МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ ДОНЕЦКОЙ НАРОДНОЙ РЕСПУБЛИКИ

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«ДОНЕЦКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

КОНСПЕКТ ЛЕКЦИЙ ПО ГИДРАВЛИКЕ

Утверждено
на заседании кафедры энергомеханических систем
Протокол №__8____от__27.04____2017г.

Лектор доц. Бойко Е. Н.

ДОНЕЦК - 2017

ГИДРАВЛИКА И ГИДРОПРИВОД

ОСНОВНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЖИДКОСТИ

Плотность

$$\rho = \frac{m}{V}$$

Относительная плотность

$$\delta = \frac{\rho}{\rho_{ст}}$$

Плотность для капельных жидкостей

$$\rho_{ж} = \rho_0 \left(1 - \beta_t \Delta t + \beta_p \Delta p\right)$$

$$\beta_t = \frac{\Delta V}{V \Delta t} = \frac{dV}{V dt}$$

$$\beta_p = \frac{\Delta V}{V \Delta p} = \frac{dV}{V dp}$$

Плотность газов

$$p_г V = \frac{m}{\mu} R_\mu T$$

$$p_г = \frac{m}{\mu V} R_\mu T$$

Зависимость плотности газа от температуры и давления

$$p_г(p,T) = \rho_0 \frac{pT_0}{p_0 T}$$

Скорость распространения звука в жидкости

$$C_{зв} = \sqrt{\frac{\Delta p}{\Delta \rho}} = \sqrt{\frac{E_{ж}}{\rho}}$$

Число Маха

$$M = \frac{\upsilon}{C_{зв}}$$

Растворимость

$$V_г = k\frac{pV_{ж}}{p_0}$$

или

$$V_г p_0 = kV_{ж} p$$

Высота поднятия жидкости в капилляре

$$h = \frac{2\sigma}{\rho g r} = \frac{4\sigma}{\rho g d} = \frac{k}{d}$$

Градиент скорости

$$u_{\partial} = \lim_{\Delta y \to 0} \Delta u / \Delta y = du / dy$$

Сила внутреннего трения

$$F_в = \mu_д S_c \frac{du}{dy}$$

или, разделив обе части уравнения на S_c, получим

$$F_в / S_c = \mu_д \frac{du}{dy} = \tau$$

Отсюда динамическая вязкость

$$\mu_д = \frac{\tau}{du/dy} \equiv \frac{\tau dy}{du}$$

Кинематическая вязкость

$$\nu = \frac{\mu_д}{\rho}$$

Зависимость кинематической вязкости от давления

$$\nu(p) = \nu_a(1 + k_\nu p), \quad 0 \le p \le 50 \, МПа$$

ГИДРОСТАТИКА

ДАВЛЕНИЕ В ТОЧКЕ ПОКОЯЩЕЙСЯ ЖИДКОСТИ

Средняя величина давления на элементарную площадку ΔF

$$p_{ср} = \frac{\Delta P}{\Delta F}$$

или, переходя к пределу, получим

$$p = \lim_{\Delta F \to 0} \Delta P / \Delta F = \frac{dP}{dF} =$$
$$= p(F)$$

Сила давления на площадку

$$P = p\int_F dF = pF$$

Сила давления на элементарную площадку

$$dP = pdF$$

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ РАВНОВЕСИЯ ЖИДКОСТИ

$$p - 0{,}5\frac{\partial p}{\partial x}dx -$$ *на левую грань,*

$$p + 0{,}5\frac{\partial p}{\partial x}dx -$$ *на правую грань*

Элементарные силы давления на эти грани

$$dP_л = \left(p - 0{,}5\frac{\partial p}{\partial x}dx \right)dydz$$

$$dP_п = \left(p + 0{,}5\frac{\partial p}{\partial x}dx \right)dydz$$

Массовая сила

$$dM = jdm = j\rho dV =$$

$$= j\rho dxdydz$$

Спроектируем эти силы на ось OX и приравняем их сумму к нулю

$$\left(p - 0{,}5\frac{\partial p}{\partial x}dx \right)dydz -$$

$$-\left(p + 0{,}5\frac{\partial p}{\partial x}dx \right)dydz^{+}$$

$$+\rho Xdxdydz = 0$$

После преобразований получим

$$\partial p / \partial x = \rho X$$

Аналогично для других осей

$$\partial p / \partial y = \rho Y, \quad \partial p / \partial z = \rho Z$$

Приведем уравнения Эйлера к удобному для интегрирования виду

$$\partial p / \partial x dx + \partial p / \partial y dy +$$
$$+ \partial p / \partial z dz = \rho\left(X dx + Y dy + Z dz \right)$$

Левая часть уравнения – полный дифференциал, поэтому

$$\partial p = \rho\left(X dx + Y dy + Z dz \right)$$

При $p = const$, $dp=0$, получим

$$\rho\left(X dx + Y dy + Z dz \right) = 0$$

ОСНОВНОЕ УРАВНЕНИЕ ГИДРОСТАТИКИ

Проекции единичных массовых сил на оси координатики

$$X = 0, Y = 0, Z = -g$$

Подставляя эти силы в уравнение для полного дифференциала,получим

$$dp = -\rho gz$$

Проинтегрировав данное выражение, получим

$$p = -\rho gz + C$$

Постоянную интегрирования C определим из следующих начальных условий

$$z = z_0 \;\; и \;\; p = p_0$$

Тогда

$$C = p_0 + \rho g z_0$$

А выражение для давления запишется в виде

$$p - p_0 = \rho g\left(z_0 - z\right)$$

Или

$$p = p_0 + \rho g\left(z_0 - z\right) = p_0 + \rho gh$$

Это уравнение является ОСНОВНЫМ УРАВНЕНИЕМ ГИДРОСТАТИКИ

МАНОМЕТРИЧЕСКОЕ ДАВЛЕНИЕ И ВАКУУМ

Для открытых сосудов

$$p = p_a + \rho gh, т.к.\ p_0 = p_a$$

Если $p > p_a$, то ρgh определяет манометрическое давление, т.е.

$$p_м = p - p_a = \rho gh$$

Если $p < p_a$, то ρgh представляет собой вакуум, т.е.

ДАВЛЕНИЕ ЖИДКОСТИ НА ПЛОСКУ СТЕНКУ. ЦЕНТР ДАВЛЕНИЯ

Давление жидкости на элементарную площадку

$$p = \rho gh = \rho gy \sin\alpha$$

а сила давления

$$dP = pdF = \rho g y \sin \alpha dF$$

Сила давления на всю выделенную площадку

$$P = \rho g \sin \alpha \int_F y dF$$

И, т.к. $y_c \sin \alpha = h_c$ и $\rho g h = p_c$,

То

$$P = \rho g y_c F \sin \alpha = \rho g h_c F =$$
$$= p_c F$$

При давлении на свободную поверхность, отличном от нормального, сила давления на поверхность стенки определяется по выражению

$$P = (p_a + p_m)F$$

$$или\;\; P = (p_a - p_в)\int$$

В соответствие с теоремой Вариньона,имеем

$$Py_д = \int_F ydP$$

или,подставив значения P и dP, имеем

$$\rho g y_c F \sin\alpha y_д =$$

$$= \int_F \rho g y^2 \sin\alpha dF$$

И после преобразований получим

$$y_c F y_д = \int_F y^2 dF$$

$$J_x = J_c + y_c^2 F$$

Тогда

$$y_c F y_д = J_c + y_c^2 F$$

Откуда

$$y_д = y_c + \frac{J_c}{y_c F}$$

Сила давления на дно сосуда

$$P_{дн} = \rho g H F$$

ДАВЛЕНИЕ ЖИДКОСТИ НА КРИВОЛИНЕЙНУЮ СТЕНКУ. ТЕЛО ДАВЛЕНИЯ

$$P = \sqrt{P_x^2 + P_y^2 + P_z^2}$$

Сила давления

$$dP = pdF = \rho gzdF$$

Горизонтальная составляющая этой силы

$$dP_x = \rho gzdF\cos\alpha = \rho gzdF_z$$

Полная сила давления

$$P = \int_{F_z} dP_x = \rho g \int_{F_z} zdF_x$$

Тогда

$$P_x = \rho gh_c F_z$$

Вертикальная составляющая силы давления

$$dP_z = dP\sin\alpha = \rho gzdF\sin\alpha =$$

$$\rho gzdF_x = gdV$$

Тогда полная вертикальная составляющая

$$P_z = \int_V dP_z = \rho g \int_V dV = \rho gV$$

Результирующая сила давления

$$P = \sqrt{P_x^2 + P_z^2}$$

и направлена она под углом к горизонту

$$P = arctg\left(\frac{P_z}{P_x}\right)$$

ГИДРОКИНЕМАТИКА

Поле скоростей в общем виде

$$u_x = f_1(x, y, z, t)$$

$$u_y = f_2(x, y, z, t)$$

$$u_z = f_3(x, y, z, t)$$

Ускорение точки в проекциях на оси координат

Поток. Гидравлические элементы потока

Гидравлический радиус

$$R = \frac{\varpi}{\chi}$$

Для круглого сечения

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

Элементарный расход

$$\Delta Q = \frac{\Delta V}{\Delta t}$$

Представляя $\Delta V = \Delta \varpi \Delta l$, получим

$$\Delta Q = \Delta \varpi \frac{\Delta l}{\Delta t}$$

Переходя к пределу при $\Delta t \to 0$, получим

$$\Delta Q = u \Delta \varpi$$

а расход

$$Q = \int_{\varpi} u d\varpi$$

Массовый расход

$$Q_m = \int_{\varpi} \rho u d\varpi$$

Средняя скорость

$$\upsilon = \frac{Q}{\varpi}$$

$$\upsilon = \varpi^{-1} \int_{\varpi} u d\varpi$$

Уравнение неразрывности потока

$$dm_{x_1} = \rho_1 u_{x_1} dydzdt$$

$$dm_{x_2} = \rho_1 u_{x_1} dydzdt +$$

$$+ \frac{\partial}{\partial x}(\rho u_x) dxdydzdt$$

Приращение массы жидкости в указанном направлении

$$dm_x = dm_{x_2} - dm_{x_1} =$$

$$= -\frac{\partial}{\partial x}(\rho u_x)dxdydzdt =$$

$$= -\frac{\partial}{\partial x}(\rho u_x)dVdt$$

Для других осей аналогично

$$dm_y = -\frac{\partial}{\partial y}(\rho u_y)dVdt$$

$$dm_z = -\frac{\partial}{\partial z}(\rho u_z)dVdt$$

Полное приращение массы за указанный промежуток времени

$$Dm = dm_x + dm_y + dm_z =$$

$$= -\left[\frac{\partial}{\partial x}(\rho u_x) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho u_y) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho u_z) \right] dVdt$$

Следовательно

$$Dm = \frac{\partial \rho}{\partial t} dVdt$$

Тогда, приравняв правые части выражений для Dm, получим

$$-\left[\frac{\partial}{\partial x}(\rho u_x) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho u_y) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho u_z) \right] = \frac{\partial \rho}{\partial t}$$

Или

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}(\rho u_x)+\frac{\partial}{\partial y}(\rho u_y)+$$

$$+\frac{\partial}{\partial z}(\rho u_z)=0$$

Для установившегося движения при $\frac{\partial\rho}{\partial t}=0$
Уравнение неразрывности примет вид

$$\frac{\partial}{\partial x}\rho(\rho u_x)+\frac{\partial}{\partial y}(\rho u_y)+$$

$$+\frac{\partial}{\partial z}(\rho u_z)=0$$

Для несжимаемой жидкости $\rho=const$ и
Уравнение неразрывности примет вид

$$\frac{\partial u_x}{\partial x}+\frac{\partial u_y}{\partial y}+\frac{\partial u_z}{\partial z}=0$$

Тогда уравнение неразрывности потока примет вид

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u_x) = \frac{\partial}{\partial x}(\rho \upsilon_x) = \frac{\partial}{\partial x}(\rho \upsilon) =$$

$$= 0$$

Отсюда следует, что $\rho\upsilon = const$ и уравнение неразрывности потока - уравнение постоянства массового расхода – примет вид

$$Q_m = \rho\upsilon\varpi = const$$

Для несжимаемой жидкости $\rho = const$ и это уравнение примет вид

$$Q = \upsilon\varpi = const$$

При изменяющемся живом сечении потока уравнение неразрывности примет вид:

- для жидкости, $\rho = const$

$$\upsilon_j\varpi = const$$

$$\upsilon_1\varpi_1 = \upsilon_2\varpi_2 = \upsilon_3\varpi_3$$

-для газов

$$Q_m = \rho_1 \upsilon_1 \varpi_1 = ... = \rho_n \upsilon_n \varpi_n$$

ГИДРОДИНАМИКА

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ УРАВНЕНИЕ ДВИЖЕНИЯ И БАЛАНСА ЭНЕРГИИ ДЛЯ НЕВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

Проекции массовых и поверхностных сил

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \rho X, \; \frac{\partial p}{\partial y} = \rho Y, \; \frac{\partial p}{\partial z} = \rho Z$$

Проекции сил инерции, отнесенные к единице массы

$$J = \frac{P_и}{m}$$

Получим

$$X - \rho^{-1}\frac{\partial p}{\partial x} - J_x = 0$$

$$Y - \rho^{-1}\frac{\partial p}{\partial y} - J_y = 0$$

$$Z - \rho^{-1}\frac{\partial p}{\partial z} - J_z = 0$$

При установившемся движении

$$\frac{\partial u_x}{\partial t} = 0,\ \frac{\partial u_y}{\partial t} = 0,\ \frac{\partial u_z}{\partial t} = 0$$

Подставив выражения для проекций $J_{x,}\ J_{y,}\ J_z$(см. выше), получим *уравнения движения* жидкости *в форме* ЭЙЛЕРА

Сложив почленно эти уравнения, получим выражение для полной энергии

$$m\left[\begin{array}{l} Xdx + Ydy + Zdz - \rho^{-1} \times \\ \times \left(\frac{\partial p}{\partial x}dx + \frac{\partial p}{\partial y}dy + \frac{\partial p}{\partial z}dz\right) - \\ -\frac{1}{2}d\left(u_x^2 + u_y^2 + u_z^2\right) \end{array}\right] =$$

И окончательно будем иметь

$$m\left[\begin{array}{l} Xdx + Ydy + Zdz - \frac{1}{\rho}dp - \\ -\frac{1}{2}du^2 \end{array}\right] =$$

Данное уравнение называется уравнением баланса энергии.

Выражение для удельной энергии имеет вид

$$Xdx + Ydy + Zdz - \frac{1}{\rho}dp -$$

$$-\frac{1}{2}du^2 = 0$$

Энергия, отнесенная к единице объема

$$\rho(Xdx + Ydy + Zdz - \frac{1}{\rho}dp -$$

$$-\frac{1}{2}du^2) = 0$$

Энергия, отнесенная к единице силы тяжести

$$\frac{1}{g}(Xdx + Ydy + Zdz) -$$

$$-\frac{dp}{\rho g} - \frac{1}{2}\frac{du^2}{g} = 0$$

Данное выражение в гидравлике наз. напором

Уравнение Бернулли для элементарной струи невязкой жидкости

Получаем

$$\frac{du^2}{2} + \frac{1}{\rho} dp + gdz = 0$$

$$\frac{du^2}{2} \rho + \frac{1}{\rho} dp + \rho gdz = 0$$

$$\frac{du^2}{2g} + \frac{dp}{\rho g} + dz = 0$$

Проинтегрировав эти выражения, будем иметь:

- энергию, отнесенную к единице массы

$$e = \frac{u^2}{2} + \int \frac{dp}{\rho} + gz = const$$

- энергию, отнесенную к единице объема

$$p_v = \frac{\rho u^2}{2} + \int \frac{dp}{\rho} + \rho g z = const$$

- напор

$$H = \frac{u^2}{2g} + \int \frac{1}{\rho g} dp + z = const$$

Эти выражения наз. уравнениями БЕРНУЛЛИ

Если давление изменяется в незначительных пределах и температура остается постоянной,то используют выражение

$$p_v = \frac{\rho u^2}{2} + \int dp + \rho g z =$$

$$= const = \frac{\rho u^2}{2} + \frac{p}{\rho} + \rho g z$$

Для капельной жидкости используют выражение

$$H = \frac{u^2}{2g} + \int \frac{1}{\rho g} dp + z =$$

$$= const = \frac{u^2}{2g} + \frac{p}{\rho g} + z$$

Данное выражение в терминах скоростного и статического напоров имеет вид

$$H = H_{ск} + H_{ст}$$

Статический напор представляет собой

$$H_{ст} = H_{г} + H_{п}$$

$$H_{г} = z, \quad H_{п} = \frac{p}{\rho g}$$

Высота подъема жидкости в трубке Пито равна

$$H_{тр} = H_{ск} + H_{п} =$$

$$= \frac{u^2}{2g} + \frac{p}{\rho g}$$

Скорость потока

$$u = \sqrt{2gH_{ск}}$$

Скоростной напор

$$H_{ск} = H_{тр} - \frac{p}{\rho g}$$

Уравнение Бернулли для газа при переменной плотности

- Адиабатный процесс

$$\frac{p}{\rho^k} = c \text{ или } p = c\rho^k$$

$$dp = ck\rho^{k-1}d\rho$$

где $k = \dfrac{c_p}{c_v}$- показатель адиабаты

В этом случае

$$\int \frac{dp}{\rho} = ck\int \rho^{k-2}d\rho =$$

$$= ck(k-1)^{-1}\rho^{k-1} + C$$

С учетом того, что $c = \dfrac{p}{\rho^k}$,уравнение Бернулли примет вид

$$e=\frac{u^2}{2}+\frac{k}{k-1}\frac{p}{\rho}+gz=C$$

Т.к. $\frac{p}{\rho}=RT$, уравнение примет вид

$$e=\frac{u^2}{2}+\frac{k}{k-1}RT+gz=C$$

- Изотермический процесс. Для него имеет место соотношение $\frac{p}{\rho}=c$. Следовательно

$$\int\frac{dp}{\rho}=c\int\frac{dp}{\rho}=\frac{p}{\rho}\ln p+C$$

Принимая для начальных условий $p = p_0$ и $\rho = \rho_0$, уравнение примет вид

$$e = \frac{u^2}{2} + \frac{p_0}{\rho_0} \ln \frac{p}{p_0} + gz = C$$

Уравнение Бернулли для элементарной струйки и потока вязкой жидкости

Потеря напора

$$\Delta H_{1-2} = H_{1-1} - H_{2-2}$$

Тогда уравнение Бернулли примет вид

$$\frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\rho g} + z_1 =$$

$$= \frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\rho g} + z_2 + \Delta H_{1-2},$$

$$\frac{\rho u_1^2}{2} + p_1 + \rho g z_1 =$$

$$\frac{\rho u_2^2}{2} + p_2 + \rho g z_2 + \Delta p_{1-2}$$

Применительно к газам уравнение Бернулли примет вид:

- для адиабатного процесса

$$\frac{u_1^2}{2} + \frac{k}{k-1} RT_1 + gz_1 =$$

$$= \frac{u_2^2}{2} + \frac{k}{k-1} RT_2 + gz_2 + \Delta e_{1-2}$$

-для изотермического процесса

$$\frac{u_1^2}{2} + \frac{p_0}{\rho_0} \ln \frac{p_1}{p_0} + gz_1 =$$

$$= \frac{u_2^2}{2} + \frac{p_0}{\rho_0} \ln \frac{p_2}{p_0} + gz_2 + \Delta e_{1-2}$$

Поправочный коэффициент к скоростному напору, определяемому по средней скорости

Кинетическая энергия

$$dE_k = \frac{1}{2} u^2 \rho dV$$

где $dV = tdQ = tud\varpi$

Тогда $dE_k = 1/2 \rho u^3 td\varpi$

Для потока запас кинетической энергии равен

$$E_k = \frac{1}{2} \rho t \int u^3 d\varpi$$

Скоростной напор

$$H_{ск} = \frac{E_k}{\rho g Q t} = \frac{1}{2gQ} \int u^3 d\varpi$$

Отношение действительного скоростного напора к напору, подсчитанному по средней скорости потока, наз. Коэффициентом Кориолиса

$$\alpha = H_{ск} H_{ск.ср}^{-1} = (Qv^2)^{-1} \int u^3 d\varpi =$$

$$= (v^3 \varpi)^{-1} d\varpi$$

Поправка к скоростному напору

$$H_{ск} = \frac{1}{2} \alpha \frac{v^2}{g}$$

Тогда уравнение Бернулли для потока жидкости примет вид

$$\frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\rho g} + z_1 =$$

$$= \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\rho g} + z_1 + \Delta H_{пот_{1-2}}$$

$$\alpha_1 v_1^2 \rho / 2 + p_1 + \rho g z_1 =$$

$$= \alpha_2 v_2^2 \rho / 2 + p_2 + \rho g z_2 + \Delta p_{пот_{1-2}}$$

Для газового потока имеем

$$\alpha_1 v_1^2 / 2 + k(k-1)^{-1} RT_1 + g z_1 =$$

$$= \alpha_2 v_2^2 / 2 + k(k-1)^{-1} RT_2 +$$

$$+ g z_2 + \Delta e_{пот_{1-2}}$$

$$\alpha_1 v_1^2 / 2 + p_0 / \rho_0 \ln p_1 / p_0 + g z_1 =$$

$$= \alpha_2 v_2^2 / 2 + p_0 \rho_0 \ln p_2 / p_0 +$$

$$+ g z_2 + \Delta e_{пот_{1-2}}$$

Гидравлический уклон

$$i = \frac{\Delta H_{пот_{1-2}}}{l}$$

Для горизонтального равномерного потока, для которого $v_1 = v_2, \alpha_1 = \alpha_2, z_1 = z_2$

$$i = \frac{p_1 - p_2}{\rho g l}$$

В общем виде потери напора

$$H_{nom} = \xi_c v^2 /(2g)$$

Мощность потока

$$N_n = \rho e Q = p_n Q = \rho g H Q$$

Уравнение гидравлического количества движения (уравнение импульсов)

При постоянных во времени внешних силах

$$\sum P_{xi} dt = (v_{2x} - v_{1x}) dm$$

Массовый расход

$$dm = Q_m dt$$

Тогда

$$\sum P_{xi}dt = (v_{2x} - v_{1x})Q_m dt$$

Или

$$\sum P_{xi} = (v_{2x} - v_{1x})Q_m$$

Проектируя внешние силы и количества движений на выбранное направление и учитывая, что, и$G_x = 0,\ v_{1x} = v_{1},\ v_{2x} = 0$меем

$$-P_x = \rho Q(0 - v_1) = -\rho Q v_1$$

Или

$$P_x = \rho Q v_1$$

Выразив расход струи через скорость v_1 и живое сечение ϖ, получим

$$P_x = \rho \varpi v_1^2 = 2\varpi_1 \rho v_1^2 / 2$$

Величина $\rho v_1^2 / 2 = p_д$ называется гидродинамическим давлением потока

Тогда

$$P_x = 2\varpi_1 p_д$$

Гидравлические сопротивления Режимы движения жидкости

Общие сведения о потерях напора по длине и в местных сопротивлениях

Формула ДАРСИ-ВЕЙСБАХА

$$H_{дл} = \lambda l v^2 /(2gd)$$

Уравнение гидравлического количества движения (уравнение импульсов)

При постоянных во времени внешних силах

$$\sum P_{xi} dt = (v_{2x} - v_{1x}) dm$$

Массовый расход

$$dm = Q_m dt$$

Тогда

$$\sum P_{xi} dt = (v_{2x} - v_{1x}) Q_m dt$$

Или

$$\sum P_{xi} = (v_{2x} - v_{1x}) Q_m$$

Проектируя внешние силы и количества движений на выбранное направление и учитывая, что $G_x = 0$, $v_{1x} = v_{1,}$ $v_{2x} = 0$, имеем

$$-P_x = \rho Q(0 - v_1) = -\rho Q v_1$$

Или

$$P_x = \rho Q v_1$$

Выразив расход струи через скорость v_1 и живое сечение ϖ, получим

$$P_x = \rho \varpi v_1^2 = 2\varpi_1 \rho v_1^2 / 2$$

Величина $\rho v_1^2 / 2 = p_\partial$ называется гидродинамическим давлением потока

Тогда

$$P_x = 2\varpi_1 p_\partial$$

Гидравлические сопротивления

Режимы движения жидкости

Общие сведения о потерях напора по длине и в местных сопротивлениях

Формула ДАРСИ-ВЕЙСБАХА

$$H_{дл} = \lambda l v^2 /(2gd)$$

Заменив в данной формуле диаметр гидравлическим радиусом, получим

$$H_{дл} = \lambda l v^2 /(8gR)$$

Формула ШЕЗИ

$$v = C\sqrt{iR}$$

Учитывая, что $i = H_{дл} / l$, имеем

$$H_{дл} = l v^2 /(RC^2)$$

Здесь $C = \sqrt{8g / \lambda}$ и является коэффициентом ШЕЗИ.

Определение потерь напора в местных сопротивлениях производится по формуле ВЕЙСБАХА

$$H_м = \varsigma v^2/(2g)$$

Режимы движения жидкости. Опыты Рейнольдса

Число Рейнольдса

$$\mathrm{Re} = vl/\nu$$

Для потока в трубах круглого сечения

$$\mathrm{Re} = vd/\nu$$

Для всех остальных сечений

$$\mathrm{Re} = 4vR/\nu$$

Для труб круглого сечения

$$1000 \le \mathrm{Re}_{кр} \le 2320$$

При $\mathrm{Re} \le \mathrm{Re}_{кр}$ режим движения жидкости ЛАМИНАРНЫЙ

При $\mathrm{Re} \geq \mathrm{Re}_{кр}$ режим движения жидкости ТУРБУЛЕНТНЫЙ