## РЕЖИМЫ ДВИЖЕНИЯ ЖИДКОСТИ

Предположение о существовании двух режимов движения жидкости впервые высказал Д.И.Менделеев в 1880 г., а через 3 года английский физик Осборн Рейнольдс экспериментально подтвердил существование двух режимов. Режимы были названы **ламинарным и турбулентным.**

Схема установки О.Рейнольдса приведена на рис. 4.1.

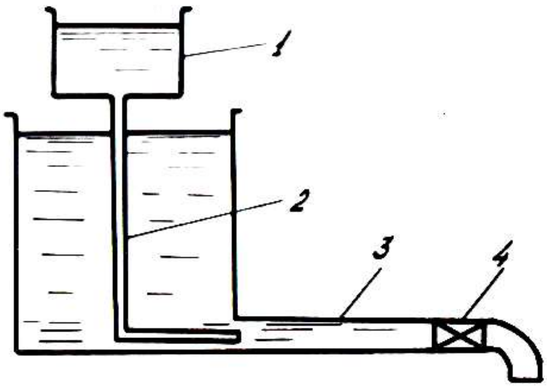



Рис. 4.1. Принципиальная схема установки Рейнольдса

Рейнольдс пропускал воду через стеклянные трубки разного диаметра, регулируя скорость движения воды краном 4. По тонкой трубке 2 к потоку подводилась окрашенная жидкость из сосуда 1. Опыты показали, что при малых скоростях движения воды в трубке 3 окрашенная жидкость движется в виде тонкой струйки внутри ее, не перемешиваясь с водой (**ламинарный режим**). Наблюдается такая картина движения воды (рис. 4.2).

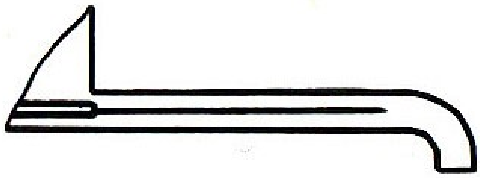


Рис. 4.2. Схема ламинарного режима

После достижения определенной для данных условий опыта скорости движения воды движение частиц жидкости приобретает беспорядочный характер. Струйка окрашенной жидкости разрушается, размывается, от чего вся вода в трубке окрашивается, наступает **турбулентный режим**. Наблюдается следующая картина движения воды (рис. 4.3).

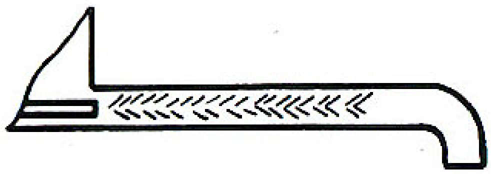


Рис. 4.3. Схема турбулентного режима

Таким образом, **в ламинарном режиме жидкость движется струйчато или слоисто, без перемешивания. В турбулентном режиме частицы жидкости движутся хаотично, струйки быстро разрушаются.**

Рейнольдс установил, что критерием режима движения жидкости является безразмерная величина, которая впоследствии была названа числом Рейнольдса $\mathrm{Re}$.

В общем случае число Рейнольдса $\mathrm{Re}$ определяют по формуле

$$\mathrm{Re} = \frac{vD_г}{\nu}, \tag{4.1}$$

где $v$ – средняя скорость потока; $D_г$ – гидравлический диаметр сечения, $D_г = 4R_г$; $\nu$ – кинематический коэффициент вязкости жидкости.

Для потоков в трубах круглого сечения число $\mathrm{Re}$ определяется по формуле

$$\mathrm{Re} = \frac{vd}{\nu}, \tag{4.2}$$

где $d$ – внутренний диаметр трубы.

Значение числа Рейнольдса, соответствующее переходу ламинарного режима движения жидкости в турбулентный и наоборот, называется критическим числом Рейнольдса $\mathrm{Re}_{кр}$.

Если $\mathrm{Re} > \mathrm{Re}_{кр}$ – режим турбулентный.

Если $\mathrm{Re} < \mathrm{Re}_{кр}$ – режим ламинарный.

Значения $\mathrm{Re}_{кр}$ различны для определенных элементов гидропривода. Для жесткой трубы круглого сечения $\mathrm{Re}_{кр}$ = 2320.

В табл. 4.1 приведены значения $\mathrm{Re}_{кр}$ для различных элементов гидропривода.

Таблица 4.1

| Элемент гидропривода | $\mathrm{Re}_{кр}$ |
|---|---|
| Труба круглого сечения (жесткая) | 2320 |

| | |
|---|---|
| Гибкий рукав или шланг | 1600 |
| Концентрическая гладкая щель | 1100 |
| Краны | 550–750 |
| Расходные окна золотников | 260 |
| Плоские и конусные клапаны | 20–100 |
| Фильтр сетчатый | 460 |

## Гидравлические сопротивления. Потери давления

**Потери напора (давления) в потоке жидкости вызываются сопротивлениями двух видов: местными и сопротивлениями по длине трубопровода.**

Местные сопротивления обусловлены изменениями скорости потока по величине или направлению. Сопротивления по длине трубопровода обусловлены силами трения.

Потери напора по длине трубопровода $h_\ell$ определяются по формуле Дарси-Вейсбаха. В соответствии с этой формулой

$$h_\ell = \lambda \frac{\ell}{d} \frac{v^2}{2g}, \tag{3.33}$$

где $\lambda$ – коэффициент Дарси (коэффициент гидравлического трения, коэффициент путевых потерь), величина безразмерная; $\ell$ – длина трубопровода; $d$ – внутренний диаметр трубопровода; $v$ – средняя скорость потока; $g$ – ускорение свободного падения.

Местные потери напора $h_м$ определяются по формуле Вейсбаха:

$$h_м = \xi \frac{v^2}{2g}, \tag{3.34}$$

где $\xi$ – коэффициент местного сопротивления, величина безразмерная. Коэффициент $\xi$ находится опытным путем, берется из справочников. В некоторых случаях коэффициент $\xi$ может быть определен теоретически.

**Общие потери напора в трубопроводе находятся путем арифметического суммирования потерь напора на прямолинейных участках трубопровода и на местных сопротивлениях. Этот метод называется методом наложения потерь напора.**

Коэффициенты $\lambda$ и $\xi$ зависят от многих факторов, в частности, от режима движения жидкости и шероховатости ограждающих поверхностей (трубопроводов).

Для определения потерь давления необходимо потери напора $h_\ell$ или $h_м$ умножить на удельный вес жидкости, т.е.

$$\Delta p_\ell = \gamma h_\ell; \quad \Delta p_м = \gamma h_м, \tag{3.35}$$

где $\gamma$ – удельный вес жидкости ($\gamma = \rho g$).

**Местные сопротивления**

Ранее отмечалось, что гидравлические потери напора (удельной энергии) делятся на две категории: местные потери и потери по длине трубопровода. Потери напора в местном сопротивлении возникают вследствие изменения скорости по величине и направлению и зависят, в основном, от геометрических размеров и формы местных гидравлических сопротивлений.

Местные гидравлические сопротивления – это сопротивления движению, возникающие на участках резкого изменения конфигурации потока (поворот трубы, сопряжение труб различного диаметра, задвижки, дроссели и т.д.).

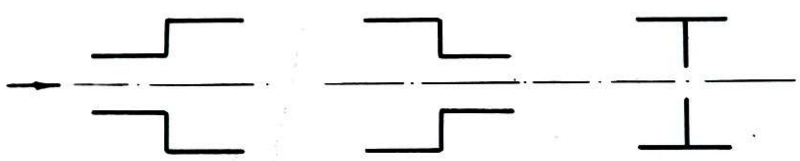
Простейшие местные гидравлические сопротивления можно разделить на следующие виды:

а) расширение русла – внезапное, плавное;

б) сужение русла – внезапное, плавное;

в) поворот русла – внезапный, плавный.

Более сложные случаи местных сопротивлений представляют собой соединения или комбинации перечисленных простейших местных сопротивлений. На рис. 4.13 представлены некоторые виды местных сопротивлений.



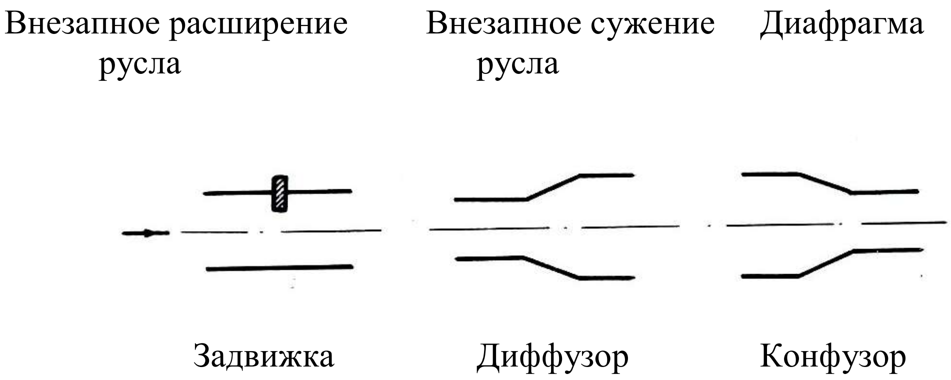



Рис. 4.13. Местные сопротивления

При протекании жидкости через местное сопротивление энергия жидкости тратится на перераспределение скоростей и изменение направления потока, на вихреобразование и срывы потока.

Местные потери удельной энергии (напора) при турбулентном и ламинарном режимах определяются по формуле Вейсбаха (3.34), по которой

$$h_м = \xi \frac{v^2}{2g}.$$

Местные потери в единицах давления определяются по формуле (3.35).

Для определенных видов местных сопротивлений (например, внезапное расширение русла) коэффициент местного сопротивления $\xi$ может быть определен теоретически.

Внезапное расширение трубы и соответствующая ему схема течения жидкости показаны на рис. 4.14. Поток срывается с угла и расширяется не внезапно, как русло, а постепенно, причем в кольцевом пространстве между потоком и стенкой трубы получаются вихреобразования, которые являются причиной потерь энергии в данном случае.

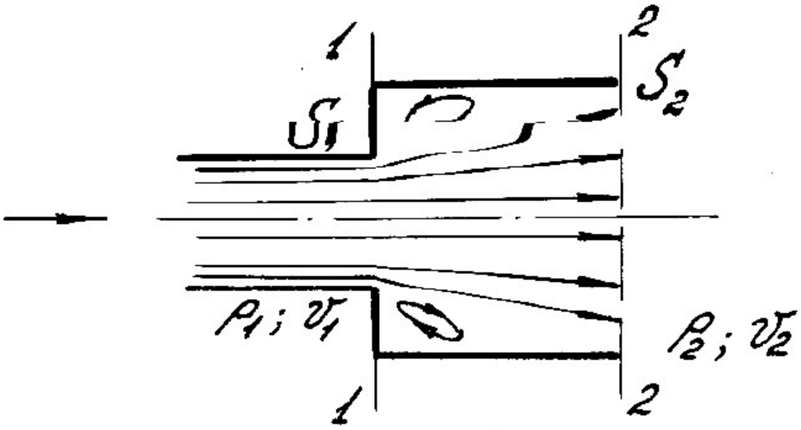


Рис. 4.14. Внезапное расширение потока

Возьмем два сечения потока: 1– 1 в плоскости расширения трубы и 2–2 в том месте, где поток заполнил все сечения трубы. Обозначим площадь живого сечения потока, давление и скорость потока в сечениях соответственно $S$, $p$, $v$.

Запишем для этих сечений уравнение Бернулли, считая $\alpha_1 = \alpha_2 = 1{,}0$ (для турбулентного режима) и принимая $z_1 = z_2$. Получим следующее выражение:

$$\frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} + h_м . \qquad (4.45)$$

Затем к цилиндрическому объему жидкости, заключенному между сечениями 1–1 и 2–2, применим теорему механики об изменении количества движения, согласно которой изменение количества движения за данный промежуток времени равно импульсу внешних сил, действующих на жидкость за этот же промежуток времени.

Изменение количества движения жидкости за время $\Delta t$ равно

$$mv_2 - mv_1 = pQ\Delta t(v_2 - v_1). \qquad (4.46)$$

Импульс сил давления $p_1S_1$ и $p_2S_2$ за время $\Delta t$ равен (считается, что давление $p_1$ в сечении 1–1 действует на площади $S_2$):

$$p_1S_2\Delta t - p_2S_2\Delta t = (p_1 - p_2)S_2\Delta t . \qquad (4.47)$$

Приравнивая одно выражение другому, получим

$$pQ\Delta t(v_2 - v_1) = (p_1 - p_2)S_2\Delta t . \qquad (4.48)$$

Учитывая, что $Q = v_2S_2$ , и разделив обе части уравнения на $\rho g S_2 \Delta t$, получим

$$\frac{v_2(v_2 - v_1)}{g} = \frac{p_1}{\rho g} - \frac{p_2}{\rho g} . \qquad (4.49)$$

Преобразуем левую часть уравнения следующим образом:

$$\frac{2v_2^2}{2g} - \frac{2v_1v_2}{2g} + \frac{v_1^2}{2g} - \frac{v^2}{2g} = \frac{p_1}{\gamma} - \frac{p_2}{\gamma} . \qquad (4.50)$$

Сгруппировав члены выражения, получим

$$\frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\gamma} + \frac{v_2^2}{2g} + \frac{v_1^2}{2g} - \frac{2v_1v_2}{2g} + \frac{v_2^2}{2g}, \qquad (4.51)$$

или

$$\frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\gamma} + \frac{v_2^2}{2g} + \frac{(v_1 - v_2)^2}{2g} .$$

Сравнив полученное уравнение с уравнением Бернулли, убеждаемся в полной аналогии двух уравнений, откуда делаем вывод, что

$$h_м = \frac{(v_1 - v_2)^2}{2g}. \qquad (4.52)$$

То есть потеря напора (удельной энергии) при внезапном расширении трубопровода равна скоростному напору от потерянной при расширении скорости. Это положение часто называют теоремой Борда – Карно.

Пользуясь уравнением постоянства расходов $v_1 S_1 = v_2 S_2$, формулу для $h_м$ можно записать в следующем виде:

$$h_м = \frac{\left(\frac{v_1}{v_2} - 1\right)^2 v_2^2}{2g} = \frac{\left(\frac{S_2}{S_1} - 1\right)^2 v_2^2}{2g}. \qquad (4.53)$$

Сравнивая с формулой Вейсбаха (3.34), можно заметить, что

$$\xi = \left(\frac{S_2}{S_1} - 1\right)^2. \qquad (4.54)$$

Таким образом, теоретически определен коэффициент местного сопротивления, что хорошо подтверждается опытом.