

дальнейшем возрастании числа Рейнольдса коэффициент сопротивления трубы резко увеличивается и затем при турбулентном движении следует иному закону, нежели закон Пуазейля.

Заметим, что, как видно из графика, каждому критическому значению числа Рейнольдса соответствует своя переходная кривая, по которой совершается переброс экспериментальных точек при переходе от ламинарного режима движения к турбулентному.

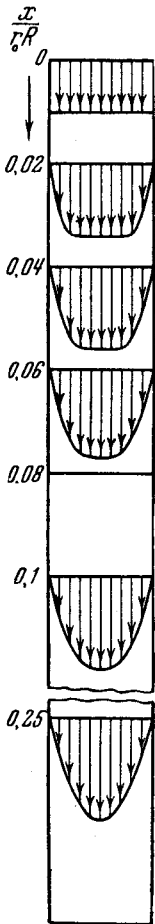


Рис. 6.6. Распределение скоростей в разгонном участке трубы.

### § 3. Ламинарное движение в разгонном участке трубопровода

Мы предполагали до сих пор, что во всех поперечных сечениях трубы распределение скоростей одинаково. Это возможно лишь в том случае, когда труба весьма длинна, теоретически говоря, бесконечно длинна. Для труб конечной длины выводы, которые были до сих пор сделаны, применимы лишь к участкам, находящимся на большом расстоянии от места входа в трубу. Параболический закон распределения скоростей на самом деле следует рассматривать лишь как закон асимптотический, т. е. такой, который тем ближе к действительности, чем дальше найдется взятое сечение от места входа в трубу.

Участок трубы от места входа жидкости до того сечения, в котором можно считать с определенной допустимой погрешностью (например, в 1%), что скорость распределена по параболическому закону, называется *начальным* или *разгонным* участком.

Эксперименты показывают, что если жидкость поступает в трубу из резервуара, размеры которого достаточно велики по сравнению с размерами трубы, и если вход в трубу плавно закруглен, так чтобы не было возмущений потока, то во входном сечении скорость во всех точках постоянна. Отсюда можно заключить, что влияние вязкости на распределение скоростей во входном сечении отсутствует. По мере продвижения жидкости вдоль трубы слои, прилегающие к стенкам, затормаживаются. Вследствие влияния вязкости образуется пограничный слой, который нарастает в направлении движения вплоть до конечного сечения разгонного участка, где границы слоя смыкаются; за разгонным участком пограничный слой заполняет всю трубу. Для иллюстрации изложенного на рис. 6.6 представлено распределение скоростей в разгонном участке по результатам измерений Никурадзе.

Таким образом, в пределах разгонного участка влияние вязкости распространяется не на все поперечное сечение, а лишь на часть его, прилежащую к стенкам. В каждом сечении этого участка имеется как бы ядро с постоянной скоростью течения, на которое не распространяется влияние вязкости; жидкость здесь можно считать идеальной. Скорость в ядре течения по мере удаления от входа увеличивается, и следовательно, давление падает (по закону Бернулли для идеальной жидкости). Увеличение скорости здесь происходит потому, что вне ядра, в пограничном слое, скорость по мере удаления от входа убывает, а средняя по

сечению скорость

$$v_{\text{ср}} = \frac{Q}{\pi r_0^2}$$

остается постоянной (по уравнению расхода). Скорость в ядре увеличивается на протяжении разгонного участка в два раза, ибо как уже отмечалось выше, максимальная скорость при течении по закону Пуазейля в два раза больше средней скорости.

Для того чтобы определить падение давления в разгонном участке, заметим, что изменение профиля скорости влечет за собой изменение кинетической энергии жидкости, а следовательно, и изменение потенциальной, т. е. давления. Кинетическая энергия, которую переносит жидкость за единицу времени сквозь входное сечение, где скорость постоянна, равна  $\frac{\rho \pi r_0^2 v_{\text{ср}}^3}{2}$ ; кинетическая энергия, которую переносит жидкость за единицу времени сквозь конечное сечение разгонного участка, где скорость распределена по параболическому закону, равна

$$2\pi\rho \int_0^{r_0} \frac{rv^3}{2} dr = \pi\rho \int_0^{r_0} rv_{\text{макс}}^3 \left(1 - \frac{r^2}{r_0^2}\right)^3 dr = \frac{1}{8} \pi\rho r_0^2 v_{\text{макс}}^3.$$

Но так как при параболическом распределении скоростей

$$v_{\text{макс}} = 2v_{\text{ср}},$$

то кинетическая энергия в конце разгонного участка равна  $\pi\rho r_0^2 v_{\text{ср}}^3$ , т. е. в два раза больше, чем в начале этого участка. Отнеся прирост кинетической энергии к единице объема протекающей в секунду жидкости, получим величину потери давления на переход от равномерного распределения скоростей к параболическому; эта потеря равна  $\rho v_{\text{ср}}^2/2$ . Ее следует добавить к потерям на трение, если рассматривается участок трубы от входного сечения до любого сечения, расположенного за разгонным участком; полная потеря давления для участка, включающего разгонный, равна

$$p_1 - p_2 = \frac{64 \rho v_{\text{ср}}^2 L}{R} \frac{L}{d} + \frac{\rho v_{\text{ср}}^2}{2}.$$

Если жидкость втекает в трубу из большого по сравнению с размерами трубы резервуара, причем уровень жидкости в нем можно считать постоянным, а давление на свободной поверхности равным  $p_0$ , то, применяя уравнение Бернулли к сечению по свободной поверхности и входному в трубу, находим:

$$p_0 - p_1 = \frac{\rho v_{\text{ср}}^2}{2}.$$

Полная потеря давления в этом случае равна

$$p_0 - p_2 = \frac{64 \rho v_{\text{ср}}^2 L}{R} \frac{L}{d} + 2 \frac{\rho v_{\text{ср}}^2}{2}.$$

Вычисляя потери давления для разгонного участка, мы не учитывали того, что вследствие изменения скорости и толщины пограничного слоя в пределах этого участка силы трения будут в разных сечениях разные. Более точные вычисления<sup>1)</sup>, учитывающие изменение силы трения в пределах

<sup>1)</sup> См. Современное состояние гидроаэродинамики вязкой жидкости, под ред. Гольдштейна, т. I, ИЛ, 1948.

разгонного участка, дают в достаточно хорошем согласии с экспериментом следующую формулу:

$$p_0 - p_2 = \frac{64 \rho v_{\text{ср}}^2 L}{R} \frac{L}{d} + 2,41 \frac{\rho v_{\text{ср}}^2}{2}.$$

Длина разгонного участка также может быть определена теоретически <sup>1)</sup>. Вычисления, основанные на теории пограничного слоя, показывают, что длину разгонного участка можно приблизительно считать равной

$$x = 0,0575 r_0 R.$$

Если, например, радиус трубы равен 1 см, а число Рейнольдса  $R = 2000$ , то течение Пуазейля с параболическим распределением скоростей будет иметь место лишь за сечением, находящимся на расстоянии  $x = 115$  см от входа жидкости в трубу; длина разгонного участка здесь равна примерно 58 диаметрам трубы.

#### § 4. Основные понятия теории турбулентного движения. Условие подобия турбулентных потоков

Характерная особенность турбулентного движения состоит в том, как уже указывалось в § 1, что это движение является неустановившимся. В каждой точке турбулентного потока скорость непрерывно изменяется с течением времени. Следует подчеркнуть, что это изменение не периодическое и вообще не подчиненное каким-либо видимым закономерностям.

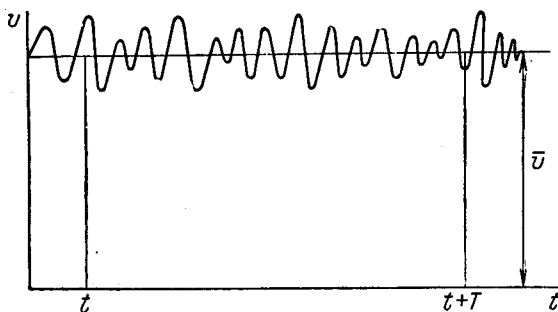


Рис. 6.7. Изменение скорости с течением времени в какой-либо точке турбулентного потока.

Типичная кривая изменения скорости в данной точке с течением времени представлена на рис. 6.7. Здесь ясно видны характерные для турбулентного потока пульсации скорости. Наличие этих пульсаций весьма осложняет исследование турбулентного движения.

Однако для практических целей обычно нет надобности знать величину мгновенной скорости и мгновенного давления. В расчетах обычно пользуются средними (по времени) величинами скоростей,

<sup>1)</sup> См. Современное состояние гидроаэродинамики вязкой жидкости, под ред. Гольдштейна, т. I, ИЛ, 1948.