

ское качество $K = C_y/C_x \ll 1$ независимо от формы обтекаемого тела, в то время как в условиях континуума аэродинамич. качество тел типа крыла может достигать единиц или даже десятков. В условиях континуума наивысшая темп-ра в потоке, а следовательно, и тел, помещённых в поток, равна темп-ре торможения. А в гипертермич. свободномолекулярном потоке темп-ра теплоизолированного тела (термометра) больше темп-ры торможения. Если в условиях континуума в потоке поместить вращающийся цилиндр (рис. 1), то на него

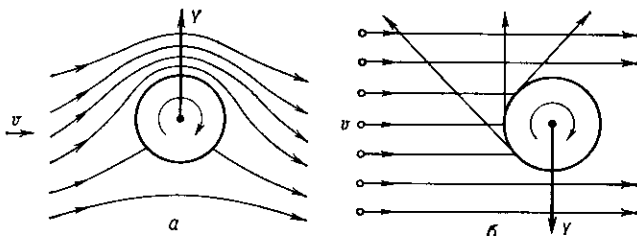


Рис. 1. Схема взаимодействия вращающегося цилиндра с потоком: а — континуальным $Kn \ll 1$ (эффект Магнуса), б — свободномолекулярным $Kn \gg 1$.

действует подъёмная сила, направленная вверх, — Магнуса эффект. В свободномолекулярном потоке отражённые молекулы приобретают составляющую скорости, параллельную поверхности, так что реактивная сила, действующая на тело, направлена вниз. Т. о., характер явлений в предельных ситуациях $Kn \gg 1$ и $Kn \ll 1$ существенно различен.

Промежуточная область. Между предельными режимами — континуальным и свободномолекулярным — лежит переходная область, в к-рой непригодны как континуальное описание, так и упрощения свободномолекулярного случая. Здесь приходится иметь дело с решением полного кинетич. ур-ния Больцмана, к-рое много сложнее ур-ний газовой динамики. Имеется лишь небольшое число точных и аналитич. решений этого ур-ния для весьма вырожденных ситуаций. Для практически интересных течений решения получают численными методами. Большое распространение для решения сложных задач получил метод статистич. моделирования (Монте-Карло метод), в к-ром моделируются перелёты и столкновения молекул. Часто для получения приближённых решений применяют модельные ур-ния с упрощённым интегралом столкновений.

Характерные особенности течений в промежуточной области можно видеть на примере течения Куэтта: две бесконечные пластины с равными темп-рами движутся в противоположные стороны со скоростями $\pm(1/2)v$ (рис. 2). Если скорость их движения v мала, то на основе приближённого решения ур-ния Больцмана можно получить выражения для скорости газа $u_z(x)$ и постоянного поперёк течения напряжения трения P_{xz} , к-рые имеют вид:

$$u_z(x) = \frac{v}{1 + AKn} \frac{x}{L}, \quad P_{xz} = -\mu \frac{v}{L} \frac{1}{1 + AKn},$$

где A — константа, а μ — коэф. вязкости (рис. 3 и 4). При свободномолекулярном режиме ($Kn = \infty$) газ между пластинами покоится, несмотря на их движение. На стенках газ «проскальзывает» на величину $(1/2)v$. По мере уменьшения числа Kn проскальзывание уменьшается, и при $Kn \ll 1$, напр. на ниж. поверхности, скорость скольжения $u_s = -1/2v / (1 + AKn) \approx -1/2v \approx 1/2 A \lambda v / L$, т. е. и в континуальном режиме имеет место проскальзывание, пропорциональное длине пробега и гра-

диенту скорости у стенки. Т. к. число Kn обратно пропорционально давлению p , то напряжение трения пропорционально давлению при малых значениях давления ($Kn \gg 1$) и не зависит от давления в континуальной области, где оно пропорционально коэф. вязкости μ и градиенту скорости. Если пластины имеют разную темп-ру, то аналогичная картина получится для потока тепла, а на стенках имеет место скачок темп-ры ΔT_w ,

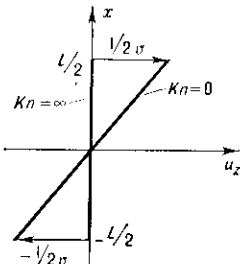


Рис. 3. Распределение скоростей в течении Куэтта при различных числах Кнудсена.

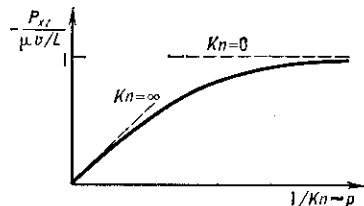


Рис. 4. Напряжение трения между пластинами в течении Куэтта.

т. е. разрыв между темп-рой газа у стенки T и темп-рой стенки T_w . Как и для скорости, скачок темп-ры имеет место и в континуальной области, где он пропорционален длине пробега и нормальному к стенке градиенту темп-ры. Принятые в классич. газодинамике условия прилипания $u_s = 0$, $\Delta T_w = 0$ являются приближёнными. В течении Куэтта напряжение трения или тепловой поток монотонно изменяются с изменением давления (или Kn) между пластинами. Однако часто в промежуточной области характеристики меняются немонотонно. Так, в практически важном течении по плоскому каналу или трубе под действием градиента давления безразмерный объёмный расход Q_p минимален при нек-ром числе Kn (парадокс Кнудсена; кривая 1 на рис. 5). В континуальной газодинамике с условиями прилипания на стенке течение в трубе может быть вызвано лишь градиентом давления. В промежуточной области течение может быть обусловлено также градиентом темп-ры вдоль трубы. Если канал или труба соединяет два сосуда с разными темп-рами, то из-за паличия градиента темп-ры вдоль трубы начнётся перетекание из холодного сосуда в горячий. Для того чтобы ликвидировать перетекание, обусловленное перепадом темп-ры ΔT , необходимо создать нек-рый перепад давления Δp между горячим и холодным сосудами. Величина этого перепада зависит от Kn (рис. 5); его необходимо учитывать, напр., при измерении темп-ры «горячего» газа «холодным» манометром. При нулевом расходе газ у стенки течёт в одну сторону, а в середине канала в другую.

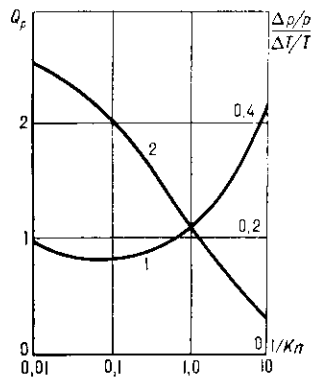


Рис. 5. Парадокс Кнудсена (1); зависимость перепада давления от числа Kn (2).

Тепловое скольжение, или т. н. крип, сохраняется и в континуальной области, где оно пропорционально длине пробега и градиенту темп-ры вдоль стенки, $u_T \sim \lambda \frac{a}{T} \frac{\partial T}{\partial x}$ (a — скорость звука). В отличие от скоростного скольжения u_s и температурного скачка ΔT_w , к-рые приводят лишь к нек-рому отклонению от явлений, имеющих место при условии прилипания $u_s = \Delta T_w = 0$, крипом обусловлен целый ряд явлений, напр. упомянутое выше движение газа в трубе (термомеханич. эф-