

## § 14. Коэффициент лобового сопротивления; его зависимость от угла атаки и параметров динамического подобия

Лобовое сопротивление, так же как и подъемная сила, является важнейшей характеристикой летательного аппарата. В условиях горизонтального установившегося полета оно определяет тягу двигателей, потребную для движения.

Типичная зависимость коэффициента лобового сопротивления крыла или самолета от угла атаки представлена на рис. 3.53. При угле атаки, равном или близком к углу пикирования,  $c_x$  имеет минимальное значение  $c_{x \min}$ ; с возрастанием угла атаки  $c_x$  возрастает, сначала медленно (в области летных углов), затем быстро (при закритических углах). Прирост  $c_x$  при закритических углах атаки обусловлен, так же как падение подъемной силы, вихреобразованиями на верхней поверхности крыла.

Зависимость  $c_x$  от критериев динамического подобия, и в частности от чисел  $R$  и  $M$ , оказывается различной для удобообтекаемых и неудобообтекаемых тел. В связи с этим необходимо уточнить понятия удобообтекаемого и неудобообтекаемого тела. Из предыдущего известно (§ 12), что лобовое сопротивление всякого тела можно рассматривать как сумму лобового сопротивления, происходящего от нормальных напряжений

(давлений), и лобового сопротивления, происходящего от касательных напряжений (напряжений трения), распределенных по поверхности тела:

$$Q = Q_{\text{давл}} + Q_{\text{тр}}$$

или в безразмерных коэффициентах:

$$c_x = c_{x \text{ давл}} + c_{x \text{ тр}}$$

Здесь первое слагаемое в основном зависит от формы тела и может быть соответствующим выбором формы сведено к нулю; второе слагаемое лишь весьма незначительно зависит от формы тела и определяется в основном состоянием поверхности и критериями динамического подобия. Поэтому целесообразно рассматривать отношение  $c_{x \text{ давл}}/c_x$  как критерий того, насколько удобообтекаемым является в тех или иных условиях тело данной формы. Чем меньше величина этого отношения, тем более удобообтекаемым будем считать данное тело. Иными словами, удобообтекаемым мы будем считать такое тело, у которого лобовое сопротивление в основном происходит от трения среды о поверхность. Можно привести конкретные примеры

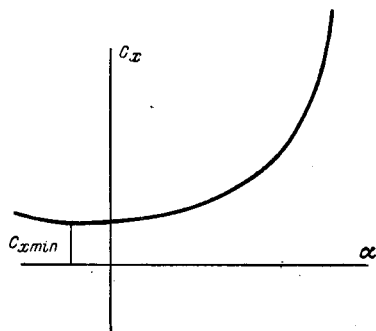


Рис. 3.53. Зависимость  $c_x$  от  $\alpha$  для крыла или самолета.

удобообтекаемых и неудобнообтекаемых тел. Представим себе тонкую плоскую пластинку, обтекаемую вдоль ее плоскости (рис. 3.54). Все лобовое сопротивление такой пластинки является результатом трения

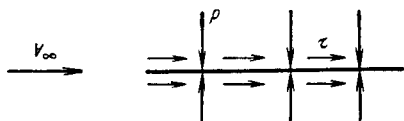


Рис. 3.54. Лобовое сопротивление плоской, тонкой, продольно обтекаемой пластинки происходит только от трения потока о поверхность пластинки.

потока о ее поверхность; нормальные напряжения здесь взаимно уничтожаются. Продольно обтекаемая плоская пластинка является, следовательно, удобообтекаемым телом. Представим себе такую же пластинку, поставленную перпендикулярно к потоку. В этом случае все лобовое сопротивление

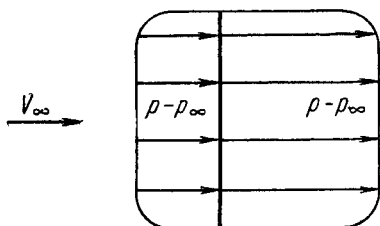


Рис. 3.55. Лобовое сопротивление поперечно обтекаемой пластинки происходит от повышения давления (по сравнению с  $\rho_{\infty}$ ) на передней стороне и понижения давления на задней стороне.

$c_y = c_z = 0$  и все силовое воздействие среды сводится к силе лобового сопротивления.

Зависимость  $c_x$  от  $R$  для удобообтекаемого тела изображена на рис. 3.57. На графике можно выделить три области, каждая из кото-

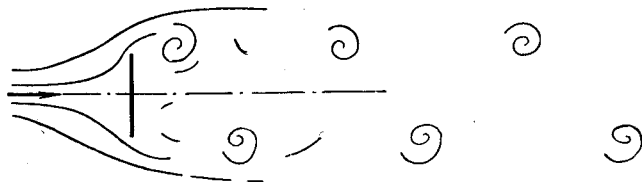


Рис. 3.56. Два ряда противоположно вращающихся вихрей, которые образуются за поперечно обтекаемой пластинкой при значениях  $R$  приблизительно от 100 до 2500.

рых соответствует определенному режиму течения в пограничном слое тела. Область малых чисел Рейнольдса, отмеченная на графике цифрой 1, соответствует ламинарному течению в пограничном слое. Эта область ограничена справа числом Рейнольдса, при котором

происходит от давлений, распределенных по поверхности пластинки (рис. 3.55). Поперечно обтекаемая пластинка является, следовательно, неудобнообтекаемым телом. Наблюдения показывают, что при  $R > 100$  обтекание такой пластинки сопровождается интенсивными вихреобразованиями (рис. 3.56), которые снижают давления на задней стороне пластинки и создают сопротивление от давлений: эти вихри отсутствуют в случае продольно обтекаемой пластинки.

Изучая зависимость  $c_x$  от  $R$  и  $M$ , мы ограничимся простейшим случаем, когда тело имеет две плоскости симметрии или ось симметрии и движется параллельно обеим этим плоскостям или оси. В этих условиях

обтекание такой пластинки сопровождается интенсивными вихреобразованиями (рис. 3.56), которые снижают давления на задней стороне пластинки и создают сопротивление от давлений: эти вихри отсутствуют в случае продольно обтекаемой пластинки.

Изучая зависимость  $c_x$  от  $R$  и  $M$ , мы ограничимся простейшим случаем, когда тело имеет две плоскости симметрии или ось симметрии и движется параллельно обеим этим плоскостям или оси. В этих условиях

в пограничном слое возникает турбулентное течение; такое значение числа Рейнольдса называется критическим. Для плоской пластинки оно находится в пределах от  $9 \cdot 10^4$  до  $1,1 \cdot 10^5$ . Вторая область (II) соответствует числам Рейнольдса, при которых в пограничном

слое существует как ламинарный, так и турбулентный участок, сравнимые друг с другом по своей длине. Наличие турбулентного участка, где касательные напряжения, как известно из предыдущего, имеют большую величину, чем при ламинарном течении, и возрастание относительной длины этого участка при увеличении  $R$  приводят к нарастанию  $c_x$  в этой области. При больших значениях  $R$  (область III)

относительная длина ламинарного участка ничтожна, весь пограничный слой в этом случае можно считать турбулентным и  $c_x$  вновь, как и в первой области, убывает с возрастанием  $R$  (однако по иному закону, нежели в первой области).

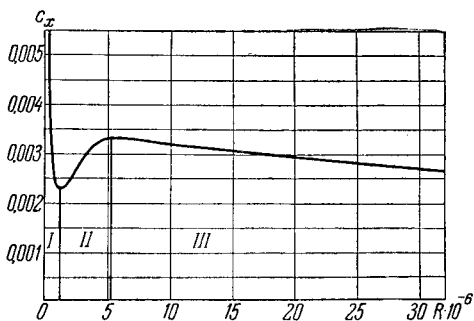


Рис. 3.57. Зависимость  $c_x$  от  $R$  для удобообтекаемого тела (число  $R$  подсчитано по продольному размеру тела  $L$ ).

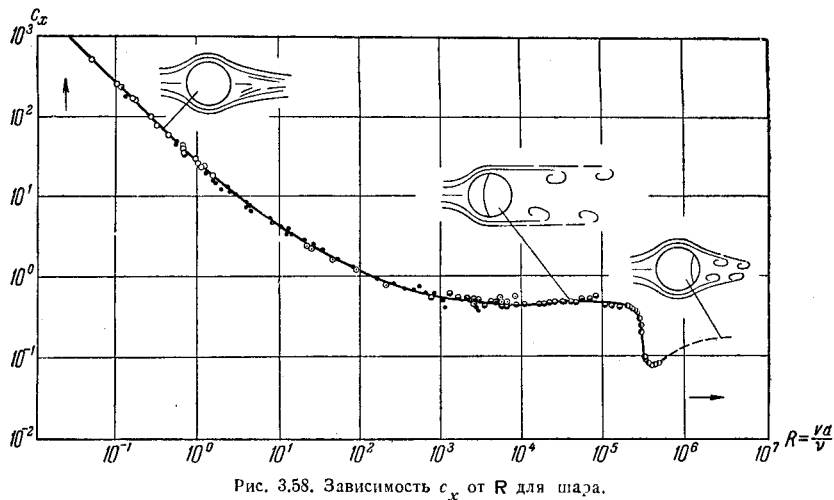


Рис. 3.58. Зависимость  $c_x$  от  $R$  для шара.

В качестве примера неудобообтекаемого тела рассмотрим шар. Зависимость  $c_x$  от  $R$  для шара изображена в виде логарифмического графика на рис. 3.58. На этом графике можно выделить пять областей. Первая область соответствует очень малым значениям числа Рейнольдса

( $R < 10$ ), при которых скорость в потоке весьма медленно нарастает при удалении от поверхности шара, и это нарастание распространяется на всю среду. Пограничный слой здесь поэтому отсутствует, и всю среду следует рассматривать как вязкую. С возрастанием числа Рейнольдса градиенты скорости на большом расстоянии от тела уменьшаются, вблизи тела увеличиваются. В связи с этим уже во второй области ( $10 < R < 10^3$ ) становится возможным выделить пограничный слой, в котором сосредоточено действие вязкости.

Торможение частиц в пограничном слое влечет за собой уменьшение их кинетической энергии; это приводит к тому, что частицы не могут продвигаться вдоль поверхности шара к его задней точке,

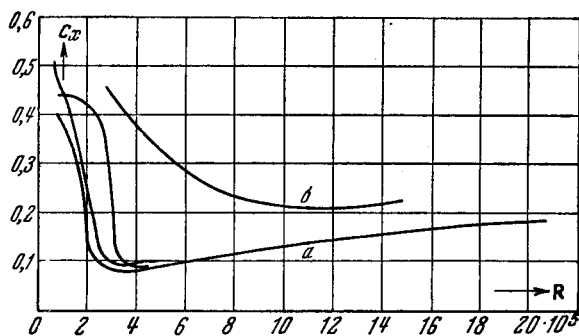


Рис. 3.59. Зависимость коэффициента лобового сопротивления шара от числа Рейнольдса: *а* — по опытам в аэродинамических трубах, в том числе по опытам в трубе переменной плотности; *б* — по опытам в атмосферном воздухе.

ибо давление в этом направлении быстро нарастает. Пограничный слой поэтому отрывается от поверхности шара непосредственно перед миделевым сечением, за местом отрыва возникает обратный ток жидкости, и пограничный слой свертывается в виде вихрей. Так как вихреобразования уменьшают давления на задней части поверхности шара, то сопротивление от давлений в третьей области ( $10^3 < R < 3 \cdot 10^5$ ) резко возрастает и шар становится телом неудобнообтекаемым.

Вплоть до точки отрыва движение в пограничном слое при числе Рейнольдса в третьей области является ламинарным. Однако когда число Рейнольдса становится больше критического значения, за ламинарным участком пограничного слоя появляется турбулентный участок. Это обстоятельство коренным образом изменяет всю картину обтекания шара. Дело в том, что по сечению турбулентного пограничного слоя скорости распределены, вследствие поперечного перемешивания частиц среды, более равномерно, чем по сечению ламинарного пограничного слоя (рис. 3.35). Поэтому вблизи поверхности шара кинетическая энергия частиц турбулентного пограничного слоя имеет большую величину, чем при прочих равных условиях кинетическая энергия частиц ламинарного пограничного слоя, и они продвигаются вдоль поверхности

до отрыва слоя дальше, чем частицы ламинарного слоя. Переход через критическое значение числа Рейнольдса сопровождается, таким образом, сдвигом вдоль потока места отрыва пограничного слоя. При этом ширина и интенсивность вихревой области за шаром уменьшаются, сопротивление от давлений резко убывает и шар становится более удобообтекаемым телом. Мы видим отсюда, что переход ламинарного движения в пограничном слое в турбулентное по-разному влияет на сопротивление удобообтекаемого и неудобообтекаемого тел. Сопротивление трению в результате этого перехода увеличивается. Сопротивление давления в результате этого перехода уменьшается, следовательно, уменьшается и  $c_x$  для неудобообтекаемого тела.

Резкое уменьшение коэффициента лобового сопротивления неудобообтекаемого тела при возникновении турбулентного участка пограничного слоя называется кризисом сопротивления тела (четвертая область). Кризис сопротивления можно наблюдать не только при переходе числа Рейнольдса через критическое значение; его можно вызвать искусственно, путем турбулизации пограничного слоя. Если, например, на переднюю часть шара, находящегося в потоке, надеть тонкое проволочное кольцо, то оно явится источником колебаний скорости в дальнейшей части пограничного слоя, т. е. турбулизатором пограничного слоя; как видно из фотографий обтекания (рис. 3.60), отрыв пограничного слоя происходит в этом случае ближе к хвостовой точке, чем в случае шара без кольца. Лобовое сопротивление шара с кольцом оказывается значительно меньшим, чем у шара без кольца.

Пятая область ( $R > 5 \cdot 10^5$ ) на графике соответствует закризисным числам Рейнольдса. С возрастанием числа Рейнольдса  $c_x$  слабо увеличивается, так как место отрыва перемещается здесь против потока.

Однако описанная картина изменения коэффициента сопротивления шара оказывается присущей лишь опытам в аэродинамических трубах и в значительной мере обусловлена высокой степенью турбулентности. Изменение  $c_x$  шара в области кризиса и за этой областью по опытам в аэродинамических трубах (в том числе по опытам в трубе переменной плотности, где впервые были достигнуты большие значения числа  $R$ ) представлено кривой *a* на рис. 3.59. В свободной атмосфере, где степень турбулентности значительно меньшая, нежели в трубе, кривая получается несколько иной. Бэкон и Рейд, которые определяли коэффициент сопротивления шара, наблюдая его падение после сбрасывания с самолета с высоты приблизительно в 600 м, обнаружили, что в условиях свободной атмосферы изменение  $c_x$  по числам Рейнольдса изображается кривой *b*.

Рассмотрим теперь влияние сжимаемости среды на коэффициент лобового сопротивления; коэффициент подъемной силы будем при этом по-прежнему предполагать равным нулю. Типичная зависимость  $c_x$  от числа  $M$  представлена на рис. 3.61. При малых значениях  $M$  величина  $c_x$  близка к величине  $c_x$  в условиях несжимаемой среды, т. е. при  $M = 0$ ; она незначительно возрастает здесь с увеличением  $M$ ,

что объясняется расширением спутной струи. Однако когда  $M$  достигает определенной для каждого тела величины, называемой критическим значением  $M_{кр}$ , начинается резкое увеличение  $c_x$ , которое продолжается вплоть до значения  $M$ , близкого к единице. В сверхзвуковой области ( $M > 1$ )  $c_x$  убывает, оставаясь все же больше значения  $c_x$  при  $M = M_{кр}$ . Разность между лобовым сопротивлением тела при

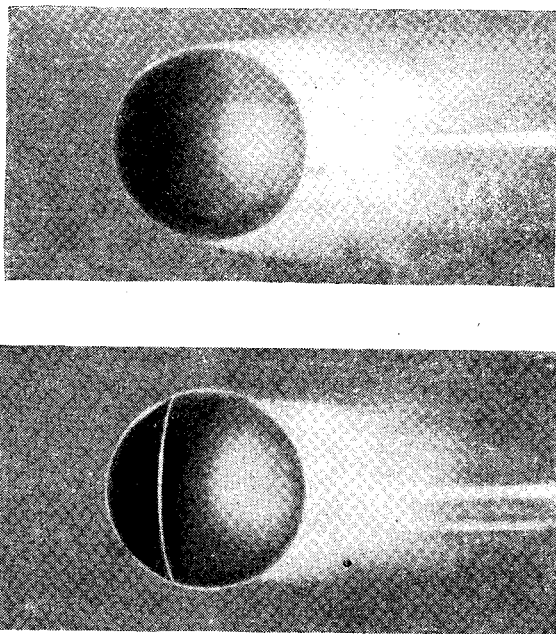


Рис. 3.60. Фотографии обтекания шара без кольца и шара с кольцом, снятые в потоке воздуха, к которому для придания течения видимости подмешан дым.

$M > M_{кр}$  и лобовым сопротивлением при  $M = M_{кр}$  называется волновым сопротивлением; его коэффициент мы будем обозначать через  $c_{xволн}$ :

$$c_{xволн} = c_x(M > M_{кр}) - c_x(M = M_{кр}).$$

Волновое сопротивление возникает оттого, что при движении тела с  $M > M_{кр}$  в сжимаемой среде образуются поверхности разрыва скорости, давления и плотности, называемые скачками уплотнения или ударными волнами. Схемы расположения этих поверхностей разрыва изображены на том же рис. 3.61.

Когда поток пересекает эти поверхности, происходит ударное сжатие газа, сопровождаемое ростом энтропии, и возникают потери ме-

ханической энергии. Давление вследствие этих потерь за скачками уплотнения полностью не восстанавливается, и поэтому возникает сопротивление от давлений, которое и является волновым сопротивлением.

Коэффициент волнового сопротивления тела может в несколько раз превышать значение  $c_x$  при малых величинах  $M$ . Резкое возрастание  $c_{x\text{волн}}$  в околозвуковой области много лет являлось препятствием для увеличения скорости полета самолета и, в частности, для

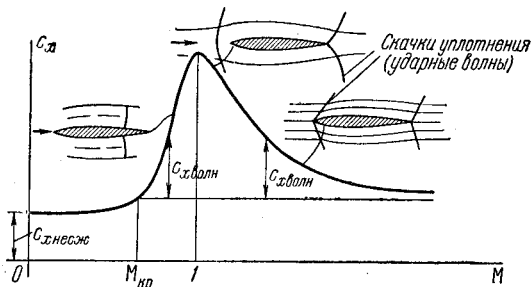


Рис. 3.61. Зависимость коэффициента лобового сопротивления от числа  $M$  (при  $c_y = 0$ ). Схемы расположения скачков уплотнения.

достижения звуковой скорости полета. Лишь когда были разработаны способы борьбы с волновым сопротивлением и специфические формы тел малого волнового сопротивления, удалось преодолеть так называемый «звуковой барьер» и достичь скоростей полета, равных и больших скорости звука. Свойства скачков уплотнения и способы уменьшения волнового сопротивления будут изложены в дальнейшем (гл. V).

## § 15. Полярная диаграмма; ее аналитическое выражение

В предыдущих параграфах мы познакомились с зависимостями  $c_x$  и  $c_y$  от угла атаки  $\alpha$ . Однако в аэродинамическом расчете летательного аппарата угол атаки играет второстепенную роль; основное значение имеет соотношение между самими аэродинамическими коэффициентами  $c_x$  и  $c_y$ , ибо оно позволяет сопоставлять тягу двигателей и полетный вес летательного аппарата. Поэтому целесообразно из зависимостей  $c_y = f(\alpha)$  и  $c_x = F(\alpha)$  для данного тела (относящихся к одним и тем же значениям  $R$  и  $M$ ) исключить  $\alpha$  и получить зависимость  $c_y$  от  $c_x$ ; график этой зависимости называется полярной диаграммой или полярной для данного тела (рис. 3.62). Каждой точке на этой диаграмме соответствует свой угол атаки. Значения угла атаки, который здесь является параметром, надписывают у соответствующих точек полярной диаграммы, т. е. делают на диаграмме разметку углов атаки.