

1 Понятие субстанциальной и локальной производных.

$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\vec{v}\nabla)$  - субстанциальная  
 $\frac{\partial}{\partial t}$  - локальная

2 Уравнение неразрывности для сжимаемой и несжимаемой жидкости.

$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v}) = 0$  - для сжимаемой жидкости

В несжимаемой жидкости  $\rho = const \rightarrow \frac{d\rho}{dt} = 0 \rightarrow \text{div}(\rho \vec{v}) = \rho \text{div}(\vec{v}) + \vec{v}grad(\rho) \rightarrow$

$\rightarrow \rho \text{div}(\vec{v}) = 0 \rightarrow \text{div}(\vec{v}) = 0$

$\frac{d\rho}{dt} = 0$  - для несжимаемой жидкости

3 Уравнение Эйлера в векторной форме и в проекциях на оси в декартовой системе координат.

Уравнение Эйлера описывает движение идеальной жидкости

$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \vec{f}$

Минус возникает потому, что при повышении скорости снижается давление

$\frac{\partial v_i}{\partial t} + \sum_{k=1}^3 v_k \frac{\partial v_i}{\partial x_k} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + f_i$

4 Закон сохранения энергии идеальной жидкости. Поток энергии.

$\int_V \left[ \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\rho v^2}{2} + \rho \varepsilon \right) + \text{div} \left( \frac{\rho v^2}{2} + W \right) \vec{v} \right] dV = 0$ , где

$W = \rho \varepsilon + p = \int \frac{dp}{\rho}$  - энтальпия,  $\varepsilon$  - плотность энергии на единицу массы

или в дифференциальной форме

$\frac{\partial E}{\partial t} + \text{div} \vec{N} = 0$ , где

$E = \frac{\rho v^2}{2} + \rho \varepsilon$  - плотность энергии

$\vec{N} = \left[ \frac{\rho v^2}{2} + \rho \varepsilon + p \right] \vec{v}$  - вектор плотности потока энергии

Закон не работает в случае неидеальной жидкости (из-за диссипации)

5 Закон сохранения импульса идеальной жидкости. Тензор плотности потока импульса и его представление в декартовой системе координат.

$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \vec{v} dV = - \oint_S [p \vec{n} + \rho \vec{v}(\vec{v} \vec{n})] d\sigma = 0$

$\frac{\partial}{\partial t} (\rho v_i) = - \sum_{k=1}^3 \frac{\partial \Pi_{ik}}{\partial x_k} + \rho f_i$

$\Pi_{ik} = p \delta_{ik} + \rho v_i v_k$  - тензор ППИ

6 Уравнение гидростатики.

$grad p = \rho \vec{f}$ ,  $p = p(\rho)$  - выполняется в стационарной жидкости

7 Частота Брента-Вяйсяля.

$N = \sqrt{\frac{g}{\rho} \frac{d\rho}{dz}}$

Если  $N^2 < 0$ , то неустойчивость жидкости (тело всплывает или тонет). Если  $N^2 > 0$ , то жидкость устойчива (тело не двигается).

8 Теорема Бернулли для потенциальных (безвихревых) и не потенциальных, стационарных (недвигающихся) и нестационарных течений.

$\frac{v^2}{2} + \frac{p}{\rho} - gz = const$  - стационарное безвихревое ( $const$  во всём объёме)

$\frac{v^2}{2} + W - gz = const$  - стационарное вихревое ( $const$  на линии тока)

$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{v^2}{2} + \frac{p}{\rho} - gz = F(t)$  - нестационарное безвихревое

9 Теорема Томсона.

Циркуляция скорости( $\Gamma$ ) вдоль замкнутого контура, перемещающегося в идеальной жидкости, остается постоянной.

$\Gamma = \oint_L \vec{v} d\vec{r} = const$

10 Потенциальные течения идеальной несжимаемой жидкости. Основные уравнения, граничные условия.

$\vec{v} = grad(\varphi)$ ,  $rot \vec{v} = 0$ ,  $div \vec{v} = 0$ ,  $\Delta \varphi = 0$

Граничное условие не протекания:

нормальная компонента скорости на границе с телом равна нулю:  $\vec{v} \vec{n}|_s = 0$

если тело движется со скоростью  $v_0$ :  $\vec{v} \vec{n}|_s = \frac{\partial \varphi}{\partial n} = \vec{v}_0 \vec{n}$

Граничное условие на бесконечности - используют значение потенциала на бесконечности.

11 Парадокс Д'Аламбера-Эйлера.

Для тела с гладкой поверхностью, движущегося равномерно в идеальной несжимаемой жидкости постоянной плотности без границ, сила сопротивления, действующая на тело со стороны потока, равна нулю.

$\vec{F} = - \oint_s p_s \vec{n} dS = 0$

12 Понятие присоединенной массы. Присоединенная масса сферы и единицы длины бесконечного кругового цилиндра.

Присоединенная масса - это масса, которая добавляется к массе тела, движущегося неравномерно в жидкой среде для учета воздействия среды на это тело.

$(M = F_{\text{сопр}}/a = \frac{\rho}{v_0^2} \iiint_V v^2 dV)$

$M_{\text{сферы}} = \frac{2}{3} \rho \pi R^3$  (равна половине массы вытесненной жидкости)

$M_{\text{цилиндра}} = \rho(\pi R^2 * l)$ ,  $l = 1$  (равна массе вытесненной жидкости)

13 Функция тока и ее свойства.

Для плоского потенциального течения несжимаемой идеальной жидкости:

$\psi = \psi(x, y, t)$ ;  $v_x = \frac{\partial \psi}{\partial y}$ ;  $v_y = -\frac{\partial \psi}{\partial x}$

$d\psi = \frac{\partial \psi}{\partial x} dx + \frac{\partial \psi}{\partial y} dy = -v_y dx + v_x dy$

На линии тока  $\psi = const$ . Линии тока ( $\psi = const$ ) ортогональны изопотенциальным линиям ( $\varphi = const$ ), т.е.  $(\nabla \psi, \nabla \varphi) = 0$

Функция тока - является гармонической функцией, удовлетворяющей уравнению Лапласа  $\Delta \psi = 0$ .

14 Комплексный потенциал.

$F(z) = \varphi + i\psi$  (действительная часть - потенциал, мнимая - функция тока)

Любую аналитическую функцию комплексного переменного можно поставить в соответствие с неким плоским потенциальным течением идеальной несжимаемой жидкости.

15 Линии тока и эквипотенциальные линии.

Линия тока - это линия, касательные к которой в данный момент времени и в каждой точке совпадают с вектором скорости  $\vec{v}$

$\psi = const$  - линии тока (постоянная функция тока)

$\varphi = const$  - эквипотенциальные линии (постоянный потенциал)

16 Формула Жуковского.

$F_y = - \int p n_y dl = \rho \Gamma v_0$

Сила, действующая на вращающийся шарик, находящийся в набегающем потоке жидкости, пропорциональна плотности, скорости и параметру, характеризующему вихрь.

17 Точечные вихри и их взаимодействия.

Устремляем сечение нашей вихревой трубки к нулю, а частоту к бесконечности - получаем точечный вихрь. Скорость точечного i-ого вихря равна скорости жидкости в данной точке, создаваемой всеми остальными вихрями.

$\frac{d\vec{r}_i}{dt} = \sum_{k \neq i} \vec{v}_k(\vec{r}_i)$

**18 Поверхностные гравитационные волны (длинные, короткие, гравитационно-капиллярные) и их основные свойства (траектории движения частиц, дисперсионные уравнения, фазовые и групповые скорости).**

В случае волн на мелкой воде:  
 $\omega^2 = gk^2H, \omega = \pm k\sqrt{gH}, v_\Phi = \frac{\omega}{k}, v_{гp} = \frac{d\omega}{dk}$   
В случае волн на глубокой воде:

$$\omega = \pm\sqrt{gk}, v_\Phi = \sqrt{\frac{g}{k}}, v_{гp} = \frac{g}{2\sqrt{gk}} = \frac{v_\Phi}{2}$$

В случае гравитационно-капиллярных волн:  
 $\omega^2 = (gk + \gamma k^3) \operatorname{th} kH, \gamma = \frac{\sigma}{\rho}$

$$v_\Phi^2 = \frac{\omega^2}{k^2} = \frac{g}{k} + \gamma k$$

$$k_* = \sqrt{\frac{g}{k}} - \text{минимум } v_\Phi$$

$$v_{гp} = \frac{d\omega}{dk} \Rightarrow v_{гp} = \frac{v_\Phi}{2} \frac{k_*^2 + 3k^2}{k_*^2 + k^2}$$

Если  $k \gg k_*$ , это капиллярные волны. Если  $H \ll k \ll k_*$ , то это гравитационные короткие волны (дно ещё не чувствуется). Если же  $k \ll H$ , то это длинные гравитационные волны.

**19 Уравнение Навье-Стокса для несжимаемой вязкой жидкости в векторной форме и в проекциях на оси в декартовой системе координат.**

Запись через кинематическую вязкость  $\nu = \eta/\rho$ :

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v}\nabla)\vec{v} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \nu\Delta\vec{v} + \vec{f}$$

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + \sum_{k=1}^3 v_k \frac{\partial v_i}{\partial x_k} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \sum_{k=1}^3 \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_k^2} + f_i$$

**20 Тензор вязких напряжений, физический смысл, представление в декартовой системе координат.**

Общий вид тензора вязких напряжения (при относительном смещении слоёв жидкости, зависимость  $\sim \eta$  линейна, жидкость будем считать изотропной):

$$\sigma_{ik} = a\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i}\right) + c\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} - \frac{\partial v_k}{\partial x_i}\right) + b\sum_l \frac{\partial v_l}{\partial x_l} \delta_{ik}$$

Переобозначим константы  $a = \eta, b = \xi$ . Тогда тензор вязких напряжений перепишется как

$$\sigma_{ik} = \eta\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i}\right) + \xi\sum_l \frac{\partial v_l}{\partial x_l} \delta_{ik}$$

Тензор показывает, как один слой жидкости действует на другой слой жидкости

**21 Граничные условия для несжимаемой вязкой жидкости на поверхности твердого тела и свободной поверхности.**

В случае вязкой жидкости скорость жидкости на границе с телом равна скорости тела:

$$v_{жидк|s} = v_{тела}$$

При рассмотрении гидродинамики слоя жидкости на верхней границе:

$$f_i = \sigma_{ik}n_k = n \frac{\partial v_x}{\partial y} = 0$$

**22 Формула Пуазейля для расхода жидкости.**

$$Q = 2\pi \int_0^R v(r)rdr = \frac{\pi}{8\eta} \left(\frac{\partial p}{\partial z}\right) R^4$$

**23 Скин-слой.**

Поскольку среда вязкая, возмущения передаются вверх, но затухают на характерном масштабе толщины скин-слоя

$$\delta = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}$$

**24 Числа Рейнольдса, Фруда, Струхали и их физический смысл.**

$$Re = \frac{v_0 l}{\nu} = \frac{2v_0 R}{\nu} = \frac{V_{cp} H}{\nu}$$

$\nu = \frac{\eta}{\rho}$  - кинематический коэффициент вязкости

Число Рейнольдса показывает относительное влияние нелинейных эффектов. Если Re мало, то можно пренебречь в уравнении движения вязкой жидкости всем, кроме давления.

$$Fr = \frac{v_0^2}{gl}$$

Число Фруда описывает отношение кинетической энергии жидкости к потенциальной (энергии гравитационных сил). Если оно велико, то можно не учитывать влияние силы тяжести

$$Sh = \frac{v_0 T}{l}$$

Число Струхали характеризует стационарность. Если  $Sh \gg 1$  можно пренебречь нестационарностью (переходим в квазистатику).

**25 Формула Стокса.**

Сила сопротивления, действующая на маленькое тело, движущееся в жидкости.

$$F = 6\pi\eta Rv_0, \text{ условие применимости - } Re \ll 1$$

**26 Зависимость ширины пограничного слоя от параметров.**

Пограничный слой - слой, где скорость меняется от нуля до скорости, соответствующей скорости обтекания тела идеальной жидкостью.

Толщина пограничного слоя:  $h = \frac{\nu x}{v_0}$ , где  $x$  - длина рассматриваемого участка

Во-первых, чем больше вязкость, тем толще пограничный слой. Кроме того, чем дальше по  $x$ , тем слой толще. И, наконец, чем больше скорость, тем больше пограничный слой должен быть прижат к пластине.

**27 Уравнения линейной акустики. Волновое уравнение.**

Уравнение Эйлера, уравнение непрерывности и последнее уравнение - состояния:

$$\frac{\partial \vec{v}'}{\partial t} = -\frac{\nabla p'}{\rho_0}, \quad \frac{\partial \rho'}{\partial t} + \rho_0 c^2 \operatorname{div} \vec{v} = 0, \quad p' = c^2 \rho'$$

$$\text{Здесь } p = p_0 + p', \quad v = v_0 + v', \quad \rho = \rho_0 + \rho'$$

Величины с индексом 0 - равновесная среда, штрихами обозначены добавки, возникающие при распространении звука.  $c$  - скорость звука в данной среде

$$\text{Волновое уравнение: } \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - c^2 \Delta \varphi = 0$$

**28 Монохроматические волны, уравнение Гельмгольца**

$$\text{Уравнение Гельмгольца: } \Delta \Phi_0 + k_0^2 \Phi_0 = 0, \quad k_0 = \frac{\omega}{c}$$

Простейшее решение - плоские волны:  $\Phi_0 = e^{i(\vec{k}, \vec{r})}$

В случае  $\vec{k} = \vec{k}_1 + i\vec{k}_2$  (неоднородная плоская волна):

$\Phi_0 = e^{i(\vec{k}_1, \vec{r})} e^{-(\vec{k}_2, \vec{r})}$ . Всякую волну можно представить в виде суперпозиции плоских монохроматических волн с различными волновыми векторами и частотами.

**29 Закон сохранения энергии (звуковой волны)**

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{J} = 0$$

$\vec{J} = \rho \vec{v}$  - вектор Умова-Пойнтинга - интенсивность звуковой волны, сила звука.

$$E = \frac{\rho v^2}{2} + \frac{p^2}{2\rho_0 c^2} - \text{полная энергия звуковой волны.}$$