сопротивление трения уже не зависит от числа Re, но сильно зависит от относительной шероховатости. Сопротивление будет в основном определяться сопротивлением давления обтекаемых потоком бугорков, т. е. фактически будет зависеть от квадрата скорости течения.

Никурадзе в лаборатории Прандтля были проведены обстоятельные экспериментальные исследования сопротивления трения в трубах с шероховатыми стенками, которые подтвердили схему разделения течения на три режима. Результаты опытов приведены на рис. 6.25. По оси ординат отложен логарифм коэффициента гидравлического сопротивления $\lg(100\lambda)$, причем между коэффициентом λ гидравлического сопротивления трубы и коэффициентом c_{xf} сопротивления трения трубы существует простая связь

$$\lambda = 4c_{xf}.$$

Характеристики сопротивления трения построены для разных значений относительной шероховатости (на графике даны обратные ей величины r/h). Из рис. 6.25 видно, что при первом режиме, т. е. при неразвившемся турбулентном течении, относительная шероховатость не влияет на сопротивление трения — течение около стенки происходит так, как будто стенка гладкая, и независимо от значения параметра r/h величина $\lambda = 64/\mathrm{Re}$. При больших значениях Re, т. е. при третьем режиме обтекания, гид-

равлическое сопротивление зависит от квадрата скорости, не зависит от числа Re и зависит от шероховатости:

$$\lambda = \frac{1}{\left[2 \lg \frac{r}{h} + 1{,}74\right]^2}. \qquad (6.25)$$

На основании этих данных были произведены расчеты сопротивления трения пластинок с разной степенью шероховатости. На рис. 6.26 приведены результаты этих расчетов; параметрами являются величины, обратные относительной шероховатости x/h,

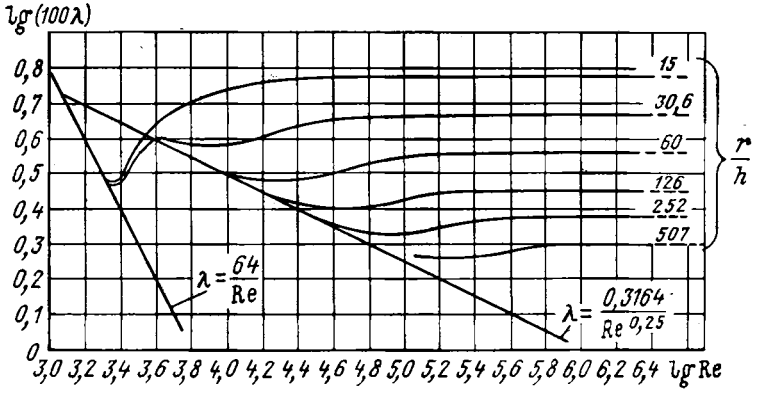


Рис. 6.25. Сопротивление трения труб при различной шероховатости стенок

и число Re_h, рассчитанное для высоты бугорков шероховатости: $\mathrm{Re}_h = \frac{u_0 h}{\nu}$. Коэффициент c_{xf} есть коэффитиент сопротивления местного трения, т. е. каждая точка кривой при $x/h = \text{const}$ соответствует коэффициенту трения на некотором определенном расстоянии x от передней кромки пластинки при заданной высоте бугорков h. Тогда, следуя по соответствующей кривой при $x/h = \text{const}$, можно получить разные значения коэффициента c_{xf} для разных величин Re.

Для приближенного определения коэффициента сопротивления трения шероховатых поверхностей можно пользоваться формулой

$$c_{xf} = \left(1{,}89 + 1{,}62 \lg \frac{x}{h}\right)^{-2{,}5}. \qquad (6.26)$$

Эту формулу следует применять для пластинок с большой степенью шероховатости.

Шероховатость поверхности тел, помимо непосредственного увеличения сопротивления трения в турбулентном слое, приво-

дит и к увеличению сопротивления вследствие перемещения вперед точки перехода ламинарного слоя в турбулентный. Опыты, произведенные в аэродинамических трубах и в полете на крыльях обычного типа, позволили уточнить влияние шероховатости поверхности на критическое число $Re_{кр}$, соответствующее условию перехода. Эту зависимость приближенно можно выразить следующим образом:

$$Re_{кр} \cdot 10^{-6} = \frac{2{,}88}{\left[\left(\frac{h}{b}\right) \cdot 10^{6}\right]^{0{,}63}}. \qquad (6.27)$$

График зависимости приведен на рис. 6.27. Поскольку зависимость дана для крыла, относительная шероховатость выражена в долях хорды.

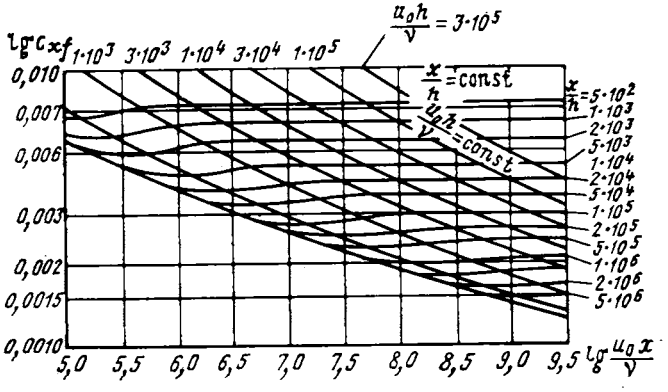


Рис. 6.26. Коэффициент сопротивления трения пластинок с различной относительной шероховатостью поверхности

Для профилей крыльев обычного типа ламинарный слой распространяется по верхней поверхности крыла на участке, не превышающем зону с отрицательным градиентом давления dp/dx. На нижней поверхности участок с ламинарным слоем обычно значителен и также связан с отрицательным градиентом dp/dx. Следует ожидать, что если точка перехода совпадет с точкой минимума давления на верхней поверхности, то и сопротивление трения будет минимальным.

Проведенные в ЦАГИ исследования по установлению зависимости сопротивления тела от степени шероховатости поверхности определили разделение поверхностей летательных аппаратов на три класса при оценке их с позиций шероховатости. Наиболее строгими являются требования для малых величин хорды крыла. Так, при хорде крыла ~ 2 м первый класс поверхностей соответствует величине бугорков шероховатости в 5—10 мк, что обеспечивает совпадение точек перехода и минимума давления.

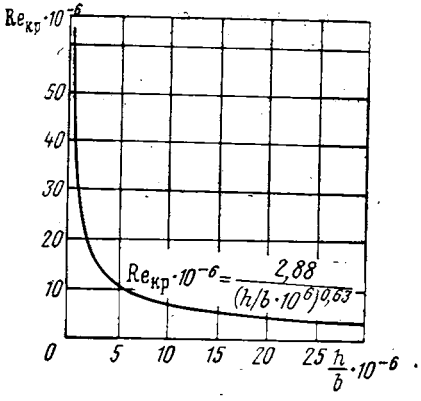


Рис. 6.27. Зависимость $Re_{кр}$ от относительной шероховатости поверхности

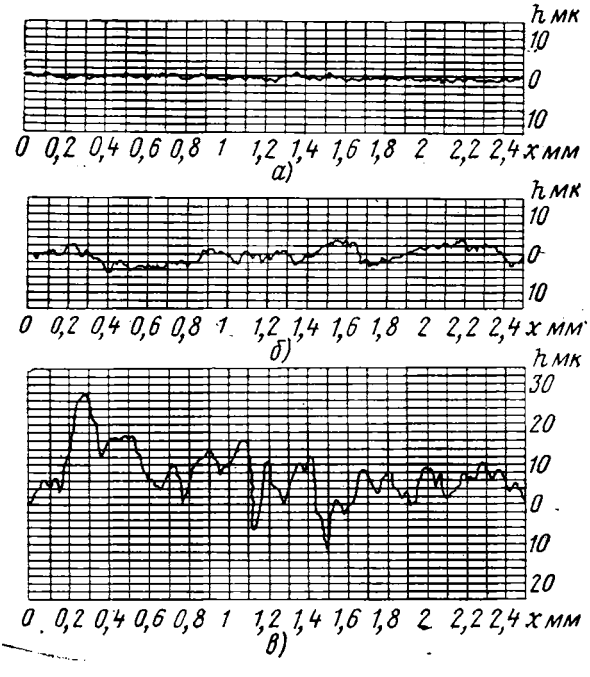


Рис. 6.28. Микропрофилограммы различных поверхностей:

а—ВИАМ. Эмаль А-24м по грунту АПГ-1 (дуралюмин); *б*—нитролак на поверхности крыла; *в*—кистевой камуфляж белой краской (здесь *x*—длина пути, пройденного микропрофилографом)

Второй класс для этого же крыла соответствует высоте бугорков 15—20 мк, при этом смещение точки перехода вперед невелико. Третий класс соответствует еще бо́льшей высоте бугорков и характеризуется увеличением сопротивления трения. Поскольку сопротивление трения характерно для летательных аппаратов во всем диапазоне скоростей, отделка поверхности является важнейшей задачей и совершенно очевидно, что поверхности, в основном, не должны быть хуже второго класса. Особенно строгими должны быть требования в отношении шероховатости носка и передней верхней части крыла и фюзеляжа; в кормовой части профиля крыла требования к отделке поверхности могут быть снижены.

Требования к волнистости поверхности при малых скоростях могут быть менее строгими, чем при сверхзвуковых скоростях, так как волнистость может увеличить волновое сопротивление тела.

Сопротивление, вызываемое местной шероховатостью, складывается из собственного сопротивления бугорков и сопротивления, вызываемого влиянием местной шероховатости на характеристики пограничного слоя. Сопротивление бугорков в данном случае определяется как сумма сопротивлений отдельных бугорков. При подсчете за величину скорости можно приближенно принимать местную скорость в пограничном слое на высоте середины бугорка, а за площадь обтекаемого бугорка — площадь его горизонтальных сечений. В результате сопротивление бугорка получается как предел суммы сопротивлений его горизонтальных сечений. Влияние местной шероховатости на характеристики слоя в области за этой шероховатостью будет выражаться в некотором увеличении толщины потери импульса δ^{**} и некотором уменьшении коэффициента τ.

Определение степени шероховатости производится специальными измерениями при помощи микропрофилографов, которые позволяют определить (в сильно увеличенном масштабе) размеры бугорков шероховатости. Образцы микропрофилограмм поверхностей различных классов приведены на рис. 6. 28.

7. ПРОСТРАНСТВЕННЫЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ

В предыдущих разделах рассматривалась плоская задача в применении к характеристикам пограничного слоя; изменение скорости в пограничном слое происходило в направлении оси y, нормальной к поверхности. В задаче пространственного пограничного слоя внешний потенциальный поток зависит минимум от двух координат в любой точке поверхности, а поток в самом слое раскладывается по всем трем осям. Течение в слое будет зависеть от двух градиентов давления: dp/dx и dp/dz. Примером такого рода течений может служить обтекание скользяще-

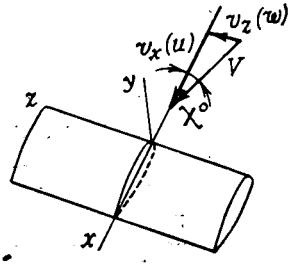


Рис. 6.29. Разложение вектора скорости потока V на составляющие при скольжении

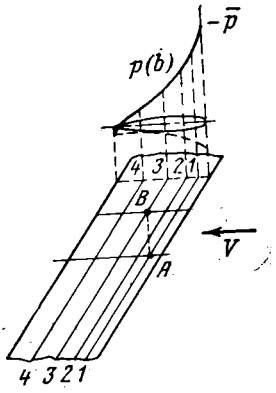


Рис. 6.30. Линии равных давлений на верхней поверхности скользящего крыла. $p_A < p_B$

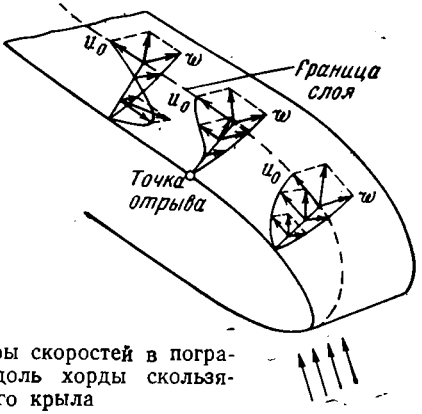


Рис. 6.31. Эпюры скоростей в пограничном слое вдоль хорды скользящего крыла

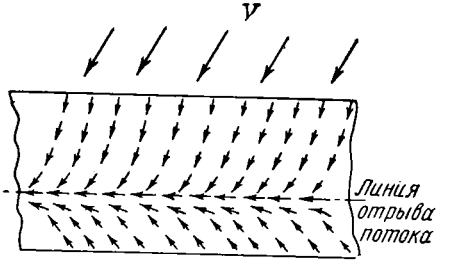


Рис. 6.32. Схема течения в пограничном слое на верхней поверхности скользящего крыла

го крыла (о котором будет подробнее сказано в гл. VIII), где пограничный слой испытывает воздействие двух градиентов давления: $\partial p/\partial x$ — вдоль хорды крыла и $\partial p/\partial z$ — вдоль размаха, как это показано на рис. 6.29. В этом случае на верхней поверхности крыла, где обычно действует разрежение, нарастающее к его концам, поток в пограничном слое движется по направлению к концу крыла и это существенно сказывается на аэродинамических свойствах крыла.

Другим примером может служить обтекание вращающегося диска или вращательное течение около неподвижной стенки, где градиент давления создается за счет действия центробежной силы.

Рассмотрим механизм появления поперечного градиента давления в случае скользящего крыла. На рис. 6.30 изображены линии равных давлений или изобары на верхней поверхности скользящего крыла *1-1*, *2-2*, *3-3* и т. д. Совершенно ясно, что давление в точке A меньше, чем давление в точке B, что и является причиной возникновения поперечных токов, определяющих характер движения в пограничном слое. Как показали исследования В. В. Струминского, пограничный слой в этом случае оказывается закрученным на некоторой угол, который изменяется по высоте слоя и по хорде крыла. В точке отрыва слоя само течение проходит вдоль размаха крыла. Рассмотрим это положение несколько подробнее. На рис. 6.31 нанесены в аксонометрической проекции эпюры распределения скоростей в пограничном слое вдоль хорды скользящего крыла; результирующая скорость в слое получается в результате геометрического сложения векторов скоростей по хорде и по размаху крыла. Наибольшей закрученности поток внутри слоя достигает за точкой отрыва, и направление скорости внутри слоя не совпадает с направлением на границе слоя и внешнего потока. Из схемы рис. 6.32 видно, что в зонах пограничного слоя, примыкающих к стенке, поток течет вдоль размаха крыла. Спектры течения, полученные разными исследователями, подтверждают это положение. Такой характер течения приводит к более раннему отрыву потока на внешних концевых участках стреловидных крыльев.

При вращении диска на его поверхности также образуется пространственный пограничный слой. Для простоты предположим, что диск вращается в неподвижной жидкости. При этом частицы среды, которые вращаются в пограничном слое диска, будут стекать в направлении его внешней стороны под воздействием центробежной силы, а новые частицы из внешней среды будут поступать на их место. При наличии осевого потока со скоростью V это явление будет мало отличаться от рассмотренного выше. Характеристики обтекания будут зависеть от двух параметров: числа $\mathrm{Re}=\omega R^2/\nu$ и характеристики вращения, являющейся, по существу, числом Струхаля — $V/\omega R$, т. е. отно-

шением скорости набегающего потока к скорости вращения на конце диска. На рис. 6.33, предложенном Шлихтингом, приве-

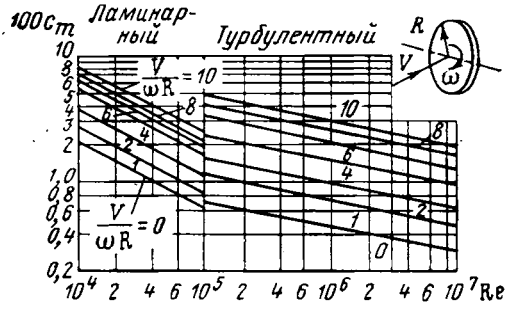


Рис. 6.33. Коэффициент момента трения диска в осевом потоке:

$$c_m = \frac{M}{\varrho \frac{\omega^2}{2} R^5}$$

дены коэффициенты момента трения диска на обдуваемой стороне диска при разных значениях Re и $V/\omega R$ для ламинарного и турбулентного состояний слоя на диске.

Глава VII

ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ В СЖИМАЕМОМ ГАЗЕ

1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ

Повышение скоростей летательных аппаратов, особенно интенсивное в последние годы, выдвигает перед конструкторами проблему тепловой защиты этих аппаратов от чрезмерного аэродинамического нагрева, который может оказать очень неблагоприятное влияние на прочность конструкционных материалов.

В гл. II было введено понятие температуры торможения, т. е. наибольшей температуры, которая может быть достигнута на поверхности обтекаемого тела при изэнтропическом сжатии в точках нулевой скорости. Однако даже в том случае, когда тепло не отводится от поверхности и не излучается в окружающее пространство, температура на поверхности тела практически меньше температуры торможения, так как в процессе торможения кинетическая энергия потока переходит в тепловую энергию, часть которой неизбежно рассеивается.

Температура поверхности тела существенно зависит от характеристик пограничного слоя, в котором вследствие сил вязкости и трения происходит интенсивное дополнительное выделение тепла. При этом значительную роль в характере теплообмена между потоком и телом играет теплоотдача самого тела. Распределение температур в пограничном слое сильно зависит от того, является ли поверхность тела, или, иначе, стенка, «горячей» или «холодной», так как в первом случае происходит отдача тепла телом, а во втором случае — его нагрев. При значительных температурах поверхности тела начинает приобретать значение и явление излучения. Наконец, весьма важна форма обтекаемого тела, так как она влияет на поле температур потока, а также на вид скачка уплотнения при сверхзвуковых и гиперзвуковых скоростях. Условия нагрева поверхности зависят также от того, является ли пограничный слой ламинарным или турбулентным.

Приведенные положения свидетельствуют о необходимости детального изучения пограничного слоя в сжимаемом газе и происходящих в нем тепловых процессов.

Передача тепла от газа к телу осуществляется в первую очередь посредством конвективной теплопроводности потока. Поэтому знание поля температур в окружающей тело среде позволяет определить распределение местных температур на самом теле. Распределение температур в потоке около тела напоминает распределение скоростей в пограничном слое, поэтому по аналогии может быть введено понятие «теплового пограничного слоя». Именно в этом слое и происходит в основном процесс передачи тепла от нагретого потока к холодному телу.

Элементарное количество тепла, передаваемого окружающей газообразной средой твердому телу, можно представить в виде суммы двух компонентов:

$$dQ = dQ_\lambda + dQ_f,$$

где первый компонент dQ_λ — количество тепла, получаемое телом в результате конвективной теплопередачи. Здесь $dQ_\lambda = -\frac{\lambda}{\delta} dF\,dT$, где λ — коэффициент теплопроводности в ккал/(м·с·град) (для перехода к системе СИ имеется соотношение 1 ккал/(м·с·град) = $4{,}187 \cdot 10^3$ Вт/(м·град); δ — толщина пограничного слоя; dF — элементарная площадь, через которую тепло перетекает к твердому телу. Второй компонент $dQ_f = dV\mu\Phi$ — тепло, полученное телом в результате действия сил трения (здесь Φ — функция рассеяния энергии, выражающаяся через производные от скорости течения в пограничном слое).

При моделировании процессов теплоотдачи, помимо уже известных ранее критериев подобия (чисел M и Re), нужно учитывать и другие критерии. Это, прежде всего, число Прандтля $\mathrm{Pr} = \frac{\mu c_p}{\lambda}$, которое представляет собой отношение количества тепла, выделяемого вследствие трения, пропорционального μ, к количеству тепла, уносимого молекулами газа, пропорционального λ/c_p. Очевидно, что больших температурных градиентов по нормали dT/dy следует ожидать там, где существуют большие напряжения трения.

Для газов число $\mathrm{Pr} < 1$. Это значит, что в газах количество тепла от теплопроводности преобладает над количеством тепла от вязкостных свойств. Для жидкостей число $\mathrm{Pr} > 1$, это, в свою очередь, означает преобладание тепла от трения над теплом от молекулярного перемешивания. При средних температурах воздуха число $\mathrm{Pr} = 0{,}72$. В расчетах для воздуха часто принимают $\mathrm{Pr} = 1$. В этом случае распределение температур в тепловом пограничном слое напоминает распределение скоростей в пограничном слое. В пределах теплового пограничного слоя температура изменяется от температуры поверхности $T_{\text{пов}}$ до статической температуры внешней среды $T_{\text{ст. вн}}$. Толщина теплового

слоя $\delta_т$, соответствующая этой разнице температур, чаще всего меньше толщины пограничного слоя δ.

Рассмотрим распределение температур в тепловом пограничном слое для теплоизолированной поверхности без излучения при условии, что процесс является равновесным. Температура $T_{пов}$ больше температуры $T_{ст.вн}$ и меньше температуры торможения внешнего потока T_2. На рис. 7.1 показано типичное распределение температур около стенки тела. Для случая $Pr=1$ будем иметь $T_{пов}=T_2$. Статическая температура $T_{ст}$, измеренная способом, исключающим нагрев вследствие изэнтропического сжатия, имеет у стенки величину градиента dT/dy, близкую к нулю, затем температура $T_{ст}$ падает и переходит далее асимптотически в температуру внешней среды $T_{ст.вн}$. Распределение местной температуры торможения $T_{2мест}$ по толщине пограничного слоя показывает, что вблизи поверхности тела эта температура меньше T_2, затем становится больше температуры T_2 и на внешней границе теплового пограничного слоя равна T_2.

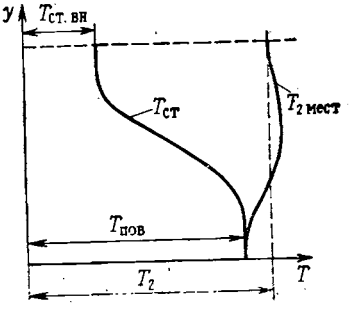


Рис. 7.1. Распределение температур около стенки тела

В гл. V уже было введено понятие о коэффициенте восстановления температуры r (5.19):

$$r=\frac{T_{пов}-T_{ст.вн}}{T_2-T_{ст.вн}}.$$

Этот коэффициент характеризует долю кинетической энергии набегающего потока, которая переходит в тепло при его торможении. Температура поверхности $T_{пов}$ в рассматриваемом случае и есть температура восстановления или температура адиабатического восстановления $T_а$.

Таким образом, нагрев, характеризуемый разностью температур $T_{пов}-T_{ст.вн}$, можно выразить через коэффициент восстановления температуры следующим образом:

$$T_{пов}-T_{ст.вч}=r\frac{V^2}{2c_p}=rT_{ст.вн}\frac{\varkappa-1}{2}M^2. \qquad (7.1)$$

Ввиду того что величина r для турбулентного пограничного слоя $r_т=0{,}89$—$0{,}9$ больше, чем для ламинарного слоя $r_л=0{,}84$—85, поверхность, обтекаемая турбулентным пограничным слоем, будет нагреваться сильнее, чем поверхность, обтекаемая ламинарным слоем.

При проведении опытов по изучению теплопередачи от внешней среды к стенке часто пользуются еще одним критерием по-

добия — числом Стэнтона (St). Это число представляет собой безразмерный коэффициент теплоотдачи.

Удельный тепловой поток, передающийся от газа к стенке, можно выразить следующим образом:

$$Q = \alpha (T_a - T_{пов}),$$

где α — коэффициент теплоотдачи в ккал/м²·с·град (или в Вт/м²·град по СИ), представляющий собой количество тепла, которое передается 1 м² поверхности за 1 с при перепаде температур в 1° между газом в пограничном слое и стенкой. За температуру газа обычно берут температуру восстановления T_a. Отношение коэффициента α к величине $c_p \varrho_0 u_0$, где ϱ_0 и u_0 — соответственно плотность и скорость на внешней границе пограничного слоя, называется числом Стэнтона:

$$St = \frac{\alpha}{c_p \varrho_0 u_0}. \qquad (7.2)$$

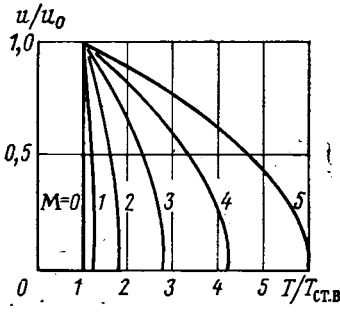


Рис. 7.2. Соотношение между скоростями и температурами теплоизолированной стенки, обтекаемой изэнтропическим потоком при Pr=1

Каковы же соотношения теплового и обычного (динамического) пограничных слоев? Ответом на этот вопрос может служить рис. 7.2, на котором показано отношение скоростей в пограничном слое и во внешнем потоке в функции отношения температур в пограничном слое и на внешней границе слоя. Параметром является число M на границе слоя, которое оказывает сильное влияние на поле температур вблизи тела.

При определении условий теплоотдачи обычно пользуются безразмерным коэффициентом, характеризующим местные условия перехода тепла, т. е. числом Нуссельта (Nu), которое выражается как

$$Nu = \frac{\alpha l}{\lambda}. \qquad (7.3)$$

Число Nu для геометрически подобных поверхностей является функцией чисел Re, St и Pr:

$$Nu = Re \cdot Pr \qquad (7.4)$$

В частности, приняв Pr=1, можно получить следующее выражение для среднего значения числа Nu при определении его для некоторой выбранной длины l тела:

$$Nu_l = \frac{1}{2} Re_l c_{xf}. \qquad (7.5)$$

Это соотношение между коэффициентами теплоотдачи и трения называется *аналогией Рейнольдса.*

При различных исследованиях теплоотдачи в пограничном слое принимают гипотезы, упрощающие задачу. Ранее было указано, что величина удельной теплоемкости c_p принимается постоянной. Это возможно до температур порядка 500 К. При более высоких температурах величина c_p определяется для средней температуры в слое между $T_{пов}$ и $T_{ст.вн}$. Величина c_p с повышением температуры возрастает. Число Pr также выбирают постоянным, ориентируясь на среднюю температуру; для воздуха число Pr изменяется в пределах 0,68—0,75. Допущение, что Pr = 1, дает большие упрощения и позволяет рассматривать сложные случаи обтекания тел нагретым газом. Это допущение соответствует случаю равенства температур стенки и торможения. Поскольку увеличение температуры торможения при изэнтропическом сжатии пропорционально M^2, погрешность при определении температуры в слое, близком к телу, также будет пропорциональна M^2.

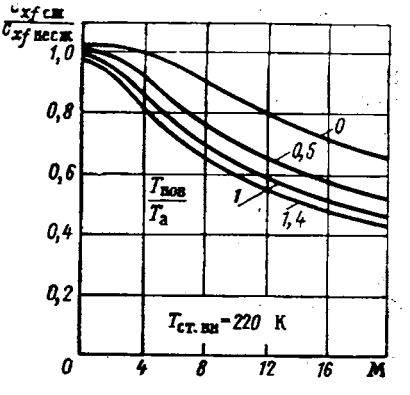


Рис. 7.3. Отношение коэффициентов трения в сжимаемой и несжимаемой средах в зависимости от числа M для ламинарного пограничного слоя

При определении коэффициента вязкости можно пользоваться формулой (1.10), которая дает возможность найти μ в пределах до температур $T \approx 3000$ К.

Связь между коэффициентом трения c_{xf} и температурой поверхности $T_{пов}$ имеет при анализе пограничного слоя большое значение. Строго говоря, величина отношения коэффициента трения в случае сжимаемой среды $c_{xf\,сж}$ к соответствующему коэффициенту в несжимаемой среде $c_{xf\,несж}$ зависит не только от числа M, но и от температуры в пограничном слое сжимаемой среды (рис. 7.3). Однако в приближенных расчетах это отношение считают только функцией числа M.

Чтобы получить более полное представление о нагреве поверхности летательного аппарата на больших высотах полета при больших скоростях, необходимо рассмотреть все источники, создающие нагрев. Выше была рассмотрена конвективная передача тепла от нагретого теплового слоя к телу. Помимо этого, существуют притоки тепла от солнечной радиации и от различных установок, находящихся внутри летящего тела. С другой стороны, тепло отводится от поверхности как при помощи

различных охлаждающих устройств, так и за счет излучения от поверхности. При рассмотрении установившегося движения тонкой нетеплопроводной пластинки вводится понятие *равновесной температуры* поверхности, соответствующей установившемуся тепловому потоку.

Удельный тепловой поток, излучаемый поверхностью, определяется законом Стефана—Больцмана:

$$q_{изл} = \varepsilon \cdot \sigma \cdot T^4_{пов}.$$

Здесь ε — коэффициент черноты поверхности, равный отношению излучательных свойств рассматриваемой поверхности к излучательным свойствам абсолютно черного тела и зависящий от температуры, материала и качества отделки поверхности. Обычно коэффициент $\varepsilon < 1$, значения ε можно найти в специальных таблицах; σ — постоянная Больцмана, характеризующая излучение абсолютно черного тела ($\sigma = 1{,}38 \cdot 10^{-11}$ ккал/м^2·с·град^4).

Понятие «абсолютно черное тело» обусловливается тем, что поверхность, поглощающая все световые лучи, кажется черной. Однако если поверхность поглощает все тепловые лучи, не поглощая всего светового излучения, то такая поверхность не покажется нам черной. Например, свежевыпавший снег является почти абсолютно черным телом, так как его коэффициент черноты $\varepsilon = 0{,}985$. Конечно, в приведенном примере температура поверхности невысока. Абсолютно черных тел в природе не существует.

При рассмотрении теплового баланса поверхности аппарата, летящего в пределах земной атмосферы, достаточно в первом приближении учесть конвективный тепловой поток, поток излучения и тепло, искусственно отводимое при помощи охлаждающих устройств.

2. ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ В СЖИМАЕМОМ ГАЗЕ

Исследования ламинарного пограничного слоя в сжимаемом газе были существенно продвинуты трудами А. А. Дородницына и его учеников. Рассматривая случай, когда число $Pr = 1$, Дородницын распространил метод представления профиля скоростей в пограничном слое в виде функции формпараметра $f = \frac{\frac{du_0}{dx}\delta^{**2}}{\nu}$ на сжимаемый газ. При этом им были предложены новые независимые переменные, которые позволили привести уравнения для пограничного слоя в сжимаемом газе к случаю несжимаемого газа. Принятый при исследовании закон однопараметрической связи для распределения скоростей по толщине пограничного слоя в сжимаемом газе привел к универсальным зависимостям, которые можно найти при помощи таблиц, вычисленных для несжимаемой среды. На базе этой теории были

произведены расчеты, которые показали, в частности, что при прочих равных условиях точка отрыва слоя в сжимаемом газе находится на профиле крыла значительно ближе к передней кромке, чем в несжимаемой среде.

В дальнейшем было установлено, что предположение $Pr=1$ не вносит существенных погрешностей в расчеты коэффициентов трения, но сильно сказывается на значениях температур в пограничном слое, причем возрастание числа M приводило к увеличению этих погрешностей. Поэтому в 1948 г. Дородницыным был предложен новый метод, представляющий собой следующий шаг к решению проблемы. Приняв число Pr произвольным, уже нельзя было ограничиться существованием одного параметра f. В приближенном представлении, обеспечивающем необходимую точность метода, оказалось возможным принять, что профиль скорости в слое, а также распределение теплосодержания определяются тремя параметрами: $\frac{\frac{du_0}{dx}\delta^{**2}}{\nu_2\tau_0}$, числом Pr и числом $\alpha_0^2=\frac{\frac{\varkappa-1}{2}M_1^2}{1+\frac{\varkappa-1}{2}M_1^2}$, являющимся функцией местного числа M_1. Здесь ν_2 — значение коэффициента кинематической вязкости в точке нулевой скорости; $\tau_0=1-\alpha_1^2$.

Упомянутые выше методы дают возможность производить расчеты теплопередачи и температур обшивки летательных аппаратов при больших скоростях полета на разной высоте. Но даже при наличии вспомогательных графиков и таблиц на это требуется большое количество времени. Поэтому для ламинарного слоя параллельно получили развитие приближенные методы расчета, базирующиеся на исследованиях Эккерта, Ван-Драйста, Рубезина и др. Было установлено, что характеристики трения и теплопередачи при больших скоростях полета, определенные для условной среды с постоянными свойствами, удовлетворительно соответствуют реальным условиям в сверхзвуковом пограничном слое, если эти свойства среды определяются при некоторой определяющей температуре $T_{опр}$. Эта температура оказывается промежуточной между температурой внешней среды $T_{ст.вн}$ и температурой поверхности $T_{пов}$. При этом, если теплоемкость c_p нельзя принимать постоянной, следует ввести понятие об определяющей энтальпии $i_{опр}$, соответствующей температуре $T_{опр}$.

Величину определяющей температуры для ламинарного пограничного слоя можно получить по следующей формуле:

$$T_{опр}=T_{ст.вн}+0{,}50(T_{пов}-T_{ст.вн})+0{,}22(T_a-T_{ст.вн}). \qquad (7.6)$$

Для турбулентного слоя эта формула имеет несколько иные коэффициенты:

$$T_{\text{опр}}=T_{\text{ст.вн}}+0{,}54\,(T_{\text{пов}}-T_{\text{ст.вн}})+0{,}16\,(T_{\text{а}}-T_{\text{ст.вн}}). \quad (7.6\text{а})$$

Если поток тепла определяется по разности энтальпий $Q=\lambda_{\text{опр}}(i_{\text{а}}-i_{\text{пов}})$, то можно ввести понятие об определяющей энтальпии:

$$i_{\text{опр}}=i_{\text{ст}}+0{,}5\,(i_{\text{пов}}-i_{\text{ст}})+0{,}22\,(i_{\text{а}}-i_{\text{ст}}) \quad (7.7)$$

или по Монэгану

$$\frac{i_{\text{опр}}}{i_{\delta}}=0{,}46+0{,}54\frac{i_{\text{пов}}}{i_{\delta}}+0{,}67\,(\varkappa-1)\,M_{\delta}^{2} \quad (7.7\text{а})$$

при переменной удельной теплоемкости, где i_{δ} и M_{δ} — значения энтальпии и числа M на внешней границе пограничного слоя.

Температуру восстановления $T_{\text{а}}$ и, соответственно, энтальпию восстановления $i_{\text{а}}$ можно определить по зависимостям:

$$T_{\text{а}}=T_{\text{ст.вн}}+r\left(\frac{u_0^2}{2c_p}\right), \quad (7.8)$$

$$i_{\text{а}}=i_{\text{ст}}+r_{\text{опр}}\left(\frac{u_0^2}{2}\right), \quad (7.9)$$

где $r_{\text{опр}}$ является функцией числа Pr и определяется по формулам (7.10) и (7.14).

Коэффициент восстановления температуры r представляет собой функцию числа Pr. Для ламинарного слоя

$$r=\sqrt{\text{Pr}}. \quad (7.10)$$

При нахождении $r_{\text{опр}}$ число Pr должно соответствовать определяющей температуре.

Местное напряжение трения определяют по формуле

$$\tau_{\text{пов}}=\frac{0{,}664}{\sqrt{\dfrac{u_0 x}{\nu_{\text{опр}}}}}\,\frac{\varrho_{\text{опр}}u_0^2}{2}.$$

Отсюда коэффициент трения для ламинарного слоя

$$c_{xf}=\frac{0{,}664}{\sqrt{\dfrac{\varrho_{\text{опр}}\,u_0 x}{\mu_{\text{опр}}}}}.$$

Величины коэффициента вязкости и плотности среды нужно брать в соответствии с определяющей температурой.

Для определения количества тепла целесообразно пользоваться числом Стэнтона:

$$St=\frac{\lambda}{\varrho c_p u_0} \tag{7.11}$$

или при переменной удельной теплоемкости

$$St=\frac{\lambda_{эн}}{\varrho u_0}. \tag{7.11а}$$

Здесь коэффициент теплопроводности $\lambda_{эн}$ определен по энтальпии.

Саму величину St можно также найти из соотношения

$$St=\frac{c_{xf}}{2}(Pr_{опр})^{-\frac{2}{3}}. \tag{7.12}$$

Как видно, определение трения и теплового потока на обтекаемой пластинке связано с числом Прандтля. Если это число известно, то можно определить и основные характеристики пограничного слоя в сжимаемом газе при больших скоростях течения.

Приведенными выше формулами следует пользоваться при наличии ламинарного пограничного слоя. Однако рассмотренный выше метод определения трения и теплопередачи можно применять и для турбулентного пограничного слоя. В этом случае коэффициент трения можно определять по формуле Шульца—Грунова, хорошо согласующейся с результатами эксперимента:

$$c_{xf}=\frac{0{,}37}{(\lg Re_{опр})^{2{,}584}}. \tag{7.13}$$

Коэффициент восстановления температуры для турбулентного пограничного слоя приближенно можно найти по формуле

$$r=\sqrt[3]{Pr}. \tag{7.14}$$

Число Стэнтона можно записать в виде

$$St=\frac{c_{xf}}{2}Pr^{-\frac{2}{3}}. \tag{7.15}$$

Число Pr должно соответствовать определяющей температуре.

На рис. 7.3 дано отношение коэффициентов трения плоской пластинки при ламинарном пограничном слое в сжимаемой и несжимаемой средах $c_{xf\,сж}/c_{xf\,несж}$ в функции числа M набегающего потока. При этом параметром служит отношение температуры поверхности к температуре восстановления. Как видно, охлаждение стенки вызывает повышение силы трения. В том

случае, когда стенка теплее пограничного слоя, трение уменьшается. График дан для температуры внешней среды, соответствующей условиям полета в стратосфере. На рис. 7.4 приве-

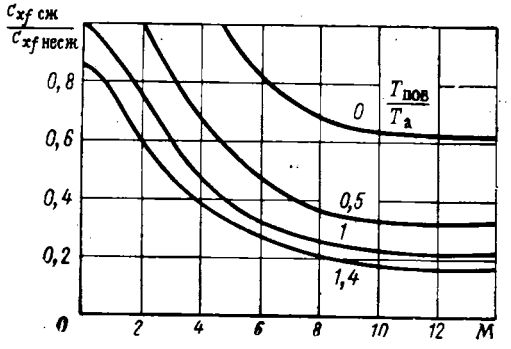


Рис. 7.4. Отношение коэффициентов трения в сжимаемой и несжимаемой средах в зависимости от числа M для турбулентного пограничного слоя (кривая $T_{пов}/T_a=1$ построена по опытным данным)

дены те же характеристики для турбулентного пограничного слоя. Из сопоставления двух графиков видно, что в турбулентном слое влияние числа M на снижение коэффициента трения более значительно. На рис. 7.4а приведены значения коэффициента c_{xf} в функции числа Re для разных чисел M.

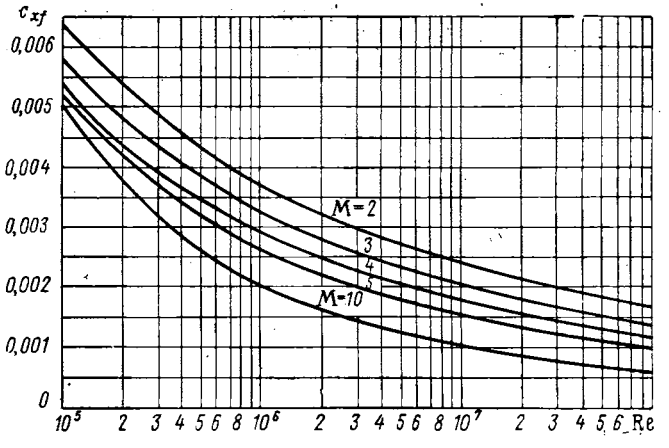


Рис. 7.4а. Зависимость коэффициента трения пластинки c_{xf} при турбулентном слое от числа Re для разных значений числа M

Следует заметить, что коэффициенты трения во всех рассмотренных случаях соответствуют исходным данным при статической температуре вне пограничного слоя. Давление на обтекаемой поверхности было принято постоянным: $dp/dx=0$, температура стенки также постоянна. Предполагалось также, что

диссоциация, скольжение и взаимодействующие со слоем скачки отсутствуют.

На рис. 7.5 показана температура восстановления T_a в пограничном слое пластинки в зависимости от числа M, а также отношение $T_{max}/T_{ст.вн}$. Если пластинка не подогревается и не охлаждается, то температура T_a является и максимальной температурой T_{max}. На графике показаны также границы диссоциации в пограничном слое при высоте полета $H=75$ км и $H=0$ км. Значения T_a даны для случаев ламинарного слоя,

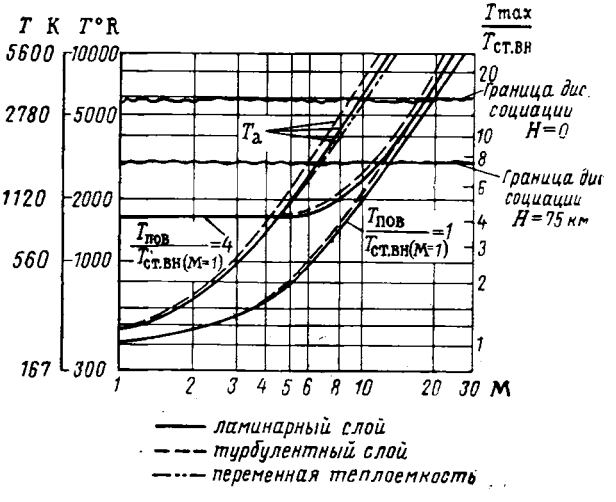


Рис. 7.5. Температура T_a и отношение $T_{max}/T_{ст.вн}$ в пограничном слое пластинки

а также турбулентного слоя при $c_p=\text{const}$; приведена также кривая для переменной теплоемкости. Как видно, различия во всех трех рассмотренных случаях не очень существенны. Ветви кривых справа представляют отношения максимальной температуры к статической (в потоке вне слоя) в ламинарном и турбулентном слоях при условии $\frac{T_{пов}}{T_{ст.вн}(M=1)}=1$ и $\frac{T_{пов}}{T_{ст.вн}(M=1)}=4$. Значения $T_{max}/T_{ст.вн}$ возрастают с числом M. Видно также, что при $\frac{T_{пов}}{T_{ст.вн}(M=1)}=4$ диссоциация в пограничном слое на высоте 75 км отсутствует до числа $M=14$, а при нулевой высоте полета до $M=18$.

Определенный практический интерес представляют характеристики конических поверхностей, поскольку конус является часто встречающимся элементом в компоновках сверхзвуковых и гиперзвуковых летательных аппаратов. Коэффициент сопротив-

ления трения конуса больше соответствующего коэффициента пластинки:

$\frac{c_{xf\,к}}{c_{xf\,пл}} = \frac{2}{\sqrt{3}}$ и $\frac{c_{xf\,к}}{c_{xf\,пл}} = 1{,}036$ для ламинарного и турбулентного пограничного слоя соответственно, а толщины слоя относятся как $\frac{\delta_к^{**}}{\delta_{пл}^{**}} = \frac{1}{\sqrt{3}}$ для ламинарного слоя и $\frac{\delta_к^{**}}{\delta_{пл}^{**}} = 0{,}518$ для турбулентного пограничного слоя. Соотношения приведены для случая одинаковых температур поверхности и одинаковых значений Re и M.

Для измерения переменных температур и давления в пограничном слое при опытах в гиперзвуковых аэродинамических трубах используется аппаратура очень высокого быстродействия — до 1 мкс. Для измерения высоких давлений используются пьезоэлектрические кварцевые датчики, а для меньших давлений — пьезоэлектрические датчики из свинца, цирконата и титаната. Датчики для измерения тепловых потоков изготовляются из платины и наносятся на поверхность пирексового стекла посредством вжигания, при этом платиновая пленка имеет очень малую толщину ~ 350 Å, что и обеспечивает столь высокое быстродействие и безынерционность датчиков. Температура торможения измеряется также при помощи датчика в виде платиновой полоски толщиной 0,01 мм, закрепленной на конце миниатюрного пирексового стержня.

3. ВЛИЯНИЕ СЖИМАЕМОСТИ СРЕДЫ НА ПЕРЕХОД ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ИЗ ЛАМИНАРНОГО В ТУРБУЛЕНТНЫЙ И ОТРЫВ СЛОЯ

За последнее время получили успешное развитие теории устойчивости пограничного слоя при больших скоростях обтекания. Согласно этим теориям критическое число $Re_{кр}$ убывает по мере возрастания числа M. Кроме того, теория показывает, что число $Re_{кр}$ для конической поверхности примерно в 3 раза больше, чем для плоской. Опытами это положение не подтверждается. Согласно опытным данным при увеличении числа M число $Re_{кр}$ сначала убывает, а затем начинает возрастать.

Приведем некоторые результаты экспериментальных исследований.

На положение точки перехода пограничного слоя из ламинарного в турбулентный как в сжимаемой, так и в несжимаемой среде влияют начальная турбулентность потока, величина и знак градиента давления dp/dx и шероховатость поверхности. Новым фактором является влияние числа M набегающего потока. На рис. 7.6 показана зависимость $Re_{кр}$ от числа M для пластинки. До $M=3$—4 число $Re_{кр}$ уменьшается, а при больших значениях M — начинает увеличиваться. Заштрихованная зона

показывает границы перехода при больших числах M; при меньших числах M указана средняя величина критических чисел $Re_{кр}$.

Влияние благоприятного градиента давления на положение точки перехода существует и возрастает при увеличении числа M.

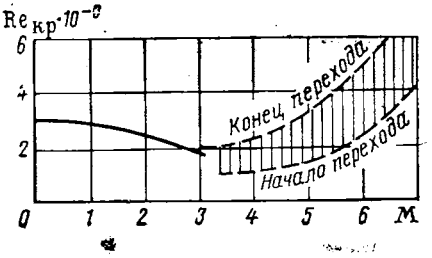


Рис. 7.6. Зависимость критического числа $Re_{кр}$ от числа M

Опыты показывают, что процесс теплопередачи увеличивает число $Re_{кр}$, если стенка холоднее пограничного слоя и, наоборот, ускоряет переход, если стенка теплее пограничного слоя. На рис. 7.7 показана связь между отношением критических чисел $\frac{Re_{кр\,T}}{Re_{кр\,0}}$ и отношением температур $T_{пов}/T_a$.

Нагамацу, Грэйбер и Шир (США) провели в ударной аэродинамической трубе при гиперзвуковых скоростях опыты, в ко-

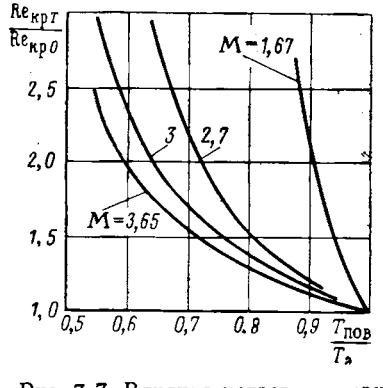


Рис. 7.7. Влияние нагрева поверхности на число $Re_{кр}$ перехода

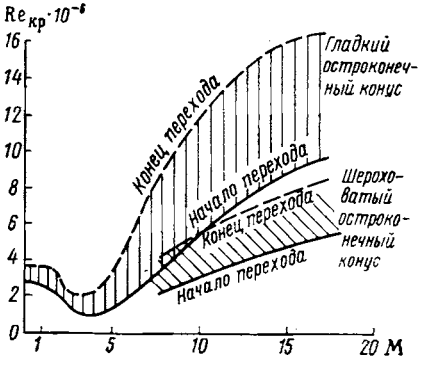


Рис. 7.8. Зоны перехода для конуса в зависимости от числа M и $Re_{кр}$

торых была установлена зависимость условий перехода от основных параметров для конусов с углом раствора 10°. Число M при опытах доходило до 16. На рис. 7.8 дана зависимость числа $Re_{кр}$ от M. При гиперзвуковых скоростях зона перехода очень значительна. Например, при M=8,5 значения числа $Re_{кр}$ для

остроконечного конуса составляют от $3{,}8 \cdot 10^6$ до $9{,}6 \cdot 10^6$ при гладкой поверхности и от $2{,}2 \cdot 10^6$ до $4{,}2 \cdot 10^6$ при шероховатой поверхности. Таким образом, шероховатость поверхности оказывает очень большое влияние на переход. Опытами установлено, что при числах $M>9$ местный коэффициент сопротивления трения при наличии слоя, перешедшего в турбулентный, стремится к некоторому постоянному значению, что несколько расходится с положениями теории. Установлено также, что возрастание числа M уменьшает влияние шероховатости на переход погра-

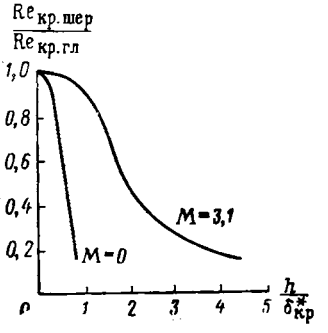


Рис. 7.9. Влияние сжимаемости среды на $Re_{кр}$ для шероховатой пластинки

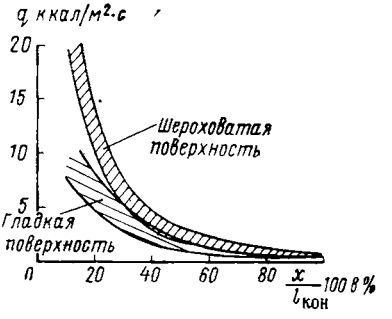


Рис. 7.10. Распределение удельных тепловых потоков вдоль конуса с гладкой и шероховатой поверхностью (здесь x — расстояние от вершины конуса; $l_{кон}$ — длина конуса)

ничного слоя. Высота бугорков шероховатости h, необходимая, чтобы вызвать переход, также возрастает с увеличением числа M. Это объясняется увеличением толщины вытеснения с увеличением числа M. В случае теплоизолированной пластинки без излучения для определения критической высоты $h_{кр}$ бугорка шероховатости можно воспользоваться следующей зависимостью:

$$h_{кр} = \delta^*_{кр} \frac{32\sqrt{1+0{,}2M^2}}{\left(\frac{u_0 \delta^*_{кр}}{\nu_0}\right)^{1/2}}. \qquad (7.16)$$

Здесь число Re определено для линейной величины, равной толщине вытеснения $\delta^*_{кр}$; $h_{кр}$ — критическая высота бугорка шероховатости; u_0 и ν_0 — значения скорости и кинематического коэффициента вязкости на внешней границе слоя.

На рис. 7.9 показано влияние сжимаемости среды на величину критического числа $Re_{кр}$ в функции относительной высоты шероховатости; за эту величину здесь принято отношение высоты h бугорка шероховатости к толщине вытеснения $\delta^*_{кр}$ слоя.

Очень отчетливо показано существенное влияние числа M на увеличение значения $h/\delta^*_{кр}$ перехода.

Рис. 7.10 иллюстрирует распределение удельных тепловых потоков вдоль остроконечного конуса с гладкой и шероховатой поверхностью, установленное экспериментально. Характер течения кривой распределения тепловых потоков вдоль поверхности конуса показывает, что теория в основном правильно предсказывает относительную картину распределения тепла. На графике указаны зоны значений q для различного состояния поверхности, так как при измерениях наблюдался довольно значительный разброс экспериментальных точек. Температура тепловых потоков, особенно повышенная у острия конуса, сильно снижается к его основанию; у основания конуса различие между гладкой и шероховатой поверхностью в отношении теплоотдачи невелико. То обстоятельство, что на поверхности гладкого конуса разброс экспериментальных точек значителен при числах Re от $5{,}4 \cdot 10^6$ до $8{,}9 \cdot 10^6$, указывает на постепенную потерю устойчивости ламинарного слоя и переход пограничного слоя в турбулентный.

4. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МЕЖДУ СКАЧКОМ УПЛОТНЕНИЯ И ПОГРАНИЧНЫМ СЛОЕМ

Сжимаемость воздуха не очень сказывается на состоянии пограничного слоя, когда градиент давления на обтекаемой поверхности равен нулю или отрицателен. Но как только возникает скачок уплотнения и появляется в связи с этим положительный градиент давления, в состоянии пограничного слоя происходит значительное изменение. В подавляющем большинстве случаев возникает отрыв слоя за скачком уплотнения; отрыв может иметь различный характер, но во всех случаях приводит к потере энергии. На практике это явление имеет место в околозвуковых течениях, когда на поверхности обтекаемого тела появляется скачок уплотнения. Скачки уплотнения, сошедшие с кромок крыльев, попадают на фюзеляж или другие части летательного аппарата и взаимодействуют с пограничным слоем этих частей. В условиях внутреннего течения такие явления также наблюдаются, например в соплах и воздухозаборниках летательных аппаратов.

Рассмотрим схему происходящего явления. При отсутствии пограничного слоя (рис. 7.11) косой скачок уплотнения, сошедший с острого носка A, дойдя до поверхности, отразился бы от нее в точке B, образовав отраженный скачок BC. В точке B возникнет резкое повышение давления. Поток, характеризовавшийся начальным числом M_1, пройдя через скачок AB, изменит направление и будет характеризоваться числом $M_2 < M_1$. После пересечения скачка BC поток вновь будет параллелен поверхности и будет характеризоваться числом $M_3 < M_2$. Наличие по-

граничного слоя существенно усложняет эту схематизированную картину обтекания.

Большой принципиальный и практический интерес представляет отрыв пограничного слоя за скачком уплотнения. Причиной отрыва является значительное изменение градиента давления непосредственно в области расположения скачка, хотя на практике наблюдаются случаи и безотрывного течения слоя за скачком. Опытами установлено, что характер отрыва сильно зависит от интенсивности скачков уплотнения и от состояния пограничного слоя. Ударная волна, образующаяся на поверхности

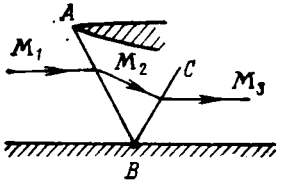


Рис. 7.11. Отражение скачка от поверхности при отсутствии пограничного слоя

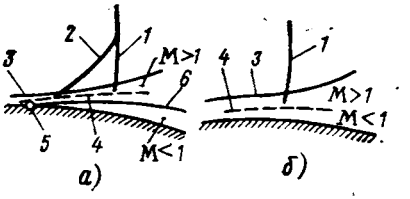


Рис. 7.12. Взаимодействие скачков и пограничного слоя у задней кромки профиля крыла:

а—ламинарный; *б*—турбулентный пограничный слой;
1—главная волна; *2*—вторичный скачок; *3*—граница слоя; *4*—линия M=1; *5*—точка отрыва; *6*—граница зоны отрыва

обтекаемого тела как при околозвуковых, так и при сверхзвуковых скоростях, принимает различные формы в зависимости от состояния пограничного слоя и значений чисел Re и M. При малых значениях числа Re пограничный слой перед ударной волной чаще всего ламинарен. Этому состоянию слоя соответствует так называемый λ-образный скачок уплотнения (форма волны напоминает греческую букву λ). Скачок состоит из главной, близкой к прямой, волны и вторичного косого скачка, лежащего перед главной волной (рис. 7.12). Этот косой скачок соответствует отклонению потока вследствие повышения давления в нижней сильно заторможенной зоне пограничного слоя — так называемому «клину давления». Повышение давления приводит к увеличению толщины пограничного слоя перед прямым скачком. Потери полного давления в λ-образной волне сравнительно невелики, бо́льшую потерю создает отрыв потока от поверхности. Повышение числа Re приводит к постепенному уменьшению косого скачка и сокращению клина давления. При больших значениях числа Re пограничный слой турбулентен, скачок уплотнения близок к прямому и сопротивление в основном связано с потерями давления в скачке. Отрыв слоя в этом случае возникает только при мощных скачках уплотнения, связанных со значительным возрастанием числа M. Основной причиной отрыва слоя является повышение давления в скачке,

а также его градиента давления dp/dx за скачком уплотнения. Давление возрастает не мгновенно, но чем мощнее скачок, тем больше градиент давления.

Вопрос о взаимодействии скачка уплотнения и пограничного слоя был исследован в лабораторных условиях. Рассмотрим результаты экспериментов, проведенных на пластинке. Начальный плоский косой скачок создавался клином, расположенным в аэродинамической трубе в отдалении от пластинки. Скачок шел от носка клина и падал на пластинку. Затем он отражался в пограничном слое пластинки и вызывал систему отраженных волн уплотнения и расширения, а также отрыв слоя.

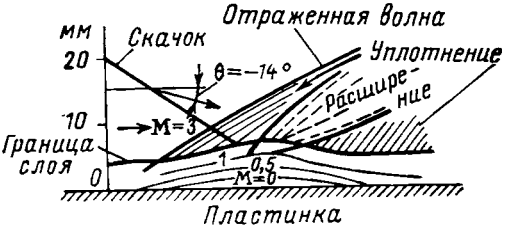


Рис. 7.13. Отрыв турбулентного пограничного слоя за мощным скачком уплотнения

Опыты показали, что в сверхзвуковом потоке ламинарный слой отрывается уже при небольших положительных градиентах давления. Это значит, что ламинарный слой будет отрываться практически за любым скачком, за исключением тех случаев, когда скачок очень слаб и число Re мало. За главной волной скачка при отсутствии отрыва поток поворачивает обратно к пластинке и вновь к ней «прилипает».

Турбулентный пограничный слой в сверхзвуковых потоках при скачках малой интенсивности не отрывается от поверхности. Скачок отражается в пограничном слое пластинки, и за точкой отражения слой становится несколько тоньше. Как показали опыты Г. И. Петрова, Г. Л. Гродзовского и др., такой характер явления сохраняется при отношении давления за скачком p_2 к давлению перед скачком p_1 до $p_2/p_1 \leqslant 1{,}6$. При более мощных скачках ($p_2/p_1 > 1{,}6$) появляется отрыв слоя. Однако при этом зона отрыва невелика, отраженная волна сопровождается сначала волнами уплотнения, затем волнами расширения, а далее снова волнами уплотнения.

При очень мощных скачках зона отрыва велика. Картина отрыва слоя, показанная на рис. 7.13, получена при опытах, проведенных при числе $M=3$; отношение давления $p_2/p_1=2{,}9$. Косой скачок вызвал отраженную волну, следом за которой возник обширный отрыв слоя. Непосредственно за отраженной волной следуют волны уплотнения, затем резко выделившаяся зона расширения, а потом снова волны уплотнения. На схеме показаны линии равных скоростей внутри пограничного слоя ($M=\text{const}$).

На рис. 7.14 приведены результаты опытов Г. И. Петрова, Г. Л. Гродзовского и др., на основании которых можно опре-

делить условия отрыва слоя от поверхности пластинки в зависимости от числа Маха (до M=3). Число Re не влияет на границы зон отрыва. Опыты, осуществленные на осесимметричных соплах с малыми градиентами давления dp/dx вблизи среза сопла, а также на профилях крыльев, подтвердили данные, при-



Рис. 7.14. Влияние отношения давлений p_2/p_1 на отрыв турбулентного пограничного слоя в зависимости от числа M

веденные на рис. 7.14, и дают возможность применять этот график в практических условиях.

Все сказанное выше подтверждает, что оптимальные в отношении отрыва условия получаются при турбулентном пограничном слое и скачках уплотнения с отношением давлений $p_2/p_1 \leqslant \leqslant 1{,}6$.

Рассмотрим в виде примера схему отрыва из зоны, близкой к задней кромке профиля крыла, при условии разного состояния

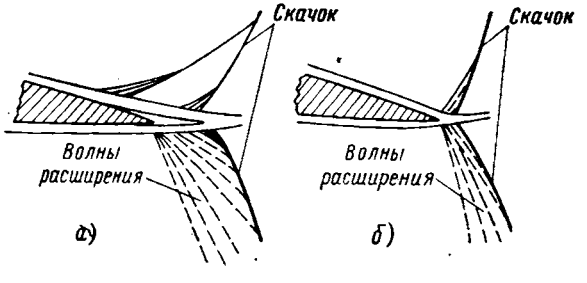


Рис. 7.15. Взаимодействие скачков и пограничного слоя в области задней кромки профиля крыла при ламинарном (*а*) и турбулентном (*б*) пограничном слое

пограничного слоя (рис. 7.15). При ламинарном слое на верхней поверхности крыла вблизи задней кромки образуется λ-образный скачок, а непосредственно за кромкой у нижней поверхности возникают волны разрежения, завершающиеся скачком. Зона отрыва велика, и точки отрыва значительно отодвинуты

от кромки крыла. При турбулентном слое скачки локализованы за задней кромкой и занимают меньший участок. Зона волн расширения существует так же, как и при ламинарном слое, но она очень невелика.

При больших сверхзвуковых и гиперзвуковых скоростях обтекания отрыв пограничного слоя начинает играть большую роль в тех случаях, когда на пластинке или на поверхности, близкой к плоской, отрыв возникает из-за наличия подпора в образующихся волнах сгущения перед отклоненным органом управления или перед расположенным на поверхности летательного аппарата элементом воздухозаборника.

Из экспериментальных данных следует, что на характер отрыва сильное влияние оказывает затупление передней кромки пластинки. У затупленного тела основную роль играет не пограничный слой, а мощная головная волна, возникающая перед телом. Затупление кромки уменьшает влияние отрыва ламинарного слоя, которое проявляется в сокращении зоны отрыва, а также в повышении давления в области отрыва. При затуплении с радиусом закругления передней кромки пластинки 2,5 мм относительное уменьшение зоны отрыва и прироста давления составляет больше 1/3 от этой зоны. Как показали опыты, дальнейшее увеличение радиуса закругления дает лишь небольшой эффект.

Характерно, что основные критерии подобия оказывают влияние в различных направлениях. Так, возрастание числа Re оказывает благоприятное, хотя и небольшое, влияние на уменьшение зоны отрыва; возрастание числа M, наоборот, приводит к увеличению зоны отрыва.

Глава VIII

КРЫЛО БЕСКОНЕЧНОГО РАЗМАХА

Одним из основных элементов большинства летательных аппаратов является крыло, которое очень широко используется в авиационной и ракетной технике. Вертолетный несущий винт также представляет собой как бы закрученное крыло. Широкое применение нашли крылья и в судостроении.

Крылья характеризуются профилем, формой в плане и распределением по размаху угла геометрической крутки. Под профилем крыла понимают сечение его некоторой плоскостью, перпендикулярной к оси, идущей по размаху крыла, или к оси, соответствующей некоторой линии равных процентов хорд, обычно к линии 1/4 хорд.

Геометрические характеристики профиля крыла очень сильно влияют на его аэродинамические свойства. Форма крыла в плане может быть различной. На рис. 8.1 показаны некоторые основные формы крыльев. Крылья, имеющие переменную по размаху хорду b, характеризуются сужением η, отношением корневой хорды крыла к концевой хорде. Обычно величина $b_{\text{корн}}$ крыла больше $b_{\text{конц}}$, поэтому $\eta > 1$. Важнейшей характеристикой крыла в плане является удлинение λ — отношение квадрата размаха крыла к его площади. Для прямоугольного крыла это отношение эквивалентно отношению размаха к хорде:

$$\lambda = \frac{l^2}{S}; \qquad \lambda_{\text{пр}} = \frac{l^2}{S} = \frac{l}{b}.$$

В данной главе рассматриваются характеристики крыла бесконечного размаха ($\lambda = \infty$). Это понятие является схематизацией, необходимой для расчетов. Обтекание крыла бесконечного размаха одинаково во всех сечениях и сводится к плоской задаче обтекания профиля.

1. ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОФИЛЯ КРЫЛА

Формы профилей крыла и, соответственно, их аэродинамические характеристики чрезвычайно разнообразны. Рассмотрим основные геометрические характеристики профиля.

Основной линией, относительно которой строится профиль крыла, является его хорда. Хорда — это отрезок прямой, соединяющий две наиболее удаленные точки профиля. Толщина профиля характеризуется длиной отрезков перпендикуляров к хорде между верхним и нижним контурами профиля; наибольший из этих отрезков соответствует максимальной толщине. Чаще всего под толщиной профиля понимают его максимальную толщину. На практике часто пользуются понятием относительной толщины, т. е. отношением толщины к хорде. Максимальная толщина обозначается обычно через c, а относительная максимальная толщина через $\bar{c}=c/b$. Расстояние от передней точки профиля до точки хорды, соответствующей положению максимальной толщины (рис. 8.2), обозначается через x_c, а соответствующая относительная величина — через $\bar{x}_c=x_c/b$.

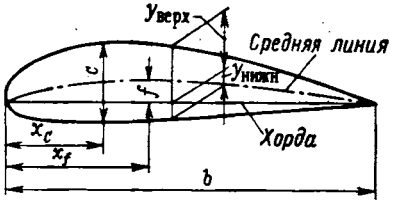


Рис. 8.2. Геометрические характеристики профиля крыла

Средняя линия также в значительной степени определяет форму профиля. Эта линия, соединяющая переднюю и заднюю точки профиля, является геометрическим местом середины отрезков, характеризующих толщину профиля. Расстояние от хорды до средней линии по перпендикуляру к хорде называется *вогнутостью профиля*. Максимальная вогнутость обозначается через f, а относительная

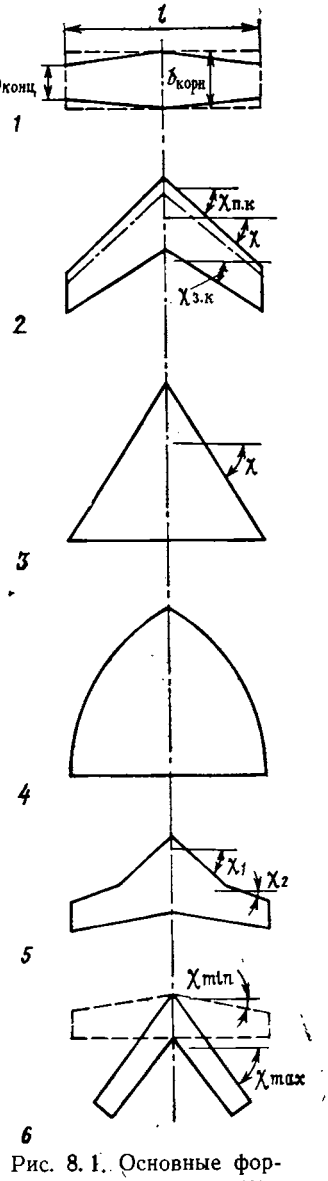


Рис. 8.1. Основные формы крыльев в плане:

1—трапециевидное; *2*—стреловидное; *3*—треугольное; *4*—готическое; *5*—серповидное; *6*—крыло с изменяемой в полете стреловидностью (Здесь $\chi_{п.к}$—угол стреловидности по передней кромке; $\chi_{з.к}$ — то же по задней кромке)

максимальная вогнутость — через $\bar{f}=f/b$. У симметричного профиля хорда и средняя линия совпадают и $\bar{f}=0$. Расстояние от носка профиля до точки хорды, соответствующей максимальной вогнутости, обозначается через x_f или в относительных обозначениях $\bar{x}_f=x_f/b$.

Иногда нормируют также степень заостренности профиля у его носка. Для этого используют параметр $\frac{\bar{r}}{\bar{c}^2}=\frac{r/b}{\bar{c}^2}$, который представляет собой отношение относительного радиуса носка к квадрату относительной толщины.

Для S-образных профилей, т. е. профилей со средней линией, имеющей форму буквы S, иногда нормируют величину обратной вогнутости, т. е. максимальное расстояние от хорды до средней линии в хвостовой части профиля, где средняя линия располагается ниже хорды.

2. АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОФИЛЯ КРЫЛА

Небольшие изменения геометрических характеристик профиля крыла влекут за собой существенные изменения его аэродинамических свойств. Наиболее заманчив, конечно, теоретический путь определения аэродинамических свойств профиля по его геометрическим данным. Появление и развитие теоретических методов определения рациональных форм профилей и их аэродинамических характеристик связано с именами великих русских ученых Н. Е. Жуковского и С. А. Чаплыгина, которыми были предложены теоретические профили, получившие широкую известность и служащие основой при решении задач об обтекании крыльев потенциальным потоком.

Теоретические профили сравнительно редко применяются в практических условиях. Одной из причин этого является трудность конструктивного выполнения крыльев с теоретическими профилями; тем не менее профили Жуковского применялись на планерах.

При выборе профиля крыла необходимо учитывать не только его аэродинамические свойства, но и условия компоновки, возможность конструктивного выполнения, весовые данные и т. п.

Обычно для проведения аэродинамического расчета крыла необходимы следующие аэродинамические характеристики профиля:

1) поляра первого рода, т. е. зависимость коэффициента подъемной силы от коэффициента лобового сопротивления $c_y=f(c_x)$, построенная в поточных осях (рис. 8. 3);

2) поляра второго рода, т. е. зависимость коэффициента нормальной силы от коэффициента тангенциальной силы $c_{y1}=f(c_{x1})$, построенная в связанных осях (см. рис. 8. 3);

3) кривая $c_y=f(\alpha)$, характеризующая зависимость коэффициента подъемной силы профиля от угла атаки (рис. 8. 4);

4) зависимость аэродинамического качества профиля крыла $K=\frac{c_y}{c_x}$ от угла атаки α; иногда вместо аэродинамического качества используют обратное аэродинамическое качество

$$\mu=\frac{1}{K}=\frac{c_x}{c_y}$$ (см. рис. 8.4);

5) зависимость коэффициента продольного момента профиля от коэффициента подъемной силы $c_m=f(c_y)$ (рис. 8.5);

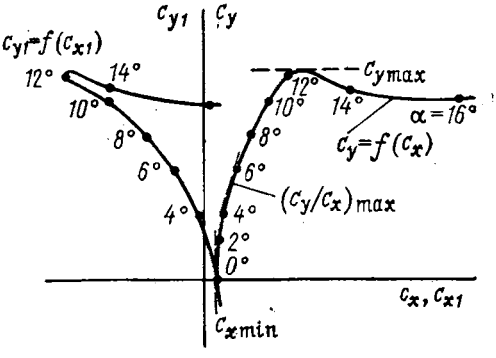


Рис. 8.3. Поляры первого и второго рода для профиля крыла

6) эпюры распределения давления по верхнему и нижнему контурам профиля $\bar{p}=f(\bar{x})$ для разных углов атаки или разных значений коэффициента c_y профиля крыла (оси координат и обозначения аэродинамических коэффициентов указаны в Приложении в конце книги).

Иногда характеристики профиля крыла необходимо получить в более широком диапазоне углов атаки по сравнению с обычным довольно узким диапазоном углов атаки в пределах от -10 до $+22°$. Это необходимо при исследованиях динамики летательных аппаратов, исследованиях свойств несущих винтов вертолетов и т. п. В этих случаях применяют так называемые круговые обдувки, которые позволяют определить аэродинамические коэффициенты в диапазоне углов атаки от нуля до 360°. Типичные графики, полученные в таких испытаниях, приведены на рис. 8.6.

Серии или семейства профилей крыльев

Применяемые профили крыльев часто объединяют в серии или семейства профилей. Базой для построения такой серии может служить какой-либо геометрический параметр. Например, семейство профилей может объединять профили, имеющие оди-

наковые формы средних линий и распределение толщины вдоль хорды и различающиеся относительной толщиной. Средняя линия, а также форма профиля могут быть заданы в точном аналитическом представлении, или в виде приближенных зависимостей, или в виде таблиц координат.

Профилям крыльев обычно придают определенный шифр — буквен-

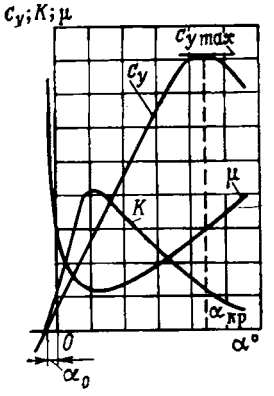


Рис. 8.4. Зависимость коэффициента подъемной силы c_y, аэродинамического качества K и обратного аэродинамического качества μ профиля крыла от угла атаки

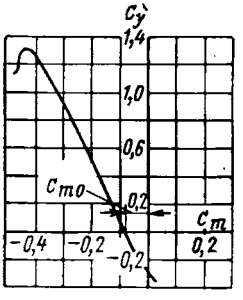


Рис. 8.5. Зависимость коэффициента продольного момента профиля c_m от коэффициента c_y

ный и цифровой. Сначала лаборатории, создававшие профили, давали им определенный порядковый номер без всякой системы. Позднее, когда систематическое изучение профилей позволило наметить некоторые связи между их геометрическими и аэродинамическими свойствами, нумерация профилей стала отражать их геометрические, а иногда и некоторые аэродинамические особенности.

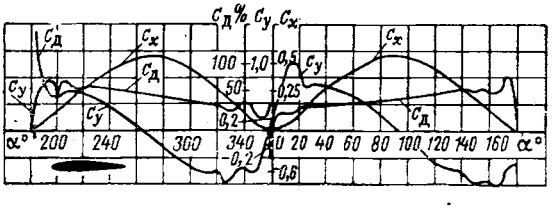


Рис. 8.6. Результаты испытаний по методу круговой обдувки

В качестве примера рассмотрим некоторые принятые в США классификации профилей. Одна из них определяет профиль четырехзначным числом. Первая цифра этого числа соответствует максимальной относительной вогнутости $\bar{f}$ в процентах;

вторая — числу десятков процентов в координате относительного положения максимальной вогнутости по хорде $\bar{x}_f$; третья и четвертая — величине относительной толщины $\bar{c}$ в процентах. Сущность приведенной номенклатуры можно выразить следующей формулой:

$$|\bar{f}|\left|\frac{1}{10}\cdot\bar{x}_f\right||\bar{c}|.$$

Профиль 6316, например, представляет собой профиль со следующими данными: $\bar{f}=6\%$, $\bar{x}_f=30\%$, $\bar{c}=16\%$.

Другая американская номенклатура определяется пятизначным числом и расшифровывается следующим образом: первая цифра соответствует максимальной относительной вогнутости в процентах $\bar{f}$; вторая и третья цифры — удвоенной величине координаты $\bar{x}_f$ в процентах хорды; четвертая и пятая цифры — толщине профиля в процентах хорды. Таким образом, профиль с шифром 23012 — это профиль с параметрами: $\bar{f}=2\%$, $\bar{x}_f=15\%$; $\bar{c}=12\%$.

Пятизначная серия профилей была создана для уменьшения величины коэффициента продольного момента при нулевой подъемной силе c_{m0}. Это было достигнуто путем уменьшения величины $\bar{x}_f$. Способ уменьшения коэффициента c_{m0}, использованный при разработке профилей серии «В» ЦАГИ, заключался в отгибе задней кромки профиля вверх, т. е. в применении S-образной средней линии.

В Германии (1930-е годы) были предложены серии профилей, характеризовавшиеся девятью-одиннадцатью цифрами. Например, шифр 00010,4—0,8—32,6 соответствует симметричному профилю ($\bar{f}=0\%$, $\bar{x}_f=00\%$) с относительной толщиной $\bar{c}=10{,}4\%$, с относительным радиусом носка $\bar{r}/\bar{c}^2=0{,}8$ и с координатой положения максимальной толщины в процентах хорды $\bar{x}_c=32{,}6\%$. У профиля 24015—0,8—50 соответственно $\bar{f}=2\%$; $\bar{x}_f=40\%$; $\bar{c}=15\%$; $\bar{r}/\bar{c}^2=0{,}8$; $\bar{x}_c=50\%$.

Зависимость аэродинамических характеристик профиля от его геометрических данных

Важнейшими аэродинамическими характеристиками профилей следует считать характеристики:

$$c_{x\,\min},\quad \frac{dc_y}{d\alpha},\ c_{y\,\max},\ \alpha_0,\ \frac{dc_m}{dc_y},\ c_{m0},\ \frac{c_y}{c_x}.$$

Для каждого профиля необходимо стремиться к уменьшению величины $c_{x\,\min}$, приближая ее в пределе к коэффициенту сопротивления трения пластинки с ламинарным пограничным слоем.

Производная $dc_y/d\alpha$ должна быть постоянной по углу атаки и приближаться к своей теоретической величине, которая для

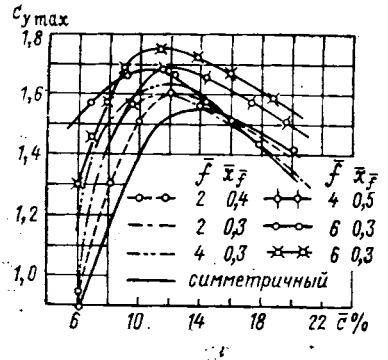


Рис. 8.7. Зависимость коэффициента $c_{y\,max}$ профиля от максимальной относительной толщины $\bar{c}$

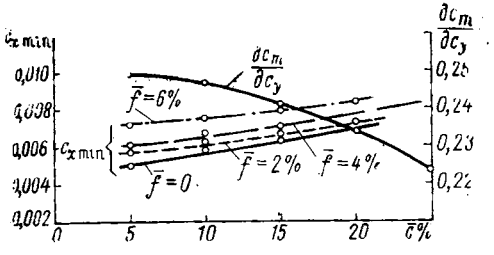


Рис. 8.8. Зависимость положения аэродинамического фокуса $\frac{\partial c_m}{\partial c_y}$ и $c_{x\,min}$ профиля крыла от толщины $\bar{c}$

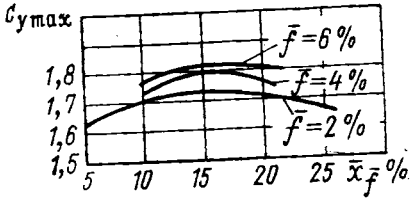


Рис. 8.9. Зависимость коэффициента $c_{y\,max}$ профиля от параметра $\bar{x}_{\bar{f}}$

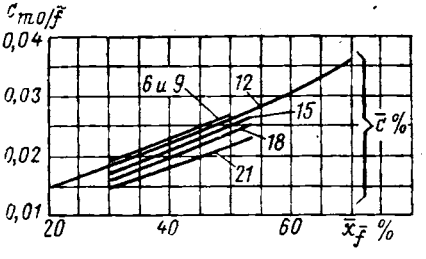


Рис. 8.10. Зависимость коэффициента c_{m0} профиля от параметров $\bar{f}$, $\bar{c}$ и $\bar{x}_{\bar{f}}$

тонкого профиля, например, равна 2π. Коэффициент $c_{y\,max}$ должен быть возможно бо́льшим.

Величина угла атаки при нулевой подъемной силе α_0 связана с вогнутостью профиля $\bar{f}$.

Величина производной dc_m/dc_y, определяющая положение аэродинамического фокуса профиля по хорде, должна быть постоянной до возможно бо́льших углов атаки, ограниченных интенсивным срывом потока. Величина коэффициента c_{m0} зависит в основном от формы средней линии профиля. При $c_{m0}=0$ центр давления профиля совпадает с аэродинамическим фокусом.

Универсальных связей между аэродинамическими и геометрическими свойствами профилей не существует. Но на основании результатов систематических экспериментальных исследований можно указать на приближенные закономерности для общей ориентации. Эти закономерности получены для профилей, имеющих четырехзначные и пятизначные шифры.

На рис. 8.7—8.10 приведены зависимости $c_{y\,max}$, $c_{x\,min}$, c_{m0} и dc_m/dc_y от некоторых геометрических параметров. Как видно, увеличение вогнутости профиля вызывает существенное увеличение коэффициентов $c_{x\,min}$ и $c_{y\,max}$ при небольшой и средней относительных толщинах профиля. Увеличение максимальной относительной толщины профиля приводит к возрастанию коэффициента $c_{x\,min}$, уменьшению $c_{y\,max}$ при больших значениях $\bar{c}$ и увеличению $c_{y\,max}$ при изменении $\bar{c}$ от 6 до 14%. При возрастании величины $\bar{x}_f$ коэффициент c_{m0} возрастает, а $c_{y\,max}$ в диапазоне изменения $\bar{x}_f$ от 5 до 25% изменяется сравнительно мало. Аэродинамический фокус профилей расположен на расстоянии 0,25—0,23 хорды от носка; при увеличении максимальной относительной толщины профиля $\bar{f}$ наблюдается тенденция к уменьшению величины dc_m/dc_y, т. е. к смещению аэродинамического фокуса вперед. Все рассмотренные профили имеют максимальное значение $c_{y\,max}$ при некоторых определенных значениях параметров профиля, например при $\bar{c}=9$—13%.

Ламинаризированные профили

Из опыта установлено, что путем придания специальной формы контуру профиля можно получить ламинарный пограничный слой на большой части контура профиля. На рис. 8.11 приведен в качестве примера ламинаризированный профиль. Ламинаризация осуществлена путем смещения положения максимальной толщины назад и образования таким образом плавно развивающегося большого конфузорного участка профиля с плавным нарастанием скорости и соответственно плавным падением давления вплоть до точки максимальной толщины. Эти геометрические построения приводят к перемещению точки перехода пограничного слоя назад по хорде и, следовательно, к со-

хранению ламинарного слоя на большей части контура профиля. Естественно, что распределение давления по контуру ламинаризированного профиля значительно отличается от соответствующей зависимости для обычного профиля. Это отличие показано на рис. 8.12, где приведена зависимость $\bar{p}=f(\bar{x})$ для ламинаризированного и обычного профилей при $c_y=0{,}2$.

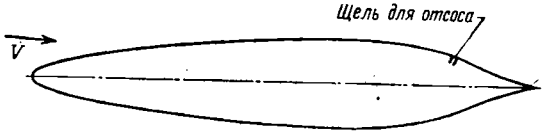


Рис. 8.11. Ламинаризированный профиль с отсосом пограничного слоя

Если у обычных профилей координата, характеризующая положение по хорде максимальной толщины, $\bar{x}_c=0{,}25—0{,}35$, то у ламинаризированных профилей эта координата равна 0,4—0,5 и даже больше. На первый взгляд может показаться, что ламинарный участок будет тем больше, чем сильнее смещение максимальной толщины назад, так как это может привести к увеличению участка профиля с отрицательным градиентом давления. Однако при этом в короткой кормовой части профиля будет иметь место такой большой положительный градиент давления, что отрыв пограничного слоя будет неизбежным даже при малых

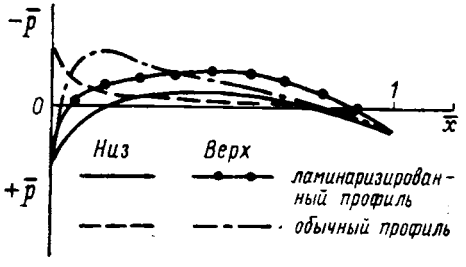


Рис. 8.12. Распределение давления по ламинаризированному и обычному профилям

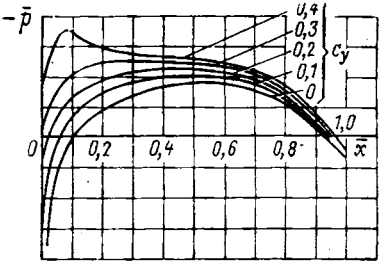


Рис. 8.13. Распределение давления по верхней поверхности ламинаризированного профиля при разных значениях коэффициента c_y

углах атаки. Этот отрыв приведет к такому большому возрастанию сопротивления от вихреобразования, что оно может превысить выигрыш от снижения сопротивления трения из-за ламинаризации. Опыты, проведенные при больших числах Re, показали, что угол, образуемый кормовой частью профиля, сильно увеличивающийся при увеличении координаты $\bar{x}_c$, не должен превышать $\sim 15°$ для профилей с максимальной относительной

толщиной порядка 12%. Эту цифру следует считать ориентировочной — она может изменяться в зависимости от типа профиля.

Отрицательные градиенты давления dp/dx вдоль контура в средней части ламинаризированных профилей обычно сравнительно невелики. Однако существует некоторый предельный градиент, при котором расположение точки перехода вблизи минимума давления уже невозможно и, хотя величина dp/dx остается еще отрицательной, точка перехода перемещается вперед и лобовое сопротивление возрастает. Подобное изменение градиента давления происходит обычно по мере возрастания коэффициента c_y; при некоторой величине этого коэффициента в эпюре давления появляется обычный «пик» и эпюра утрачивает свои отличительные особенности — пологий характер и заднее положение точки минимума давления, как это показано на рис. 8.13. Поэтому режимы, на которых реализуется эффект ламинаризации и наблюдается понижение коэффициента c_x, ограничены некоторым диапазоном значений c_y, характерных для рассматриваемого профиля. Рис. 8.14 иллюстрирует поляру одного из ламинаризированных профилей.

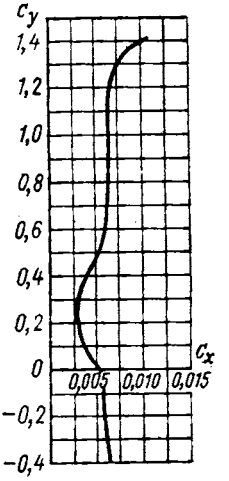


Рис. 8.14. Поляра ламинаризированного профиля

Вследствие очень большой чувствительности ламинарного пограничного слоя к любым возмущениям, при применении ламинаризированных профилей требуется большая тщательность отделки поверхности, отсутствие на поверхности каких-либо выступов и стыков. Наибольшая высота бугорков шероховатости на поверхности передней части крыла истребителя с ламинаризированным профилем не должна превышать 4—5 мк. По мере ухудшения качества отделки поверхности, например при неаккуратной эксплуатации, уменьшается и участок поляры крыла, характеризующийся пониженным сопротивлением, так как точка перехода слоя из ламинарного в турбулентный перемещается вперед. Сама же величина $c_{x\min}$ возрастает вследствие увеличения участка поверхности с турбулентным пограничным слоем.

На всех участках поверхностей летательных аппаратов, обдуваемых винтами и, следовательно, находящихся в зоне интенсивной начальной турбулентности, ламинарный пограничный слой отсутствует вообще независимо от формы контуров профилей.

Ламинаризированную поверхность можно создать искусственно при помощи принудительного отсоса пограничного слоя. Слой отсасывается чаще всего через щели, равномерно расположенные на верхней поверхности крыла. Такой отсос улучшает условия перехода, а также препятствует отрыву и, следова-

тельно, связанному с ним вихреобразованию. При увеличении количества щелей для отсоса существенно задерживается переход слоя в турбулентное состояние и уменьшается вихреобразование, что и дает значительное снижение лобового сопротивления. При борьбе с отрывом слоя такой метод наиболее эффективен в применении к сравнительно толстым профилям.

При отсосе пограничного слоя через щели, расположенные вблизи точки перехода, даже если максимальная толщина профиля сильно сдвинута назад, крутизна профиля у его кормовой

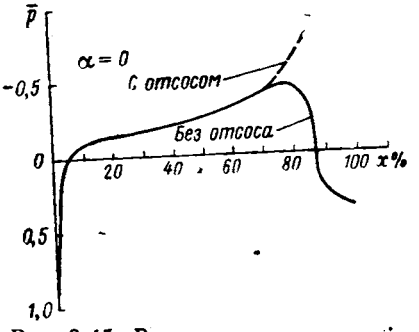


Рис. 8.15. Влияние отсоса пограничного слоя на распределение давления по ламинаризированному профилю

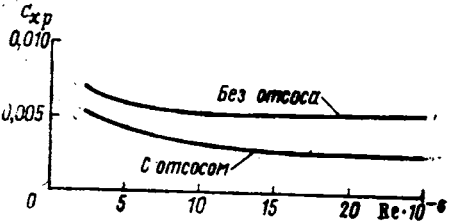


Рис. 8.16. Профильное сопротивление ламинаризированного профиля с отсосом и без отсоса пограничного слоя

части не вредна, так как отсос приведет к устранению отрыва или к значительному уменьшению его интенсивности даже при тех положительных градиентах давления, которые имеют место в кормовой части профиля. На рис. 8.11 показан ламинаризированный профиль, у которого минимум давления находится на расстоянии 0,5 хорды, а щели для отсоса расположены на 16,4% от задней кромки. Рис. 8.15 иллюстрирует эпюру экспериментального распределения давления при $\alpha=0$ как с отсосом, так и без него. Вместо большого положительного градиента давления без отсоса в кормовой части профиля, при наличии отсоса возникает большой отрицательный градиент. Расчеты величины профильного сопротивления, проведенные на базе этих опытов, подтвердили возможность существенного снижения коэффициента сопротивления давления c_{xp}. В этих расчетах учитывались потери энергии на приведение в действие системы отсоса пограничного слоя. Результаты расчета зависимости коэффициента c_{xp} в функции числа Re показаны на рис. 8.16.

3. ПРОФИЛЬ КРЫЛА ПРИ БОЛЬШИХ ДОКРИТИЧЕСКИХ И ОКОЛОЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ ОБТЕКАНИЯ

Критическое число Маха

По мере увеличения скорости обтекания характеристики профиля крыла начинают претерпевать существенные изменения.

Если при малых дозвуковых скоростях характеристики профиля, обтекаемого совершенным сжимаемым газом, в условиях стационарности обтекания можно получить на основании решения уравнений эллиптического типа для потенциала скоростей, причем теоретическая величина сопротивления давления равна нулю, то при сверхзвуковом обтекании аналогичные уравнения являются уравнениями гиперболического типа и сопротивление давления (волновое сопротивление) уже не равно нулю. В зоне околозвуковых скоростей решение теоретической задачи осложняется и приходится прибегать к рассмотрению так называемой смешанной задачи.

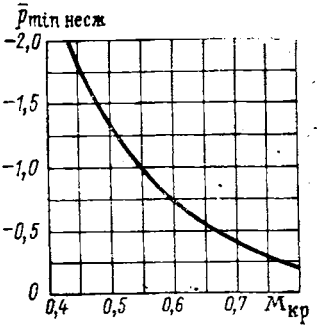


Рис. 8.17. Кривая С. А. Христиановича

Изменения аэродинамических характеристик начинают проявляться уже при числе $M=0{,}5—0{,}6$. Для разных профилей эти изменения носят различный характер и возникают при разных значениях числа M.

Скорости потока на поверхности профиля могут значительно отличаться от скорости набегающего потока. В условиях полета наибольшие скорости обтекания чаще всего наблюдаются на верхней поверхности профиля. Число M набегающего потока, при котором на контуре профиля впервые появляется местная скорость, равная скорости звука, называется *критическим числом Маха* и обозначается через $M_{кр}$. Величина $M_{кр}$ сильно зависит от формы профиля и угла атаки. Определяют величину $M_{кр}$ чаще всего по эпюрам распределения давления на профиле. Существуют способы расчета величины $M_{кр}$. Более точное решение принадлежит С. А. Христиановичу, который рассмотрел уравнения движения идеального сжимаемого газа и получил зависимость между $M_{кр}$ и $\bar{p}_{min}$, действительную вплоть до появления местной скорости, равной скорости звука, в некоторой точке контура. Кривая С. А. Христиановича — зависимость $M_{кр}$ от $\bar{p}_{min\ несж}$, т. е. от минимального коэффициента давления, соответствующего малой скорости обтекания, приведена на рис. 8.17.

Обычно достижение режима, при котором на профиле возникает местное число $M_{кр}$, еще не приводит к ухудшению аэродинамических характеристик. Наличие числа $M_{кр}$ является только первым сигналом, предупреждающим о близости режимов, на которых возможны значительные изменения характеристик.

Как только скорость обтекания возрастает настолько, что местные числа M оказываются больше $M_{кр}$, начинают происходить процессы, которые качественно соответствуют законам изэнтропического течения в сопле Лаваля, а именно: давление в точке профиля, где возникла местная звуковая скорость, ста-

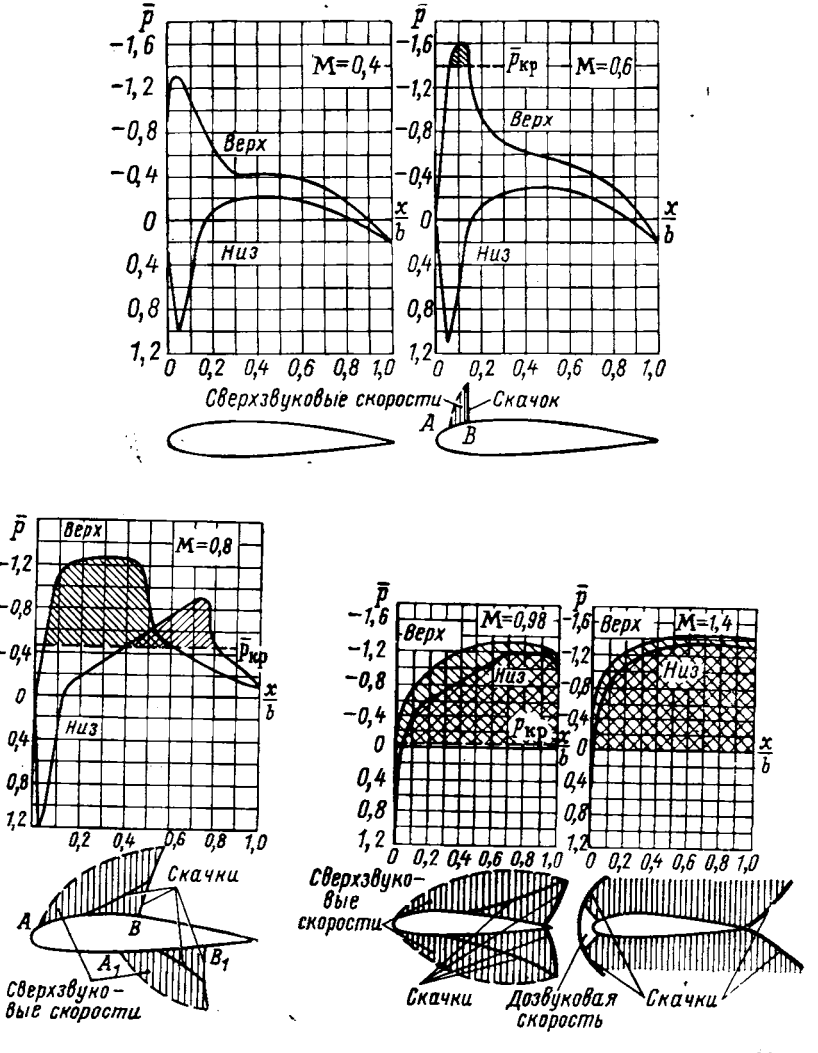


Рис. 8. 18. Распределение давления по профилю при разных числах M

новится равным $0{,}528p_2$. Это давление можно назвать *критическим* ($p_{кр}$). Следом за сечением струйки, в котором реализовалось критическое давление, скорость будет продолжать увеличиваться, т. е. достигнет сверхзвуковой. Давление будет уменьшаться вплоть до некоторой точки на профиле, в которой возникнет скачок уплотнения, и скорость скачкообразно перейдет в дозвуковую, а давление резко повысится.

На рис. 8.18 показано постепенное изменение эпюры давления на верхней и нижней образующих профиля по мере возрастания числа M при постоянном угле атаки профиля. При $M=0{,}4$ местные скорости обтекания нигде не достигают величины местной скорости звука. При $M=0{,}6$ на верхней поверхности в точке A, расположенной недалеко от носка, скорость достигает местной скорости звука и давление становится критическим. За этой точкой давление продолжает падать, а скорость возрастать; образуется небольшой сверхзвуковой участок до точки B, в которой скорость резко падает, а давление повышается — возникает скачок, замыкающий сверхзвуковой участок. При $M=0{,}8$ сверхзвуковая зона впервые обнаруживается на нижней поверхности — появляется зона давлений, меньших критического. При дальнейшем повышении числа M набегающего потока зоны сверхзвуковых скоростей увеличиваются на обеих поверхностях, причем перемещение скачка на нижней поверхности происходит с большей скоростью, чем на верхней. Число $M=0{,}98$ характеризуется почти полностью сверхзвуковым обтеканием, а при $M=1{,}4$ видно, как от профиля отходит отсоединенная головная волна. На рис. 8.18 под каждой эпюрой давления показаны схемы расположения сверхзвуковых зон и скачков, полученные при помощи оптических методов (см. гл. V).

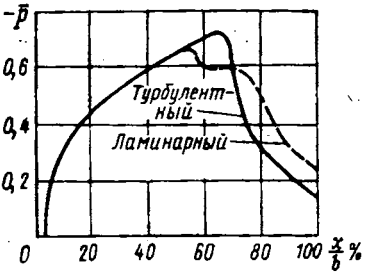


Рис. 8.19. Влияние состояния пограничного слоя на эпюру давления при скачке

Состояние пограничного слоя отражается на характере эпюры давления в кормовой части профиля, как показано на рис. 8.19. При ламинарном слое абсолютное значение минимума давления меньше, наблюдается значительный участок с постоянными значениями коэффициента $\bar{p}$. В случае турбулентного слоя абсолютное значение минимума давления больше, а в скачке давление возрастает более резко. Как известно, при ламинарном слое существуют λ-образные скачки и волны расширения.

Переходная зона от дозвукового обтекания к сверхзвуковому с формированием скачков уплотнения может явиться причиной появления различных вибраций. Это объясняется тем, что ска-

чок часто «пульсирует», т. е. точка его приложения на поверхности изменяет свою координату как с течением времени, так и при небольших изменениях местных углов атаки.

Аэродинамические характеристики профиля крыла при больших дозвуковых и околозвуковых скоростях обтекания

Для определения аэродинамических характеристик профиля при больших дозвуковых скоростях применяется приближенная линеаризированная теория. Эта теория дает правило, как моделировать обтекание профиля сжимаемым газом соответствующим обтеканием в несжимаемой среде. Для получения обтекания некоторого профиля в несжимаемом потоке, эквивалентного по величинам $\bar{p}$ обтеканию заданного профиля сжимаемым газом, необходимо увеличить как толщину профиля, так и его угол атаки в отношении

$$\frac{\bar{c}_{\text{несж}}}{\bar{c}_{\text{сж}}} = \frac{a_{\text{несж}}}{a_{\text{сж}}} = \frac{1}{\sqrt{1-M^2}}. \tag{8.1}$$

Если же сохранить профиль неизменным, то коэффициент давления в любой точке профиля изменится для сжимаемой среды по сравнению с соответствующим коэффициентом для несжимаемой среды следующим образом:

$$\bar{p}_{\text{сж}} = \bar{p}_{\text{несж}} \frac{1}{\sqrt{1-M^2}}. \tag{8.2}$$

Аналогичная связь между характеристиками при обтекании сжимаемым и несжимаемым газом существует и для сил и моментов. При неизменном угле атаки

$$c_{y\,\text{сж}} = c_{y\,\text{несж}} \frac{1}{\sqrt{1-M^2}}. \tag{8.3}$$

Аналогично

$$c_{m\,\text{сж}} = \frac{c_{m\,\text{несж}}}{\sqrt{1-M^2}} \tag{8.4}$$

и

$$c_{m0\,\text{сж}} = \frac{c_{m0\,\text{несж}}}{\sqrt{1-M^2}}. \tag{8.5}$$

Ввиду того что постоянство положения центра давления выполняется при условии $c_{m0}=0$, профиль с постоянным центром давления в несжимаемой среде сохраняет это свойство и в сжимаемой среде.

Приведенные выше формулы Глауэрта—Прандтля действительны только для тонких профилей при малых углах атаки. С. А. Христианович получил другие формулы, дающие возможность определить коэффициенты c_y и c_m профиля при дозвуковых

скоростях обтекания, для любой формы профиля и при любом угле атаки, соответствующем линейному участку кривой $c_y=f(\alpha)$. Формулы Христиановича справедливы при числах М, меньших и равных $M_{кр}$. Приводим эти формулы:

$$c_{y\,сж}=\frac{c_{y\,несж}}{\sqrt{1-M^2}}k, \tag{8.6}$$

$$\left(\frac{dc_y}{d\alpha}\right)_{сж}=\left(\frac{dc_y}{d\alpha}\right)_{несж}\frac{k}{\sqrt{1-M^2}}, \tag{8.7}$$

$$c_{m\,сж}=\left[c_{m0\,несж}+\left(\frac{\partial c_m}{\partial c_y}\right)_{несж}c_{y\,несж}\right]\frac{k^2}{\sqrt{1-M^2}}=\frac{\bar{x}c_{m\,несж}}{\sqrt{1-M^2}}k^2, \tag{8.8}$$

$$\left(\frac{\partial c_m}{\partial c_y}\right)_{сж}=\left(\frac{\partial c_m}{\partial c_y}\right)_{несж}k. \tag{8.9}$$

Формулы Христиановича отличаются от формул Глауэрта—Прандтля коэффициентом k, который при малых числах М равен

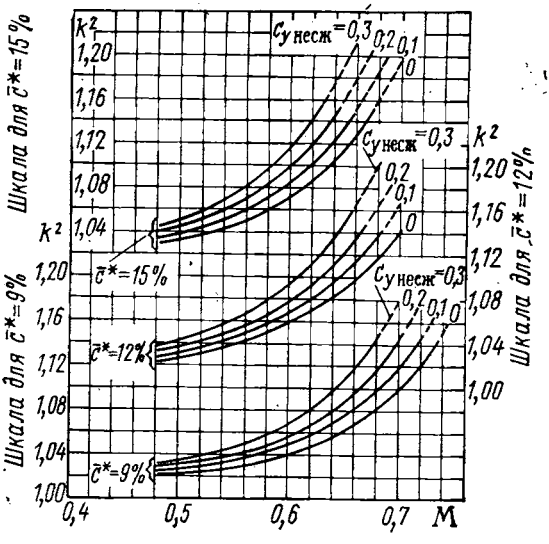


Рис. 8.20. Зависимости $k^2=f(M)$ для разной эффективной толщины профиля $\bar{c}^*$

единице, а с возрастанием М увеличивается. Величина этого коэффициента зависит от характера распределения давления по профилю и от числа М. На рис. 8.20 показаны осредненные зависимости $k^2=f(M)$ для некоторых применяемых на практике профилей крыльев. Толщина и вогнутость профиля объединены

в так называемую эффективную толщину $\bar{c}^*=\bar{c}+0{,}17\bar{f}^2$ в %.

Лобовое сопротивление крыла характеризует потери энергии, сопровождающие процесс обтекания крыла потоком. Для крыла бесконечного размаха, у которого отсутствуют потери, вызванные влиянием формы крыла в плане, полное сопротивление складывается из сопротивления давления и сопротивления трения. Об определении сопротивления трения уже было сказано в гл. VI и VII. Остальная часть сопротивления — сопротивление давления возникает за счет изменения эффективного контура профиля на величину δ^* (толщину вытеснения), а также за счет появления скачков и следа за крылом бесконечного размаха. Кроме того, сопротивление давления может существовать и в форме вихревого сопротивления.

При числах $M<0{,}4$ коэффициент лобового сопротивления зависит в основном от числа Re, геометрических характеристик профиля (в первую очередь, от толщины), а также от положения точки перехода пограничного слоя из ламинарного в турбулентный. При бо́льших числах M, но меньших числах $M_{кр}$ сопротивление давления и сопротивление трения несколько изменяются в связи с изменением распределения давления на поверхности и изменением параметров среды. При числах $M>M_{кр}$, когда на профиле уже существуют местные сверхзвуковые области, появляется волновое сопротивление.

Как только в окрестности контура профиля возникают местные сверхзвуковые зоны, оптические приборы обнаруживают наличие скачков уплотнения. В некоторых случаях за скачком, вследствие сильного возрастания давления, возникает отрыв пограничного слоя. Иногда потери энергии, вызванные отрывом пограничного слоя за скачком, причисляют к волновому сопротивлению. Строго говоря, волновым сопротивлением следует считать только ту часть сопротивления, которая вызвана необратимым переходом части кинетической энергии в тепло при прохождении через скачок уплотнения — она равна потере количества движения при прохождении струйкой фронта скачка уплотнения при условии равенства статических давлений в достаточно удаленных сечениях до и за скачком, для которых подсчитывается количество движения ($p_1=p_2$). Сопротивление от срыва струек является обычным вихревым сопротивлением, наблюдаемым и при малых скоростях течений.

Укажем на одну особенность, характеризующую связь формы эпюры давления с величиной волнового сопротивления. Если зона повышенных, по сравнению с критической, скоростей имеет сравнительно малую протяженность по хорде профиля, то прирост волнового сопротивления сравнительно невелик даже при достаточно большом увеличении скорости. Этому случаю соответствует показанная на рис. 8.21 эпюра с «пиком» давления. Если же протяженность зоны повышенных скоростей достаточно

велика, то волновое сопротивление может оказаться бо́льшим, чем в первом случае, даже при сравнительно небольшом увеличении скоростей по сравнению с критической. Этому случаю на рис. 8.21 соответствует эпюра типа «полочки».

Я. М. Серебрийским и С. А. Христиановичем был произведен приближенный анализ волнового сопротивления. Анализ показал, что в диапазоне резкого повышения волнового сопротивления при местных числах М, не превышающих величину $M_{кр}+0{,}15$, коэффициент волнового сопротивления $c_{x\,в}$ пропорционален величине $(M-M_{кр})^3$:

$$c_{x\,в}=\Omega\,(M-M_{кр})^3. \qquad (8.10)$$

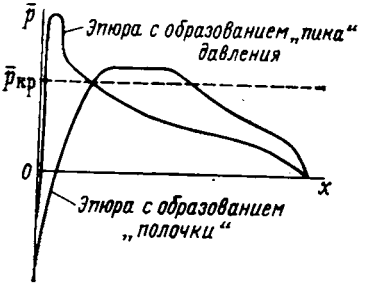


Рис. 8.21. Различные типы эпюр распределения давления

Коэффициент Ω зависит от геометрических параметров профиля и характера кривой распределения давления. В первом приближении для эпюры давления типа «полочки» принимается $\Omega=11$.

При околокритических режимах ($M<M_{кр}$) также возникает некоторое увеличение коэффициента лобового сопротивления, которое, как уже говорилось, связано с изменением свойств среды и распределения скоростей на контуре. Для учета этих изменений А. А. Дородницыным был предложен коэффициент

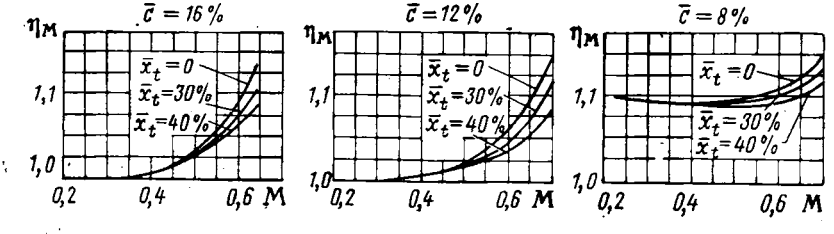


Рис. 8.22. Зависимости для определения коэффициента η_M

η_M, который учитывает влияние сжимаемости. Этот коэффициент можно найти при помощи зависимостей, приведенных на рис. 8.22. Коэффициент

$$\eta_M=\frac{c_{x\,сж}}{c_{x\,несж}}=f(\bar{c},\ \bar{x}_t,\ M)$$

зависит от относительной толщины профиля, положения точки перехода пограничного слоя $\bar{x}_t$ и числа М, но не зависит от числа Re.

Опыты, проведенные при скоростях, близких к скорости звука, показали, что число M очень сильно влияет на аэродинамические характеристики профиля. Уменьшение относительной толщины профиля и сдвиг максимальной толщины назад увеличивают значение $M_{кр}$ и уменьшают влияние числа M на характеристики профиля. На рис. 8.23 показано изменение коэффициента сопротивления давления c_{xp} для симметричных профилей с относительной толщиной $\bar{c}=6{,}9$ и 12% при нулевом угле атаки в зависимости от числа M. Повышение коэффициента c_{xp} у профиля с относительной толщиной $\bar{c}=12\%$ начинается уже при числе $M=0{,}7$; при $\bar{c}=9\%$ оно начинается при $M=0{,}78$,

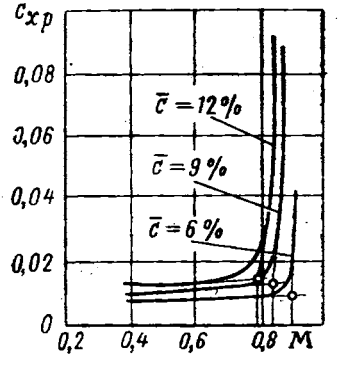


Рис. 8.23. Коэффициент сопротивления давления симметричных профилей в функции M

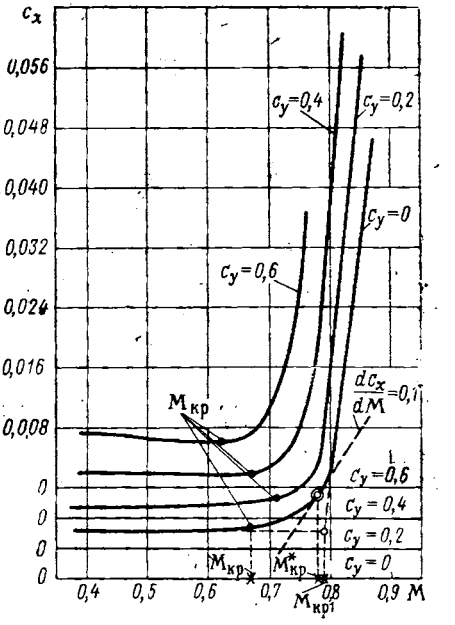


Рис. 8.24. Коэффициент профильного сопротивления давления при разных значениях M и c_y

а при $\bar{c}=6\%$ — при $M=0{,}86$ и во всех трех указанных случаях это повышение очень интенсивно.

Влияние изменения коэффициента c_y на коэффициент сопротивления давления c_{xp} для одного из профилей показано на рис. 8.24 в виде зависимостей $c_{xp}=f(M)$. Критическое число $M_{кр}$ в рассматриваемом случае лежит в пределах 0,63—0,7. В некоторых литературных источниках за начало повышения коэффициента c_{xp} принимают число M, соответствующее точке пересечения касательных, проведенных к двум ветвям кривой $c_{xp}=f(M)$ в зоне возрастания лобового сопротивления; это число $M_{кр1}$ и считают второй критической точкой. Из рис. 8.24 видно, что если при $M_{кр}$ коэффициент c_{xp} практически еще не возрос, то при значении критического числа $M_{кр1}$ коэффициент c_{xp} стал больше

уже в 1,5 раза по сравнению с его докритическим значением при $c_y=0$.

Можно также пользоваться третьим способом нахождения величины критического числа $M^*_{кр}$ из условий касания кривой $c_{xp}=f(M)$ с прямой $dc_{xp}/dM=0{,}1$. Эта величина также находит применение на практике. Число $M^*_{кр}$ имеет примерно такую же величину, что и число $M_{кр1}$.

В околозвуковой зоне, после перехода числа M набегающего потока через единицу, коэффициент лобового сопротивления c_x сначала несколько возрастает, а затем начинает уменьшаться.

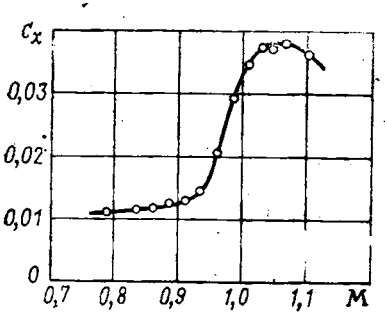


Рис. 8.25. Изменение коэффициента c_x профиля крыла в околозвуковой зоне

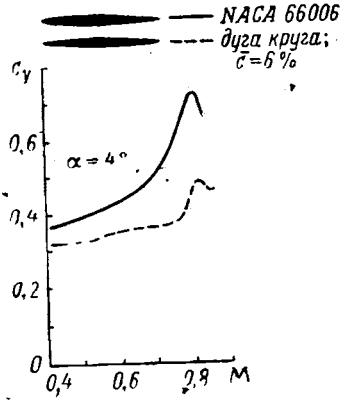


Рис. 8.26. Зависимость коэффициента c_y от числа M для двух профилей

Это явление обусловливается преобразованием формы скачков уплотнения. В качестве примера на рис. 8.25 показана зависимость $c_x=f(M)$, полученная из испытаний при $Re\ 1\cdot10^6$. Коэффициент c_x достигает максимума при $M=1{,}05$, после чего начинает уменьшаться.

Изменение коэффициента подъемной силы c_y для двух профилей в зависимости от числа M показано на рис. 8.26. Хотя толщина обоих профилей была одинаковой, но повышение коэффициента c_y при увеличении числа M у специального профиля NACA 66006 было значительно бо́льше, чем у профиля, образованного дугами окружности. При сравнительно небольшом угле атаки (в данном случае при $\alpha=4°$) коэффициент c_y увеличивается вплоть до $M=0{,}8$, что превышает величину $M_{кр}$; при дальнейшем увеличении числа M значения коэффициента c_y начинают уменьшаться. Изменение угла атаки существенно влияет на характер кривой $c_y=f(M)$.

На рис. 8.27 показан типичный характер зависимости $c_y=f(M)$ *в критической дозвуковой зоне. При числах M порядка*

0,5—0,6 увеличение c_y происходит в соответствии с формулой (8.6), т. е. пропорционально $k/\sqrt{1-M^2}$. Затем интенсивность повышения c_y увеличивается — это обусловливается возникновением на верхней поверхности сверхзвуковых зон с повышенным разрежением; в особенности велико разрежение в случае ламинарного пограничного слоя, создающего волны разрежения и затем λ-образные скачки. Возрастание кривой $c_y=f(M)$ продолжается вплоть до появления скачков на нижней поверхности профиля, когда разрежение на нижней поверхности создает силу, направленную в обратную сторону. Скачки на нижней поверх-

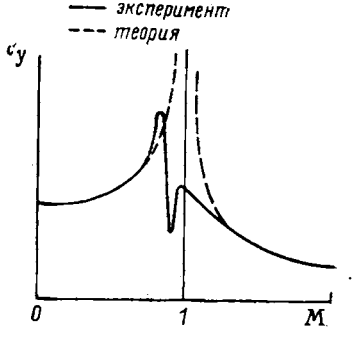


Рис. 8.27. Характер изменения кривой $c_y=f(M)$ в критической дозвуковой зоне

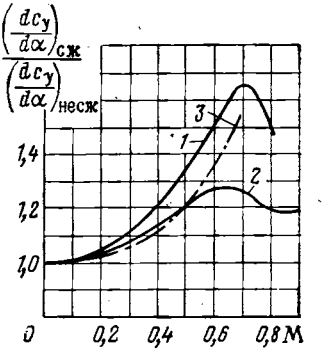


Рис. 8.28. Влияние сжимаемости на производную коэффициента подъемной силы по углу атаки

ности развиваются очень быстро, разрежение на ней растет и значение коэффициента c_y падает. Это падение c_y усугубляется отрывом на верхней поверхности. При числах M, непосредственно близких к единице, увеличение разрежения на верхней поверхности преобладает над увеличением разрежения на нижней поверхности из-за несимметрии обтекания при положительном угле атаки. Следует отметить, что изменения величины c_y будут тем больше, чем больше относительная толщина профиля.

В точном соответствии с изложенным производная коэффициента подъемной силы $dc_y/d\alpha$ возрастает до $M=0{,}8$, а затем начинает уменьшаться. На рис. 8.28 показано изменение в зависимости от числа M отношения $\frac{(dc_y/d\alpha)_{сж}}{(dc_y/d\alpha)_{несж}}$, характеризующего влияние сжимаемости среды на повышение производной подъемной силы. Кривая *1* соответствует испытаниям профиля толщиной $\bar{c}=12\%$, кривая *2* — испытаниям профиля с $\bar{c}=6\%$, а кривая *3* — расчету по Христиановичу.

Сжимаемость воздуха оказывает сильное влияние на величину $c_{y\,max}$ профиля крыла. В некоторых случаях это влияние

начинает сказываться при таких малых значениях, как $M=0{,}2$. Поэтому анализ влияния числа M на $c_{y\,max}$ необходимо производить для таких режимов полета, на которых могут возникнуть срывы потока в зонах поляры крыла, близких к максимальной подъемной силе. Это важно и для концевых сечений лопастей несущих винтов вертолетов.

При наличии срыва потока в хвостовой части профиля, что характерно для сравнительно толстых профилей, у которых местная сверхзвуковая скорость возникает уже при сравнительно небольших скоростях набегающего потока, коэффициент $c_{y\,max}$ падает с увеличением числа M (рис. 8.29, кривая *2*). У тонких профилей влияние числа M на $c_{y\,max}$ значительно меньше и на некоторых режимах может быть даже благоприятным. Из рис. 8.29 (кривая *1*) видно, например, что для тонкого симметричного профиля в диапазоне чисел $M=0{,}6$—$0{,}7$ увеличение числа M благоприятно влияет на максимальную подъемную силу. При переходе к натурным условиям нельзя ограничиваться изучением влияния одного только числа M, необходимо рассматривать совместное влияние чисел M и Re. К этому вопросу мы позднее вернемся.

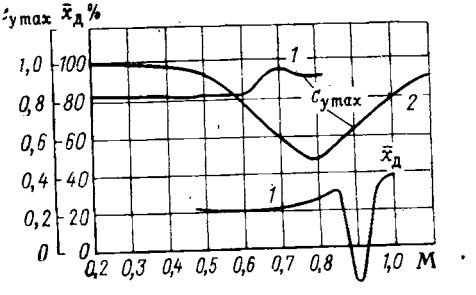


Рис. 8.29. Изменение $c_{y\,max}$ и положения центра давления $\bar{x}_д$ с повышением числа M для симметричного профиля, $\bar{c}=10\%$ (кривая *1*), и для профиля с турбулентным отрывом (кривая *2*)

При числах M, бо́льших критического, сжимаемость сильно влияет на положение центра давления $x_д$ профиля. В качестве примера на фиг. 8.29 показана зависимость положения центра давления $\bar{x}_д$ от числа M. Вплоть до $M=M_{кр}$ положение центра давления неизменно. При $M>M_{кр}$ в связи с перестройкой эпюр распределения давления координата $\bar{x}_д$ изменяется. Сначала центр давления перемещается немного назад по хорде профиля, а затем сильно смещается вперед, выходя даже за́ пределы хорды профиля. Далее при $M>0{,}9$ центр давления начинает перемещаться назад, приближаясь к положению на полухорде профиля.

Все сказанное позволяет рекомендовать следующее по форме профиля для летательного аппарата, рассчитанного на полеты при больших дозвуковых и околозвуковых скоростях: эпюра распределения давления по поверхности такого профиля должна иметь малые, но равномерно распределенные по хорде величины коэффициента давления $\bar{p}$; для получения необходимой

подъемной силы разрежение на нижней поверхности должно быть минимальным. Эпюра такого типа показана на рис. 8.30. Теоретические и экспериментальные данные показывают, что такой эпюре соответствует тонкий профиль со смещенным назад положением максимальной толщины — такой профиль имеет высокое значение $M_{кр}$. Но при дальнейшем увеличении скорости, как уже было замечено выше, т. е. при $M > M_{кр}$, аэродинамические характеристики такого профиля, имеющего эпюру типа «полочки», ухудшаются вследствие образования мощных сверхзвуковых зон почти на всей поверхности профиля. В этих случаях целесообразно переходить к эпюре давления другого типа.

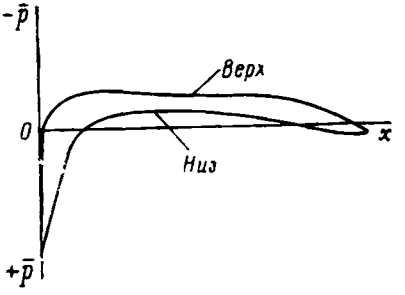


Рис. 8.30. Распределение давления по поверхности профиля для больших дозвуковых и околозвуковых скоростей

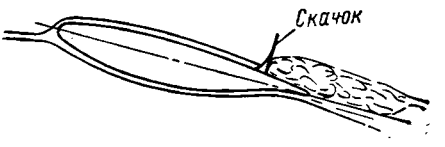


Рис. 8.31. Сверхкритический профиль крыла

Для увеличения критического числа $M_{кр}$ профиля Уиткомб (США) предложил «сверхкритический» профиль крыла (рис. 8.31). Сделав более плоской верхнюю образующую профиля, можно уменьшить местные скорости и, следовательно, и местные числа M на верхней поверхности, а также сдвинуть точку возникновения скачка уплотнения назад. Увеличение вогнутости профиля у задней кромки и деформация нижней поверхности вблизи кормовой части профиля компенсируют в известной мере уменьшение подъемной силы профиля из-за деформации его верхней поверхности. Величина прироста критического числа $\Delta M_{кр}$ для такого сверхкритического профиля равна $\sim 0{,}11$.

Рассмотрим вкратце правила подобия для околозвуковых режимов обтекания. Эти правила основаны на уравнениях для потенциала скорости при изэнтропическом течении для аффинно подобных контуров. В итоге правила подобия сводятся к представлению о приведенных параметрах, которые позволяют сопоставлять теоретические и экспериментальные результаты и правильно выбирать условия экспериментирования. Такой путь решения был впервые предложен Кáрманом. Запишем выражения для приведенных параметров.

Приведенное число Маха

$$\tilde{M}=\frac{M^2-1}{(\varkappa+1)^{2/3}\bar{c}^{2/3}} \tag{8.11}$$

($\bar{c}$ дается в абсолютных величинах, а не в процентах).

Приведенный коэффициент давления

$$\tilde{p}=\frac{(\varkappa+1)^{1/3}}{\bar{c}^{2/3}}\bar{p}. \tag{8.12}$$

Приведенные угол атаки и коэффициенты подъемной силы и лобового (волнового) сопротивления:

$$\tilde{\alpha}=\frac{\alpha}{\bar{c}}, \tag{8.13}$$

$$\tilde{c}_y=\frac{(\varkappa+1)^{1/3}}{\bar{c}^{2/3}}c_y, \tag{8.14}$$

$$\tilde{c}_{x\,в}=\frac{(\varkappa+1)^{1/3}}{\bar{c}^{5/3}}c_{x\,в}. \tag{8.15}$$

Для аффинно построенных профилей приведенное число M в любой точке профиля и приведенный коэффициент давления зависят только от относительной координаты точки, если у набегающего потока приведенные число M и приведенный угол атаки одинаковы. При одинаковом приведенном угле атаки коэффициенты $\tilde{\bar{p}}$ зависят только от приведенного числа M набегающего потока. Кривая $\tilde{c}_{x\,в}$ является универсальной и независящей от $\bar{c}$.

4. АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОФИЛЯ КРЫЛА ПРИ СВЕРХЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

Основным отличием сверхзвукового потока от дозвукового является его способность передавать возмущения только вниз по течению внутри конуса возмущения. Поэтому на условия, определяющие характер движения в данной точке сверхзвукового потока, влияет зона возмущения, ограниченная аналогичным конусом, но направленным вверх по течению.

Обтекание сверхзвуковым потоком всегда сопровождается возникновением скачков уплотнения. Так как при этом соблюдается условие постоянства полной энергии в струйке, то происходит потеря полного напора по сравнению с изэнтропическим процессом. Полный напор у поверхности тела, обтекаемого сверхзвуковым потоком, будет меньше, чем в условиях изэнтропического изменения состояния потока.

При сверхзвуковом обтекании, помимо профилей, применяемых для околозвуковых скоростей, применяются специальные

профили, показанные на рис. 8.32: чечевицеобразные, плосковыпуклые, ромбовидные, треугольные и линейчатые многоугольные профили. Аэродинамические характеристики этих профилей при сверхзвуковых скоростях обтекания существенно отличаются от соответствующих характеристик в условиях дозвукового обтекания.

В сверхзвуковых течениях угол наклона скачка уплотнения $\theta_{ск}$ определенным образом связан с углом φ наклона обтекаемой поверхности к оси набегающего потока. Существует предельный угол $\varphi_{пр}$, который определяет условие присоединенной или отсоединенной волны, а именно: если $\varphi<\varphi_{пр}$, то скачок распространяется непосредственно

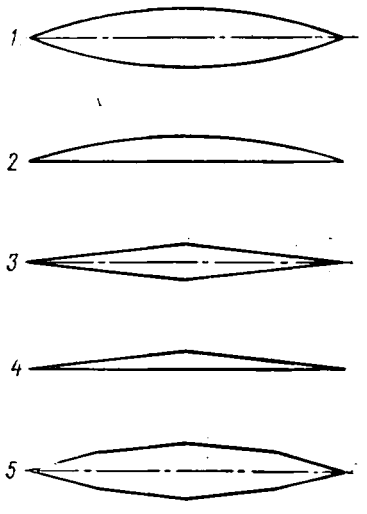


Рис. 8.32. Сверхзвуковые профили крыла:

1—чечевицеобразный; *2*—плосковыпуклый; *3*—ромбовидный; *4*—треугольный; *5*—линейчатый многоугольный

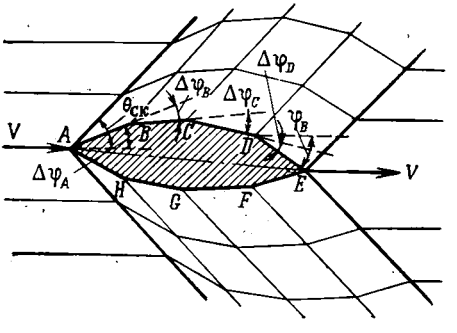


Рис. 8.33. Обтекание многоугольного контура сверхзвуковым потоком

от вершины клина, образованного обтекаемыми поверхностями, т. е. является присоединенным; если же угол $\varphi>\varphi_{пр}$, то скачок отсоединяется от поверхности и уходит вверх по потоку, образуя отсоединенную или головную волну. Если профиль имеет острый носок и угол атаки невелик, то угол $\varphi<\varphi_{пр}$ и волна присоединенная; в этом случае волновое сопротивление меньше, чем при отсоединенной волне.

Рассмотрим сверхзвуковой поток, обтекающий остроносый тонкий профиль под малым углом атаки. На рис. 8.33 это обтекание показано как обтекание последовательных тупых углов, образующих многоугольник. В начальной точке A и в точке схода потока E образуются при обтекании вогнутые углы (меньшие 180°), а в точках B, C и D — выпуклые углы (бо́льшие 180°). Поэтому в соответствии с данными гл. II, в точках A и E

будут возникать линии уплотнения, а в промежуточных точках многоугольника — линии разрежения.

Изменение давления Δp, которое соответствует переходу через каждый из углов многоугольника при обтекании сверхзвуковым потоком (в линейной постановке задачи), позволяет получить приближенные выражения для подъемной силы, лобового сопротивления и момента тангажа профиля:

$$
\begin{aligned}
Y &= 4q\varphi b \operatorname{tg}\alpha_M = 4q\frac{\varphi b}{\sqrt{M^2-1}},\\
X &= 4q\operatorname{tg}\alpha_M\left[\varphi^2+\frac{1}{2}(B_{2\text{нижн}}+B_{2\text{верх}})\right]b = \\
&= \frac{4q\left[\varphi^2+\frac{1}{2}(B_{2\text{нижн}}+B_{2\text{верх}})\right]b}{\sqrt{M^2-1}},\\
M_z &= -2q\varphi b^2\operatorname{tg}\alpha_M = \frac{2q\varphi b^2}{\sqrt{M^2-1}}.
\end{aligned}
\qquad (8.16)
$$

Здесь

$$
B_{2\text{верх}} = \frac{1}{b}\int_0^b \varphi'^2_{\text{верх}}\,db; \qquad B_{2\text{нижн}} = \frac{1}{b}\int_0^b \varphi'^2_{\text{нижн}}\,db;
$$

$\varphi'_{\text{верх}} = \varphi_{\text{верх}} - \varphi$ и $\varphi'_{\text{нижн}} = \varphi_{\text{нижн}} - \varphi$ — разности между местным углом атаки в произвольной точке контура и углом атаки по хорде φ. Переходя к безразмерным коэффициентам, получим:

$$
\left.
\begin{aligned}
c_y &= \frac{Y}{qbl} = \frac{4\varphi}{\sqrt{M^2-1}},\\
c_{x\,\text{в}} &= \frac{X}{qbl} = \frac{4}{\sqrt{M^2-1}}\left[\frac{1}{2}(B_{2\text{нижн}}+B_{2\text{верх}})+\varphi^2\right],\\
c_m &= \frac{M_z}{qb^2l} = -\frac{2\varphi}{\sqrt{M^2-1}},\\
\frac{\partial c_m}{\partial c_y} &= -\frac{1}{2}.
\end{aligned}
\right\}
\qquad (8.17)
$$

Рассмотрим полученные выражения. Коэффициент подъемной силы c_y не зависит от формы профиля, а зависит от угла атаки и числа M набегающего потока. При нулевом угле атаки коэффициент c_y любого профиля равен нулю. Коэффициент лобового сопротивления c_x зависит от формы профиля, в частности, коэффициент c_x минимален при переходе профиля в плоскую пластинку, так как при этом величины $B_{2\,\text{нижн}}$ и $B_{2\,\text{верх}}$ становятся равными нулю. Аэродинамическое качество профиля $c_y/c_{x\,\text{в}}$ зависит от угла атаки и формы профиля, но не зависит от числа

M. Положение аэродинамического фокуса профиля не зависит от формы профиля и числа M и соответствует полухорде.

Величина производной $\partial c_y/\partial\varphi$, как следует из (8.17), равна:

$$\frac{\partial c_y}{\partial \varphi^\circ} = \frac{4}{57{,}3\sqrt{M^2-1}}$$

и, следовательно, уменьшается с возрастанием числа M. Так, по сравнению с несжимаемой средой ($M\to 0$), при $M=2$ производная $\partial c_y/\partial\varphi$ уменьшается в 2,78 раза, а при $M=4$ соответственно в 6,16 раз.

Коэффициент $c_{x\,в}$, являющийся коэффициентом волнового сопротивления, состоит из двух частей. Первую часть, зависящую при $M=\text{const}$ только от формы профиля при нулевом угле атаки, можно назвать коэффициентом минимального волнового сопротивления $c_{x\,в\,min}$. Вторая часть, связанная с коэффициентом волнового сопротивления плоской пластинки ($\bar{c}=0$), обусловливается наличием угла атаки и называется коэффициентом волнового сопротивления, обусловленного подъемной силой.

Все рассуждения в применении к многоугольному профилю крыла можно перенести на непрерывный криволинейный профиль, так как при этом все углы $\varphi_{верх}$ и $\varphi_{нижн}$ сохранятся и будут равны углам между касательными к профилю и направлением невозмущенного потока.

Для сравнения обтекания сверхзвуковым потоком профиля с заданными $\bar{c}$ и φ при некотором числе M_1 с обтеканием профиля при M_2 пользуются приближенной линейной теорией, которая при условии соблюдения одинакового распределения давления дает следующие результаты:

$$\frac{\bar{c}_1}{\sqrt{M_1^2-1}} = \frac{\bar{c}_2}{\sqrt{M_2^2-1}} \text{ и } \frac{\varphi_1}{\sqrt{M_1^2-1}} = \frac{\varphi_2}{\sqrt{M_2^2-1}}.$$

Если при обтекании сравниваемое (при одинаковом $\bar{p}/b$) крыло будет иметь меньшую толщину и меньший угол атаки, то при повышении числа M это крыло будет иметь бо́льшие соответственные величины.

Рассмотрим теперь некоторые характеристики профилей крыла для сверхзвукового обтекания.

На рис. 8.34 приведены эпюры распределения давления по плосковыпуклому профилю с относительной толщиной $\bar{c}=8{,}8\%$ при числах $M=2{,}13$ и $Re=7{,}1\cdot 10^5$. На рис. 8.35—8.38 показаны контуры и основные аэродинамические характеристики для некоторых сверхзвуковых профилей. (Здесь α — угол атаки).

Рис. 8.39 иллюстрирует результаты лабораторных опытов. Цифрами *1* и *2* обозначены результаты испытаний прямоугольного крыла с плосковыпуклым профилем, $\bar{c}=8{,}8\%$ и $\bar{x}_c=50\%$ при числах $M=1{,}47$; 1,86 и 2,02. Цифрой *3* обозначены результаты испытаний прямоугольного крыла с профилем толщиной

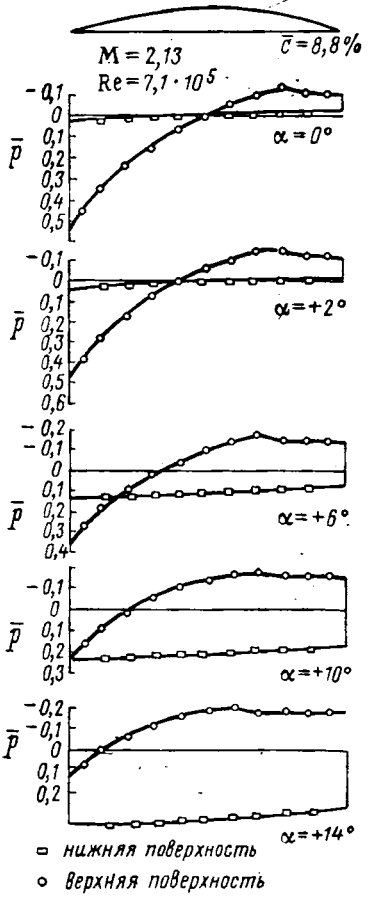


Рис. 8.34. Эпюры распределения давления по плосковыпуклому профилю с относительной толщиной $\bar{c}=8{,}8\%$ при числах $M=2{,}13$ и $Re=7{,}1\cdot10^5$

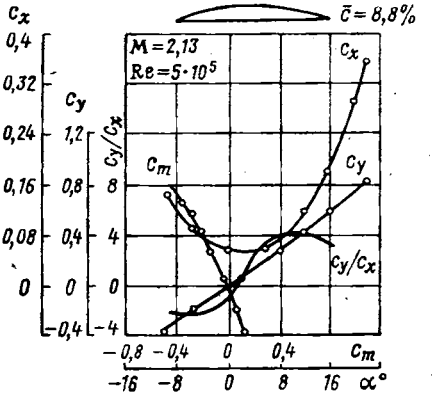


Рис. 8.35. Аэродинамические характеристики плосковыпуклого профиля при $M=2{,}13$

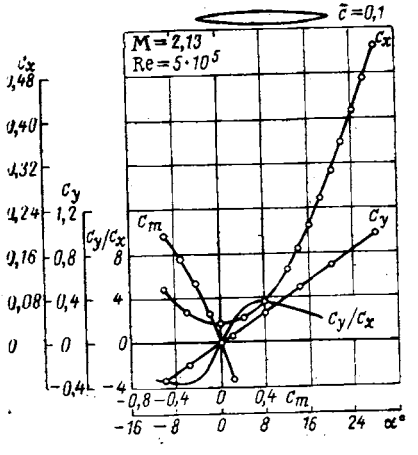


Рис. 8.36. Аэродинамические характеристики чечевицеобразного профиля при $M=2{,}13$

9% при дозвуковых режимах обтекания. Хотя этот профиль и несколько отличается от приведенного ранее, но отличия эти не столь значительны, чтобы сделать сравнение невозможным.

Опытные данные несколько расходятся с расчетными, полученными по линеаризированной теории. В настоящее время разработаны более точные нелинейные теории, дающие лучшую сходимость с результатами опытов.

В чем же заключается сущность обтекания произвольного профиля сверхзвуковым потоком? При таком обтекании прямо-

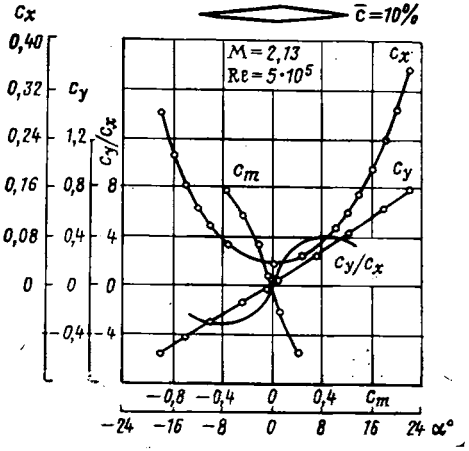


Рис. 8.37. Аэродинамические характеристики ромбовидного профиля при M=2,13

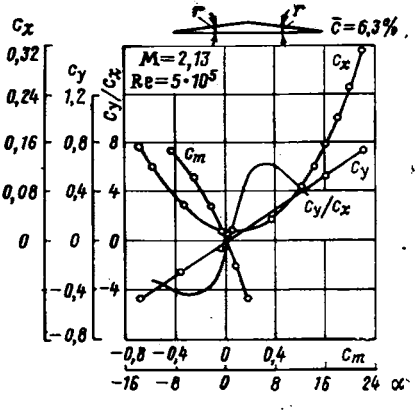


Рис. 8.38. Аэродинамические характеристики треугольного профиля при M=2,13

линейные линии возмущения, являющиеся скачками бесконечно малой интенсивности, будут исходить из разных точек поверхности контура. Эти линии расходятся в зонах, где поток расширяется, и сходятся в зонах уплотнения. На рис. 8.40 показана схема расположения линий возмущения и линий тока при обтекании выпуклой стенки. В этом случае, в отличие от обтекания угла, меньшего 180°, возможно постепенное и непрерывное изменение плотности среды. Это непрерывное изменение плотности среды распространяется до предельных линий возмущения. Линии тока уже не будут конгруэнтными линиями и не будут повторять контур профиля, как в случае линеаризированной задачи, а будут деформироваться. На рис. 8.40 они расходятся по мере удаления от стенки.

Рис. 8.41 иллюстрирует определенную расчетом картину сверхзвукового обтекания произвольного чечевицеобразного профиля. В носовой точке профиля возникают скачки уплотнения. Далее на обеих сторонах профиля, в соответствии с только что сказанным об обтекании выпуклой стенки, возникают линии

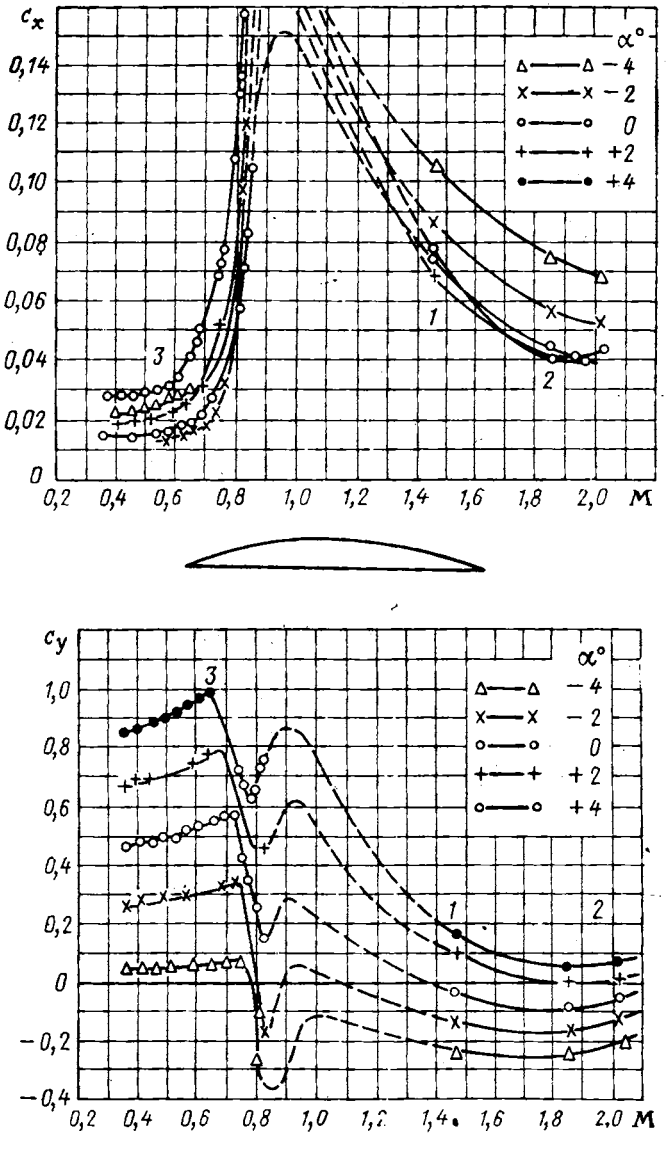


Рис. 8.39. Результаты экспериментальных исследований характеристик плосковыпуклых профилей

разрежения. В задней точке профиля опять появляются скачки уплотнения, которые переводят деформированный поток в поток, параллельный начальному направлению. Линии возмущения распространяются только в пределах между носовыми и хвостовыми скачками уплотнения.

Сверхзвуковое обтекание плосковыпуклого профиля имеет следующие особенности по сравнению с дозвуковым обтеканием. При нулевом угле атаки на выпуклой стороне профиля в его носке образуются скачки, или волны уплотнения, за которыми возникают линии разрежения примерно так, как показано на рис. 8.41. В то же время на плоской стороне профиля возмущения не возникают. В результате суммирования действия сжатия и разрежения на выпуклой стороне

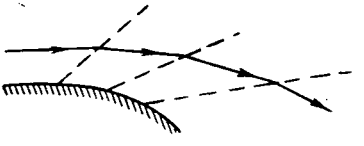


Рис. 8.40. Обтекание криволинейного контура сверхзвуковым потоком

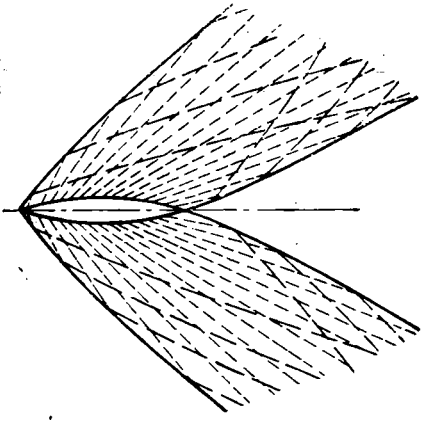


Рис. 8.41. Картина сверхзвукового обтекания профиля

появится аэродинамическая сила, действующая в направлении от выпуклой стороны профиля к плоской, т. е. в направлении, противоположном тому, которое имеет место при дозвуковом обтекании. Результаты опытов подтверждают эти теоретические данные.

Расчетные исследования, проведенные отечественными и зарубежными учеными, позволили предложить зависимости, базирующиеся на теории второго приближения, для аэродинамических характеристик профиля, обтекаемого сверхзвуковым потоком.

Угол нулевой подъемной силы, который для дозвукового потока не зависел от толщины профиля и был примерно пропорционален величине вогнутости профиля, для сверхзвукового потока выражается в виде

$$\alpha_0^\circ = 114{,}6 k_1 \bar{c} \bar{f} \frac{C_2}{2C_1}, \qquad (8.18)$$

где $k_1 = 1/\bar{x}_c(1-\bar{x}_c)$ для линейчатого профиля (ромбовидного, шестиугольного); $k_1 = \pi^2/2$ для синусоидального профиля; $k_1 =$

$=16/3$ для профиля, образованного дугами окружности. Из формулы видно, что при сверхзвуковом обтекании величина угла нулевой подъемной силы пропорциональна толщине профиля, а зависимость от вогнутости имеет обратный знак по сравнению со знаком при дозвуковом обтекании.

Коэффициент минимального волнового сопротивления

$$c_{x\,в\,min}=k_1\left(\frac{\bar{c}^2}{2}+2\bar{f}^2\right)C_1 \qquad (8.19)$$

и пропорционален квадратам относительной толщины и вогнутости, а также зависит от формы профиля и положения максимальной толщины.

Величина коэффициента момента при нулевой подъемной силе выражается зависимостью

$$c_{m0}=k_2\bar{f}C_1, \qquad (8.20)$$

где коэффициент k_2 зависит от формы профиля и имеет следующие значения: $k_2=-1$ для линейчатого профиля; $k_2=-4/\pi$ для синусоидального профиля; $k_2=-4/3$ для профиля, образованного дугами окружности.

Положение аэродинамического фокуса профиля выражается как

$$\bar{x}_F=-\frac{\partial c_m}{\partial c_y}=0{,}5+k_2\bar{c}\,\frac{C_2}{2C_1} \qquad (8.21)$$

и зависит от толщины профиля и его формы.

Значения коэффициентов C_1 и C_2 в формулах (8.18—8.21) определяются следующим образом:

$$C_1=\frac{2}{\sqrt{M^2-1}},$$

$$C_2=\frac{\frac{1}{2}(M^2-2)^2+\frac{1}{2}\varkappa M^4}{(M^2-1)^2}.$$

Все сказанное выше позволяет дать общую характеристику профиля крыла для сверхзвуковых скоростей полета. Улучшение аэродинамических характеристик такого профиля будет заключаться, в первую очередь, в предотвращении образования отсоединенной волны, а также в уменьшении интенсивности возникающих на профиле скачков уплотнения. Для достижения этого профили должны иметь заостренные кромки; кроме того, необходимо уменьшать относительные толщину и вогнутость профиля, т. е. переходить к тонким, остроносым, симметричным профилям.

На рис. 8.42 приведены результаты экспериментальных исследований прямоугольных крыльев с профилями относительной

толщины $\bar{c}=3\%$ и $\bar{c}=5\%$. Результаты даны в относительных величинах и показывают преимущество более тонких профилей. Кроме того, приведено сравнение влияния величины $\bar{c}$ на сверхзвуковых и дозвуковых режимах; при числе $M=0{,}5$ коэффициенты c_x профиля с относительной толщиной $\bar{c}=3\%$ и $\bar{c}=5\%$ примерно одинаковы, в то время как при $M\geqslant 1$ влияние относительной толщины $\bar{c}$ сказывается очень сильно: коэффициент c_x у профиля при $\bar{c}=5\%$ значительно больше, чем при $\bar{c}=3\%$.

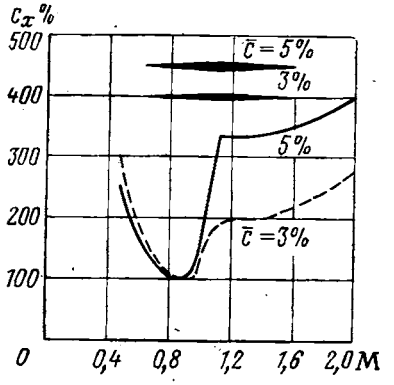


Рис. 8.42. Влияние относительной толщины профиля на коэффициент лобового сопротивления в сверхзвуковом потоке

Острый носок сверхзвукового профиля с углом заострения, меньшим $\varphi_{пр}$, имеет недостатки. С увеличением числа M высокие температуры могут привести к оплавлению и некоторому затуплению носка такого профиля.

На посадочных режимах и при полете на малых скоростях хороший сверхзвуковой профиль может оказаться неудовлетворительным, так как его несущие свойства значительно хуже, чем у дозвуковых профилей. Кроме того, при дозвуковом обтекании острая передняя кромка будет вызывать интенсивный срыв потока при сравнительно небольших углах атаки.

Аэродинамические характеристики профилей с затупленной задней кромкой

В условиях эксплуатации на околозвуковых и небольших сверхзвуковых скоростях в некоторых случаях оказалось целесообразным срезать заднюю кормовую часть профиля крыла, создавая затупление. На рис. 8.43 показана схема образования затупления. Обозначим через e толщину кормового среза, тогда относительное затупление $\bar{e}=e/c$. Поскольку хорда профиля с затуплением меньше хорды исходного профиля, относительная толщина затупленного профиля будет больше, чем исходного.

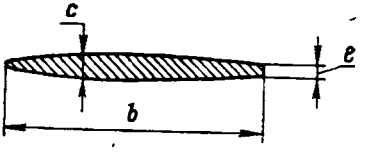


Рис. 8.43. Схема построения профиля с затупленной задней кромкой

При дозвуковых скоростях обтекания затупленная задняя кромка создает дополнительное донное сопротивление,

так как за толстой кормовой частью профиля образуется увеличенный след за телом. Хотя потери энергии при обтекании диффузорного участка профиля несколько меньше из-за снижения угла диффузорной части, все же донное сопротивление значительно и коэффициент c_x профиля при увеличении затупления повышается.

При околозвуковых скоростях обтекания изменение коэффициентов c_y и c_m с возрастанием числа M значительно меньше, чем у исходного профиля. Уменьшение угла диффузорной части профиля благоприятно влияет на лобовое сопротивление, на формирование скачков на поверхности профиля и снижает волновое сопротивление. На рис. 8.44 показана схема обтекания профиля с затупленной задней кромкой дозвуковым

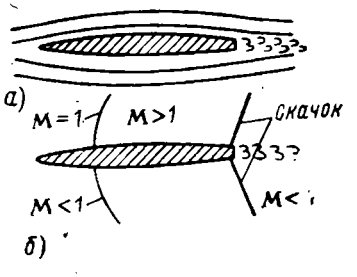


Рис. 8.44. Схема обтекания профиля с затупленной задней кромкой:

а—дозвуковое обтекание; *б*—околозвуковое обтекание

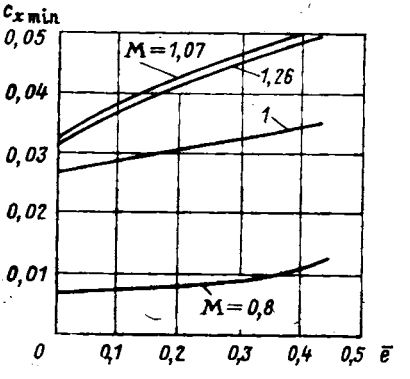


Рис. 8.45. Зависимость коэффициента лобового сопротивления профиля с затупленной задней кромкой от относительного затупления

и околозвуковым потоком. За профилем имеет место завихренный след, на донный срез действует донное давление.

При дозвуковом обтекании величина $dc_y/d\alpha$ у профиля с затупленной задней кромкой немного больше, чем у исходного профиля. Коэффициент лобового сопротивления при нулевой подъемной силе возрастает по мере роста относительного затупления $\bar{e}$ примерно по линейному закону. Так, если при $\bar{e}=0$ коэффициент $c_{x\,min}=0{,}006$, то при $\bar{e}=1{,}0$ коэффициент $c_{x\,min}=0{,}033$. Аэродинамический фокус профиля смещается при затуплении назад на $\sim 4\%$.

При околозвуковом обтекании затупленного профиля развитие местных сверхзвуковых зон на поверхности профиля протекает несколько более замедленно, чем у исходного профиля, и с этой точки зрения профиль с затупленной задней кромкой является как бы несколько более тонким, чем исходный. Сами скачки уплотнения располагаются ближе к задней кромке как на верхней, так и на нижней поверхности.

Коэффициент c_x возрастает по мере увеличения числа M, но при приближении к M=1 повышение коэффициента c_x замедляется. Коэффициент c_y у затупленного профиля значительно больше, чем у исходного, а закон изменения $c_y=f(M)$ монотоннее, чем у исходного; положение центра давления более постоянно, перемещение его вперед практически отсутствует. На рис. 8.45 в качестве примера показана зависимость коэффициента $c_{x\,min}$ от относительного затупления $\bar{e}$ при разных числах M.

Необходимо заметить, что полезный эффект затупления задней кромки в отношении коэффициентов c_y и c_m в околозвуковой зоне обтекания ослабевает по мере уменьшения относительной толщины профиля.

При переходе к сверхзвуковым скоростям обтекания волновое сопротивление профилей средней и большой толщины по мере повышения величины $\bar{e}$ уменьшается, а донное сопротивление возрастает. В результате суммарное сопротивление с учетом сопротивления трения, которое практически не зависит от затупления, увеличивается сравнительно немного. Такой результат был получен экспериментальным путем при скоростях до M=3 как при ламинарном, так и при турбулентном пограничных слоях.

Производная $dc_y/d\alpha$ возрастает линейно с повышением относительного затупления $\bar{e}$; так, при M=2 величина этой производной увеличилась на 10% при изменении $\bar{e}$ от 0 до 1, а при M=3 этот прирост составил уже 18%.

Центр давления профиля смещается назад по мере увеличения $\bar{e}$.

Указанные выше аэродинамические свойства профилей с затупленной задней кромкой позволили с успехом использовать их при околозвуковых и сверхзвуковых скоростях для повышения эффективности органов управления: элеронов, рулей направления и т. п. Следует заметить, что применение затупленных профилей в некоторых случаях способствовало устранению тряски органов управления.

5. АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОФИЛЯ КРЫЛА ПРИ ГИПЕРЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

Общие соображения

При рассмотрении течений газа как сплошной среды обычно пользуются условным разделением обтекания на разновидности, различающиеся между собой довольно радикально. Различие в видах обтекания определяется числом M набегающего потока. Так различают: дозвуковое обтекание (0<M<0,8), околозвуковое обтекание (0,8<M<1,3), сверхзвуковое обтекание (1,3<M<6) и гиперзвуковое обтекание (6<M). Такое разделение установилось в практических условиях достаточно твердо, но граничные числа Маха могут иметь и другие значения. В пре-

дыдущих разделах были рассмотрены условия обтекания тел дозвуковым, околозвуковым и сверхзвуковым потоком; рассмотрим теперь некоторые особенности гиперзвукового обтекания.

Результаты теоретических и экспериментальных исследований гиперзвуковых течений показывают, что такие течения имеют существенные отличия по сравнению с обычной «сверхзвуковой» картиной обтекания. Эти отличия объясняются как гидромеханическими, так и физико-химическими факторами. Физико-химические эффекты были вкратце охарактеризованы в гл. I. Они связаны, главным образом, с существенным повышением температуры газа при сжатии в скачках уплотнения. При таком повышении температуры возбуждаются колебания молекул, молекулы диссоциируются на атомы, происходит ионизация свободных атомов и молекул, может иметь место излучение, вызывающее в некоторых случаях значительный перенос энергии. Все физико-химические процессы могут заметно запаздывать. В гиперзвуковых течениях могут обнаруживаться явления интенсивного взаимодействия газа и обтекаемой твердой поверхности, например ионизация материала поверхности тела или каталитическая рекомбинация диссоциированных атомов на поверхности, что совершенно отсутствует при других видах обтекания. Значительную роль играет явление запаздывания, т. е. время наступления термодинамического равновесия; оно различно для разных процессов. Например, для установления равновесного значения энергии поступательного движения частиц газа достаточно только пяти столкновений молекул, а для колебательного движения атомов в молекулах потребное количество столкновений возрастает до 10^5. Как известно, при рассмотрении дозвукового и сверхзвукового обтеканий изучались только равновесные процессы. В зонах, где параметры гиперзвукового потока претерпевают быстрые изменения, процессы термодинамически неравновесны, что значительно затрудняет исследования. Даже при наличии термодинамического равновесия в гиперзвуковом потоке не сохраняется пропорциональность между энтальпией и температурой и термодинамические параметры газа приходится вычислять или находить при помощи специальных таблиц.

Гидромеханические эффекты характеризуются тем, что при больших числах M и положительных наклонах поверхности относительно потока скачок уплотнения прилегает довольно близко к поверхности обтекаемого тела. Возмущения скорости, хотя и малые по сравнению со скоростью течения, могут достигать величин, близких к скорости звука. В связи с тем, что скачок уплотнения, расположенный близко к телу, сильно искривлен, область возмущенного потока сравнительно невелика. Эту узкую область между скачком уплотнения и обтекаемым телом называют *ударным слоем*. По мере удаления от тела скачок становится слабым; от хвостового среза тела отходит хвостовой скачок. Непосредственно за телом вниз по течению распола-

гается кормовой след; слабый скачок за телом в форме расходящейся пелены называется *ударным следом.*

Наибольший интерес представляет изучение ударной волны и ударного слоя. Ударная волна обычно искривлена и в некоторых случаях это искривление очень значительно. В течении за искривленной ударной волной существуют большие градиенты энтропии и течение это сильно завихрено. Ударный слой имеет значительно более высокие температуру и давление, чем начальный невозмущенный поток и, как было указано в гл. II, температура и давление могут неограниченно возрастать по мере повышения числа M. Отношение плотности ρ_2/ρ_1, со своей стороны, при переходе через ударную волну может возрасти лишь до определенного предела в соответствии с физико-химическими свойствами газа. При адиабатическом законе отношение плотностей может возрастать неограниченно; при «ударном» законе газ из-за разогрева становится как бы более жестким и отношение плотностей не может быть больше 6 ($\varkappa=1{,}4$).

Большое значение имеет температура тела. Если эта температура равна температуре невозмущенного потока, то происходит интенсивная теплоотдача от нагретого газа к сравнительно более холодному телу, и пограничный слой может иметь бо́льшую плотность, чем внешняя часть ударного слоя. Образование кормового следа за телом при гиперзвуковом обтекании в отличие от дозвукового потока будет определяться как эффектами вязкости, так и эффектами резкого изменения энтропии за скачком уплотнения. Область с большими значениями энтропии, так называемый *энтропийный слой*, образуется только за мощной ударной волной и представляет собой относительно широкую область в зоне затупления носка, а далее, вниз по потоку, этот слой становится относительно более тонким (при сравнении, например, с пограничным слоем). Ударные волны, простирающиеся за телом, слабы и угол их наклона приближается к углу Маха набегающего потока $\arcsin\left(\frac{1}{M}\right)$, т. е. будет довольно невелик. Кормовая зона сильно турбулизирована.

На рис. 8.46а и 8.46б в качестве иллюстраций приведены полученные методом полос фотографии обтекания тонкого заостренного тела — модели ракеты, а также затупленного тела — круглого цилиндра, обтекаемого потоком, параллельным его оси. Под фотографией обтекания цилиндра имеется пояснительная схема. (Фотографии заимствованы из книги Хейза и Пробстина «Теория гиперзвуковых течений».)

Из фотографий отчетливо видно, что ударный слой при обтекании тонкого тела значительно меньше, чем при обтекании затупленного тела, а сами ударные волны, как и в случае обычного сверхзвукового обтекания, значительно слабее. Энтропийный слой в непосредственной близости от носка тонкого тела также имеется, он даже толще, чем пограничный слой. Дело

в том, что идеальное заострение создать в практических условиях невозможно, тем более, что при полете на гиперзвуковых скоростях обычно наблюдается оплавление или сгорание тонкого острия. Вследствие этого затупление практически существует всегда и, следовательно, существуют ударные мощные волны и энтропийный слой. Чем больше затупление тела, тем сильнее проявляется энтропийный слой, который очень сильно влияет на формирование пограничного слоя. В свою очередь и пограничный слой влияет на энтропийный. У носовой части тонких тел

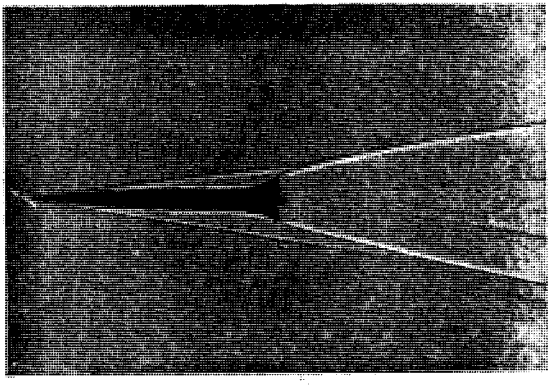


Рис. 8.46а. Обтекание тонкого тела с раструбом в хвостовой части при $M=9{,}6$

оба эти слоя трудно различимы. Следует заметить, что на рис. 8.46а имеется небольшая асимметрия, поэтому с одной стороны носовая ударная волна пересекает хвостовой скачок.

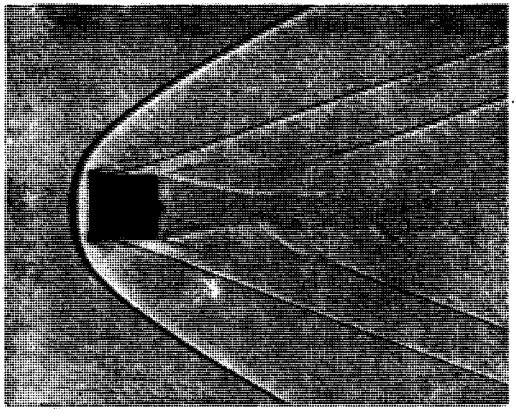
В гиперзвуковых течениях форма ударной волны сравнительно мало зависит от числа M набегающего невозмущенного потока. Основным параметром, определяющим расстояние от ударной волны до поверхности тела, является плотность газа, расположенного между телом и скачком, т. е. в конечном счете это расстояние зависит от отношения плотности набегающего потока к плотности газа за ударной волной. Чем больше это отношение, тем больше расстояние волны от поверхности тела.

Больше всего в настоящее время разработана теория гиперзвукового невязкого газа, идет также интенсивная отработка теории пограничного слоя при гиперзвуковом обтекании, а также теории вязкого взаимодействия между пограничным слоем и внешним течением.

Мы не будем излагать теорию гиперзвуковых течений, так как этому вопросу посвящены специальные книги и учебные пособия. Рассмотрим только некоторые положения, принятые при

рассмотрении задачи, а также некоторые формулы, необходимые для понимания существа вопроса.

При решении задач гиперзвукового обтекания тонких тел обычно принимают следующие основные предположения. Обтекаемое газом тело принимают очень тонким, т. е. считают, что



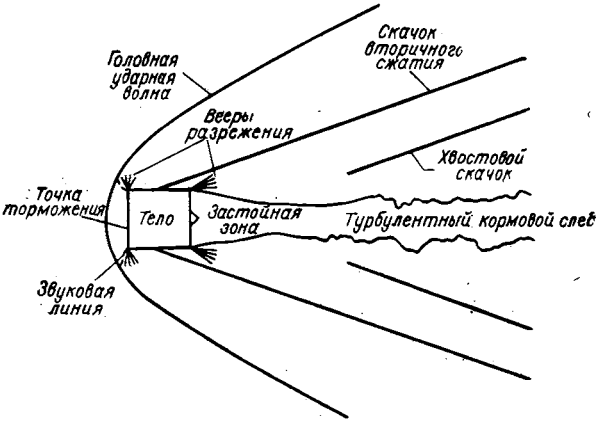


Рис. 8.46б. Обтекание круглого цилиндра с плоским носком при M=3

углы φ наклона обтекаемой поверхности к направлению набегающего потока очень малы. Число M набегающего потока может быть очень большим, а скачки уплотнения очень мощными. Большой интерес представляет предельный случай, когда число M стремится к бесконечности. При этом для тонкого тела и при сильном скачке можно принять принцип независимости от числа M. Угол при вершине конуса возмущений становится

очень малой величиной. При рассмотрении обтекания толстых тел необходимо пользоваться нелинейной теорией; важным критерием является величина $M\varphi$, о которой будет сказано далее. При гиперзвуковом обтекании, когда ударная волна довольно близко примыкает к поверхности тела, картину обтекания часто считают близкой к ньютоновской модели, изложенной в гл II. При этом тело не обязательно должно быть тонким, а углы φ малыми. Согласно этой модели частицы газа движутся по прямым параллельным линиям до удара о поверхность тела. После удара частицы теряют свой нормальный импульс и движутся вдоль поверхности тела в направлении движения. Тогда избыточное давление на поверхности тела с углом наклона φ будет

$$p_{изб}=\varrho_0 V_0^2 \sin^2\varphi.$$

Эта приближенная зависимость является предельным условием и справедлива в условиях, когда отношение плотностей ϱ_1/ϱ_2 при переходе через скачок равно нулю. При числе $M\to\infty$ скачок вплотную подходит к телу и давление на теле может быть подсчитано по формуле Ньютона, согласно которой коэффициент давления

$$\bar{p}=2\sin^2\varphi.$$

Если обтекается пластинка, расположенная под некоторым углом атаки, то давление на верхней поверхности равно нулю, а избыточное давление на нижней поверхности опять

$$p_{изб}=\varrho_0 V_0^2 \sin^2\varphi$$

и коэффициент давления

$$\bar{p}=2\sin^2\varphi,$$

т. е. эти величины не зависят от числа M.

По этой упрощенной теории Ньютона коэффициент подъемной силы для пластинки

$$c_y=2\sin\varphi\cos\varphi\approx 2\sin^2\varphi,$$

а коэффициент лобового сопротивления

$$c_x=2\sin^3\varphi.$$

Найдем теперь характеристики гиперзвукового обтекания при грубом допущении о малости скорости возмущения по сравнению со скоростью набегающего потока; среду будем считать невязкой, а также соответствующей условиям совершенного газа. При этом, учитывая обозначения рис. 8.47, получим следу-

ющие соотношения между величинами начальных давления и плотности и давления и плотности за косым скачком OB:

$$\frac{p_1}{p_0}=\frac{2\varkappa}{\varkappa+1}M^2\sin^2\theta_{ск}-\frac{\varkappa-1}{\varkappa+1}, \tag{8.22}$$

$$\frac{\varrho_1}{\varrho_0}=\frac{(\varkappa+1)M^2\sin^2\theta_{ск}}{(\varkappa-1)M^2\sin^2\theta_{ск}+2}, \tag{8.23}$$

а также

$$\frac{\varrho_1}{\varrho_0}=\frac{\operatorname{tg}\theta_{ск}}{\operatorname{tg}(\theta_{ск}-\varphi)}. \tag{8.24}$$

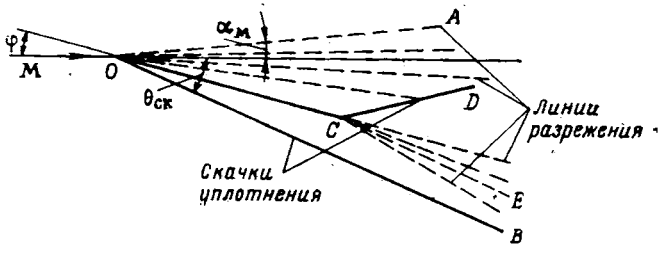


Рис. 8.47. Обтекание пластинки гиперзвуковым потоком

Из соотношений (8.23) и (8.24) можно получить связь между углом набегания потока φ и углом наклона скачка $\theta_{ск}$; учитывая их малость и большое значение M, получим

$$M^2\theta_{ск}^2-1=\frac{\varkappa+1}{2}M^2\theta_{ск}\varphi.$$

Отсюда можно получить важное соотношение

$$\frac{\theta_{ск}}{\varphi}=\frac{\varkappa+1}{4}+\sqrt{\left(\frac{\varkappa+1}{4}\right)^2+\frac{1}{M^2\varphi^2}}. \tag{8.25}$$

Тогда отношение давлений (8.22) примет вид

$$\frac{p_1}{p_0}=1+\varkappa M^2\theta_{ск}\varphi.$$

Коэффициент давления

$$\bar{p}=\frac{\dfrac{p_1}{p_0}-1}{\dfrac{\varkappa}{2}M^2}=2\theta_{ск}\varphi=2\varphi^2\left(\frac{\varkappa+1}{4}+\sqrt{\left(\frac{\varkappa+1}{4}\right)^2+\frac{1}{M^2\varphi^2}}\right). \tag{8.26}$$

Это приближенное выражение является оценкой по условию обтекания передней кромки.

Как видно, коэффициент $\bar{p}$ в условиях гиперзвукового обтекания зависит от квадрата угла φ, величин $\varkappa$ и произведения $M\varphi$, тогда как при малых сверхзвуковых скоростях этот коэффициент является функцией угла φ. Считая число M очень большим, получим предельное соотношение

$$\bar{p} \approx (\varkappa+1)\varphi^2,$$

пригодное для оценок в любой точке тела.

Сопоставляя эти данные с упрощенной теорией Ньютона, видим, что в этой теории принято $\varkappa=1$.

При анализе гиперзвуковых течений линеаризация для решения уравнений движения газа неприменима. Значительные трудности при решении задач возникают также и в связи с нестрогостью применения закона изэнтропы. Непостоянство удельных теплоемкостей, молекулярных весов, отсутствие термодинамического равновесия параметров газа приводят к тому, что решения даже таких простейших задач, как, например, задача о расширении в сопле, могут быть получены лишь численными методами.

Остановимся вкратце на вопросах подобия для течений со скоростями, бо́льшими скорости звука. Полагая роль вязкости пренебрежимо малой, можно получить выражения для основных аэродинамических коэффициентов сил и моментов при сверхзвуковых течениях. Из них следует, что как в расчетной практике, так и при постановке эксперимента можно обеспечить требуемое подобие сравниваемых явлений и постоянство аэродинамических коэффициентов, если выдержать равенство параметра подобия:

$$\beta\tau = \tau\sqrt{M^2-1},$$

где τ — характеристика толщины $\bar{c}$ или угла атаки α.

В гиперзвуковых потоках необходимые соотношения теории подобия получаются из рассмотрения уравнений теории малых возмущений. При этом принимаются допущения о малости угла атаки и малой величине относительной толщины $\bar{c}$. Если сравниваются среды с произвольным уравнением состояния, то необходимо, чтобы газ в обоих случаях был одинаков.

При неограниченном возрастании числа M параметр подобия $\beta\tau$, который становится все более близким к величине $M\tau$, и является параметром подобия при гиперзвуковом обтекании. Таким образом, для гиперзвуковых потоков параметром подобия будет или величина

$$K = M\tau,$$

или, введенная по предложению Ван-Дайка, унифицированная величина

$$K_1 = \beta\tau = \sqrt{M^2-1}\cdot\tau.$$

Характеристики пластинки и профиля при гиперзвуковом обтекании

Рассмотрим в качестве примера обтекание гиперзвуковым потоком плоской пластинки. Из рис. 8.47 видно, что от передней кромки пластинки отходят вверх линия разрежения, а вниз — скачок уплотнения. Линия разрежения OA ограничивает очень небольшую зону возмущения, определяемую углом возмущения $\alpha_M = 1/M$, стремящимся к нулю по мере возрастания числа M набегающего потока. Угол, образуемый скачком уплотнения с направлением невозмущенного потока, значительно больше угла возмущения и больше угла атаки. От задней кромки пластинки отходят линия возмущения CE и скачок уплотнения CD.

Пользуясь формулами для определения характеристик потока после поворота на небольшие углы, можно получить выражения для коэффициентов давления на верхней и нижней сторонах пластинки. Эти выражения имеют следующий вид:

$$\bar{p}_{\text{верх}} = -\frac{2}{\varkappa}\frac{1}{M^2}\left[1-\left(1-\frac{\varkappa-1}{2}M\alpha\right)\frac{2\varkappa}{\varkappa-1}\right] = -\frac{2}{\varkappa M^2}A,$$

$$\bar{p}_{\text{нижн}} = \left(2\frac{\varphi}{\alpha}\right)\alpha^2 = 2\alpha^2\left(\frac{\varkappa+1}{4}+\sqrt{\left(\frac{\varkappa+1}{4}\right)^2+\frac{1}{M^2\alpha^2}}\right) = 2\alpha^2 B.$$

Последняя формула идентична формуле (8.26). Видно, что по мере повышения числа M давление на верхней стороне пластинки стремится к нулю, а на нижней стороне пластинки $\bar{p}_{\text{нижн}} \to (\varkappa+1)\alpha^2$.

Коэффициент подъемной силы пластинки

$$c_y \approx c_{y_1} = \bar{p}_{\text{нижн}} - \bar{p}_{\text{верх}} = 2\left[\alpha^2 B + \frac{A}{\varkappa M^2}\right], \qquad (8.27)$$

а коэффициент волнового сопротивления, соответственно,

$$c_{x\,\text{в}} \approx c_y\alpha = 2\left[\alpha^3 B + \frac{A\alpha}{\varkappa M^2}\right], \qquad (8.28)$$

так как углы атаки принимаются малыми.

В предельном случае при $M \to \infty$ значения этих коэффициентов будут:

$$c_y = (\varkappa+1)\alpha^2,$$

$$c_{x\,\text{в}} = (\varkappa+1)\alpha^3.$$

В силу равномерности распределения нагрузки по пластинке коэффициент продольного момента относительно передней кромки

$$c_m = 0{,}5(\bar{p}_{\text{нижн}} - \bar{p}_{\text{верх}}), \qquad (8.29)$$

а центр давления располагается на середине хорды пластинки.

На рис. 8.48 показаны характеристики $c_y = f(\alpha)$ для пластинки при разных числах М. При М=0 коэффициент c_y рассчитан по формуле для идеального несжимаемого потока, при сверхзвуковых скоростях — по формуле линейной теории $c_y = \frac{4\alpha}{\sqrt{M^2-1}}$, а при гиперзвуковых скоростях — по формуле (8.27). Интересно отметить, что кривые $c_y = f(\alpha)$ при гиперзвуковом обтекании имеют резко выраженный нелинейный характер.

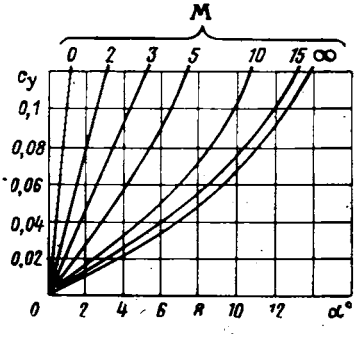


Рис. 8.48. Зависимость коэффициента c_y пластинки от угла атаки α при разных числах М

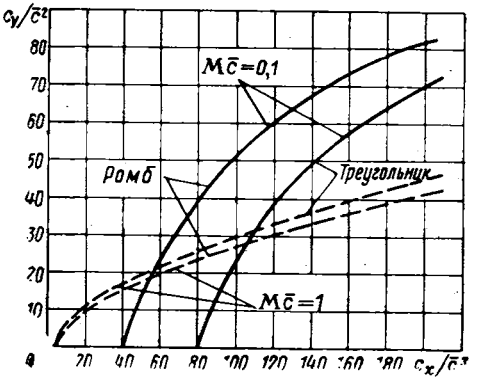


Рис. 8.49. Поляры тонких профилей при больших числах М

Теоретические расчеты показывают, что подъемная сила создается, главным образом, за счет нижней поверхности; в частности, при $M \to \infty$ доля верхней поверхности в образовании подъемной силы стремится к нулю.

Аналогичным путем можно получить зависимости и для клиновидного тела, обтекаемого гиперзвуковым потоком. Правила подобия формулируются следующим образом: в подобных гиперзвуковых потоках величины $M^2 c_y$, $M^2 c_m$, $M^3 c_{x\,в}$ будут одинаковы при соблюдении постоянства критериев подобия $M\alpha$ и $\bar{c}/\alpha$ или $M\bar{c}$ и $\alpha/\bar{c}$.

Рассмотрим характеристики профиля крыла. Интегрируя кривые распределения давления по профилю, можно получить выражения для коэффициентов $c_y/\bar{c}^2$, $c_x/\bar{c}^3$, $c_m/\bar{c}^2$ в виде зависимостей от величин $M\bar{c}$ и $\alpha/\bar{c}$, являющихся критериями подобия. Иначе говоря, если выдерживать постоянство указанных критериев, то величины $c_y/\bar{c}^2$, $c_x/\bar{c}^3$, $c_m/\bar{c}^2$ будут одинаковыми для выбранного семейства профилей. На рис. 8.49 приведены поляры профилей разного типа при параметре $M\bar{c}$, изменяющемся от 0,1 до 1; дальнейшее увеличение параметра $M\bar{c}$ мало влияет на поляру.

Различие в характеристиках профилей объясняется влиянием нижней поверхности профиля. Дело в том, что при $M \to \infty$ разрежение на верхней поверхности стремится к нулю и различие в форме верхней поверхности мало влияет на волновое сопротивление. Если нижняя поверхность выпуклая, то волновое сопротивление возрастает. Поэтому при гиперзвуковом обтекании плоская нижняя поверхность предпочтительна выпуклой. С этой же точки зрения треугольный профиль лучше ромбовидного, в особенности по мере увеличения параметра $M\bar{c}$. К подобному же выводу можно придти, рассматривая характеристики аэродинамического качества профиля крыла. При больших значениях угла атаки или при больших отношениях $\alpha/\bar{c}$ форма профиля сравнительно мало сказывается на его характеристиках.

При всех высказанных выше соображениях не было учтено донное сопротивление профиля, которое зависит от формы профиля. Однако оно невелико по сравнению с волновым и при гиперзвуковом обтекании им в первом приближении можно пренебречь. Сопротивление трения необходимо учитывать способами, изложенными в разделе, посвященном пограничному слою.

При полете заостренных тел с гиперзвуковой скоростью на высоте более 50 км начинает проявляться взаимодействие невязкого потока с ламинарным пограничным слоем, которое очень сказывается на аэродинамических характеристиках тел. Расчеты показывают, что при сильном взаимодействии ламинарного пограничного слоя с невязким потоком, верхняя сторона пластинки участвует в создании подъемной силы наравне с нижней стороной.

В наибольшей степени влияние указанного взаимодействия сказывается на величинах c_x и c_y/c_x. Температурный фактор, т. е. отношение температур потока и обтекаемой стенки, больше влияет на коэффициент c_y, снижая его, чем на коэффициент c_x, который почти не зависит от температурного фактора.

Влияние затупления носка профиля на его обтекание

При очень больших скоростях обтекания профиля крыла произвольной формы (треугольной, ромбовидной, шестигранной) носок профиля обычно нельзя считать остроконечным настолько, чтобы он мог обеспечить существование присоединенной ударной волны. Чисто технологические причины, а также условия эксплуатации — сгорание и оплавление тела из-за сильного нагрева, приводят к затуплению носка. Хотя это затупление может быть и очень небольшим, тем не менее оно достаточно, чтобы ударная волна отошла от тела и реализовалась форма обтекания, отличная от условий присоединенной волны. Краткое определение головной или отсоединенной волны было дано в гл. II. На рис. 8.50 показана интерферограмма обтекания пластинки с затуплением, полученная в потоке гелия при числе

$M=12{,}7$, а на рис. 8.51 — полученная расчетным путем картина обтекания клина с затуплением при числе $M\to\infty$ и $\varkappa=1{,}4$. (Здесь x — расстояние по потоку от носка клина, а c — толщина, характерная для затупления, например толщина затупленного носка клина или профиля.) В обоих случаях видна головная волна с характерным искривлением. На рис. 8.52 показано распределение давления по поверхности клиновидного тела с затупленным носком (c_x — коэффициент сопротивления от затупления) *. Как и следовало ожидать, давление на носке затупленного тела наибольшее и стремится к величине давления за прямым скачком, затем происходит довольно резкое падение этого давления и на

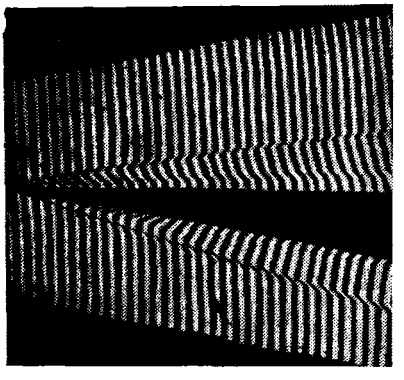


Рис. 8.50. Интерферограмма обтекания слегка затупленной пластинки при числах $M=12{,}7$

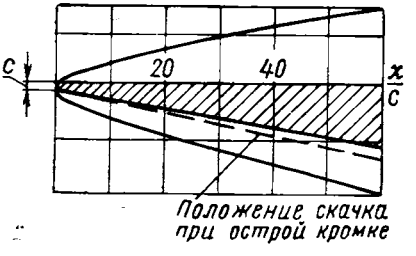


Рис. 8.51. Обтекание затупленного клина ($M\to\infty$; $\varkappa=1{,}4$)

сравнительно небольшом удалении от носка давление на поверхности клиновидного тела становится близким к величине давления, соответствующего давлению на остроконечном клине. Сопротивление тонкого затупленного клина сильно возрастает по сравнению с сопротивлением остроносого клина. Даже при $l/c=500$ клин с углом раствора 12° имеет вдвое большее сопротивление за счет затупления.

Характер протекания кривой распределения давления по поверхности затупленного клиновидного тела показывает, что центр давления профиля крыла с затупленным носком может значительно переместиться вперед по направлению к носку. Если при сверхзвуковых скоростях центр давления пластинки располагается посередине ее хорды, то затупление перемещает центр давления на 1/4 хорды от передней кромки.

---

* В соответствии с уточненной формулой Ньютона коэффициент $c_x=\frac{2}{3}\overline{p}_{\text{торм}}$, откуда при помощи формулы Рэлея (2.52) для $\varkappa=1{,}4$ получим $c_x=1{,}23$.

В настоящее время большое внимание уделяется влиянию неравновесности протекающих в гиперзвуковых течениях процессов. Это уже было указано в гл. 1 и в настоящей главе на стр. 257. Поскольку при опытах мы обычно имеем дело с равновесными процессами, а на практике процесс чаще оказывается неравновесным, интересно оценить влияние неравновесности на такие характеристики, как распределение давления.

В качестве примера рассмотрим результаты опытов Гейгера, осуществленных на призматическом теле с закругленным носком. Оказалось, что

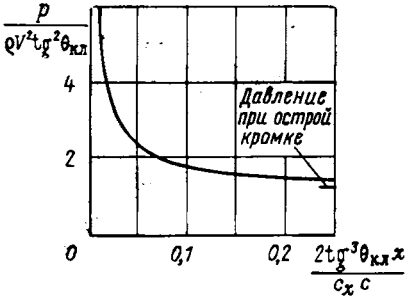


Рис. 8.52. Распределение давления по поверхности клиновидного тела с затупленным носком

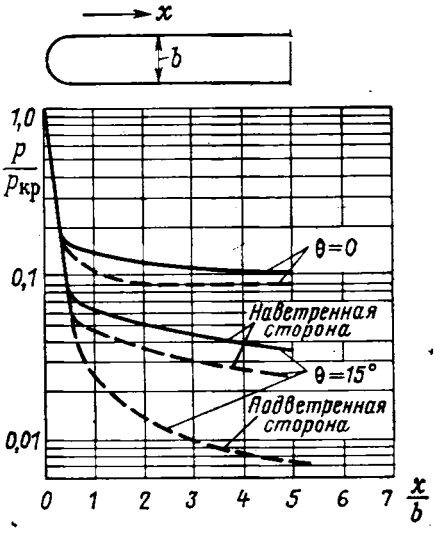


Рис. 8.53. Распределение давления по призматическому телу с закругленным носком

——— равновесное обтекание; — — — неравновесное обтекание

при неравновесном обтекании давление на плоской части модели во всех случаях было меньше, чем давление при равновесном потоке. Влияние неравновесности сказывается в основном в зонах расширения потока около цилиндрической носовой части. На рис. 8.53 приведены кривые распределения давления, полученные Гейгером. По мере увеличения угла атаки давление на наветренной стороне меньше расходится с давлением в равновесном потоке; на подветренной стороне наблюдается обратная картина.

Влияние вязкости оказалось сравнительно малым и сводится в основном к взаимовлиянию вязкого и невязкого потоков, что приводит к небольшому (порядка 7,5%) повышению давления по сравнению с давлением в потоке идеального газа. Основным фактором, определяющим разницу между результатами экспериментов Гейгера при $M \approx 10$ для реального потока, имеющего известную степень неравновесности, и расчетными данными для идеального потока, является отклонение от равновесия в обла-

сти сжатия у головной волны. Этот эффект уменьшает давление по сравнению с идеальными расчетными условиями.

Приведем таблицу, характеризующую различие коэффициентов c_y, c_x и аэродинамического качества $K=c_y/c_x$ по экспериментальным и расчетным данным.

	Экспериментальные данные по распределению давления	Расчетные данные при идеальном обтекании	Отношение экспериментальных данных к расчетным
c_y	0,071	0,085	0,836
c_x	0,244	0,247	0,954
K	0,291	0,345	0,875

Скачок давления при неравновесном обтекании отходит от тела несколько дальше, чем при равновесном потоке. Отношение удельных теплоемкостей равно 1,45, а температура за прямым скачком, как показывают расчеты при $V=4{,}5$ км/с, составляет 5850 К по сравнению с 4850 К для равновесного потока. Эта разница в температурах объясняется тем, что на расстоянии, которое имеет место между телом и головной волной, достигается только 70% равновесной диссоциации.

6. МАКСИМАЛЬНАЯ ПОДЪЕМНАЯ СИЛА ПРОФИЛЯ КРЫЛА

Основные усилия исследователей и конструкторов летательных аппаратов направлены в настоящее время на повышение скоростей полета. Те меры, которые обычно применяются для повышения скоростей, не способствуют повышению максимальной подъемной силы крыла. Поэтому проблема получения максимальной подъемной силы, характеризуемой коэффициентом $c_{y\,\max}$, усложняется. С другой стороны, появление летательных аппаратов с вертикальным и укороченным взлетом вносит много нового в проблему обеспечения необходимой величины $c_{y\,\max}$.

При обтекании тонкого крыла идеальной несжимаемой жидкостью коэффициент c_y, как это следует из теории, должен возрастать до угла атаки, равного 90°, и достигать величины $2\pi=6{,}28$. В условиях реального обтекания крыла бесконечного удлинения значение c_y редко превосходит 1,7 при угле атаки $\alpha=16$—$20°$. Эта разница между теоретическими возможностями и реальными данными объясняется, главным образом, преждевременным отрывом потока на больших углах атаки, о чем мы уже говорили ранее.

Существуют профили крыла, у которых кривые $c_y=f(\alpha)$ обладают свойством гистерезиса в зоне максимальной подъемной силы. Это явление заключается в том, что при возрастании угла атаки кривая $c_y=f(\alpha)$ не совпадает со своей ветвью,

полученной при уменьшении угла атаки (рис. 8.54). Чаще всего кривая, соответствующая возрастанию угла α, лежит выше кривой, соответствующей уменьшению этого угла. Наличие гистерезиса свидетельствует о неустойчивости обтекания профиля в зоне $c_{y\,max}$, это явление нежелательно и при его обнаружении целесообразно заменять профиль.

В современной авиации очень интенсивно применяются такие конструктивные элементы, которые могут обеспечить создание дополнительной подъемной силы; эти элементы очень разнообразны и иногда называются *механизацией крыла.* Применение различного рода устройств дополняет крыло весьма разнообразными подвижными и неподвижными элементами.

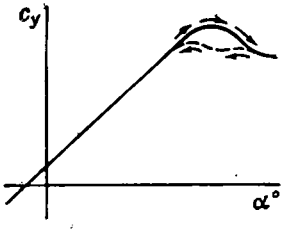


Рис. 8.54. Гистерезис в протекании кривой $c_y=f(\alpha)$

Теоретическое обоснование одного из наиболее распространенных типов «механизированного крыла» — разрезного крыла было высказано впервые С. А. Чаплыгиным в 1910 г. в работе «Теория решетчатого крыла», а в 1922 г. им же была дана полная теория разрезного крыла в работе «Схематическая теория разрезного крыла аэроплана».

Рассмотрим основные виды применяемой в настоящее время механизации крыла. Все они базируются на двух принципах — управлении пограничным слоем на поверхности крыла для борьбы с отрывом потока и увеличении «эффективной кривизны» профиля. Первый принцип сводится к отсосу или сдуву пограничного слоя в разных местах профиля. Для такого управления пограничным слоем используется кинетическая энергия самого потока или специальные устройства, обеспечивающие понижение или повышение давления в системах принудительного управления пограничным слоем. Второй принцип основан на том факте, что увеличение вогнутости до известных пределов ведет к возрастанию $c_{y\,max}$. Для увеличения максимальной подъемной силы был предложен также способ увеличения площади крыла на режимах малых скоростей (увеличение размаха или хорды). Однако этот способ в чистом виде не нашел распространения; его используют иногда лишь в комбинации с аэродинамическими способами — при этом увеличение площади крыла сравнительно невелико.

Основными приспособлениями для увеличения $c_{y\,max}$ крыла являются предкрылки, закрылки, многощелевое крыло, щитки, управление пограничным слоем (УПС).

Предкрылки

Рассмотрим прежде всего, какие изменения в носовой части профиля могут благоприятно влиять на повышение коэффици-

ента $c_{y\,max}$. Сначала обратимся к предкрылку. Предкрылок—это небольшое крылышко, расположенное перед основным крылом, схема его показана на рис. 8.55. Предкрылок может быть установлен в определенном фиксированном положении или же может выдвигаться в рабочее положение на больших углах атаки крыла под действием аэродинамических сил. На рис. 8.56 показано действие этих сил на предкрылок — начиная с угла атаки $\alpha = 11°$, аэродинамические силы стремятся отделить предкрылок от главного крыла.

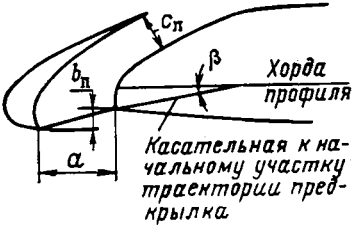


Рис. 8.55. Схема предкрылка, $\frac{b_п}{a} = 0{,}3$; $\frac{c_п}{a} = 0{,}25 - 0{,}35$; $\beta < 14°$

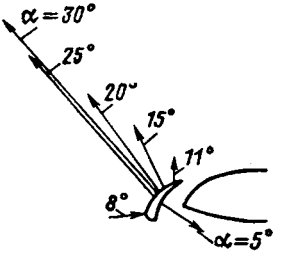


Рис. 8.56. Действие аэродинамических сил на предкрылок при разных углах атаки

Механизм действия предкрылка характеризуется следующим. С одной стороны, изменение контура профиля с выдвинутым прекрылком создает такое изменение эпюры давления, которое способствует сдвигу точки отрыва пограничного слоя назад и увеличению критического угла атаки (уменьшаются пик разрежения и величина положительного градиента давления). С другой стороны, собственная подъемная сила предкрылка на больших углах атаки составляет до 20% подъемной силы крыла и вызывает сильный скос потока за предкрылком, а наличие этого скоса, в свою очередь, также препятствует отрыву слоя от верхней поверхности крыла.

Аэродинамические характеристики крыла с предкрылком при бесконечном удлинении приведены на рис. 8.57; критический угол атаки возрастает за счет установки предкрылка на угол 11°, что, в свою очередь, вызывает возрастание $c_{y\,max}$ на 0,66. Следует помнить, что на возрастание $c_{y\,max}$ за счет установки предкрылка сильно влияет расположение предкрылка относительно крыла, которое обычно подбирается экспериментальным путем.

Предкрылок применяется как на прямых, так и на стреловидных крыльях.

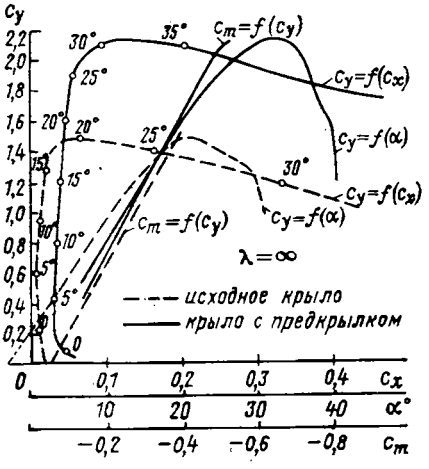


Рис. 8.57. Аэродинамические характеристики крыла с предкрылком

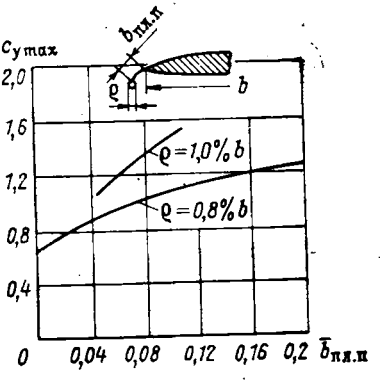


Рис. 8.58. Значения коэффициента $c_{y\,max}$ крыла с пластинчатым предкрылком

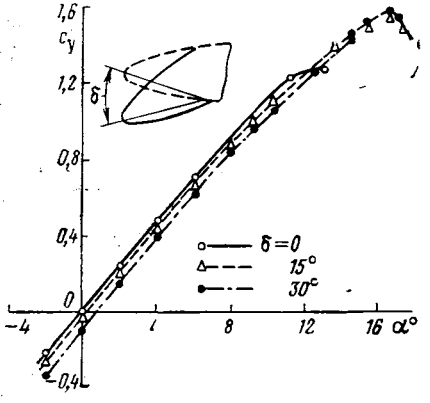


Рис. 8.59. Влияние отклонения носка профиля на коэффициент c_y

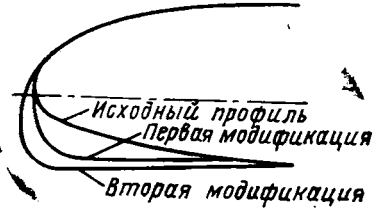


Рис. 8.60. Модификация носка профиля при помощи увеличения радиуса закругления

Для крыльев стреловидной формы часто используются пластинчатые предкрылки (называемые иногда щитками Крюгера). Их действие характеризуется изменением кривизны в области передней кромки профиля, что благоприятно влияет на уменьшение местных градиентов давления; значительную роль играет также при этом и увеличение площади крыла. На рис. 8.58 показано изменение $c_{y\,max}$ в зависимости от увеличения относительной хорды пластинчатого предкрылка. Отметим, что утолщение носка предкрылка значительно повышает величину $c_{y\,max}$.

Коэффициент максимальной подъемной силы можно повысить также при помощи увеличения эффективной кривизны носка профиля. Этого можно достигнуть как отклонением вниз носка профиля (рис. 8.59), так и увеличением радиуса закругления носка (рис. 8.60). Эти мероприятия эффективны при средней толщине профиля крыла. Увеличение радиуса скругления носка приводит к снижению градиента давления на верхней передней части профиля и сдвигу точки отрыва пограничного слоя назад. Оно может значительно увеличить $c_{y\,max}$, увеличивая, однако, коэффициент $c_{x\,min}$. Оба указанных способа при толстых профилях неприменимы.

Закрылки

Закрылок — это хвостовая часть крыла, отклоняемая от своего первоначального положения относительно носка закрылка. Типы закрылков очень разнообразны: простые, щелевые, комбинированные, закрылки с изменением площади крыла и т. д. На рис. 8.61 приведены схемы некоторых типов закрылков. Увеличение $c_{y\,max}$ при отклонении закрылка любого типа происходит в основном от увеличения эффективной вогнутости крыла. Применение в щелевых закрылках расположенной перед закрылком хорошо профилированной щели способствует повышению эффективности закрылка. При этом происходит такая перестройка эпюры давления на верхней поверхности закрылка, что точка отрыва смещается назад, увеличивается угол отклонения закрылка $\delta_{закр}$, при котором срыва еще нет.

Зависимость $c_y = f(\alpha)$ (рис. 8.62) для крыла с щелевым закрылком отличается от соответствующей характеристики для крыла с предкрылком. Значения критического угла атаки $\alpha_{кр}$ с отклоненным закрылком обычно несколько меньше (на 2—5°), чем с неотклоненным закрылком, в то время как при действии предкрылка угол $\alpha_{кр}$ возрастает. Углы атаки при нулевой подъемной силе α_0 смещаются при отклонении закрылка в сторону отрицательных значений. Здесь сказывается увеличение вогнутости профиля. Хотя применение щели и создает некоторое дополнительное увеличение коэффициента $c_{y\,max}$, но коэффициент c_x крыла также возрастает на 0,001—0,003. Это обстоятельство

необходимо учитывать при проектировании крыла скоростного самолета.

В закрылке с изменением площади крыла (выдвижном) величина $c_{y\,max}$ повышается, если отклонение закрылка сопровождается увеличением площади крыла за счет сдвига оси закрылка назад. При этом размеры щели между крылом и таким выдвижным закрылком переменны. У неотклоненного закрылка щель отсутствует, при отклонении закрылка щель профилируется так, чтобы обеспечить оптимальные условия при взлете (малые углы отклонения δ) и посадке (большие углы отклонения δ). На рис. 8.63 приведены схема одного из наиболее распространенных типов выдвижных закрылков — закрылка Фаулера и характеристики крыла с этим закрылком. Носок закрылка Фаулера в крайнем выдвинутом положении расположен под задней кромкой крыла. Отклонение выдвижных закрылков приводит к значительному возрастанию продольного момента крыла; на рис. 8.63 ясно видны эти изменения момента (коэффициенты даны относительно оси, расположенной на 1/4 хорды крыла).

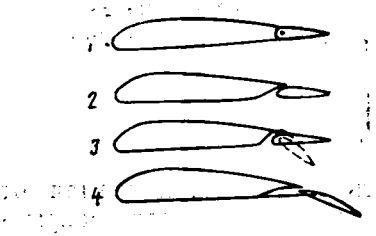


Рис. 8.61. Типы закрылков:

1—простой закрылок; *2*—щелевой закрылок; *3*—закрылок с дефлектором; *4*—закрылок, отклонение которого увеличивает площадь крыла

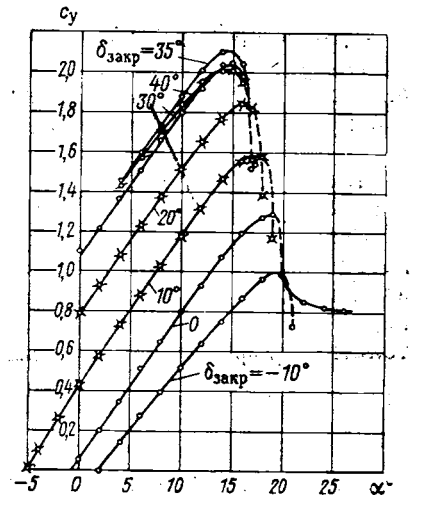


Рис. 8.62. Зависимость $c_y=f(\alpha)$ для крыла с щелевым закрылком

Чрезвычайно разнообразны комбинированные закрылки. В авиационной практике находят применение самые различные комбинации закрылков, дефлекторов, турбулизаторов (устройств для повышения кинетической энергии пограничного слоя) и других приспособлений для повышения подъемной силы.

Хорда простых закрылков чаще всего составляет 18—25% хорды крыла, оптимальные углы отклонения простых закрылков

30—40°. Закрылок Фаулера (выдвижной) имеет оптимальную хорду, равную 40% от хорды крыла, углы отклонения также больше, чем у простого закрылка.

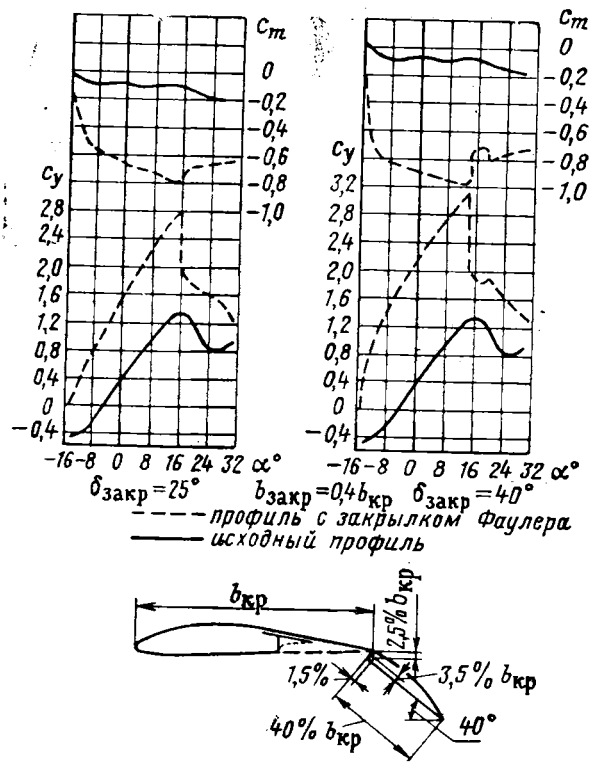


Рис. 8.63. Аэродинамические характеристики профиля с закрылком Фаулера (продольный момент рассчитан относительно 1/4 хорды)

Многощелевое крыло

Рассмотренное впервые С. А. Чаплыгиным многощелевое крыло находит все большее применение в форме двух- и трехщелевых закрылков. В многощелевом крыле наибольший эффект создает щель, расположенная в передней части профиля. Эффект повышения коэффициента $c_{y\,max}$ сопровождается увеличением критического угла атаки. На рис. 8.64 показана поляра многощелевого крыла; критический угол у многощелевого крыла на 7° больше, чем у исходного крыла; повышение коэффициента $c_{y\,max}$ составляет 0,81, однако лобовое сопротивление

при переходе к многощелевому крылу также весьма значительно возрастает. На рис. 8. 65 приведено сравнение характеристик $c_y = f(\alpha)$ для закрылка Фаулера, двухщелевого и трехщелевого закрылков. Эффект добавления третьей щели на крыле очевиден.

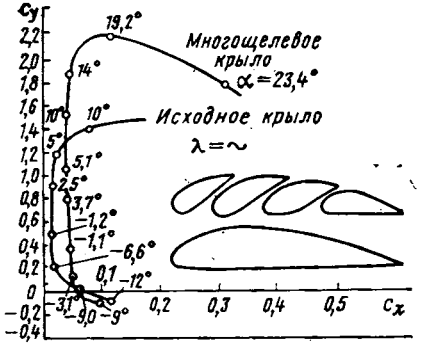


Рис. 8. 64. Поляры исходного и многощелевого крыльев

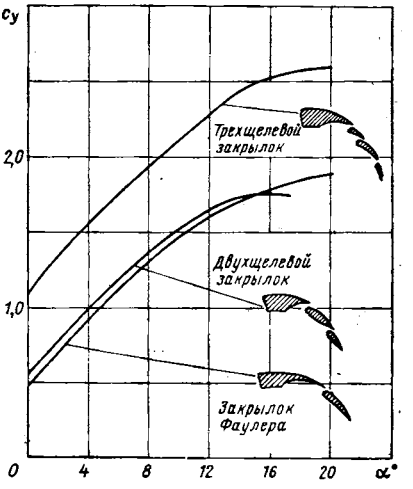


Рис. 8. 65. Сравнение разных типов закрылков

Щитки-закрылки

Щитки-закрылки являются одним из самых простых приспособлений для повышения максимальной подъемной силы крыла. Они представляют собой отклоняющиеся вниз пластины, расположенные в хвостовой части крыла (рис. 8. 66). В условиях практики применяется простой щиток (*а*) или щиток со скользящим шарниром (*б*). Существует также много других разновидностей щитков.

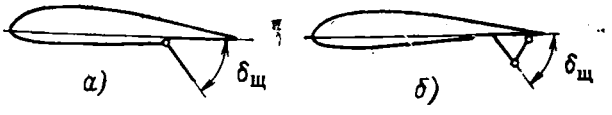


Рис. 8. 66. Щитки-закрылки:

а—простой щиток; *б*—щиток со скользящим шарниром

Увеличение коэффициента $c_{y\,max}$ при отклонении простых щитков-закрылков обусловливается двумя причинами. Во-первых, отклоненный щиток, так же как и закрылок, увеличивает эффективную кривизну профиля, но, кроме того, в области между щитком и крылом создается зона разрежения, что приводит к отсосу пограничного слоя с верхней поверхности крыла у его

задней кромки. Как было показано автором, величина этого разрежения достигает 0,5—0,6 $\frac{\rho V^2}{2}$ и вызывается срывом струй с задней кромки отклоненного щитка. Таким образом, если у щелевого закрылка пограничный слой сдувается, то у крыла со щитком он отсасывается. Повышение подъемной силы крыла с отклоненным щитком объясняется главным образом увеличением разрежения на верхней поверхности крыла, кроме того, перед щитком на нижней поверхности крыла создается зона по-

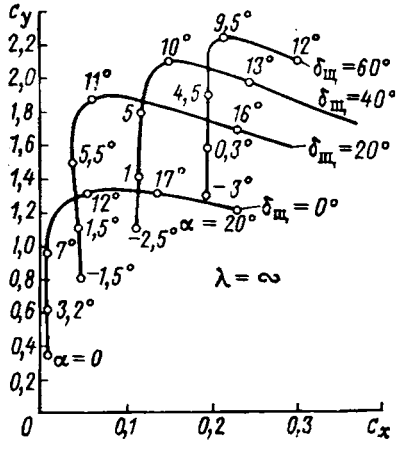


Рис. 8.67. Поляры крыла с простым щитком-закрылком

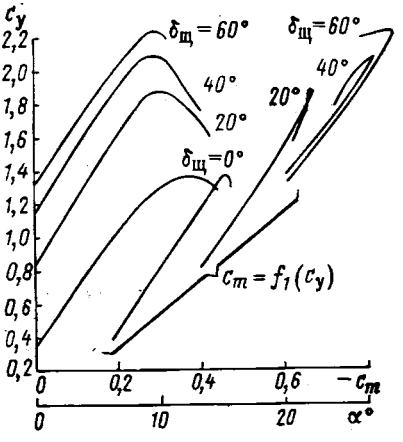


Рис. 8.68. Характеристики подъемной силы и продольного момента крыла с простым щитком-закрылком

вышенных давлений. Эти давления в 2 раза больше соответствующего давления при неотклоненном щитке. Так, например, при отклонении простого щитка с относительной хордой в 20% на угол $\delta_щ=60°$ перед шарниром под крылом возникает избыточное давление, равное $0{,}9\frac{\rho V^2}{2}$.

На рис. 8.67 и 8.68 показаны поляры, а также характеристики подъемной силы и продольного момента для крыла с простым щитком-закрылком с относительной хордой $\bar{b}_щ=\frac{b_щ}{b_{кр}}=0{,}2$. Большие углы отклонения щитка приводят к сильному повышению лобового сопротивления. Это повышение сопровождается значительным падением качества $K=c_y/c_x$, что может быть желательным для самолетов, нуждающихся в повышенной крутизне планирования. Увеличение крутизны планирования полезно при посадке самолетов на авианосцы или на аэродромы, окруженные высокими строениями или деревьями.

Наивыгоднейшая хорда простого щитка-закрылка равна примерно 20% от хорды крыла; наивыгоднейший угол отклонения такого щитка $\delta_{щ}=50—60°$.

Щиток со скользящим шарниром отличается от простого тем, что одновременно с его отклонением увеличивается и площадь крыла. Приращение максимальной подъемной силы у крыльев с такими щитками больше, чем у простых щитков. Значения $c_{y\,max}$ для крыла со щитками, имеющими скользящий шарнир, приведены на рис. 8.69. Кривые коэффициента $c_{y\,max}$ на графике соответствуют разным положениям задней кромки щит-

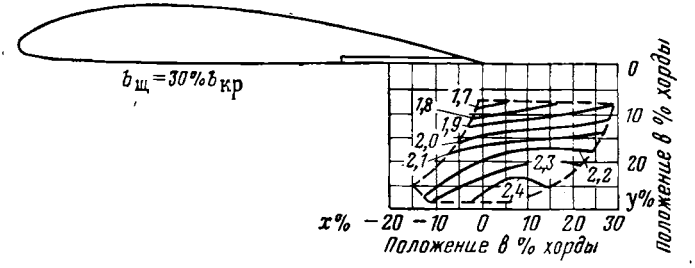


Рис. 8.69. Измененне $c_{y\,max}$ крыла при наличии щитка со скользящим шарниром в зависимости от перемещения щитка

ка. Все кривые получены для щитка с относительной хордой 30%, которая близка к оптимальной для щитков такого типа. Наивыгоднейший угол отклонения для щитка со скользящим шарниром близок к величине соответствующего угла для простого щитка. Предельный сдвиг щитка относительно задней кромки крыла по конструктивным соображениям ограничен величиной в 10% хорды крыла.

В соответствии с исследованиями автора величину коэффициента c_y для щитка со скользящим шарниром $c_{y\,щ.\,ск.\,ш}$ можно приближенно определить, если известен соответствующий коэффициент для простого щитка $c_{y\,щ}$, при помощи следующей зависимости:

$$c_{y\,щ.ск.ш}=c_{y\,щ}\left(1+0{,}68\frac{\Delta S}{S}\right). \qquad (8.30)$$

Здесь ΔS — увеличение площади крыла при перемещении щитка назад.

Графики рис. 8.70 характеризуют эффект совместного отклонения простых щитков-закрылков и пластинчатых предкрылков.

7. УПРАВЛЕНИЕ ПОГРАНИЧНЫМ СЛОЕМ (УПС)

В последнее время нашли очень широкое применение способы повышения коэффициента $c_{y\,max}$ посредством принудитель-

ного управления пограничным слоем крыла. Для осуществления этого внутри летательного аппарата можно установить специальные нагнетательные или отсасывающие устройства — компрессоры или вентиляторы, соединяемые специальными воздуховодами с теми частями поверхности, где необходимо осуществить управление пограничным слоем. В качестве таких устройств можно применять компрессоры воздушно-реактивных двигателей. Элементарные схемы УПС показаны на рис. 8. 71.

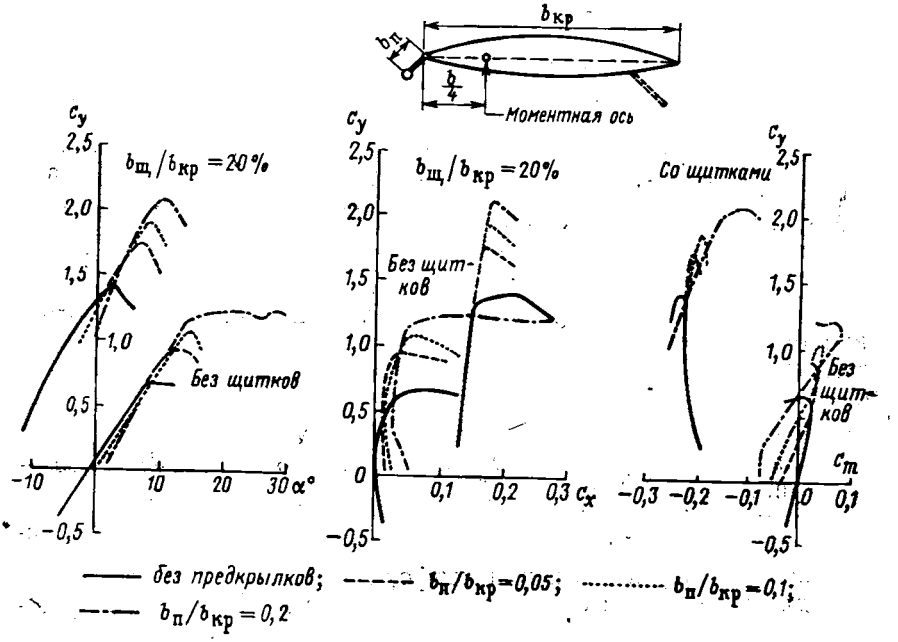


Рис. 8. 70. Зависимость $c_y=f(\alpha)$ при совместном отклонении пластинчатых предкрылков и простых щитков-закрылков

Действие УПС характеризуется смещением точки отрыва потока вниз по течению. При отсосе пограничного слоя щели отсоса располагают в зонах, примыкающих к точке отрыва, и пограничный слой стекает через щели, а точка отрыва смещается на некоторое расстояние вниз по потоку. Если сделать на крыле несколько щелей или применить перфорированное крыло с мелкими, близко расположенными друг от друга отверстиями на поверхности, то пограничный слой может быть фактически почти полностью удален с поверхности. При сдуве пограничного слоя щели располагают перед точкой отрыва; при этом дополнительный поток воздуха, вырываясь из щели сдува с повышенной кинетической энергией, смещает точку отрыва вниз по потоку.

Первоначально получила распространение система УПС, основанная на отсосе пограничного слоя, но при практическом ее использовании было установлено, что необходимо равномерное распределение расхода отсасываемого воздуха по размаху крыла, а для этой цели необходимо тщательное профилирование всех каналов и щелей, что представляет собой значительные затруднения. Применение системы сдува с отбором воздуха от компрессоров двигателей летательных аппаратов позволяет реализовать значительно бо́льшие перепады давления по сравнению с обычным закрылком или даже предкрылком; при этом можно осуществлять выдув даже со сверхзвуковой скоростью и при сравнительно небольших расходах воздуха получать большие импульсы. Большое распространение приобрела система сдува пограничного слоя у носков крыла и у носков закрылков. Таким образом, системы УПС стали применяться совместно с закрылками, отклоняющимися вниз носками крыла и другими устройствами для повышения максимальной подъемной силы.

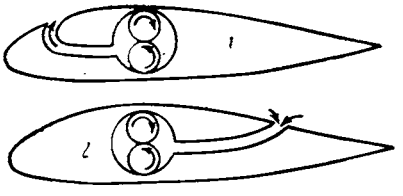


Рис. 8.71. Элементарные схемы управления пограничным слоем:
1—сдув; *2*—отсос

Основные безразмерные характеристики системы УПС это — коэффициент расхода $c_q = Q/S_{\text{обсл}}V$; коэффициент напора $c_p = \frac{2(p - p_{\text{ст}})}{\rho V^2}$ и коэффициент мощности $c_l = c_p \cdot c_q$. Здесь Q — расход воздуха через щели или перфорацию в м³/с; p — необходимое для управления слоем давление в кгс/м²; $S_{\text{обсл}}$ — обслуживаемая УПС площадь крыла в м²; V — скорость полета в м/с.

Коэффициент мощности c_l учитывает только мощность, затрачиваемую на протекание воздуха через щели или перфорацию; для расчета полной мощности, затрачиваемой на УПС, необходимо учитывать потери энергии в системе воздуховодов, а также дополнительную энергию, необходимую для приведения системы УПС в действие.

На рис. 8.72 приведен график $c_y = f\left(\frac{b_{\text{закр}}}{b}\right)$ для крыла с закрылком, имеющим на верхней поверхности щели для отсоса пограничного слоя. Как видно, увеличение коэффициента расхода c_q приводит к заметному росту коэффициента c_y; оптимальная относительная хорда закрылка при этом близка к $b_{\text{закр}}/b_{\text{кр}} = 0{,}3$, а оптимальный угол отклонения закрылка $\delta_{\text{закр}}$ близок к 60°.

Эффективность сдува пограничного слоя на крыле со щитком, имеющим хорду в 20% от хорды крыла и щели для сдува на верхней поверхности крыла на расстоянии $\bar{x} = 0{,}73$ от передней

кромки, при числе $Re=4\cdot10^5$ иллюстрируется рис. 8.73. Видно, какое большое влияние оказывает величина c_q на приращение коэффициента $c_{y\,max}$. Например, при $\delta_щ=60°$ без сдува $\Delta c_{y\,max}=0{,}32$, а при $c_q=0{,}00322$ и $0{,}00542$ приращение $\Delta c_{y\,max}=0{,}62$ и $0{,}9$ соответственно.

Приращение $c_{y\,max}$ примерно пропорционально величине c_q в определенных диапазонах изменения этой величины. На рис. 8.74 показано, что сдув пограничного слоя оказывается эффективным только при сравнительно больших расходах воздуха и больших скоростях выдува; при отсосе, наоборот, наибольшее повышение коэффициента $c_{y\,max}$ реализуется при сравнительно малых значениях c_q.

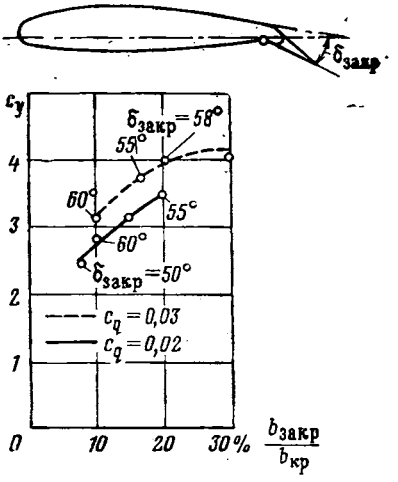


Рис. 8.72. Влияние относительной хорды закрылка на значения коэффициента c_y крыла при разных коэффициентах расхода через щель отсоса

При рассмотрении системы управления пограничным слоем путем выдува через щель или из сопла следует учитывать два различных эффекта. Струя воздуха, вытекающая из щели, как уже указывалось выше, воздействует на пограничный слой, препятствуя его отрыву и приближая обтекание к потенциальному. С другой стороны, во внешнем потенциальном потоке из-за приложения дополнительного количества движения от струи возникает дополнительная циркуляция, которую иногда называют *суперциркуляцией*. Наиболее сильно суперциркуляция проявляется при применении так называемого реактивного закрылка.

Если количество движения реактивной струи обозначить через q_jV_j, а реактивную силу через J, то можно ввести понятие о коэффициенте реактивной силы или коэффициенте импульса:

$$c_J=\frac{J}{\frac{\varrho V^2}{2}S}=\frac{q_jV_j}{\frac{\varrho V^2}{2}S}, \qquad (8.31)$$

где S следует понимать как площадь крыла, непосредственно обдуваемую реактивной струей.

Рассмотрим случай, когда щель, через которую выдувается воздух, расположена так, что выдув осуществляется непосредственно на поверхность закрылка (рис. 8.75). Скорость V_j больше скорости внешнего потока V; эпюра скоростей на поверх-

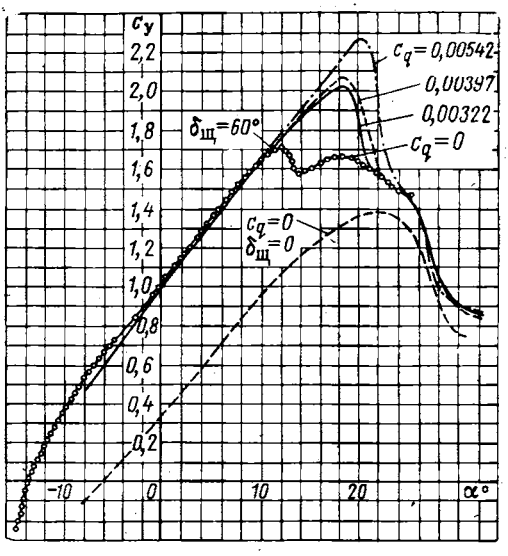


Рис. 8.73. Подъемная сила крыла со щитком при наличии УПС

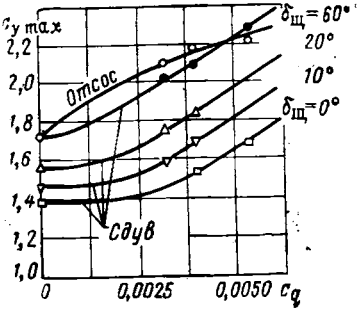


Рис. 8.74. Зависимость коэффициента $c_{y\,max}$ от коэффициента расхода системы УПС

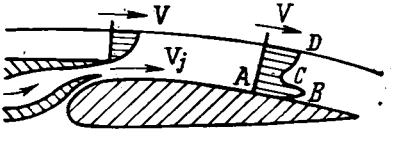


Рис. 8.75. Поле скоростей при сдуве пограничного слоя на закрылке

ности закрылка будет образована путем наложения постоянной по высоте скорости истечения на эпюры скоростей турбулентного пограничного слоя крыла и закрылка. Результирующая эпюра скоростей складывается, таким образом, из эпюр двух пограничных слоев, между которыми находится промежуточный слой выдуваемого воздуха. По мере повышения коэффициента c_j эпюра переменных скоростей трансформируется так, что ее высота уменьшается, граница потенциального потока D снижается, верхняя граница слоя выдува C также несколько снижается, стремясь к определенному пределу, а нижняя граница B остается примерно постоянной. В результате это приводит к предотвращению отрыва и восстановлению пограничного слоя.

Приращение коэффициента подъемной силы Δc_y увеличивается с повышением коэффициента c_j. Как показали опыты Швира в Гёттингенской лаборатории, интенсивность этого приращения $\frac{\partial \Delta c_y}{\partial c_j}$ после достижения некоторого значения c_j уменьшается примерно вдвое. Величина критического значения c_j, после которого производная $\frac{\partial \Delta c_y}{\partial c_j}$ уменьшается, составляет 0,043. Это явление объясняется тем, что на первом участке (до $c_{j\,кр}$) восстанавливается нормальное состояние пограничного слоя на закрылке, а на втором (после $c_{j\,кр}$) действует только эффект суперциркуляции. На рис. 8.76 показано совместное влияние закрылка и сдува пограничного слоя на величину приращения коэффициента подъемной силы. Закрылок с хордой в 20% от хорды крыла обдувается согласно схеме рис. 8.75. Кривые рис. 8.76 иллюстрируют приращения Δc_y, полученные от воздействия различных эффектов: изменения эффективной кривизны, управления пограничным слоем и суперциркуляции (конечно, эти эффекты в большой мере взаимосвязаны). Величина $\alpha_{кр}$ уменьшается по сравнению со значением $\alpha_{кр}$ для исходного профиля. Это объясняется отрывом потока на носке профиля. Очевидно, что для борьбы с такого рода явлением необходимо применять или предкрылок, или отклоняемую носовую часть, или сдув пограничного слоя у носка профиля.

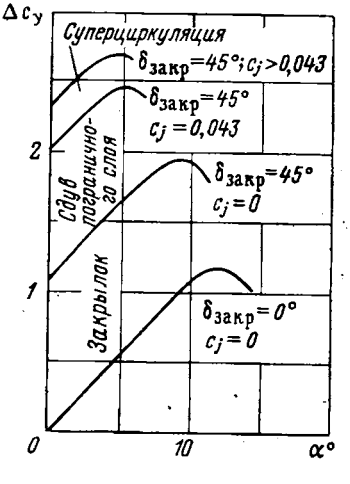


Рис. 8.76. Влияние закрылка и сдува пограничного слоя на величину Δc_y

Рассмотрим теперь действие **реактивного закрылка**, который можно применять в летательных аппаратах самых различных типов. Струя газов, выходящих из компрессора, подводится к задней кромке крыла или лопасти винта и выходит из нее под некоторым углом $\delta_{закр}$ вниз. Сила реакции струи J дает проекции на направление подъемной силы $J \sin \delta_{закр}$ и на направление скорости $J \cos \delta_{закр}$ (рис. 8.77). Обтекание профиля при этом изменяется, и коэффициент подъемной силы может достигнуть очень большой величины. Это происходит вследствие того,

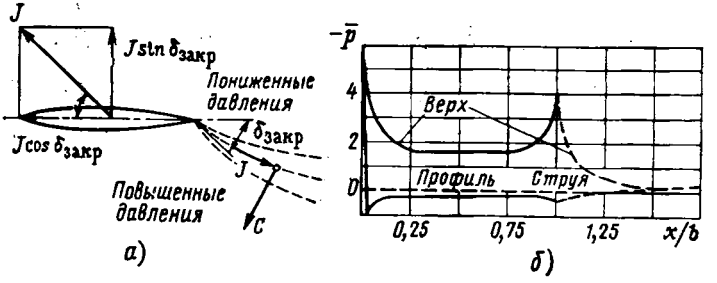


Рис. 8.77. Реактивный закрылок:

а—схема работы; *б*—распределение давления на профиле с реактивным закрылком

что кроме силы $J \sin \delta_{закр}$, составляющей часть подъемной силы, на верхней поверхности профиля возникает дополнительное разрежение (см. рис. 8.77, *а*), приводящее к повышению подъемной силы. Это разрежение возникает вследствие отклонения реактивной струи набегающим потоком. При этом центробежная сила C, приложенная к частицам воздуха в реактивной струе, должна уравновеситься разностью давления в зонах выше и ниже струи. Таким образом, в кормовой части профиля над струей возникает разрежение, а давление на нижней поверхности профиля возрастает. Суммарный коэффициент подъемной силы c_y можно представить как:

$$c_y = c_{yp} + c_j \sin \delta_{закр},$$

где составляющая c_{yp} связана с дополнительными разрежением и давлением. На рис. 8.78 приведена экспериментальная зависимость $c_y = f(c_j)$, откуда следует, что проекция реактивной силы меньше, чем сила от изменения обтекания профиля.

Особенностью реактивного закрылка следует считать возможность создания большой подъемной силы даже при отрицательных углах атаки. Подъемную силу можно увеличивать при заданном угле атаки, изменяя $\delta_{закр}$ и c_j; угол $\delta_{закр}$ можно изменять в очень широких пределах, делая его даже больше 90°. В этом случае можно получить даже реверс силы тяги. Величина коэф-

фициента импульса c_j должна быть сравнительно небольшой, так как при этом c_y увеличивается главным образом за счет перераспределения давления по профилю, а не за счет реакции струи. На рис. 8.79 показано, что при малых значениях c_j выигрыш в подъемной силе, характеризующийся отношением $c_y/c_j \sin \delta_{закр}$, сильно увеличивается. Увеличение угла атаки приводит к срыву потока, так же как и при обычном закрылке. Срыв появляется в том случае, когда разрежение у верхней границы струи становится недостаточным, чтобы подсосать к себе струйки, сбегающие с передней кромки профиля. Поэтому чем

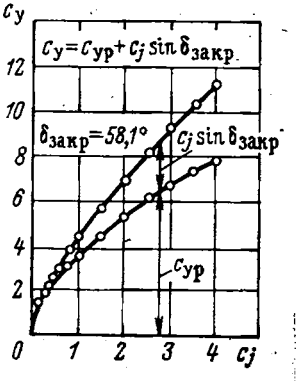


Рис. 8.78. Составляющие коэффициента подъемной силы реактивного закрылка

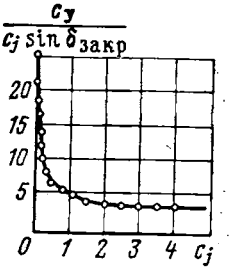


Рис. 8.79. Влияние коэффициента импульса c_j на подъемную силу реактивного закрылка

меньше угол отклонения реактивной струи, тем больше угол атаки, при котором возникает срыв. Увеличение коэффициента c_j приводит к возрастанию разрежения и таким образом снижает опасность возникновения срыва.

Центр давления крыла с реактивным закрылком смещается на половину хорды при малых значениях c_y и c_j. С повышением этих величин координата $\bar{x}_д$ может увеличиться до 0,6.

На самолетах с укороченным разбегом при взлете, а также на обычных самолетах для сокращения дистанции разбега применяют обдув крыла с отклоненным реактивным закрылком. При этом струя от работающего винта или реактивная струя направляется так, чтобы обдувалось полностью крыло с сильно отклоненным закрылком. Протекая через щели, струя с повышенной скоростью создает действие, аналогичное действию системы УПС, ускоряя течение в пограничном слое и сдвигая назад точку отрыва потока. Кроме того, появляется дополнительная подъемная сила вследствие эффекта суперциркуляции,

а также вследствие резкого отклонения потока вниз. На рис. 8. 80 приведены схемы расположения элементов силовой установки и крыла, обеспечивающие прирост подъемной силы.

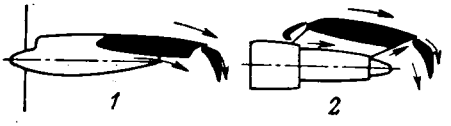


Рис. 8. 80. Схемы обдува крыла, создающие большую подъемную силу:
1—отклоненне струи винта; *2*—внешний обдув

8. ВЛИЯНИЕ ЧИСЛА РЕЙНОЛЬДСА И ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА ПОЛЯРУ КРЫЛА

Для того чтобы добиться надежного пересчета данных, полученных при опытах в аэродинамических трубах, на натурные условия, необходимо установить, как влияет число Re на поляру крыла. Но разная степень турбулентности в аэродинамических трубах изменяет величину коэффициентов аэродинамических сил и затрудняет переход от модели к натуре.

Влияние числа Рейнольдса и турбулентности потока на коэффициент $c_{x\,\min}$

При малых скоростях величнну $c_{x\,\min}$ можно определить путем расчета по теории пограничного слоя, так как при таких скоростях минимальное лобовое сопротивление является в основном сопротивлением трения. Сопротивление трения пластинки, являющейся эталоном для определения сопротивления трения c_{xf} при нулевом угле атаки, сильно зависит от числа Re. Ранее уже был приведен график зависимостей коэффициента c_{xf} для пластинки в функции числа Re. Характер протекания кривых $c_{xf}=f(\mathrm{Re})$ для крыла сходен с аналогичными зависимостями для пластинки.

Коэффициент c_{xf} пластинки зависит также от положения точки перехода $\bar{x}_t$ пограничного слоя из ламинарного в турбулентный. В порядке первого приближения можно пользоваться сеткой зависимостей коэффициента трения обеих сторон пластинки от положения точки перехода при разных значеннях Re, приведенной на рис. 8. 81. Для перехода от пластинки к прямому крылу можно рекомендовать следующий метод. Сначала следует определить положение точки перехода на поверхности крыла, зависящее от геометрических данных профиля, совершенства отделки поверхности и числа Re. Если почему-либо расчет положения точки перехода произвести нельзя, то для нормальных средних профилей рекомендуется пользоваться графиком, приведенным на рис. 8. 82, для приближенного определения осред-

ненного положения этой точки в зависимости от толщины профиля $\bar{c}$ и величины $Re_{кр}$, характеризующей степень совершенства отделки поверхности. Здесь Re — число Рейнольдса, рассчитанное для крейсерской скорости полета и хорды крыла, а $Re_{кр}$

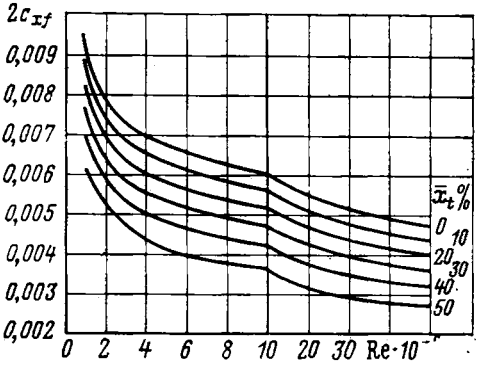


Рис. 8.81. Коэффициент трения пластинки в зависимости от положения точки перехода $\bar{x}_t$

можно найти по рис. 6.27. Приводим ориентировочные цифры, характеризующие степень шероховатости поверхности.

Характер отделки	*Высота бугорков в* мк
Полированная поверхность высокого качества	2
Пульверизационный камуфляж	20
Ткань, покрытая нитролаком	25
Кистевой камуфляж	40

Для ламинаризированных профилей при определении положения точки перехода $\bar{x}_t$ следует производить специальный расчет или пользоваться результатами эксперимента.

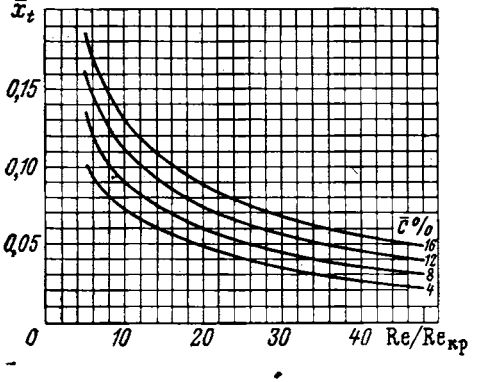


Рис. 8.82. График для приближенного определения положения точки перехода как функции числа Re и относительной толщины $\bar{c}$

Геометрические данные профиля крыла учитываются специальным коэффициентом $\eta_{\bar{c}}$, являющимся функцией толщины $\bar{c}$, а влияние числа Re определяется при учете положения точки

перехода. На рис. 8.83 приведены значения коэффициента $\eta'_{\bar{c}}$ в зависимости от $\bar{c}$ и $\bar{x}_t$. График предусмотрен для обычных профилей и может применяться для проведения грубых оценок.

Коэффициент минимального лобового сопротивления определяется по формуле

$$c_{x\,\min} = 0{,}925 \cdot 2c_{xf}\eta_{\bar{c}}\eta_{\text{м}}, \qquad (8.32)$$

где коэффициент $2c_{xf}$ определяется по графику рис. 8.81 и учитывает сопротивление трения пластинки с хордой, равной хорде крыла, и с положением точки перехода, совпадающим с положением точки перехода у крыла; коэффициент $\eta_{\bar{c}}$ определяется по рис. 8.83 и учитывает переход от пластинки к профилю крыла. Коэффициент $\eta_{\text{м}}$ находят по графикам рис. 8.22, он позволяет учесть влияние сжимаемости на характер течения в пограничном слое. Все эти величины прямо или косвенно являются функциями числа Re.

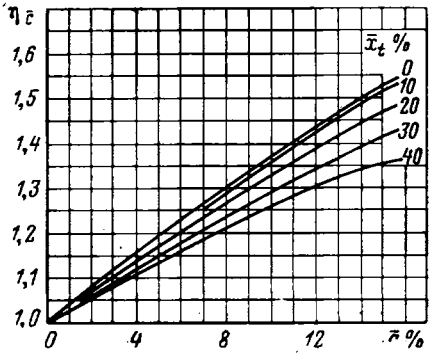


Рис. 8.83. Поправочный коэффициент $\eta_{\bar{c}}$ для учета толщины профиля

Начальная турбулентность потока аэродинамической трубы повышает коэффициент $c_{x\,\min}$ крыла, влияя, главным образом, на перемещение точки перехода вперед. Особенно сильно турбулентность влияет на коэффициент лобового сопротивления ламинаризированных крыльев. При турбулентности потока, характеризуемой величиной $\varepsilon \geqslant 1\%$, эффект ламинаризации не реализуется, т. е. не наблюдается уменьшения лобового сопротивления на малых углах атаки.

Влияние числа Рейнольдса и турбулентности потока на коэффициент $c_{y\,\max}$

Моделью явления для изучения влияния числа Re и турбулентности потока на величину коэффициента $c_{y\,\max}$ может служить рассмотренная в гл. VI схема обтекания с отрывом.

Рассмотрим обтекание верхней стороны профиля крыла при больших углах атаки и при переменных значениях Re и степени турбулентности потока. Сначала допустим, что изменяется только число Re при фиксированной степени турбулентности. На рис. 8.84 приведена схема обтекания профиля крыла на больших углах атаки при небольших значениях числа Re. В этом

случае в передней части профиля при углах атаки, меньших критического, ламинарный пограничный слой отрывается от поверхности. Этому отрыву будет способствовать сравнительно малый перенос количества движения в ламинарный слой из внешнего потока, обладающего бо́льшим запасом кинетической энергии, чем пограничный слой. После отрыва слой приобретает дополнительную кинетическую энергию из внешнего потока и на некотором расстоянии от передней точки отрыва переходит в турбулентное состояние. Перейдя в более устойчивое турбулентное состояние, пограничный слой вновь приближается к поверхности профиля и плавное обтекание восстанавливается.

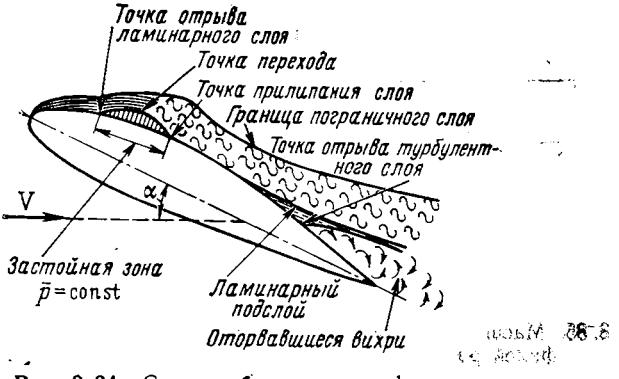


Рис. 8.84. Схема обтекания профиля на больших углах атаки при докритическом режиме

Участок поверхности между передней точкой отрыва и точкой прилипания слоя к поверхности характеризуется постоянством давления, что можно видеть и на эпюрах давления. При такого рода обтекании кривая $c_y=f(\alpha)$ уже на средних углах атаки отклоняется от прямой и производная $dc_y/d\alpha$ уменьшается.

В дальнейшем положительный градиент давления в кормовом диффузорном участке верхней стороны профиля вновь вызывает отрыв слоя и на поверхности появляется вторая, задняя точка отрыва.

Увеличение числа Re способствует более интенсивному переносу количества движения в пограничный слой. При этом участок ламинарного слоя уменьшается, точка перехода, расположенная на оторвавшемся участке, приближается к точке отрыва, величина зоны с постоянным давлением между передней точкой отрыва и точкой прилипания уменьшается и кривая распределения давления теряет горизонтальный участок, свойственный малым числам Re и соответствующий постоянству давления в застойной зоне. Результатом этих изменений является некоторое, пока еще небольшое, возрастание коэффициента c_y.

Дальнейшее возрастание числа Re приводит к восстановлению плавного обтекания верхней поверхности крыла — застойная зона исчезает. Передняя точка отрыва сливается с точкой перехода. Задняя точка отрыва при всех этих изменениях остается примерно в постоянном положении независимо от числа Re. При этом коэффициент c_y профиля сильно возрастает и в диапазоне чисел $Re = 3{,}30 \cdot 10^6 — 15{,}0 \cdot 10^6$ достигает значений, которые близки к наибольшему значению для данного профиля.

Увеличение угла атаки α при малых числах Re ведет к перемещению передней точки отрыва вперед, возрастанию размеров застойной зоны и, следовательно, расширению участка постоянного давления на верхней поверхности крыла. При этом подъемная сила профиля медленно падает. При больших числах Re и увеличении угла атаки в тех же пределах подъемная сила некоторое время возрастает. Но после достижения некоторого значения угла атаки возникает интенсивное перемещение задней точки отрыва вперед и значения коэффициента c_y резко падают, причем обычно тем более резко, чем бо́льшие значения $c_{y\,max}$ были достигнуты.

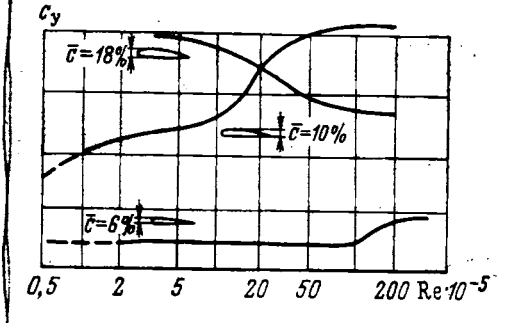


Рис. 8.85. Масштабный эффект для профилей разной толщины

Однако не у всех профилей крыльев обтекание происходит так, как мы только что описали. Очень тонкие профили или профили, имеющие заостренную переднюю кромку, характеризуются расположением точки отрыва на передней кромке. В данном случае оторвавшийся слой не прилипает к поверхности и, следовательно, картина обтекания не изменяется с повышением чисел Re; коэффициент $c_{y\,max}$ сохраняет постоянную величину. В некоторых случаях при значительных числах $Re = 10 \cdot 10^6 — 15 \cdot 10^6$ оторвавшийся пограничный слой все-таки прилипает к поверхности и величина $c_{y\,max}$ повышается. Этот эффект можно видеть из рис. 8.85 на кривой для профиля с относительной толщиной $\bar{c}=6\%$. У тонких профилей эпюра давления на верхней поверхности в большинстве случаев имеет резкий пик вблизи носка. Градиент давления dp/dx очень велик, причем участок отрицательного градиента занимает ничтожную часть контура верхней поверхности; остальная часть верхней поверхности находится в области положительного градиента давления — диффузорный участок. Этим характером эпюры давления и объясняются особенности протекания кривой $c_{y\,max} = f(\mathrm{Re})$.

Для профилей большой относительной толщины ($\bar{c}=17$—22%) коэффициент $c_{y\,max}$ при увеличении числа Re чаще всего падает. Объясняется это тем, что величина $\bar{p}_{min}$ у толстых профилей значительно меньше, чем у профилей средней и малой толщины, поэтому градиент давления сравнительно мал и, хотя конфузорный участок достаточно велик, точка перехода быстро сдвигается к носку профиля и пограничный слой оказывается полностью турбулентным уже при сравнительно небольших числах Re. Точка отрыва с повышением числа Re также сдвигается к носку профиля, что и приводит к падению коэффициента $c_{y\,max}$ по мере возрастания числа Re. Все это иллюстрируется кривыми рис. 8.85.

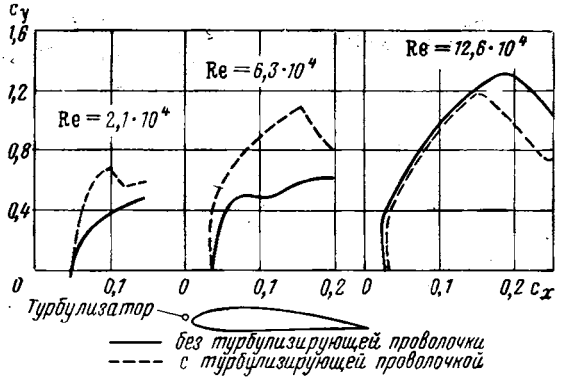


Рис. 8.86. Влияние числа Re и степени турбулентности потока на поляру крыла

Начальная турбулентность потока в аэродинамической трубе по-разному влияет на величину $c_{y\,max}$. Для профилей средней толщины обычного типа увеличение начальной турбулентности приводит к турбулизации пограничного слоя, перемещению точки перехода вперед, к уменьшению, а затем и к устранению застойной зоны постоянного давления; в результате коэффициент $c_{y\,max}$ возрастает.

На рис. 8.86 показано последовательное изменение поляры крыла с профилем средней толщины в зависимости от степени турбулизации. Для турбулизации потока применялась тонкая проволочка, расположение которой показано на рис. 8.86. Опыт показал, как существенно повышается коэффициент $c_{y\,max}$ с увеличением числа Re; в то же время можно сказать, что если при числах $Re=2{,}1\cdot10^4$ и $6{,}3\cdot10^4$ турбулизация существенно влияет на поляру крыла, то при $Re=12{,}6\cdot10^4$ влияние турбулизации значительно меньше. У толстых профилей пограничный слой всюду турбулентный, а у тонких профилей точка отрыва близка к носку, поэтому турбулизация потока мало влияет на величину

$c_{y\,max}$. При испытаниях в аэродинамических трубах с очень сильной степенью турбулентности потока точка перехода может располагаться перед зоной отрыва. В этом случае возрастание числа Re и степени турбулентности может привести к некоторому уменьшению коэффициента $c_{y\,max}$.

На величине максимальной подъемной силы очень сильно сказывается шероховатость поверхности. Влияние отделки поверхности на величину $c_{y\,max}$ обычного профиля с относительной толщиной 12% показано на рис. 8.87.

На практике часто приходится учитывать совместное влияние двух критериев подобия: чисел Re и M на величину $c_{y\,max}$. Такая

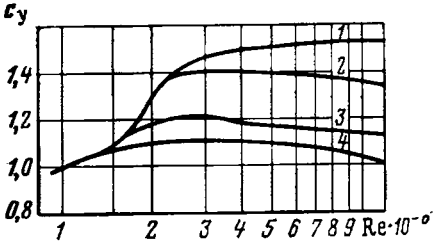


Рис. 8.87. Влияние отделки поверхности на величину коэффициента $c_{y\,max}$:

1—хромированная поверхность; *2*—поверхность, отполированная вручную; *3*—поверхность, покрытая карборундовой пылью с размерами зерен 0,01 мм ($h/b=5\cdot10^{-5}$); *4* — поверхность, покрытая карборундовой пылью с размерами зерен 0,025 мм ($h/b=12{,}5\cdot10^{-5}$)

необходимость возникает как в связи с повышением посадочных скоростей, так и при оценке маневренных свойств летательных аппаратов. В настоящее время многие вопросы в этой области еще ждут своего решения.

Критические числа $M_{кр}$ на больших углах атаки настолько невелики, что сжимаемость среды начинает влиять на эпюру давления и пограничный слой. При этом на профиле могут даже возникнуть местные сверхзвуковые зоны, замыкающиеся скачком. Увеличение угла атаки сильно форсирует отрыв потока у основания скачка (рис. 8.88). С повышением угла атаки α зона отрыва возрастает. При увеличении числа M сверхзвуковая зона и интенсивность скачка также увеличиваются, что приводит к уменьшению как $\alpha_{кр}$, так и $c_{y\,max}$.

С возрастанием числа M влияние числа Re на величину $c_{y\,max}$ для обычных профилей (например, профилей типа NACA) со средней относительной толщиной становится менее выраженным, а при $M>0{,}55$ число Re вообще перестает влиять на величину $c_{y\,max}$ (рис. 8.89). У профилей, в носовой части которых имеются большие отрицательные коэффициенты давления, следовательно, у профилей реализующих при возрастании числа Re меньшие величины $M_{кр}$, наибольшие значения $c_{y\,max}$ достигаются при меньших числах M. Если же число Re мало, то влияние чисел M и Re на величину $c_{y\,max}$ уменьшается. Это обстоятельство следует иметь в виду при использовании результатов, полученных при опытах в аэродинамических трубах с малыми числами Re.

Падение значений $c_{y\,max}$ в зависимости от M особенно заметно при турбулентном пограничном слое и менее ярко выражено при ламинарном обтекании. Причиной этого явления следует считать различия в условиях отрыва. Отрыв ламинарного слоя возникает в передней части профиля, где все изменения давле-

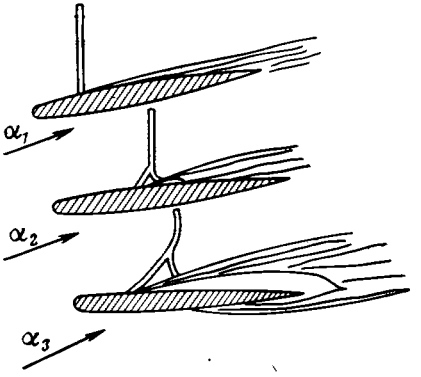


Рис. 8.88. Влияние увеличения угла атаки α при числах M, бо́льших критического, на развитие скачка, вызывающего отрыв

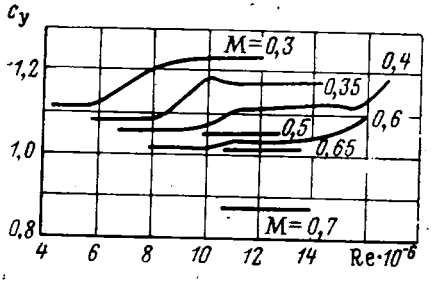


Рис. 8.89. Изменение коэффициента $c_{y\,max}$ в зависимости от числа Re при разных числах M

ния, связанные с влиянием сжимаемости, сказываются позднее. Отрыв турбулентного слоя при малых числах M начинается вблизи задней кромки профиля. Как только на профиле начинает сказываться влияние сжимаемости, что имеет место при сравнительно небольших скоростях потока, точка отрыва сильно смещается вперед. Это и приводит к падению величин $c_{y\,max}$ при турбулентном пограничном слое.

9. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЛОБОВОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ПРИ ПОМОЩИ ТЕОРЕМЫ ИМПУЛЬСОВ

Основные соотношения

За каждым телом, обтекаемым потоком реального газа, возникает так называемый с л е д. След представляет собой расширяющуюся по мере удаления от тела зону, заполненную сбежавшими с тела пограничным слоем и вихрями, если на теле произошел отрыв слоя. Расширение следа вызывается перемешиванием возмущенной среды с окружающей средой, находящейся в состоянии покоя. В результате перемешивания количество газа в следе увеличивается — это явление называется *турбулентным перемешиванием*. При очень больших числах M след может быть и ламинарным. След за телом характеризует потери количества движения и связан, таким образом, с лобовым сопротивлением тела. При измерениях скоростей в следе за телом обнаруживает-

ся большая разница со скоростью набегающего потока, причем наименьшие скорости имеют место на оси следа. По мере приближения к границам следа скорости приближаются к скорости набегающего потока, профиль скоростей в следе все более выравнивается по мере удаления от тела вниз по потоку.

Попробуем определить лобовое сопротивление по характеристикам следа за цилиндрическим телом (например, крылом) в двумерном течении. Выберем элемент тела единичной протяженности по размаху. Примем следующие обозначения:

p_0, V_0 — статическое давление и скорость невозмущенного потока перед телом соответственно;

p, ϱ — статическое давление и плотность в любой точке потока;

u, v — компоненты скорости в любой точке течения, направленные по оси потока (x) и по перпендикулярной ей оси (y).

Проведем вокруг исследуемого тела плоский замкнутый контур $ABCD$ (рис. 8.90). Линии AB и DC направлены по оси y, а линии CB и DA — по оси x. Линия CD проведена в зоне невозмущенного потока, характеризующегося величинами p_0 и V_0. Линия AB пересекает след за телом, в котором происходят изменения статического давления и скорости. Характеристики потока будут изменяться и в местах расположения линий BC и AD; однако если мы будем отодвигать эти линии от тела, то величина составляющей v будет стремиться к нулю по мере увеличения расстояния между телом и линией контура, а величина статического давления — стремиться к p_0. Пользуясь теоремой импульсов, согласно которой изменение количества движения равно импульсу всех действующих сил, можно не рассматривать проекций сил на ось y, а ограничиться только проекциями этих сил на ось x. Как известно из гидромеханики, импульс силы равен секундному изменению количества движения среды, заключенной в струйке, и разности сил давления, действующих в рассматриваемых сечениях струйки. Этот импульс силы и будет равен лобовому сопротивлению в плоскости контура $ABCD$.

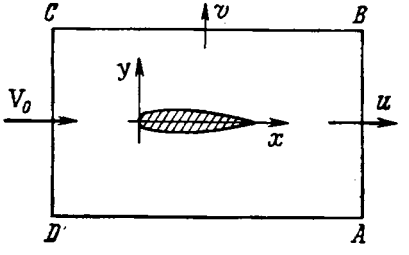


Рис. 8.90. К расчету лобового сопротивления крыла методом импульсов

Элементарные количества движения струйки в сечениях DC и AB соответственно равны

$$dm_0V_0=\varrho V_0^2dy=\varrho V_0udy \text{ и } dmu=\varrho u^2dy,$$

следовательно, выражение для импульса силы можно записать в виде

$$Q=\int\limits_{AB}(p_0-p)\,dy+\int\limits_{AB}\rho u(V_0-u)\,dy. \qquad (8.33)$$

Здесь AB — линия контура, пересекающая след за телом.

Упрощенный метод расчета

Среди большого числа методов, базирующихся на применении теоремы импульсов и позволяющих определять величину лобового сопротивления по измеренным характеристикам следа за телом, в практических условиях чаще всего применяется упрощенный метод, предложенный Джонсом. Этот метод отли-

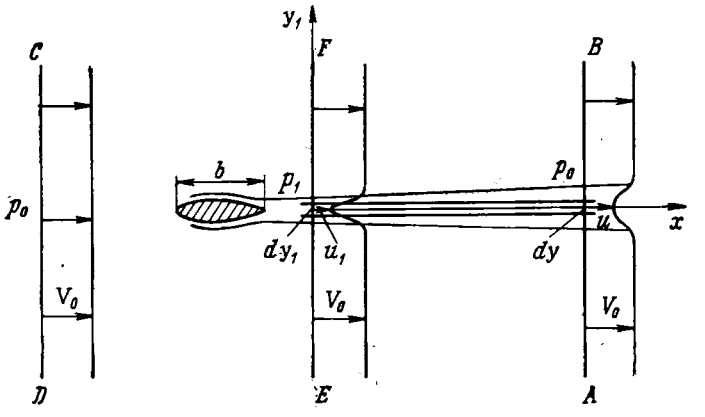


Рис. 8.91. К расчету лобового сопротивления крыла упрощенным методом

чается от других, в принципе более строгих методов, большей простотой и удобством проведения эксперимента. В то же время погрешности метода не превышают ~2%, что вполне допустимо.

Выведем формулу упрощенного метода для несжимаемой среды. Выделим в рассматриваемом крыле элемент с размахом, равным единице. Возьмем две плоскости, перпендикулярные чертежу (рис. 8.91), след которых изобразится линиями CD и AB, удаленные от крыла на очень большое расстояние и расположенные нормально к направлению скорости невозмущенного потока V_0, совпадающему с осью x. Таким образом, по условию статическое давление в плоскостях CD и AB равно p_0; скорость в плоскости CD везде равна V_0, а в плоскости AB равна u и пе-

ременна по величине в зоне расположения следа за крылом. Применив уравнение (8.33) к рассматриваемой задаче, получим

$$Q=\int_{AB}\varrho u(V_0-u)\,dy.$$

Вне следа за крылом к течению можно применить уравнение Бернулли, поэтому вне следа $u=V_0$, и выражение (8.33) равно нулю. Следовательно, эту формулу достаточно применить только к сечению самого следа.

Однако нанесение линии AB на бесконечном от крыла расстоянии для условий опыта бессмысленно. Обычно это расстояние не бывает больше двух-четырех хорд крыла. Учитывая это, проведем новую контрольную плоскость, перпендикулярную к оси x, и обозначим ее на плоскости чертежа через EF. Будем считать, что в струйке внутри следа за телом нет потерь, пульсации отсутствуют, и допустим, что уравнение Бернулли применимо к сечениям EF и AB струйки, текущей внутри следа. Запишем это уравнение, обозначив через u_1 скорость струйки, перпендикулярную к ее сечению $ds=dy_1\,1$:

$$P_1=p_1+\frac{\varrho u_1^2}{2}=p_0+\frac{\varrho u^2}{2}. \qquad (8.34)$$

Уравнение неразрывности ввиду постоянства плотности будет иметь вид

$$u_1\,dy_1\,1=u\,dy\,1,$$

где dy и dy_1 — высоты сечений, имеющих единичную ширину. Полный напор в начальном сечении CD

$$P_0=p_0+\frac{\varrho V_0^2}{2}.$$

Преобразуем основное уравнение количества движения. Получим

$$Q=\int_{EF}\varrho u_1(V_0-u)\,dy_1=\varrho V_0^2\int_{EF}\frac{u_1}{V_0}\left(1-\frac{u}{V_0}\right)dy_1.$$

Ввиду того, что

$$Q=c_{xp}\,\frac{\varrho}{2}V_0^2\,b\,1,$$

выражение для c_{xp} примет следующий вид:

$$c_{xp}=\frac{2}{b}\int_{EF}\sqrt{\frac{P_1-p_1}{P_0-p_0}}\left(1-\sqrt{\frac{P_1-p_0}{P_0-p_0}}\right)dy_1, \qquad (8.35)$$

в котором интеграл берется только в пределах следа за телом, так как вне следа полный напор потока везде одинаков.

Для нахождения коэффициента c_{xp} при помощи выражения (8.35) нужно измерить полный напор и статическое давление двумя насадками. Величины полного напора P_0 и статического давления p_0 невозмущенного потока определяются контрольным насадком, помещаемым перед моделью в том месте аэродинамической трубы, где поле скоростей хорошо известно. Величины полного напора в следе за телом P_1 и статического давления

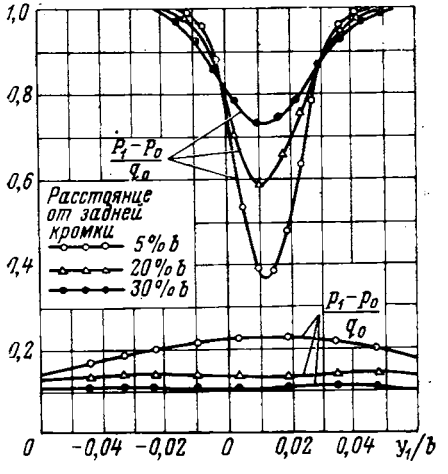


Рис. 8.92. Характеристики следа за крылом

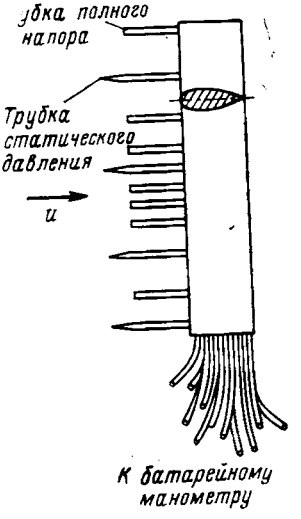


Рис. 8.93. Схема гребенки, предназначенной для исследования следа за телом

в следе p_1 определяются специальным насадком, который может перемещаться вдоль контрольной линии EF. Рис. 8.92 иллюстрирует результаты измерений следа за крылом, произведенных указанным выше методом. Из графика видно, что по мере удаления от задней кромки крыла кривая $(P_1—P_0)/q_0$, характеризующая распределение полных напоров в следе за крылом, приобретает все более пологую форму. Кривая $(p_1—p_0)/q_0$, характеризующая распределение статического давления в следе, изменяется по высоте следа незначительно и на достаточном удалении от крыла практически сохраняет почти постоянную величину.

Чаще всего для ускорения опытов по определению коэффициента c_{xp} тела путем измерения величин давления в следе вместо передвижного насадка применяют так называемую гребенку. Прибор состоит из серии трубок полного напора и статического давления, объединенных общим корпусом и обтекателем. Расстояние между трубками переменно, чтобы можно было сделать большее количество измерений в тех местах следа, где

больше градиенты давления. Каждая трубка имеет индивидуальный вывод к батарейному манометру или к ГРМ. Рис. 8.93 дает представление о такой гребенке.

Применение упрощенного метода в сжимаемой среде

Распространим изложенный упрощенный метод на условия сжимаемой среды. Прежде всего примем некоторые допущения. Положим, что напор заторможенного потока, полная энергия потока и энтропия в следе за телом постоянны. Допущение о постоянстве энергии можно проверить по температуре торможения, которая при не очень больших числах M может считаться постоянной.

Используем те же обозначения, что и в несжимаемой среде. Запишем уравнение (8.33):

$$Q=\int_{AB}\varrho u(V_0-u)\,dy.$$

Уравнение неразрывности можно записать так:

$$\varrho_1 u_1\,dy_1=\varrho\,u\,dy.$$

Подставив значение плотности из уравнения неразрывности в (8.33), получим

$$Q=\int_{EF}\varrho_1 u_1(V_0-u)\,dy_1=V_0^2\int_{EF}\varrho_1\frac{u_1}{V_0}\left(1-\frac{u}{V_0}\right)dy_1.$$

Коэффициент c_{xp} будет

$$c_{xp}=\frac{Q}{\frac{\varrho_0 V_0^2}{2}b\,1}=\frac{2V_0^2\int_{EF}\varrho_1\frac{u_1}{V_0}\left(1-\frac{u}{V_0}\right)dy_1}{\varrho_0 V_0^2 b\,1}=\frac{2}{b}\int_{EF}\Omega dy_1, \quad (8.36)$$

где

$$\Omega=\frac{\varrho_1}{\varrho_0}\frac{u_1}{V_0}\left(1-\frac{u}{V_0}\right).$$

Выражение для сжимаемой среды напоминает аналогичное соотношение для несжимаемой среды; различие заключается в необходимости определять величины скорости и плотности в следе для сжимаемого газа.

Поскольку полные энергии потока в сечениях EF и AB струйки в следе за телом равны, запишем для полной энергии заторможенного потока E следующее выражение:

$$E=\frac{\varkappa}{\varkappa-1}\frac{P_п}{\varrho_{P_п}g}=\frac{1}{A}c_pT_{P_п}, \quad (8.37)$$

где индекс P соответствует характеристикам заторможенного потока, а n — рассматриваемому сечению.

Запишем следующие соотношения термодинамики:

$$\frac{1}{A}c_pT=\frac{\varkappa}{\varkappa-1}\frac{p}{\gamma},\quad c_p-c_v=c_p\frac{\varkappa-1}{\varkappa}=AR.$$

Полная энергия струйки есть сумма энергий давления, кинетической и внутренней тепловой (энергией веса пренебрегаем):

$$E=\frac{p}{\gamma}+\frac{V^2}{2g}+\frac{1}{A}c_vT=\frac{1}{A}c_pT+\frac{V^2}{2g}=\frac{\varkappa}{\varkappa-1}\frac{p}{\gamma}+\frac{V^2}{2g}.$$

Кинетическую энергию струйки выразим в следующем виде:

$$\frac{V^2}{2g}=E-\frac{\varkappa}{\varkappa-1}\frac{p}{\gamma}=\frac{1}{A}(c_pT_{P_n}-c_pT)=\frac{1}{A}c_p(T_{P_n}-T). \quad (8.38)$$

Так как течение газа изэнтропично, можно записать следующие соотношения:

$$\frac{p}{\varrho^{\varkappa}}=\frac{P_n}{\varrho^{\varkappa}_{P_n}} \quad \text{или} \quad \frac{T_{P_n}}{T}=\left(\frac{P_n}{p}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}. \quad (8.39)$$

Для упрощения введем вспомогательную функцию

$$\lambda=\frac{\varkappa}{2}M^2=\frac{\varkappa}{2}\left(\frac{V}{a}\right)^2,\quad \lambda_1=\frac{\varkappa}{2}M_1^2,\quad \lambda_0=\frac{\varkappa}{2}M_0^2 \text{ и т. д.}$$

Эту функцию λ после ряда простых преобразований приведем к виду

$$\lambda=\frac{\varrho V^2/2}{p}=\frac{\varkappa}{\varkappa-1}\frac{T_{P_n}-T}{T}=\frac{\varkappa}{\varkappa-1}\left[\left(\frac{P}{p}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}-1\right].$$

Введем новое понятие — некоторую фиктивную величину температуры в следе T_Φ, которой будет соответствовать значение функции λ_Φ. Связь между величиной T_Φ и температурой заторможенного потока в начальном сечении T_{P_0} зададим в виде

$$\frac{T_{P_0}}{T_\Phi}=\left(\frac{P_0}{P_1}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}.$$

Таким образом, T_Φ как бы соответствует изменению (уменьшению) температуры торможения в следе за телом до рассматриваемого нами сечения струйки. Это изменение температуры торможения, совершенно естественно, отвечает действительному изменению (повышению) температуры в следе за телом, которое

представляет большой интерес. Величину λ_Φ, как следует из предыдущего, можно выразить как

$$\lambda_\Phi = \frac{\varkappa}{\varkappa - 1}\left(\frac{T_{P_0} - T_\Phi}{T_\Phi}\right).$$

Все величины, характеризующие энергию струйки, можно выразить через температуру. Скоростные напоры потока в разных сечениях выразятся следующими формулами:

$$\frac{u^2}{2g} = \frac{c_p}{A}(T_{P_0} - T),\quad \frac{u_1^2}{2g} = \frac{c_p}{A}(T_{P_0} - T_1),\quad \frac{V_0^2}{2g} = \frac{c_p}{A}(T_{P_0} - T_0).$$

Из соотношений (8.39) следует, что

$$\frac{T_{P_0}}{T_\Phi} = \left(\frac{P_0}{p_0}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}\left(\frac{p_0}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}} = \left(\frac{P_0}{p_0}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}\left(\frac{p_0}{P}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}} = \frac{T_{P_0}T}{T_0 T_{P_0}} = \frac{T}{T_0},$$

$$\frac{T_{P_0} - T_\Phi}{T_\Phi} = \frac{T - T_0}{T_0}.$$

Если подставить эти выражения в формулу (8.36), то можно получить

$$1 - \frac{u^2}{V_0^2} = 1 - \frac{2g\frac{c_p}{A}(T_{P_0} - T)}{2g\frac{c_p}{A}(T_{P_0} - T_0)} = \frac{T - T_0}{T_{P_0} - T_0} = \frac{(T - T_0)T_0}{T_0(T_{P_0} - T_0)} =$$

$$= \frac{T_{P_0} - T_\Phi}{T_\Phi}\frac{T_0}{T_{P_0} - T_0} = \frac{\lambda_\Phi}{\lambda_0}, \qquad (8.40)$$

$$\frac{u_1^2}{V_0^2} = \frac{2g\frac{c_p}{A}(T_{P_0} - T_1)}{2g\frac{c_p}{A}(T_{P_0} - T_0)} = \frac{\lambda_1 T_1}{\lambda_0 T_0} = \frac{\lambda_1}{\lambda_0}\left(\frac{p_1}{P_1}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}\left(\frac{P_0}{p_0}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}, \qquad (8.41)$$

$$\frac{\varrho_1}{\varrho_0} = \frac{p_1 g R T_0}{p_0 g R T_1} = \frac{p_1}{p_0}\left(\frac{p_0}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}\left(\frac{P_1}{P_0}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}. \qquad (8.42)$$

Найдем окончательное выражение для величины Ω:

$$\Omega = \frac{p_1}{p_0}\left(\frac{p_0}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}\left(\frac{P_1}{P_0}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_0}\right)^{1/2}\left(\frac{p_1}{P_1}\right)^{\frac{\varkappa-1}{2\varkappa}}\left(\frac{P_0}{p_0}\right)^{\frac{\varkappa-1}{2\varkappa}}\left[1 - \left(1 - \frac{\lambda_\Phi}{\lambda_0}\right)^{1/2}\right],$$

или

$$\Omega = \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{\varkappa+1}{2\varkappa}}\left(\frac{P_1}{P_0}\right)^{\frac{\varkappa-1}{2\varkappa}}\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_0}\right)^{1/2}\left[1 - \left(1 - \frac{\lambda_\Phi}{\lambda_0}\right)^{1/2}\right]. \qquad (8.43)$$

Имея в виду, что $\varkappa=1{,}4$, формулу (8.43) можно записать в виде

$$q=\left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{6/7}\left(\frac{P_1}{P_0}\right)^{1/7}\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_0}\right)^{1/2}\left[1-\left(1-\frac{\lambda_\Phi}{\lambda_0}\right)^{1/2}\right]. \qquad (8.44)$$

Для облегчения расчетов по формуле (8.44) на рис. 8.94 и 8.95 приведены вспомогательные графики.

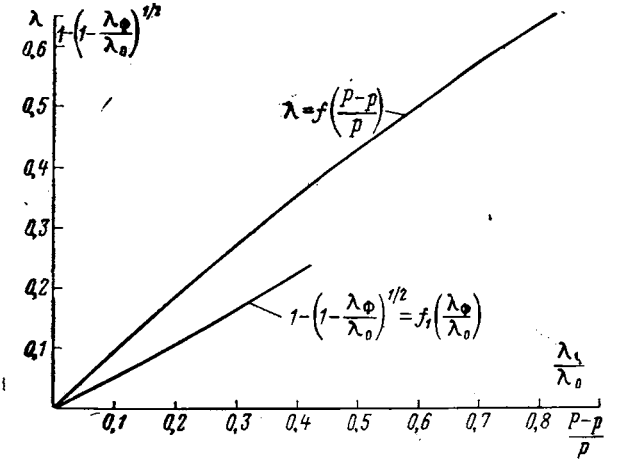


Рис. 8.94. Вспомогательный график для расчета коэффициента c_{xp} в сжимаемой среде

Для иллюстрации результатов опытов при разных числах M приводим рис. 8.96, на котором нанесены характеристики полных

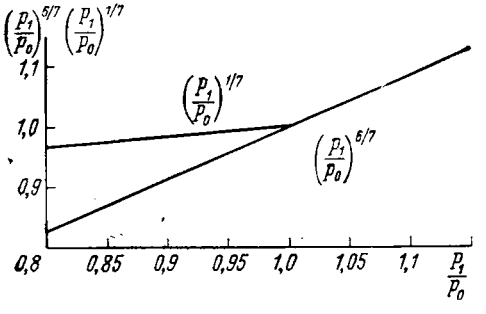


Рис. 8.95. Вспомогательный график для расчета коэффициента c_{xp} в сжимаемой среде

напоров за крылом с обычным профилем при $\alpha=0$. Расстояние от задней кромки крыла до сечения, в котором производились

измерения, составляло 0,2 хорды крыла. Увеличение числа M вызвало, как видно из графика, существенное расширение следа

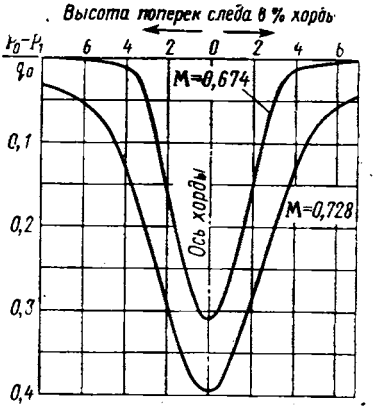


Рис. 8.96. Влияние сжимаемости на распределение полных напоров в следе

за крылом. Это обстоятельство необходимо учитывать при проектировании скоростных летательных аппаратов, если необходимо выносить из следа различные элементы этих аппаратов.

Глава IX

КРЫЛО КОНЕЧНОГО РАЗМАХА

В настоящее время методы расчета характеристик крыла конечного размаха достигли большого совершенства и позволяют учитывать особенности крыльев произвольной формы в плане. В основу этих расчетных методов положена теория вихрей, успешно примененная к крылу бесконечного размаха Н. Е. Жуковским. Первые серьезные попытки приложения теории вихрей к крылу конечного размаха отметил С. А. Чаплыгин в своем докладе: «Результаты теоретических исследований о поддерживающей силе аэропланов», прочитанном в октябре 1910 г. В октябре 1913 г. на заседании Московского общества воздухоплавания С. А. Чаплыгин доложил о решении задачи о вихрях, сбегающих с концов крыла. Им были впервые предложены формулы для расчета подъемной силы и индуктивного сопротивления крыла. Эти доклады свидетельствовали о том, что С. А. Чаплыгин и Н. Е. Жуковский создали схему вихрей для крыла конечного размаха, а также указали на существование силы индуктивного сопротивления. Результаты эксперимента, проведенного в дальнейшем на несовершенной установке, не дали подтверждения теории, и основоположники современной аэродинамики Н. Е. Жуковский и С. А. Чаплыгин не стали развивать полученные результаты.

Аналогичными задачами занимался в Англии Ланчестер.

В 1917—1919 гг. Прандтль со своими учениками разработал теорию крыла конечного размаха. Для ознакомления с многочисленными расчетными методами решения уравнений для крыла конечного размаха, предложенными Глауэртом, Б. Н. Юрьевым, Лотц, А. Б. Рисбергом, Мультхоппом, Г. А. Колесниковым и др., рекомендуем читателям обратиться к соответствующим работам.

1. ТЕОРИЯ КРЫЛА КОНЕЧНОГО РАЗМАХА

Основные понятия

Обтекание крыла бесконечного размаха одинаково во всех сечениях, перпендикулярных к размаху крыла. Давления, реа-

лизующиеся на поверхности такого крыла, постоянны по размаху вдоль линий равных относительных долей хорд. У крыла конечного размаха по мере удаления от плоскости симметрии крыла давления по размаху вдоль указанных линий изменяются. Эти изменения давления приводят к появлению поперечных токов, направленных, как всегда, от большого давления к меньшему. На рис. 9.1 приведена схема, поясняющая характер обтекания крыла конечного размаха при положительной подъемной силе. На верхней поверхности крыла линии тока направлены от передней кромки крыла внутрь к плоскости симметрии, а на нижней поверхности, наоборот, от плоскости симметрии наружу. У боко-

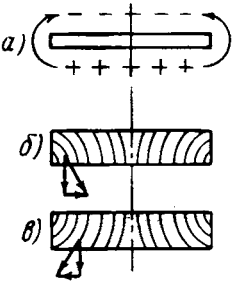


Рис. 9.1. Схема обтекания крыла конечного размаха:

а—вид спереди; *б*—вид сверху; *в*—вид снизу

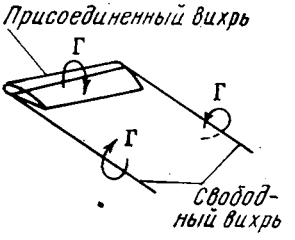


Рис. 9.2. Схема крыла с постоянной циркуляцией по размаху

вых кромок крыла поток стремится обогнуть эти кромки в направлении снизу вверх. В результате возникает закручивание потока у концов крыла в вихревые жгуты, которые сбегают с боковых кромок крыла.

Простейшей схемой вихревой системы крыла является схема с одним подковообразным вихрем *постоянной циркуляции* по размаху. Эта схема аналогична схеме крыла бесконечного размаха — подъемная сила сечений постоянна вдоль размаха с тем лишь отличием, что у концов крыла конечного размаха циркуляция скачком падает до нуля. Схема приведена на рис. 9.2. Часть подковообразного вихря, которая идет вдоль размаха, называется *присоединенным вихрем*, а те его части, которые сбегают с концов крыла, — *свободными вихрями.*

Подобная элементарная схема, полезная с точки зрения теории, в действительности не существует. В любой точке у задней кромки крыла, особенно в точках, расположенных ближе к боковым кромкам, направление скорости струйки, обтекающей верхнюю поверхность, не совпадает с направлением струйки, обтекающей нижнюю поверхность (рис. 9.3). Хотя скорости и имеют разное направление, но давления в верхней и нижней струйках одинаковы, а следовательно, одинаковы и абсолютные величины

скоростей. Таким образом, за крылом возникает разрыв скоростей в касательном к задней кромке направлении. Поверхность разрыва можно представить себе как серию вихрей бесконечно малой циркуляции $d\Gamma$, распределенных вдоль размаха и сбегающих с крыла. Такая система вихрей называется *вихревой пеленой* (рис. 9.4).

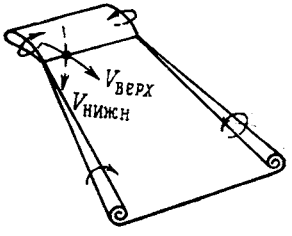


Рис. 9.3. Поверхность разрыва скоростей за крылом

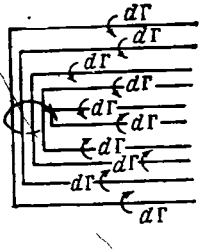


Рис. 9.4. Схема крыла с элементарными свободными вихрями, имитирующими вихревую пелену

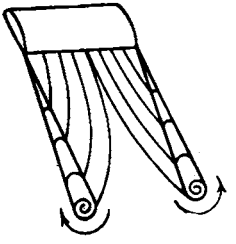


Рис. 9.5. Свертывание вихревой пелены за крылом

Вихревая пелена очень неустойчива. Ее удается обнаружить при помощи дымовых спектров или тонких шелковинок только в непосредственной близости от задней кромки крыла. При дальнейшем перемещении вниз по потоку вихревая пелена свертывается в два вихревых жгута, как показано на рис. 9.5.

Индуктивная скорость

Вихревой шнур вызывает во всем окружающем его пространстве индуктивную скорость. В практических условиях чаще всего приходится рассматривать прямолинейные вихревые шнуры. Пусть прямолинейный вихревой шнур с циркуляцией Г индуцирует скорость v в некоторой точке A (рис. 9.6). Тогда согласно закону Био—Савара

$$v=\frac{\Gamma}{4\pi y_1}\int_{\varphi_2}^{\varphi_1}\sin\varphi d\varphi=\frac{\Gamma}{4\pi y_1}(\cos\varphi_2-\cos\varphi_1). \qquad (9.1)$$

Вместо величин косинусов в эту формулу часто подставляют отношения геометрических отрезков, соответствующие этим косинусам. Тогда формула (9.1) примет вид

$$v=\frac{\Gamma}{4\pi y_1}\left(\frac{x_2}{\sqrt{y_1^2+x_2^2}}-\frac{x_1}{\sqrt{y_1^2+x_1^2}}\right). \qquad (9.2)$$

Здесь знак минуса в скобках соответствует случаю, когда отрезки x_1 и x_2 лежат по одну сторону от перпендикуляра y_1; в противном случае между дробями в скобках будет знак плюса.

Если рассматривается бесконечный прямолинейный вихрь, то формула для индуктивной скорости, вызываемой таким вихрем, будет иметь вид

$$v=\frac{\Gamma}{2\pi y_1}, \tag{9.3}$$

ввиду того, что угол $\varphi_1=180°$, а угол $\varphi_2=0$.

Если рассматривается полушнур, т. е. вихревой прямолинейный шнур, опирающийся одним концом на плоскость $x=0$, а другим—уходящий в бесконечность, то для любой точки A, лежащей на оси y (см. рис. 9.6), угол $\varphi_1=90°$, а угол $\varphi_2=0$ и, следовательно, в этой точке индуктивная скорость

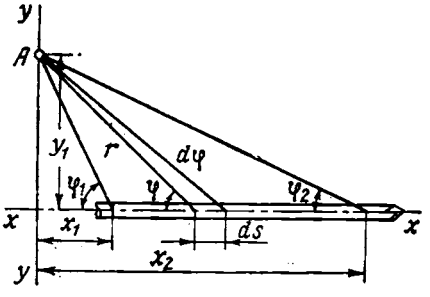


Рис. 9.6. Индукция прямолинейного вихря

$$v=\frac{\Gamma}{4\pi y_1}. \tag{9.4}$$

Исследование влияния сжимаемости среды на величину индуктивной скорости, проведенное в линейной постановке для дозвукового обтекания Л. А. Симоновым и С. А. Христиановичем, показало, что в этих условиях теорема Био—Савара принимает иной вид. Для того чтобы найти индуктивную скорость в точке A с координатами (x, y, z), необходимо, не изменяя величины циркуляции скорости, растянуть вихревой шнур в направлении потока в $1/\sqrt{1-M^2}$ раз и определить индуктивную скорость по формуле Био—Савара, но уже не в прежней точке A, а в другой точке A' с координатами $x/\sqrt{1-M^2}$, y, z.

Полученную таким образом индуктивную скорость необходимо спроектировать на оси координат x, y, z и увеличить проекцию этой скорости на ось x в $1/\sqrt{1-M^2}$ раз, при этом проекции на оси y и z остаются неизменными. Вследствие этого формулы (9.3) и (9.4) сохранят прежний вид, а формулу (9.2) можно записать в следующем виде:

$$v=\frac{\Gamma}{4\pi y_1}\left[\sqrt{1-\frac{y_1^2}{\left(\frac{x^2}{\sqrt{1-M^2}}\right)^2+y_1^2}}-\sqrt{1-\frac{y_1^2}{\left(\frac{x_1}{\sqrt{1-M^2}}\right)^2+y_1^2}}\right]. \tag{9.5}$$

Таким образом, можно моделировать условия обтекания сжимаемым потоком путем рассмотрения обтекания несжимаемой средой, если уменьшить размах крыла в $\sqrt{1-M^2}$ раз.

В сверхзвуковом потоке индуктивную скорость необходимо определять только внутри конуса возмущений. Вне конуса возмущений индуктивная скорость будет равна нулю, так как распространение импульсов давления ограничивается этим конусом.

Уравнение крыла конечного размаха

Заменим, следуя Прандтлю, крыло несущей линией или присоединенным вихрем переменной циркуляции и сбегающей с него непрерывной вихревой пеленой. Будем считать, что циркуляция вдоль оси z крыла (рис. 9.7) изменяется от некоторого максимума в плоскости симметрии крыла до нуля у концов крыла и что с несущей линии или вихревого шнура, расположенного по оси z, в направлении набегающего потока сбегают вихри с бесконечно малой циркуляцией $d\Gamma$. Пусть направление потока при этом совпадает с осью x.

Воспользуемся так называемой гипотезой плоских сечений, которая постулирует возможность использования для крыла конечного размаха характеристик, соответствующих крылу бесконечного размаха $\lambda=\infty$, при условии учета местного истинного угла атаки для каждого сечения крыла. Эта гипотеза справедлива для небольших докрывных углов атаки и при удлинениях крыла, больших 3,5—4.

Крыло произвольной формы в плане с любым законом изменения углов геометрической крутки по размаху и любыми профилями будет иметь определенный закон распределения циркуляции по размаху (см., например, рис. 9.7). При переходе вдоль размаха крыла от одной точки к другой на элементарное расстояние dz циркуляция изменится на величину $\frac{d\Gamma}{dz}dz$. Такое изменение циркуляции означает, что с крыла должен сбежать на этом участке размаха элементарный вихрь $d\Gamma$, который является свободным вихрем. Найдем скорость, индуцируемую этим элементарным свободным вихрем в точке A на присоединенном вихре (ось z). На рис. 9.7 указаны координаты точки A.

Пользуясь формулой (9.4), получим

$$dv_y(z_1)=\frac{-\frac{d\Gamma}{dz}dz}{4\pi(z-z_1)}. \qquad (9.6)$$

Индуктивная скорость от действия всех элементарных вихрей, сбегающих с крыла, будет

$$v_y(z_1)=\int_{-\frac{l}{2}}^{+\frac{l}{2}}\frac{-\frac{d\Gamma}{dz}dz}{4\pi(z-z_1)}=\frac{1}{4\pi}\int_{-\frac{l}{2}}^{+\frac{l}{2}}\frac{\frac{d\Gamma}{dz}dz}{(z_1-z)}. \qquad (9.7)$$

Рассмотрим зависимость между циркуляцией Γ и подъемной силой сечения крыла $Y_{\text{сеч}}$. Запишем ее в виде уравнения связи, получаемого из уравнения Н. Е. Жуковского:

$$\Gamma=\frac{Y_{\text{сеч}}}{\varrho V}=\frac{c_{y\,\text{сеч}}\varrho V^2 b}{2\varrho V}=\frac{c_{y\,\text{сеч}}}{2}bV. \qquad (9.8)$$

Выразим коэффициент подъемной силы сечения $c_{y\,\text{сеч}}$ через производную от подъемной силы по углу атаки для крыла бес-

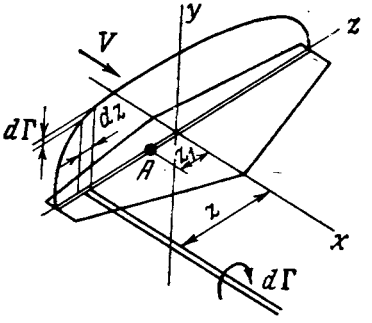


Рис. 9.7. Вихревая система крыла конечного размаха

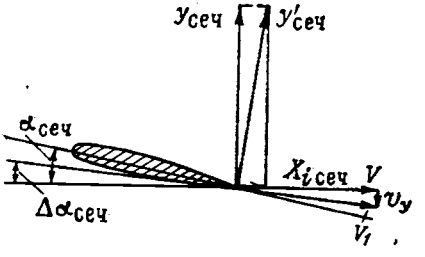


Рис. 9.8. К определению угла скоса потока и индуктивного сопротивления крыла

конечного размаха $\left(\frac{dc_y}{d\alpha}\right)_\infty$ и через истинный аэродинамический угол атаки сечения $\alpha_{\text{а.сеч}}$, равный алгебраической сумме установочного угла атаки сечения α и угла скоса потока $\Delta\alpha_{\text{сеч}}$, обусловленного индуктивным действием вихревой пелены, сбегающей с крыла:

$$c_{y\,\text{сеч}}=\left(\frac{dc_y}{d\alpha}\right)_\infty \alpha_{\text{а.сеч}}=\left(\frac{dc_y}{d\alpha}\right)_\infty(\alpha_{\text{сеч}}+\Delta\alpha_{\text{сеч}}). \qquad (9.9)$$

Угол скоса потока — это угол отклонения потока от его первоначального направления, т. е. угол между векторами V и V_1 (рис. 9.8). Здесь для ясности чертежа силы условно расположены у задней кромки.

Очевидно, что угол скоса потока $\Delta\alpha_{сеч}$ равен отношению индуктивной скорости v_y в этом сечении к скорости набегающего потока V, т. е.

$$\alpha_{а.сеч}=\alpha_{сеч}-\frac{v_y}{V}.$$

Здесь тангенс угла скоса потока ввиду малости угла приравнен самому углу. После небольших преобразований можно получить основное соотношение для определения циркуляции, которое называется *интегро-дифференциальным уравнением для крыла конечного размаха* [с учетом формулы (9.5)]:

$$\Gamma=\left(\frac{dc_y}{d\alpha}\right)_\infty b(z)V\frac{1}{2}\left(\alpha_{сеч}-\frac{v_y}{V}\right)=\frac{1}{2}\left(\frac{dc_y}{d\alpha}\right)_\infty b(z_1)V\times$$

$$\times\left[\frac{\alpha_{сеч}}{\sqrt{1-M^2}}+\frac{1}{4\pi V\sqrt{1-M^2}}\int_{-l/2}^{+l/2}\frac{\frac{d\Gamma}{dz}dz}{(z_1-z)}\right]. \qquad (9.10)$$

Пользуясь теоремой Н. Е. Жуковского для нахождения силы Y, перпендикулярной к направлению невозмущенного потока, и силы X_i, параллельной этому направлению, получим

$$Y=\varrho\int_{-\frac{l}{2}}^{+\frac{l}{2}}V\Gamma dz, \qquad (9.11)$$

$$X_i=\varrho\int_{-l/2}^{+l/2}v_y\Gamma dz. \qquad (9.12)$$

Индуктивное сопротивление

Крыло, действуя как направляющий аппарат, деформирует набегающий на него поток. Так как действительная подъемная сила перпендикулярна к истинной скорости течения, то, спроектировав элементарную действительную подъемную силу сечения $Y'_{сеч}$ на направление невозмущенного потока, можно получить силу сечения $X_{i\,сеч}$ (см. рис. 9.8), которая является компонентом лобового сопротивления. Однако она не связана ни с сопротивлением трения, ни с другими видами сопротивления, а выражает сопротивление, вызванное наличием подъемной силы. Это сопротивление называется *индуктивным*. Из рис. 9.8 видно, что

$$X_{i\,сеч}=Y_{сеч}\operatorname{tg}\Delta\alpha=Y_{сеч}\frac{v_y}{V}. \qquad (9.13)$$

Проинтегрировав (9.13) по размаху крыла, получим формулу для индуктивного сопротивления крыла:

$$X_i=\frac{1}{V}\int_{-l/2}^{+l/2} Y_{\text{сеч}} v_y(z_1)\,dz_1. \qquad (9.14)$$

Формулу (9.14) можно записать по-другому; так как по теореме Жуковского $Y_{\text{сеч}}=\varrho V\Gamma$, то

$$X_i=\varrho\int_{-\frac{l}{2}}^{+\frac{l}{2}} \Gamma(z_1)\,v_y(z_1)\,dz_1. \qquad (9.15)$$

Если вместо $v_y(z_1)$ подставить соответствующее выражение (9.7), то получим

$$X_i=\frac{\varrho}{4\pi}\int_{-\frac{l}{2}}^{+\frac{l}{2}}\int_{-\frac{l}{2}}^{+\frac{l}{2}} \Gamma(z_1)\frac{d\Gamma}{dz}\,dz\,\frac{1}{z_1-z}\,dz_1. \qquad (9.16)$$

В этой формуле проводится двукратное интегрирование. Первое интегрирование по z_1 позволяет найти силовое воздействие всей вихревой системы крыла на какой-то один элемент несущего вихря. Второе интегрирование по z позволяет суммировать сопротивления отдельных элементов несущего вихря и получить суммарное индуктивное сопротивление крыла.

Для крыла с эллиптическим законом распределения циркуляции по размаху индуктивная скорость выражается как

$$v_y=\frac{1}{\pi\lambda}\,c_yV.$$

Поэтому коэффициент индуктивного сопротивления такого крыла

$$c_{xi}=\frac{X_i}{\frac{\varrho V^2}{2}S}=\frac{c_yv_y}{V}=\frac{1}{\pi\lambda}\,c_y^2. \qquad (9.17)$$

Если закон распределения циркуляции по размаху отклоняется от эллиптического, то в формулу (9.17) следует ввести множитель $(1+\delta)$, причем δ для прямого крыла обычно не превышает 0,15:

$$c_{xi}=\frac{1+\delta}{\pi\lambda}\,c_y^2. \qquad (9.18)$$

Минимальное значение δ у крыльев с эллиптическим законом распределения циркуляции ($\delta=0$). Поэтому рационально

конструировать крыло так, чтобы путем изменения угла установки хорд (крутка) и формы профиля вдоль размаха получить требуемый эллиптический закон. В частности, при постоянном по размаху профиле и плоском незакрученном крыле циркуляция крыла эллиптической формы в плане будет распределяться по закону эллипса. Такие крылья имели применение, но были оставлены ввиду существенных неудобств.

Индуктивное сопротивление является в сущности мерой энергии, затрачиваемой на создание подъемной силы. При создании подъемной силы массы воздуха отбрасываются крылом вниз (при горизонтальном полете). Подъемная сила должна быть

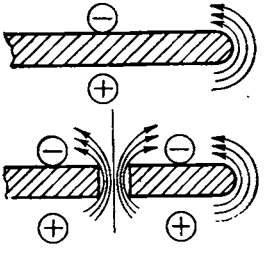


Рис. 9.9. Перетекание воздуха через щель в крыле, приводящее к увеличению коэффициента c_{xi}

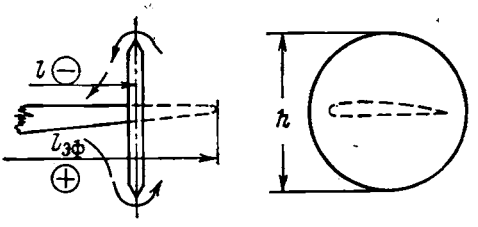


Рис. 9.10. Концевая шайба

равна количеству движения отбрасываемых масс воздуха. Для непрерывного отбрасывания масс воздуха необходимо затрачивать некоторую мощность. Эта мощность равна произведению силы индуктивного сопротивления на скорость полета. При горизонтальном полете, например, подъемная сила равна весу аппарата, следовательно, задано и количество движения. С энергетической точки зрения выгоднее отбрасывать бо́льшую массу с меньшей скоростью. А бо́льшую массу можно отбросить при заданной скорости полета, только располагая бо́льшим размахом крыла. Иначе говоря, для уменьшения индуктивного сопротивления выгодно иметь большой размах крыла и лететь с большой скоростью.

Как уже указывалось, концевые свободные вихри возникают в результате перетекания воздуха с нижней поверхности крыла, где давление повышено, в зону разрежения на верхней поверхности крыла. Эти вихри связаны, таким образом, с концевыми элементами крыла; размах крыла определяет расстояние между этими концевыми вихрями. Если при неизменной площади крыла уменьшить расстояние между концевыми вихрями, то это будет соответствовать уменьшению удлинения крыла и, следовательно, увеличению индуктивного сопротивления. Примером может служить схема, приведенная на рис. 9.9. На крыле имеется продоль-

ная (параллельная оси x_1) щель, через которую может свободно перетекать воздух. У такого крыла индуктивное сопротивление возрастает, так как относительное удлинение крыла значительно уменьшается. Для увеличения относительного удлинения иногда применяются концевые шайбы. Их действие заключается в ослаблении перетекания воздуха у концов крыла (рис. 9.10). При этом размах крыла как бы увеличивается и крыло получает новое эффективное удлинение, большее геометрического. Для грубых приближенных расчетов крыла с шайбами, расположенными на его торцах, можно пользоваться формулой

$$l_{эф}=l+\frac{4}{5}h, \qquad (9.19)$$

здесь $l_{эф}$ — эффективный размах крыла; h — высота шайбы.

Характеристики сечения крыла

Обычно характеристики профилей крыльев приводятся в специальных атласах. В этих атласах значения $c_{y\,max}$, полученные из испытаний прямоугольного крыла конечного размаха, даются иногда с поправками, которые приводят этот коэффициент к так называемым характеристикам профиля $c_{y\,max\,пр}$. Если эта поправка не сделана, то ее необходимо ввести. Величина поправки зависит от удлинения, типа профиля, формы законцовки крыла, от характера потока в аэродинамической трубе. Если величина $c_{y\,max\,пр}$ в атласе профилей не указана, то ее можно вычислить по следующей элементарной формуле:

$$c_{y\,max\,пр}=1{,}12\,c_{y\,max}, \qquad (9.20)$$

где $c_{y\,max}$ — значение коэффициента, определенное из опыта на аэродинамических весах.

Поправка к характеристикам профиля крыла вводится потому, что средняя величина коэффициента подъемной силы c_y, определенная по измерениям на аэродинамических весах, не дает истинной величины этого коэффициента для отдельного сечения крыла. Характеристики профилей получают из опытов с прямоугольными крыльями. А у этих крыльев срыв впервые проявляется в центральной хвостовой части, а затем распространяется от задней кромки вперед и от плоскости симметрии к боковым кромкам. Поэтому максимальное значение подъемной силы достигается в различных сечениях при разных углах атаки. Действительно, если в центре крыла после достижения $\alpha_{кр}$ подъемная сила начнет падать, то в других сечениях она еще возрастает. Этим и объясняется несоответствие между средним коэффициентом $c_{y\,max}$ крыла и характеристикой профиля. Значение коэффициента $c_{y\,max\,пр}$ больше, чем среднее значение $c_{y\,max}$ для прямоугольного крыла. Переходный коэффициент устанавли-

вают путем исследования распределения давления и подсчета $c_{y\,\max\,\text{пр}}$ по эпюрам давления в момент появления местного срыва струй в рассматриваемом сечении крыла.

2. САМОВРАЩЕНИЕ КРЫЛА

Сущность явления

Укрепим крыло на оси, расположенной в направлении потока, и обеспечим ему возможность вращаться относительно этой оси с минимальным трением. Тогда при выводе крыла из положения равновесия произвольным импульсом оно будет стремиться или сохранять исходное положение равновесия, или вращаться относительно оси. Если при этом будет достигнуто установившееся вращение, то такое явление называется *самовращением*.

Явление самовращения было впервые обнаружено и исследовано в Кучинском аэродинамическом институте в 1906 г. под руководством Н. Е. Жуковского. Он исследовал самовращение прямоугольных пластинок теоретически и экспериментально: было установлено, что при вращательном движении пластинка развивает подъемную силу за счет вихрей противоположного направления, сбегающих с ребер пластинки.

Предположим, что дано произвольное крыло, которое может вращаться относительно оси x—x, совпадающей с направлением набегающего потока, а центр тяжести крыла лежит на оси x—x. Если крыло вращается, то любое его сечение имеет окружную скорость, направление которой в двух симметричных относительно оси сечениях будет противоположным. Отсюда и истинные углы атаки в этих сечениях будут изменяться по-разному: с одной стороны от оси они будут возрастать, а с другой — уменьшаться. Пусть вектор ω_x угловой скорости вращения будет положительным, как это показано на рис. 9.11. Тогда в сечении A—A угол атаки $\alpha_A=\alpha+\Delta\alpha$, а в сечении B—B угол $\alpha_B=\alpha-\Delta\alpha$. Угол $\Delta\alpha$ будет:

$$\Delta\alpha=\operatorname{arctg}\frac{v_y}{V_0}\approx\frac{\omega_x z}{V_0}.$$

Здесь z — координата сечения; v_y — окружная скорость вращения крыла. Рассмотрим задачу в первом приближении без учета изменений $\Delta\alpha$, вызванных измененной подъемной силой.

Выделим бесконечно тонкие отрезки крыла шириной dz. На них будут воздействовать элементарные силы, коэффициенты которых показаны на рис. 9.12. В разных сечениях векторы сил будут разными, что и вызовет момент относительно жестко связанной с крылом оси. Действительно, момент, вызывающий самовращение, порождается разностью сил с коэффициентами c_{y1A}

и c_{y1B}, перпендикулярных к хорде крыла. Найдем эту разность сил:

$$c_{y1A}-c_{y1B}=c_{yA}\cos(\alpha+\Delta\alpha)+c_{xA}\sin(\alpha+\Delta\alpha)-$$
$$-c_{yB}\cos(\alpha-\Delta\alpha)-c_{xB}\sin(\alpha-\Delta\alpha)=(c_{yA}-c_{yB})\cos\alpha\cos\Delta\alpha-$$
$$-(c_{yA}+c_{yB})\sin\alpha\sin\Delta\alpha+(c_{xA}-c_{xB})\sin\alpha\cos\Delta\alpha+$$
$$+(c_{xA}+c_{xB})\cos\alpha\sin\Delta\alpha.$$

Пусть у крыла, находящегося в условиях установившегося самовращения, характеристики сечения не зависят от вращения, т. е. могут быть взяты для условий обтекания со скоростью V_0

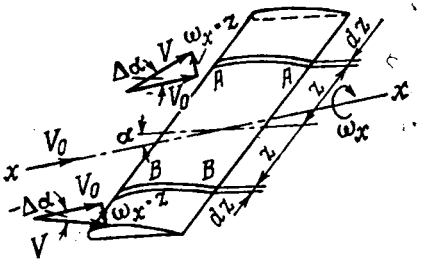


Рис. 9.11. Схема явления самовращения

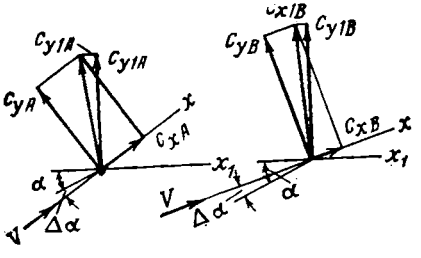


Рис. 9.12. Разложение сил при анализе самовращения

и углами атаки $\alpha\mp\Delta\alpha$. Ввиду малости угла $\Delta\alpha$ можно принять, что

$$c_{yA}=c_y+\frac{dc_y}{d\alpha}\Delta\alpha,\qquad c_{yB}=c_y-\frac{dc_y}{d\alpha}\Delta\alpha,$$
$$c_{xA}=c_x+\frac{dc_x}{d\alpha}\Delta\alpha,\qquad c_{xB}=c_x-\frac{dc_x}{d\alpha}\Delta\alpha.$$

Отсюда

$$c_{y1A}-c_{y1B}=2\frac{dc_y}{d\alpha}\Delta\alpha\cos\alpha\cos\Delta\alpha-2c_y\sin\alpha\sin\Delta\alpha+$$
$$+2\frac{dc_x}{d\alpha}\Delta\alpha\sin\alpha\cos\Delta\alpha+2c_x\cos\alpha\sin\Delta\alpha. \qquad (9.21)$$

Или, так как угол $\Delta\alpha$ мал и $\sin\Delta\alpha\approx\Delta\alpha$, а $\cos\Delta\alpha\approx1$, то формулу (9.21) можно упростить следующим образом:

$$c_{y1A}-c_{y1B}=2\Delta\alpha\cos\alpha\left(\frac{dc_y}{d\alpha}+c_x\right)+2\Delta\alpha\sin\alpha\left(\frac{dc_x}{d\alpha}-c_y\right). \qquad (9.22)$$

Условие возникновения самовращения определяется этой зависимостью. Так как второй член выражения мал по сравнению с первым, то условие появления самовращения определится знаком величины $\frac{dc_y}{d\alpha}+c_x$, а именно: самовращение возникнет, если это выражение будет иметь знак минуса. Это может

произойти только при углах атаки бо́льших, чем угол, соответствующий максимальной подъемной силе. При этом силы, направленные вверх, на полукрыле, опускающемся, будут меньше аналогичных сил на полукрыле, движущемся вверх; создающийся при этом момент самовращения M_c будет ускорять вращение до тех пор, пока не будет достигнут режим установившегося вращения. Чем больше величина отрицательного значения производной $\frac{dc_y}{d\alpha}$, тем больше крыло склонно к самовращению. Величину $\frac{dc_y}{d\alpha}+c_x$, являющуюся фактически критерием склонности к самовращению, заменяют иногда приближенными величинами — производной нормальной силы по углу атаки $\frac{dc_{y1}}{d\alpha}$ или же производной от полной аэродинамической силы по углу атаки $\frac{dc_R}{d\alpha}$. Здесь также отрицательный знак производных указывает на склонность крыла к самовращению.

Рис. 9.13 иллюстрирует поляру крыла для углов атаки до 90°. Если за критерий самовращения принимать величину $\frac{dc_R}{d\alpha}$, то штриховкой отмечена зона с отрицательными величинами $\frac{dc_R}{d\alpha}$. Согласно этому критерию самовращение начинается при угле атаки $\alpha\approx21°$ и прекращается при $\alpha\approx30°$.

При исследовании самовращения крыло укрепляют на свободно вращающейся оси прибора так, чтобы во время опыта можно было изменять угол атаки, не изменяя положения оси. Угловую скорость вращения ω_x определяют, фиксируя тахометром число оборотов вращающегося крыла. Важнейшей характеристикой при этом является безразмерная характеристика самовращения $\bar{\omega}=\omega_x l/2V_0$. Эта характеристика зависит от угла атаки и может быть изображена в виде кривой, показанной на рис. 9.14. Скольжение крыла ($\beta\neq0$) может усилить самовращение из-за влияния торцов крыла, создающих направленные вверх дополнительные силы на поднимающемся полукрыле; обратное скольжение в этом случае может ослабить самовращение.

При симметричном обтекании может возникнуть как правое, так и левое самовращение, знак зависит от характера начального импульса, вызвавшего вращение. Если существует скольжение, то при отрицательном угле скольжения самовращение будет происходить вправо, если смотреть в направлении полета. При этом самовращение в левом направлении будет значительно слабее и начнется при большем угле атаки.

В практических условиях самовращение проявляется обычно в форме с в а л и в а н и я н а к р ы л о. Под этим термином пони-

мают начальную фазу самовращения при выходе самолета на закритические углы атаки. Если сваливанию не удастся воспрепятствовать, то самолет может перейти в штопор. Штопор — это спуск самолета по крутой спирали с интенсивным вращением. Особенно опасно сваливание на крыло вблизи поверхности земли, так как в этом случае конец крыла может удариться о землю. Бывают случаи, когда самовращение необходимо, как, например, для автожира, у которого раскручивание ротора и его дальнейшая работа происходят в условиях самовращения.

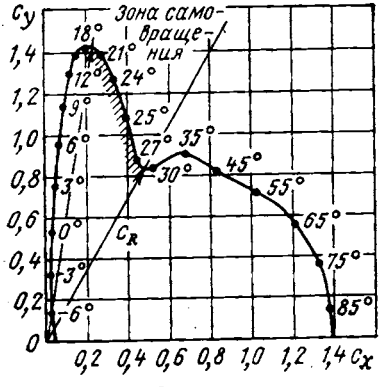


Рис. 9.13. Определение зоны самовращения по критерию $dc_R/d\alpha<0$

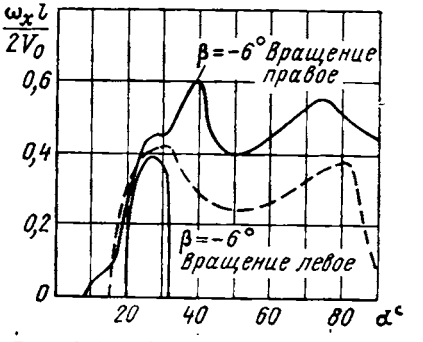


Рис. 9.14. Кривая самовращения

В самолетной практике самовращение — явление вредное, которое необходимо устранять или переводить самолет на такие углы атаки, при которых нормальная эксплуатация самолета затруднительна.

Измерение момента крена крыла показывает, что при малых углах атаки крыло имеет погашающий вращение момент, при увеличении угла атаки этот момент уменьшается и, начиная с некоторого угла атаки, возникает момент, вызывающий самовращение. Это положение иллюстрируется рис. 9.15, где отложен коэффициент m_x в функции характеристики вращения ω. В условиях опыта момент, погашающий вращение, имел отрицательный знак. Из графика следует, что начало самовращения соответствует углу атаки $\alpha\approx20°$.

Изучение условий обтекания крыла показало, что наступление самовращения связано чаще всего с образованием концевых срывов на крыле. Наиболее неприятны в этом отношении несимметричные срывы на концах крыла. Эти срывы возникают обычно у крыльев большого сужения ($\eta>3$), а также у крыльев со значениями $c_{y\,max}$ и $\alpha_{кр}$ для концевого профиля, равными или даже меньшими, чем у корневого профиля. Как же бороться с концевыми срывами? Для этого необходимо создать

такие условия, при которых срыв начинался бы у корня крыла, а концы крыла сохраняли бы свои несущие свойства до бо́льших углов атаки, чем середина крыла. Такие условия могут быть при сравнительно меньших сужениях крыла, а также при такой компоновке крыла, когда на концах крыла установлены профили с бо́льшими значениями $c_{y\,max}$ и $\alpha_{кр}$, чем у профилей в централь-

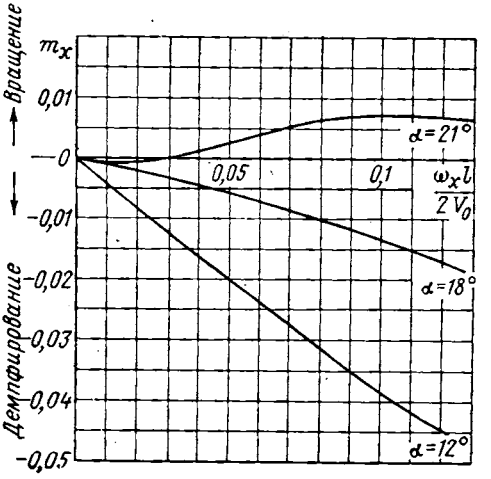


Рис. 9.15. Момент крена при вращении крыла

ной части крыла. С концевыми срывами можно бороться также путем установки в концевых частях крыла предкрылков различного типа, применением УПС, поворотных носков крыла и т. п. Применение отрицательной крутки концевых частей крыла также может оттянуть наступление срыва до больших углов атаки.

Поле скоростей за крылом

Часто бывает необходимо знать характер распределения скоростей вблизи крыла и непосредственно за ним. Для решения этой задачи проводятся опыты по изучению полей скоростей при помощи небольших насадков. Направление потока можно определять также путем фотографирования спектров шелковинок. Зоны срыва и степень завихренности можно определять как шелковинками, так и другими способами визуализации обтекания.

Наиболее важное значение имеют такие исследования для определения состояния потока в зонах расположения хвостового оперения летательных аппаратов. Для расчета среднего угла скоса потока за крылом существует большое количество как теоретических, так и полуэмпирических и даже чисто эмпириче-

ских формул. Картину распределения скосов усложняет наличие на летательном аппарате фюзеляжа, гондол двигателей и других элементов. Поэтому распределение углов скоса потока на-

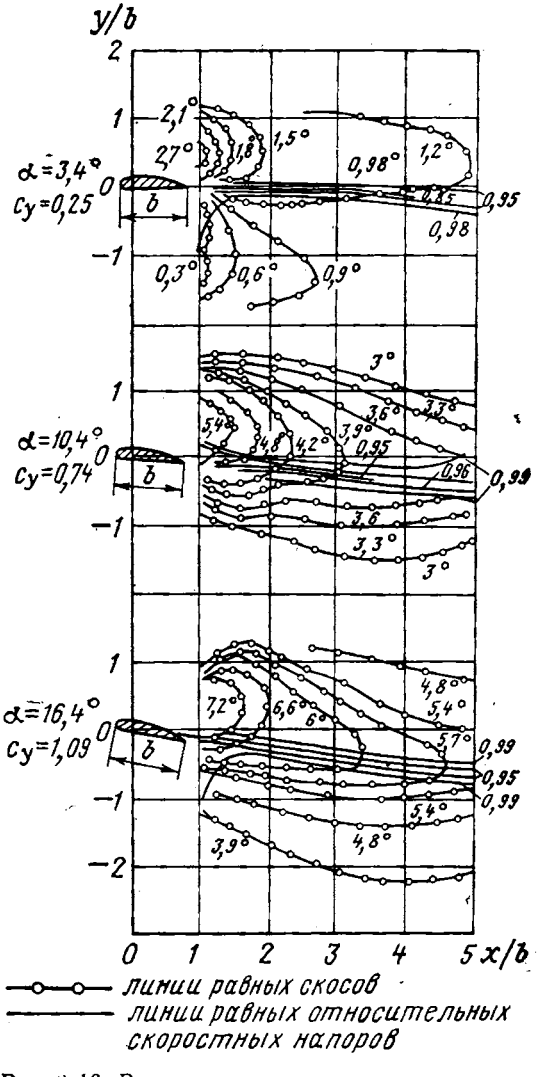


Рис. 9.16. Распределение скоса потока и относительных скоростных напоров за крылом

дежнее находить опытным путем для определенных условий компоновки аппарата.

На рис. 9.16 в качестве примера показан характер распределения местных углов скоса потока, а также относительных ско-

ростных напоров, характеризующих степень торможения скорости за крылом. Опыты были проведены в большой аэродинамической трубе в плоскости симметрии за прямоугольным крылом с удлинением $\lambda=6$. Как видно, скос потока более интенсивен сверху, над следом за крылом.

Вдоль следа за крылом, как сверху, так и снизу, иногда возникают узкие зоны повышенных скоростей; эти зоны тем больше и скорость в них тем больше скорости невозмущенного потока, чем интенсивнее след за крылом. При мощных срывах потока на закритических углах атаки, когда одна часть оперения находится в зоне интенсивного торможения, другая часть оперения может находиться в потоке повышенной скорости. Автором было, например, установлено, что относительное повышение скорости у границы следа по сравнению со скоростью набегающего потока может составлять $V_{\text{мест}}/V_0=1{,}37$. Конечно, при малых углах атаки срыва не происходит, торможение скорости в следе невелико и повышение скорости у границ следа практически отсутствует.

3. КРЫЛО СТРЕЛОВИДНОЙ ФОРМЫ В ПЛАНЕ И КРЫЛО МАЛОГО УДЛИНЕНИЯ

Стреловидное крыло

Стреловидным называется такое крыло, поперечная ось которого имеет форму ломаной прямой, образующей с осью z угол χ, называемый *углом стреловидности*. Прямая стреловидность соответствует отклонению оси крыла назад, обратная стреловидность — отклонению оси крыла вперед по полету (рис. 9.17). Ось крыла условно располагают на линии 1/4 местных хорд. Профили крыла располагаются чаще всего перпендикулярно к оси крыла.

Имеются различные формы стреловидных крыльев. Существуют крылья с переменной стреловидностью передней кромки. Чаще всего угол стреловидности в корневых сечениях такого крыла больше, чем в концевых сечениях; такое крыло называется *серповидным*. Наблюдаются и другие комбинации.

Применение стреловидного крыла основано на использовании эффекта скольжения. Допустим, что на крыло бесконечного размаха поток набегает под некоторым углом скольжения χ к хорде крыла (рис. 9.18). Разложим скорость набегающего потока V на две составляющие: $V\cos\chi$, направленную по перпендикуляру к оси крыла, и $V\sin\chi$, направленную вдоль оси крыла. Подъемная сила возникает только под действием составляющей скорости $V\cos\chi$, определяющей картину распределения давления в сечении крыла.

Составляющая $V\sin\chi$ при скольжении не влияет на картину распределения давления, если не считать некоторого воздействия

на пограничный слой; в случае крыла бесконечного или очень большого размаха это воздействие очень мало.

В случае скользящего крыла скорость, перпендикулярная к оси крыла, меньше соответствующей скорости для прямого крыла. Так как это уменьшение скорости пропорционально косинусу угла скольжения, то подъемная сила скользящего крыла уменьшится по сравнению с подъемной силой прямого крыла пропорционально квадрату косинуса угла скольжения. Величины местных давлений на поверхности скользящего крыла также

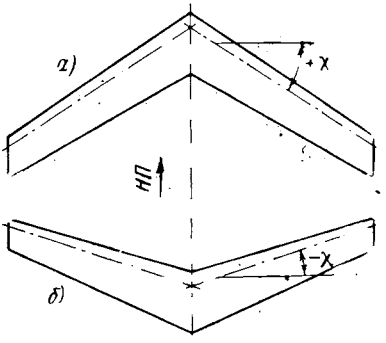


Рис. 9.17. Стреловидное крыло: *а*—прямая стреловидность; *в*—обратная стреловидность

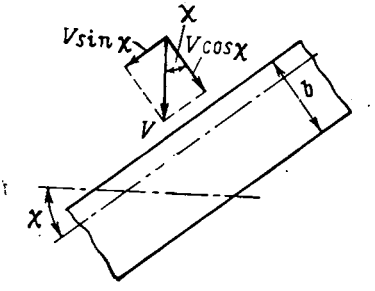


Рис. 9.18. Схема скользящего крыла

будут меньше, чем для прямого крыла, поэтому критическое число Маха возрастает при переходе от прямого к скользящему крылу:

$$M_{кр\,\chi} = \frac{M_{кр\,\chi=0}}{\cos\chi}. \qquad (9.23)$$

Картина обтекания стреловидного крыла несколько отличается от картины обтекания скользящего крыла. В центральных сечениях стреловидного крыла местный угол скольжения уменьшается и на некотором участке размаха близок к нулю. Это — так называемый срединный эффект. На концах крыла, в особенности при больших углах атаки, проявляется так называемый концевой эффект, также снижающий влияние стреловидности на аэродинамические характеристики крыла. В результате зависимость величины $M_{кр}$ от угла стреловидности χ сложнее, чем по закону (9.23). Соответствующая эмпирическая зависимость имеет

$$M_{кр\,\chi} = M_{кр|\chi=0}\left(1+\frac{1-\cos\chi}{1+\cos\chi}\right). \qquad (9.24)$$

Отсюда у крыла с углом стреловидности $\chi=35°$ волновой кризис появится при числе M, большем на 10%, чем у прямого крыла (при угле $\chi=45°$ — на 17%, при угле $\chi=60°$ — на 33%).

Стреловидные крылья при больших скоростях

Подъемная сила отсека скользящего крыла единичной площади ($S=1$) при угле атаки, отсчитанном в плоскости, перпендикулярной к передней кромке (хорда постоянна), создается нормальной составляющей скорости $V\cos\chi$ и выражается как

$$Y=c_{y\,\text{пр}}\frac{\varrho V^2}{2}\cos^2\chi.$$

При этом угол атаки скользящего крыла $\alpha_\chi=\alpha_{\text{прям}}\cos\chi$, где $\alpha_{\text{прям}}$ — соответствующий угол атаки для прямого крыла, а $c_{y\,\text{пр}}$ — коэффициент подъемной силы профиля крыла в направлении по перпендикуляру к его оси.

Если V — скорость набегающего потока, а $c_{y\,\text{стр}}$ — коэффициент подъемной силы стреловидного крыла, то

$$Y=c_{y\,\text{стр}}\frac{\varrho V^2}{2}\,1$$

или

$$c_{y\,\text{стр}}=c_{y\,\text{пр}}\cos^2\chi. \tag{9.25}$$

Сила сопротивления давления в сечении, направленном по набегающему потоку, будет

$$Q_\chi=(c_{x\,\text{пр}}-c_{xf})\frac{\varrho V^2}{2}\cos^3\chi.$$

Для коэффициента лобового сопротивления стреловидного крыла $c_{x\,\text{стр}}$ можно получить следующее выражение:

$$c_{x\,\text{стр}}=(c_{x\,\text{пр}}-c_{xf})\cos^3\chi+c_{xf\,\chi}, \tag{9.26}$$

где $c_{xf\chi}$ — коэффициент сопротивления трения скользящего крыла, а $c_{x\,\text{пр}}$ — коэффициент сопротивления давления профиля (при обтекании потоком, перпендикулярным к передней кромке).

На рис. 9.19 показана картина распределения давления $\bar{p}$ на стреловидном крыле с углом стреловидности $\chi=45°$ по передней кромке в разных сечениях $\frac{z}{l/2}$. Эта картина дает возможность глубже понять особенности обтекания крыла. Струйки, обтекающие центральную часть крыла, отклоняются от носка профиля к концам крыла, вследствие чего создается течение с дополнительным диффузорным эффектом в носовой части профиля. В хвостовой части профиля, наоборот, струйки поворачивают по направлению к плоскости симметрии крыла — возникает конфузорный эффект. Следовательно, в центральной части крыла

у носка давление будет уменьшаться по абсолютной величине, а в кормовой части — возрастать. У концов крыла с прямой стреловидностью (+45°) явление протекает в обратном порядке: струйки сходятся у носка, а у кормы расходятся. Иначе говоря, у носка крыла возникает конфузорный эффект, а у хвостика — диффузорный. Следовательно, на верхней поверхности в концевых участках стреловидного крыла у носка давление по абсолютной величине увеличивается по сравнению с характеристиками профиля, а у кормы уменьшается, что и показано на

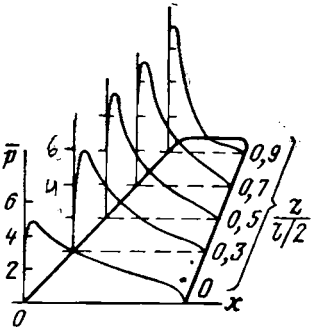


Рис. 9.19. Картина распределения давления на стреловидном крыле

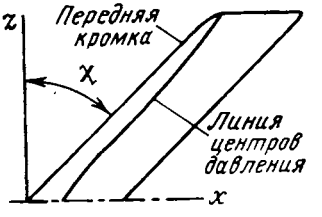


Рис. 9.20. Линия центров давления стреловидного крыла

рис. 9.19. Очевидно, что при компоновке стреловидного крыла необходимо учитывать изложенные особенности обтекания в разных сечениях. Например, уменьшение значений $\bar{p}_{min}$ в центральных сечениях крыла приведет к увеличению $M_{кр}$ на этих участках, повышение же значений $\bar{p}_{min}$ в концевых сечениях крыла вызовет уменьшение $M_{кр}$. Уменьшение разрежения в носовой части и увеличение его в хвостовой части профилей будет сопровождаться увеличением сопротивления давления в центральной части крыла. Сопротивление трения немного уменьшится в этой зоне, так как минимум давления, а следовательно, и точка перехода пограничного слоя из ламинарного в турбулентный сместится несколько назад. В концевых сечениях крыла сопротивление давления, наоборот, уменьшится, а сопротивление трения немного возрастет.

В соответствии с изложенными положениями центры давления в концевых сечениях крыла оказываются расположенными ближе к передней кромке, чем в центральных сечениях (рис. 9.20).

На рис. 9.21 показан характер изменения производной $dc_y/d\alpha$ в зависимости от числа M для крыльев разной стреловидности. Величина $dc_y/d\alpha$ у прямого крыла больше, чем у стреловидного, но зона значительного увеличения этой величины, имеющая

место для прямого крыла при $M=0,7—0,8$ и объясняющаяся развитием скачков уплотнения на верхней поверхности крыла, у крыла с углом стреловидности $\chi=+35°$ смещается в сторону больших чисел M, а у крыла с углом $\chi=+50°$ до $M=0,87$ вообще не проявляется. Отсутствует у стреловидного крыла и участок резкого падения производной $dc_y/d\alpha$, столь характерный для прямого крыла, что объясняется, как известно, развитием скачков уплотнения на нижней поверхности крыла и появлением отрывов потока на верхней поверхности.

Зависимость производной $dc_y/d\alpha$, определенной на линейном участке кривой $c_y=f(\alpha)$, от удлинения λ для стреловидных

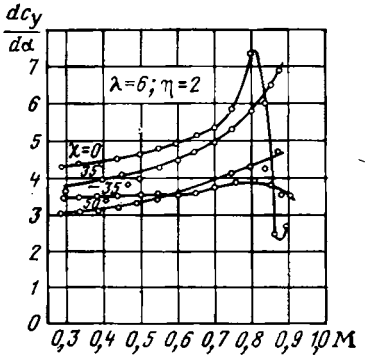


Рис. 9.21. Изменение производной $dc_y/d\alpha$ в зависимости от числа M для крыльев различной стреловидности

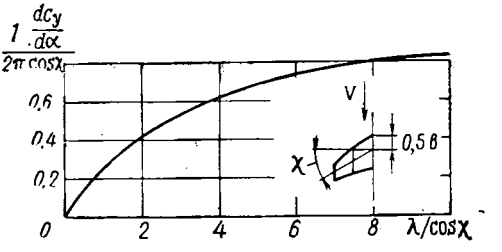


Рис. 9.22. Зависимость производной $dc_y/d\alpha$ от удлинения крыла

крыльев, полученная экспериментально Дидерихом (США), приведена на рис. 9.22. Здесь χ — угол стреловидности по линии середины хорд крыла в сечениях, параллельных направлению набегающего потока.

Изменение коэффициента лобового сопротивления прямого и стреловидного крыльев с углом стреловидности $\chi=+35°$ в зависимости от числа M показано на рис. 9.23. В данном случае увеличение критического числа $\Delta M_{кр}$ при переходе к стреловидному крылу составляет примерно 0,1.

Положение аэродинамического фокуса крыла стреловидной формы в плане подвергается значительно меньшим изменениям с увеличением числа M, чем у прямого крыла. На рис. 9.24 показана зависимость положения фокуса крыла $\bar{x}_F=-\frac{dm_z}{dc_y}$ от числа M для трех крыльев с углами стреловидности $\chi=0$, $\chi=35°$ и $\chi=—35°$. Резкие колебания положения фокуса, имеющие место для прямого крыла, исчезают при переходе к стреловидным крыльям; только при $M=0,8—0,9$ наблюдается сравнительно небольшое перемещение положения фокуса назад.

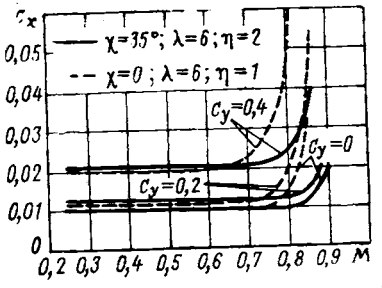


Рис. 9.23. Изменение коэффициента c_x прямого и стреловидного крыльев в зависимости от числа M

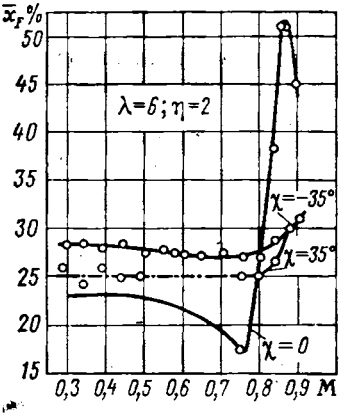


Рис. 9.24. Влияние стреловидности на изменение положения аэродинамического фокуса в зависимости от числа M

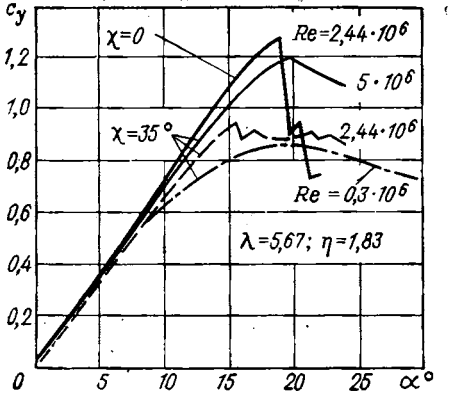


Рис. 9.25. Влияние числа Re на $c_{y\,max}$ стреловидного крыла

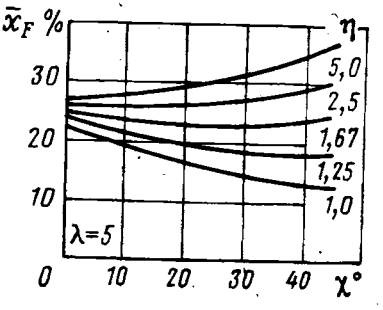


Рис. 9.26. Влияние угла стреловидности χ на положение аэродинамического фокуса $\bar{x}_F$

Таким образом, для больших дозвуковых и даже небольших сверхзвуковых скоростей полета стреловидные крылья представляют большой практический интерес.

Стреловидные крылья при малых скоростях

Режимы малых скоростей связаны в первую очередь со срывными свойствами крыльев, поскольку этим скоростям обычно соответствуют большие углы атаки. Стреловидные крылья имеют особенности, которые влияют на срывные свойства. Увеличение положительного градиента dp/dx за минимумом давления в концевых сечениях и уменьшение этой величины в центральных сечениях способствуют более интенсивному развитию концевого срыва и задержке корневого срыва для крыльев прямой стреловидности. Дополнительный эффект получается и от поперечного перетекания пограничного слоя в направлении от середины крыла к его концам. При этом пограничный слой у концов крыла утолщается, что способствует более раннему его отрыву. В итоге концевой срыв на крыльях с прямой стреловидностью возникает раньше, чем на прямых крыльях.

У стреловидного крыла с обратной стреловидностью, наоборот, возникает более ранний корневой срыв.

Эти преждевременные отрывы на верхней поверхности стреловидных крыльев вызывают снижение $c_{y\,max}$. Влияние числа Re здесь такое же, как и в случае прямых крыльев. На рис. 9.25 показаны графики $c_y = f(\alpha)$ при разных значениях Re. Отчетливо видно падение величины $c_{y\,max}$ у стреловидного крыла по сравнению с прямым.

Концевой срыв на крыле прямой стреловидности, помимо уменьшения величины $c_{y\,max}$, может вызвать появление большого продольного момента крыла на кабрирование из-за уменьшения подъемной силы на концах крыла и концентрации этой силы в его центральной части. Для уменьшения этого момента нужно увеличить подъемную силу концов крыла, что может быть достигнуто применением концевых предкрылков, системы УПС и других способов повышения $c_{y\,max}$. Полезно в этом смысле также ослабление перетекания пограничного слоя на верхней поверхности крыла при помощи специальных пластин-перегородок, плоскость которых совпадает с направлением набегающего потока.

На рис. 9.26 показано, как изменяется положение аэродинамического фокуса крыла в зависимости от угла стреловидности χ при разных значениях сужения η крыла. Координата положения фокуса дана в долях хорды крыла, проходящей через центр тяжести площади полукрыла и отсчитана от его носка. У крыла с сужением $\eta = 1{,}0$ аэродинамический фокус сильно пе-

ремещается вперед при увеличении угла стреловидности от $\chi=0$ до 45°. Для крыльев с сужением $\eta>1{,}7$ аэродинамический фокус смещается назад с увеличением угла χ.

Крыло малого удлинения

Для крыла малого удлинения неприменима гипотеза плоских сечений, что и является принципиальным отличием его от крыла обычного удлинения. Практика показала, что при удлинении крыла $\lambda<3{,}5$ теория Прандтля становится неприменимой, поэтому для расчета аэродинамических характеристик крыльев малого удлинения были разработаны специальные методы, основанные на рассмотрении вихревой поверхности.

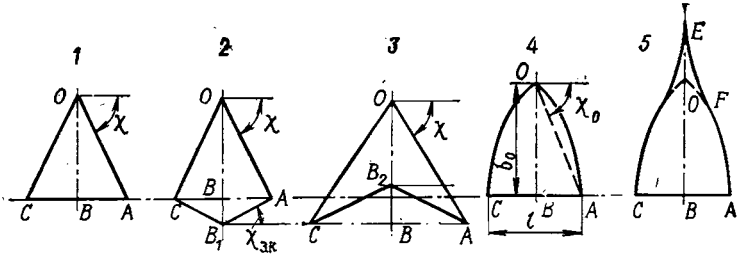


Рис. 9.27. Крылья малого удлинения:

1—треугольное; *2*—ромбовидное; *3*—треугольное с вырезом; *4*—готическое; *5*—готическое с наплывом или оживальное

На рис. 9.27 показаны наиболее распространенные крылья малого удлинения: треугольное, ромбовидное, треугольное с вырезом, готическое, готическое с наплывом или оживальное. Готическое крыло образовано дугой параболы с вершиной в точке A; при существовании наплыва к готическому крылу добавляется переходная кривая EF. Отношение корневой хорды к размаху можно назвать коэффициентом заострения крыла $k_з=b_0/l$. Отношение величины выреза у задней кромки (для треугольного крыла с вырезом) к полной длине OB можно назвать коэффициентом выреза $k_в=B_2B/OB$. Удлинение треугольного крыла можно выразить как $\lambda=4\operatorname{ctg}\chi$; удлинение готического крыла $\lambda=\frac{3}{2}\frac{l}{b_0}$ при площади этого крыла $S_г=\frac{2}{3}lb_0$.

Крыло малого удлинения называется плоским, если хорды всех сечений крыла лежат в одной плоскости. Однако чаще всего крыло делают закрученным, т. е. располагают хорды сечений на некоторой поверхности. При этом форма профилей может быть переменной по размаху крыла. Это делается для уменьшения волнового сопротивления и повышения аэродинамического качества крыла, а также для улучшения условий его продольной балансировки.

Рассмотрим особенности характера обтекания крыла малого удлинения, установленные из наблюдений спектров обтекания, полученных разными методами визуализации. Установлено, что у крыла малого удлинения имеет место мощное перетекание воздуха через передние кромки. Перетекание имеется и у крыла обычного удлинения, однако оно локализовано на небольшом, соседнем с боковой кромкой, участке. Поэтому влияние перетекания для такого крыла проявлялось в изменении нагрузки на верхней поверхности крыла только у боковых кромок. У крыла малого удлинения относительная роль перетекания очень значительна.

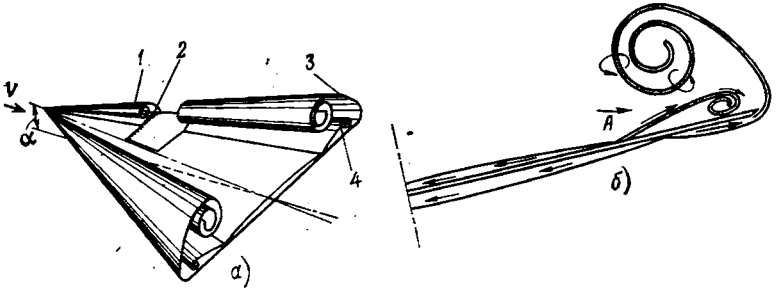


Рис. 9.28. Схема (*а*) обтекания треугольного крыла малого удлинения с образованием вторичной вихревой пелены:

1—спиральная вихревая пелена, сошедшая с передней кромки; *2*—начало образования вторичной вихревой пелены; *3*—полностью развившаяся спиральная вихревая пелена; *4*—полностью развившаяся вторичная вихревая пелена *б* — картина течения в поперечном сечении треугольного полукрыла

На рис. 9.28, *а* и *б* показана схема обтекания треугольного крыла малого удлинения, а также картина течения в поперечном сечении треугольного полукрыла. При положительном угле атаки воздух, перетекая через передние кромки, образует спиральную вихревую пелену, переходящую в мощные вихревые жгуты, тем более интенсивные, чем больше угол атаки. Эти жгуты проходят над крылом; угол стреловидности каждого жгута больше угла стреловидности крыла. Если крыло имеет прямоугольную форму, то образование вихревых жгутов наблюдается и в этом случае, но в несколько ослабленном виде. Образование вихревых жгутов связано с отрывом потока, который возникает при поперечном обтекании передних кромок крыла. Отрыв развивается обычно начиная с угла атаки $\alpha=6—7°$ в зонах, расположенных у вершины крыла. Характер отрыва зависит от формы закругления носков крыла; отрыв вызывает, особенно при умеренных углах стреловидности $\chi=45—50°$, резкое перемещение центра давления вперед и, следовательно, увеличение момента крыла на кабрирование. На рис. 9.28, *б* показан процесс образования вторичной вихревой пелены. Первичная вихревая пелена, свертывающаяся в вихревой жгут, «отрывает» струйки

от поверхности крыла, начиная с точки A, и создает в итоге вихревой жгут обратного вращения.

Для теоретического расчета характеристик крыла малого удлинения были созданы новые расчетные методы и, в частности, методы, базирующиеся на теории несущей поверхности. Крыло заменяется бесконечно тонкой вихревой поверхностью с малым изгибом, расположенной под малым углом атаки. Эта схема в известной степени соответствует схеме, приведенной на рис. 9.4, но вместо одной вихревой нити, рассматриваемой в теории Прандтля, здесь рассматривается система вихревых нитей, которые и образуют вихревую поверхность. Если теория дается

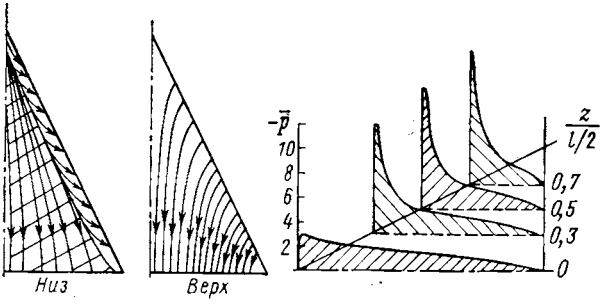


Рис. 9.29. Схема обтекания треугольного крыла и распределение давления на верхней поверхности

в линейной постановке, действительной для малых углов атаки, то в этом случае свертывание вихревой пелены за крылом не учитывается. Величины циркуляции присоединенных вихрей определяются из условия, что в выбранных точках крыла скорость, перпендикулярная к плоскости крыла, индуцированная всей вихревой системой, должна погашаться нормальной составляющей скорости набегающего потока. Эти условия позволяют получить систему интегральных уравнений, которые могут быть преобразованы в систему линейных алгебраических уравнений или решены методом последовательных приближений. Применяются и другие расчетные методы.

На рис. 9.29 приведена схема обтекания треугольного крыла при $\chi=65°$. При угле атаки порядка 20°, когда наблюдается мощный отрыв потока, нижняя поверхность крыла обтекается так, что создаются две области: средняя заштрихованная область обтекается потоком, направленным к задней кромке, а область, примыкающая к кромкам, обтекается потоком, поворачивающимся нормально к кромке и переходящим на верхнюю сторону крыла. Верхняя поверхность крыла обтекается струйками, скашивающимися по направлению к плоскости симметрии крыла. Нагрузка возрастает вдоль размаха и имеет наименьшую величину в центральном сечении крыла.

При перетекании воздуха через переднюю кромку крыла возникают большие скорости и высокая степень разрежения. Теория и методы построения электроаналогий в специальных установках (среда без вязкости) показывают, что местная скорость у передней кромки стремится к бесконечности. При огибании передней кромки частицами воздушного потока возникает большое разрежение, которое приводит к появлению так называемой подсасывающей силы $X_п$. Подсасывающая сила не может, конечно, создать «силу тяги» крыла вперед, но она уменьшает суммарное сопротивление. Вследствие срыва потока, вызванного вязкостью, разрежение у передней кромки может уменьшиться, при этом уменьшается и подсасывающая сила.

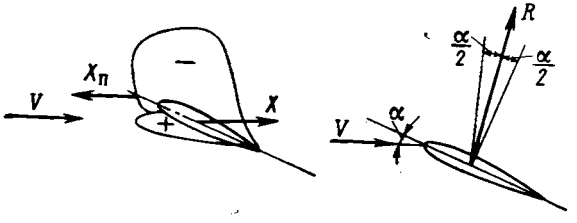


Рис. 9.30. К образованию подсасывающей силы

Если рассматривать крыло, развивающее некоторую подъемную силу, характеризуемую коэффициентом c_y, то путем деформации крыла можно так подобрать местные углы атаки сечений, чтобы они были одинаковы с общим углом атаки крыла. При этом подсасывающая сила будет наибольшей.

Подсасывающая сила может реализоваться на стреловидных и треугольных крыльях малого удлинения лишь при дозвуковом характере обтекания передних кромок. При переходе к сверхзвуковому режиму обтекания, связанному с появлением скачков уплотнения на кромках, появление подсасывающей силы невозможно, так как в этом случае импульс давления не может передаваться в среде против течения со сверхзвуковыми скоростями. Отрыв потока также ликвидирует эффект подсасывания.

Упрощенная линейная теория треугольного крыла, учитывающая пространственность обтекания (компонента скорости по оси z), позволяет определить коэффициент c_y в виде

$$c_y \approx \frac{\pi}{2} \lambda \alpha.$$

Отсюда

$$\frac{dc_y}{d\alpha} \approx \frac{\pi}{2} \lambda.$$

Результирующая аэродинамическая сила без учета сил трения (рис. 9.30) при наличии подсасывающей силы наклонена вперед

на угол $\alpha/2$ относительно нормали к хорде крыла. Следовательно, при наличии подсасывающей силы

$$c_{xi}=\frac{c_y^2}{\pi\lambda}=c_y\frac{\alpha}{2}, \qquad \frac{c_{xi}}{c_y^2}=\frac{1}{2\dfrac{dc_y}{d\alpha}}.$$

Если подсасывающая сила отсутствует, то результирующая сила перпендикулярна к хорде и коэффициент индуктивного сопротивления, т. е. сопротивления, связанного с созданием подъемной силы, будет

$$c_{xi}=c_y\alpha=\frac{2c_y^2}{\pi\lambda},$$

а

$$\frac{c_{xi}}{c_y^2}=\frac{1}{dc_y/d\alpha}.$$

Крылья малого удлинения и, в особенности, треугольные и оживальные очень широко применяются в ракетной и авиацион-

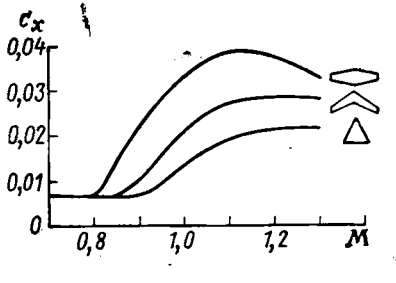


Рис. 9.31. Характеристики сопротивления крыльев трех форм в функции числа М

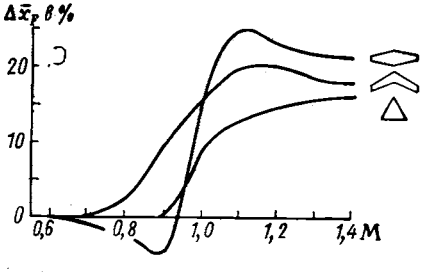


Рис. 9.32. Перемещение аэродинамического фокуса для крыльев трех форм в функции числа М

ной технике. Основным свойством таких крыльев является возможность реализации малой толщины. Преимуществом таких крыльев является малое лобовое (волновое) сопротивление при больших сверхзвуковых скоростях и сравнительно малое изменение положения аэродинамического фокуса при изменении скорости полета у треугольных крыльев. Эти положительные свойства достаются ценой снижения несущих свойств и повышения индуктивного сопротивления.

На рис. 9.31 показаны экспериментальные характеристики $c_x=f(M)$ для трех форм крыльев в околозвуковом диапазоне чисел М. Были исследованы прямое крыло с удлинением $\lambda=6$ и сужением $\eta=2$; стреловидное крыло с удлинением $\lambda=3{,}4$ и углом стреловидности $\chi=35°$; треугольное крыло с $\lambda=2{,}3$ и $\chi=52{,}5°$ по передней кромке. Рис. 9.32 иллюстрирует переме-

щение аэродинамического фокуса для тех же крыльев в том же диапазоне чисел M. Преимущество треугольного крыла очевидно.

На рис. 9.33 и 9.34 приведены результаты экспериментальных исследований двух моделей крыльев малого удлинения. Были испытаны прямоугольное крыло с остроносым профилем относительной толщины $\bar{c}=6\%$ и удлинением $\lambda=2$, а также треугольное крыло с таким же профилем и удлинением $\lambda=2{,}43$. Абсолютные величины размахов обеих моделей крыльев одинаковы. Значения c_x у треугольного крыла меньше, чем у прямоуголь-

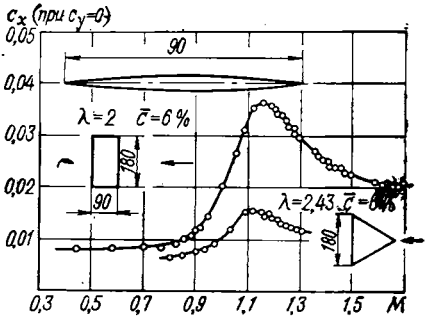


Рис. 9.33. Характеристики $c_x=f(M)$ для двух крыльев малого удлинения

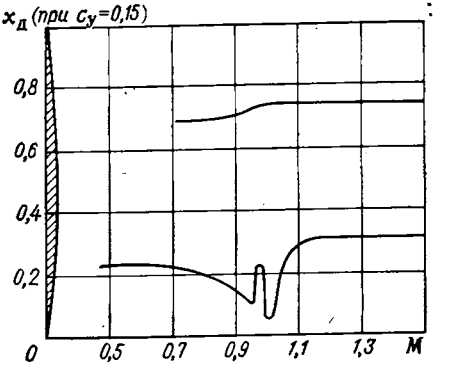


Рис. 9.34. Изменение положения центра давления для двух крыльев в зависимостн от числа M

ного крыла, а максимальное значение коэффициента c_x имеет место при $M=1{,}1—1{,}15$. Положение центра давления (см. рис. 9.34) у прямоугольного крыла изменяется в значительных пределах ($\Delta\bar{x}_д=0{,}26$), в то время как у треугольного крыла этот диапазон изменений составляет всего 0,04.

При анализе несущих свойств треугольного крыла было обнаружено сильное влияние на эти свойства угла стреловидности крыла. На рис. 9.35 показаны зависимости $c_y=f(\alpha)$ и $m_z=f_1(c_y)$ при малых скоростях. При малых углах атаки эти зависимости имеют характер, близкий к линейному, и хорошо согласуются с результатами линейной теории. Отклонение от линейного закона в протекании кривой $c_y=f(\alpha)$ раньше всего начинается у крыла с углом стреловидности $\chi=70°$, причем производная $\frac{dc_y}{d\alpha}$ увеличивается, а моментные характеристики обнаруживают тенденцию крыла к кабрированию. Увеличение нелинейного прироста несущих свойств крыла с возрастанием угла χ объясняется увеличением скоростей обтекания от воздействия мощных вихревых жгутов, показанных на рис. 9.28.

Характер изменения зависимостей $c_{y\,сеч}=f(\alpha)$ в разных сечениях треугольного крыла $\chi=60°$, параллельных плоскости сим-

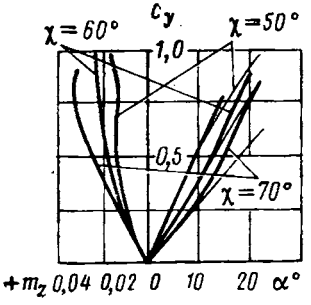


Рис. 9.35. Характеристики треугольных крыльев с углом стреловидности $\chi=50$, 60 и 70°

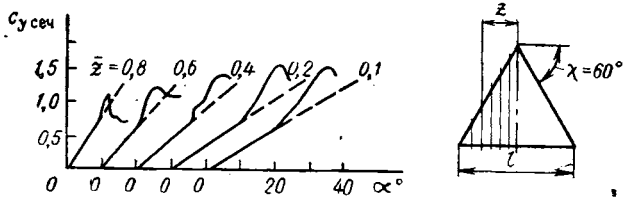


Рис. 9.36. Зависимости $c_{y\,сеч}=f(\alpha)$ для разных сечений треугольного крыла

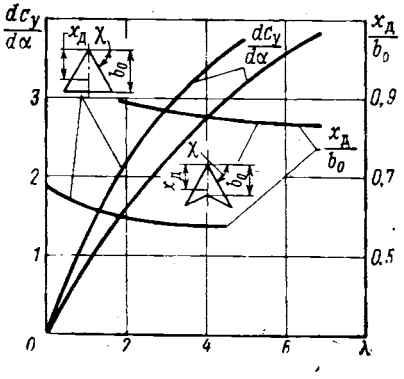


Рис. 9.37. Зависимости аэродинамических характеристик треугольных крыльев от удлинения λ

метрии крыла, при $M<1$ показан на рис. 9.36. Производная $\frac{dc_{y\,сеч}}{d\alpha}$ сильно возрастает по мере приближения к концам крыла; до угла атаки $\alpha=\sim 6—9°$ производная $\frac{dc_{y\,сеч}}{d\alpha}$ в заданном сечении сохраняет постоянную величину, при бо́льших значениях α производная $\frac{dc_{y\,сеч}}{d\alpha}$ увеличивается из-за воздействия вихревых жгутов. Это увеличение продолжается вплоть до срыва потока, проявляющегося у концов крыла при $\alpha=12°$, а в сечении $\bar{z}=0{,}1$ при $\alpha=35°$. То обстоятельство, что увеличение производной $\frac{dc_{y\,сеч}}{d\alpha}$ начинается раньше в концевых сечениях, объясняется опять-таки более интенсивным в этих зонах действием вихревых жгутов.

Рассмотрим, как влияет на величину производной $\frac{dc_y}{d\alpha}$ удлинение крыла, начиная от больших нормальных удлинений и кончая малыми порядка единицы при $M<1$. На рис. 9.37 (заимствованном из материалов ONERA) показана зависимость $\frac{dc_y}{d\alpha}$ и $\frac{x_д}{b_0}=f(\lambda)$ для треугольных крыльев с вырезами и без вырезов. Из графика видно очень большое влияние удлинения на величину производной $\frac{dc_y}{d\alpha}$, которая уменьшается с уменьшением удлинения по закону, близкому к параболическому. Графики на рис. 9.38, *а—д* характеризуют величины $\frac{dc_y}{d\alpha}$ и $\frac{dm_z}{dc_y}$ для крыльев разной формы в плане при разных числах M. Если для крыльев большого удлинения величина $\frac{dc_y}{d\alpha}$ обнаруживает значительное возрастание до чисел $M\approx 0{,}75$ с сильным уменьшением при $M\approx 0{,}8$ для прямого крыла (*а*), то при малых удлинениях эта зависимость не соблюдается и возрастание функции $\frac{dc_y}{d\alpha}=f(M)$ меньше (*в*). Кривая $\frac{dc_y}{d\alpha}=f(M)$ для треугольного крыла (*г*) не имеет заметного провала, характерного для кривых всех стреловидных и прямоугольных крыльев. Аэродинамический фокус прямоугольного крыла малого удлинения ($\lambda=1{,}15$) (см. рис. 9.38, *д*) перемещается по мере увеличения числа M в направлении к передней кромке и при $M=0{,}76$ даже выходит за пределы передней кромки, а при $M=0{,}9$ оказывается впереди крыла на 7% хорды.

Исследования прямоугольного крыла очень малого удлинения ($\lambda=1/5$) при $M<1$ были проведены Г. Ф. Бураго*. Установ-

* В военно-воздушной инженерной академии им. Н. Е. Жуковского.

лены большая S-образность кривых $c_y=f(\alpha)$ и очень малые значения коэффициента c_y. Увеличение относительной толщины $\bar{c}$ такого крыла, как видно из графика рис. 9.39, снижает как величину производной $\frac{dc_y}{d\alpha}$, так и значения коэффициента c_y.

В последнее время во многих аэродинамических лабораториях были проведены исследования готических крыльев. Эти крылья применяются при сверхзвуковых скоростях (M=2—3)

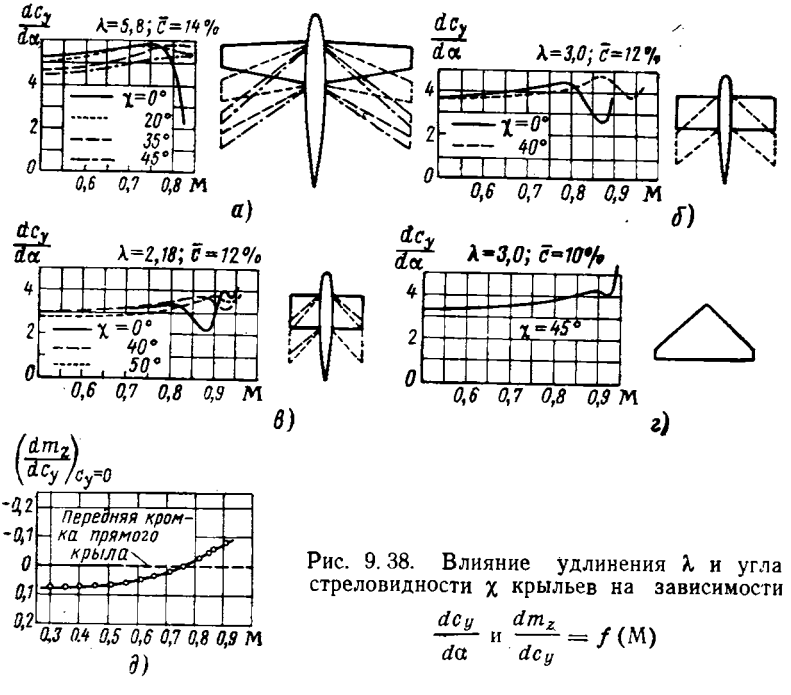


Рис. 9.38. Влияние удлинения λ и угла стреловидности χ крыльев на зависимости $\frac{dc_y}{d\alpha}$ и $\frac{dm_z}{dc_y}=f(M)$

и при околозвуковых скоростях, когда необходимы несколько повышенные значения c_y. Изучение готических крыльев показало, что вихревые жгуты, столь характерные для крыльев малого удлинения, приобретают здесь криволинейную форму и проходят сравнительно близко к боковым кромкам крыла. Эти жгуты вызывают большие местные повышенные скорости, приводят к большим местным разрежениям, возрастающим интенсивно с углами атаки. Форма крыла вызывает большие нагрузки в передней части крыла по сравнению с обычным треугольным крылом. Центр давления у готического крыла ($\bar{x}_д=0{,}5$ в долях максимальной хорды) лежит ближе к передней кромке, чем у треугольного, и тенденция к кабрированию у готического крыла меньше. Отрыв потока у готического крыла начинается позднее, чем у треугольного крыла, характер обтекания передних кромок

позволяет в большей степени, чем у треугольного крыла, реализовать подсасывающую силу.

Сравнение кривых $c_y=f(\alpha)$ для готического и треугольного крыльев приведено на рис. 9.40. Отклонение кривых от прямой

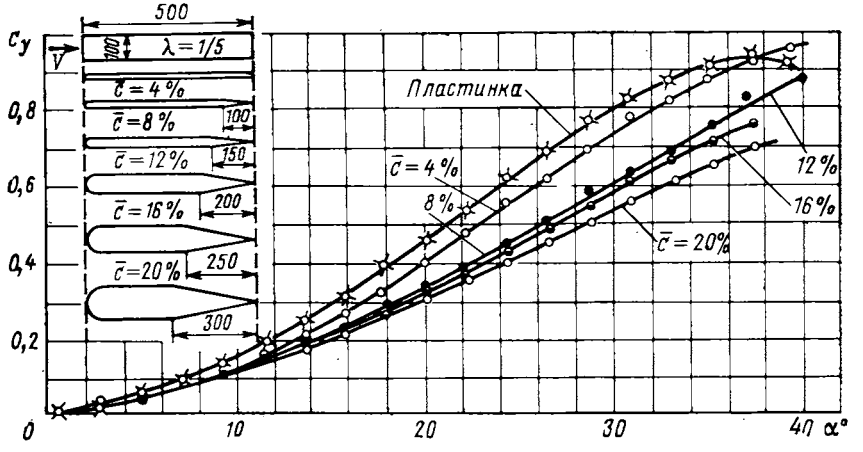


Рис. 9.39. Характеристики прямоугольного крыла с λ=1/5

больше у готического крыла, и отрезок прямой AC, который характеризует прирост коэффициента c_y, вызванный наличием вихревых жгутов, значительно больше соответствующего отрезка AB для треугольного крыла.

Крылья малого удлинения иногда подвергаются модификациям, которые могут оказать влияние как на величину максимального аэродинамического качества $\left(\frac{c_y}{c_x}\right)_{max}$, так и на поло-

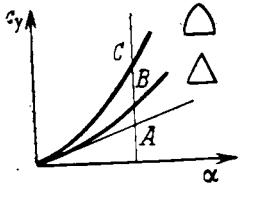


Рис. 9.40. Сравнение кривых $c_y=f(\alpha)$ для треугольного и готического крыльев

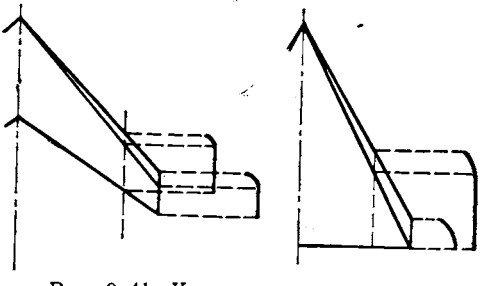


Рис. 9.41. Коническая крутка крыла

жение центра давления $\bar{x}_д$. Одна из таких модификаций называется конической круткой крыла и довольно широко применяется на треугольных крыльях. Она заключается (рис. 9.41)

в таком отгибе передней кромки крыла, когда лучами, идущими из вершины треугольника, образуется коническая поверхность. Опытами установлено, что коническая крутка крыла повышает аэродинамическое качество как в сжимаемой, так и в несжимаемой среде, а также усиливает эффект подсасывающей силы (пока нет чисто сверхзвукового обтекания). Лобовое сопротивление снижается в диапазоне $0{,}9<M<1{,}3$. Полезным свойством крыла с конической круткой является также благоприятное изменение величины коэффициента нулевого продольного момента c_{m0} по мере возрастания числа M.

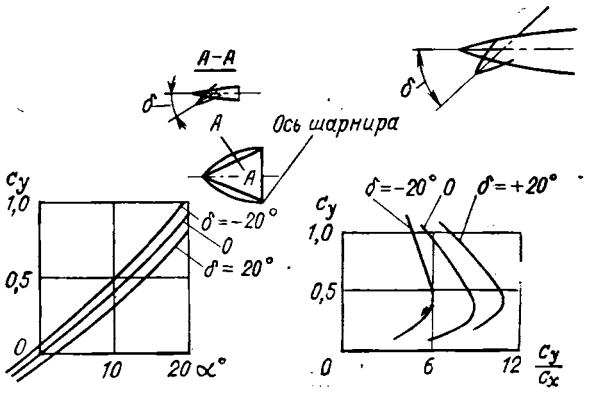


Рис. 9.42. Характеристики крыла с отогнутыми носками

Одним из возможных способов модификации крыла малого удлинения является отгиб носка крыла вниз, при котором изменяется эффективная вогнутость (рис. 9.42). Такой отгиб целесообразно применять, например, на крыльях с остроносыми профилями. Качество крыла при отгибе носка на ~20° увеличивается на ~25%. Отгиб носка вверх повышает подъемную силу, очевидно, за счет повышения скоростей, вызванного вихревыми жгутами, но качество крыла при этом понижается. Крыло, показанное на рис. 9.42, имеет угол стреловидности оси шарнира $\chi_{о.ш}=70°$ и относительную толщину профилей $\bar{c}=6\%$.

Эффективность устройств, повышающих величину $c_{y\,max}$, у треугольных и стреловидных крыльев обычно ниже, чем у прямых крыльев. В качестве иллюстрации на рис. 9.43 приведены результаты исследований большой серии треугольных и стреловидных крыльев, имевших симметричный профиль с $\bar{c}=8\%$, составленный из дуг парабол. Крылья имели форму треугольную, треугольную с вырезом, а также стреловидную ($\lambda=3$—4) с прямой и обратной стреловидностью. Обычные щитки были выпол-

нены с фиксированным положением шарниров, а выдвижные сдвигались полностью так, что передняя кромка щитка совпадала с задней кромкой крыла; хорда щитка треугольного крыла была также переменной, у стреловидного крыла постоянной хорды хорда щитка была постоянной.

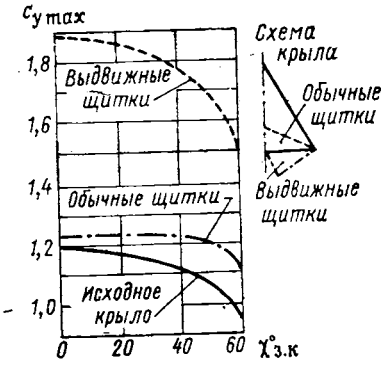


Рис. 9.43. Увеличение коэффициента $c_{y\,max}$ у треугольных и стреловидных крыльев при отклонении щитков

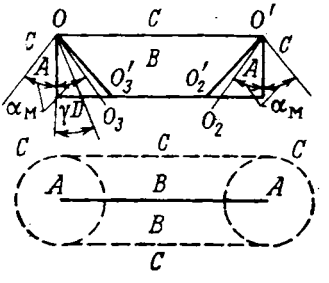


Рис. 9.44. Обтекание прямоугольного крыла сверхзвуковым потоком

4. КРЫЛО КОНЕЧНОГО РАЗМАХА В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

При сверхзвуковом обтекании прямоугольного крыла конечного размаха, как на самом крыле, так и в непосредственной близости от него, можно выделить три характерные зоны (рис. 9.44). Первая — зона A, лежащая внутри конусов возмущений, характеризуется тем, что в ней сказывается влияние концов крыла. Зона B характеризуется такими же условиями обтекания, как и крыло бесконечного размаха, т. е. концы крыла не влияют на характер обтекания в этой зоне. В зону C не передаются возмущения ни от одной из точек крыла. Следовательно, если мы хотим создать крыло, на которое не влияют концевые участки, достаточно придать ему форму $OO_1O_2'O_3'$. У такого крыла все сечения будут работать как в условиях крыла бесконечного размаха. При меньшем размахе крыла картина может усложниться и области влияния могут накладываться друг на друга, например, при определенных условиях линии возмущений OO_3 и O_1O_2 могут пересекаться в пределах крыла.

Рассмотрим действие эффекта скольжения при скоростях полета, бо́льших скорости звука a. Пока скорость потока V, набегающего на профиль крыла, меньше скорости a, эффект скольжения сводится к увеличению $M_{кр}$. При скорости V, большей скорости a, устанавливается сверхзвуковое обтекание и появляется волновое сопротивление. Если принять коэффициент

волнового сопротивления при малом угле атаки и нулевой вогнутости профиля (ромбовидный профиль)

$$c_{x_в} = \frac{4\bar{c}^2}{\sqrt{M^2-1}},$$

то можно получить выражение для силы волнового сопротивления прямого крыла единичной площади в следующем виде:

$$Q_в = c_{x_в}\frac{\rho V^2}{2} = \frac{2\rho\bar{c}^2}{\sqrt{M^2-1}}V^2. \qquad (9.27)$$

У скользящего крыла бесконечного размаха при сверхзвуковом обтекании сила волнового сопротивления в аналогичных условиях

$$Q_{в\,\chi} = \frac{2\rho\bar{c}^2}{\sqrt{M^2\cos^2\chi-1}}V^2\cos^2\chi.$$

Эта сила направлена по перпендикуляру к передней кромке крыла. Сила волнового сопротивления, действующая в направлении набегающего потока:

$$Q'_{в\,\chi} = Q_{в\,\chi}\cos\chi = \frac{2\rho\bar{c}^2}{\sqrt{M^2\cos^2\chi-1}}V^2\cos^3\chi. \qquad (9.28)$$

Отношение сил волнового сопротивления для скользящего и прямого крыльев

$$\frac{Q'_{в\,\chi}}{Q_в} = \frac{\sqrt{M^2-1}}{\sqrt{M^2\cos^2\chi-1}}\cos^3\chi.$$

Аналогично случаю для крыла бесконечного размаха можно получить правила подобия и для удлинения $\lambda \neq \infty$. Для случая полностью дозвукового обтекания у приведенного крыла:

$$\frac{\bar{c}_{пр}}{\bar{c}} = \frac{a_{пр}}{a} = \frac{\lambda_{пр}}{\lambda} = \frac{\operatorname{ctg}\chi_{пр}}{\operatorname{ctg}\chi} = \sqrt{1-M_\infty^2}.$$

Заметим, что $\lambda_{пр}\operatorname{tg}\chi_{пр} = \lambda\operatorname{tg}\chi$.

При полностью сверхзвуковом обтекании: $\frac{\bar{c}_{пр}}{\bar{c}} = \frac{a_{пр}}{a} = \frac{\lambda_{пр}}{\lambda} =$

$$= \frac{\operatorname{ctg}\chi_{пр}}{\operatorname{ctg}\chi} = \sqrt{M_\infty^2-1}.$$

Напомним, что приведенное крыло соответствует условиям несжимаемого потока.

Рассмотрим в качестве примера треугольное крыло (рис. 9.45). Введем величину $\psi = \operatorname{tg}\chi/\sqrt{M^2-1}$, называемую

параметром стреловидности. Установим связь между параметром ψ и углом $\alpha_м$ при вершине конуса возмущений:

$$\psi=\frac{\operatorname{ctg}(90^\circ-\chi)}{\operatorname{ctg}\alpha_м}=\frac{\operatorname{tg}\chi}{\operatorname{tg}(90^\circ-\alpha_м)}, \qquad (9.29)$$

так как

$$\operatorname{tg}\alpha_м=\frac{1}{\sqrt{M^2-1}} \quad \text{и} \quad \cos^2\chi=\frac{1}{1+\psi^2(M^2-1)}.$$

Как видно, отношение волновых сопротивлений крыльев есть функция параметра стреловидности ψ и числа М.

Возможны три случая: $\psi=1$; $\psi>1$; $\psi<1$. Эти случаи соответствуют условиям, при которых образующая конуса возмущений, выходящего из вершины крыла (см. рис. 9.45): 1) совпа-

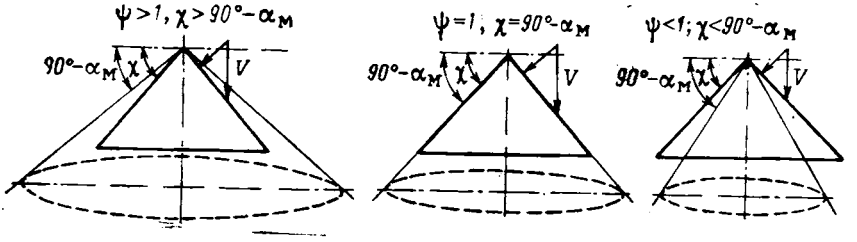


Рис. 9.45. Дозвуковая, звуковая и сверхзвуковая передние кромки крыла

дает с передней кромкой крыла, 2) проходит вне передней кромки, так что все крыло лежит внутри конуса возмущений, 3) лежит внутри угла, образованного передними кромками, так что часть крыла находится вне конуса возмущений в зоне сверхзвуковых скоростей. Первый случай $V\cos\chi=a$ соответствует «звуковой передней кромке»; второй случай $V\cos\chi<a$—«дозвуковой передней кромке»; третий $V\cos\chi>a$ — «сверхзвуковой передней кромке». С точки зрения величины волнового сопротивления наиболее благоприятен второй случай. Первый случай является граничным при переходе от дозвуковой к сверхзвуковой передней кромке. Подобная номенклатура распространяется и на заднюю и боковую кромки. Пользуясь этим понятием, можно, например, утверждать, что стреловидное крыло выгоднее прямого с точки зрения волнового сопротивления только до определенных чисел М полета, после чего это преимущество утрачивается. Так, при $\chi=45^\circ$ таким предельным числом является $M=\sqrt{2}$.

Введенные понятия «дозвуковая» и «сверхзвуковая» кромки условны, так как они получены на основании приближенной линейной теории, однако они имеют практическое применение.

На рис. 9.46 приведена фотография обтекания модели самолета, полученная методом полос в сверхзвуковом потоке аэро-

динамической трубы. Очевидно, что мы наблюдаем дозвуковую переднюю кромку и параметр $\psi>1$.

У стреловидного или треугольного крыла в сверхзвуковом потоке зоны индукции будут выглядеть несколько иначе, чем в случае прямоугольного крыла, показанного на рис. 9.44. Схема, приведенная на рис. 9.47, показывает, что зоны влияния располагаются не только на концах стреловидного крыла, но и посередине (зона A). Зона B, соответствующая обтеканию скользящего с углом χ крыла бесконечного размаха, находится между зонами A; крыло на рис. 9.47 имеет сверхзвуковую переднюю кромку, т. е. параметр $\psi<1$. Задняя кромка в рассматриваемом примере сверхзвуковая, а боковые — дозвуковые.

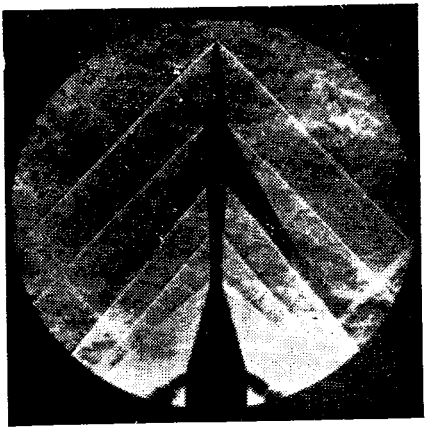


Рис. 9.46. Картина обтекания модели самолета с дозвуковой передней кромкой, полученная методом полос

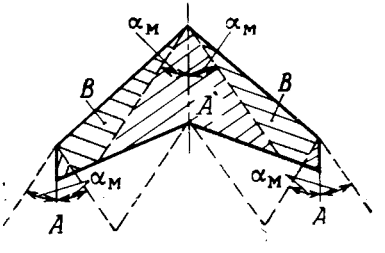


Рис. 9.47. Сверхзвуковое обтекание стреловидного крыла

После рассмотрения общих понятий и определений оценим аэродинамические характеристики крыльев в сверхзвуковом потоке. Коэффициент давления $\bar{p}$ на скользящем крыле бесконечного удлинения (независимо от профиля крыла) можно определить по коэффициенту давления для прямого крыла как

$$\bar{p}(\chi,\ M)=\bar{p}(\chi=0,\ M)\frac{\sqrt{M^2-1}}{\sqrt{M^2-\operatorname{tg}^2\chi-1}}=\bar{p}(\chi=0,\ M)\frac{1}{\sqrt{1-\psi^2}}. \tag{9.30}$$

Связь между коэффициентами подъемной силы для прямого и скользящего крыльев можно представить в виде

$$c_y(\chi,\ M)=c_y(\chi=0,\ M)\frac{1}{\sqrt{1-\psi^2}}. \tag{9.31}$$

Рассмотрим прямоугольное крыло произвольного удлинения со сверхзвуковой передней кромкой и дозвуковыми боковыми

кромками (см. рис. 9.44). Пользуясь правилами подобия, выразим удлинение крыла как $\lambda\sqrt{M^2-1}$. Коэффициент давления на участке крыла $OO_1O_2O_3$ постоянен и равен $\bar{p}_\infty$. Коэффициент давления в зонах влияния боковых кромок будет постоянным вдоль произвольных лучей OD, причем на линии OO_3 этот коэффициент равен $\bar{p}_\infty$, а на боковой кромке соответствует давлению внешней среды p_0. Отношение коэффициентов в зоне влияния A и на крыле в зоне B будет:

$$\frac{\bar{p}_A}{\bar{p}_\infty}=\frac{2}{\pi}\arcsin\sqrt{\frac{\operatorname{tg}\gamma}{\operatorname{tg}\alpha_M}}. \qquad (9.32)$$

На рис. 9.48 показан характер изменения давления в зоне A. Для коэффициентов подъемной силы получим выражение

$$c_{y\,кр}=c_{y\,пл}\left(1-\frac{1}{2\lambda\sqrt{M^2-1}}\right)=\frac{4\alpha}{\sqrt{M^2-1}}\left(1-\frac{1}{2\lambda\sqrt{M^2-1}}\right). \qquad (9.33)$$

Эти зависимости пригодны для условия $\lambda\sqrt{M^2-1}\geqslant 2$, т. е. пока прямые OO_3 и O_1O_2 не пересекаются.

Центр давления рассматриваемого крыла будет смещаться назад к середине крыла с возрастанием величины $\lambda\sqrt{M^2-1}$.

Рассмотрим характеристики треугольных крыльев. Величины местных давлений на пластинке, имеющей треугольную форму в плане, можно найти по теории конических течений, согласно которой эти давления постоянны вдоль радиуса-вектора, исходящего из вершины конуса под углом γ. Коэффициент давления на треугольном крыле можно определить по графику рис. 9.49. Здесь по оси ординат нанесен коэффициент $\bar{p}\sqrt{M^2-1}$, отнесенный к углу атаки α, а по оси абсцисс параметр ω, равный

$$\omega=\operatorname{tg}\gamma/\operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{2}-\chi\right).$$

Случай $\omega=1$ соответствует радиусу-вектору, направленному по передней кромке крыла. Все кривые построены при постоянных значениях параметра стреловидности ψ. При $\psi=1$, что соответствует звуковой передней кромке, коэффициент $\bar{p}$ стремится к бесконечности у передних кромок крыла (конечно, без учета вязкости). При $\psi<1$, т. е. при сверхзвуковой передней кромке, эпюра нагружения все более выравнивается. При дозвуковой передней кромке ($\psi>1$) величина $\bar{p}$ у передних кромок сильно возрастает, стремясь к бесконечности.

Величина подъемной силы треугольного крыла, которую принято оценивать по значениям производной $\frac{dc_y}{d\alpha}$, зависит от параметра стреловидности ψ. На рис. 9.50 показана зависимость отношения производной для треугольного крыла $\left(\frac{dc_y}{d\alpha}\right)_\Delta$ к про-

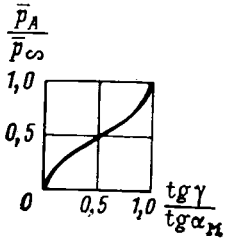


Рис. 9.48. К определению коэффициента давления в зонах влияния боковых кромок

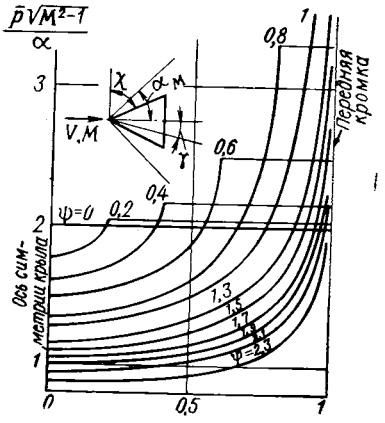


Рис. 9.49. К определению коэффициента давления на треугольном крыле при сверхзвуковом обтекании

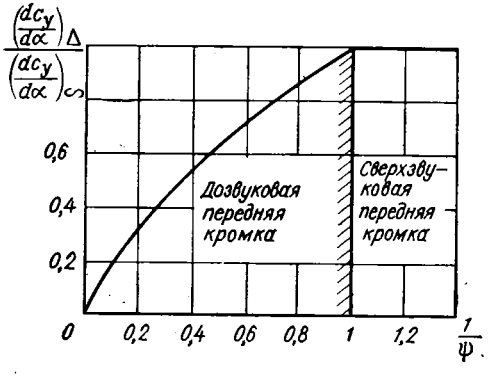


Рис. 9.50. Изменение отношения производных подъемной силы в зависимости от параметра стреловидности $1/\psi$

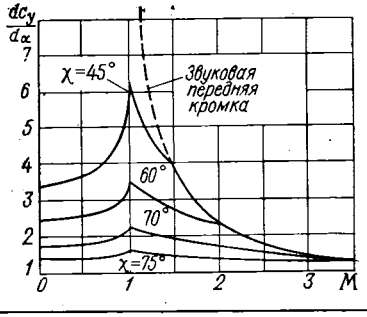


Рис. 9.51. Зависимость производной $dc_y/d\alpha$ треугольных крыльев от числа M

изводной для крыла бесконечного размаха $\left(\frac{dc_y}{d\alpha}\right)_\infty$ при одном и том же числе M от параметра $1/\psi$. При дозвуковой передней кромке, когда параметр $1/\psi$ возрастает от 0 до 1, отношение указанных производных также возрастает до единицы. Сверхзвуковая передняя кромка $\left(\frac{1}{\psi}>1\right)$ соответствует отношению производных, равному единице. Значения производной $\frac{dc_y}{d\alpha}$ для треугольных крыльев в функции числа M показаны на рис. 9.51.

Лобовое сопротивление треугольного крыла при сверхзвуковом обтекании состоит из волнового сопротивления, сопротив-

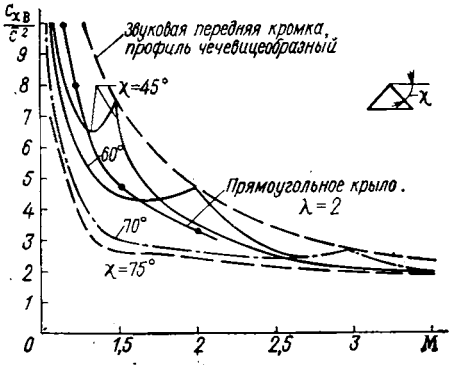


Рис. 9.52. Волновое сопротивление разных форм крыльев

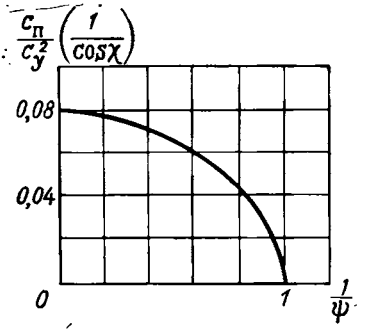


Рис. 9.53. Коэффициент подсасывающей силы $c_п$ для треугольных крыльев

ления трения и сопротивления, обусловленного созданием подъемной силы, или, иначе, индуктивного сопротивления. Характеристики волнового сопротивления приведены на графиках рис. 9.52 (построенных на основе линейной теории) в виде зависимости параметра $c_{x\,в}/\bar{c}^2$ от числа M для разных форм крыльев. На графиках указаны значения коэффициентов при нулевом угле атаки; при изменении угла атаки возникает волновое сопротивление $c_{x\,в\alpha}$, зависящее от угла атаки. Сопротивление трения при предварительном проектировании можно рассчитать по данным, приведенным в гл. VI и VII.

Рассмотрим характеристики крыла, связанные с индуктивным сопротивлением. Изменение количества движения, определенное на бесконечности, от действия скоростей, индуцированных системой свободных вихрей крыла, составляет дополнительную силу — индуктивное сопротивление, имеющее место при дозвуковых и сверхзвуковых скоростях. При сверхзвуковой передней кромке, в потоке без трения, коэффициент индуктивного сопротивления c_{xi} равен проекции коэффициента нормальной силы c_{y1}

на направление набегающей скорости. Если передняя кромка дозвуковая, то вокруг нее происходит перетекание воздуха и может возникнуть подсасывающая сила, обусловливаемая разрежением в области передней кромки (об этой силе уже говорилось ранее). Таким образом, подсасывающая сила как бы уменьшает индуктивное сопротивление:

$$c_{xi} = c_y \alpha - c_п.$$

Коэффициент подсасывающей силы $c_п$ для треугольного крыла можно подсчитать по следующей зависимости:

$$c_п = \frac{c_y^2}{4\pi} \frac{\sqrt{1 - M^2 \cos^2 \chi}}{\cos \chi}. \qquad (9.34)$$

Пользуясь параметром стреловидности $1/\psi$, можно построить график для нахождения коэффициента $c_п$ (рис. 9.53).

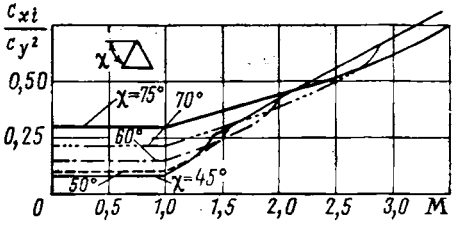


Рис. 9.54. Индуктивное сопротивление треугольных крыльев

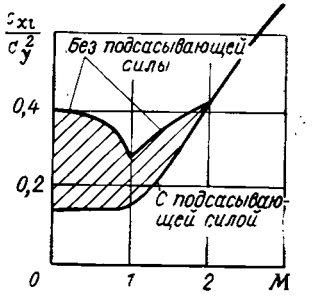


Рис. 9.55. Эффект подсасывающей силы для треугольного крыла $\chi = 60°$

Подсасывающая сила не может быть реализована во всех случаях, когда разрежение у передней кромки крыла мало, как это имеет место для остроносых профилей, а также во всех случаях, когда у передней кромки реализуется срыв потока.

Основные зависимости для коэффициента индуктивного сопротивления c_{xi} уже были рассмотрены на стр. 309. На рис. 9.54 показаны расчетные величины c_{xi}/c_y^2, характеризующие индуктивное сопротивление в зависимости от числа M. На рис. 9.55 показано оптимально возможное влияние подсасывающей силы на величину c_{xi}. Однако в опытных значениях индуктивного сопротивления реализуется примерно половина от определенного теоретически эффекта подсасывающей силы. Очевидно, реализация эффекта подсасывающей силы в реальной вязкой среде до сих пор вызывает затруднения, хотя и представляет несомненный интерес.

Центр давления треугольных крыльев в дозвуковой области обтекания находится примерно на 39% центральной хорды,

а начиная с числа $M=1$ центр располагается на 66,6% этой же хорды.

При проектировании гиперзвуковых аппаратов одной из возможных схем является схема типа «летающее крыло», представляющая собою крыло малого удлинения, расширяющееся в на-

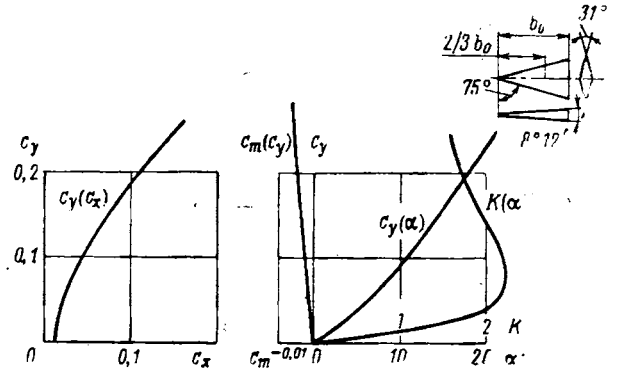


Рис. 9.56. Характеристики гиперзвукового аппарата типа «летающее крыло» (без учета сопротивления трения)

правлении к корме аппарата в форме клина и утолщенное в плоскости симметрии. Схема одного из таких аппаратов показана на рис. 9.56. По передней кромке угол стреловидности $\chi=75°$, носок оформлен в виде полусферы, угол клинообразного

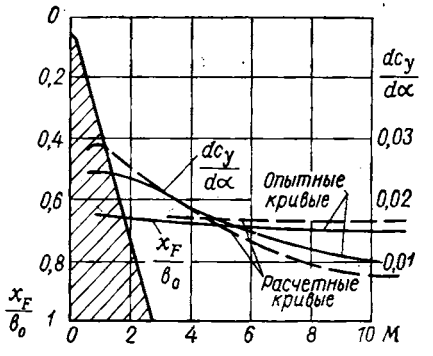


Рис. 9.57. Характеристики гиперзвукового аппарата типа «летающее крыло»

расширения к корме составляет 8,12°, угол бокового клинообразного сужения от плоскости симметрии к боковым кромкам — 31°. На рис. 9.56 показаны основные характеристики, полученные

расчетом по формулам Ньютона, не зависящие от числа M. В расчете силы трения не учтены. Значительную часть сопротивления составляет сопротивление полусферической носовой части; оно составляет 37% полного сопротивления при $\alpha=0$ и 15% при $\alpha=9°$. Максимальная величина аэродинамического качества $K_{max}=2{,}3$ при $\alpha=9°$. На рис. 9.57 приведены расчетные и опытные величины $\frac{dc_y}{d\alpha}$ и $\frac{x_F}{b_0}$ для того же аппарата. Положение фокуса соответствует примерно 2/3 центральной хорды и немного смещается назад по мере возрастания числа M.

Глава X

ТЕЛА ВРАЩЕНИЯ

1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Тела вращения находят широкое применение в авиационной и ракетной технике. Первоначальные сведения в области аэродинамики тел вращения были получены из решения артиллерийских и баллистических задач. Позднее, с появлением самолетов и ракет, многие элементы которых представляют собой тела вращения (фюзеляжи, корпуса, гондолы двигателей и т. д.), эта область аэродинамики получила дальнейшее серьезное развитие. На рис. 10.1 показаны некоторые формы таких тел вращения. Обычно тело вращения, летящее со сверхзвуковыми скоростями, имеет заостренную головную часть с линейной (конической), оживальной или параболической формой образующих. Средняя часть тела вращения обычно цилиндрическая. Кормовая часть при $M>1$ может быть заостренной или заканчивается так называемым донным срезом, который имеет площадь, бо́льшую, меньшую или равную площади поперечного сечения средней цилиндрической части. Образующая оживальной головной части тела вращения является дугой круга; она сопрягается с цилиндрической частью по касательной (касательная оживальная часть) или образует в точке сопряжения некоторый излом (секущая оживальная часть) (рис. 10.2).

Запишем уравнение кривой для оживальной головной части в безразмерной форме:

$$\bar{r}=2\bar{R}\left\{\left[1-\frac{\lambda_м^2}{\bar{R}^2}(\bar{x}-1)^2\right]^{1/2}-1\right\}+1. \qquad (10.1)$$

Здесь

$$\bar{r}=\frac{r}{r_м};$$

$r_м$ — радиус миделевого сечения;

$\bar{R}=\dfrac{R}{2r_м}$ — радиус оживальной образующей в калибрах;

$\lambda_м=\dfrac{x_м}{2r_м}$ — удлинение головной части в калибрах;

$\bar{x}=\dfrac{x}{x_м}$ — относительная текущая координата сечения.

Для того чтобы построить образующую оживальной головной части тела, необходимо задаться калибром $d_м = 2r_м$ и удлинением $\lambda_м$. Большее заострение головной части тела получается при секущей оживальной части, а самое большее заострение — при ее конической форме.

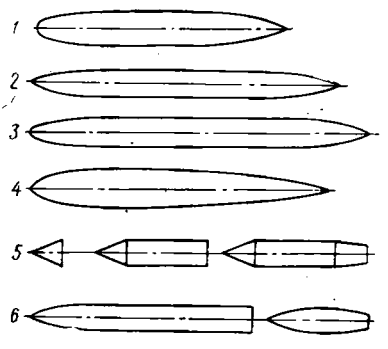


Рис. 10.1. Формы тел вращения

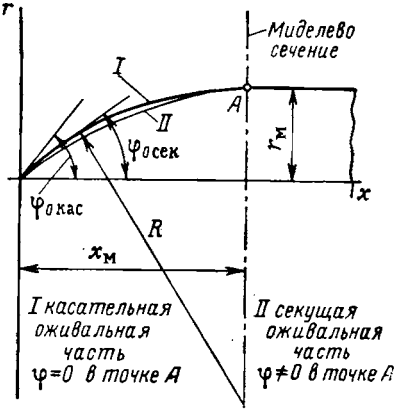


Рис. 10.2. Оживальные головные части

Головные части могут иметь параболическую форму образующих. В безразмерном виде эта форма может быть выражена следующим образом:

$$\bar{r} = \bar{x}(2 - \bar{x}). \qquad (10.2)$$

Здесь использованы те же обозначения, что и в формуле (10.1).

В практических условиях встречаются так называемые «степенные» формы образующих для головных частей, определяемые уравнением

$$\bar{r} = \bar{x}^n.$$

Широкое применение получила форма головной части, соответствующая показателю $n \approx 0{,}75$. При $n = 0$ головная часть приобретает сферическую форму; показателю $n = 1$ соответствует коническая форма.

Коэффициенты аэродинамических сил и моментов тел вращения определяются в соответствии с общими правилами стандартизованных осей координат и обозначений (см. Приложение в конце книги).

Характерным для тел вращения с донным срезом кормовой части является так называемое донное давление $p_д$, которое действует непосредственно на площадь донного среза. Зная ве-

личину этого давления, легко определить осевую силу $X_{1д}$, действующую на донный срез и ее коэффициент $c_{x\,1д}$:

$$X_{1д}=(p_д-p_\infty)S_д=c_{x1д}qS_м=c_{x1д}\frac{M^2}{2}p_\infty S_м,$$

$$c_{x1д}=\bar{p}_д\bar{S}_д,$$

где

$$\bar{p}_д=\frac{p_д-p_\infty}{q};\quad \bar{S}_д=\frac{S_д}{S_м};\quad S_м=\pi r_м^2.$$

$S_д$ и $S_м$ — площади донного среза и миделевого сечения соответственно;

p_∞, q, M — статическое давление, скоростной напор и число M набегающего потока.

При решении теоретических задач обтекания тел вращения, при экспериментальном определении полей местных скоростей и давления, а также при других практических приложениях очень часто наряду с обычными стандартизованными декартовыми осями координат пользуются цилиндрическими и сферическими осями.

При рассмотрении пространственной задачи обтекания тел вращения обычно ограничиваются тонкими телами, расположенными под малыми углами атаки. При таких условиях можно считать, что возмущения обтекания, вызванные телом, также малы. Такое обтекание называют условно линеаризированным, так как описывающие его уравнения могут быть сведены к линейным уравнениям. Параметры линеаризированного обтекания очень мало отличаются от параметров начального невозмущенного потока. Линеаризированное обтекание является изэнтропическим. При сверхзвуковом обтекании это соответствует случаю, когда в силу малости и тонкости тела интенсивность головного скачка уплотнения столь мала, что он может считаться простой волной возмущения. Поэтому условия линеаризации становятся очень сомнительными как в зонах интенсивного торможения потока, так и в зонах мощных криволинейных скачков, где создаются изменения энтропии и развивается сильная завихренность потока.

2. ОСОБЕННОСТИ ОБТЕКАНИЯ ТЕЛ ВРАЩЕНИЯ

Определение аэродинамических характеристик круглого конуса представляет собой одну из наиболее типичных и практически важных задач аэродинамики тел вращения. При переходе от плоской задачи обтекания клина к пространственной задаче обтекания конуса имеет место принципиальное отличие. Это отличие заключается в том, что при пространственном обте-

кании частица воздуха может отклоняться во все стороны от начального направления движения, тогда как при плоском обтекании существуют только два возможных направления отклонения. Эта дополнительная степень свободы в перемещении частицы приводит, например, к тому, что при обтекании конуса давление изменяется меньше, чем при обтекании клина.

При дозвуковых скоростях обтекания коэффициент минимального лобового сопротивления конуса при угле полураствора $\varphi_к = 30°$ составляет $c_{x0} = 0{,}51$, а при угле $\varphi_к = 15°$—соответственно равен 0,328. Конус с углом $\varphi_к = 10°$ с полусферической кормовой частью имеет коэффициент $c_{x0} = 0{,}16$, а для полусферы с коническим стекателем этот коэффициент составляет $c_{x0} = 0{,}088$. На значения этого коэффициента большое влияние оказывает донное давление, о котором будет сказано ниже.

Интерес к коническим или близким к ним по форме поверхностям появился в аэродинамике, главным образом, в связи со сверхзвуковыми и гиперзвуковыми скоростями. Рассмотрим некоторые характеристики кругового конуса при симметричном обтекании.

В условиях околозвукового обтекания ($M \geqslant 1$) основные аэродинамические коэффициенты, такие, например, как коэффициент давления и коэффициент волнового сопротивления, зависят от параметра подобия $K_{ок}$. Этот параметр можно выразить как

$$K_{ок} = \frac{M^2 - 1}{(\varkappa + 1)\varphi_к^2}. \qquad (10.3)$$

При моделировании обтекания в аэродинамических трубах, а также при расчетах необходимо выдерживать равенство величин $K_{ок}$.

В условиях околозвукового обтекания ($M \geqslant 1$) основные аэрослужат коэффициенты $K_{1св}$ и $K_{2св}$, из которых $K_{1св} = M\varphi_к$ является функцией полуугла при вершине конуса, а $K_{2св} = \alpha/\varphi_к$ зависит от угла атаки и при осесимметричном обтекании может не учитываться. Указанные параметры подобия действительны только для тонких конусов и малых углов атаки и имеют отношение лишь к силам, возникающим от действия нормальных к поверхности конуса давлений. Силы поверхностного трения и донного давления не могут быть определены при помощи параметров $K_{1св}$ и $K_{2св}$.

Аэродинамические характеристики конуса зависят от угла наклона головного скачка уплотнения $\theta_{ск}$. Этот угол определяют обычно расчетным путем. На рис. 10.3 приведены значения угла наклона головного скачка уплотнения у конусов при разных числах M. Как видно, для каждого конуса при заданном числе M существуют два режима: первый режим, соответствующий меньшему углу скачка, который является присоединенным, и второй

режим, соответствующий большему углу скачка и характеризующийся образованием отсоединенной головной волны. На рис. 10.4 показаны спектры обтекания с присоединенным скачком и отсоединенной волной.

В непосредственной близости от носка конуса при сверхзвуковом обтекании могут наблюдаться дозвуковые скорости даже при наличии присоединенного скачка. В качестве примера на

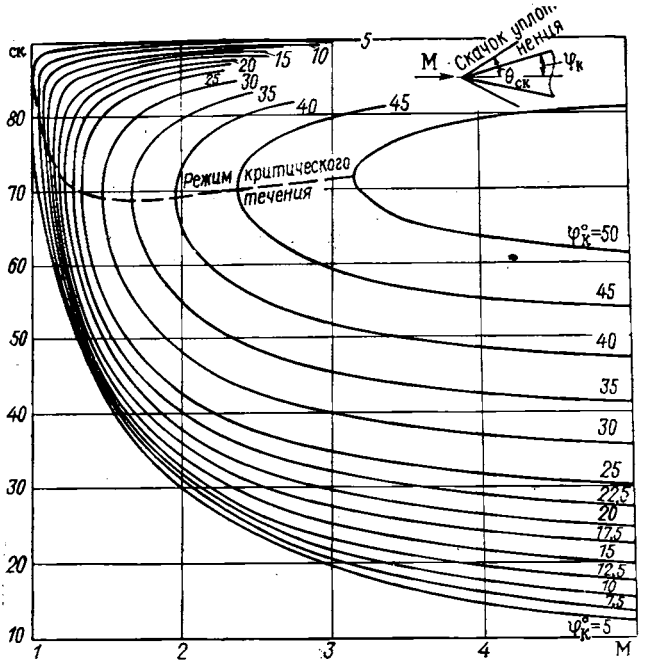


Рис. 10.3. Изменение угла наклона скачка уплотнения у конусов в зависимости от числа M

рис. 10.5 приведены опытные данные по распределению скоростей в окрестности конической головной части, сопряженной с цилиндром. Штриховкой показана зона дозвуковых скоростей, которая по мере возрастания числа M набегающего потока уменьшается. При обтекании с образованием отсоединенной головной волны всегда имеет место зона дозвуковых скоростей; звуковая линия, ограничивающая эту зону, начинается обычно в точке излома тела при переходе от конуса к цилиндру (см. рис. 10.5). На рис. 10.6 показана связь между числом M и критическим углом полураствора конуса $\varphi_{к.кр}$, при достижении которого возникает отсоединенная головная волна.

Экспериментальные исследования ударного слоя, т. е. зоны между телом и головной волной при больших значениях M, пока-

зывают, что по мере увеличения числа M набегающего потока толщина этого слоя δ уменьшается. На рис. 10.7а показаны формы головной волны, полученные из экспериментов для полу-

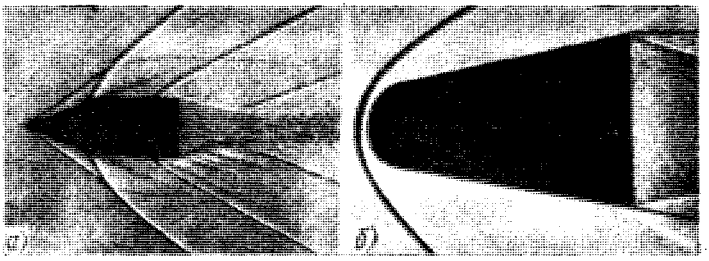


Рис. 10.4. Спектры сверхзвукового обтекания:

а—присоединенный головной скачок уплотнения; *б*—отсоединенная головная волна

сферы. Статическое давление в ударном слое при сравнительно малых числах M увеличивается в направлении от стенки, а при M=5 и выше сохраняет почти постоянное значение; полный изэнтропический напор возрастает в слое по направлению от стенки. Местные числа $M_{мест}$ в ударном слое (рис. 10.7б), начиная от

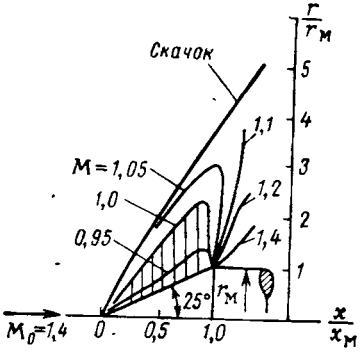


Рис. 10.5. Распределение скоростей в окрестности конической головной части при M=1,4

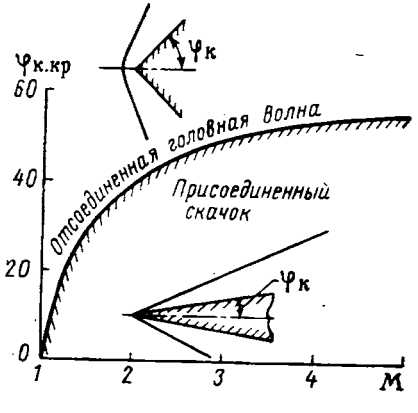


Рис. 10.6. Критический угол полураствора конуса, при котором возникает отсоединенная головная волна

угла θ=45°, везде превышают единицу и возрастают в направлении от стенки. Эксперимент был проведен при числе Re= $=15\cdot10^6$ и подтвердил возможность использования расчетных методов интегральных соотношений для определения характеристик ударного слоя.

Рассмотрим вкратце вопрос о распределении давления на поверхности тел вращения. Результаты экспериментов показывают, что постоянство давления на поверхности конуса (условие коничности течения) соблюдается до тех пор, пока на поверхности конуса не появится скорость, равная звуковой. На рис. 10.8 приведены данные для случая обтекания конуса со скоростью набегающего потока, соответствующей M=2,45, при котором обеспечивается постоянство давления на поверхности конуса вплоть до угла $\varphi_к = 42{,}5°$. При бо́льших углах полураствора конуса $\varphi_к$

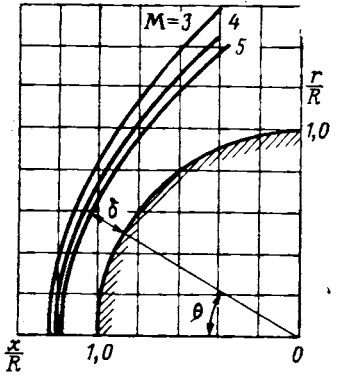


Рис. 10.7а. Формы головной волны для полусферы (экспериментальные данные)

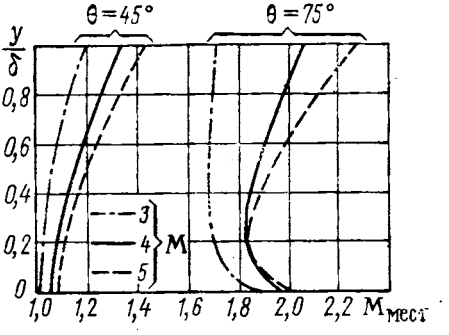


Рис. 10.7б. Местные числа $M_{мест}$ в ударном слое полусферы при различных числах M набегающего потока (экспериментальные данные)

постоянство давления уже не соблюдается, что и иллюстрируется рис. 10.8. На протекании приведенных кривых сказываются удлинение конуса и условия сопряжения конуса с цилиндром. В рассматриваемом случае скачок был присоединенным к вершине конуса.

Рис. 10.9 характеризует изменение коэффициента давления $\bar{p}_к$ на поверхности конуса в зависимости от числа M при разных углах полураствора $\varphi_к$. Углы полураствора в принятых пределах обеспечивают сохранение постоянства давления на поверхности конуса.

На рис. 10.10а показано распределение давления $\bar{p}$ по телу вращения, состоящему из конических носовой и кормовой частей и средней цилиндрической части при общей длине тела, равной 7 калибрам. В точках излома тела наблюдаются резкие изменения давления.

На рис. 10.10б приведена эпюра распределения давления в меридиональном сечении по поверхности тела вращения с оживальными носовой и кормовой частями. Относительная длина тела та же, что и у тела вращения, показанного на рис. 10.10а.

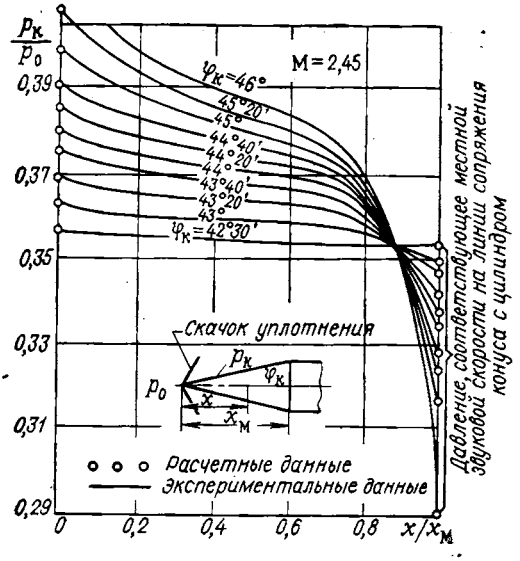


Рис. 10.8. Распределение давления на поверхности конусов при M=2,45 при больших углах полураствора конуса $\varphi_к$

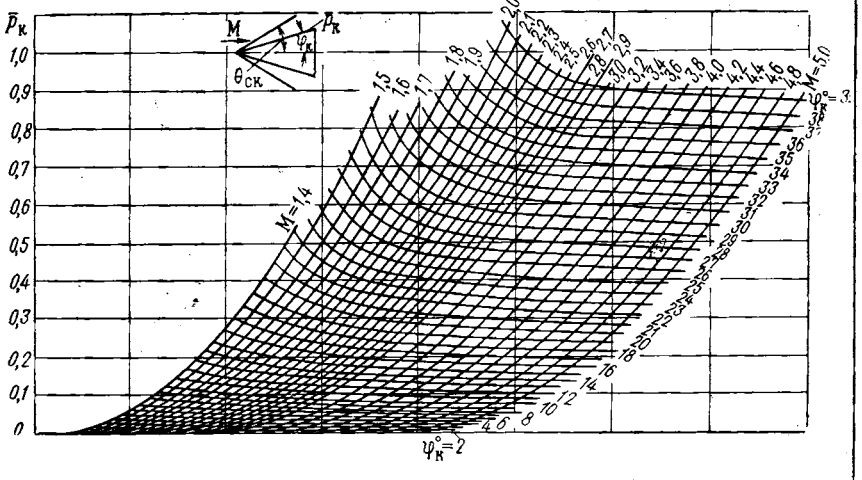


Рис. 10.9. Изменение коэффициента давления $\bar{p}_к$ на поверхности конуса в зависимости от числа M при разных углах полураствора конуса $\varphi_к$

На рис. 10.11 показаны схемы эпюр давления для разных форм носовых частей тел вращения.

При гиперзвуковых скоростях обтекания коническая присоединенная волна уплотнения подходит вплотную к поверхности тела. Между телом и скачком образуется тонкий ударный слой. В самом скачке уплотнения происходит поворот потока на угол, меньший угла полураствора конуса $\varphi_к$, а за скачком в потоке

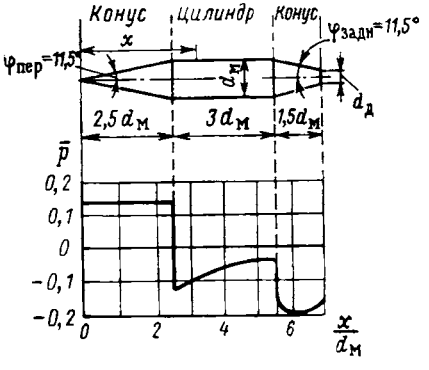


Рис. 10.10а. Распределение давления по телу вращения при $M=2$ (экспериментальные данные)

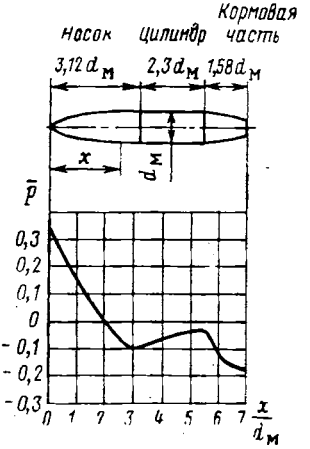


Рис. 10.10б. Распределение давления по телу вращения при $M=1{,}5$ (экспериментальные данные)

угол наклона скорости увеличивается до угла $\varphi_к$ полураствора. Приближенное решение задачи дает для соотношения угла наклона скачка уплотнения $\theta_{ск}$ и угла полураствора конуса $\varphi_к$ следующую зависимость:

$$\frac{\theta_{ск}}{\varphi_к}=\frac{\varkappa+1}{\varkappa+3}+\sqrt{\left(\frac{\varkappa+1}{\varkappa+3}\right)^2+\frac{2}{\varkappa+1}\,\frac{1}{K_{1св}^2}}=\frac{K_c}{K_{1св}}. \qquad (10.4)$$

Здесь величины $K_{1св}=M\varphi_к$ и $K_c=M\theta_{ск}$ являются параметрами подобия. Как видно, в конечном счете отношение углов $\theta_{ск}/\varphi_к$ зависит только от параметра $K_{1св}=M\varphi_к$. Можно видеть также, что при $M\to\infty$ и $\varkappa=1{,}4$

$$\frac{\theta_{ск}}{\varphi_к}=2\,\frac{\varkappa+1}{\varkappa+3}\to 1{,}093,$$

что характеризует предельное значение угла наклона скачка уплотнения:

$$\theta_{ск.пр}=1{,}093\varphi_к.$$

Предельное значение коэффициента давления на поверхности конуса при $M \to \infty$ можно выразить следующей приближенной зависимостью:

$$\bar{p}_{к.пр} = 2\varphi_к^2 \frac{(\varkappa+1)(\varkappa+7)}{(\varkappa+3)^2}, \qquad (10.5)$$

что при $\varkappa = 1{,}4$ дает $\bar{p}_{к.пр} = 2{,}083\,\varphi_к^2$, а при $\varkappa = 1{,}0$ дает $\bar{p}_{к.пр} = 2\varphi_к^2$. В условиях гиперзвукового обтекания давления на поверхности конусов сравнительно мало отличаются от этих предельных значений.

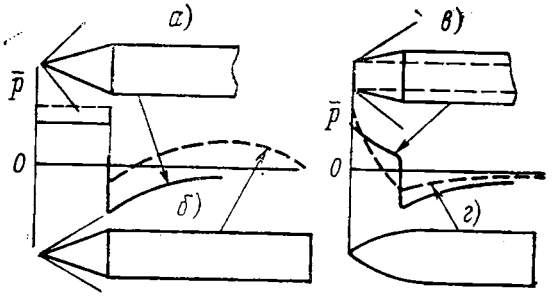


Рис. 10.11. Схемы эпюр давления при разных формах носовых частей:

а—конус, малые числа М; *б*—конус, большие числа М; *в*—тело с протоком; *г*—оживальная носовая часть

На рис. 10.12 приведена экспериментальная эпюра распределения давления по поверхности шара при $M=5$; при $M=3$ кривая $p/p_п = f(\theta)$ имеет аналогичную форму, только масштаб по ординате увеличивается в 5 раз.

В практическом приложении большое значение имеет рассмотрение задачи обтекания затупленных тел. Решение задачи затруднено в связи с тем, что описание течения около затупленных тел является задачей о нелинейном смешанном течении, имеющем и дозвуковую и сверхзвуковую зоны, а также отсоединенную головную волну, являющуюся неизвестной заранее границей. Головная волна вблизи оси симметрии имеет участок, соответствующий прямому скачку, затем она искривляется. Давление торможения по оси затупленного тела можно определить по формуле Рэлея. Потери полного напора и возрастание энтропии вдоль разных линий тока при прохождении их через головную волну будут различны, а именно: на линиях тока, близких к телу, потери напора больше, так как они пересекают головную волну на участке, который соответствует условиям прямого скачка. Если при обтекании заостренного тела не происходит изменения полного напора потока и энтропии по нормали к поверхности, то при обтекании затупленного тела эти градиенты

не равны нулю. Даже при сравнительно малом затуплении тела головная волна искривляется, поток становится завихренным, местные числа Маха около поверхности затупленного тела будут везде меньше, чем около поверхности заостренного тела. У поверхности затупленного тела создается слой сравнительно малых чисел М, пониженного давления торможения, высокой температуры и высокой энтропии («энтропийный» слой). Размеры этого слоя увеличиваются с увеличением степени затупления тела.

Ввиду того что плотность газа в энтропийном слое при обтекании затупленного тела меньше, чем при обтекании заостренного тела, число Re в пограничном слое, имеющем меньшую толщину по сравнению с энтропийным слоем, будет также меньше. Отсюда следует, что точка перехода пограничного слоя в турбулентное состояние сместится вниз по потоку. Это приведет к уменьшению трения и теплоотдачи от пограничного слоя к поверхности тела. В то же время волновое сопротивление тела при увеличении степени затупления возрастает.

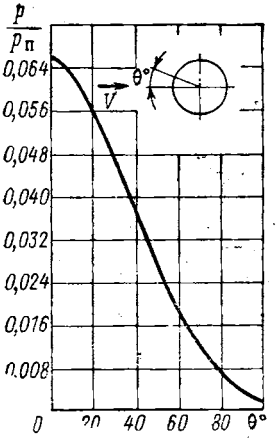


Рис. 10.12. Экспериментальная эпюра распределения давления по поверхности шара при M=5

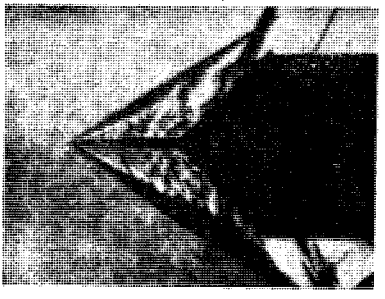


Рис. 10.13. Обтекание сверхзвуковым потоком цилиндра с коническим носком и выдвинутой вперед иглой

Одним из возможных способов уменьшения волнового сопротивления может быть установка тонкой иглы по оси тела перед затупленной головной частью (рис. 10.13). В этом случае головная волна заменяется присоединенным скачком уплотнения и волновое сопротивление тела уменьшается.

Поскольку при небольшом затуплении тела вращения приращение волнового сопротивления на гиперзвуковых скоростях сравнительно невелико, применение такого малого затупления для улучшения условий охлаждения поверхности целесообразно.

3. ЛОБОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ТЕЛ ВРАЩЕНИЯ

Лобовое сопротивление тел вращения при нулевом угле атаки обычно представляют в следующем виде:

$$c_{x0} = c_{xp} + c_{xf} + c_{x\,д}, \tag{10.6}$$

где c_{xp} — коэффициент сопротивления давления, который при сверхзвуковых скоростях обычно называется коэффициентом

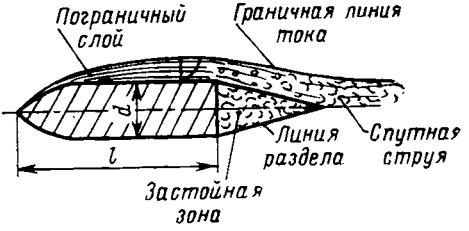


Рис. 10.14. Картина обтекания тела вращения при дозвуковых скоростях

волнового сопротивления; c_{xf} — коэффициент сопротивления трения; $c_{x\,д}$ — коэффициент донного сопротивления, обусловливаемого наличием разрежения за кормой тела.

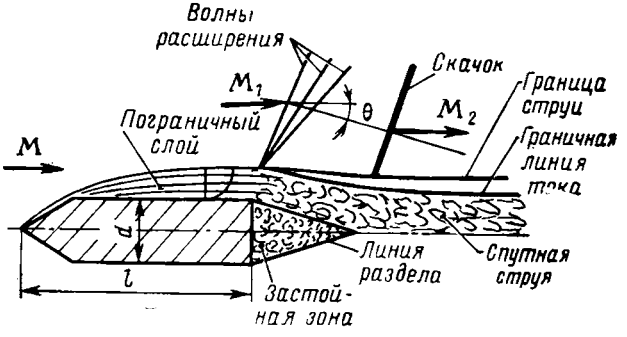


Рис. 10.15. Картина обтекания тела вращения при сверхзвуковых скоростях

В диапазоне сравнительно небольших углов атаки, имеющих наибольшее значение для практики, коэффициент лобового сопротивления можно представить в виде

$$c_x = c_{x0} + k\alpha^2, \tag{10.7}$$

где c_{x0} — коэффициент сопротивления при нулевом угле атаки; k — постоянная величина. Выражение (10.7) показывает, что

при очень малых углах атаки сопротивление тела вращения неизменно и равно сопротивлению при нулевом угле атаки.

Представим себе картины обтекания тела вращения при дозвуковых и сверхзвуковых скоростях (рис. 10.14 и 10.15). В условиях дозвукового обтекания донный срез, не заполненный реактивной струей от двигателя, вызывает срыв потока, и в застойной зоне создается разрежение, которое и является причиной появления донного сопротивления. Граничная линия тока отделяет внешний поток от стекающего в кормовую зону пограничного слоя, образующего спутную струю. Вследствие турбулентного перемешивания внешний поток диффундирует в кормовую зону и вливается в спутную струю. При сверхзвуковом обтекании, так же как и при дозвуковом, основную роль в создании донного давления играет механизм формирования пограничного слоя и турбулентного перемешивания в струе. Вблизи угловой задней точки тела появляются волны расширения, что способствует повышению донного сопротивления. Если пограничный слой на теле был ламинарный, то из-за отрыва потока он переходит в турбулентное состояние и эта турбулентная область смешения расширяется вниз по потоку подобно обычно расширяющейся струе, тогда как внешний поток носит однородный и изэнтропический характер. В дальнейшем поток вновь должен стать параллельным невозмущенному потоку. Необходимый для этого поворот осуществляется посредством одного или нескольких скачков уплотнения. В зоне смешения в струе существуют три границы потоков: граница струи, граничная линия тока и линия раздела тока. Граница струи отделяет область возмущенного потока от внешнего изэнтропического потока, граничная линия тока отделяет газ, входящий первоначально в вязкий слой на задней кромке, от газа, входящего в возмущенную зону из внешнего изэнтропического потока в результате смешивания в струе. Линия раздела тока ограничивает газ, находящийся в застойной зоне. Газ в застойной зоне можно принять находящимся в состоянии покоя и давление на донную стенку тела можно в первом приближении считать постоянным в пределах площади дна для каждого определенного случая обтекания. Теплопередача в застойной области мала. В области смешения градиент давления мал, а вязкую область можно считать изэнтропической.

Описанные картины обтекания позволяют сделать выводы о величине донного сопротивления. Прежде всего обращает на себя внимание тесная связь между сопротивлением трения и донным сопротивлением. В дозвуковом потоке турбулентный пограничный слой в бóльшей степени, чем ламинарный, способствует эжекции газа из застойной зоны в спутную струю. Поэтому при одинаковых толщинах пограничного слоя в обоих сравниваемых случаях при турбулентном слое донное давление будет меньше, а коэффициент донного сопротивления больше. С другой стороны, бóльшая толщина турбулентного пограничного слоя умень-

шает эффект эжекции из застойной области, поэтому увеличение толщины слоя приводит к уменьшению разрежения, а следовательно, и коэффициента донного давления.

Коэффициент донного сопротивления $c_{x\,д}$ определяется обычно экспериментальным путем; при отнесении этой величины к площади миделевого сечения можно для корпусов ракет и фюзеляжей самолетов получить следующее выражение:

$$c_{x\,д} = -\bar{p}_д \frac{S_д}{S_м} = \frac{0{,}029}{\sqrt{c_{xf}}} \left(\frac{d_д}{d_м}\right)^3. \qquad (10.8)$$

Это выражение, справедливое для дозвуковых и околозвуковых режимов обтекания, показывает, что коэффициент $c_{xд}$ обратно

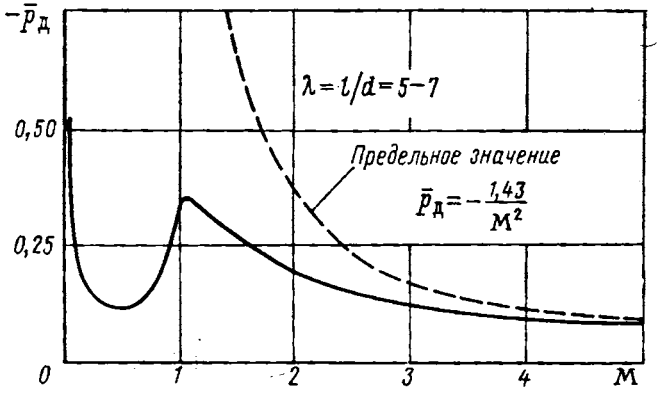


Рис. 10.16. Изменение коэффициента донного давления $\bar{p}_д$ в зависимости от числа M

пропорционален корню квадратному из коэффициента сопротивления трения c_{xf} (отнесенному к площади миделевого сечения тела). Увеличение коэффициента c_{xf}, обусловленное уменьшением числа Re и увеличением толщины пограничного слоя, приводит к уменьшению коэффициента донного сопротивления тела. На рис. 10.16 показан в качестве примера характер изменения коэффициента $\bar{p}_д$ для цилиндра с коническим носком при $\lambda = \frac{l}{d_м} = 5-7$ в зависимости от числа M. Кривая предельного значения $\bar{p}_д$ определена из условий нулевого статического давления за кормой тела.

При сверхзвуковом обтекании помимо структуры пограничного слоя на величину коэффициента $c_{x\,д}$ влияют расположение и форма волн расширения и скачков уплотнения. Например, при турбулентном обтекании скачок уплотнения может расположиться не так, как это показано на рис. 10.15, а непосредственно у кормового среза тела (см. рис. 7.15). Тогда волны рас-

ширения могут отсутствовать и донное разрежение станет меньше, что приведет к соответствующему уменьшению коэффициента $c_{x\,д}$. На рис. 10.17 показана зависимость $c_{x\,д}=f(\mathrm{Re})$ при

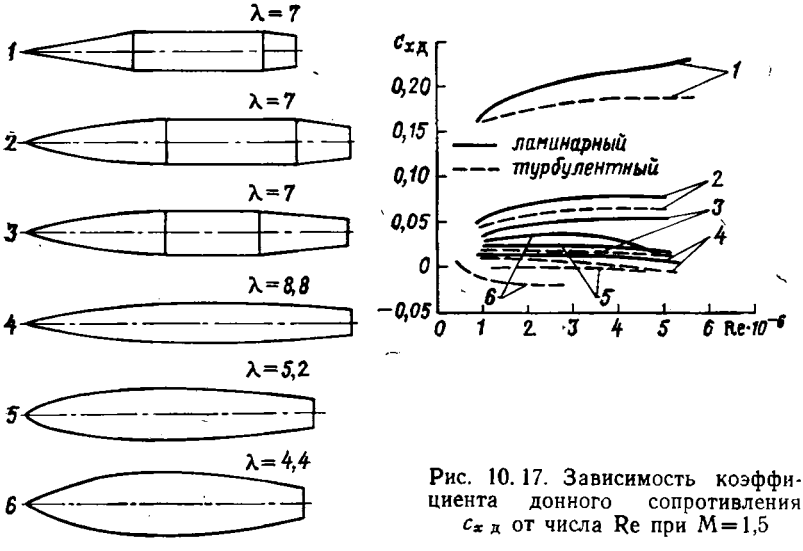


Рис. 10.17. Зависимость коэффициента донного сопротивления $c_{x\,д}$ от числа Re при M=1,5

M=1,5 для разных тел вращения. На рис. 10.18 показаны значения коэффициента донного давления $\bar{p}_д$ в функции числа M набегающего потока для разных форм кормовой части тела вращения.

При турбулентном пограничном слое донное давление сравнительно мало зависит от числа Re; это давление определяется

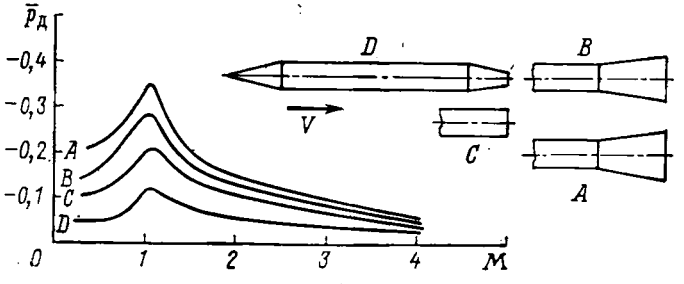


Рис. 10.18. Зависимость коэффициента донного давления $\bar{p}_д$ от числа M при разных формах кормовой части тел вращения

формой тела, его эффективным удлинением, а также значением числа M. По графикам рис. 10.15—10.18 можно сделать предварительную оценку величин $c_{x\,д}$ и $\bar{p}_д$; для более точного определения донного сопротивления необходимо провести специальные испытания.

Коэффициент донного давления $\bar{p}_д$ с возрастанием числа M достигает максимума при M=0,9—1,2, а затем падает, асимптотически стремясь к нулю. При $M\to\infty$ коэффициент донного давления возрастает с увеличением удлинения тела, уменьшается с увеличением относительного диаметра донного среза и сравнительно мало зависит от контура образующей хвостовой части тела.

Из приведенных положений очевидно, что вопрос о состоянии пограничного слоя очень существенен как для определения донного сопротивления, так и для оценки сопротивления трения. Диапазон высот, в котором эксплуатируются тела вращения, очень широк, что приводит к очень сильному изменению эксплуатационных чисел Re. Критическое число Re с увеличением числа M также возрастает и его следует принимать соответственно данным гл. VII. Если рассматривать полет у земли, то пограничный слой у тела, летящего со сверхзвуковой скоростью, будет турбулентным, так как число Re у тела будет больше $Re_{кр}$. Если же взять высоту >20 км, то у любого тела вращения значительная часть пограничного слоя будет находиться в ламинарном состоянии, а на еще бо́льших высотах возможно даже и полностью ламинарное состояние пограничного слоя.

Волновое сопротивление тел вращения можно достаточно точно определить расчетным путем. Пользуясь теорией обтекания тонкого тела, методом касательных конусов, методом характеристик, можно найти поля скоростей и давлений в окрестности рассматриваемого тела вращения. Все эти методы приводятся в книгах по теоретической аэродинамике и по ним можно оценить аэродинамические характеристики тел при разных скоростях обтекания. Ниже приведены зависимости, позволяющие найти характеристики волнового сопротивления.

Коэффициент волнового сопротивления конуса $c_{x\,в.к}$ численно точно равен коэффициенту давления конуса $\bar{p}_к$. Величину $c_{x\,в.к}$ можно найти по следующей приближенной формуле, действительной для конусов с углами полураствора $5°<\varphi_к<45°$ в диапазоне чисел M: 1,5<M<8:

$$c_{x\,в.к}=\bar{p}_к=\left(0{,}0016+\frac{0{,}002}{M^2}\right)\varphi_к^{1{,}7}. \qquad (10.9)$$

На рис. 10.19 приведена зависимость $c_{x\,в.к}=f(M)$ для разных конусов.

Волновое сопротивление конуса при очень больших числах M можно найти из соотношения:

$$c_{x\,в.к}=\bar{p}_к=\frac{2}{\varkappa M^2}\left(\frac{p_к}{p_\infty}-1\right). \qquad (10.10)$$

На практике для больших значений M пользуются так называемой функцией сопротивления $c_{x\,в.к}\cdot M^2$, полученной по методу касательных конусов:

$$c_{x\,в.к}\cdot M^2=\frac{4}{\varkappa+1}\left(K_{0св}^2-1\right)+\left(K_{0св}-K_{1св}\right)^2\frac{2(\varkappa+1)K_{0св}^2}{2+(\varkappa-1)K_{0св}^2}. \tag{10.11}$$

Здесь $K_{1св}=M\cdot\varphi_к$, а $K_{0св}=M\cdot\theta_{ск}$ — критерии подобия, причем коэффициент $K_{0св}$ является функцией $K_{1св}$. На рис. 10.20 показана зависимость $c_{x\,в.к}\cdot M^2=f(K_{1св})$.

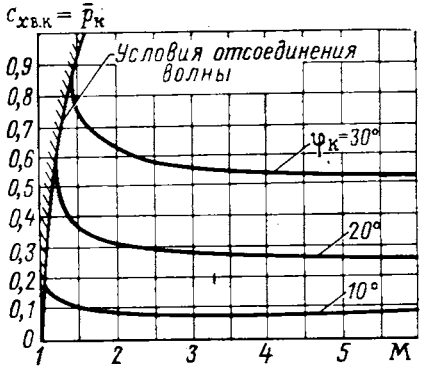


Рис. 10.19. Зависимость $c_{x\,в.к}=f(M)$ для разных конусов

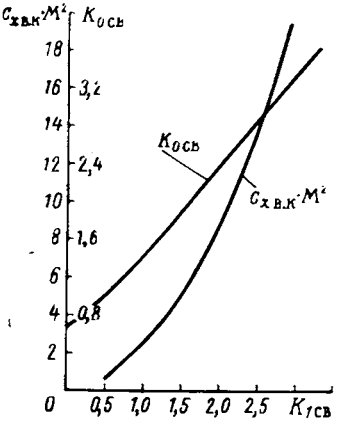


Рис. 10.20. Зависимости $c_{x\,в.к}\cdot M^2=f(K_{1св})$ и $K_{0св}=f(K_{1св})$

Третьим компонентом сопротивления [см. (10.6)] является сопротивление трения, имеющее большое значение. При отсутствии волнового сопротивления, т. е. при $M<M_{кр}$, сопротивление трения тел большого удлинения ($\lambda\geqslant 10$) мало зависит от формы носовой части—конус, оживало, парабола. Если же тело вращения имеет малое удлинение, то форма носовой и кормовой частей очень существенна. Для определения сопротивления трения тел вращения производят расчеты по теории пограничного слоя, причем, как и при расчете крыла, обычно пользуются моделью тонкой пластинки, установленной по потоку. Коэффициент c_{xf} определяют по данным гл. VI и VII с учетом влияния сжимаемости среды и умножают его на коэффициент η_c, который определяется экспериментальным путем и учитывает форму тела вращения. Кроме того, к коэффициенту лобового сопротивления тела вращения (фюзеляжа, гондолы двигателя, корпуса ракеты) необходимо добавлять сопротивление различных надстроек, имеющихся на теле вращения, и сопротивление двигательной установки.

Таким образом, формулу (10.6) можно переписать в следующем виде:

$$c_{x0} = c_{xp} + c_{x\,д} + c_{xf}\bar{\eta_c}\frac{F}{S_м} + \frac{\sum c_{x\,над} S_{м.над}}{S_м}, \qquad (10.6а)$$

где c_{xf} — коэффициент сопротивления трения пластинки, определенный из соответствующих графиков с учетом состояния пограничного слоя; для грубых приближенных расчетов при турбулентном состоянии пограничного слоя можно пользоваться графиком, приведенным на рис. 10.21 (число $\mathrm{Re} = LV_{max}/\nu$; L — длина тела вращения). Для ламинаризированного тела вращения коэффициент c_x может быть значительно снижен. При большой высоте полета следует учитывать возможное наличие больших участков ламинарного слоя. Здесь $S_м$ — площадь миделевого сечения.

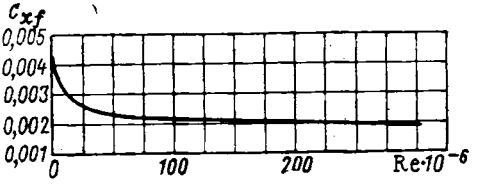


Рис. 10.21. Зависимость коэффициента трения c_{xf} от числа Re для расчета сопротивления трения тела вращения

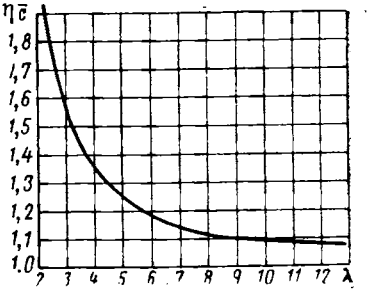


Рис. 10.22. График $\bar{\eta_c} = f(\lambda)$ для расчета сопротивления тела вращения

Клепка металлической обшивки впотай при $M < 1$ дает приращение коэффициента сопротивления $\Delta c_x = 0{,}00015$—$0{,}0002$; при двух рядах выступающих заклепок $\Delta c_x = 0{,}02$—$0{,}025$. Коэффициент $\bar{\eta_c}$ в формуле (10.6а) учитывает переход от плоской пластинки к телу вращения и зависит от удлинения тела вращения. Эта зависимость показана на рис. 10.22.

Величина F в формуле (10.6а) означает полную омываемую поверхность тела вращения, которую определяют по заданным геометрическим данным. В качестве первого приближения можно пользоваться формулой

$$F \approx 2{,}85 L \sqrt{S_м}.$$

В площадь F не входит омываемая площадь надстроек, но входит поверхность, занимаемая крыльями и оперением.

Величины $c_{x\,над}$, $S_{м.над}$, характеризующие сопротивление надстроек и входящие в формулу (10.6а), указаны в руководствах и справочниках по аэродинамике летательных аппаратов. $S_{м.над}$ — площадь миделевого сечения надстройки.

Суммирование всех видов сопротивлений позволяет получить полное сопротивление тела вращения. На рис. 10.23 показаны графики коэффициента лобового сопротивления тел вращения, полученные из испытаний при дозвуковых скоростях и числах $Re=3{,}5—4{,}5\cdot10^6$. За предельным числом $M_{пр}$, определяемым по пересечению касательных к ветвям кривой $c_x=f(M)$, наблюдается сильное возрастание кривой. Вследствие необходимости уменьшать лобовое сопротивление на скоростях, приближающихся к скорости звука, нужно придавать телу вращения такие формы, которые обеспечивали бы возможно малые отклонения давления $\bar{p}=f(\bar{x})$ по меридиональным сечениям, а также возможно полное восстановление давления в кормовой части тела вращения.

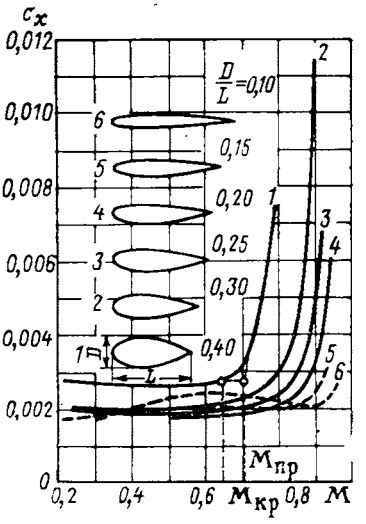


Рис. 10.23. Зависимость коэффициента лобового сопротивления тел вращения от числа M

Если тело вращения имеет сравнительно небольшое удлинение, то форма носка сильно влияет на величину c_x.

При сверхзвуковых скоростях максимум значения c_x наблюдается при $M=1{,}0—1{,}3$. При бо́льших числах M коэффициент c_x уменьшается; примером может служить характеристика коэффициента c_x ракеты, приведенная на рис. 10.24. Рис. 10.25 иллюстрирует изменение коэффициента лобового сопротивления двух ракет с хвостовым оперением, испытанных в диапазоне чисел $M=0{,}8—1{,}7$.

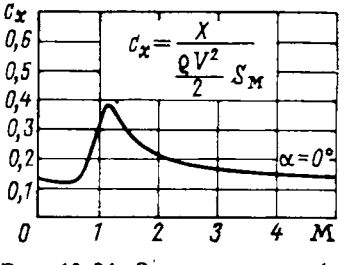


Рис. 10.24. Зависимость коэффициента лобового сопротивления ракеты от числа M

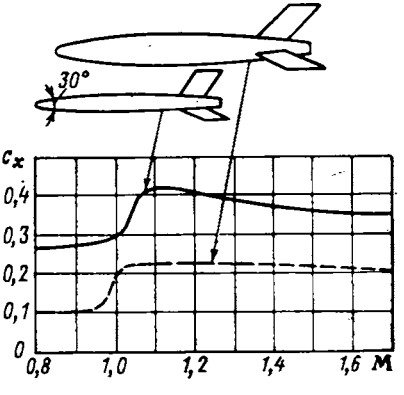


Рис. 10.25. Зависимости коэффициента лобового сопротивления двух ракет с хвостовым оперением от числа M [12]

При проектировании фюзеляжей и корпусов очень большое значение имеет подъемная сила, называемая иногда *поперечной силой*. Фюзеляж современных самолетов, имеющий относительно большие размеры по сравнению с крылом, развивает значительную подъемную силу на положительных углах атаки и существенно влияет на положение аэродинамического фокуса аппарата. Создавая большую поперечную силу, фюзеляж сильно деформирует поток — порождает значительный скос потока.

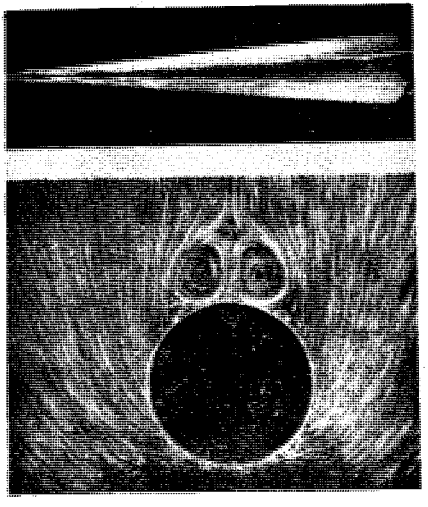


Рис. 10.26. Вихревые жгуты над верхней поверхностью конуса (при $\alpha=20°$), полученные в водяной трубе

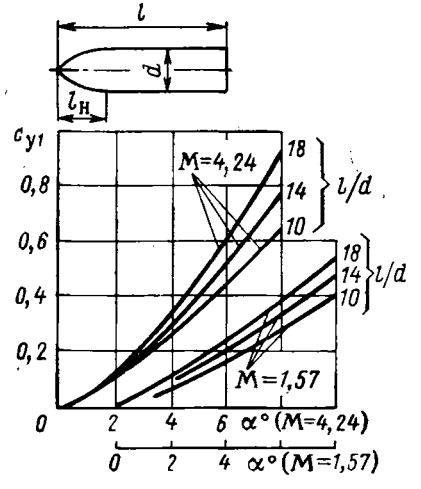


Рис. 10.27. Кривые $c_{y1}=f(\alpha)$ для разных корпусов ракеты ($l_н$ — длина носовой части)

Между фюзеляжем или корпусом ракеты и крылом малого удлинения существует известная аналогия в схеме обтекания. При положительных углах атаки над верхней поверхностью фюзеляжа возникают спиральные вихревые пелены, переходящие в вихревые жгуты. На рис. 10.26 приведены фотографии вихревых жгутов, полученных в водяной трубе ONERA.

В результате появления вихревых жгутов возникает нелинейность зависимости $c_y=f(\alpha)$, так же как это имеет место и для крыльев малого удлинения. При этом степень нелинейного увеличения значений c_y возрастает с увеличением угла атаки α. Для примера на рис. 10.27 приведены графики $c_{y1}=f(\alpha)$ для корпусов ракеты различного удлинения с оживальной носовой частью, испытанных при разных числах M. Как видно, увеличение удлинения, так же как и возрастание числа M приводят к увеличению коэффициента подъемной силы. Однако дополнительные иссле-

дования показали, что дальнейшее повышение относительной длины корпуса l/d сверх 18—20 уже не приводит к возрастанию коэффициентов c_{y1}. Производная $dc_{y1}/d\alpha$ изменяется с повышением числа M и сильно зависит от удлинения корпуса l/d при малых величинах l/d (рис. 10.28). Однако возрастание числа M приводит к увеличению производной $dc_{y1}/d\alpha$ только до определенных пределов; когда число M>3—3,5, производная $dc_{y1}/d\alpha$ больше не увеличивается. Очень сильно на величину $dc_{y1}/d\alpha$ влияет форма носовой части корпуса. Увеличение удлинения

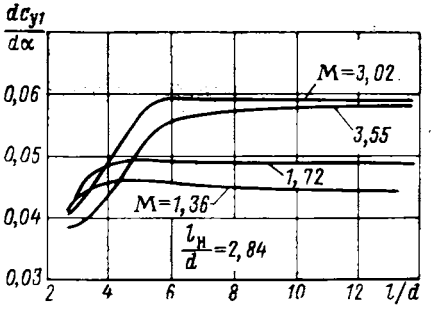


Рис. 10.28. Зависимость производной $dc_{y1}/d\alpha$ от удлинения l/d при разных числах M. Оживальная носовая часть

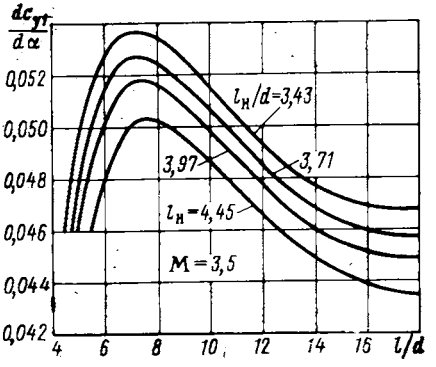


Рис. 10.29. Зависимость производной $dc_{y1}/d\alpha$ от удлинения оживальной носовой части

носовой части $l_н/d$, как показано на рис. 10.29, весьма значительно сказывается на значении производной $dc_{y1}/d\alpha$. Обычно при увеличении удлинения носовой части (в данном случае оживальной носовой части) при фиксированном числе M производная $dc_{y1}/d\alpha$ уменьшается.

Если фюзеляж самолета или корпус ракеты развивает подъемную силу, естественно ожидать появления силы индуктивного сопротивления. В этом случае может возникать также и подсасывающая сила. Рассмотрение аналогичного вопроса в применении к крылу малого удлинения в гл. IX позволило получить для величины dc_x/dc_y^2 два выражения — одно при наличии подсасывающей силы, а другое — без подсасывающей силы. Нанесем на рис. 10.30 расчетные значения dc_x/dc_y^2 для этих двух случаев и результаты экспериментов для фюзеляжа с параметрами $l=9{,}3d$ и оживальной носовой частью с удлинением $6d$. Характеристика, полученная экспериментальным путем, показывает, что при малых числах M можно ожидать реализации небольшой подсасывающей силы, тогда как при M=4 этот эффект практически исчезает.

Характеристики продольного момента тел вращения $c_m=f(\alpha)$, так же как и характеристики подъемной силы, являются нели-

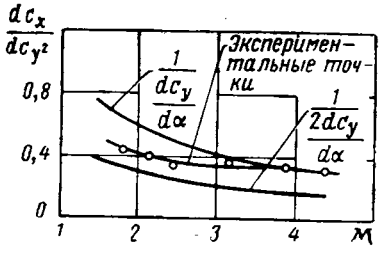


Рис. 10.30. Характеристики индуктивного сопротивления фюзеляжа; $l=9{,}3\,d$

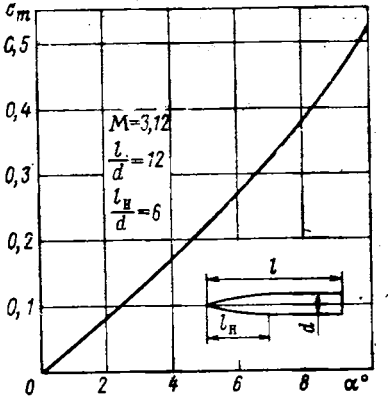


Рис. 10.31. Зависимость $c_m=f(\alpha)$ для цилиндрического тела с параболической носовой частью

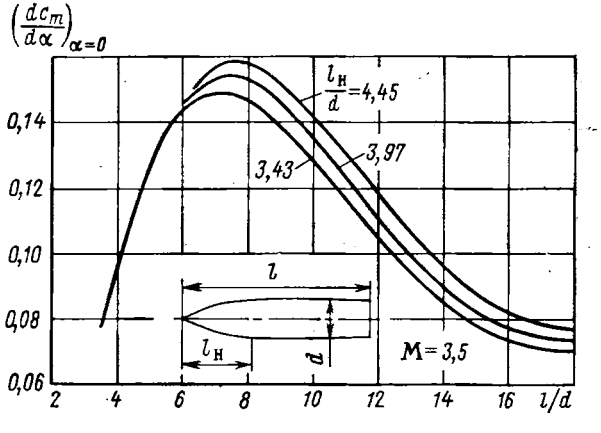


Рис. 10.32. Производная $\partial c_m/\partial\alpha$ в зависимости от удлинения цилиндрического тела с оживальной носовой частью

нейными зависимостями (рис. 10.31). Производная $dc_m/d\alpha$ сильно изменяется в зависимости от удлинения тела l/d. Характер этого изменения показан на рис. 10.32, где указанная производная построена в функции удлинения при различных значениях удлинения носовой части и числе $M=3{,}5$. Необходимо отметить, что число Re практически не оказывает влияния на моментную

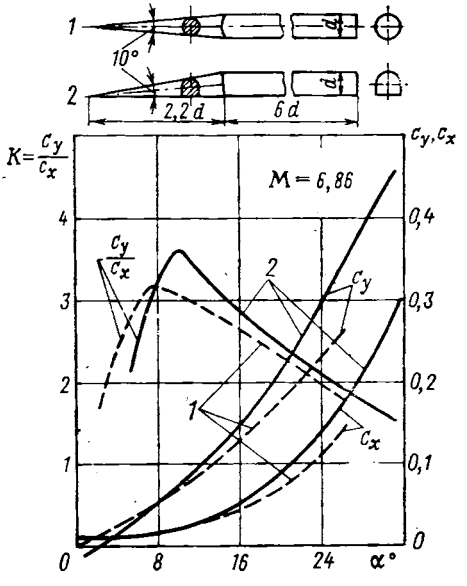


Рис. 10.33. Коэффициенты c_y, c_x и аэродинамическое качество $K=c_y/c_x$ для двух фюзеляжей в зависимости от угла атаки α

характеристику тела вращения; при исследованиях, результаты которых показаны на рис. 10.32, число Re изменялось в пределах $2\cdot10^6$—$15\cdot10^6$.

В заключение этого раздела приведем график коэффициентов c_y, c_x и аэродинамического качества фюзеляжа $K=c_y/c_x$ в зависимости от угла атаки α (рис. 10.33). Величины качества определены для двух фюзеляжей: цилиндрического с конической носовой частью и фюзеляжа с плоской нижней поверхностью и отклоненной вниз носовой частью.

Глава XI

АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ И ВЗАИМОВЛИЯНИЕ ИХ ЧАСТЕЙ

Большие успехи, достигнутые теорией в области исследования обтекания тел в широком диапазоне от малых до больших сверхзвуковых скоростей, позволили производить расчеты характеристик летательных аппаратов. Однако эти расчеты требуют определенной схематизации форм аппаратов и не позволяют учитывать все тонкости взаимного влияния элементов летательного аппарата. Поэтому параллельно с теорией развиваются и совершенствуются экспериментальные методы, которые дают возможность учитывать такие детали, которые теория, естественно, учитывать не может. Большие работы производятся для того, чтобы воспроизвести такие условия опыта, при которых наиболее полно обеспечиваются требования теории подобия обтекания при эксперименте и в натурных условиях.

Аэродинамические лаборатории систематически проводят параметрические исследования характеристик основных элементов летательных аппаратов: крыльев, фюзеляжей и корпусов, оперений, гондол двигателей и т. д. Результаты этих исследований используются в процессе разработки так называемых *предэскизных проектов*. Когда схема и основные размеры аппарата уже выбраны, проводится серия экспериментальных исследований моделей аппарата в разных установках для уточнения общих аэродинамических характеристик, а также характеристик устойчивости и управляемости аппарата. Такие исследования позволяют разработать *эскизный проект*, который воспроизводит уже определенные выбранные формы и размеры аппарата. Следующей ступенью экспериментальных исследований в аэродинамических установках является более тщательная отработка элементов аппарата и определение его летно-эксплуатационных свойств, что позволяет конструктору приступить к созданию окончательного *технического проекта*.

Рассмотрим материалы, которые необходимы для разработки предэскизного проекта.

1. СВОДКА ЛОБОВЫХ СОПРОТИВЛЕНИЙ

Проектирование летательного аппарата начинается с составления сводки лобовых сопротивлений. Под этим названием подразумевается сумма лобовых сопротивлений всех элементов летательного аппарата, выраженная в форме безразмерного коэффициента c_x или же в виде размерной величины $c_x \cdot S_{кр}$, т. е. силы лобового сопротивления, отнесенной к скоростному напору. Силу лобового сопротивления любого элемента летательного аппарата, кроме крыла, можно выразить как

$$Q_n = c_{xn} S_{мп} q. \tag{11.1}$$

Суммируя величины $c_{xn}S_{мп}$ для отдельных элементов, можно получить суммарную величину $\Sigma c_{xn}S_{мп}$, которая и характеризует лобовое сопротивление всех элементов аппарата, кроме крыла. При определении коэффициента силы лобового сопротивления всего аппарата за характерную площадь обычно принимают площадь крыла S, поэтому величину $\Sigma c_{xn}S_{мп}$ необходимо отнести к площади крыла, чтобы найти коэффициент силы лобового сопротивления всех элементов летательного аппарата, кроме крыла:

$$\Delta c_x = \frac{\sum c_{xn} S_{мп}}{S_{кр}}. \tag{11.2}$$

Методы определения коэффициента лобового сопротивления крыльев и фюзеляжей были изложены в гл. IX и X соответственно. Для полноты изложения приведем также характеристики лобового сопротивления таких элементов, как пластинка и цилиндр.

Лобовое сопротивление плоской пластинки, расположенной перпендикулярно набегающему потоку, является в основном сопротивлением формы. При дозвуковом обтекании перед пластинкой реализуется повышенное давление, характеризующееся величиной коэффициента давления $\bar{p} \approx 0{,}84$. За пластинкой имеет место разрежение почти постоянной величины: $\bar{p} \approx -0{,}3$. Величины коэффициента давления зависят от формы пластинки, чисел Re и M (здесь они даны для круглой пластинки). При малых числах M коэффициент сопротивления c_x круглой пластинки при числе $Re = 1 \cdot 10^6$ равен 1,12. Коэффициент лобового сопротивления квадратной пластинки при $Re = 1{,}5 \cdot 10^6$ составляет $c_x = 1{,}22$, а при $Re = 3{,}0 \cdot 10^6$ $c_x = 1{,}28$. Эта величина для пластинки часто принималась за эталонную.

На рис. 11.1 приведена зависимость коэффициента лобового сопротивления пластинки прямоугольной формы от ее относительной высоты, т. е. отношения высоты пластинки b к ее размаху l при $Re = 2{,}5 \cdot 10^5$. При уменьшении относительной высоты пластинки коэффициент ее лобового сопротивления возрастает.

На рис. 11.2 показано относительное изменение коэффициента лобового сопротивления квадратной пластинки в зависимости от ее угла наклона по отношению к набегающему потоку.

Обтекание круглого цилиндра в известной мере напоминает обтекание шара, рассмотренное ранее. При отсутствии влияния сжимаемости наблюдаются докритический, критический и закритический режимы обтекания. На рис. 11.3 показана зависимость коэффициента лобового сопротивления цилиндра от числа Re при бесконечном удлинении цилиндра по данным Рошко. Критическое число Re, судя по приводимому графику, составляет величину 350 000. Влияние сжимаемости приводит к увеличению значений коэффициента c_x, как было ранее показано на рис. 3.4.

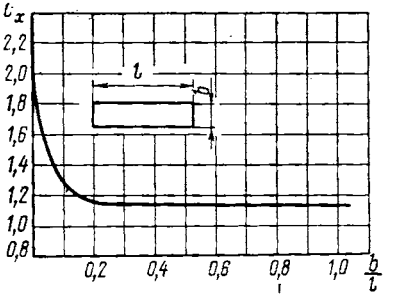


Рис. 11.1. Зависимость коэффициента лобового сопротивления плоской пластинки от ее относительной высоты

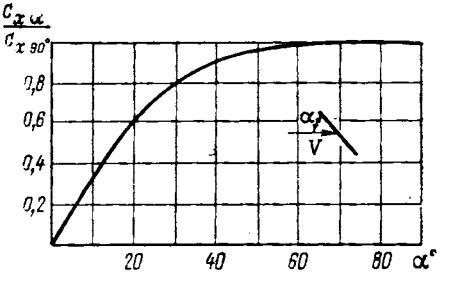


Рис. 11.2. Относительное изменение коэффициента лобового сопротивления квадратной пластинки в зависимости от ее угла наклона по отношению к набегающему потоку

Укорочение цилиндра, особенно при малых удлинениях, сильно уменьшает сопротивление. По-видимому, у концов цилиндра вследствие перетекания происходит выравнивание давления, что и приводит к уменьшению c_x.

Лобовое сопротивление цилиндра, обтекаемого потоком, набегающим вдоль его оси, зависит от отношения длины цилиндра к его диаметру. На рис. 11.4 показано отношение коэффициента $\breve{c}_x$ цилиндра к коэффициенту c_x диска, площадь которого равна площади сечения цилиндра, в зависимости от отношения l/d. Минимум сопротивления имеет цилиндр длиной в 2,5 калибра. При малых числах M лобовое сопротивление эллиптического цилиндра, обтекаемого потоком, направление которого совпадает с большой осью эллипса, характеризуется следующими значениями коэффициента $c_x = Q/qlb$, где l — длина цилиндра, а b — размер малой оси эллипса: при отношении осей эллипса 2,5; 3 и 3,5 $c_x = 0{,}13$; 0,11 и 0,12 соответственно.

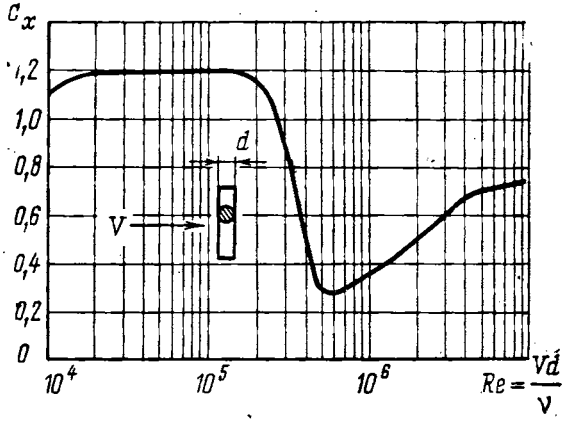


Рис. 11.3. Зависимость коэффициента лобового сопротивления круглого цилиндра от числа Re по данным Рошко

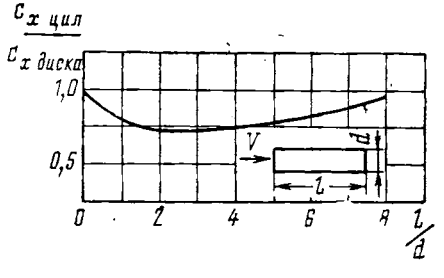


Рис. 11.4. Влияние относительной длины круглого цилиндра, обтекаемого потоком вдоль оси, на величину отношения коэффициента лобового сопротивления цилиндра к коэффициенту лобового сопротивления диска

2. ВЗАИМОВЛИЯНИЕ ПРИ ДОЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

На этапе предэскизного проектирования поляра самолета или другого летательного аппарата определяется обычно в предположении, что взаимное аэродинамическое влияние отдельных частей отсутствует. На самом деле все элементы летательного аппарата оказывают друг на друга определенное влияние. Так, например, обтекание крыла отражается на характеристиках фюзеляжа и, обратно, обтекание фюзеляжа воздействует определенным образом на обтекание крыла. В результате указанного взаимовлияния величины всех суммарных аэродинамических характеристик будут отличаться от суммы соответствующих величин, полученных для изолированных элементов, из которых компонуется самолет.

Если лобовое сопротивление комбинации двух элементов самолета оказывается бо́льшим, чем сумма сопротивлений этих элементов в изолированном состоянии, то взаимовлияние называют *вредным*; если же, наоборот, комбинация двух элементов дает меньшее сопротивление, чем сумма их отдельных сопротивлений, то взаимное влияние называют *полезным*.

Рассмотрим вопросы взаимовлияния на примере сопряжения крыла с фюзеляжем, а также крыла с гондолами двигателей.

Малым скоростям полета соответствуют обычно большие углы атаки крыла. Вредное взаимовлияние частей самолета будет сказываться прежде всего в нарушении плавности обтекания — отрывах потока от поверхности. Эти отрывы начинаются обычно в зонах сопряжения частей аппарата и приводят к значительному возрастанию лобового сопротивления, уменьшению подъемной силы и перемещению местного центра давления.

Основной мерой борьбы с вредным взаимовлиянием крыла и фюзеляжа является обеспечение такой формы сопряжения этих частей, при которой поток в зоне сопряжений имеет цилиндрическую форму или форму сужающегося канала. В этих случаях градиент давления dp/dx в струйке будет постоянным или отрицательным. Если же течение в зоне сопряжения будет расширяющимся и величина градиента dp/dx в струйке будет иметь положительный знак, то возникнет отрыв потока и обтекание в зоне сопряжения будет резко нарушено. Чем больше угол диффузора в зоне сопряжения, тем больше положительная величина dp/dx и тем резче отрыв. Отсюда вытекают основные требования к сопряжению таких тел, как крыло и фюзеляж, крыло и гондола. Необходимо устранять диффузорность потока в зонах сопряжения путем формирования плоских стенок, применения зализов или заполнителей, использования систем управления пограничным слоем при помощи отсоса или сдува.

На рис. 11.5 показано, как можно улучшить поляру самолета и зависимость продольного момента $m_z=f(\alpha)$ при помощи зализа между крылом и фюзеляжем. На исходной модели отрыв

потока начинался при угле атаки $\alpha \approx 8°$. Применение зализа отодвинуло начало отрыва до угла $\alpha \approx 15°$.

Ухудшение аэродинамических характеристик комбинации крыло+фюзеляж, по сравнению с изолированным крылом, можно оценить по величине прироста индуктивного сопротивления, возникающего от появления дополнительной подъемной силы в результате сопряжения двух тел. Как показывают теория и экспериментальные данные, комбинация крыло+фюзеляж имеет как бы меньшее удлинение λ, по сравнению

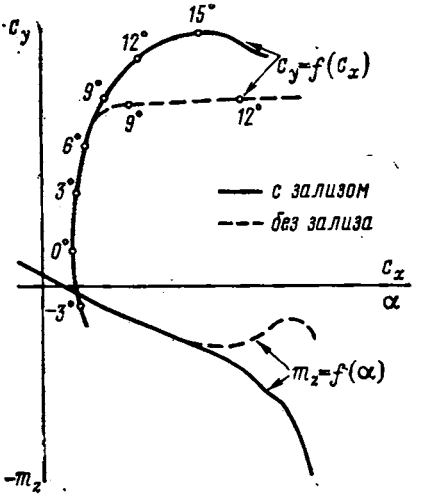


Рис. 11.5. Влияние зализа на характеристики самолета

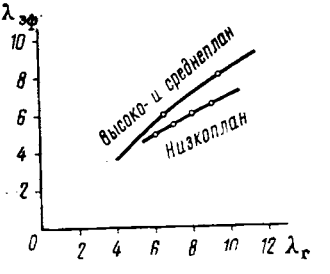


Рис. 11.6. Зависимость эффективного удлинения от геометрического удлинения

с удлинением изолированного крыла. Такое удлинение называется *эффективным;* отношение эффективного удлинения $\lambda_{эф}$ к геометрическому $\lambda_г$ обозначается через k_λ. Значения коэффициента k_λ находятся в пределах

$$k_\lambda = \frac{\lambda_{эф}}{\lambda_г} = 0{,}5 - 1{,}0.$$

На рис. 11.6 показана зависимость между удлинениями $\lambda_{эф}$ и $\lambda_г$ для крыльев с разным расположением относительно фюзеляжа. Рис. 11.6 можно пользоваться в качестве грубого приближения. Более точно величину $\lambda_{эф}$ следует брать из данных испытаний модели путем построения кривой $c_y^2 = f(c_x)$.

Вопросы взаимного влияния имеют особенно важное значение в тех случаях, когда корпус или фюзеляж имеют относительно большой диаметр по сравнению с размахом крыла. Рассмотрим сочетание треугольного крыла и цилиндрического корпуса, как показано на рис. 11.7. Обозначим через $k_{кр}$ отношение производной подъемной силы консолей крыла в присутствии

фюзеляжа к производной подъемной силы изолированного крыла: $k_{кр}=\frac{c^{\alpha}_{y\,кр\,(ф)}}{c^{\alpha}_{y\,кр}}$. При этом под изолированным крылом будем подразумевать крыло, составленное из омываемых потоком консолей.

Обозначим через $k_ф$ отношение производной подъемной силы фюзеляжа в присутствии консолей крыла к производной подъемной силы изолированного крыла: $k_ф=\frac{c^{\alpha}_{y\,ф\,(кр)}}{c^{\alpha}_{y\,кр}}$. Тогда производную от коэффициента суммарной подъемной силы по углу атаки всей комбинации крыло+фюзеляж можно определить по формуле

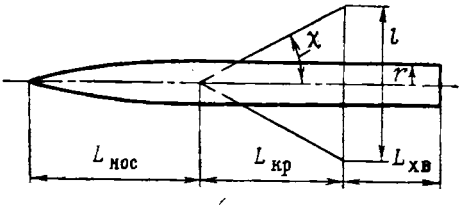


Рис. 11.7. Сочетание корпуса (фюзеляжа) с треугольным крылом

$$c^{\alpha}_{y\,кр+ф}=2\frac{\pi r^2}{S_{кр}}+(k_{кр}+k_ф)\,c^{\alpha}_{y\,кр}\frac{S_{ом}}{S_{кр}},$$

где r — радиус кругового поперечного сечения фюзеляжа;

$c^{\alpha}_{y\,кр}$ — производная по углу атаки коэффициента подъемной силы изолированного крыла, составленного из омываемых консолей;

$S_{ом}$ — площадь омываемых потоком консолей;

$S_{кр}$ — габаритная площадь крыла с подфюзеляжной частью.

Первый член в этой формуле соответствует подъемной силе носовой части фюзеляжа. Значения коэффициентов $k_{кр}$ и $k_ф$ можно найти при помощи графиков, приведенных на рис. 11.8.

Если диаметр фюзеляжа не очень велик по сравнению с размахом крыла, что имеет место у большинства самолетов обычного типа, то можно рекомендовать следующую методику учета дополнительного лобового сопротивления от взаимовлияния. Эта методика пригодна для режимов полета при малых углах атаки. Дополнительное приращение коэффициента силы минимального лобового сопротивления, обусловленное взаимовлиянием крыла и фюзеляжа:

$$\Delta c_{x\,вз}=k_{вз}\frac{S_{подф}}{S_{кр}}c_{xp\,min}, \qquad (11.3)$$

где $c_{xp\,min}$ — коэффициент минимального лобового сопротивления крыла;

$k_{вз}$ — коэффициент взаимовлияния;

$S_{подф}$ — площадь подфюзеляжной части крыла (рис. 11.9).

Следует заметить, что $c_{xp\,min}$ определяется для полной площади крыла, включая подфюзеляжную часть. При этом подфюзеляжная часть учитывается только формулой (11.3). Коэффициент $k_{вз}$, зависящий от расположения крыла на фюзеляже, имеет следующие значения:

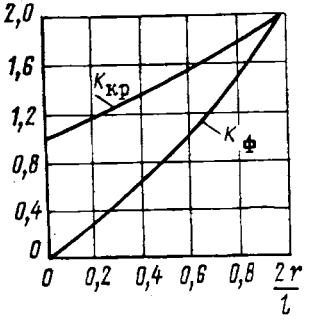


Рис. 11.8. Коэффициенты взаимного влияния



Рис. 11.9. Полная и подфюзеляжная площади крыла

для высокоплана — 0,95
для среднеплана — 0,85
для низкоплана, фюзеляж круглый — 0,25
для низкоплана, фюзеляж овальный — 0,50
для низкоплана, фюзеляж с плоскими бортами — 0,60

Так как формула (11.3) показывает, что величина $\Delta c_{x\,вз}$ пропорциональна отношению $S_{подф}/S_{кр}$, то для схемы высокоплана, например, из коэффициента сопротивления крыла, отнесенного к полной площади крыла, вычитается 95% сопротивления подфюзеляжной части и дополнительное сопротивление от взаимовлияния составляет только 5% сопротивления подфюзеляжной части.

3. ВЗАИМОВЛИЯНИЕ ПРИ ОКОЛОЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

Результирующая скорость, определенная в некоторой точке струйки при околозвуковом обтекании сопряженных крыла и фюзеляжа, обычно превышает скорость в той же точке, которая имела бы место при обтекании изолированного крыла. Можно в грубом приближении принять, что суммарная скорость обтекания равна геометрической сумме скорости обтекания изолированного крыла $V_{кр}$ и добавочной скорости, вызванной обтеканием изолированного фюзеляжа $\Delta V_{ф}$. Отсюда ясно, что вели-

чина критического числа $M_{кр}$ для комбинации крыла с фюзеляжем будет меньше, чем для изолированного крыла или же для фюзеляжа. Из рис. 11.10 видно, что если для изолированного крыла $M_{кр}=0{,}83$, то для крыла с фюзеляжем оно равно уже 0,805, а для комбинации крыла с фюзеляжем и двумя гондолами $M_{кр}=0{,}77$.

Степень уменьшения величины $M_{кр}$, которое характеризует начало резкого увеличения сопротивления самолета при околозвуковых скоростях, очень сильно зависит от взаимного распо-

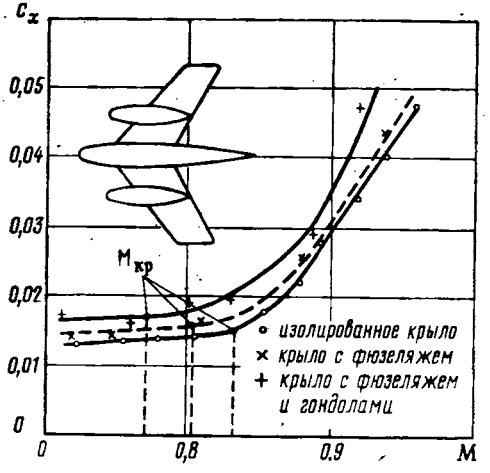


Рис. 11.10. Влияние фюзеляжа и гондол на критические числа $M_{кр}$

ложения крыла и гондолы, и конечно, от формы самой гондолы. Увеличение сопротивления возникает из-за появления больших местных скоростей обтекания при комбинации крыло—гондола, которые могут доходить до скорости звука и даже превышать ее при скоростях полета, существенно меньших скорости звука. Эти большие местные скорости возникают при совпадении минимумов давления на поверхностях сопрягающихся частей. Кроме того, большие градиенты давления, возникающие на кормовых частях гондолы и крыла, складываясь, приводят к преждевременному отрыву потока от примыкающих поверхностей. Как известно, отрыв реализуется при увеличении положительных градиентов давления $\left(+\frac{dp}{dx}\right)$, что как раз и имеет место в кормовых частях. Явление отрыва еще более усугубляется, если при этом появляется скачок уплотнения, так как дополнительный положительный градиент давления за скачком уплотнения складывается с уже имеющимся неблагоприятным градиентом.

Если же скомпоновать самолет так, чтобы положительный градиент давления на крыле компенсировался отри-

цательным градиентом на гондоле, то преждевременного отрыва потока можно избежать. Следовательно, при размещении гондол на крыле необходимо стремиться к такому их расположению, при котором кривые распределения давления имели бы отрицательные или минимальные положительные

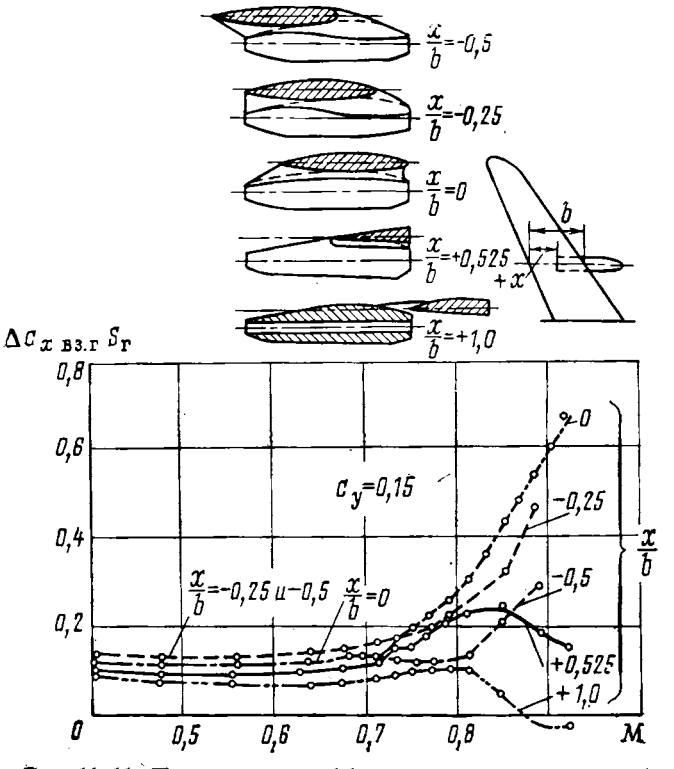


Рис. 11.11. Приращение коэффициента сопротивления, обусловленное взаимным влиянием гондолы и крыла

градиенты dp/dx. На рис. 11.11 приведены экспериментальные данные, полученные при разном расположении гондолы относительно крыла.

Величина $\Delta c_{x\,\text{вз.г}}$ есть произведение $\Delta c_{x\,\text{вз.г}}$ (приращения коэффициента лобового сопротивления, обусловленного взаимовлиянием гондолы и крыла) на площадь $S_г$ миделевого сечения гондолы. Величина $\Delta c_{x\,\text{вз.г}}$ определяется путем вычитания коэффициентов сопротивления изолированного крыла и изолированной гондолы из коэффициента сопротивления модели крыла с гондолой и, таким образом, характеризует приращение сопротивления только от взаимовлияния этих элементов.

Сопротивление, обусловленное взаимовлиянием, оказалось наибольшим при $x/b=0$, т. е. в том случае, когда передние кромки крыла и гондолы совпадали. При этом важно отметить, что большое возрастание сопротивления, обусловленного взаимовлиянием, наблюдается именно при околокритических режимах. Наименьшее взаимовлияние имеет место при $x/b=+1$, т. е. при резком сдвиге гондолы назад. Такое расположение гондолы, возможно, наиболее неудачное с точки зрения конструктора, оказывается наилучшим по условиям взаимовлияния, так как при этом расположении на режимах больших околозвуковых чисел M взаимовлияние оказывается даже полезным (величина $\Delta c_{x\,\text{вз.г}} S_\text{г}$ отрицательна). К сожалению, в проведенных опытах отсутствуют данные, соответствующие бо́льшим отрицательным значениям x/b, которые могут также оказаться благоприятными с точки зрения взаимовлияния.

На режимах околозвуковых и малых сверхзвуковых скоростей обтекания значительную роль в сопротивлении, обусловленном взаимовлиянием, играет дополнительное волновое сопротивление, возникающее на участках сопряжения крыла с фюзеляжем или гондолами. Эти участки должны быть объектом тщательного профилирования, чтобы избежать появления скачка уплотнения или же сместить его в зону, расположенную вне крыла. По предложению Уиткомба, нашло применение так называемое «правило площадей». Это правило, которое дает способ уменьшения волнового сопротивления, обусловленного взаимовлиянием, сводится к следующему. Волновое сопротивление комбинации крыла с фюзеляжем при нулевой подъемной силе оказывается примерно равным волновому сопротивлению такого эквивалентного тела вращения, у которого закон распределения поперечных сечений по оси тела идентичен закону распределения площадей поперечных сечений заданной комбинации крыло—фюзеляж.

Эквивалентное тело вращения можно получить путем замены площадей поперечных сечений комбинации крыло—фюзеляж соответствующими площадями равновеликих кругов. Можно добиться уменьшения вредного взаимовлияния крыла и фюзеляжа на режимах небольших сверхзвуковых скоростей обтекания, если поперечные сечения комбинации крыло—фюзеляж будут изменяться по длине фюзеляжа по заданному закону, соответствующему некоторому исходному телу вращения с малым волновым сопротивлением.

Реализация правила площадей приводит к характерному поджатию фюзеляжа в зоне сопряжения крыла и фюзеляжа. Наибольший положительный эффект получается при $c_y=0$. На рис. 11.12 и 11.13 приведены примеры использования правила площадей для моделей с треугольным и со стреловидным крыльями ($\chi=45°$, $\bar{c}=6\%$, $\lambda_\Phi=11$), установленными на фюзеляже в схеме среднеплана.

Форму фюзеляжа в соответствии с правилом площадей можно подбирать для условий обтекания при разных числах М, при этом оптимальный эффект будет получаться при задан-

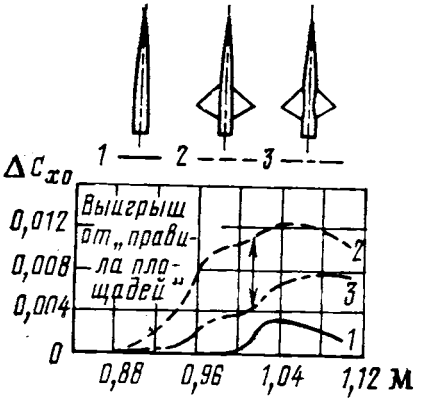


Рис. 11.12. Пример использования правила площадей для комбинации фюзеляжа с треугольным крылом

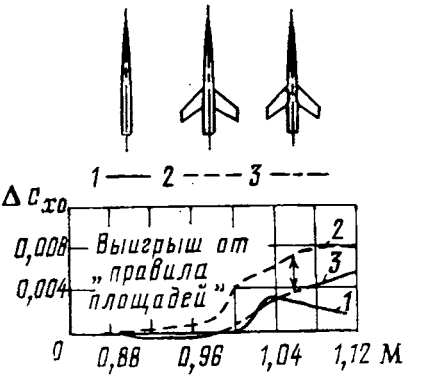


Рис. 11.13. Применение правила площадей для комбинации фюзеляжа со стреловидным крылом

ном М. При использовании правила площадей не только уменьшается волновое сопротивление, но улучшаются и другие свойства самолета, например, характеристики устойчивости и управляемости.

4. ВЗАИМОВЛИЯНИЕ ПРИ СВЕРХЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

Взаимовлияние частей летательных аппаратов при сверхзвуковом обтекании определяется в основном распространением волн сжатия и расширения, возникающих на поверхности тел и передающих изменения давления соседним телам. Зоны возмущения обычно невелики, но в этих узких областях могут наблюдаться большие изменения давления. На рис. 11.14 показана схема взаимодействия гондолы с поверхностью крыла через посредство скачков уплотнения и волн расширения. Возникающие при таком взаимодействии изменения давления могут как увеличивать, так и уменьшать подъемную силу и лобовое сопротивление и смещать центр давления на крыле. Рис. 11.15 иллюстрирует влияние крыла на гондолу. При расположении гондолы в зоне разрежения над крылом создается дополнительное отрицательное сопротивление — сила тяги, а при размещении гондолы под крылом возникает дополнительное положительное сопротивление.

Толщина крыла сильно влияет на ту долю сопротивления, которая определяется взаимодействием гондолы с крылом. Эта доля, в первую очередь, зависит от места расположения гондолы

(рис. 11.16). Если скачок от гондолы попадает на крыло впереди точки максимальной толщины крыла, то реализуется дополнительное сопротивление от взаимовлияния. Если же скачок от гондолы попадает на кормовую часть профиля крыла, то сопротивление от взаимовлияния будет отрицательным. Величина дополнительного сопротивления примерно пропорциональна относительной толщине профиля; характеристики дополнительного сопротивления показаны на рис. 11.16; там же показано и обратное влияние толщины крыла на характеристики гондолы. Если гондола расположена под крылом в передней зоне повышенного давления от крыла, то сопротивление гондолы может

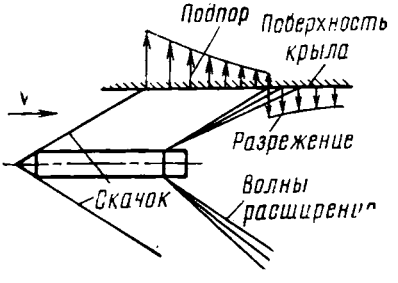


Рис. 11.14. Схема взаимовлияния гондолы и крыла при числах $M>1$

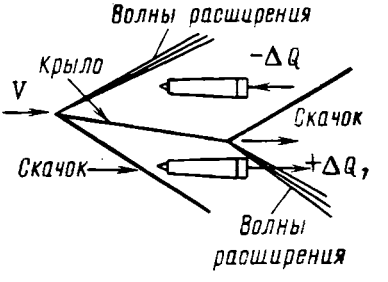


Рис. 11.15. Влияние крыла на гондолу

возрасти, при расположении же гондолы в зоне расширения — вблизи кормовой части профиля крыла — сопротивление гондолы уменьшится. В этом случае крыло будет создавать дополнительное отрицательное сопротивление гондолы.

Для того чтобы произвести расчет сил взаимодействия крыла и гондолы, а также получить более отчетливое представление о явлении взаимодействия, необходимо представить себе, на каких участках тел сказываются силы взаимодействия. След от пересечения поверхности скачка уплотнения гондолы и плоскости крыла является примерно параболой (рис. 11.17), и силы взаимодействия будут зависеть от площади, на которой возникает дополнительный подпор. На рис. 11.17 коническая поверхность скачка уплотнения, созданного телом вращения (гондолой), пересекает поверхность треугольного крыла по параболической кривой *AB*. Определив из опыта или путем расчета распределения давления на заштрихованной площади *ABC*, можно найти дополнительную силу, обусловленную влиянием гондолы на крыло. Подобные построения можно провести для любой компоновки самолета.

Обычно при проектировании самолета приходится тщательно взвешивать недостатки и преимущества отдельных вариантов расположения его элементов. Приведем некоторые резуль-

таты исследований, проведенных фирмой Боинг. Прежде всего при расположении гондол под крылом оказалось целесообразным ориентировать их оси по местному направлению потока,

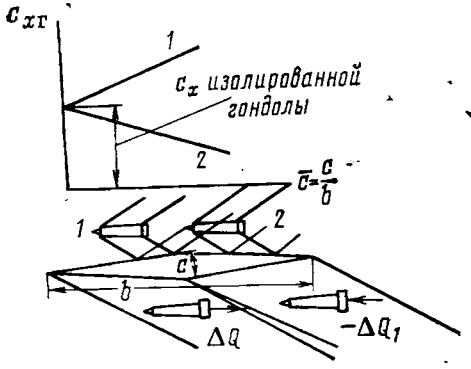


Рис. 11.16. Влияние толщины крыла на взаимовлияние крыла и гондолы

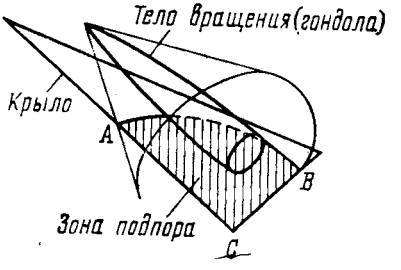


Рис. 11.17. Область давления на крыле, созданная телом вращения (гондолой)

т. е. располагать их так, чтобы оси сходились — «веером», пересекаясь впереди. При этом получается выигрыш как в величинах сопротивления, так и в величинах подъемной силы. Кроме того, из рис. 11.18 следует, что рациональное расположение гондол

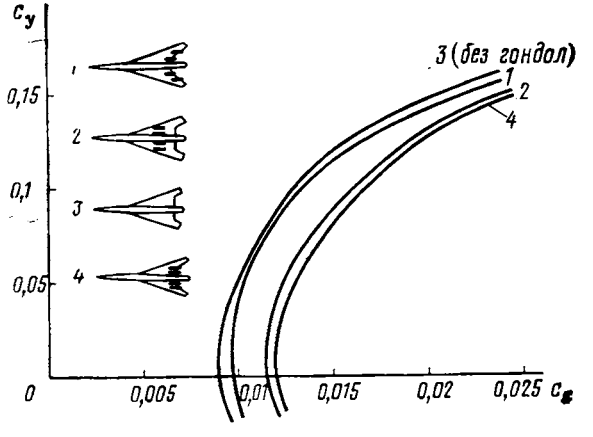


Рис. 11.18. Поляры модели самолета с разными вариантами размещения четырех гондол при M=2,7

под крылом может дать значительный выигрыш в величине лобового сопротивления при сверхзвуковых крейсерских режимах полета, в рассматриваемом примере при числе M=2,7.

Понятие о гиперзвуковых летательных аппаратах еще полностью не определено. Не уточнены диапазоны чисел Маха и высот, в которых должны летать такие аппараты. К гиперзвуковым летательным аппаратам относятся так называемые воздушно-космические аппараты, т. е. такие аппараты, которые могут выходить за пределы атмосферы. Однако условия посадки этих аппаратов такие же, как и обычных самолетов.

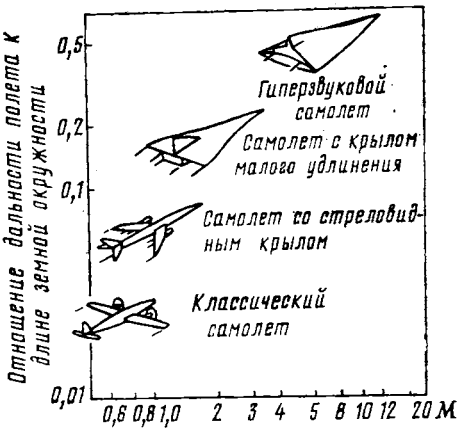


Рис. 11.19. Классификация самолетов

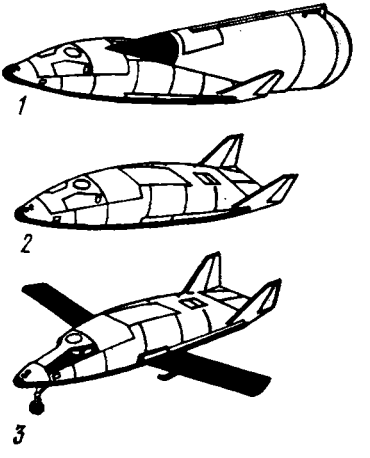


Рис. 11.20. Воздушно-космический маневрирующий аппарат многократного применения:
1—аппарат на ракете-носителе; *2*—аппарат при входе в атмосферу; *3*—аппарат на посадке

В качестве примера приведем одну из условных классификаций самолетов с разбивкой их по скоростным свойствам и дальности. Первый из этих основных признаков характеризуется числом М, а второй — отношением дальности полета к длине земной окружности. Из рис. 11.19 видно, что гиперзвуковой самолет имеет наибольшую скорость и наибольшую дальность полета.

Гиперзвуковой самолет должен иметь большие полезные объемы, так как он должен нести много горючего, в особенности, если в качестве горючего используется жидкий водород, характеризующийся малой плотностью. Следовательно, аппарат может быть большим и тяжелым. Основная часть подъемной силы создается поверхностью корпуса. В диапазоне чисел $6<M<10$ аппарат может служить в качестве многократно используемой ступени. Например, на рис. 11.20 приведена схема такого аппарата многократного применения, запускаемого с ракетой и совершающего посадку как обычный самолет.

* По зарубежным данным.

Так как гиперзвуковые самолеты должны иметь большую дальность полета, то для них очень существенной характеристикой является аэродинамическое качество $K=c_y/c_x$, которому пропорциональна дальность. В то же время величины аэродинамического качества у таких самолетов обычно невысоки и значительно меньше, чем у самолетов небольших скоростей. Поэтому борьба за каждую долю единицы аэродинамического качества гиперзвукового самолета имеет особое значение. Используя различные сочетания компоновочных форм аппарата, можно существенно влиять на величину $K=c_y/c_x$.

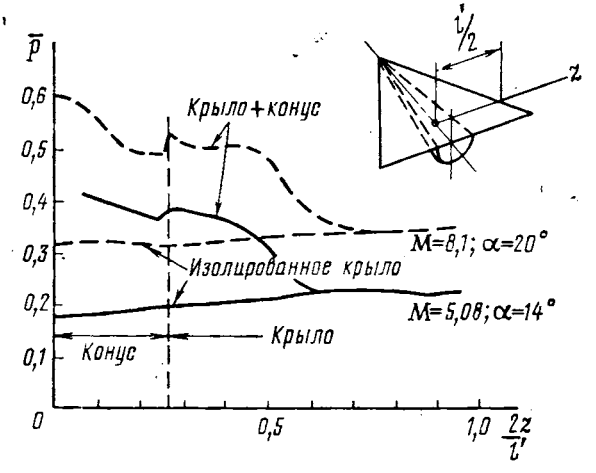


Рис. 11.21. Распределение давления на нижней поверхности модели гиперзвукового аппарата

Взаимовлияние корпуса и крыла может благотворно сказаться на величине подъемной силы вследствие создания дополнительного давления при помощи скачков уплотнения. При наличии таких скачков и повышении давления необходимо тщательно следить за усилением тепловых процессов.

Рассмотрим схему гиперзвукового самолета с крылом и несущим корпусом. При этом не будем касаться вопроса об аппарате, летающем на высотах 90—120 км в среде свободно-молекулярного потока, так как этот вопрос находится в стадии предварительного рассмотрения. На рис. 11.21 показано распределение давления в одном из поперечных сечений на нижней поверхности гиперзвукового аппарата, который представляет собой комбинацию треугольного крыла и фюзеляжа, имеющего форму полуконуса с полууглом при вершине 16°; крыло имеет угол стреловидности передней кромки $\chi=50°$. Величина дополнительного давления от влияния фюзеляжа на крыло значительна и распространяется на участок, равный примерно половине размаха омываемой потоком консоли крыла.

Ввиду того что гиперзвуковые аппараты имеют обычно сравнительно небольшие крылья, а фюзеляжи больших объемов, при сравнении различных компоновок часто пользуются объемным параметром $v^{2/3}/S$, где v — объем аппарата, а S — площадь в плане. Применение объемного параметра дает возможность сравнивать аппараты при одинаковых относительных объемах.

Сравним величины аэродинамического качества для двух различных схем гиперзвукового самолета — высокоплана и низкоплана. Значения максимального аэродинамического качества

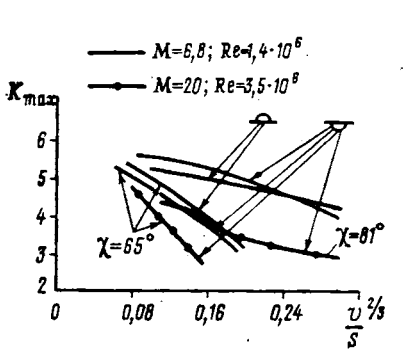


Рис. 11.22. Значения K_{max} моделей гиперзвуковых аппаратов в функции объемного параметра

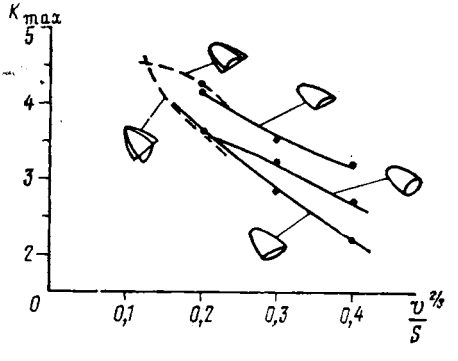


Рис. 11.23. Значения K_{max} для крылатых и бескрылых гиперзвуковых аппаратов при M=19 и Re=3,2·10⁶

K_{max} указаны на рис. 11.22 в функции объемного параметра. Аппарат имеет фюзеляж в форме полуконуса с полууглом при вершине от 3 до 9°, установленный на верхней или на нижней поверхности треугольных крыльев с углами стреловидности $\chi=65°$ и $\chi=81°$. Испытания были проведены при числах M=6,8 и M=20. Как видно, увеличение объемного параметра ведет к снижению величины K_{max}; возрастание числа M приводит к снижению K_{max}.

На величину K_{max} сильно влияет число Re. У аппаратов с большими необходимыми полезными объемами при малых числах Re ($<0{,}1\cdot10^6$) трудно получить значения K_{max}, бо́льшие 3. У аппаратов-высокопланов за счет полезного взаимовлияния K_{max} реализуется при меньших углах атаки, чем у низкопланов. Поэтому у низкопланов головная волна у передней кромки крыла может привести к большим потерям качества, в то же время эта волна мало снижает качество у высокопланов. Полезное взаимовлияние способствует повышению K_{max} у высокопланов при оптимальном угле стреловидности крыла, меньшем того угла, который образуется при наклоне конического скачка на нулевом угле атаки.

Для сравнения крылатых и бескрылых гиперзвуковых аппаратов на рис. 11.23 приведены значения K_{max} в функции объем-

ного параметра для различных гиперзвуковых аппаратов. Эти аппараты имели эллиптические или полуэллиптические поперечные сечения, срезанные как сверху, так и снизу. Все аппараты были построены как тела минимального сопротивления заданной длины с удлинением 7,5; закон изменения поперечных сечений соответствовал закону для тела минимального сопротивления. Из рис. 11.23 следует, что тела с плоской нижней частью обладают бóльшими значениями K_{max}, чем тела со срезанным верхом; значения K_{max} для симметричных тел находятся в промежуточной зоне. Если к полуэллиптическому телу присоединить крыло, совпадающее по форме с контуром ударной волны при заданном числе M, то значения K_{max} возрастут, при этом значения объемного параметра уменьшаются.

Глава XII

ВОЗДУХОЗАБОРНИКИ [15, 16]

1. ПРИНЦИП И СХЕМЫ РАБОТЫ ВОЗДУХОЗАБОРНИКОВ

Большинство современных летательных аппаратов, движущихся в пределах атмосферы, приводится в действие двигательными установками, использующими воздух в качестве рабочего тела. Мощность двигателей и секундная масса протекающего через двигатели воздуха непрерывно возрастают, и задачи так называемой «внутренней аэродинамики» становятся не менее важными, чем задачи «внешней аэродинамики»; кроме того, между задачами внешней и внутренней аэродинамики в применении к летательному аппарату должно быть строгое соответствие. Поэтому проблема подачи к двигателю необходимого количества воздуха, забираемого из внешней среды наиболее экономичным способом при условии, что внешнее сопротивление аппарата остается минимально возможным при данной схеме забора воздуха, является исключительно важной.

Таким образом, перед конструктором и исследователем стоит задача создания рациональных воздухозаборников, которые должны обеспечивать: необходимое для двигателя количество воздуха на всех режимах работы; равномерное поле полных давлений перед компрессором; устойчивую «беспомпажную» совместную работу воздухозаборника и двигателя; наименьшие потери энергии на всем пути движения воздуха от входа в воздухозаборник до входа в компрессор. Кинетическая энергия входящего в воздухозаборники потока воздуха должна наиболее экономично преобразовываться в потенциальную энергию давления, чтобы сохранить высокий уровень коэффициента восстановления давления. Необходимо также обеспечивать минимальное дополнительное внешнее сопротивление всех воздухозаборных устройств на летательном аппарате.

Воздухозаборники разделяются на несколько основных групп. Лобовые воздухозаборники располагаются в носовой части аппарата (рис. 12.1). Боковые воздухозаборники размещаются сбоку или внизу фюзеляжа на некотором расстоянии

от носа аппарата или под крылом (рис. 12.2). При таком расположении воздухозаборников на стенке перед ними нарастает пограничный слой, который, попадая в каналы воздухозаборни-

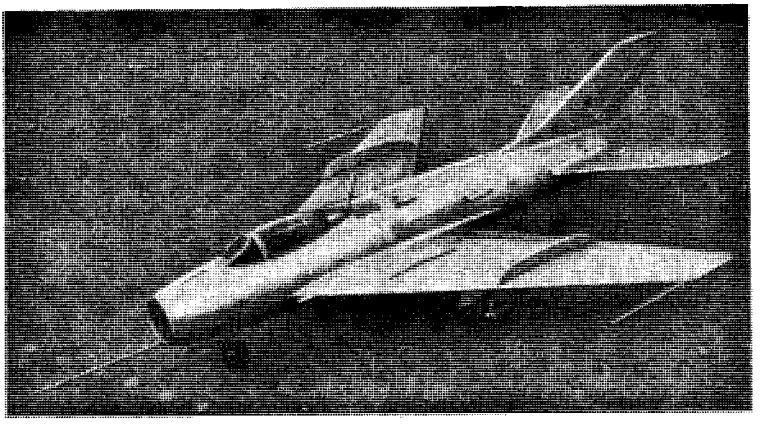


Рис. 12.1. Лобовой воздухозаборник на самолете Миг-19

ков, может уменьшить коэффициент восстановления давления. Поэтому этот пограничный заторможенный слой необходимо устранять при помощи «слива» или отсоса. Слив пограничного слоя (рис. 12.3) обычно осуществляют, отодвигая заборник от стенки на некоторое расстояние y_2 и профилируя дополнительные

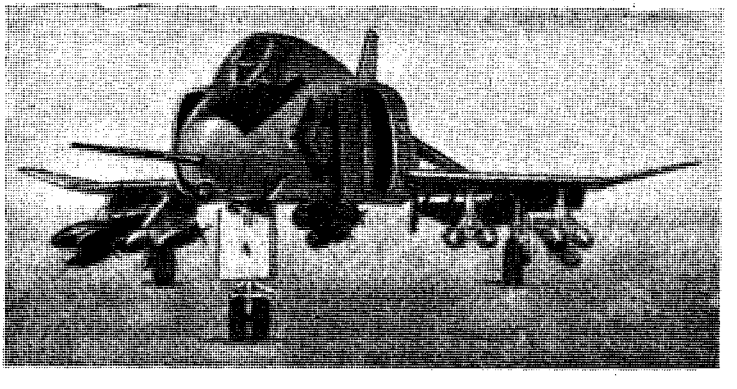


Рис. 12.2. Боковые воздухозаборники на самолете «Фантом»

каналы, по которым слой стекает, минуя воздухозаборник. Для улучшения работы и уменьшения габаритов боковой воздухозаборник лучше располагать в равномерном потоке, имеющем

меньшую скорость по сравнению со скоростью набегающего потока.

Помимо деления на боковые и лобовые различают также воздухозаборники внешнего и внутреннего сжатия сверхзвукового потока. Если торможение потока до скорости, близкой к звуковой, происходит перед плоскостью входа, то мы имеем дело с внешним сжатием; если торможение сверхзвукового потока осуществляется за плоскостью входа, то реализуется внутреннее сжатие. В последнее время подвергаются тщательному исследованию и воздухозаборники со смешанным сжатием. Сжатие

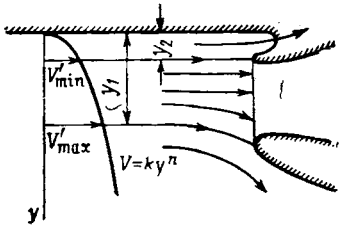


Рис. 12.3. Схема гондолы со сливом заторможенного пограничного слоя

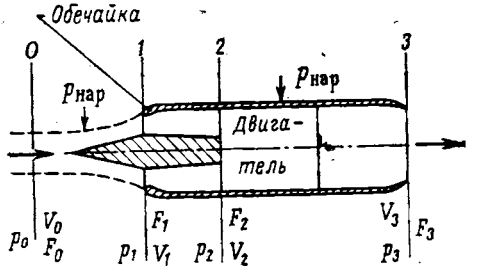


Рис. 12.4. Схема внутреннего канала гондолы двигателей

можно осуществлять самыми разными способами, например, при помощи прямого скачка, при помощи двух- или многоскачковой системы, которая в пределе может обеспечить сжатие, близкое к изэнтропическому.

Течение на входе в лобовой воздухозаборник трехмерное — коническое, а в случае бокового воздухозаборника двухмерное — клиновидное.

Рассмотрим общую принципиальную схему внутреннего канала гондолы двигателей (рис. 12.4). Сечение *О* соответствует невозмущенному потоку, *1* — входу в воздухозаборник, *2* — входу в компрессор двигателя, *3* — выходу из сопла двигателя. Будем рассматривать течение в сечениях *О—2*.

Эффективная сила тяги, приложенная к летательному аппарату, не будет равна чистой силе тяги, развиваемой двигателем $P_{дв}$. Если расход воздуха, забираемого воздухозаборником, равен расходу воздуха, проходящего через двигатель, то приложенная к самолету эффективная сила

$$P_{сам.эф}=P_{дв}-Q_{внеш}, \qquad (12.1)$$

где $Q_{внеш}$ — внешнее сопротивление:

$$Q_{внеш}=Q_{ж}+Q_{об}-X_{п}=\int_{0}^{3} p_{нар}dF. \qquad (12.2)$$

Здесь $Q_ж$ — сопротивление жидкого контура воздухозаборника, т. е. сила, действующая на граничную линию тока струи, входящей в воздухозаборник:

$$Q_ж = \int_0^1 p_{нар} dF; \tag{12.3}$$

$Q_{об}$ — сопротивление обечайки воздухозаборника;
$X_п$ — подсасывающая сила;
F — площадь поперечного сечения.

Силу тяги двигателя можно найти из соотношения

$$P_{дв} = m_3 V_3 + p_3 F_3 - m_0 V_0 - p_0 F_0. \tag{12.4}$$

Во всех выражениях силой трения мы пренебрегли.

Введем следующие понятия. *Коэффициентом расхода* будем называть выражение

$$f = \frac{m}{\varrho_0 V_0 F_{вх}} = \frac{F_0}{F_{вх}}, \tag{12.5}$$

где $F_{вх} = F_1$ — площадь входа по переднему краю обечайки, а *коэффициентом восстановления полного давления* — отношение полного давления на входе в двигатель к полному давлению на бесконечности:

$$\nu = \frac{p_{торм\,2}}{p_{торм\,0}}, \tag{12.6}$$

где $p_{торм}$ — давление торможения.

При дозвуковом воздухозаборнике и при изэнтропическом течении без учета сил трения коэффициент $\nu = 1$. Если течение на входе было сверхзвуковым, а в сечении *2* скорость V_2 стала дозвуковой, то коэффициент ν будет меньше единицы вследствие потерь полного давления между сечениями *0* и *2*. Для уменьшения этих потерь пытаются создать системы со многими скачками.

Потери силы тяги можно грубо оценить по формуле

$$\frac{\Delta P}{P} = 1{,}25 \frac{\Delta p_{торм\,2}}{p_{торм\,0}}, \tag{12.7}$$

где ΔP — потеря силы тяги. Приняв потери в дозвуковом диффузоре равными 5%, а потери полного напора для случая прямого скачка по следующей таблице:

M	1	1,5	2	2,5
$\frac{\Delta p_{торм\,2}}{p_{торм\,0}}$	0	0,12	0,32	0,52

можно, например, при M = 2,5 получить $\frac{\Delta P}{P} = 65\%$.

Формула (12.7) пригодна до чисел M=3 для турбореактивных двигателей.

Рассмотрим несколько подробнее силы, приложенные к воздухозаборнику. Сопротивление жидкого контура воздухозаборника $Q_ж$ есть часть его внешнего сопротивления. Диаметр поступающей в двигатель воздушной струи, определенный в невозмущенном потоке (сечение *0* на рис. 12.4), отличается от диаметра входа (сечение *1*). При этом и количество движения струи на входе не равно количеству движения струи в невозмущенном

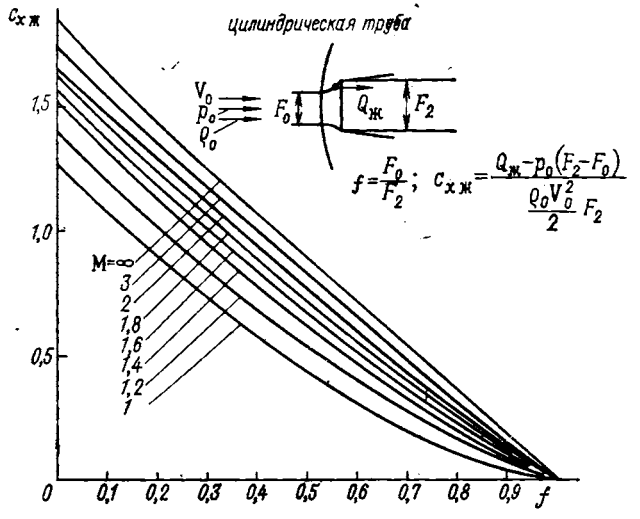


Рис. 12.5. Коэффициент сопротивления жидкого контура для лобового воздухозаборника

потоке. Сопротивление жидкого контура определяется как проекция на направление невозмущенного потока интеграла сил, приложенных к жидкому контуру струи, входящей в воздухозаборник. В сопротивление жидкого контура включается и сопротивление от скачков уплотнения, появляющихся при торможении сверхзвукового потока.

На рис. 12.5 показаны значения коэффициента $c_{x\,ж}$ (отнесенного к площади входа лобового воздухозаборника) в функции коэффициента расхода f.

Для лобового воздухозаборника с кольцевым входом и центральным конусом, имеющим полуугол при вершине $\varphi_к=20°$, значения коэффициента $c_{x\,ж}$ и f приведены на рис. 12.6.

На величину сопротивления жидкого контура $Q_ж$ очень сильно влияет способ, которым осуществляется внешнее сжатие. Если это сжатие происходит в прямом скачке, то коэффициент сопротивления жидкого контура $c_{x\,ж}$ в 2,5 раза больше, чем при

реализации конического скачка. На рис. 12.7 показана зависимость $c_{x\,ж}$ от коэффициента f для лобовых воздухозаборников с центральным коническим телом при разных видах потерь в скачках; для сравнения приведен случай с чистым лобовым входом, в котором осуществляется прямой скачок. Сравнение проведено при числе $M=1{,}8$.

Сопротивление обечайки, входящее в формулу (12.2), следует определять путем измерения соответствующего распределения давления.

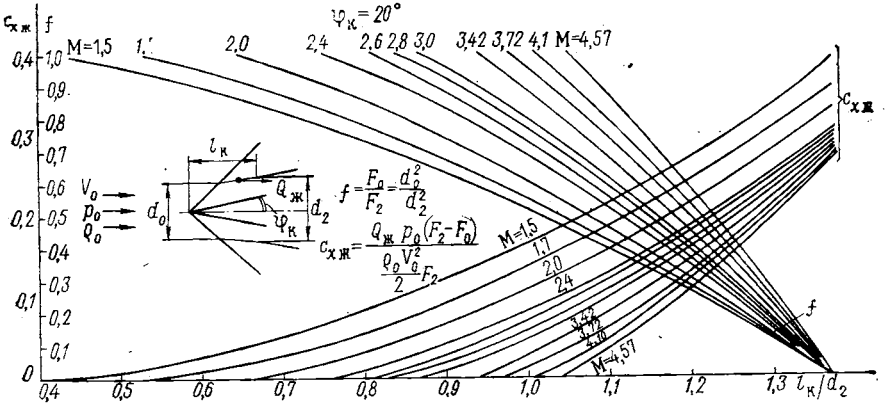


Рис. 12.6. Коэффициенты $c_{x\,ж}$ и f для лобового воздухозаборника с кольцевым входом (центральный конус с полууглом $\varphi_к=20°$)

При одинаковых значениях коэффициента относительного расхода воздуха f, как показывают кривые, приведенные на рис. 12.7, сопротивление жидкого контура $Q_ж$ при сверхзвуковой скорости в плоскости входа меньше, чем при реализации дозвуковой скорости. При этом получается столь большой выигрыш в сопротивлении жидкого контура, что целесообразность создания прямого скачка за плоскостью входа очевидна.

Анализ показал, что сумма определенного теоретически сопротивления жидкого контура $Q_ж$ и сопротивления обечайки $Q_{об}$ может оказаться больше, чем сила внешнего сопротивления. Такое положение объясняется наличием подсасывающей силы, которая может быть реализована в условиях дозвукового обтекания носка обечайки. На рис. 12.8 приведен график изменения коэффициента подсасывающей силы $c_{x\,п}$ в зависимости от коэффициента расхода f, подсчитанный для условий затупленных кромок обечайки, на которых в местном дозвуковом потоке за прямым скачком развивается подсасывающая сила. По мере возрастания числа M набегающего потока сопротивление $Q_ж$ повышается, а значение подсасывающей силы уменьшается. С этой точки зрения полезно сравнить схемы дозвукового

и сверхзвукового входов в лобовой воздухозаборник (рис. 12.9). У дозвукового входа (*а*) закругленные формы носков обечайки помогают реализовать силу тяги за счет подсасывающей силы, что несколько снижает сопротивление $Q_ж$. Сверхзвуковой вход (*б*) имеет центральное коническое тело и острые передние кромки обечайки. Такая компоновка, при которой могут возникать срывы потока на острых кромках обечайки, не позволяет реализовать подсасывающую силу.

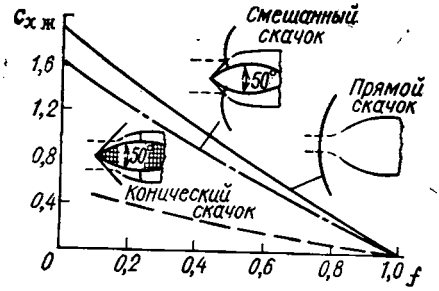


Рис. 12.7. Сравнение коэффициента $c_{x\,ж}$ при M=1,8 для разных условий на входе в воздухозаборник

Все приведенные графики показывают, что сопротивление $Q_ж$ падает при увеличении коэффициента расхода f и при достижении коэффициента $f=1$ становится равным нулю.

Волновое сопротивление гондол двигателей как часть внешнего сопротивления можно определить из материалов гл. X и XI.

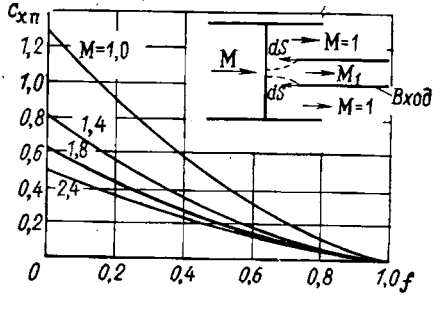


Рис. 12.8. Идеальная подсасывающая сила лобового воздухозаборника

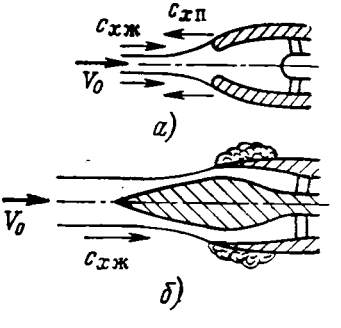


Рис. 12.9. Сравнение дозвукового (*а*) и сверхзвукового (*б*) входов лобового воздухозаборника

2. СВЕРХЗВУКОВОЙ ВОЗДУХОЗАБОРНИК

Остановимся подробнее на сверхзвуковом воздухозаборнике. Наиболее простой формой сверхзвукового воздухозаборника является форма, соответствующая схеме рис. 12.4, но без центрального конического тела. Предположим, что мы изменяем отношение площадей F_3/F_1, например, путем повышения величины F_3 (рис. 12.10). Головная волна перед каналом будет занимать определенное положение в зависимости от степени раскрывания

канала в сечении *3*. Коэффициент расхода f будет равен отношению F_0/F_1. Предположим, что дозвуковой диффузор имеет потери, которые приведут к тому, что коэффициент восстановления давления ν будет меньше единицы. Увеличивая площадь F_3, можно повышать коэффициент f до такого предела, когда головная волна подойдет к входу в сечении *1* и станет присоединенным скачком — прямым на входе в канал и косым во внешнем потоке. Этот режим можно назвать критическим, ему соответствует значение $f=1$; величина ν будет определяться потерями в дозвуковом диффузоре. На рис. 12.10 критическому режиму соответствует точка A на оси F_3/F_1. Меньшие значения отношения F_3/F_1 соответствуют докритическому режиму.

При дальнейшем увеличении отношения F_3/F_1 имеет место закритический режим, который характеризуется постоянством коэффициента расхода и постепенным падением коэффициента восстановления давления. Ввиду того что величина F_3 увеличивается, а скорость звука на выходе a_3 сохраняет постоянное значение, плотность на выходе должна понижаться. Это уменьшение плотности в дозвуковой части канала приведет к тому, что скачок переместится внутрь диффузора вниз по течению, что и является основной причиной уменьшения коэффициента ν.

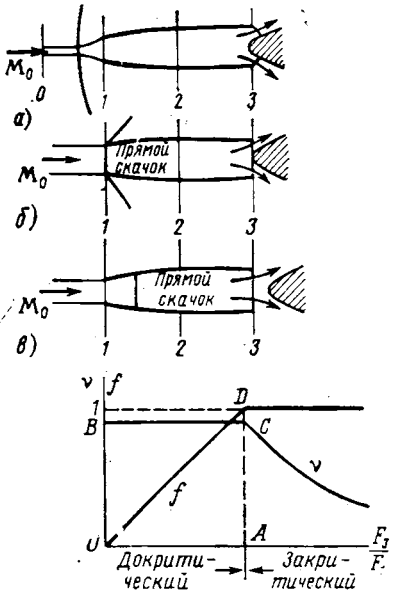


Рис. 12.10. Режимы работы воздухозаборника с лобовым входом: *а*—докритический; *б*—критический; *в*—закритический

Увеличение угла атаки самолета вызывает понижение коэффициента расхода f. Повышение числа M приводит к еще более сильному влиянию угла атаки на коэффициент максимального расхода воздуха f_{max}. Например, переход от $\alpha=0$ к $\alpha=15°$ при $M\approx1{,}5$ влечет за собой снижение величины f_{max} на 7%. Потери на входе также увеличиваются.

Для борьбы с возникающими потерями предложены воздухозаборники в форме сверхзвуковых диффузоров с косым срезом (рис. 12.11). Эти каналы с прямым скачком, имеющие косой срез с углом β в плоскости входа, дают при положительных углах атаки повышенные значения коэффициента восстановления давления ν без ухудшения характеристик при нулевом угле атаки. При отрицательных углах атаки коэффициент ν резко падает.

С увеличением числа M коэффициент ν у простейших осесимметричных заборников также сильно падает. При M=4, напри-

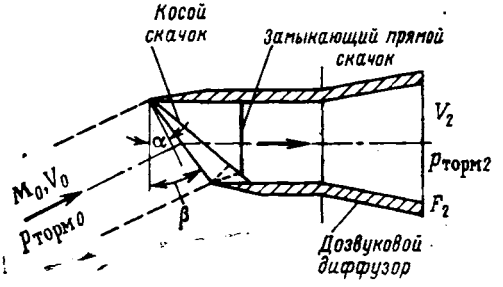


Рис. 12.11. Схема воздухозаборника с косым срезом (угол β)

мер, ν<15%. При $f<1$ величина $Q_ж$ резко возрастает. Поэтому, начиная с чисел M=1,6—1,8, оказалось целесообразным перейти к другим схемам воздухозаборников.

Воздухозаборники с центральным конусом

При переходе к скоростям полета, соответствующим числам M>1,5, потребовались другие схемы воздухозаборников. Для осесимметричного воздухозаборника была разработана схема с использованием центрального конуса со сверхзвуковым диффузором, а для бокового воздухозаборника — схема с полуконусом (см. рис. 12.2). Такие конические или полуконические элементы воздухозаборников часто выполняются передвижными вдоль оси воздухозаборников. Такое устройство позволяет регулировать расход воздуха через воздухозаборник так, чтобы можно было подбирать такой расход, при котором реализуются оптимальные коэффициенты восстановления давления для разных эксплуатационных значений числа M.

Принцип действия рассматриваемого устройства пояснен на рис. 12.12. Коническая или полуконическая часть воздухозаборника профилируется таким образом, что на ней реализуются косые скачки, в которых давление постепенно восстанавливается, и потери полного давления в замыкающем прямом скачке значительно снижаются — это и способствует повышению коэффициента ν, что и очевидно из рис. 12.12. Наличие трех косых и одного прямого скачков позволяет при числе M=4 увеличить коэффициент ν в 5 раз по сравнению с наличием одного прямого скачка.

Разберем разные режимы работы воздухозаборника с центральным коническим телом (рис. 12.13). Центральное коническое тело вызывает коническую волну уплотнения. За этой волной поток остается сверхзвуковым, хотя давление в нем и возра-

стает. Переход от сверхзвукового течения к дозвуковому осуществляется далее вниз по потоку, причем переход этот может реализоваться по-разному. Аналогично тому, как было указано при рассмотрении рис. 12.10, переход к дозвуковому режиму может осуществляться путем отсоединенной головной волны (случай *а*) — режим докритический. На докритическом режиме коэффициент расхода меньше, чем при других режимах,

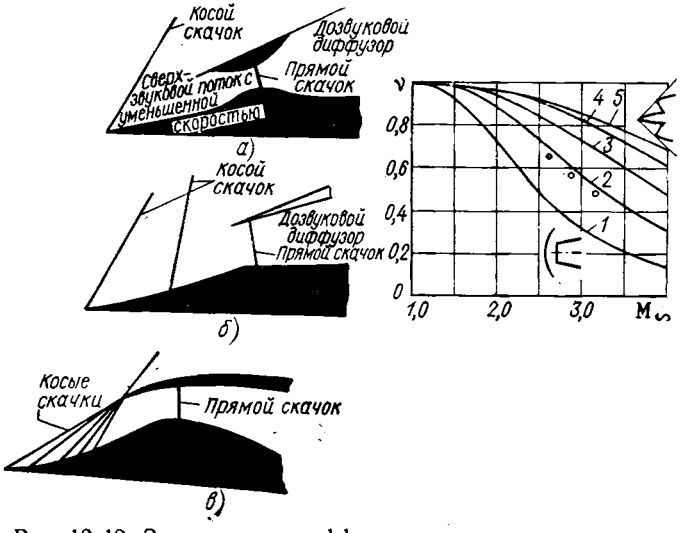


Рис. 12.12. Зависимость коэффициента восстановления давления от числа М набегающего потока для диффузоров с разным количеством косых скачков:

кривые: *1*—прямой скачок; *2*—один косой и прямой скачки; *3*—два косых и прямой скачки; *4*—три косых и прямой скачки; *5*—волны изэнтропического сжатия и прямой скачок

Схемы диффузоров: *а*—с одним косым скачком уплотнения; *б*—с двумя косыми скачками уплотнения; *в*—с волнами изэнтропического сжатия

а коэффициент восстановления давления ν обычно самый большой. При этом могут наблюдаться интенсивные явления помпажа, обусловленные пульсациями головной волны на входе. Случай *б* соответствует критическому режиму — здесь прямой скачок располагается во входном сечении. В этом случае коэффициент расхода f возрастает, а коэффициент ν сохраняет то же значение, что и в случае *а*. Для повышения коэффициента f следует перемещать центральный конус; максимальное значение f будет получено, когда коническая волна, идущая от носка конуса, коснется входной кромки обечайки воздухозаборника. Этого режима можно достичь и без перемещения конуса, он будет соответствовать такому числу М, при котором угол θ изменится насколько это необходимо. Такое расположение конической волны характеризует расчетный режим и соответствует значению коэф-

фициента $f=1$. При дальнейшем увеличении расхода воздуха через канал можно получить закритический режим (случай *в*). Прямой скачок при этом режиме оказывается расположенным внутри канала, расходные характеристики такие же, как и для критического режима, величина ν уменьшается.

При проектировании каналов воздухозаборников используют и отраженные скачки (рис. 12.14), которые могут быть включены в многоскачковую систему. Однако при этом необходимо позаботиться об улучшении взаимодействия скачка с пограничным слоем на внутренней стенке канала (см. стр. 218). После замыкающего прямого скачка из-за большого повышения давления может возникнуть отрыв потока от стенки, что отрицательно скажется на коэффициенте восстановления давления. Поэтому диффузор в зоне скачка должен

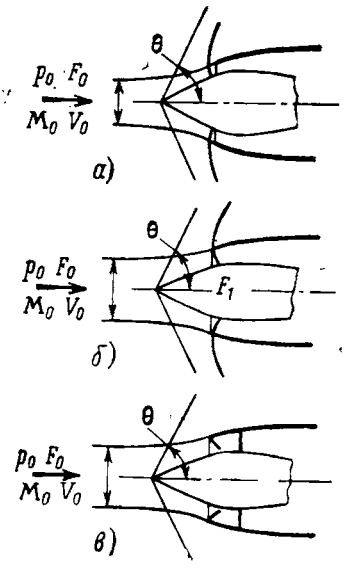


Рис. 12.13. Схемы течения в воздухозаборнике с центральным коническим телом:

а—докритическое течение; *б*—критическое; *в*—закритическое

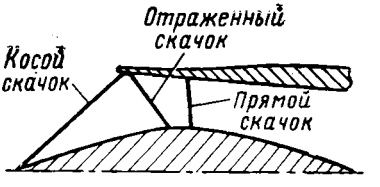


Рис. 12.14. Канал воздухозаборника с использованием отраженного скачка

иметь очень малое расширение; кроме того, должны быть устранены другие возможные причины отрыва пограничного слоя.

Важнейшей задачей при выборе формы воздухозаборников является отыскание разумного компромисса между высокой степенью восстановления давления и сравнительно небольшим приростом внешнего сопротивления воздухозаборника. На уменьшении внешнего сопротивления благоприятно отражается устранение головной волны в зоне внешнего сжатия. Как известно из сказанного выше, наличие головной волны повышает волновое сопротивление. В рационально сконструированных каналах сжатие потока производится путем целесообразной комбинации как внешнего, так и внутреннего сжатия, при этом значение коэффициента ν может быть столь же высоким, как и при очень большом внешнем сжатии.

Боковой сверхзвуковой воздухозаборник

Боковые воздухозаборники, т. е. устройства, при которых воздух поступает в двигатель через отверстия, расположенные на стенках фюзеляжа или поверхности крыла, приобрели широкое распространение. В этом случае восстановление давления может быть осуществлено при помощи как полукольцевого, так и плоского диффузора. На рис. 12.15 показаны схемы входных устройств с внешним и с внутренним сжатием; здесь же показана и зависимость коэффициента ν от угла клина $\varphi_{кл}$ при внешнем сжатии. Плоский диффузор, который применен в рассматриваемом примере, по аэродинамическому совершенству немного уступает диффузору с центральным конусом. Оказывается, что в конических диффузорах между поверхностями скачка и конуса происходит дополнительное изэнтропическое торможение потока, что и вызывает дополнительное уменьшение числа M перед входом в канал в случае пространственного обтекания. В конструктивном отношении плоский диффузор обладает преимуществом более легкого регулирования, отсос пограничного слоя в нем осуществляется более просто. На схеме рис. 12.15 у заборника с внешним сжатием клин отодвинут от стенки, чтобы осуществить слив заторможенного слоя.

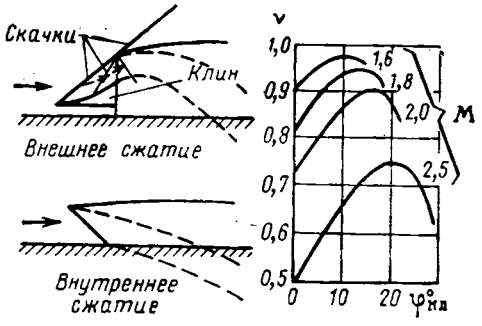


Рис. 12.15. Схемы бокового воздухозаборника с внешним и внутренним сжатием и график $\nu = f(\varphi_{кл})$ для внешнего сжатия (здесь $\varphi_{кл}$ — угол клина)

Очень важной проблемой при проектировании боковых воздухозаборников является устранение вредного влияния пограничного слоя или сведéние этого влияния к возможному минимуму. Если после осуществления внешнего сжатия у входа в канал число $M > 1{,}3$, то непосредственно за скачком отрыв пограничного слоя неизбежен. Если число $M < 1{,}3$ и слой находится в турбулентном состоянии, то за скачком отрыва не произойдет, но он может появиться при дальнейшем следовании по тракту канала. Поэтому весь канал воздухозаборника следует проектировать очень тщательно, так же как, например, канал сверхзвуковой аэродинамической трубы.

3. РЕГУЛИРОВАНИЕ ВОЗДУХОЗАБОРНИКОВ

Нерегулируемые воздухозаборники имеются только у аппаратов, рассчитанных на дозвуковые и малые сверхзвуковые ско-

рости полета. При необходимости обеспечения хорошей работы воздухозаборников в широком диапазоне чисел M полета, режимов двигателя, высоты полета, углов атаки и скольжения следует плавно регулировать воздухозаборник или применять автоматическое регулирование.

Первой задачей регулирования является обеспечение удовлетворительной работы воздухозаборника в том диапазоне чисел M, в котором эксплуатируется летательный аппарат. При этом можно получить более высокие значения коэффициента ν, чем в нерегулируемом заборнике.

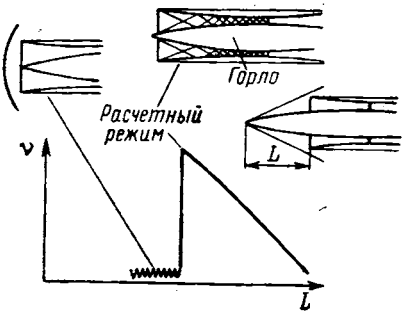


Рис. 12.16. Зависимость коэффициента восстановления давления ν от положения центрального тела для воздухозаборника с внутренним сжатием

Как и в аэродинамических трубах, воздухозаборник со сверхзвуковым диффузором, рассчитанный на работу при заданном числе M, имеет определенную площадь минимального сечения, называемого иногда «горлом». Чем больше расчетное значение числа M, тем меньше площадь горла. При отсутствии регулирования снижение полетного числа M приводит к тому, что не весь набегающий на воздухозаборник поток может пройти через горло; значительная часть потока пройдет мимо заборника, вызывая дополнительное внешнее сопротивление. Отсюда ясны основные пути регулирования: изменение площади горла и применение открывающихся створок для удаления избыточного воздуха.

Большое распространение приобрел упоминавшийся выше способ регулирования воздухозаборника путем перемещения конического тела. Рассмотрим этот способ на примере воздухозаборника с внутренним сжатием. Канал заборника имеет очень малый угол раствора, коническое тело также обычно имеет малый угол при вершине. Поэтому на поверхностях диффузора образуется много косых скачков, отражающихся затем от противоположных стенок канала. Эта серия косых скачков (рис. 12.16) замыкается прямым скачком, расположенным около горла. При расчетных условиях (критический режим) вершина конуса находится у входного сечения, несколько выходя из него. В этом положении коэффициент ν имеет оптимальное значение. При дальнейшем перемещении конуса внутрь диффузора имеет место избыточное сужение, воздухозаборник «срывается» и коэффициент ν уменьшается. Перед воздухозаборником возникает головная волна (докритический режим), и коэффициент восстановления давления определяется потерями

в прямом скачке. Этот режим неблагоприятен также и по внешнему сопротивлению. Перемещение конуса вперед (закритический режим) позволяет обеспечить необходимый расход воздуха через воздухозаборник, уменьшает внешнее сопротивление по сравнению со случаем, соответствующем наличию головной волны на входе, но приводит к снижению коэффициента ν из-за уменьшения степени торможения сверхзвукового потока.

Существуют программное регулирование и замкнутая система регулирования. В первом случае регулирование положения конуса осуществляется в зависимости от программы полета, т. е. от числа М, высоты полета и числа оборотов двигателя. При

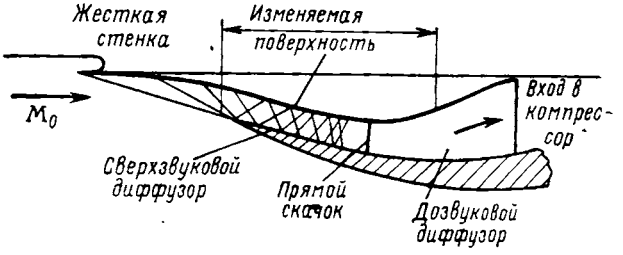


Рис. 12.17. Схема регулируемого бокового воздухозаборника

замкнутой системе регулирования автоматизацию перемещения конуса можно осуществить путем фиксации скачка уплотнения на стенке внешнего контура канала. Скачок уплотнения вызывается центральным телом. Кроме того, осуществляется слежение за перемещением замыкающего прямого скачка. Специальное устройство, приводимое в действие от соответствующего датчика, устанавливает конус в нужном положении. В результате действия регулирующих устройств прямой скачок должен располагаться несколько ниже горла по потоку. При дозвуковых и околозвуковых скоростях полета коническое тело втягивается внутрь воздухозаборника и он превращается в простой лобовой воздухозаборник.

На рис. 12.17 приведена схема регулируемого бокового воздухозаборника. В схеме использован принцип, аналогичный принципу регулируемого сверхзвукового диффузора аэродинамических труб. Одна из стенок может деформироваться под воздействием специальных приводов, управляемых датчиками, фиксирующими заданное число М.

Высокая эффективность работы воздухозаборника определяется и расходными характеристиками. Прежде всего расход воздуха через воздухозаборник должен строго соответствовать потребному расходу воздуха через двигатель. Для согласования величин расхода (ввиду невозможности установить точное соот-

ветствие на всех эксплуатационных режимах) производят выпуск воздуха из канала перед двигателем. На некоторых режимах в воздухозаборник может войти воздуха больше, чем может пропустить двигатель. Тогда за воздухозаборником давление повышается, и прямой скачок уплотнения может выйти за пределы канала. Это положение соответствует докритическому режиму, о котором уже говорилось выше. Открыв створки, закрывающие щели перепуска воздуха (рис. 12.18), можно

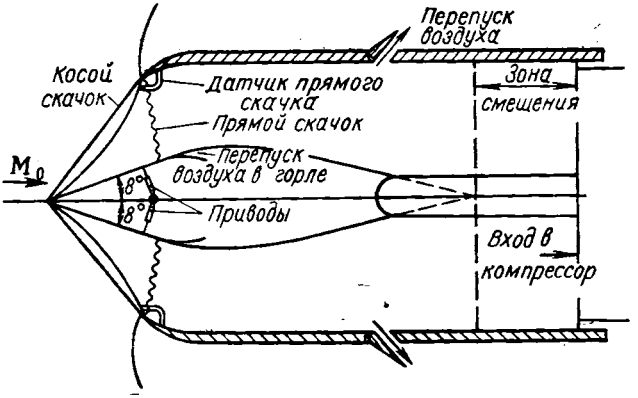


Рис. 12.18. Схема регулирования сверхзвукового воздухозаборника с изменением угла клина

уравнять расход воздуха через воздухозаборник и двигатель. Для приведения в действие регулирующих автоматических устройств перепуска воздуха, так же как и при регулировании перемещения конуса, применяется фиксация положения косых или прямых скачков. В схеме рис. 12.18 перепуск воздуха производится как в горле воздухозаборника, так и перед входом в камеру смешения до двигателя. Угол клина и створки перепуска регулируются по положению косых и прямых скачков. В систему регулирования входят следующие элементы: приемники и преобразователи давления, усилители, датчики давления и сервоприводы, счетно-решающие устройства.

Пограничный слой, образующийся на стенках диффузора, может оказать большое влияние на работу датчика, фиксирующего скачки; поэтому отсос пограничного слоя или другая форма управления слоем может улучшить работу регулирующей системы.

При проектировании воздухозаборников очень важно, чтобы регулирование обеспечивало стабилизацию положения скачка уплотнения. При работе системы возможны пульсации давления, однако они не должны приводить к столь большим отклонениям, как, например, «выбивание» скачка из диффузора и переход на докритический режим работы. Установлено, что удлинение горла

диффузора, несмотря на повышение потерь на трение в канале, очень целесообразно для улучшения устойчивости работы воздухозаборника. Можно рекомендовать также уравнительную камеру, соединенную с горлом диффузора. В этом случае возмущения давления, перемещающие скачок вверх по потоку, переместят его в такое положение, при котором щели перепуска в уравнительную камеру окажутся в зоне дозвукового потока. В самой камере при этом реализуется ранее установившееся более низкое давление. Это давление, взаимодействуя с импульсом давления за скачком, ограничит дальнейшее перемещение скачка вперед.

4. РАБОТА ВОЗДУХОЗАБОРНИКОВ НА МЕСТЕ И НА ВЗЛЕТЕ

Работа воздухозаборников на месте, а также на взлете вертикально взлетающего самолета или при висении вертолета имеет свои особенности. Если для аппарата, летящего на сверхзвуковых скоростях, кромки входного сечения воздухозаборника должны быть тонкими для уменьшения внешнего сопротивления, то при полете на малых скоростях и, в особенности, при большом разнообразии углов притекания потока к входному сечению необходимы кромки с большим закруглением. В этом случае происходит поджатие струи (рис. 12.19) и значительное закругление передних кромок необходимо для предупреждения отрыва потока.

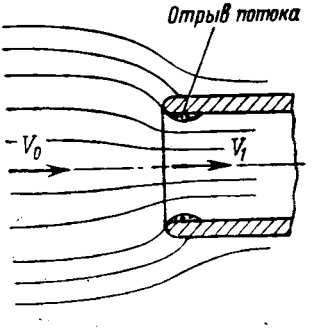


Рис. 12.19. Картина обтекания входа при $\frac{V_0}{V_1} \ll 1$

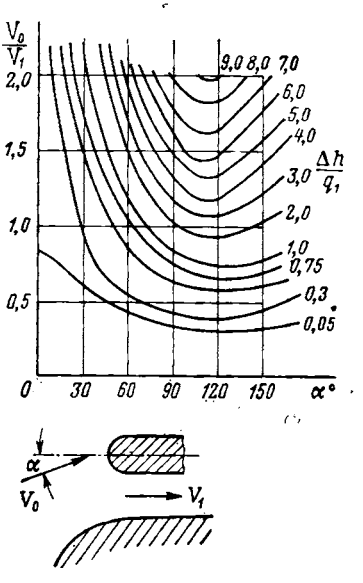


Рис. 12.20. Характеристики потерь на входе:

здесь $\frac{\Delta h}{q_1}$ —средние потери на входе; q_1—скоростной напор на входе; V_0—скорость невозмущенного потока; V_1—средняя скорость на входе

На рис. 12.20 указаны величины средних потерь напора, отнесенных к скоростному напору невозмущенного потока $\Delta h/q_1$, в зависимости от угла набегания потока α и отношения скоростей V_0/V_1 невозмущенного потока к средней скорости на входе, определенной по расходу воздуха. Показаны контуры входа и сечение входной кромки; кромка закруглена по дуге круга. Кривые, приведенные на рис. 12.21, характеризуют влияние толщины передних кромок входного сечения на величину относительной скорости на входе V_0/V_1 при разных углах α набегающего потока. Можно видеть сильный эффект выравнивания поступающего в воздухозаборник потока при утолщении передних кромок. Самая тонкая кромка 5 при очень больших углах притекания воздуха, характерных для вертолета и самолета с вертикальным взлетом, вызывает столь большое сужение эффективного сечения струи в канале, что следует опасаться высоких скоростей в канале и очень больших потерь напора. При оценке величины потерь напора $\Delta h/q_1$ следует учитывать большую роль числа Re.

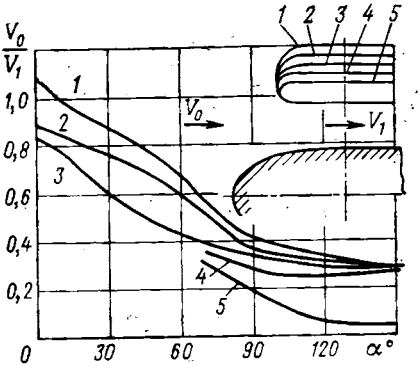


Рис. 12.21. Изменение условий протекания воздуха через вход $\left(\frac{\Delta h}{q_1}=0{,}05\right)$ при разных формах входа

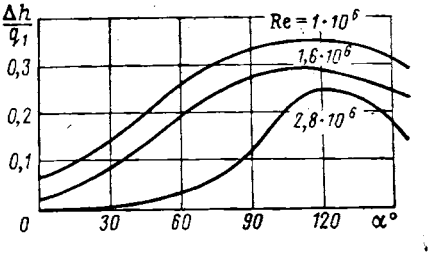


Рис. 12.22. Влияние числа Re на величины средних потерь на входе при $V_0/V_1=0{,}2$

На рис. 12.22 показаны те большие изменения, которые претерпевает величина $\Delta h/q_1$ при изменении числа Re в пределах $1\cdot10^6$—$2{,}8\cdot10^6$.

Для обеспечения удовлетворительных характеристик воздухозаборника при взлете необходимо помнить, что возрастание потерь на входе приводит к значительному снижению силы тяги

двигателя. Для устранения таких потерь напора используется специальная механизация. Предложены, например, убирающиеся профилированные кольца. При дозвуковых скоростях эти кольца располагают перед входом в воздухозаборник, а при сверхзвуковых скоростях убирают внутрь обечайки.

Если из конструктивных соображений невозможно применять округленные передние кромки, то в конструкции воздухозаборника нужно предусматривать дополнительные створки, которые позволят подвести к двигателю дополнительный воздух при взлете. Эти створки регулируются автоматически под воздействием пружин и скоростного напора потока.

Глава XIII

АЭРОДИНАМИКА ОРГАНОВ УПРАВЛЕНИЯ И УСТОЙЧИВОСТЬ

1. АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОРГАНОВ УПРАВЛЕНИЯ

Для того чтобы сбалансировать летательный аппарат и управлять его полетом в атмосфере, обычно пользуются органами управления.

Для получения заданного характера движения в вертикальной плоскости или, иначе говоря, для продольного управления служит руль высоты, установленный на горизонтальном оперении, или целиком поворотное горизонтальное оперение, установленное в носовой (схема «утка») или в хвостовой («нормальная» схема) части фюзеляжа.

Для получения заданного характера движения крена, или, иначе, для поперечного управления применяются установленные на крыле элероны, интерцепторы или щитки-элероны. Кроме того, поперечное управление самолетом иногда осуществляется при помощи дифференциального отклонения полностью поворотных консолей горизонтального оперения.

Заданный характер движения в горизонтальной плоскости рысканья или путевое управление обеспечивается при помощи руля направления, установленного на вертикальном оперении (киле), или при помощи полностью поворотного киля.

Продольное и поперечное управление аппаратов, выполненных по схеме «бесхвостка», осуществляется при помощи расположенных на крыле элевонов при симметричном или асимметричном их отклонении соответственно.

Управление полетом ракет во всех трех плоскостях осуществляется обычно за счет соответствующего отклонения полностью поворотных консолей крестообразного оперения.

При проектировании летательного аппарата для исследования характеристик его органов управления приходится выполнять в аэродинамических трубах значительный объем специаль-

ных испытаний моделей аппарата в целом, а также моделей изолированных горизонтального и вертикального оперений.

Обратимся к рассмотрению характеристик изолированного горизонтального оперения. Горизонтальное оперение представляет собой крыло конечного размаха с площадью $S_{г.о}$. На горизонтальном оперении может быть расположен руль высоты с площадью $S_р$ в виде поворотной хвостовой части оперения, отклоняемой на углы $\pm\delta_р$ относительно нейтрального положения. При отклонении руля высоты или всего оперения создается дополнительная аэродинамическая сила, которая и используется для управления аппаратом.

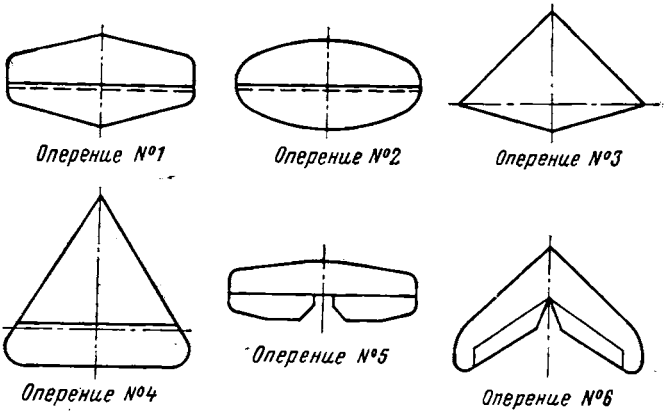


Рис. 13.1. Формы горизонтального оперения

Профиль горизонтального оперения чаще всего выполняется симметричным. Его форму выбирают с таким расчетом, чтобы критические явления, обусловливаемые сжимаемостью среды, наступали на оперении позднее, чем на крыле аппарата. Формы оперения достаточно разнообразны, в последнее время наибольшее распространение получили треугольные, трапециевидные и стреловидные оперения. Некоторые формы горизонтального оперения показаны на рис. 13.1.

Для уменьшения усилий, передаваемых от рулей на ручку управления, применяют аэродинамическую компенсацию. Одним из видов аэродинамической компенсации является осевая компенсация. Поясним сущность ее действия. Для отклонения руля необходимо преодолеть так называемый шарнирный момент

$$M_ш = m_ш \cdot S_р \cdot b_р q_{оп}, \qquad (13.1)$$

который создается относительно оси вращения O (рис. 13.2) аэродинамическими силами, приложенными к рулю. (Здесь $m_ш$ — коэффициент шарнирного момента; $S_р$ и $b_р$ — площадь

и средняя аэродинамическая хорда руля; $q_{оп}$ — скоростной напор у оперения.) Очевидно, что если смещать ось вращения назад от носка руля, т. е. увеличивать хорду осевой компенсации (см. рис. 13.2), то действующая на носовую часть руля перед осью вращения аэродинамическая сила N_2 будет уменьшать шарнирный момент руля. Таким образом, при соответствующем

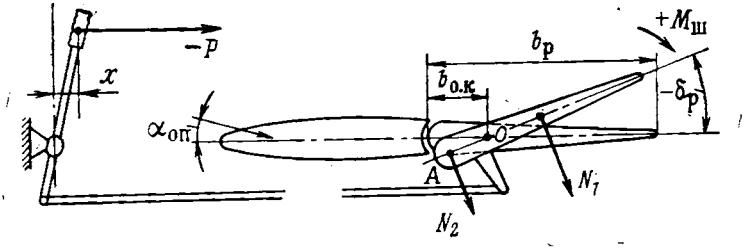


Рис. 13.2. Осевая компенсация

увеличении хорды осевой компенсации $b_{о.к}$ можно уменьшить шарнирный момент руля при дозвуковых скоростях до нуля и даже изменить его знак, т. е. привести к явлению перекомпенсации. Наличие перекомпенсации недопустимо при ручном управлении. При необратимом бустерном управлении может быть допущена некоторая определенная степень перекомпенсации руля.

В авиационной практике нашли применение и другие виды аэродинамической компенсации, например, роговая компенсация (рис. 13.3). Широко распространена также сервокомпенсация, принцип действия которой основан на использовании небольшой поверхности (сервокомпенсатора), расположенной у задней кромки руля или элерона. Если эта поверхность связана с оперением или с крылом при помощи четырехзвенного механизма и отклоняется в сторону, обратную отклонению основного руля (рис. 13.4), то такая поверхность называется *кинематическим сервокомпенсатором*. Если эта поверхность не связана кинематически с оперением или с крылом, а отклоняется неза-

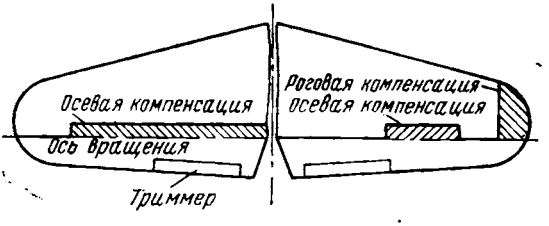


Рис. 13.3. Осевая и роговая компенсации

висимо от руля, то поверхность называется *триммером*. Триммер дает возможность подобрать в полете оптимальные усилия на ручке управления в условиях балансировки. Триммер отличается от кинематического сервокомпенсатора тем, что сохраняет свое расположение относительно руля при любых отклонениях руля. Эффективность кинематического сервокомпенсатора определяется величиной коэффициента кинематической связи $K_{ск}=\theta/\delta_р$, представляющего собой отношение угла отклонения сервокомпенсатора θ к углу отклонения руля $\delta_р$. Если плечи b и c четырехзвенника (см. рис. 13.4) равны между собой, то угол θ равен углу $\delta_р$ и $K_{ск}=1$. Степень компенсации возрастает с повышением $K_{ск}$. Обычно стремятся, чтобы угол θ не был больше 15°, так как при больших углах может возникнуть отрыв потока от поверхности сервокомпенсатора и падение его эффективности.

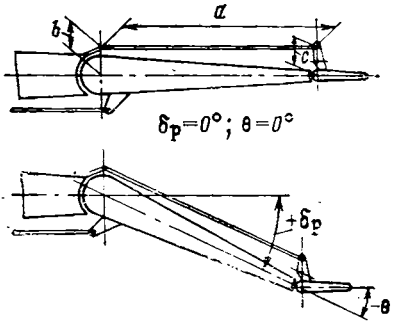


Рис. 13.4. Схема кинематического сервокомпенсатора

Подъемная сила горизонтального оперения

Основными параметрами, определяющими эффективность горизонтального оперения, являются:

$$\frac{dc_{y\,г.о}}{d\alpha}=c^{\alpha}_{y\,г.о},\quad \frac{dc_{y\,г.о}}{d\delta_р}=c^{\delta_р}_{y\,г.о}\quad и\quad \frac{dc_{y\,г.о}}{d\varphi}=c^{\varphi}_{y\,г.о},$$

характеризующие степень приращения его подъемной силы при изменении угла атаки α, при отклонении руля высоты на угол δ или самого оперения на угол φ. Для увеличения эффективности оперения необходимо стремиться к увеличению этих производных и абсолютного наибольшего приращения $\Delta c_{y\,г.о\,max}$ при максимальных отклонениях руля или целиком всего оперения.

Указанные характеристики определяют по результатам испытаний в аэродинамической трубе моделей изолированного горизонтального оперения или моделей горизонтального оперения в комбинации с вертикальным оперением. Часто на этих моделях выполняется имитация хвостовой части фюзеляжа для учета его влияния на обтекание горизонтального оперения. На рис. 13.5 приведены в качестве примера аэродинамические коэффициенты изолированного горизонтального оперения с относительной толщиной $\bar{c}=8\%$, удлинением $\lambda_{г.о}=3$, сужением $\eta_{г.о}=2$, относительной площадью руля высоты $S_р/S_{г.о}=0{,}4$. Величина производной $\frac{dc_{y\,г.о}}{d\delta_р}$ сохраняется постоянной до углов

$\delta_р \approx 20°$, при бо́льших углах отклонения руля производная $dc_{y\,г.о}/d\delta_р$ уменьшается, а при $\delta_р = 35°$ производная $dc_{y\,г.о}/d\delta_р$, характеризующая эффективность руля, становится отрицательной, т. е. отклонение руля на указанный угол вызывает уменьшение величины $c_{y\,г.о}$. Это явление связано с отрывом потока от поверхности оперения.

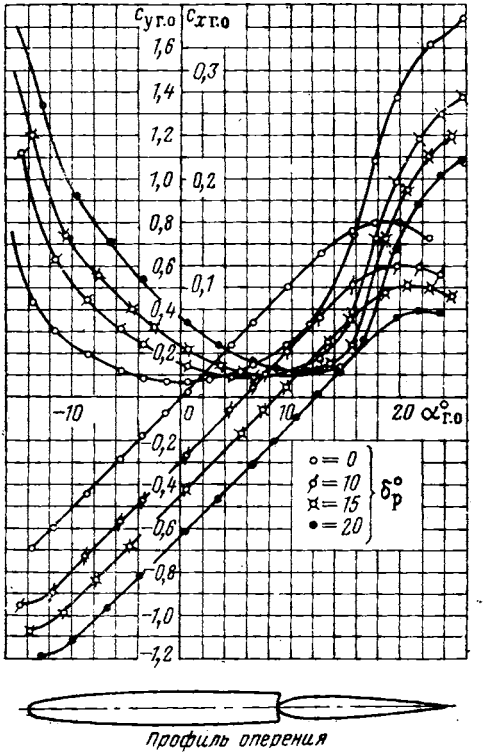


Рис. 13.5. Аэродинамические характеристики изолированного горизонтального оперения

Для участков линейного изменения характеристик можно записать, что

$$c_{y\,г.о} = \frac{\partial c_{y\,г.о}}{\partial \alpha_{г.о}} \alpha_{г.о} + \frac{\partial c_{y\,г.о}}{\partial \delta_р} \delta_р, \qquad (13.2)$$

или, введя коэффициент $n = \dfrac{\partial \alpha_{г.о}}{\partial \delta_р} = \dfrac{\partial c_{y\,г.о}/\partial \delta_р}{\partial c_{y\,г.о}/\partial \alpha_{г.о}}$,

можно получить выражение

$$c_{y\,г.о} = \frac{\partial c_{y\,г.о}}{\partial \alpha_{г.о}} (\alpha_{г.о} + n\delta_р). \qquad (13.3)$$

Величина производной $\frac{\partial c_{y\,г.о}}{\partial \alpha}$ в основном зависит от удлинения $\lambda_{г.о}$, слабо зависит от профиля оперения и может быть приближенно представлена в виде

$$\frac{\partial c_{y\,г.о}}{\partial \alpha_{г.о}} = \frac{0{,}0848\lambda_{г.о}}{1{,}73 + \lambda_{г.о}}. \qquad (13.4)$$

Коэффициент n определяют экспериментальным путем или при помощи приближенной зависимости

$$n \approx \sqrt{\frac{S_р}{S_{г.о}}}, \qquad (13.5)$$

пригодной для диапазона значений $S_р/S_{г.о} = 0{,}35—0{,}6$.

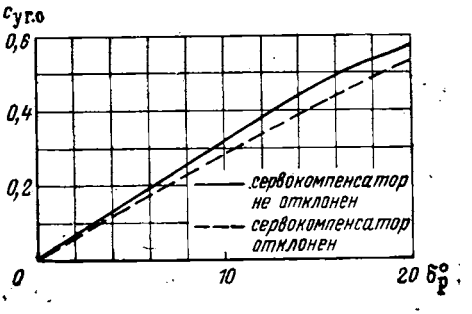


Рис. 13.6. Влияние кинематического сервокомпенсатора на величину $c_{y\,г.о}$ горизонтального оперения

Формула (13.3) пригодна для оперения без вырезов и без компенсации руля. Для оперения с вырезами и при наличии компенсации руля получим

$$c_{y\,г.о\ (комп.выр)} = \frac{\partial c_{y\,г.о}}{\partial \alpha_{г.о}} [\alpha_{г.о} + n_{комп}\delta_р] - \Delta_1 c_{y\,г.о} + \Delta_2 c_{y\,г.о}, \qquad (13.6)$$

где

$$n_{комп} \approx \sqrt{\frac{S_р}{S_{г.о}}} \left(1 - 0{,}75\,\frac{S_{комп}}{S_р}\right)\left(1 - 0{,}3\,\frac{S_{вып}}{S_р}\right).$$

Как и следовало ожидать, вырезы оперения и наличие сервокомпенсации руля изменяют несущие свойства оперения. Кинематический сервокомпенсатор уменьшает величину $c_{y\,г.о}$ на $\Delta_1 c_{y\,г.о}$, а триммер изменяет величину $c_{y\,г.о}$ на $\Delta_2 c_{y\,г.о}$, которая может быть положительной или отрицательной. Обе эти величины входят в формулу (13.6). На рис. 13.6 показано влияние кинематического сервокомпенсатора руля на величину $c_{y\,г.о}$ оперения.

На основе анализа экспериментальных данных для величин $\Delta_1 c_{y\,\text{г.о}}$ и $\Delta_2 c_{y\,\text{г.о}}$ можно принять следующие приближенные выражения:

$$\Delta_1 c_{y\,\text{г.о}} = -\frac{7{,}2}{1+\lambda_{\text{г.о}}} \frac{\partial c_{y\,\text{г.о}}}{\partial \delta_\text{р}} \frac{S_\text{ск}}{S_\text{р}} \left(1+\frac{b_\text{ск}}{b_\text{р}}\right) \times$$
$$\times K_\text{ск} \left(1-0{,}0025\delta_\text{р}^2 K_\text{ск}\right) \delta_\text{р} \qquad (13.7)$$

и

$$\Delta_2 c_{y\,\text{г.о}} = \frac{7{,}2}{1+\lambda_{\text{г.о}}} \frac{\partial c_{y\,\text{г.о}}}{\partial \delta_\text{р}} \frac{S_\text{тр}}{S_\text{р}} \left(1+\frac{b_\text{тр}}{b_\text{р}}\right) \times$$
$$\times (1+0{,}0025\delta_\text{р}\theta_\text{тр})\,\theta_\text{тр}. \qquad (13.8)$$

Здесь $S_\text{ск}$ — площадь сервокомпенсатора; $S_\text{тр}$ — площадь триммера; $b_\text{ск}$ и $b_\text{тр}$ — хорды сервокомпенсатора и триммера; $K_\text{ск}$ — коэффициент кинематической связи компенсатора.

Значения $\frac{\partial c_{y\,\text{г.о}}}{\partial \alpha_{\text{г.о}}}$ и $\frac{\partial c_{y\,\text{г.о}}}{\partial \delta_\text{р}}$ следует определять, руководствуясь данными гл. IX для соответствующих форм горизонтальных оперений в плане. Следует заметить, что рули на стреловидных и треугольных оперениях сохраняют свою эффективность до бо́льших углов отклонения, чем на нестреловидных оперениях.

Шарнирные моменты рулей высоты

Шарнирные моменты, т. е. аэродинамические моменты относительно оси вращения рулей, определяют величину усилий, действующих в системе управления. Если рассмотреть всю систему управления и выделить силу, которую прикладывает к ручке управления летчик, то эту силу можно выразить следующим простым соотношением:

$$P = -K_\text{ш} m_\text{ш} S_\text{р} b_\text{р} q_{\text{г.о}} = -K_\text{ш} M_\text{ш}, \qquad (13.9)$$

где P — усилие, прикладываемое к ручке управления (положительное при отжимании ручки от себя); $b_\text{р}$ — характерная хорда руля, за которую обычно принимают среднюю аэродинамическую хорду руля; $K_\text{ш}$ — коэффициент передачи усилия от руля к ручке управления:

$$K_\text{ш} = \frac{1}{57{,}3} \frac{d\delta_\text{р}}{dx},$$

где x — перемещение ручки, см. рис. 13.2.

Шарнирные моменты можно рассчитать теоретически. Однако на величину шарнирного момента влияют некоторые факторы, такие, например, как форма носовой и хвостовой частей руля, которые сравнительно трудно учесть при помощи теоретических методов. Поэтому экспериментальные исследования характеристик шарнирного момента имеют исключительно важное значение. Для лучшего воспроизведения деталей формы рулей, щелей

между рулями и стабилизаторами целесообразно вести испытания моделей, выполненных в возможно большем геометрическом масштабе.

Типичные зависимости $m_ш = f(\alpha_{г.о}, \delta_р)$ показаны на рис. 13.7. Эти зависимости получены из испытаний той же модели изолированного оперения, о которой говорилось выше (см. рис. 13.5).

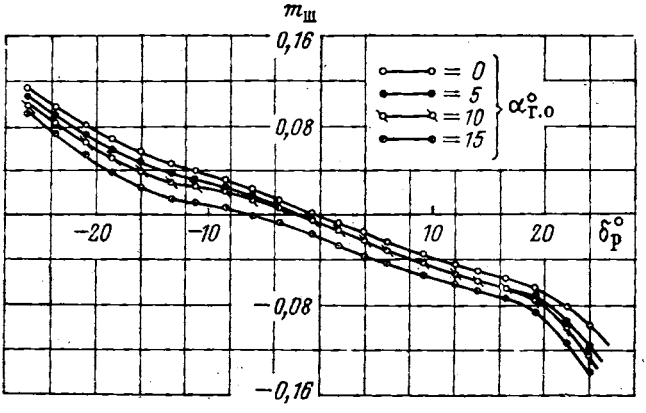


Рис. 13.7. Типичные зависимости $m_ш = f(\delta_р, \alpha_{г.о})$ руля

В пределах сравнительно небольших величин углов $\alpha_{г.о}$ и $\delta_р$ величину $m_ш$ можно изобразить как линейную функцию этих величин:

$$m_ш = \frac{\partial m_ш}{\partial \alpha_{г.о}} \alpha_{г.о} + \frac{\partial m_ш}{\partial \delta_р} \delta_р - \Delta m_{ш\,ск} + \Delta m_{ш.тр} =$$

$$= m_ш^{\alpha_{г.о}} \alpha_{г.о} + m_ш^{\delta_р} \delta_р - \Delta m_{ш.ск} + \Delta m_{ш.тр}; \qquad (13.10)$$

где

$$\Delta m_{ш.ск} = \frac{7{,}5}{1 + \lambda_{г.о}} \frac{\partial c_{y\,г.о}}{\partial \delta_р} \frac{S_{ск}}{S_р} \left(1 - \frac{b_{ск}}{b_р}\right) K_{ск} \delta_р;$$

$$\Delta m_{ш.тр} = \frac{7{,}5}{1 + \lambda_{г.о}} \frac{\partial c_{y\,г.о}}{\partial \delta_р} \frac{S_{тр}}{S_р} \left(1 - \frac{b_{тр}}{b_р}\right) \theta_{тр}.$$

Величины $\Delta m_{ш.ск}$ и $\Delta m_{ш.тр}$ характеризуют действие сервокомпенсатора и триммера.

На графиках рис. 13.8 и 13.9 представлены производные $m_ш^{\alpha_{г.о}}$ и $m_ш^{\delta_р}$, полученные из обширных экспериментальных исследований моделей с нестреловидными рулями и характери-

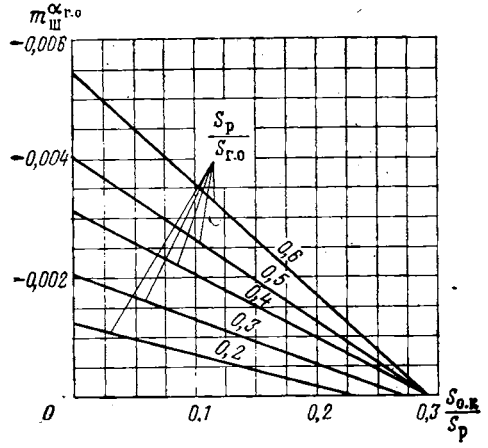


Рис. 13.8. График для определения производной $m_{ш}^{\alpha_{г.о}}$ рулей с осевой компенсацией

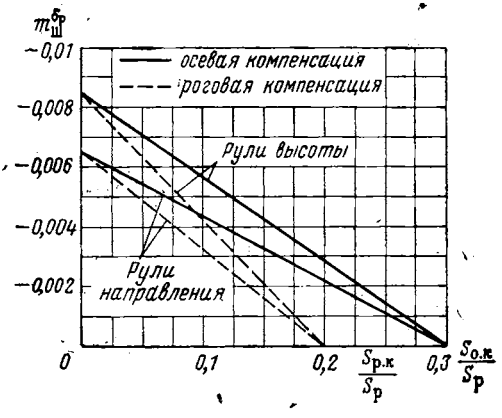


Рис. 13.9. График для определения производной $m_{ш}^{\delta_р}$ рулей с осевой и роговой компенсациями

зующие средние величины этих параметров. У рулей с осевой компенсацией явление перекомпенсации наступает при $\frac{S_{о.к}}{S_р} \approx$ $\approx 0{,}3$, а в случае роговой компенсации при $\frac{S_{р.к}}{S_р} \approx 0{,}2$. Величина $m_ш^{\alpha_{г.о}}$ у руля с осевой компенсацией возрастает по абсолютной величине с увеличением относительных размеров руля.

Коэффициенты шарнирных моментов триммера, полученные из испытаний модели при малых скоростях обтекания, показаны на рис. 13. 10. Триммер имел хорду $b_{тр} \approx 5\%$ от хорды руля, руль

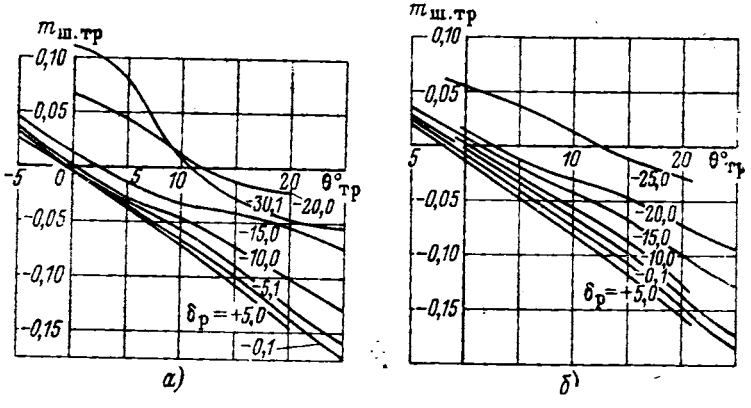


Рис. 13. 10. Коэффициент шарнирного момента триммера в зависимости от угла отклонения триммера:

а—угол $\alpha_{г.о} = 0$; *б*—угол $\alpha_{г.о} = 10°$

высоты имел осевую компенсацию $S_{о.к} = 30\% S_р$; осевая компенсация триммера была «конструктивной», т. е. минимально возможной, которую можно было выполнить по соображениям конструкции модели; триммер был расположен по всему размаху руля. Наклон кривой коэффициента шарнирного момента триммера $m_{ш.тр}^{\theta_{тр}}$ в зависимости от угла отклонения триммера $\theta_{тр}$ выражается приближенной формулой

$$m_{ш.тр}^{\theta_{тр}} = -0{,}017 \frac{S_{тр}}{S_р} \frac{b_{р.ср}}{b_р} \sqrt{\frac{b_{р.ср}}{b_{тр}}}, \qquad (13.11)$$

где $b_{р.ср}$ — хорда руля, соответствующая середине триммера.

Следует отметить, что триммер, расположенный в корневой части руля, эффективнее триммера, расположенного в концевой части руля.

Наличие сервокомпенсации не влияет на величину производной $m_{ш}^{\alpha_{г.о}}$ руля. Наличие щели между рулем и триммером приводит к возрастанию производных $m_{ш}^{\delta_р}$ и $m_{ш}^{\vartheta_{тр}}$ по абсолютной величине.

На величины $m_{ш}^{\alpha_{г.о}}$ и $m_{ш}^{\delta_р}$ очень большое влияние оказывают как форма носка руля, так и угол схода профиля у задней кромки руля. Графики на рис. 13.8 и 13.9 приведены для рулей

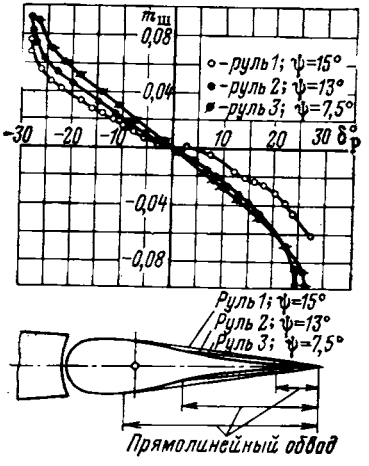


Рис. 13.11. Влияние угла схода профиля ψ у задней кромки руля на коэффициент $m_ш$

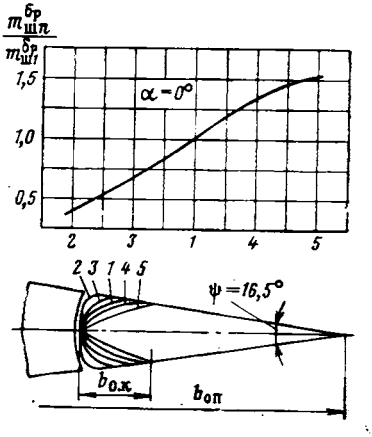


Рис. 13.12. Влияние полноты носка руля на величину $m_{шп}^{\delta_р}/m_{ш1}^{\delta_р}$

с углом схода $\psi=12—15°$ и для носка средней полноты. Увеличение угла схода ψ руля вызывает уменьшение производной $m_{ш}^{\delta_р}$, поэтому обычно угол ψ делают не более 15° из опасения получить преждевременную перекомпенсацию. Если же прямолинейный контур хвостовой части профиля руля заменить вогнутым, то угол ψ уменьшается и производная $m_{ш}^{\delta_р}$ увеличивается (рис. 13.11).

На рис. 13.12 показано, как влияет полнота носка руля на величину отношения $m_{ш\,п}^{\delta_р}/m_{ш1}^{\delta_р}$. Цифра 1 соответствует средней полноте носка. По оси абсцисс рис. 13.12 отложены номера отдельных носков руля, показанных внизу. По оси ординат отложена величина отношения $m_{ш\,п}^{\delta_р}/m_{ш1}^{\delta_р}$, показывающая, как изменяется производная коэффициента шарнирного момента произвольного руля по сравнению с рулем, имеющим носок средней полноты. Как видно, это изменение очень велико и увеличение

полноты носка может очень быстро привести к перекомпенсации.

В гл. VIII уже было сказано о полезном эффекте затупления задних кромок рулей на околозвуковых и сверхзвуковых скоростях. Затупление задней кромки повышает эффективность рулей, благоприятно влияет на устойчивость режимов обтекания при образовании на поверхности рулей скачков уплотнения, способствует уменьшению тряски рулей.

Аэродинамические характеристики элеронов

Элероны являются одним из видов органов поперечного управления. Кроме элеронов поперечная управляемость может осуществляться как при помощи интерцепторов или пластинчатых элеронов, так и при помощи различных комбинаций элеронов и интерцепторов. Элерон — это отклоняющаяся хвостовая часть крыла, расположенная на некотором расстоянии от плоскости симметрии летательного аппарата. Интерцептор представляет собой небольшую пластинку, установленную на крыле и отклоняемую при управлении (рис. 13.13). Работа интерцептора создает срыв на поверхности крыла при отклонении интерцептора или область торможения потока перед интерцептором. При этом изменяется подъемная сила крыла и создается момент крена. Хорда интерцептора чаще всего составляет 8—10% хорды крыла, а длина его 10—35% полуразмаха крыла; интерцепторы размещают или в переднем положении (на 20—35% хорды крыла), или в заднем положении (на 55—70% хорды крыла) и на расстоянии, равном 40—70% полуразмаха от плоскости симметрии. Некоторые интерцепторы работают как выдвижные, т. е. не отклоняются, а выдвигаются из поверхности крыла. Выдвижные интерцепторы по сравнению с элеронами более эффективны на больших углах атаки, требуют меньших усилий при управлении и практически не искажают крыло в неотклоненном положении. При проектировании интерцепторов, располагаемых в передней части крыла, нужно считаться с их недостатками, заключающимися в существенном запаздывании действия, а также в возможном обращении действия при малых углах атаки. Эти недостатки явились

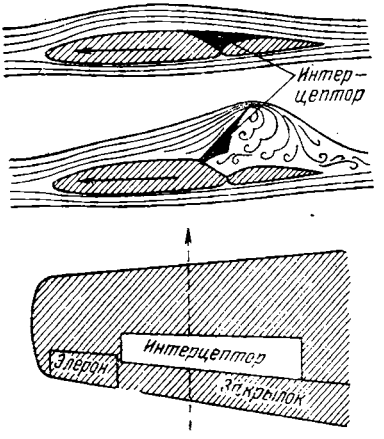


Рис. 13.13. Схема действия интерцептора и его расположение на крыле

причиной малого распространения таких интерцепторов на практике.

Момент крена при отклонении элеронов появляется в результате создания приращений подъемной силы противоположного знака на правом и левом полукрыльях. Наличие этих приращений вызывает появление разности сил индуктивного сопротивления, что, в свою очередь, приводит к созданию приращения момента рысканья Δm_y. Это приращение момента рыскания Δm_y в обычных условиях будет иметь такой же знак, что и момент крена при отклонении элеронов, и поэтому будет мешать осуществлению нормального маневра самолета. Для устранения этого недостатка применяются так называемые дифференциальные элероны, у которых отклонение вверх и вниз неодинаково: отклонение элерона вверх больше, чем отклонение парного ему элерона вниз. При применении интерцепторов, установленных на верхней поверхности крыла, приращение момента рысканья обеспечивает благоприятный для проведения маневра знак.

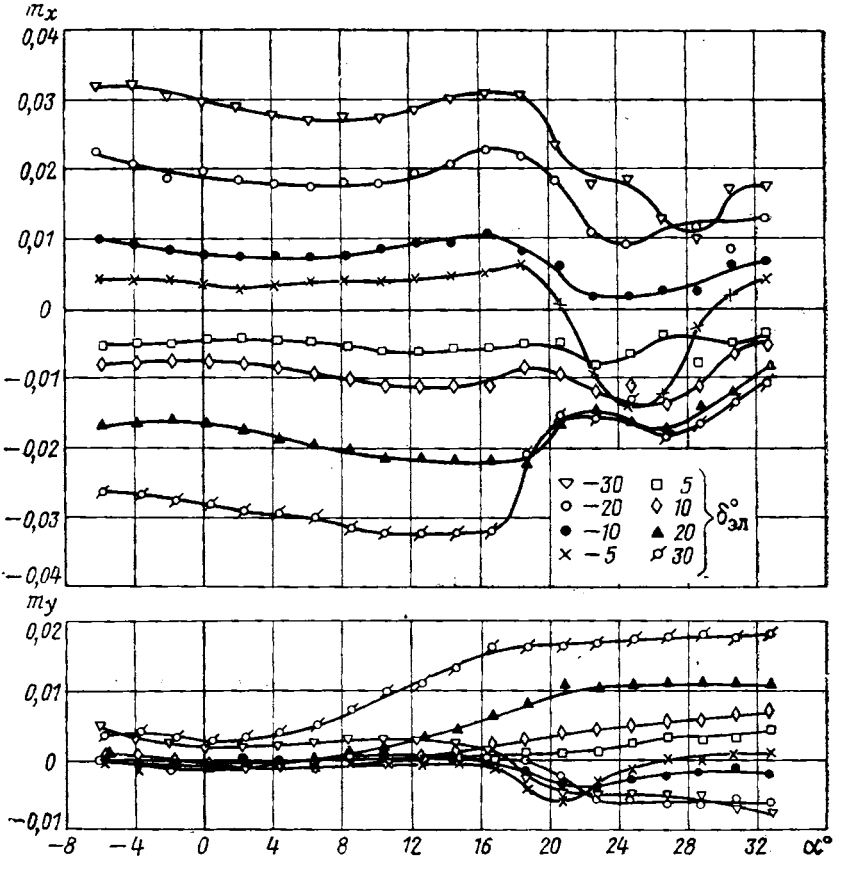
Расчетные методы и экспериментальные исследования позволяют определить основные аэродинамические характеристики органов поперечного управления, т. е. зависимости коэффициентов m_x, m_y, $m_{ш.эл}$ в функции угла атаки и угла отклонения органов управления. На рис. 13.14 показаны полученные экспериментальным путем кривые $m_x=f(\alpha)$ и $m_y=f(\alpha)$ при различных углах отклонения элеронов $\delta_{эл}$. При углах атаки крыла $\alpha=18$—$21°$ эффективность элеронов уменьшается вследствие срыва потока на верхней поверхности. Величина m_x сильно зависит от удлинения крыла — чем больше удлинение, тем больше приращение коэффициента m_x. С другой стороны, концевые элероны, т. е. элероны, расположенные в концевых сечениях полукрыла, естественно, создают бо́льшие приращения коэффициента момента крена, чем одинаковые по площади корневые элероны, расположенные ближе к плоскости симметрии. На рис. 13.15 нанесены значения параметра эффективности элеронов — производной $m_x^{\delta_{эл}}\left(m_x^{\delta_{эл}}=\dfrac{\partial m_x}{\partial \delta_{эл}}\right)$ в зависимости от координат расположения элеронов на крыле и удлинения крыла для разных элеронов.

Шарнирные моменты органов поперечного управления можно грубо определить для случая расположения элеронов по всему размаху по следующим простым формулам, действительным при малых скоростях:

$$(m^{\alpha}_{ш.эл})_{кр}=\frac{\lambda}{\lambda+2{,}5}(m^{\alpha}_{ш})_{пр}, \qquad (13.12)$$

$$(m^{\delta}_{ш.эл})_{кр}=(m^{\delta}_{ш})_{пр}-\frac{\Delta\alpha}{\Delta\delta_{эл}}(m^{\alpha}_{ш})_{пр}\left(1+\frac{\lambda}{\lambda+2{,}5}\right), \qquad (13.13)$$

где $\frac{\Delta\alpha}{\Delta\delta_{эл}}$ — эффективное приращение угла атаки сечения крыла при отклонении элерона на угол, равный единице. Величины $m^{\alpha}_{ш.пр}$ и $m^{\delta}_{ш.пр}$ определяют чаще всего по результатам испытаний моделей прямоугольных крыльев с рулями по всему размаху. На рис. 13.16 в качестве примера показаны кривые



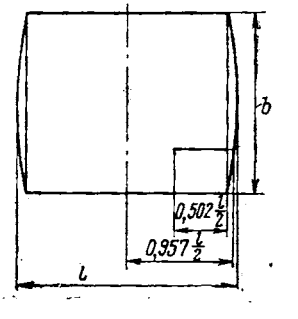


Рис. 13.14. Характеристики поперечной управляемости крыла с удлинением $\lambda=1{,}13$ с элеронами в зависимости от угла атаки; $\frac{l_{эл}}{l/2}=0{,}502$

$(m_{ш}^{\alpha})_{пр}$ и $(m_{ш}^{\delta})_{пр}$, полученные из испытаний трех моделей, отличающихся наличием компенсации и углами схода у задней кромки профиля. Изменение числа М в рассмотренных пределах оказывает значительное влияние на указанные параметры, в особенности на производную $(m_{ш}^{\alpha})_{пр}$.

Уменьшение усилий на ручке при отклонении органов поперечного управления имеет такое же большое значение, как и в случае продольного управления. Все сказанное о шарнирных моментах рулей распространяется и на элероны. Однако пере-

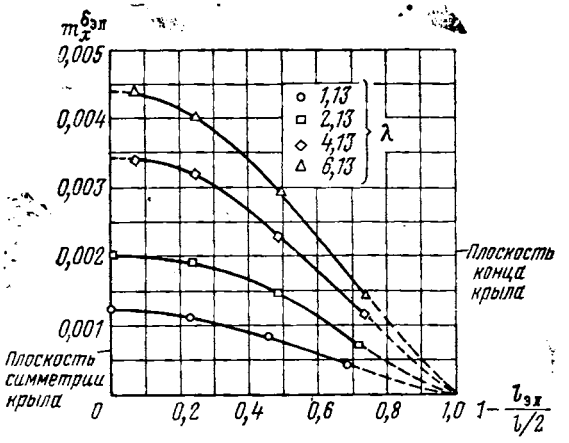


Рис. 13.15. Влияние расположения элеронов по размаху крыла на параметр их эффективности $m_x^{\delta_{эл}}$; $\alpha = 0$

компенсация одного из элеронов может не вызвать появление обратных усилий на ручке, как у рулей высоты. Объясняется это тем, что суммарное усилие на ручке управления складывается из усилий от двух элеронов, находящихся под разными углами, и обратное усилие от одного элерона может скомпенсироваться прямым усилием от другого элерона. Все же перекомпенсация одного элерона может явиться причиной возникновения колебаний в системе управления и даже привести к аварии. Поэтому перекомпенсации элеронов при ручном управлении следует избегать.

В компоновках современных летательных аппаратов закрылки часто занимают значительную часть размаха крыла. Это вынуждает располагать элероны на закрылках. Хорды таких элеронов на закрылках невелики, всего порядка 10% хорды крыла, и для реализации достаточного момента крена нужен большой размах элеронов. При неотклоненных закрылках указанные элероны работают нормально, но когда закрылки отклонены, элероны сохраняют эффективность при отрицательных

углах отклонения и в значительной степени теряют ее при положительных углах отклонения $\delta_{эл}$. Отсюда ясно, что при расположении элеронов на закрылках целесообразно использовать дифференциальность их отклонения. Неблагоприятны и моменты рысканья у элеронов такого типа.

На стреловидных крыльях эффективность и шарнирные моменты элеронов меньше, чем на прямых крыльях. В первом приближении, ориентируясь на схему скользящего крыла, сле-

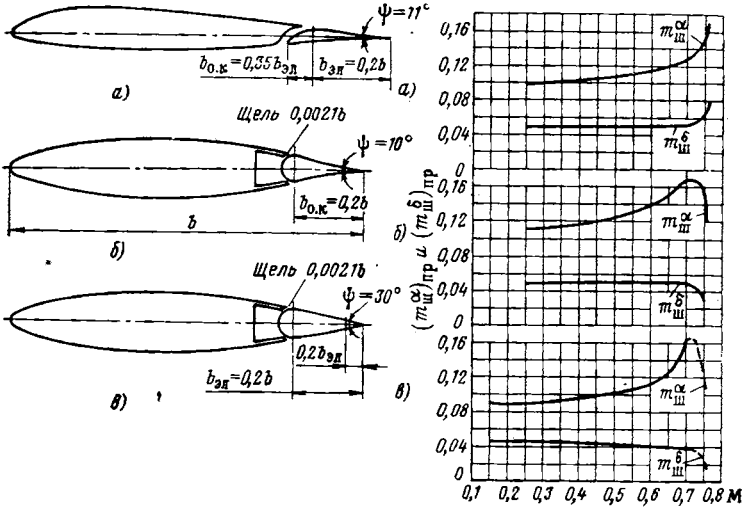


Рис. 13.16. Влияние числа М на параметры $(m_ш^α)_{пр}$ и $(m_ш^δ)_{пр}$ для профилей с элеронами:

а—элерон с осевой компенсацией; *б*—элерон без компенсации, выполненный на профиле NACA 66,1-115; *в*—элерон с утолщенным хвостиком, выполненный на том же профиле (щель у элеронов *б* и *в* равна 0,0021 *b*)

дует считать, что коэффициенты m_x и $m_{ш.эл}$ уменьшаются в $\cos^2\chi$ раз при одинаковых углах атаки и углах отклонения элеронов, причем угол χ следует брать по задней кромке крыла.

Величины $m_x^{\delta_{эл}}$ и $m_{ш.эл}^{\delta_{эл}}$ изменяются особенно заметно при числах $M > M_{кр}$. Когда скачок уплотнения располагается в передней части элерона, производная $m_{ш.эл}^{\delta_{эл}}$ уменьшается, в особенности, если скачок находится на расстоянии $\sim 0{,}1\,b$ впереди оси вращения, так как при этом действие осевой компенсации усилится. Когда же скачок уплотнения возникает на самом элероне и смещается к задней кромке, производная $m_{ш.эл}^{\delta_{эл}}$ возрастает и управление элеронами затяжеляется. На рис. 13.17 показано изменение кривой $m_ш^{\delta_р} = f(M)$ для руля высоты (такой же характер имеет аналогичная зависимость и для элерона). Видно,

что при числах M=0,85—0,95 руль (элерон) перекомпенсирован, а при бо́льших значениях числа M производная коэффициента шарнирного момента и, следовательно, усилия в системе управления значительно увеличиваются.

Управление при помощи интерцепторов в форме пластинок, располагаемых в хвостовой части крыла, имеет широкое применение. Причиной распространения такого типа управления является возможность совместной работы интерцепторов с закрылками или щитками, расположенными по всему размаху

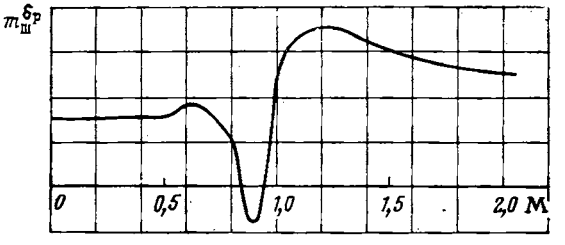


Рис. 13.17. Влияние числа M на производную $m_ш^{\delta_р}$

крыла, благоприятные моменты рысканья и сохранение эффективности в закритических режимах по углам атаки. Запаздывание действия, проявлявшееся у интерцепторов, расположенных в носовой части крыла, незначительно при расположении интерцепторов в хвостовой части крыла.

Выдвижные интерцепторы вполне эффективны при неотклоненных закрылках, причем для управления достаточно очень небольшого выдвижения интерцептора. Коэффициент момента крыла m_x нелинейно растет по мере выдвижения интерцептора. Отклонение закрылка требует уже значительно большего выдвижения интерцептора при их совместной работе. Создание щели непосредственно за интерцептором улучшает работу устройства. Увеличение удлинения крыла повышает эффективность интерцептора, а возрастание угла атаки снижает эффективность интерцептора, помещенного на верхней поверхности. Все же если на закритических углах атаки элероны полностью неэффективны, то интерцепторы сохраняют необходимый уровень эффективности. На стреловидном крыле интерцептор, расположенный в корневой части крыла, более эффективен, чем аналогичный интерцепто́р, смещенный к концу крыла. На рис. 13.18 показаны величины коэффициентов m_x и m_y для крыла с выдвижным интерцептором. Коэффициент m_x уменьшается при достижении критического числа M. При больших числах M действие интерцептора вверх по потоку распространяется на ограниченную зону торможения, причем размеры этой зоны по мере возраста-

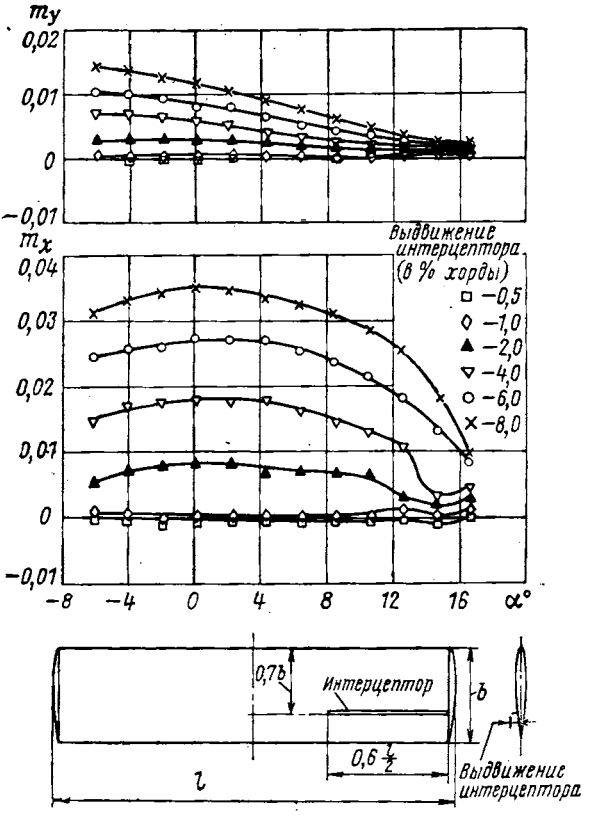


Рис. 13.18. Изменение характеристик поперечной управляемости прямоугольного крыла с выдвижным интерцептором в зависимости от угла атаки

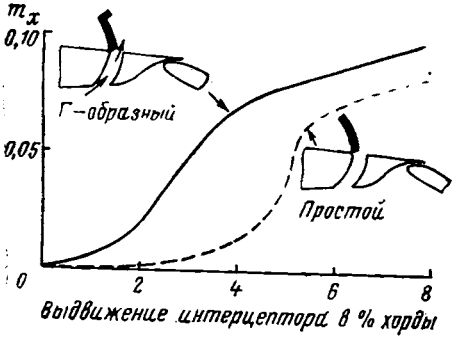


Рис. 13.19. Эффективность Г-образного и простого выдвижных интерцепторов как органов поперечного управления на крыльях с щелевым закрылком по всему размаху

ния числа M сокращаются, однако эффект торможения оказывается достаточным для создания необходимого момента крена и при больших сверхзвуковых скоростях.

Для повышения эффективности выдвижного интерцептора довольно широко применяются так называемые Г-образные интерцепторы. Верхняя крышка таких интерцепторов (рис. 13.19) в убранном положении прикрывает канал, через который проходит воздух при выдвижении интерцептора, что улучшает их эффективность как при дозвуковых, так и при сверхзвуковых скоростях. Из графика видно, насколько возрастает эффективность Г-образного интерцептора по сравнению с обычным интерцептором.

2. АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ УСТОЙЧИВОСТИ И УПРАВЛЯЕМОСТИ

Под устойчивостью летательного аппарата подразумевается его способность возвращаться в исходное положение равновесия без участия управления, если какое-либо возмущение вывело аппарат из этого положения. Управляемость характеризует способность летательного аппарата реагировать на отклонение органов управления, выполняемое летчиком или автоматическим устройством. В практике аэродинамических лабораторий испытания, проводимые для определения характеристик устойчивости и управляемости, составляют значительную часть всех экспериментальных исследований.

Существует условное разделение устойчивости на статическую и динамическую. Динамическая устойчивость характеризуется неустановившимся движением летательного аппарата, вызываемым различными возмущающими факторами: турбулентностью, порывами ветра, действием оружия, отклонением органов управления и т. д.

Статическая устойчивость характеризуется условиями равновесия аппарата на режимах установившегося движения при разных фиксированных положениях органов управления. Она позволяет установить, имеет ли аппарат тенденцию к возвращению в положение равновесия, если он из этого положения выведен. Динамическая устойчивость, конечно, более полно оценивает характер движения летательного аппарата, однако анализ статической устойчивости в большинстве случаев позволяет конструктору сделать необходимые практические выводы. Поэтому в аэродинамических трубах чаще всего исследуют характеристики статической устойчивости.

В практических условиях используется схематическое разделение общей задачи на продольную и боковую устойчивость. При рассмотрении характеристик продольной устойчивости считают, что все возмущающие силы и моменты действуют в продольной плоскости связанных осей x_1y_1. Таким образом, рассмат-

риваются только такие движения аппарата, которые происходят в его плоскости симметрии при отсутствии крена и скольжения. При анализе боковой устойчивости, наоборот, рассматривается возмущенное движение аппарата, связанное с изменением углов крена и скольжения при неизменном угле атаки.

Движения крена и скольжения всегда связаны между собой. Отклонение элеронов обычно вызывает не только крен аппарата, но и его вращение относительно оси y_1. Отклонение руля направления вызывает скольжение аппарата, но это движение сопровождается и движением крена. Поэтому исследование боковой устойчивости связано с одновременным анализом как моментов крена, так и моментов рысканья.

Продольная статическая устойчивость

Продольную статическую устойчивость летательного аппарата принято характеризовать зависимостью $m_z=f(\alpha)$ или $m_z=f(c_y)$. Угол атаки, при которой коэффициент продольного момента $m_z=0$, называется *балансировочным*, так как он соот-

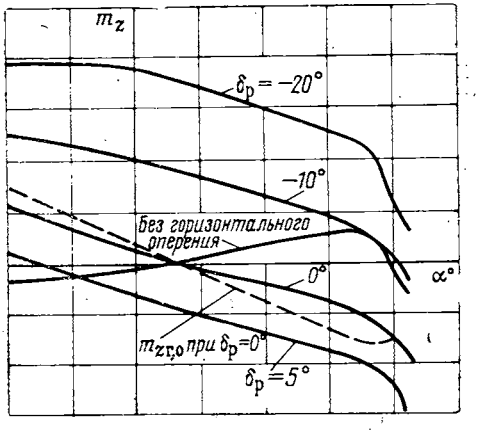


Рис. 13.20. Кривые $m_z=f(\alpha)$ при разных углах отклонения рулей высоты и для модели без горизонтального оперения

ветствует условию равновесия аппарата под действием всех приложенных к нему сил; ось z_1 при этом проходит через точку, соответствующую центру тяжести аппарата. Устойчивому аппарату соответствует отрицательный знак производной $m_z^{\alpha}=\partial m_z/\partial\alpha$. Типичные зависимости $m_z=f(\alpha)$ при разных углах отклонения руля высоты δ_p имеют вид, показанный на рис. 13.20. Эти зависимости позволяют построить балансировочную кривую:

связь между углом $\delta_р$ и балансировочным углом $\alpha_{бал}$. Из рис. 13.20 можно получить и характеристику $m_z^{\delta_р}=f(\alpha)$, определяющую продольную статическую управляемость; эта характеристика при малых углах атаки имеет постоянную величину. На рис. 13.21 показана зависимость $m_z^{\delta_р}=f(\alpha)$, характеризующая продольную управляемость, и балансировочная кривая $\delta_р=f(\alpha_{бал})$. Эффективность горизонтального оперения оценивается путем сравнения кривых $m_z=f(\alpha)$ для модели с оперением и без оперения. При этом коэффициент $m_{z\,г.о}=m_{z\,с\,г.о}-m_{z\,без\,г.о}$ определяется с учетом влияния всех частей летательного аппарата: крыла, фюзеляжа, различных подвесок и т. д.

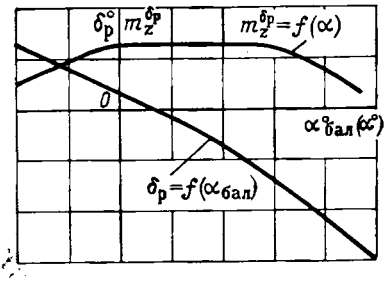


Рис. 13.21. Балансировочная кривая и кривая продольной управляемости

При испытаниях модели в аэродинамической трубе можно определить и величину осредненного угла скоса потока у оперения. Для этого испытания проводят при нескольких углах установки горизонтального оперения $\varphi_{г.о}$ и без него. Угол $\varphi_{г.о}$ отсчитывается от плоскости хорд крыла или от хорды контрольного сечения крыла. На схеме рис. 13.22 показаны углы набегающего потока для крыла и горизонтального оперения. Видно, что

$$\alpha_{г.о}=\alpha_{кр}+\varphi_{г.о}-\varepsilon, \qquad (13.14)$$

где $\alpha_{г.о}$ — истинный угол атаки горизонтального оперения;
ε — осредненный угол скоса потока у оперения.

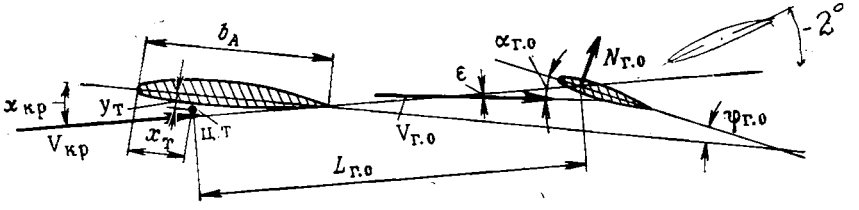


Рис. 13.22. Схема углов набегающего потока для крыла и горизонтального оперения

Если результаты испытаний модели при разных углах установки горизонтального оперения $\varphi_{г.о}$ имеют вид, показанный на рис. 13.23, *а*, то зависимости $m_{z\,г.о}=f(\varphi_{г.о})$ при разных углах атаки показаны на рис. 13.23, *б*. При симметричном профиле оперения и $\delta_р=0$ истинный угол атаки горизонтального опере-

ния $\alpha_{г.о}=0$ в точке, соответствующей значению $m_{z\,г.о}=0$. Иначе говоря, в каждой точке, где коэффициент $m_{z\,г.о}=0$, справедливо условие

$$\varepsilon=\alpha+\varphi_{г.о}-\alpha_{г.о}=\alpha+\varphi_{г.о}.$$

Пользуясь этим условием, можно для заданного значения $\varphi_{г.о}$ построить зависимость $\varepsilon=f(\alpha)$.

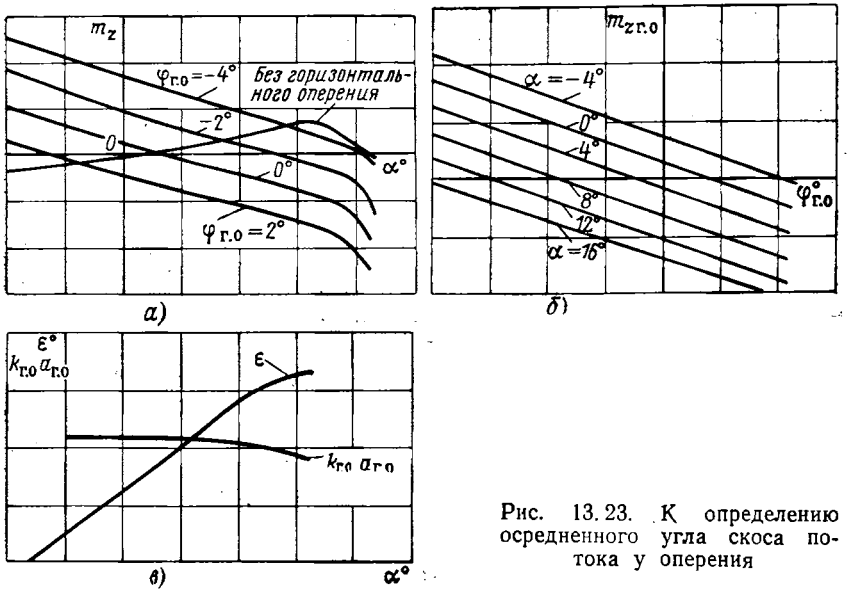


Рис. 13.23. К определению осредненного угла скоса потока у оперения

Из теории продольной статической устойчивости самолета известно, что

$$m_z^{\varphi_{г.о}}=-k_{г.о}Aa_{г.о},$$

где $k_{г.о}=q_{г.о}/q$ — осредненный коэффициент торможения скорости у оперения, равный отношению скоростных напоров перед оперением и крылом соответственно; $A=\frac{S_{г.о}L_{г.о}}{S\ b_A}$ — коэффициент статического момента оперения; $a_{г.о}=\left(\frac{\partial c_y}{\partial\alpha}\right)_{г.о}$.

Ввиду того что A — величина постоянная, а производная $m_z^{\varphi_{г.о}}$ легко определяется из эксперимента, можно найти произведение $k_{г.о}a_{г.о}$ (см. рис. 13.23, *в*). Если величина $a_{г.о}$ известна, то можно определить и коэффициент торможения $k_{г.о}$.

Испытания моделей в аэродинамических трубах проводятся при определенных положениях центра тяжести объекта, характеризуемых продольной центровкой $\bar{x}_т = \frac{x_{ц.т}}{b_A}$ и вертикальной центровкой $\bar{y}_т = \frac{y_{ц.т}}{b_A}$ (см. рис. 13.22). Эти безразмерные величины представляют собой отношения расстояния по хорде от носка средней аэродинамической хорды крыла b_A до центра тяжести аппарата $x_{ц.т}$ и расстояния по высоте от средней аэродинамической хорды до центра тяжести $y_{ц.т}$ к средней аэродинамической хорде, соответственно.

Сжимаемость воздуха сильно влияет на аэродинамические характеристики летательного аппарата, а следовательно, и на характеристики продольной устойчивости. Изменения особенно заметны в околозвуковом диапазоне скоростей.

Чем толще профиль крыла, тем раньше в зависимости от числа M наблюдаются перемещения положения аэродинамического фокуса по хорде. У прямого крыла эти перемещения начинаются уже при числе M=0,75. Этот вопрос был рассмотрен в гл. VIII. Переход к стреловидному крылу приводит к возрастанию чисел M, при которых резко изменяется статическая продольная устойчивость. Переход к треугольным крыльям способствует как увеличению критических чисел M, так и уменьшению изменений положения аэродинамического фокуса.

Существенное значение имеет также и изменение величины скоса потока за крылом. Если в дозвуковом потоке величина среднего скоса потока может характеризоваться производной $d\varepsilon/d\alpha=0{,}5$, то при сверхзвуковом обтекании эта величина сильно уменьшается. Величина этой производной в околозвуковой и сверхзвуковой зонах особенно сильно зависит от положения горизонтального оперения по высоте.

На рис. 13.24а показан характер изменения кривых $m_z=f(c_y)$ при постепенном изменении числа M для модели самолета с неотклоненным рулем высоты. Уже при сравнительно небольших значениях c_y заметно появление так называемых «ложек» (деформаций кривых $m_z=f(c_y)$, соответствующих потере статической продольной устойчивости. Повышение чисел M сначала увеличивает, а затем уменьшает нелинейность характеристик, но приводит к большому увеличению значений m_z. Наличие «ложек» в кривых $m_z=f(c_y)$ недопустимо, так как на самолете, обладающем подобными характеристиками продольной устойчивости, летчик для балансировки самолета будет вынужден прибегать к обращению управления, т. е. к отклонению органов управления в обратную сторону по сравнению с обычным отклонением органов управления, выполняемом при наличии продольной устойчивости.

Характерные «ложки» в кривых $m_z=f(c_y)$ наблюдаются не только в случае, показанном на рис. 13.24а, но и на режимах

дозвукового обтекания при выходе аппарата на большие углы атаки (рис. 13.24б). Для компоновок крыльев, у которых возникают концевые срывы, сопровождающиеся значительным умень-

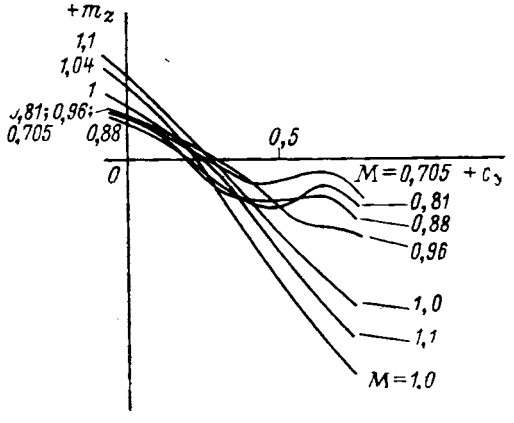


Рис. 13.24а. Влияние числа М на характеристики продольной статической устойчивости

шением подъемной силы в концевых сечениях крыла, при переходе на режимы, характеризуемые значениями $c_y \geqslant 0{,}45$, вероятность появления «ложки» очень велика. Это вызывает тенденцию затягивания самолета на кабрирование, которую не всегда можно парировать действием органов управления, так как их

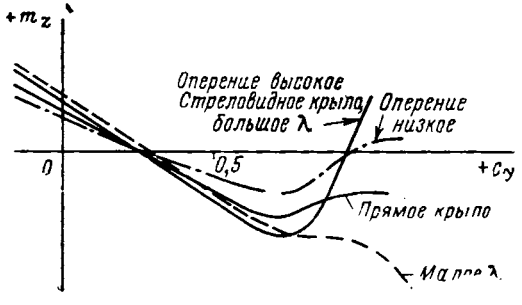


Рис. 13.24б. Влияние компоновки крыла на характеристики продольной статической устойчивости $m_z=f(c_y)$

эффективность на рассматриваемых режимах также уменьшается.

Меры борьбы с таким чрезвычайно неприятным явлением заключаются в восстановлении безотрывного обтекания концов

крыла. Эти мероприятия, рассмотренные в гл. IX, заключаются в применении предкрылков разных типов, использовании поворотного носка профиля, подборе благоприятного закона геометрической крутки сечений крыла. В концевых сечениях для этой цели на некоторых крыльях применяют также выступающие вперед по хорде носовые части.

Если самолет, характеристики которого приведены на рис. 13.24а, начинает разгоняться на режиме, соответствующем значениям $c_y=0{,}4—0{,}5$, то по мере повышения числа M возрастает величина продольного момента на пикирование. Это явление, обнаруженное на первых реактивных самолетах, и при тех компоновках, которые были приняты в то время, ставшее причиной многих катастроф, получило название «затягивание в пикирование». На самолетах современных компоновок этот недостаток устранен. На рис. 13.24б показано влияние компоновки крыла и оперения на характеристики продольной статической устойчивости $m_z=f(c_y)$.

Проблема обеспечения хороших характеристик устойчивости и управляемости на всех режимах эксплуатации для сверхзвуковых самолетов достаточно сложна. Рациональным является применение автоматической системы управления, которая позволяет получать требуемые пилотажные характеристики аппарата вне прямой связи с его аэродинамическими данными. Для того чтобы создать условия полной надежности работы автоматической системы, необходимо дублировать многие элементы системы. Кроме того, аэродинамическая компоновка должна сама по себе гарантировать в возможно большей степени приемлемые на практике условия обеспечения устойчивости и управляемости и в первую очередь малые смещения фокуса. Иначе говоря, необходимо стремиться к тому, чтобы при отказе автоматической системы управления самолет мог снизиться и успешно осуществить посадку.

Автоматическая система управления предполагает наличие необратимой бустерной системы управления, при которой усилия от органов управления не передаются непосредственно на ручку управления. В этой системе загрузка рычагов управления создается искусственно, например от скоростного напора набегающего потока. Таким путем устраняются большие нагрузки от шарнирных моментов при сверхзвуковых скоростях. Удается также преодолевать большие потребные шарнирные моменты, действующие на органы управления самолета при скорости полета $V>a$. Необходимым элементом автоматической системы управления является также демпфер колебаний, т. е. устройство, усиливающее затухание возникших колебаний. Дело в том, что сверхзвуковые летательные аппараты имеют пониженные характеристики демпфирования колебаний вследствие меньшего удлинения крыла, относительно меньших плеч оперения и меньших несущих свойств крыла. Повышение

высоты полета также влечет за собой увеличение времени затухания колебаний из-за меньшей плотности среды. Все это и требует установки на самолетах демпфера колебаний.

Боковая статическая устойчивость

Для анализа боковой устойчивости требуется совместное рассмотрение характеристик поперечной устойчивости и устойчивости пути. Иначе говоря, необходимо рассматривать совместно коэффициенты моментов крена m_x и рысканья m_y. Однако в аэродинамической трубе часто проводят раздельные экспери-

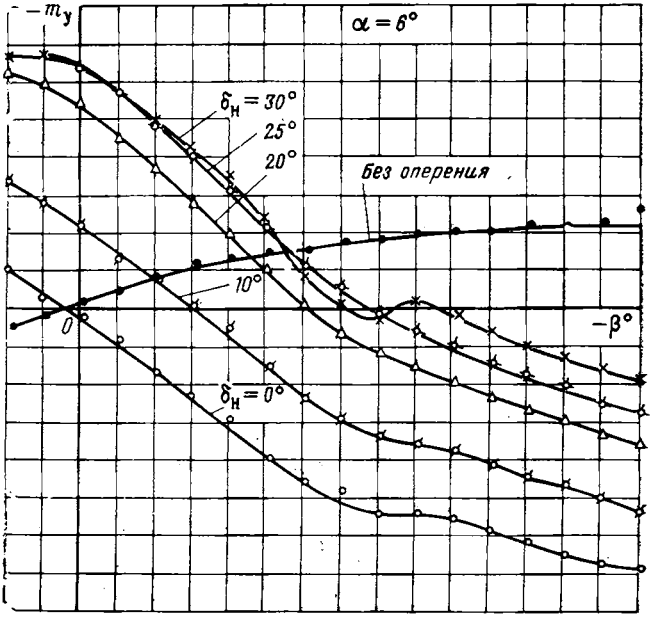


Рис. 13.25. Характеристики устойчивости пути $m_y = f(\beta)$

менты по определению зависимостей m_y и $m_x = f(\beta)$, т. е. коэффициентов моментов рысканья и крена в функции угла скольжения при постоянном угле атаки. Располагая зависимостью $m_y = f(\beta)$ при $\delta_н = 0$, можно установить знак и величину производной $m_y^\beta = \partial m_y / \partial \beta$ (рис. 13.25). Если производная $m_y^\beta < 0$, то летательный аппарат обладает статической устойчивостью пути. Аналогичные оценки можно сделать и при углах отклонения руля направления $\delta_н \neq 0$. Как видно из рис. 13.25, при больших углах отклонения руля направления ($\delta_н = 30°$) при некоторых углах скольжения имеет место потеря путевой устойчивости, что объясняется развитием срыва потока на вертикальном опе-

рении. Из графика рис. 13.25 можно определить характеристику путевой управляемости летательного аппарата — производную $\frac{\partial m_y}{\partial \delta_н} = m_y^{\delta_н}$. Для оценки достаточности руля направления при парировании скольжения аппарата необходимо построить балансировочную кривую $\delta_н = f(\beta_{бал})$. Точки этой кривой характеризуют равновесие аппарата при скольжении, т. е. соответствуют тем углам отклонения руля направления, при которых коэффициент $m_y = 0$; балансировочная кривая близка к прямой линии.

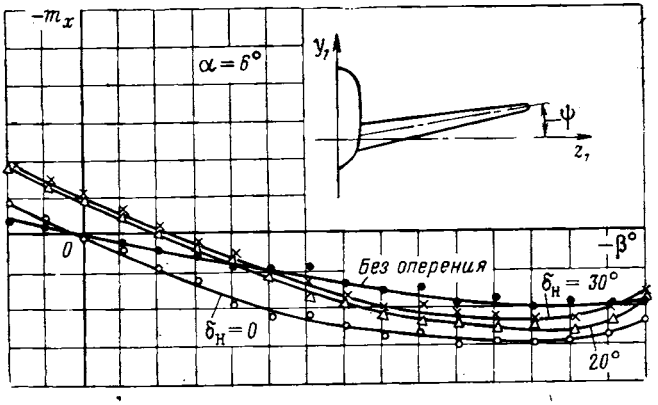


Рис. 13.26. Характеристики поперечной устойчивости $m_x = f(\beta)$

Поперечная устойчивость оценивается по характеру изменения зависимостей $m_x = f(\beta)$. В соответствии с общими правилами поперечно-устойчивый аппарат должен иметь величину производной $\frac{\partial m_x}{\partial \beta} = m_x^{\beta}$ отрицательного знака. Типичные характеристики поперечной устойчивости приведены на рис. 13.26.

Для перехода к другой центровке необходимо знать величины коэффициента боковой силы c_z. Характер изменения зависимостей $c_z = f(\beta)$ иллюстрируется рис. 13.27.

Устойчивость пути можно повысить или увеличением площади вертикального оперения, или увеличением его плеча. Поперечную устойчивость обычно повышают за счет увеличения положительного угла поперечного V крыла, т. е. угла ψ между проекцией оси размаха крыла на плоскость z_1y_1 и осью, перпендикулярной к плоскости симметрии летательного аппарата. Это повышение поперечной устойчивости объясняется тем, что при скользящем движении на крыле, идущем вперед, вследствие изменения распределения давления подъемная сила увеличивается по сравнению с подъемной силой крыла, идущего назад. Разница подъемных сил на обоих крыльях создает при положи-

тельном угле ψ увеличение коэффициента момента крена m_x, а при отрицательном ψ — уменьшение коэффициента m_x. Взаимное расположение крыла и фюзеляжа сильно влияет на величину потребного угла поперечного V. При переходе от схемы среднеплана к схеме высокоплана производная m^{β}_x увеличивается

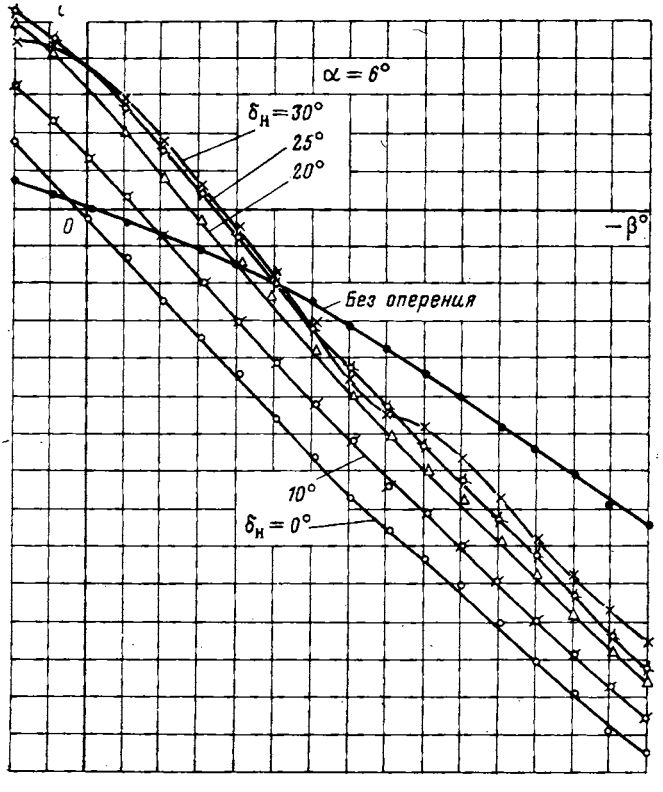


Рис. 13.27. Характеристики боковой силы $c_z = f(\beta)$

эквивалентно увеличению угла ψ на $\sim 2°$, а при переходе к схеме низкоплана производная m^{β}_x уменьшается эквивалентно уменьшению угла ψ на $\sim 2°$.

У сверхзвуковых самолетов с крыльями малого удлинения возможности использования угла поперечного V для регулирования поперечной устойчивости уменьшаются. Обычно при дозвуковых скоростях величина производной m^{β}_x, характеризующей поперечную устойчивость, увеличивается с возрастанием угла атаки, поэтому может оказаться, что при больших углах атаки α летательный аппарат будет обладать повышенной поперечной

устойчивостью. Если же выбор величины производной m_x^{β} сделан по характеристикам при больших углах атаки, то при малых углах атаки величина m_x^{β} может оказаться слишком малой, что может привести к обращению действия руля направления при крене.

Сжимаемость воздуха оказывает заметное влияние на боковую устойчивость. При отклонении элеронов на околозвуковых скоростях на прямом полукрыле с отклоненным вниз элероном критические явления начнутся при меньших числах $M_{кр}$, чем на полукрыле с отклоненным вверх элероном. Вследствие этого, как показано на рис. 13.28, момент крена крыла с отклоненными элеронами будет изменяться таким образом, что эффективность элеронов после достижения некоторого числа $M'_{кр}$ начнет уменьшаться и при некотором числе $M'_{кр}$ станет нулевой. При еще больших значениях M может произойти обращение действия элеронов. Определенную роль в усугублении этого процесса играет и деформация кручения крыла. Борьба с этим явлением сводится к такой компоновке крыла, при которой отсутствовала бы разница в характере развития околозвуковых и сверхзвуковых зон в концевых частях крыла при отклонении элеронов, что достигается подбором угла стреловидности, удлинения и относительной толщины крыла, а также жесткости крыла, или использованием интерцепторов.

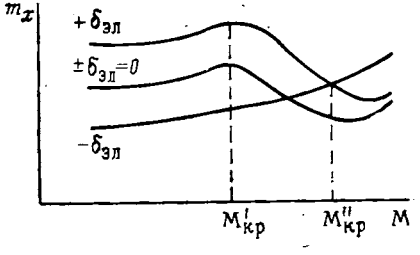


Рис. 13.28. Обращение действия элеронов

Те же самые причины могут вызвать и нарушения устойчивости пути. Изменения индуктивного сопротивления на обоих полукрыльях при отклонении элеронов, осложненные небольшой асимметрией аппарата и боковыми порывами, могут внезапно вызвать резкий импульс скольжения. Это неприятное явление смягчается с увеличением угла стреловидности и уменьшением удлинения и относительной толщины.

На режимах сверхзвукового полета величина производной m_y^{β} компоновки без вертикального оперения сравнительно мало зависит от числа M, в то время как производная $m_{y\,в.о}^{\beta}$, характеризующая эффективность вертикального оперения, падает по мере возрастания чисел M. Это обстоятельство приводит как к увеличению размеров вертикального оперения, так и к необходимости применения двухкилевых оперений, подфюзеляжных гребней и других дополнительных поверхностей, повышающих эффективную площадь вертикального оперения.

Некоторые замечания о схемах «утка» и «бесхвостка»

Летательные аппараты, рассчитанные на сверхзвуковые скорости полета, довольно часто выполняются по схеме «утка», т. е. с горизонтальным оперением, расположенным перед крылом, или по схеме «бесхвостка», т. е. без горизонтального оперения. Поэтому вопросы продольной балансировки таких летательных аппаратов являются предметом обстоятельных исследований.

Наиболее благоприятной с точки зрения изменения положения аэродинамического фокуса крыла по числам M является треугольная форма с углом стреловидности по передней кромке $\chi=60—70°$ или треугольная форма с наплывом в центральной части. У треугольного крыла с углом стреловидности $\chi=70°$, например на дозвуковых режимах, аэродинамический фокус располагается в точке $\bar{x}_F=0{,}6$ корневой хорды; затем при переходе к числу $M=1$ величина $\bar{x}_F$ становится равной 0,66. При дальнейшем возрастании числа M аэродинамический фокус смещается немного вперед. Такое сравнительно небольшое изменение положения фокуса по числам M можно еще уменьшить путем тщательной компоновки сочетания крыла с фюзеляжем. На прямом и стреловидном крыльях имеют место большие изменения положения фокуса при переходе от дозвукового обтекания к сверхзвуковому.

Если летательный аппарат по схеме «бесхвостка» был сбалансирован на режимах дозвуковых скоростей, то при переходе к сверхзвуковым скоростям на такой аппарат будет действовать продольный момент на пикирование, который нужно будет погасить отклонением элевонов на отрицательный угол. Отклонение органов управления вызовет дополнительное увеличение лобового сопротивления, что отразится на аэродинамическом качестве аппарата и снизит дальность полета. Располагая фюзеляж с положительным коэффициентом c_{m0} на крыле бесхвостого аппарата, можно уменьшить углы отклонения элевонов $\delta_э$, необходимые для балансировки. Кроме того, момент от тяги двигателей при расположении их под крылом также может быть использован для уменьшения углов $\delta_э$, потребных для балансировки.

У аппаратов, выполненных по схеме «утка», расположенное перед основным крылом горизонтальное оперение приводит к уменьшению степени продольной устойчивости. При этом балансировка таких аппаратов осуществляется таким образом, что отклонение консолей переднего горизонтального оперения не приводит к уменьшению подъемной силы, тогда как у бесхвостых аппаратов отклонение элевонов вверх уменьшает подъемную силу, что нежелательно с точки зрения взлетно-посадочных режимов. Однако переднее горизонтальное оперение, расположенное впереди основного крыла, создает вихревую систему, которая влияет на крыло, создавая дополнительные скосы потока. Это выражается в появлении дополнительных нелинейностей

в протекании характеристик подъемной силы и продольного момента. Тщательный подбор относительного положения переднего горизонтального оперения и основного крыла может несколько улучшить эти характеристики. Указанное неблагоприятное влияние наблюдается при сравнительно малых скоростях полета.

Влияние переднего горизонтального оперения может сказаться и на устойчивости пути. Возмущения от вихревой системы горизонтального оперения и скосы потока оказывают влияние на обтекание вертикального оперения. При отыскании рациональных путей решения задачи следует помнить, что помимо вихрей, генерируемых передним горизонтальным оперением, при положительных углах атаки существуют довольно мощные вихри, сбегающие с носовой части фюзеляжа, а также с крыла малого удлинения. Поэтому компоновку аппарата по схеме «утка» нужно тщательно исследовать как расчетным, так и экспериментальным путем.

Для аппаратов, выполненных по схеме «утка», можно рекомендовать свободную флюгерную установку переднего горизонтального оперения на режимах дозвуковых скоростей с дальнейшей фиксацией его на околозвуковых и сверхзвуковых режимах. При наличии подобного устройства координата центра давления компоновки может оставаться постоянной на всех режимах, так как при дозвуковых скоростях флюгирующее оперение не будет влиять на координату $\bar{x}_д$, а при сверхзвуковых скоростях закрепленное оперение приведет к смещению центра давления вперед.

Приложение

ОСИ КООРДИНАТ И ОСНОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ, ПРИНЯТЫЕ В АЭРОДИНАМИКЕ

В практических условиях используются следующие системы осей координат: абсолютная (инерциальная), экваториальная, траекторная, земная, поточная, связанная. Для прикладной аэродинамики особенно важны системы земных, поточных и связанных осей координат.

В земных осях координат ось y_g направлена отвесно вверх, а оси x_g и z_g образуют правую систему и лежат в горизонтальной плоскости.

В поточных или скоростных осях координат (рис. Пр. 1) ось абсцисс Ox совпадает с направлением скорости полета. Ось Oy перпендикулярна к оси Ox, лежит в плоскости симметрии и называется *осью подъемной силы*. Ось Oz — ось боковой силы, перпендикулярна к плоскости xy.

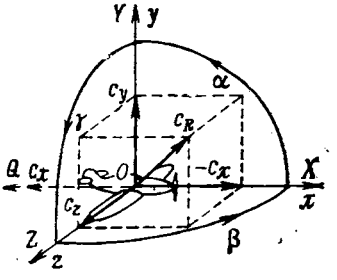


Рис. Пр. 1. Система поточных осей и коэффициентов аэродинамических сил

В связанных осях координат ось Ox_1 — продольная ось летательного аппарата, направленная от его хвоста к носу, параллельно строительной горизонтали аппарата или хорде крыла. Ось Oy_1 — нормальная ось, лежащая в плоскости симметрии и направленная вверх при нормальном полетном положении. Ось Oz_1 — поперечная ось, направленная вправо по полету.

На рис. Пр. 2 и Пр. 3 показаны совмещенные поточные, связанные и земные оси; начало координат расположено в центре тяжести аппарата. Рассмотрим углы между осями.

Угол атаки α (см. рис. Пр. 2) — это угол yOy_1, образованный проекцией вектора скорости V на плоскость симметрии аппарата и продольной связанной осью Ox_1.

Угол скольжения β (см. рис. Пр. 2) есть угол zOz_1 или угол, образованный вектором скорости V и плоскостью симметрии аппарата.

Угол тангажа ϑ (см. рис. Пр. 3) образован осью Ox_1 с плоскостью $Ox_g z_g$ и характеризует наклон оси летательного аппарата к горизонту.

Угол рысканья ψ (см. рис. Пр. 3) образован проекцией оси Ox_1 на плоскость $Ox_g z_g$ с осью Ox_g. Он характеризует отклонение направления полета аппарата от первоначального курса.

Угол крена γ (см. рис. Пр. 3) образован осью Oy_1 и плоскостью $Ox_1 y_g$ и характеризует крен аппарата.

Положительное направление всех осей и углов соответствует принятой правой системе.

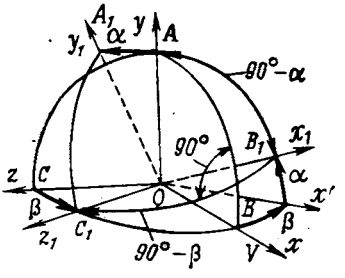


Рис. Пр. 2. Переход от системы поточных осей к системе связанных осей

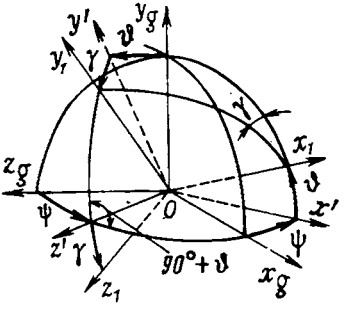


Рис. Пр. 3. Переход от системы связанных осей к системе земных осей

Связь между углами атаки и скольжения и углами между осями координат можно представить в форме следующей таблицы.

Косинусы углов между поточными и связанными осями координат

	x	y	z
x_1	$\cos\alpha\cos\beta$	$\sin\alpha$	$-\cos\alpha\sin\beta$
y_1	$-\sin\alpha\cos\beta$	$\cos\alpha$	$\sin\alpha\sin\beta$
z_1	$\sin\beta$	0	$\cos\beta$

Пример пользования таблицей:

$$\cos\hat{xx}_1=\cos\alpha\cos\beta;\quad \cos\hat{y_1z}=\sin\alpha\sin\beta;\quad \cos\hat{z_1z}=\cos\beta.$$

Коэффициенты аэродинамических сил и моментов в поточных и связанных осях

Полную аэродинамическую силу или полный момент можно разложить на три компонента как в поточных, так и в связан-

ных осях координат. В результате будут получены следующие силы в поточной системе: X — сила по скорости полета (Q — сила лобового сопротивления), Y — подъемная сила, Z — боковая сила (см. рис. Пр. 1):

$$X=-c_x\frac{\varrho V^2}{2}S=-c_xqS;\quad Q=-X;$$

$$Y=c_y\frac{\varrho V^2}{2}S=c_yqS;$$

$$Z=c_z\frac{\varrho V^2}{2}S=c_zqS;$$

$$R=c_R\frac{\varrho V^2}{2}S=c_RqS=\sqrt{(-X)^2+Y^2+Z^2};$$

c_x — коэффициент силы по скорости или коэффициент силы лобового сопротивления (знак коэффициента лобового сопротивления вместо отрицательного принимается положительным);
c_y — коэффициент подъемной силы;
c_z — коэффициент боковой силы.

При разложении в связанных осях координат будут получены следующие силы: X_1 — тангенциальная сила (Q_1 — тангенциальная сила сопротивления), Y_1 — нормальная сила, Z_1 — поперечная сила:

$$X_1=-c_{x1}\frac{\varrho V^2}{2}S=-c_{x1}qS;\ Q_1=-X_1;$$

$$Y_1=c_{y1}\frac{\varrho V^2}{2}S=c_{y1}qS;$$

$$Z_1=c_{z1}\frac{\varrho V^2}{2}S=c_{z1}qS;$$

$$R=\sqrt{(-X_1)^2+Y_1^2+Z_1^2}=\sqrt{Q_1^2+Y_1^2+Z_1^2},$$

c_{x1} — коэффициент тангенциальной силы или коэффициент тангенциальной силы сопротивления (знак коэффициента тангенциальной силы сопротивления вместо отрицательного условно принимается положительным);
c_{y1} — коэффициент нормальной силы;
c_{z1} — коэффициент поперечной силы.

Момент, действующий на летательный аппарат, может быть выражен вектором, который можно разложить по трем координатным осям. Названия проекций как самих моментов, так и их коэффициентов в поточных и связанных осях одинаковы. Моменты (рис. Пр. 4) определяются следующим образом:

M_x, M_{x1} — момент крена;

$$M_x = m_x \frac{\varrho V^2}{2} Sl = m_x qSl;$$

M_y, M_{y1} — момент рысканья;

$$M_y = m_y \frac{\varrho V^2}{2} Sl = m_y qSl;$$

M_z, M_{z1} — момент тангажа;

$$M_z = m_z \frac{\varrho V^2}{2} Sb = m_z qSb;$$

$$M_M = m_M qSl = \sqrt{M_x^2 + M_y^2 + M_z^2};$$

$$m_M = \sqrt{m_x^2 + m_y^2 + \left(\frac{b}{l} m_z\right)^2};$$

m_x, m_{x1} — коэффициент момента крена;
m_y, m_{y1} — коэффициент момента рысканья;
m_z, m_{z1} — коэффициент момента тангажа (если даются характеристики крыла, то для коэффициента момента тангажа чаще всего пользуются обозначениями c_m или c_{m1});

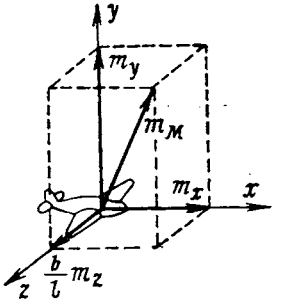


Рис. Пр. 4. Разложение вектора коэффициента момента по осям координат

l — размах крыла, т. е. расстояние между наиболее удаленными его точками;
b — характерная хорда крыла, чаще всего средняя аэродинамическая хорда (САХ);
S — площадь крыла или оперения, включая так называемую подфюзеляжную часть; для элементов летательного аппарата, не создающих подъемной силы, в качестве S берется площадь миделевого сечения — наибольшая площадь сечения тела плоскостью, перпендикулярной к направлению невозмущенной скорости при нулевом угле атаки.

Формулы перехода от поточных осей координат к связанным и от связанных к поточным имеют вид:

$$c_{x1}=c_x\cos\alpha\cos\beta-c_y\sin\alpha+c_z\cos\alpha\sin\beta;$$

$$c_{y1}=c_y\cos\alpha+c_z\sin\alpha\sin\beta+c_x\sin\alpha\cos\beta;$$

$$c_{z1}=c_z\cos\beta-c_x\sin\beta;$$

$$m_{x1}=m_x\cos\alpha\cos\beta+m_y\sin\alpha-m_z\frac{b'}{l}\cos\alpha\sin\beta,$$

$$m_{y1}=m_y\cos\alpha+m_z\frac{b}{l}\sin\alpha\sin\beta-m_x\sin\alpha\cos\beta;$$

$$m_{z1}=m_z\cos\beta+m_x\frac{l}{b}\sin\beta.$$

$$c_x=c_{x1}\cos\alpha\cos\beta+c_{y1}\sin\alpha\cos\beta-c_{z1}\sin\beta;$$

$$c_y=c_{y1}\cos\alpha-c_{x1}\sin\alpha;$$

$$c_z=c_{z1}\cos\beta+c_{x1}\cos\alpha\sin\beta+c_{y1}\sin\alpha\sin\beta;$$

$$m_x=m_{x1}\cos\alpha\cos\beta-m_{y1}\sin\alpha\cos\beta+m_{z1}\frac{b}{l}\sin\beta;$$

$$m_y=m_{y1}\cos\alpha+m_{x1}\sin\alpha;$$

$$m_z=m_{z1}\cos\beta-m_{x1}\frac{l}{b}\cos\alpha\sin\beta+m_{y1}\frac{l}{b}\sin\alpha\sin\beta.$$

Момент профиля крыла, центр давления и фокус

Точка приложения аэродинамической силы, действующей на тело, называется *центром давления* и условно считается расположенной на одной из основных осей тела. Для профиля крыла или оперения центр давления (ц. д.) считается расположенным на хорде профиля, при рассмотрении фюзеляжа, ракеты, гондолы двигателя и т. п. — на основной оси тела.

Положение ц. д. определяют координатой $x_д$, отсчитанной от передней точки тела или какой-либо другой фиксированной точки тела. Коэффициент центра давления — это величина отношения

$$c_д=\bar{x}_д=\frac{x_д}{L}\ 100\%.$$

За величину L принимается некоторая характерная длина тела; в случае крыла это его средняя аэродинамическая хорда.

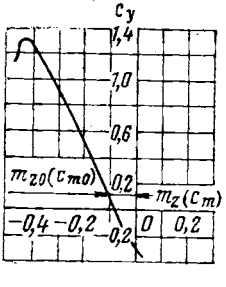


Рис. Пр. 5. Зависимость коэффициента момента тангажа c_m от коэффициента подъемной силы c_y

Положение ц. д. обычно определяют при помощи зависимости момента тангажа относительно выбранной фиксированной точки тела в функции коэффициента c_y. Чаще всего в качестве указанной точки применяется передняя точка тела. Для крыла этой точкой чаще всего является носок средней аэродинамической хорды или точка, соответствующая реальной центровке.

Связь между $\bar{x}_д$ и аэродинамическими коэффициентами имеет вид

$$\bar{x}_д = \frac{x_д}{L} = -\frac{c_m}{c_{y1}} \approx -\frac{c_m}{c_y}.$$

Коэффициент момента тангажа для любого профиля, обтекаемого безотрывно, может быть выражен как (рис. Пр. 5)

$$c_m = c_{m0} + \frac{\partial c_m}{\partial c_y} c_y$$

в случае, когда моменты отсчитываются относительно передней точки профиля, или зависимостью

$$c_m = c_{m0} + \frac{\partial c_m}{\partial c_y} c_y + \frac{x_т}{b} c_y = c_{m0} + c_y \left(\frac{\partial c_m}{\partial c_y} + \frac{x_т}{b} \right),$$

когда моменты отсчитываются от произвольной точки с координатой $x_т$, лежащей на хорде.

Точка хорды крыла или другого элемента летательного аппарата, расположенная на расстоянии $x_F = -b \frac{\partial c_m}{\partial c_y}$ от передней кромки, называется *аэродинамическим фокусом* крыла или другого элемента. Коэффициент момента крыла относительно фокуса, как следует из формулы, не зависит от c_y.

Шарнирный момент

Шарнирным моментом называется момент $M_ш$, действующий на органы управления или какой-либо отклоняющийся в полете элемент летательного аппарата, например, створку бомболюка самолета, относительно оси вращения этого элемента. Коэффициент шарнирного момента

$$m_ш = \frac{M_ш}{S_р q b_р} = \frac{2M_ш}{S_р \varrho V^2 b_р},$$

где $S_р$ — площадь руля или какого-либо другого отклоняемого элемента;

$b_р$ — средняя аэродинамическая хорда руля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Жуковский Н. Е. Полное собрание сочинений. М.—Л., ОНТИ НКТП СССР, 1937.

2. Чаплыгин С. А. Полное собрание сочинений. Изд. АН СССР, 1933—1935.

3. Юрьев Б. Н. Экспериментальная аэродинамика. М., Оборонгиз, ч. I, 1939; ч. 1938.

4. Христианович С. А., Гальперин В. Г., Миллионщиков М. Д., Симонов Л. А. Прикладная газовая динамнка. Изд. ЦАГИ, 1948.

5. Дюренд В. Ф. Аэродинамика. М., Оборонгиз, 1939.

6. Глауерт Г. Основы теории крыльев и винта. М.—Л., ГНТИ, 1931.

7. Черный Г. Г. Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью. М., Физматгиз, 1959.

8. Хейз У. Д. и Пробстин Р. Ф. Теория гиперзвуковых течений. М., ИИЛ, 1962.

9. Краснов Н. Ф. Аэродинамика тел вращения. М., «Машиностроение», 1964.

10. Лнпман и Рошко. Элементы газовой динамики. М., ИИЛ, 1960.

11. Горлин С. М. и Слезингер И. И. Аэромеханические измерения. М., «Наука», 1964.

12. Rebuffet P. Aérodynamique expérimentale. T. 11, Dunod, Paris, 1966.

13. Nielsen J. N. Missile aerodynamics. McGraw-Hill, Inc. N. Y., 1960.

14. Мартынов А. К., Горшенин Д. С. Руководство к практическим занятиям в аэродинамнческой лаборатории. Издание 3. М., «Машиностроение», 1967.

15. «Вопросы ракетной техники». 1955, № 1.

16. Ферри А. Аэродинамика сверхзвуковых течений. ГИТТЛ, 1952.

Кроме того, использована обширная литература следующих изданий:

NASA (National Aeronautics and Space Administration), Washington, USA Reports, Technical Notes.

NPL (National Physical Laboratory), Teddington, England, Reports.

ARC (Aeronautical Research Council), London, ARS R. and M. (Reports and Memoranda).

RAE (Royal Aircraft Establishment), Farnborough, England, RAE Aero Reports.

ONERA (Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales). Chatillon — sous — Bagneux, Les Recherches Aérospatiales, Notes Techniques ONERA.

W. G. L. R. (Wissenschaftliche Gesellschaft für Luft und Raumfahrt), Jahrbuch.

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
Предисловие	3
Введение	5
Глава I. **Воздух и его свойства**	7
1. Атмосфера	7
2. Состав воздуха	10
3. Физические свойства воздуха	11
4. Свойства воздуха при высоких температурах	17
5. Стандартная атмосфера (СА)	19
Глава II. **Основные законы течения воздуха**	24
1. Моделирование обтекания твердого тела жидкостью или газом	24
2. Основные законы движения газа	27
3. Уравнение Бернулли для больших дозвуковых скоростей течения газа	35
4. Сверхзвуковое сопло	41
5. Сверхзвуковые скорости течения	49
Глава III. **Законы подобия в аэродинамике**	61
1. Понятие о подобии	61
2. Основные формулы для аэродинамических коэффициентов в условиях подобия	63
3. Подобие с учетом вязкости среды	66
4. Подобие с учетом влияния сил тяжести	69
5. Подобие с учетом сжимаемости среды	70
6. Подобие с учетом периодичности явления	72
7. Полное и частичное подобие. Метод размерностей	75
8. Подобие в аэродинамике больших скоростей	79
Глава IV. **Методика аэродинамического эксперимента**	83
1. Основные пути аэродинамического эксперимента	83
2. Исследования при прямолинейном движении тела	84
3. Летные испытания	85
4. Ротативная машина	86
5. Аэродинамические трубы	86
6. Аэродинамические весы	113
7. Аэродинамические спектры	120
Глава V. **Измерение давления, скорости и температуры движущегося газа**	132
1. Статическое давление	132

Стр.
2. Манометр и микроманометр 134
3. Скорость потока 143
4. Направление потока 157
5. Температура потока 159
6. Распределение давления по поверхности тел 163

Глава VI. **Пограничный слой и турбулентность** 170
1. Ламинарный пограничный слой 172
2. Турбулентность 176
3. Кризис сопротивления тел, обтекаемых с отрывом пограничного слоя 182
4. Турбулентный пограничный слой 188
5. Переход пограничного слоя из ламинарного в турбулентный . 192
6. Влияние шероховатости поверхности на характеристики пограничного слоя 193
7. Пространственный пограничный слой 199

Глава VII. **Пограничный слой в сжимаемом газе** 203
1. Основные понятия 203
2. Пограничный слой в сжимаемом газе 208
3. Влияние сжимаемости среды на переход пограничного слоя из ламинарного в турбулентный и отрыв слоя 214
4. Взаимодействие между скачком уплотнения и пограничным слоем 217

Глава VIII. **Крыло бесконечного размаха** 222
1. Геометрические характеристики профиля крыла 222
2. Аэродинамические характеристики профиля крыла 224
3. Профиль крыла при больших докритических и околозвуковых скоростях обтекания 232
4. Аэродинамические характеристики профиля крыла при сверхзвуковых скоростях 245
5. Аэродинамические характеристики профиля крыла при гиперзвуковых скоростях 256
6. Максимальная подъемная сила профиля крыла 269
7. Управление пограничным слоем (УПС) 278
8. Влияние числа Рейнольдса и турбулентности на поляру крыла 286
9. Определение лобового сопротивления при помощи теоремы импульсов 293

Глава IX. **Крыло конечного размаха** 303
1. Теория крыла конечного размаха 303
2. Самовращение крыла 313
3. Крыло стреловидной формы в плане и крыло малого удлинения 319
4. Крыло конечного размаха в сверхзвуковом потоке 337

Глава X. **Тела вращения** 347
1. Основные понятия и определения 347
2. Особенности обтекания тел вращения 349
3. Лобовое сопротивление тел вращения 358
4. Подъемная сила и продольный момент тел вращения 366

Глава XI. **Аэродинамические характеристики летательных аппаратов и взаимовлияние их частей** 370
1. Сводка лобовых сопротивлений 371
2. Взаимовлияние при дозвуковых скоростях 374
3. Взаимовлияние при околозвуковых скоростях 377
4. Взаимовлияние при сверхзвуковых скоростях 381
5. Взаимовлияние при гиперзвуковых скоростях 384

Стр.

Глава XII. **Воздухозаборники** 388
1. Принцип и схемы работы воздухозаборников 388
2. Сверхзвуковой воздухозаборник 394
3. Регулирование воздухозаборников 399
4. Работа воздухозаборников на месте и на взлете 403

Глава XIII. **Аэродинамика органов управления и устойчивость** . 406
1. Аэродинамические характеристики органов управления . . . 406
2. Аэродинамические характеристики устойчивости и управляемости 424

Приложение. Оси координат и основные обозначения, принятые в аэродинамике 437

Литература 443

Аполлинарий Константинович Мартынов

ПРИКЛАДНАЯ АЭРОДИНАМИКА

Редактор издательства *О. Н. Буракова* Техн. ред. *Т. С. Старых*
Художник *Н. Т. Дворников* Корректор *А. И. Карамышкина*

Т-07155 Подписано в печать 1/VI-1972 г. Учетно-изд. л. 26,99
Формат бумаги 60×90¹/₈=14,0 бум. л. — 28,0 печ. л.
Цена 1 р. 18 к. Тираж 9000 экз. Изд. заказ 1694
Тем. план 1972 г. № 176

Московская типография № 8 Главполиграфпрома
Комитета по печати при Совете Министров СССР,
Хохловский пер., 7. Тип. зак. 306

А. К. МАРТЫНОВ

ПРИКЛАДНАЯ АЭРОДИНАМИКА