

## § 22. Потеря давления в скачке уплотнения

В предыдущем параграфе мы видели, что за прямым скачком уплотнения давление торможения полностью не восстанавливается; это объясняется тем, что часть механической энергии переходит в скачке в тепловую энергию и рассеивается. Иными словами, в прямом скачке уплотнения происходят необратимые потери механической энергии. Аналогичное явление имеет место во всяком скачке. Рассмотрим теперь вопрос о потерях механической энергии в скачке уплотнения в общем случае. Вычислим с этой целью коэффициент восстановления давления в скачке. При этом будем предполагать, что течение по обе стороны скачка является изоэнтропическим. Тогда можем написать:

$$\frac{p_{10}}{p_1} = \left(\frac{\rho_{10}}{\rho_1}\right)^k, \quad \frac{p_{20}}{p_2} = \left(\frac{\rho_{20}}{\rho_2}\right)^k,$$

откуда коэффициент восстановления давления в скачке получается равным

$$\sigma = \frac{p_{20}}{p_{10}} = \frac{p_2}{p_1} \left(\frac{\rho_{20}}{\rho_{10}}\right)^k \left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^k.$$

Так как на основании формулы (5.34)

$$\frac{\rho_{20}}{\rho_{10}} = \frac{p_{20}}{p_{10}},$$

то

$$\sigma = \frac{p_{20}}{p_{10}} = \left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)^{\frac{k}{k-1}} \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{1}{k-1}}. \quad (5.64)$$

Подставляя в (5.64) значения  $\rho_2/\rho_1$  и  $p_1/p_2$  из выражений (5.42) и (5.43), в которых следует положить  $M_{1n} = M_1 \sin \beta$ , где  $\beta$  — угол между вектором  $v_1$  и поверхностью скачка, получим:

$$\sigma = \left[ \frac{(k+1) M_1^2 \sin^2 \beta}{2 + (k-1) M_1^2 \sin^2 \beta} \right]^{\frac{k}{k-1}} \left[ \frac{k+1}{2k M_1^2 \sin^2 \beta - (k-1)} \right]^{\frac{1}{k-1}}. \quad (5.65)$$

Из этого равенства видно, что коэффициент восстановления давления в скачке зависит, так же как и ряд других отношений одноименных величин, взятых по обе стороны скачка, только от одного параметра —  $M_1 \sin \beta$ . С возрастанием  $M_1 \sin \beta$  коэффициент восстановления давления, как показывает последнее равенство, убывает; зависимость  $\sigma$  и  $S_2 - S_1 = c_v(1-k) \ln \sigma$  от  $M_1 \sin \beta$  изображена в виде графика на рис. 5.41. Зная  $v_1$  и  $\beta$  или  $v_1$  и угол отклонения сверхзвукового потока в скачке, можно определить коэффициент восстановления давления также по графику ударных поляр (рис. 5.44), на котором нанесены линии равных значений  $p_{20}/p_{10}$ .

Таким образом, мы видим, что потери механической энергии в скачке уплотнения возрастают при увеличении  $M_1 \sin \beta$ . Наибольшей величины, при данном значении  $M_1$ , они достигают, когда  $\beta = \pi/2$ , т. е. когда скачок является прямым; чем меньше углы наклона скачка  $\beta$ , тем меньше и потери энергии. Поэтому в практике конструирования летательных аппаратов, реактивных двигателей и других устройств, где встречается сверхзвуковое движение газа, всегда стараются избежать прямых скачков уплотнения, заменяя их одним или несколькими косыми скачками. Если же нельзя обойтись без прямого скачка (например, если необходимо поток воздуха во входном диффузоре реактивного двигателя перевести из сверхзвукового в дозвуковой), то стараются уменьшить перед прямым скачком величину  $M_1$  (с помощью системы косых скачков). Следует подчеркнуть, что эти положения относятся к скачкам произвольной формы, в том числе и к симметрично осевым скачкам, возникающим при обтекании тела вращения вдоль его оси.

Рассмотрим примеры уменьшения потерь энергии путем замены прямых скачков уплотнения на косые скачки. Допустим, что необходимо сконструировать вход воздуха в реактивный двигатель, предназначенный для работы на сверхзвуковых скоростях полета. Здесь возникают две аэродинамические задачи. Во-первых, необходимо обеспечить наибольшее возможное сжатие воздуха в рабочей камере двигателя (или в турбореактивных двигателях — перед компрессором, который выполняет дальнейшее сжатие воздуха), так как при этом будет наиболее эффективным сгорание топлива. Во-вторых, необходимо обеспечить наименьшее лобовое сопротивление моторной гондолы, в которую заключен воздушно-реактивный двигатель. Если выполнить вход воздуха в двигатель в виде диффузора, т. е. расширяющегося по потоку канала, как это обычно делается при дозвуковых скоростях полета, то при сверхзвуковой скорости возникнет вблизи входа прямой скачок уплотнения. В зависимости от разности давлений на концах диффузора скачок уплотнения может расположиться либо во входном сечении (рис. 5.48), либо за ним (рис. 5.49), либо перед ним (отсоединенный скачок, рис. 5.50). Во всех этих случаях потери давления в скачке получаются большими и, следовательно, коэффициент восстановления давления в диффузоре — малым. В последнем случае, кроме того, снижается, по сравнению с первыми двумя, также расход воздуха сквозь диффузор. Из-за потерь давления в прямом скачке будет большим и сопротивление мотогондолы. Для того чтобы уменьшить потери давления и внешнее сопротивление, устанавливают перед входом в диффузор заостренное тело вращения («иглу») с прямолинейным или криволинейным обводом. Тогда в сверхзвуковом потоке возникнет на конце этой иглы косой скачок уплотнения (рис. 5.51). Угол отклонения потока острием иглы подбирается таким образом, чтобы поверхность скачка уплотнения прошла через входную окружность обечайки диффузора. При другом расположении скачка образуются перед обечайкой

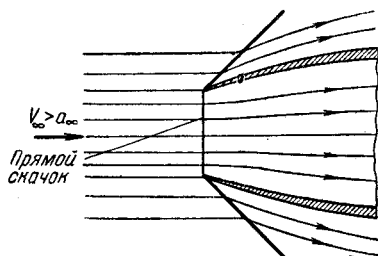


Рис. 5.48. Торможение сверхзвукового потока, набегающего на дозвуковой диффузор, происходит в прямом скачке уплотнения. Случай, когда давление в конце диффузора равно расчетному.

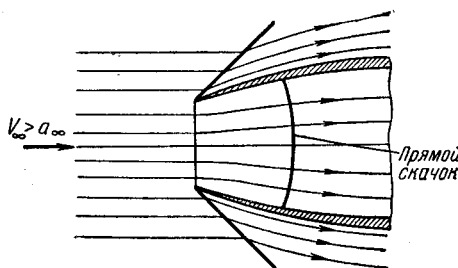


Рис. 5.49. Торможение сверхзвукового потока, набегающего на дозвуковой диффузор, происходит в прямом скачке уплотнения. Случай, когда давление в конце диффузора меньше расчетного.

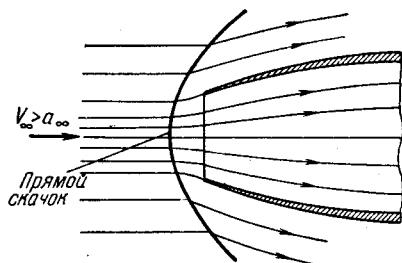


Рис. 5.50. Торможение сверхзвукового потока, набегающего на дозвуковой диффузор, происходит в прямом скачке уплотнения. Случай, когда давление в конце диффузора больше расчетного.

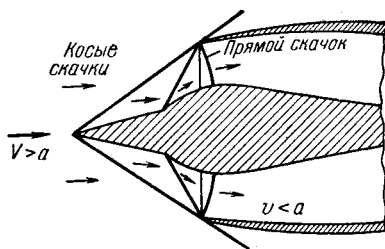


Рис. 5.51. Торможение сверхзвукового потока, набегающего на сверхзвуковой диффузор, происходит в косых скачках уплотнения и завершается в прямом скачке уменьшенной интенсивности (по сравнению с дозвуковым диффузором в тех же условиях).

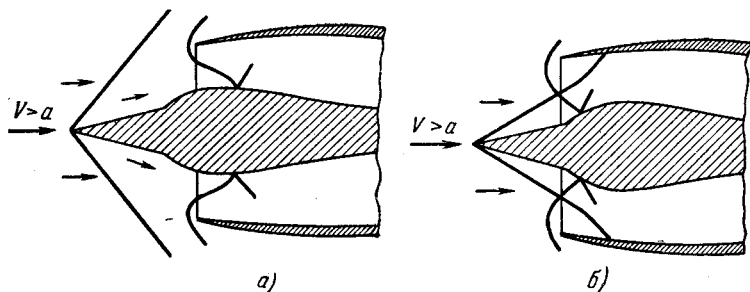


Рис. 5.52. Дополнительные скачки уплотнения на обечайке сверхзвукового диффузора, возникающие, когда носовой скачок не проходит через входную окружность.

или во входной части диффузора дополнительные скачки уплотнения, которые увеличивают потери энергии и могут привести к срыву потока с поверхности диффузора (рис. 5.52).

В горловине сверхзвукового диффузора, т. е. за входным косым скачком, располагаются, как показано на рис. 5.51, другие косые скачки, которые замыкаются ослабленным прямым скачком. Однако потери давления во всей этой системе с входным косым скачком меньше, чем в системе с входным прямым скачком, изображенной на рис. 5.50. Выгода от такой замены возрастает с увеличением числа  $M$ ; при больших значениях  $M$  коэффициент восстановления давления в диффузоре может быть увеличен благодаря постановке входной иглы в два с лишним раза.

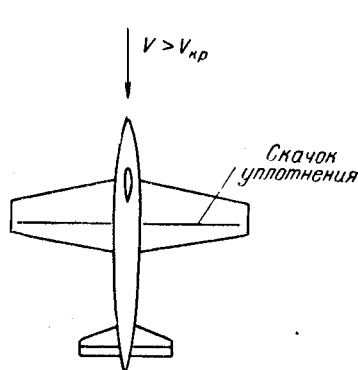


Рис. 5.53. На самолете с прямым крылом при  $M_{кр} < M_{\infty} < 1$  скачок уплотнения у поверхности крыла будет прямым.

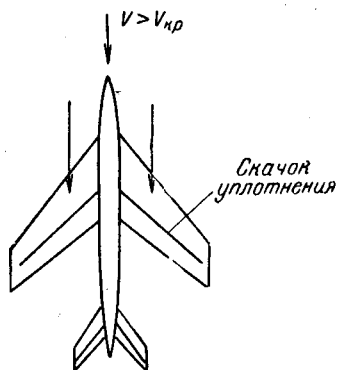


Рис. 5.54. На самолете со стреловидным в плане крылом при  $M_{кр} < M_{\infty} < 1$  скачок уплотнения у поверхности крыла будет косым.

Рассмотрим еще другой пример замены прямого скачка уплотнения косым скачком. Представим себе, что самолет летит со скоростью, соответствующей числу  $M$ , которое больше  $M_{кр}$  и меньше единицы ( $M_{кр} < M < 1$ ). В этом случае, как уже известно из предыдущего (§ 14), у поверхности крыла располагается скачок уплотнения, замыкающий сверхзвуковую область. Если крыло в плане является прямым, т. е. если линия, соединяющая точки, которые находятся, например, на расстоянии четверти хорды от носка, перпендикулярна к плоскости симметрии самолета, то и скачок уплотнения в плане будет прямым (рис. 5.53). Следовательно, потери энергии в скачке и происходящее от этих потерь лобовое сопротивление крыла будут максимальными из всех возможных в данных условиях. Можно добиться уменьшения лобового сопротивления, расположив фронт скачка так, чтобы он был косым; такое расположение скачка получится, если придать крылу *стреловидность в плане* (рис. 5.54). Опыты подтверждают это заключение: во всей области больших дозвуковых скоростей и при сверхзвуковых скоростях, соответствующих не очень большим

значениям  $M_\infty$  (приблизительно до  $M_\infty \approx 3,0—3,5$ ), стреловидные в плане крылья имеют при прочих равных условиях меньшее лобовое сопротивление, чем прямые крылья. Лишь при больших значениях числа  $M_\infty$ , когда скачки уплотнения на прямом крыле становятся такими же косыми скачками, как и скачки на стреловидном в плане крыле, лобовые сопротивления прямого и стреловидного крыльев сравниваются.

### § 23. Конический поток газа. Уравнение для потенциала скоростей конического потока

Мы уже изучали раньше плоские и симметрично осевые течения жидкости и газа. На практике часто встречается еще один частный случай двумерного течения — коническое течение, которое будет рассмотрено в этом параграфе.

Представим себе коническую поверхность, вершина которой находится в точке  $O$  (рис. 5.55), а направляющей является плоская кривая  $AB$ . В сечении этой поверхности какой-либо плоскостью, параллельной  $AB$ , получится линия  $A_1B_1$ , геометрически подобная  $AB$ . При обтекании такой поверхности сверхзвуковым потоком идеальной среды скорости в сходственных точках можно считать одинаковыми (за исключением сечения, параллельного  $AB$  и проходящего через точку  $O$ ). Иными словами, скорость в точке  $M$  будет такой же, как и в точке  $M_1$ , находящейся на луче  $OM$ . В самом деле, в идеальной среде распределение скоростей зависит не от размеров обтекаемой фигуры ( $AB$  или  $A_1B_1$ ), а только от ее формы; так как, кроме

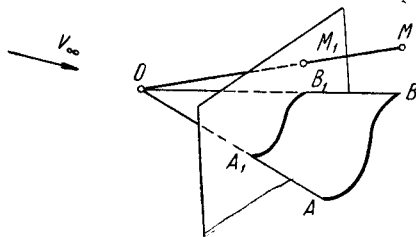


Рис. 5.55. В коническом потоке скорость, давление и другие характеристики движения одинаковы на каждой прямой, исходящей из точки  $O$ .

того, поток предполагается сверхзвуковым, то изменения давления не распространяются против течения и обтекание кормовой части конуса не влияет на обтекание носовой. *Течение жидкости, в котором скорость, давление, плотность и другие характеристики движения одинаковы вдоль каждой*

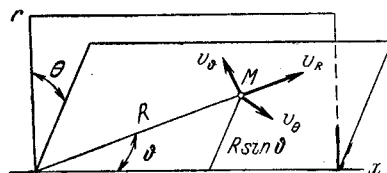


Рис. 5.56. Компоненты скорости  $v_R$ ,  $v_\theta$ ,  $v_\varphi$  являются в коническом потоке функциями только  $\vartheta$  и  $\theta$  и не зависят от  $R$ .

в случае, когда конический поток может быть представлен в виде

$$\varphi = R\Phi(\theta, \vartheta); \quad (5.66)$$

в самом деле, в этом случае компоненты скорости  $v_R$ ,  $v_\theta$ ,  $v_\varphi$  не зависят

*прямой, исходящей из некоторого центра, называется коническим течением.* Такое течение имеет место, например, при сверхзвуковом обтекании тонких треугольных крыльев, круговых конусов и т. д.

Если ввести сферическую систему координат с началом в точке  $O$ , то в коническом потоке скорость, давление и плотность не будут зависеть от радиуса-вектора точки  $R$ ; они будут полностью определяться в каждой точке полярными углами  $\theta$  и  $\vartheta$  (рис. 5.56).

Если ввести сферическую систему координат с началом в точке  $O$ , то в коническом потоке скорость, давление и плотность не будут зависеть от радиуса-вектора точки  $R$ ; они будут полностью определяться в каждой точке полярными углами  $\theta$  и  $\vartheta$  (рис. 5.56).