

Гидродинамика

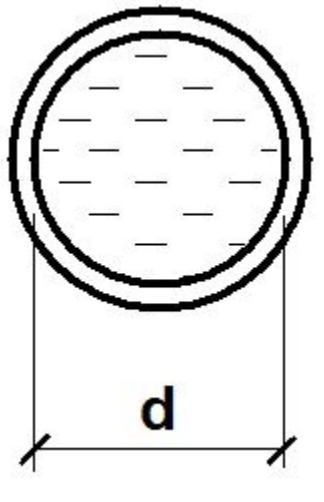
Гидродинамика - это раздел гидравлики (механики жидкости), изучающий закономерности движущихся жидкостей (потоков жидкостей).

Все потоки жидкости подразделяются на два типа:

- 1) напорные - без свободной поверхности;
- 2) безнапорные - со свободной поверхностью.

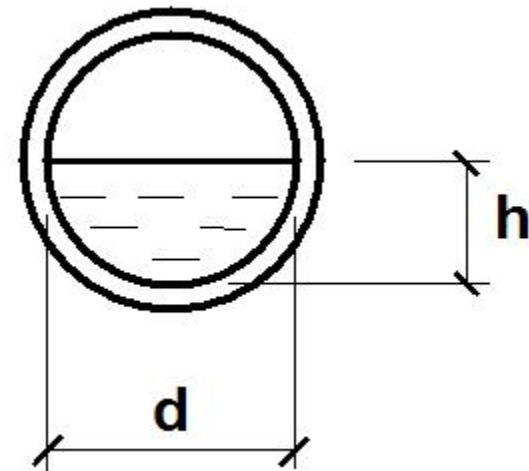
Все потоки имеют общие гидравлические элементы: линии тока, живое сечение, расход, скорость.

Свободная поверхность - это граница раздела жидкости и газа, давление на которой обычно равно атмосферному. Наличие или отсутствие её определяет тип потока: безнапорный или напорный.



Напорные потоки, как правило, наблюдаются в водопроводных трубах - работают полным сечением.

Безнапорные - в трубах, в которых труба заполняется не полностью, поток имеет свободную поверхность и движется самотёком, за счёт уклона трубы.



К гидродинамическим характеристикам потока относятся: *давление, скорость и ускорение*, т. е. изменение скорости во времени.

В зависимости от того, являются ли основные параметры движения функцией времени, различают два вида движения жидкости: *неустановившееся и установившееся*.

Неустановившееся - это движение жидкости, при котором скорость является функцией времени. Пример неустановившегося движения - истечение жидкости при переменном напоре (опорожнение резервуара).

Установившееся - это движение жидкости, при котором все параметры движения в одной и той же точке пространства не меняются во времени, т. е. приращение скорости во времени (ускорение) равно нулю.

При установившемся движении жидкости распределение давления по сечению движущегося потока подчиняется гидростатическому закону, т. е. давление не является функцией времени.

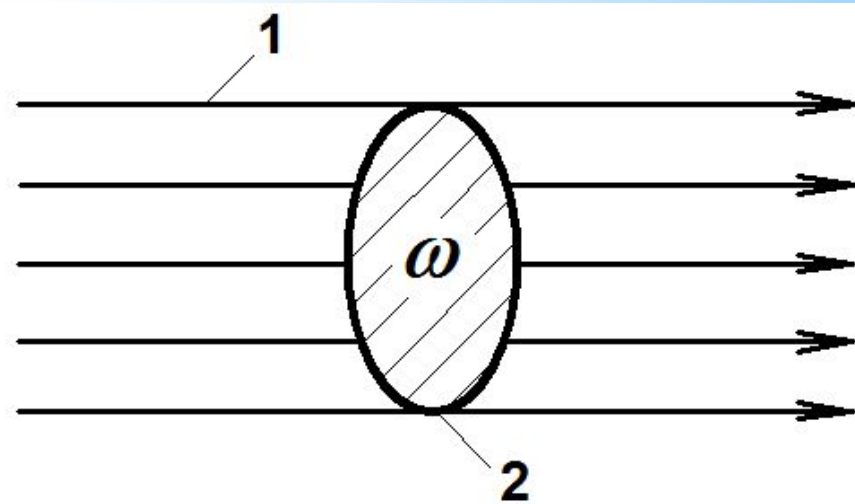
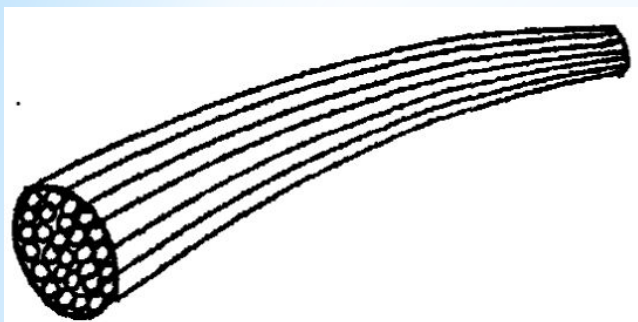
В зависимости от характера изменения скорости по длине пространства, заполненного жидкостью, установившееся движение может быть:

- а) **равномерным**, при котором скорость по длине струйки, потока остаётся постоянной (движение в трубах постоянного диаметра);
- б) **неравномерным**, если скорость по длине потока резко изменяется по величине или (и) по направлению (внезапное сужение или расширение потока, резкий поворот и другие);
- в) **плавно изменяющимся**, если изменение скорости происходит достаточно плавно (конические переходники сужающиеся и расширяющиеся). В этом случае с достаточной для практики точностью применимы законы равномерного движения.

Идеальная жидкость ~ это **условно** принятая жидкость, не сжимаемая при изменении давления и не расширяющаяся при изменении температуры, обладающая абсолютной подвижностью, т. е. вязкость жидкости равна нулю; не сопротивляющаяся деформации разрыва.

Таким образом, законы и уравнения гидродинамики выводятся для идеальной жидкости, затем в них вносятся дополнительные члены, коэффициенты, поправки с учетом физических свойств и условий движения реальной, вязкой жидкости.

В гидродинамике **поток** *жидкости* рассматривается как совокупность элементарных струек. Поток состоит из пучка струек.



1- линия тока;
2 – живое сечение.

Линия тока - это элементарная струйка потока, площадь поперечного сечения которой бесконечно мала.

Площадь живого сечения потока ω (m^2) - это площадь поперечного сечения потока, перпендикулярная линиям тока.

Расход потока q (или Q) - это объём жидкости V , проходящей через живое сечение потока в единицу времени t :

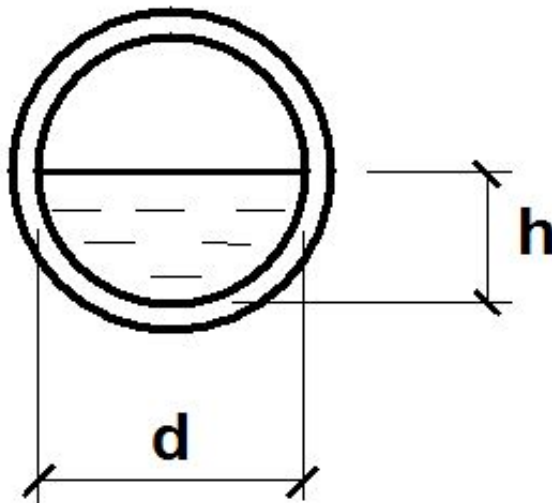
$$q = V/t.$$

Единицы измерения расхода в СИ m^3/c , а в других системах: $m^3/ч$, $m^3/сут$, $л/с$.

Количество протекающей жидкости можно измерять также в единицах веса (весовой расход - G , H/c) или массы (массовый расход - M , $кг/с$).

Для элементарной струйки приняты свойства, которые используются в теоретических выводах:

- а) форма струйки не изменяется с течением времени;
- б) поверхность струйки непроницаема со стороны окружающей жидкости, жидкость не входит в струйку и не выходит из неё;
- в) в силу малости нормального сечения струйки скорость в пределах сечения считается постоянной.

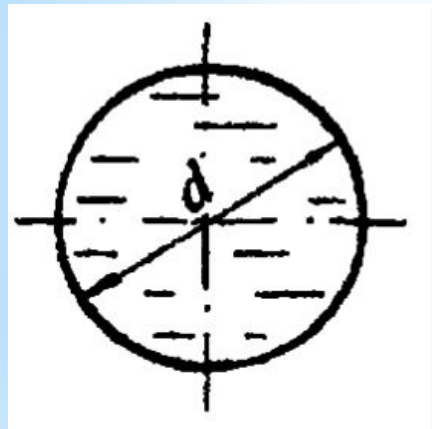


Смоченный периметр χ (м) - это часть периметра живого сечения потока, где жидкость соприкасается с твёрдыми стенками. На рисунке величиной χ является длина дуги окружности, которая образует нижнюю часть живого сечения потока и соприкасается со стенками трубы.

Гидравлический радиус R (м) - это отношение площади живого сечения к смоченному периметру:

$$R = \omega / \chi ,$$

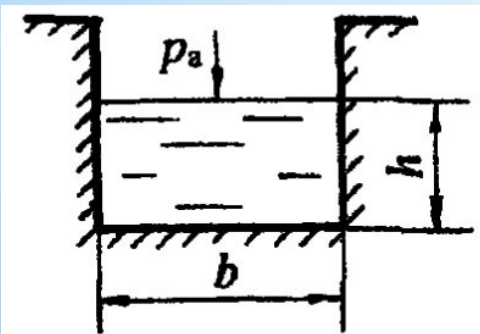
которое применяется в качестве расчётного параметра в формулах для безнапорных потоков.



Для напорного потока в круглой трубе гидравлический радиус

$$R = \frac{\pi d^2}{4\pi d} = \frac{d}{4} = \frac{r}{2}$$

$$\omega = \pi d^2 / 4 = \pi r^2$$



для открытого потока

$$R = \frac{bh}{2h + b}$$

$$\omega = bh$$

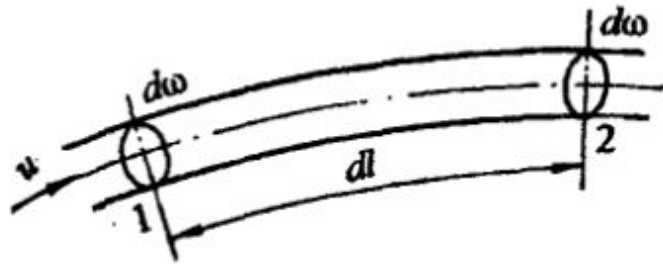
Расход жидкости. Средняя скорость потока

Расходом q - называется количество жидкости, проходящее через живое сечение в единицу времени.

В зависимости от того, в чём выражают количество жидкости, различают:

- объёмный расход (Q);
- массовый расход (M);
- весовой расход (G).

Для вывода расчётной формулы объёмного расхода рассмотрим элементарную струйку в установившемся движении, выделим в ней живое сечение $d\omega$, которое за время dt переместится из положения 1 в положение 2, пройдя путь dl



Допустимо считать, что на расстоянии dl площадь живого сечения $d\omega$ остаётся постоянной и скорость u в живом сечении также постоянна согласно свойствам элементарной струйки.

При перемещении живого сечения из положения 1 в положение 2 за время dt жидкость заполнит отсек 1-2 объёмом

$$dV = d\omega \cdot dl.$$

Согласно определению объёмный расход для элементарной струйки

$$dQ = \frac{dV}{dt} = d\omega \frac{dl}{dt}$$

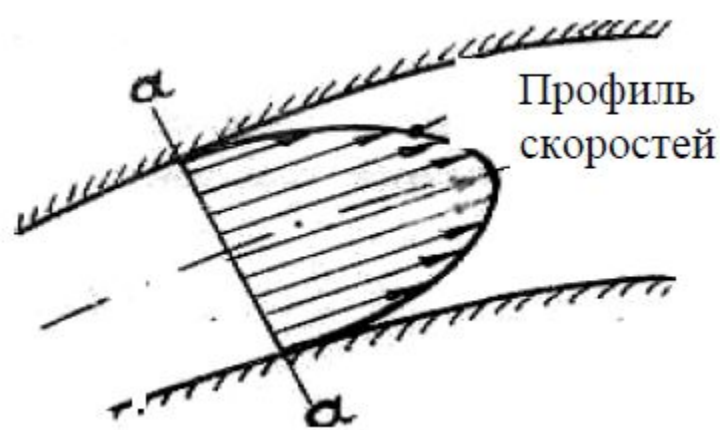
При установившемся движении $dl/dt=u$, где u - скорость струйки в живом сечении, таким образом, расход для элементарной струйки:

$$dQ=ud\omega.$$

Переходя к целому потоку жидкости, следует учесть, что скорости струек в пределах живого сечения потока изменяются по величине и по направлению. Чтобы найти расход жидкости для целого потока, следует просуммировать расходы струек по всему живому сечению, т.е. проинтегрировать зависимость dQ по площади живого сечения потока ω :

$$Q = \int_{\omega}^0 u d\omega$$

Местной скоростью называется скорость частиц в данной точке потока. При движении жидкости вследствие шероховатости стенок и прилипания частиц к твердой поверхности (гипотеза прилипания) происходит торможение движению жидкости. Поэтому у стенок скорость меньше, чем в отделении от них. Происходит распределение скоростей с образованием некоторого профиля в данном живом сечении.



Средняя скорость потока v (м/с) - это частное от деления расхода потока на площадь живого сечения :

$$v = q / \omega .$$

Отсюда расход можно выразить так:

$$Q = v \omega .$$

Расход всего потока через данное живое сечение A равен сумме расходов всех элементарных струек.

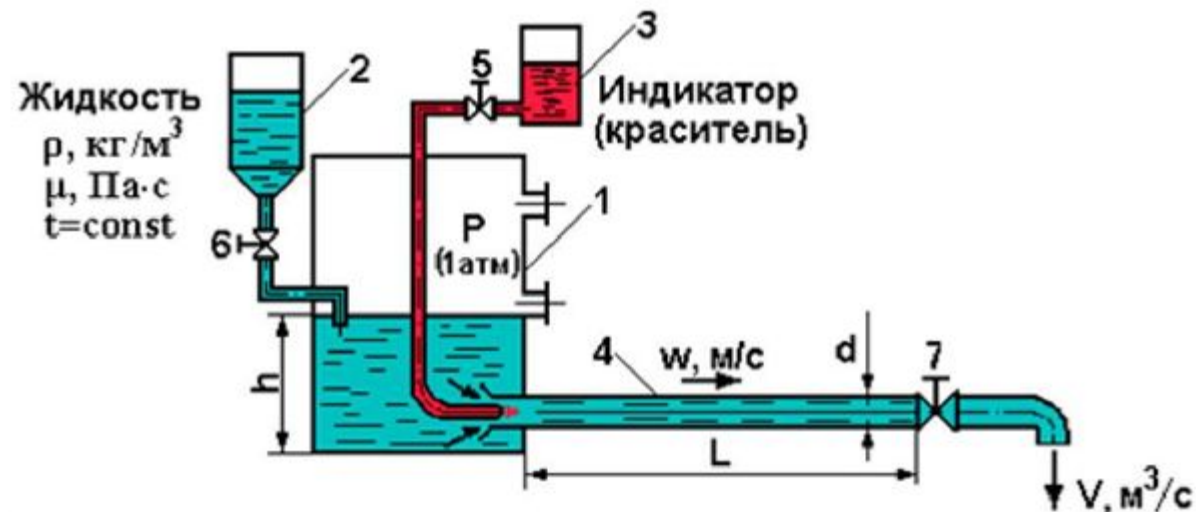
Единица измерения объёмного расхода Q : м³/с; л/с.

Массовый расход $M = \rho Q$, кг/с.

Весовой расход $G = \rho g Q$, Н/с.

Гидродинамические режимы течения жидкости

Существование двух совершенно противоположных и принципиально разных структур потоков жидкости было обнаружено Гагеном (1869г), Менделеевым (1880г.) и Рейнольдсом (1883 г.). Наиболее полно режимы течения были исследованы английским физиком Осборном Рейнольдсом на установке, устройство которой позволяло для создания стационарного потока поддерживать уровень жидкости в резервуаре 1 на постоянном уровне. Опыт Рейнольдса состоял в следующем. Вначале при помощи крана 6 заполняли резервуар 1 жидкостью, а затем по достижении в нем уровня жидкости h , медленно открывался на определенный расход жидкости кран 7. После достижения стационарности потока жидкости в трубке 4, при помощи крана 5 по оси трубки 4 вводился индикатор из резервуара 3. По мере истечения исследуемой жидкости визуально наблюдалась структура потока жидкости в трубке 4 по поведению тонкой струйки индикатора.



1 - резервуар, 4 - прозрачная стеклянная трубка, 7 – кран, 3 - резервуар, наполненным индикатором (темной краской), 5 – кран, 2 - бачок с краном 6 на высоте h , из которого в резервуар 1 подавалась исследуемая жидкость известных параметров.

Проведенные опыты показали, что при скоростях жидкости меньше некоторого критического значения w_{RF} струйка красителя, проходя по всей длине трубки 4, не размывалась и не смешивалась с жидкостью по всему сечению. При скоростях же превышающих это критическое значение $w > w_{RF}$ струйка индикатора, попадая в поток жидкости, начинала смешиваться с ней, заполняя всё сечение трубки. И чем выше было значение скорости, тем более интенсивным наблюдалось перемешивание. Очевидно, что в первом случае, когда индикатор не размывался, жидкость двигалась слоями параллельно стенкам трубы. Течение напоминало параллельно-струйчатое или слоистое движение, которое было названо ламинарным.





б) Турбулентный режим

Во втором случае, когда при скорости потока превышающей некоторый критический порог, несмотря на продолжающееся поступательное движение жидкости по трубе, наблюдалась такая картина: на некотором участке от ввода индикатора, последний вначале не смешивался с потоком жидкости, а затем наблюдалось образование завихрений, и индикатор перемешивался с жидкостью. Такое движение было названо турбулентным.

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

Рейнольдсом было установлено, что переход от ламинарного к турбулентному режиму определяется с одной стороны физическими свойствами жидкости (ρ и ν) с другой — скоростью течения w и диаметром d . На основании многочисленных экспериментов с различными жидкостями и трубками, при различных скоростях течения в результате обработки результатов опытов Рейнольдсом было установлено, что установленные режимы течения проявляются только при *определённом соотношении* указанных параметров. Рейнольдсом был сформирован безразмерный комплекс величин, который впоследствии был назван в честь его имени - *числом* (или критерием подобия) *Рейнольдса*.

В общем случае *число Рейнольдса* Re определяют по формуле:

$$Re = \frac{vD_{\Gamma}}{\mu}$$

где v - средняя скорость потока; D_{Γ} - гидравлический диаметр сечения, $D_{\Gamma} = 4R_{\Gamma}$; μ - кинематический коэффициент вязкости жидкости.

Для потоков в трубах круглого сечения число Re определяется по формуле: $Re = \frac{vd}{\nu}$

где d - внутренний диаметр трубы.

Значение числа Рейнольдса, соответствующее переходу ламинарного режима движения жидкости в турбулентный и наоборот, называется **критическим числом Рейнольдса $Re_{кр}$** .

Если $Re > Re_{кр}$ - режим турбулентный.

Если $Re < Re_{кр}$ - режим ламинарный.

Значения $Re_{кр}$ различны для определенных элементов гидропривода.

Для жесткой трубы круглого сечения $Re_{кр} = 2320$.

$2320 < Re < 10000$ - *переходный режим*: неустойчивый ламинарный режим.

Для оценки гидродинамических режимов течения жидкостей по каналам других сечений отличных от цилиндрических впоследствии было введено понятие **гидравлического радиуса r_g и эквивалентного диаметра d_g** .

Уравнение неразрывности потока

В случае, если плотность жидкости - величина постоянная

($\rho = \text{const}$), что имеет место при движении капельных

жидкостей, уравнение неразрывности имеет вид:

$$Q_1 = Q_2 = Q = \text{const}$$

или для двух сечений $v_1 \omega_1 = v_2 \omega_2$.

Как следствие можно записать

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{\omega_2}{\omega_1}$$

для круглой трубы: $\frac{v_1}{v_2} = \frac{d_2^2}{d_1^2}$.

Для сплошного неразрывного потока расход жидкости постоянный, скорости в живых сечениях обратно пропорциональны площадям живых сечений.

Для газообразной жидкости, учитывая изменение плотности от давления, получим уравнение неразрывности (условие сплошности) через массовый расход

$$M = \rho_1 V_1 S_1 = \rho_2 V_2 S_2 = \text{Const.}$$

Дифференциальные уравнения движения идеальной жидкости

Уравнения движения (Эйлера) следующие:

$$X = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = \frac{dU_x}{dt}$$

$$Y = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} = \frac{dU_y}{dt}$$

$$Z = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} = \frac{dU_z}{dt}$$

где U_x , U_y , U_z - проекции скоростей; $\frac{dU_x}{dt}$, $\frac{dU_y}{dt}$, $\frac{dU_z}{dt}$ - проекции ускорений.

Четвертым уравнением для решения системы (имеем четыре неизвестных параметра: P , U_x , U_y , U_z) является дифференциальное уравнение неразрывности капельной жидкости, имеющее вид

$$\frac{dU_x}{dt} + \frac{dU_y}{dt} + \frac{dU_z}{dt} = 0$$

Уравнение Даниила Бернулли

Принципы действия многих приборов, в том числе для измерения скорости и расхода жидкости, основаны на уравнении Бернулли. В уравнении Бернулли установлена связь между основными параметрами движения: *давлением, скоростью* в живом сечении струйки или потока и геометрическим положением живого сечения струйки или потока жидкости.

В данном разделе рассматривается уравнение Бернулли для *установившегося* движения жидкости, находящейся в поле действия сил тяжести, т. е. действует только ускорение свободного падения g .

Интегрируя уравнения для установившегося движения, в поле силы тяжести получится уравнение Бернулли элементарной струйки идеальной капельной жидкости:

$$Z + \frac{P}{\rho g} + \frac{U^2}{2g} = Const$$

где Z - *геометрическая высота* центра тяжести произвольно выбранного живого сечения струйки над плоскостью сравнения; $P/\rho g$ - *пьезометрическая высота* отвечающая гидродинамическому давлению P в центре тяжести сечения струйки; $U^2 / 2g$ - *скоростная высота*, отвечающая скорости U в центре тяжести сечения струйки.

Идеальная жидкость - это условная жидкость, в которой отсутствует такое физическое свойство, как вязкость. Идеальная жидкость обладает абсолютной текучестью и движется без возникновения сопротивлений, поэтому энергия струйки остаётся постоянной по ходу движения. Уравнение имеет вид:

$$Z + \frac{P}{\rho g} + \frac{U^2}{2g} = Const$$

Для двух и более сечений по направлению движения струйки уравнение принимает вид:

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho g} + \frac{u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + \frac{u_2^2}{2g} = const$$

Все члены уравнения имеют линейную размерность, поэтому могут характеризоваться с геометрической точки зрения как *высоты* или *напоры*, а с энергетической точки зрения как *удельная энергия*.

Геометрический смысл уравнения Бернулли:

$z = h_{\text{геом}}$ - *геометрическая высота*, или геометрический напор, отсчитывается от произвольной горизонтальной плоскости сравнения;

$\frac{P}{\rho g} = h_p$ - *пьезометрический напор*, или пьезометрическая высота. Пьезометрический напор соответствует показанию пьезометра в заданном сечении струйки;

$\frac{u^2}{2g} = h_{\text{ск}}$ - *скоростной напор* в живом сечении струйки.

Это уравнение с геометрической точки зрения может быть записано:

$$h_{\text{геом}} + h_p + h_{\text{ск}} = H_{\text{полн}} = \text{const},$$

где $H_{\text{полн}}$ - *полный напор* в заданном сечении струйки.

Сумма геометрического и пьезометрического напоров называется *статическим напором*, обозначается $H_{\text{ст}}$:

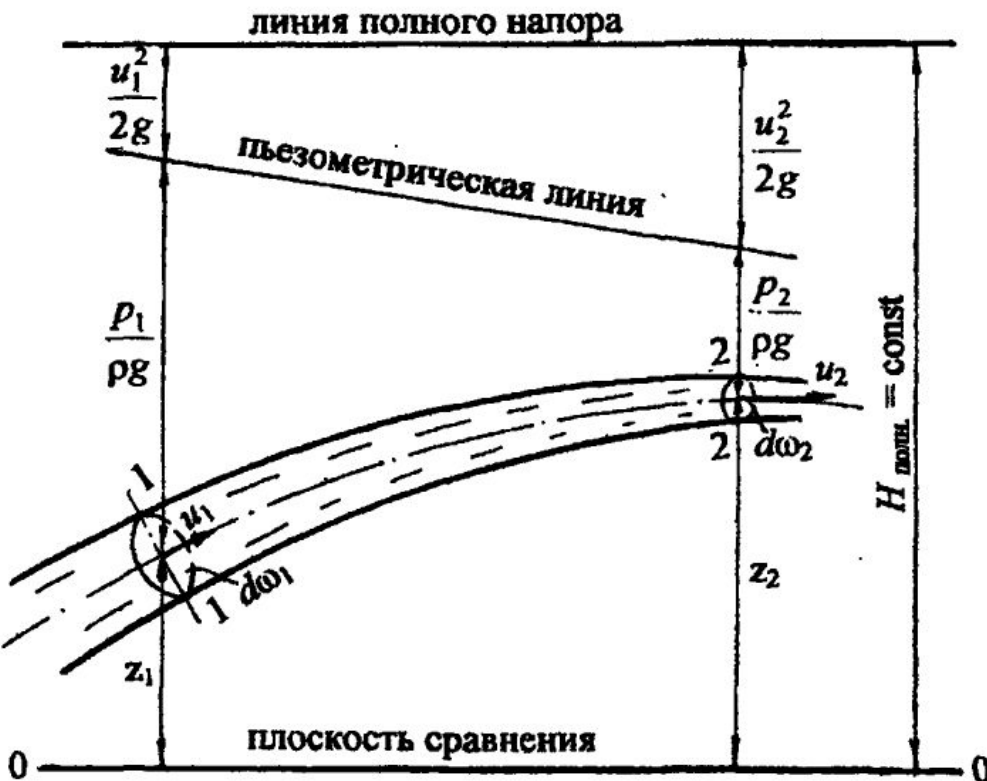
$$h_{\text{геом}} + h_p = H_{\text{ст}} \quad Z + \frac{P}{\rho g} = H_{\text{ст}}$$

Графическое представление уравнения Бернулли называется диаграммой уравнения.

Для построения диаграммы рассмотрим элементарную струйку идеальной жидкости в установившемся плавно изменяющемся движении, выделим в ней два живых сечения **1-1** и **2-2** с площадями $d\omega_1$ и $d\omega_2$, со скоростями u_1 и u_2 и давлениями в этих сечениях p_1 и p_2 .

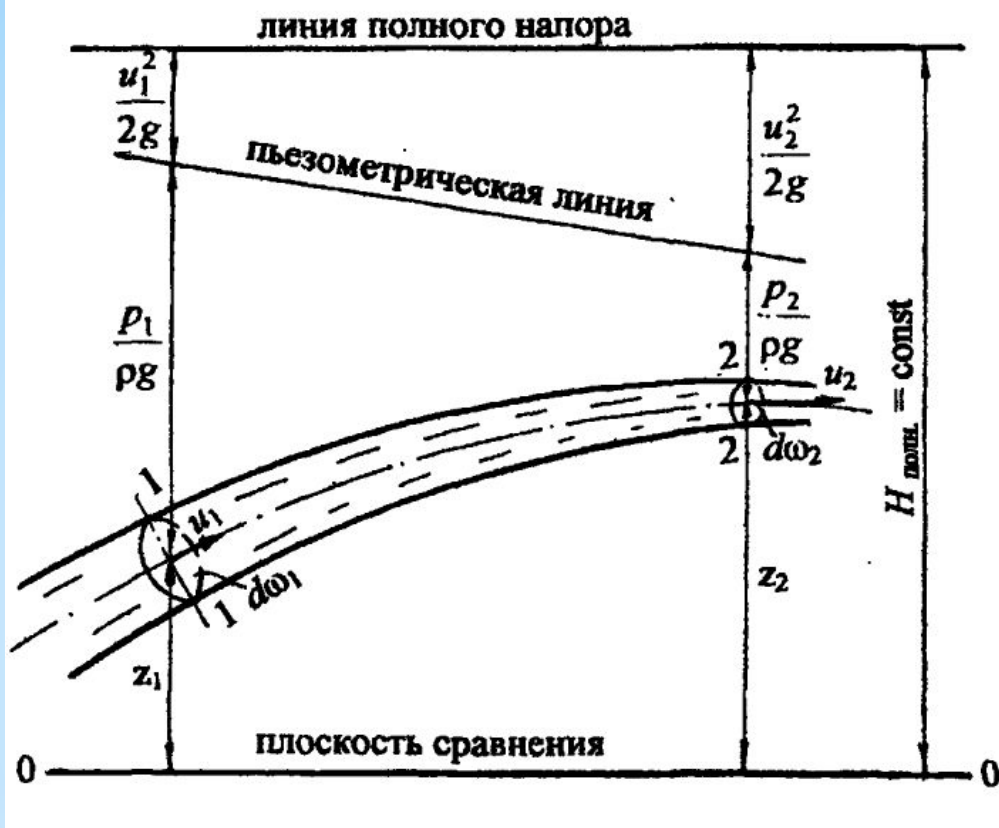
Представим графически уравнение.

Выбираем произвольно ориентированную **горизонтальную плоскость сравнения 0-0**. Отсчёты геометрических высот сечений z_1 и z_2 от плоскости сравнения по вертикали вверх считаются положительными.



Показываем z_1 и z_2 для выделенных сечений. В каждом сечении по вертикали прибавляем пьезометрические напоры $\frac{p_1}{\rho g}$ и $\frac{p_2}{\rho g}$, затем скоростные напоры $\frac{u_1^2}{2g}$ и $\frac{u_2^2}{2g}$.

При построении диаграммы следует учесть, что для изображённой струйки площадь второго живого сечения $d\omega_2$ меньше площади первого живого сечения $d\omega_1$ значит, согласно уравнению неразрывности, скорость и скоростной напор во втором сечении больше, чем в первом: $\frac{u_2^2}{2g} > \frac{u_1^2}{2g}$.



Сумма трёх напоров для элементарной струйки идеальной жидкости величина постоянная, равная полному напору H . Показываем на диаграмме $H_{\text{полн}} = \text{const}$.

Линия, соответствующая полному напору, называется линией полного напора. Для идеальной жидкости линии полного напора располагаются на одной горизонтальной плоскости.

Линия, соответствующая пьезометрическим напорам, называется пьезометрической линией.

Очертание пьезометрической линии соответствует форме элементарной струйки. Для струйки цилиндрической или плавно изменяющейся формы пьезометрическая линия является наклонной прямой. Анализ диаграммы показывает, что при сужении струйки скоростной напор возрастает, а статический напор падает.

Энергетический смысл уравнения Бернулли

Все слагаемые уравнения представляют *удельную энергию*, т. е. отнесённую к единице веса:

$z = e_{\text{полож}}$ - удельная потенциальная энергия положения;

$\frac{p}{\rho g} = e_{\text{давл}}$ - удельная потенциальная энергия давления;

$\frac{u^2}{2g} = e_{\text{кин}}$ - удельная кинетическая энергия.

С энергетической точки зрения уравнение имеет вид:

$$e_{\text{полож}} + e_{\text{давл}} + e_{\text{кин}} = E - \text{const},$$

где E - полная удельная энергия струйки.

Для идеальной жидкости полная удельная энергия струйки остаётся постоянной для всех сечений по длине движущейся струйки. Таким образом, уравнение Бернулли согласуется с *законом сохранения энергии*.

Закон сохранения энергии можно проследить на диаграмме: во втором сечении удельная кинетическая энергия $\frac{u_2^2}{2g}$ увеличивается, значит, удельная потенциальная энергия $(z_2 + \frac{p_2}{\rho g})$ уменьшается.

Уравнение Бернулли для элементарной струйки реальной, вязкой жидкости

Реальная жидкость считается несжимаемой, обладающей важным физическим свойством - вязкостью. Вязкость противодействует относительному перемещению слоев жидкости, в связи с чем возникают силы трения. На преодоление сил трения затрачивается энергия (напор) движущейся жидкости. Это значит, что полный напор (H) или полная удельная энергия (E) струйки не остаются постоянными по длине движущейся струйки, часть напора (энергии) затрачивается на преодоление сил трения.

В уравнение Бернулли вводится дополнительный член h'_w , называемый *потерями напора*. Таким образом, если H_1 - полный напор в первом сечении струйки, то ко второму сечению останется полный напор H_2 , а часть напора h'_{w1-2} , израсходуется на преодоление гидравлических сопротивлений между первым и вторым сечениями:

$$H_1 = H_2 + h'_{w1-2}$$

Уравнение Бернулли для элементарной струйки реальной, вязкой жидкости принимает вид

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho g} + \frac{u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + \frac{u_2^2}{2g} + h'_{w1-2}$$

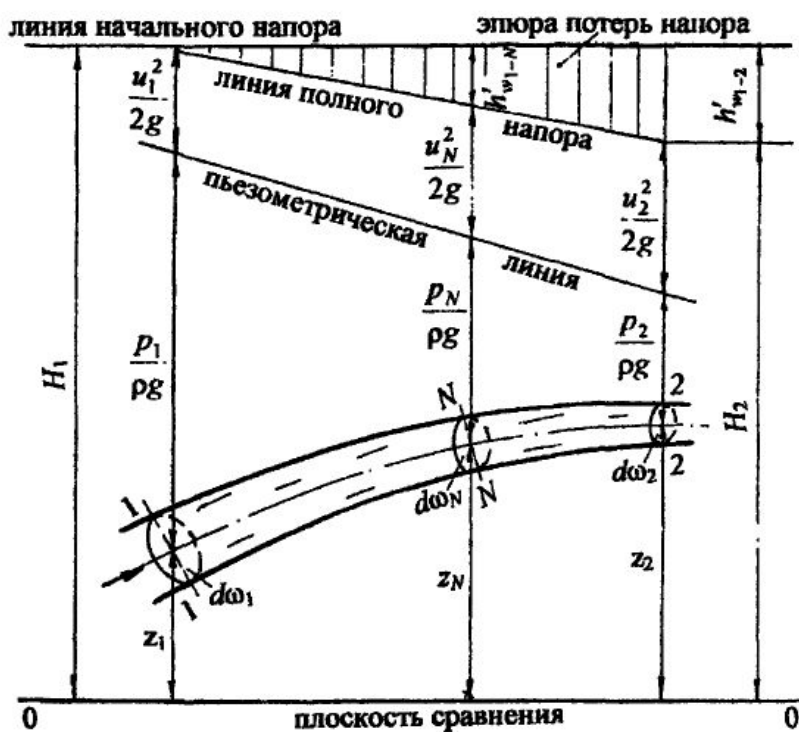
Геометрический и энергетический смысл каждого слагаемого уравнения остаётся таким же, как для идеальной жидкости.

Диаграмма уравнения для элементарной струйки реальной жидкости

Примем элементарную струйку примерно той же формы, что для идеальной жидкости. Выделим два живых сечения $1-1$ и $2-2$ с площадями $d\omega_1$ и $d\omega_2$, покажем три напора (геометрический, пьезометрический, скоростной) в первом сечении и полный напор в первом сечении – H_1 . Для второго сечения аналогично отложим три напора так, чтобы полный напор во втором сечении H_2 был меньше полного напора в первом сечении на величину h'_{w1-2} .

Величина h'_{w1-2} - это потери напора между сечениями $1-1$ и $2-2$.

Обозначим на диаграмме *линию полного напора*, *пьезометрическую линию*, а также *линию начального напора*.



Если выбрать любое сечение $N-N$ по длине движущейся струйки, то для него можно показать потери напора h'_{w1-n} в виде вертикальной линии между линией начального напора и линией полного напора.

Таким образом, вертикальные штриховые линии между линией начального напора и линией полного напора будут соответствовать потерям напора по длине реальной струйки, а заштрихованная часть называется *эюрой потерь напора*.

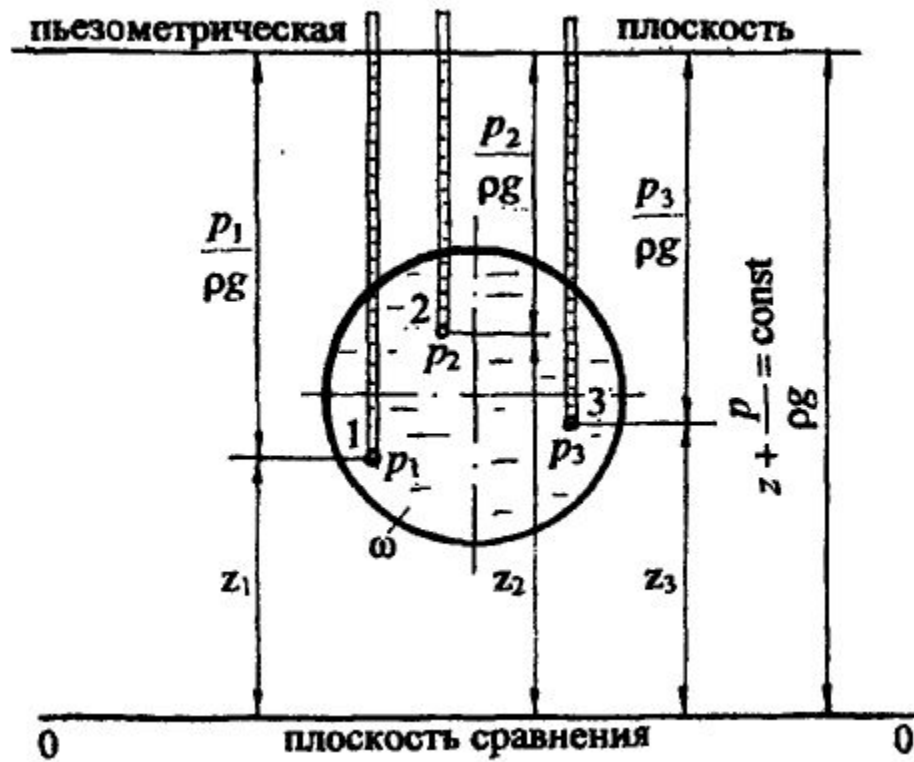
Уравнение Бернулли для целого потока реальной, вязкой жидкости

Переходя к целому потоку, учитываем струйную модель потока. Это значит, чтобы записать уравнение для целого потока, нужно просуммировать энергии струек, составляющих поток, по всему живому сечению потока.

Рассмотрим более упрощённо и кратко теоретические - положения по уравнению Бернулли для потока реальной жидкости.

Два слагаемых уравнения $z + \frac{P}{\rho g}$ соответствуют статическому напору $H_{ст.}$. В гидродинамике принято считать: *распределение статического напора по живому сечению подчиняется гидростатическому закону:*

$$z + \frac{P}{\rho g} = \text{const.}$$



В заданном живом сечении потока (ω) выделим произвольно элементарные струйки 1, 2, 3, давления в которых p_1 , p_2 , p_3 соответственно. Проведём плоскость сравнения 0-0 и покажем геометрические высоты (z_1 , z_2 , z_3) живых сечений струек. На уровне выбранных струек покажем пьезометры и соответственно пьезометрические напоры $(\frac{p_1}{\rho g}, \frac{p_2}{\rho g}, \frac{p_3}{\rho g})$.

Уровни жидкости во всех пьезометрах будут на одном горизонте, а сумма $z + \frac{P}{\rho g} = \text{const}$

Такая постоянная величина статического напора будет только в данном живом сечении, в другом сечении она будет также постоянной, но другой величины. Следующая задача - просуммировать кинетические энергии струек, составляющих поток, по живому сечению потока. Скорости струек (u) в пределах живого сечения потока переменны, поэтому следует учесть неравномерность распределения скорости по живому сечению.

Для практических расчётов вводят *среднюю, или условную*, скорость потока (v), одинаковую для всех струек. Теоретически рассчитывают *условную кинетическую энергию* ($E_{\text{усл}}^{\text{кин}}$) через среднюю скорость потока v .

Затем теоретически определяют *действительную кинетическую энергию* ($E_{\text{дейст.}}^{\text{кин}}$) через действительные скорости (u) элементарных струек, составляющих поток.

Неравномерность распределения скорости по живому сечению учитывают коэффициентом корреляции кинетической энергии, или *коэффициентом неравномерности распределения скорости* - α :

$$\alpha = \frac{E_{\text{дейст.}}^{\text{кин}}}{E_{\text{усл.}}^{\text{кин.}}}$$

Коэффициент α называется также *коэффициент Кориолиса*. Значение коэффициента α зависит от режима движения жидкости (ламин. или турбул.). Следует учесть, что для ламинарного режима $\alpha = 2,0$; для турбулентного режима $\alpha = 1,0 \div 1,15$ (для практических расчётов при турбулентном режиме воды принимают $\alpha = 1,0$). С учётом введённого коэффициента α скоростной напор ($h_{\text{ск}}$) или удельная кинетическая энергия потока ($e_{\text{кин}}$) представляется как $\frac{\alpha u^2}{2g}$.

Дополнительный член уравнения Бернулли для элементарной струйки реальной жидкости h'_w учитывает потери напора в элементарной струйке.

Для целого потока вводится осреднённая величина потерь напора h_w . Аналогично средней скорости считается, что суммарные потери напора элементарных струек с действительными величинами условно равны полным потерям напора для потока h_w .

С учётом выше изложенных положений уравнение Бернулли для *целого потока реальной жидкости* принимает вид:

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho g} + \frac{\alpha u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + \frac{\alpha u_2^2}{2g} + h'_{w1-2}$$

Это уравнение является *основным уравнением гидродинамики*, которым пользуются для решения теоретических и инженерных задач.

Диаграмма уравнения для целого потока реальной жидкости аналогична диаграмме для элементарной струйки реальной жидкости. На диаграмме следует обозначить живые сечения ω_1 и ω_2 , а скоростные напоры соответственно - $\frac{\alpha u_1^2}{2g}$ и

$$\frac{\alpha u_2^2}{2g}$$

