

Е. В. ЛЫСЕНКО

СТРУКТУРА ВОЗМУЩЕННОЙ ОБЛАСТИ ПЕРЕД ЦИЛИНДРОМ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА

(Представлено академиком Г. И. Петровым 4 II 1971)

В настоящее время имеется ряд экспериментальных исследований структуры и эволюции возмущенной зоны перед затупленным телом при переходе от континуального режима обтекания к свободно-молекулярному, выполненных с помощью различных вариантов электронно-лучевой техники. Получены интересные данные о распределении плотности в критической области обтекаемых тел. Показано, что при умеренных разрежениях значительную часть возмущенной зоны занимает изолированная ударная волна, толщина которой составляет несколько длин среднего свободного пробега молекул невозмущенного потока. При увеличении разрежения возрастающий пограничный слой сливается с распыляющейся ударной волной, образуя перед затупленным телом вязкий ударный слой; параметры за ударной волной не подчиняются условиям Ренкина — Гюгоньо для прямого скачка уплотнения.

Эволюция возмущенной области с увеличением разрежения хорошо прослеживается по результатам работ ⁽¹⁻⁴⁾. Но в выводах ⁽¹⁾, с одной стороны, и ⁽²⁻⁴⁾, с другой, имеется существенное различие, состоящее в определении местоположения ударной волны. Если по ⁽²⁻⁴⁾ с увеличением разрежения среды ударная волна распыляется в обе стороны относительно величины континуального отхода Δ , то в ⁽¹⁾ показано, что расширение ударной волны происходит вверх по потоку. В нашей работе в основу эксперимента положен метод, отличный от использованных в ⁽¹⁻⁴⁾, метод трубки Пито.

Экспериментальное исследование было проведено для воздуха при $M_\infty = 2,52$ и $M_\infty = 5,4$ и температуре торможения $T_0 \approx 295^\circ \text{K}$. В качестве обтекаемых тел были выбраны цилиндры с плоским торцом, внешние диаметры D которых были равны 30, 20, 10, 6 и 4 мм, а длины 30 мм. Во всех цилиндрах, изготовленных из латуни, вдоль оси имелось отверстие диаметром 3 мм, через которое вводилась трубка Пито (рис. 1). Основная часть трубки диаметром 2,5 мм заканчивалась цилиндрическим участком длиной около 10 мм и диаметром $d = 0,24$ мм. Этим участком с плоским торцом и отношением внутреннего диаметра к внешнему $d_1/d \approx 0,5$ и исследовалась возмущенная область перед обтекаемыми цилиндрами. Тыльная сторона цилиндров «запиралась» шайбой, насаженной на основную часть трубки Пито. Трубка Пито была изготовлена из стекла. Давление измерялось манометром Пирани, который вместе с термокомпенсатором приваривался к основной части трубки. Тарировка манометра Пирани осуществлялась компрессионным манометром Мак-Леода, которым измерялось также давление в форкамере и рабочей камере аэродинамической трубы.

Были использованы профилированное сопло на $M_\infty = 2,52$ и коническое на $M_\infty = 5,4$. Диаметр изэнтропического ядра, определенного как область, в которой профиль давления торможения постоянен с точностью до 1%, был соответственно равен 25 и 22 мм. Продольный градиент давления торможения в потоке при $M_\infty = 2,52$ практически отсутствовал (протяжен-

ность изэнтропической зоны имела порядок диаметра ядра). Коническое сопло работало в режиме недорасширения; изменение числа Маха на длине, равной диаметру ядра, составляло примерно 0,35, а протяженность изэнтропической зоны равнялась примерно нескольким диаметрам ядра.

На рис. 1 представлена зависимость давления торможения от координаты X (вдоль оси сопла) при $M_\infty = 2,52$ в невозмущенном потоке и при обтекании цилиндров. Давление в трубке Пито $P_{0\text{изм}}$ отнесено к давлению

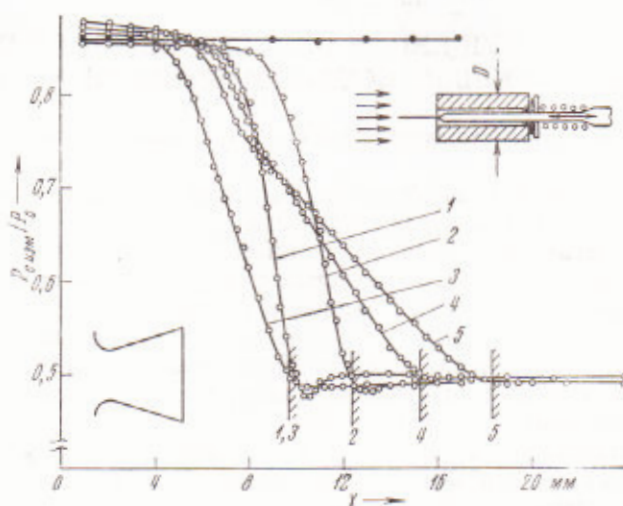


Рис. 1. Зависимость давления в трубке Пито от расстояния вдоль оси обтекаемых цилиндров различных диаметров D : 1 — 4 мм, 2 — 6, 3 — 10, 4 — 20, 5 — 30 мм

в форкамере P_0 . На достаточных удалениях от обтекаемых цилиндров течение не возмущено, а при приближении трубки Пито к торцам цилиндров величина $P_{0\text{изм}}/P_0$ отличается от значений, соответствующих невозмущенному потоку. Наконец, когда срез трубки располагается внутри цилиндров, величина измеренного давления не зависит от координаты X и соответствует давлению в такой трубке Пито, диаметр которой равен диаметру обтекаемого цилиндра. Лишь на входе в цилиндр наблюдается минимум давления, особенно хорошо заметный при обтекании цилиндров диаметром 4 и 6 мм. Было установлено, что это явление не связано ни с погрешностями установки трубки относительно оси цилиндра (величиной возможного эксцентриситета), ни с величиной отношения внутреннего и внешнего диаметров цилиндра, ни с физической природой обтекающего газа.

Возмущением, вносимым измерительной трубкой Пито, очевидно, можно пренебречь, поскольку число Кнудсена, вычисленное по диаметру трубки и по параметрам невозмущенного потока, составляет 2,35, что соответствует режиму первых столкновений. Расчет длины свободного пробега λ_∞ производился с привлечением молекулярной модели Леннарда — Джонса (⁴).

Эволюция возмущенной зоны с увеличением разрежения среды хорошо наблюдается на рис. 2, где представлена зависимость относительного давления в трубке Пито $\eta = (P_{0\text{изм}} - P_{02}) / ((P_{0\text{изм}})_\infty - P_{02})$ от относительного расстояния X/R (R — радиус цилиндра). Давление торможения за прямым скачком уплотнения, удовлетворяющим соотношения Ренкина — Гюгоньо, P_{02} в данном случае равно измеренному давлению внутри цилиндров. Видно, что при числах $Kn_\infty = \lambda_\infty/D$, соответствующих обтеканию цилиндров с $D = 30$ и 20 мм, возмущенная область состоит из расплывшейся ударной волны и зоны более медленного сжатия. При даль-

нейшем увеличении числа Kn_∞ возрастающий пограничный слой смыкается с расплывающейся ударной волной, образуя перед телом вязкий ударный слой, что характеризуется более плавной зависимостью $\eta = \eta(X/R)$.

Результаты исследования возмущенной области при $M_\infty = 5,4$ приведены на рис. 2б. Обтекание цилиндров с $D = 30$ и 20 мм производилось при

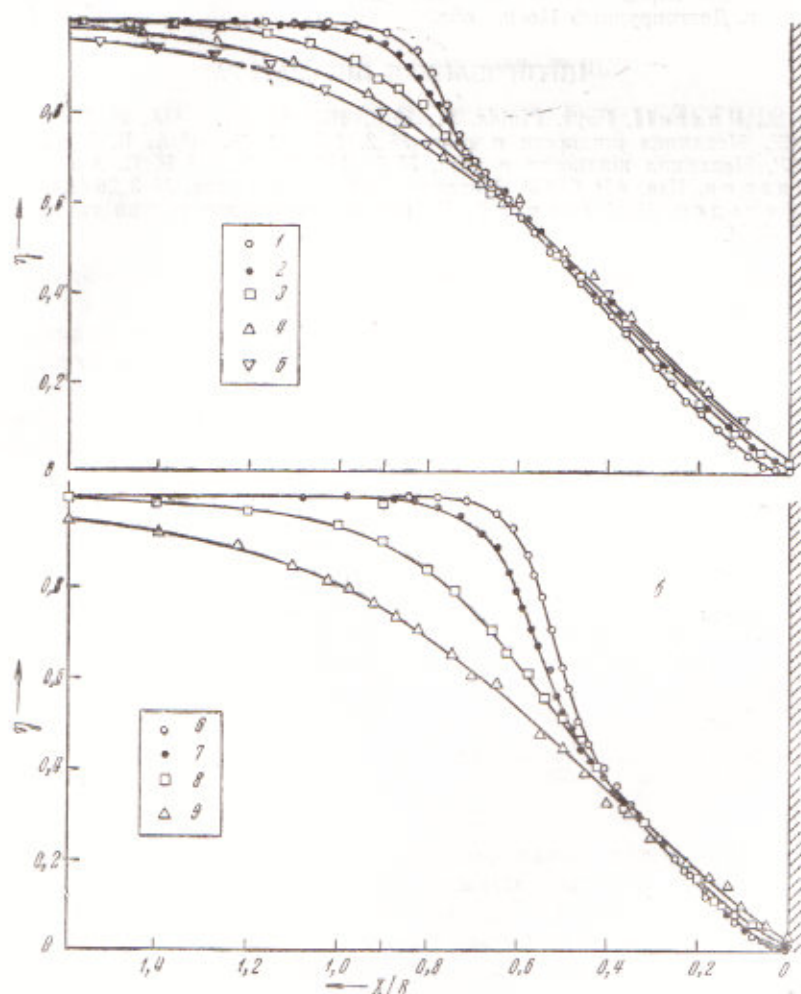


Рис. 2. Зависимость относительного давления в трубке Пито от относительного расстояния при $M_\infty = 2,52$ (а) и $M_\infty = 5,4$ (б) и различных значениях Kn_∞ : 1 — $1,88 \cdot 10^{-2}$; 2 — $2,82 \cdot 10^{-2}$; 3 — $5,64 \cdot 10^{-2}$; 4 — $9,40 \cdot 10^{-2}$; 5 — $1,41 \cdot 10^{-1}$; 6 — $1,35 \cdot 10^{-2}$; 7 — $2,03 \cdot 10^{-2}$; 8 — $4,79 \cdot 10^{-2}$; 9 — $1,20 \cdot 10^{-1}$.

$\lambda_\infty = 0,406$ мм, а с $D = 10$ и 4 мм — при $\lambda_\infty = 0,479$ мм, что объясняется различными давлениями в форкамере. Длины свободного пробега рассчитывались для точки невозмущенного потока, удаленной от обтекаемых цилиндров на величину Δ .

Из рассмотрения рис. 2 можно заключить, что с увеличением разреженности потока ударная волна размывается преимущественно вверх по потоку, что согласуется с данными (1).

Если предположить, что в данном эксперименте (рис. 2) начало реализации режима вязкого ударного слоя имело место при обтекании цилиндра с $D = 10$ мм, то при $M_\infty = 2,52$ число $Kn_2 = 2,20 \cdot 10^{-2}$, а при $M_\infty = 5,4$ число $Kn_2 = 2,15 \cdot 10^{-2}$, где Kn_2 — число Кнудсена, рассчитанное по параметрам за прямым скачком уплотнения. Возможно, что число Kn_2

является наиболее подходящим критерием для описания подобного рода явлений. Поэтому приближенно можно считать, что для тел вращения с плоской носовой частью режим полностью вязкого ударного слоя реализуется при $Kn_2 = 0,02$.

Центральная аэрологическая обсерватория
г. Долгопрудный Моск. обл.

Поступило
29 I 1971

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ D. A. Russell, Phys. Fluids, 11, № 8, 1679 (1968). ² А. В. Иванов, Изв. АН СССР, Механика жидкости и газа, № 2, 152 (1967). ³ А. В. Иванов, Изв. АН СССР, Механика жидкости и газа, № 3, 108 (1967). ⁴ В. С. Авдуевский, А. В. Иванов, Изв. АН СССР, Механика жидкости и газа, № 3, 26 (1968). ⁵ Дж. Гиршфельдер, Ч. Кертис, Р. Берд, Молекулярная теория газов и жидкостей, ИЛ, 1961.