вых скоростей о характере действующих на летат. аппараты сил и моментов, об устойчивости и управляемости аппаратов при Г. т. неприменимы.

Обтекание тонких заострённых тел. При гиперзвуковом обтекании тонких, заострённых впереди тел вращения с заданным распределением

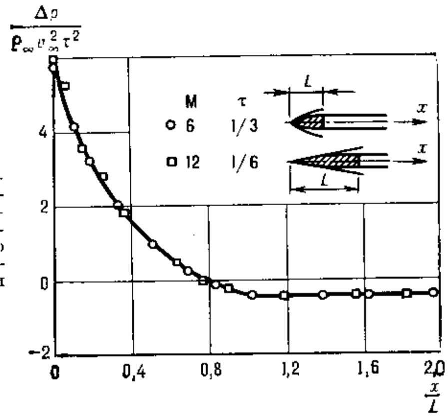

Рис. 2. Экспериментальная кривая, характеризующая подобие в распределении давления по двум разным плоским профилям при $K=2$, $\alpha=0$.

относит. толщины τ по длине L, установленных под углом атаки α, теория приводит к асимптотически верному при $1/M\to 0$, $\tau\to 0$ и $\alpha\to 0$ закону подобия: в возмущённой области между ударной волной и телом при любой комбинации определяющих величин M, τ, α продольная составляющая скорости v с точностью до членов порядка τ^2 остаётся равной v_∞, а параметры $\bar{v}/v_\infty\ \tau$, ρ/ρ_∞, $p/\rho_\infty v_\infty^2\tau^2$ являются одинаковыми ф-циями величин x/L, $\bar{r}/L\tau$, $K=M\tau$, α/τ, γ (здесь $\bar{v}$ — составляющая вектора скорости газа в поперечном направлении к набегающему вдоль оси x потоку, $\bar{r}$ — расстояние точки от оси x, K — параметр гиперзвукового подобия, $\gamma=c_p/c_V$ — отношение теплоёмкостей газа при пост. давлении и объёме). Этот закон подобия хорошо подтверждается результатами расчётов и экспериментов (рис. 2) и может быть обобщён и на тела более сложной формы (напр., летат. аппараты с крыльями, стабилизирующими и управляющими органами). Из условия неизменности продольной скорости газа с точностью до членов $\sim\tau^2$ во всём течении следует т. н. закон

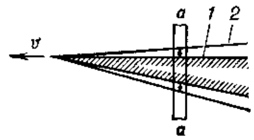

Рис. 3. Схема к объяснению закона плоских сечений.

плоских сечений, или принцип эквивалентности: при движении тел в покоящемся газе с гиперзвуковой скоростью частицы газа не испытывают продольного смещения, а смещаются только перпендикулярно направлению движения тела от поверхности тела *1* к ударной волне *2* (рис. 3), оставаясь в плоскости a — a, т. е. движение частиц является плоским.

При гиперзвуковом обтекании тел перед ними образуются сильные ударные волны (рис. 4). Отношение плотности ρ_∞ к плотности газа за ударной волной ρ_s (для совершенного газа с постоянными теплоёмкостями) равно

$$\frac{\rho_\infty}{\rho_s}=\frac{\gamma-1}{\gamma+1}\left(1+\frac{2}{(\gamma-1)\,M_n^2}\right),$$

где M_n — число Маха, определённое по нормальной к ударной волне составляющей скорости набегающего потока. Сравнительно малая величина отношения ρ_∞/ρ_s при достаточно больших M_n дала основание для развития асимптотич. теории при $\varepsilon=(\gamma-1)/(\gamma+1)\to 0$ (в реальных условиях $\varepsilon\sim 0{,}10$—$0{,}15$), $1/M\to 0$ для тел конечной толщины ($\tau\sim 1$) и для тонких тел ($\tau\to 0$). Эта теория наз. теорией Ньютона — Буземана или теорией ударного (сильно сжатого) слоя. Единств. параметром теории ударного слоя является $N=(\gamma-1)M^2$. В предельном случае $\varepsilon=0$,

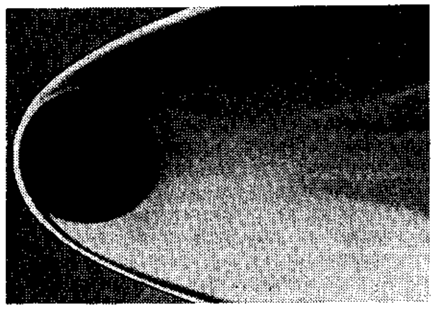

Рис. 4. Фотография сферы, летящей с гиперзвуковой скоростью.

$1/M=0$ сжатый ударной волной до бесконечной плотности газ скользит в слое нулевой толщины по поверхности тела. А. Буземан (A. Busemann) получил для этого случая ф-лу для давления на поверхности плоского контура или тела вращения:

$$\Delta p=\rho_\infty v_\infty^2\left(\sin^2\theta+\sin\theta\ \frac{d\theta}{dF}\int\limits_{F_0}^{F}\cos\theta\,dF\right)$$

(θ — угол наклона элемента поверхности тела к направлению набегающего потока, F — площадь поперечного сечения тела). Если не учитывать второе слагаемое, то ф-ла Буземана обращается в ф-лу Ньютона $\Delta p=\rho_\infty v_\infty^2\sin^2\theta$, к-рой пользуются при оценочных расчётах силового воздействия гиперзвукового потока на обтекаемые тела. Ф-ла Ньютона с удовлетворит. точностью определяет давление на обращённой в сторону движения части поверхности выпуклых тел; на обратной стороне тела — в аэродинамич. тени — давление при этом следует полагать равным нулю.

Влияние затупления переднего конца тела на его обтекание. Для практич. приложений большое значение имеет теория обтекания тонких тел со слегка затупленными передними концами. Если обозначить характерный размер затупления через d, то сопротивление затупления по порядку величины будет равно $^1/_2\,\rho_\infty v_\infty^2 d^\nu$ ($\nu=1$ для плоского профиля, $\nu=2$ для тела вращения), а сопротивление остальной части тонкого тела, имеющего длину L и характерный угол наклона θ элемента поверхности, составит $^1/_2\rho_\infty v_\infty^2\theta^2(L\theta)^\nu$. Действие на газ затупления и всего остального тела становятся равными по порядку величины уже при $d/L\sim\sim\theta^{(2+\nu)/\nu}$, т. е. для тонкого тела ($\theta\ll 1$) при размерах затупления, в сотни и даже тысячи раз меньших продольного размера тела. Т. о., влияние малого затупления переднего конца тела при гиперзвуковой скорости необходимо учитывать даже, когда размером затупленной части тела можно пренебречь. Если при движении тела в плоском слое соблюдается принцип эквивалентности, то в момент входа в этот слой переднего конца тела наличие малого затупления вызывает мгновенный сосредоточенный подвод энергии к газу. Эта задача для симметричных условий хорошо изучена в теории одномерных неустановившихся движений газа (задача о сосредоточенном взрыве). Несмотря на приближённый характер, аналогия со взрывом позволила установить осн. закономерности влияния малого затупления переднего конца на гиперзвуковое обтекание тел, в остальном аэродинамически совершенных, и распро-