Лекция №1.

Предмет и задачи гидравлики.
Краткие сведения из истории развития гидравлики.

Гидравлика — наука, изучающая законы равновесия и движения жидкости и разрабатывающая способы применения этих законов к решению инженерных задач.

Слово *гидравлика* происходит от сочетания двух греческих слов: *хюдор* - вода и *аулос*— труба и означает, следовательно, учение о движении воды по трубам. Такое понимание гидравлики имеет теперь лишь историческое значение, так как область применения гидравлики несравненно шире.

Законы гидравлики используются в машиностроении, в химической и пищевой промышленности, на автомобильном и водном транспорте, в гидроэнергетике, в водоснабжении и канализации, в гидротехнике и мелиорации и т. п. Большое значение имеет гидравлика в механизации, автоматизации и интенсификации процессов производства.

Гидравлика делится на две части: гидростатику и гидродинамику. В гидростатике рассматриваются законы равновесия жидкости и действие ее на соприкасающиеся с ней твердые тела. В гидродинамике изучаются законы движения жидкости и взаимодействие ее с соприкасающимися твердыми телами.

Современная гидравлика базируется на законах и методах теоретической механики с использованием математического анализа и широким привлечением экспериментальных методов исследований.

Развитие гидравлики как науки исторически обусловлено и тесно связано со всей историей использования воды человеком.

Первым научным трудом в области гидравлики считают трактат Архимеда «О плавающих телах» (III в до н. э.), содержащий его закон о силе давления жидкости на поверхность погруженного в нее тела.

Быстрое развитие наук, в том числе и гидравлики, началось с развитием промышленного производства.

Ученые XV—XVII вв. сыграли большую роль в развитии отдельных разделов гидравлики, однако теоретические основы гидравлики (учение о механическом движении жидкостей и газов) были созданы в середине XVIII в. членами Петербургской академии наук Михаилом Васильевичем Ломоносовым, Даниилом Бернулли и Леонардом Эйлером.

Исследования Бернулли и Эйлера в дальнейшем были продолжены и расширены как русскими, так и зарубежными учеными.

Большой вклад в развитие гидравлики внесли французские ученые А. Шези, М. Базен, итальянский ученый Д. Б. Вентури, немецкий ученый Ю. Вейсбах и английский ученый О. Рейнольдс.

Из русских ученых большую роль в развитии гидравлики сыграли И. С. Громека, Н. П. Петров, Н. Е. Жуковский, С. А. Чаплыгин и другие.

Большой вклад в развитие гидравлики внесли наши выдающиеся советские ученые: Н. Н. Павловский, А.Н. Колмогоров, С. А. Христианович, М. А. Великанов и многие другие.

Основные определения и физические свойства жидкости.

Жидкостью называется такое физическое тело, частицы которого обладают очень большой подвижностью относительно друг друга.

Подвижность жидкости объясняется слабой связью между молекулами.

Жидкость не имеет своей формы, но принимает форму сосуда, в котором она находится. Жидкость легко деформируется под действием сколь угодно малых сил, т. е. обладает свойством текучести.

Все жидкости делятся на два класса: капельные и газообразные. Капельные жидкости почти несжимаемы. Газообразные жидкости очень слабо сопротивляются всякой силе, стремящейся уменьшить их объем; не заключенные в закрытый сосуд газы стремятся занять возможно больший объем.

В дальнейшем рассматриваются только капельные жидкости. Основными физическими свойствами жидкости являются: плотность, удельный вес, относительный вес, сжимаемость и температурное расширение, сопротивление растяжению, поверхностное натяжение и капиллярность, вязкость.

Плотностью называют отношение массы тела к его объему

$$\rho = \frac{m}{W}. (1)$$

Размерность плотности: кг/м^3.

Удельным весом называют отношение веса тела к его объему

$$\rho g = \frac{G}{W}. (2)$$

Размерность удельного веса составляет: Н/м^3 или кг/м^2 сек^2.

Удельный вес ρg и плотность ρ связаны соотношением:

$$\rho g = \frac{G}{W} = \frac{mg}{W} (3)$$

Сжимаемость — изменение объема жидкости под действием внешних сил (давления).

Сжимаемость жидкости характеризуется коэффициентом объемного сжатия β_p . Коэффициентом объемного сжатия называется относительное изменение объема жидкости при изменении давления на единицу

$$\beta_{\text{p}} = -\frac{dW}{Wdp} \ [\text{м}^2/\text{Н}] \ (4)$$

Величина, обратная коэффициенту объемного сжатия, называется модулем объемной упругости жидкости

$$\text{E}= \frac{1}{\beta_p} \ [\text{Н}/\text{м}^2].$$

Температурное расширение. С увеличением температуры жидкость расширяется. Температурное расширение характеризуется коэффициентом температурного расширения, который представляет собой относительное изменение объема жидкости при изменении температуры на 1°.

$$\beta_{\text{t}} = \frac{dW}{Wdt} \left[\frac{1}{\text{град}}\right]. \ (5)$$

Поверхностное натяжение. Характеризуется коэффициентом поверхностного натяжения σ [Н/м].

Вязкостью называется свойство жидкости сопротивляться касательным усилиям. Такое свойство жидкости обуславливается молекулярным строением жидкости и молекулярными силами притяжения. Опыт показывает, что сопротивляемость жидкости касательным усилиям проявляется лишь при ее движении. В покоящейся жидкости сопротивляемость касательным усилиям отсутствует.

Однако имеются жидкости (некоторые масла при отрицательных температурах, парафинистые нефтепродукты при низких температурах, глинистые растворы, суспензии, коллоиды и др.), в которых в условиях покоя касательные напряжения не равны нулю. Такие жидкости называются аномальными. Они изучаются специальной наукой, называемой реологией

Вязкость жидкости в расчетном отношении характеризуется так называемым динамическим коэффициентом вязкости μ или кинематическим коэффициентом вязкости ν, представляющим отношение динамического коэффициента вязкости к плотности жидкости, $\nu = \frac{\mu}{\rho}$. Вязкость зависит от рода жидкости, температуры и давления. С увеличением температуры вязкость уменьшается, а с увеличением давления — увеличивается. Однако влияние давления на вязкость мало, если только оно не становится очень большим (в сотни атмосфер).

Силы, действующие в жидкости.

Силы, действующие на произвольный объем, выделенный в жидкости, разделяют на массовые и поверхностные.

Массовые силы - это силы, приложенные к каждой материальной частице рассматриваемого объема и пропорциональные массе этого объема. В случае однородной жидкости (плотность жидкости в каждой точке одна и та же) массовые силы называются объемными.

К массовым силам относятся: сила тяжести и силы инерции.

Поверхностные силы — это силы, действующие на поверхности рассматриваемого объема жидкости. К поверхностным силам относятся силы трения и силы давления.

Понятие об идеальной жидкости.

С целью облегчения решения ряда задач в механике жидкости, вводится понятие об идеальной жидкости. Идеальной жидкостью называется такая условная жидкость, которая абсолютно несжимаема и нерасширяема и обладает абсолютной подвижностью частиц (т. е. лишена вязкости).

Лекция №2.

Гидростатика.

Гидростатика — раздел гидравлики, изучающий законы равновесия жидкостей и действие их на соприкасающиеся с ними твердые тела. Для вывода уравнений гидростатики рассмотрим силы, которые должны войти в эти уравнения. На покоящуюся жидкость действуют массовые и поверхностные силы. Из массовых сил в общем случае будут действовать две силы: сила тяжести и сила инерции переносного движения. Из поверхностных сил будут действовать силы давления.

Гидростатическое давление и его свойства.

Гидростатическим давлением называется предел отношения

$$p = \lim_{\omega \to 0} \frac{P}{\omega} \qquad (1)$$

Гидростатическое давление обладает двумя свойствами. Первое свойство может быть сформулировано так: *гидростатическое давление всегда направлено по внутренней нормали к площадке действия.* Докажем это следующим образом. Возьмем произвольный объем жидкости, находящейся в покое, и разделим его плоскостью на две части *I и II* (рис.1). Отбросим первую часть, и для того, чтобы оставшаяся вторая часть осталась в равновесии, заменим ее действие силой *P,* приложенной к площадке со. Эту силу можно разложить на две составляющих: на касательную к площадке со силу Г и на нормальную силу *N.* Касательная сила *T* должна быть равна нулю, так как в противном случае жидкость придет в движение (в силу неспособности ее воспринимать касательные усилия). Следовательно, в качестве возможной остается сила *N,* направленная по нормали к площадке ω. Однако сила *N* не может быть направлена по внешней нормали, потому что жидкость не сопротивляется разрыву. Следовательно, сила N' направлена по внутренней нормали. Таким образом и гидростатическое давление *p* всегда направлено по внутренней нормали к площади действия.

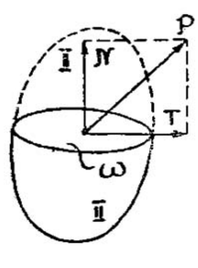

Рис. 1

Второе свойство гидростатического давления может быть сформулировано так: *в покоящейся жидкости гидростатическое давление в данной точке во всех направлениях одинаково.* Это можно доказать, рассматривая равновесие бесконечно малого тетраэдра, три грани которого параллельны координатным плоскостям (рис. 2).

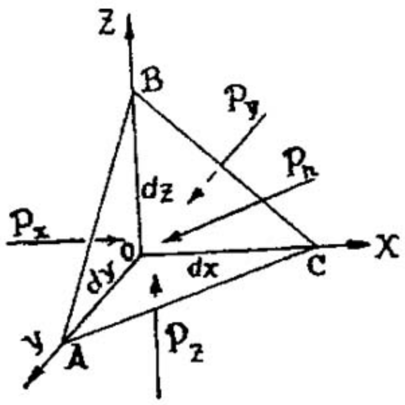

Рис. 2

Стягивая тетраэдр в точку и устремляя dx; dy и dz к нулю, замечаем, что проекции массовых сил будут величинами бесконечно малыми высшего порядка по отношению к поверхностным силам, и поэтому ими можно пренебречь. Тогда

$$p_{xcp} \to p_x; p_{ycp} \to p_y; p_{zcp} \to p_z$$

В этом случае получим:

$$p_x = p_n; \; p_y = p_n; p_z = p_n$$

Следовательно,

$$p_x = p_y = p_z = p_n \quad (2)$$

Уравнение (2) показывает, что в покоящейся жидкости; нормальное напряжение в точке жидкости не зависит от ориентировки площадки.

Дифференциальные уравнения равновесия жидкости

(уравнения Л. Эйлера)

Чтобы получить уравнения Л. Эйлера, рассмотрим условие равновесия бесконечно малого параллелепипеда внутри покоящейся жидкости, ребра которого равны dx; dy; dz и параллельны осям координат (рис. 3).

Одним из условий равновесия параллелепипеда является равенство нулю суммы проекций сил, действующих на данный объем жидкости. Обозначим проекции массовой силы на оси координат

$$\Phi_x = \rho dW F_{\boldsymbol{x}}; \qquad \boldsymbol{\Phi_y} = \rho dW F_{\boldsymbol{y}}; \qquad \boldsymbol{\Phi_z} = \rho dW F_{\boldsymbol{z}}\ .$$

На грани параллелепипеда со стороны отброшенной части жидкости действуют силы давления $dP_i = p_i d\boldsymbol{\omega}$,где $d\boldsymbol{\omega}$ —площадь грани параллелепипеда, а i — направление, параллельное соответствующей оси координат. Эти силы действуют перпендикулярно соответствующим граням и направлены внутрь параллелепипеда.

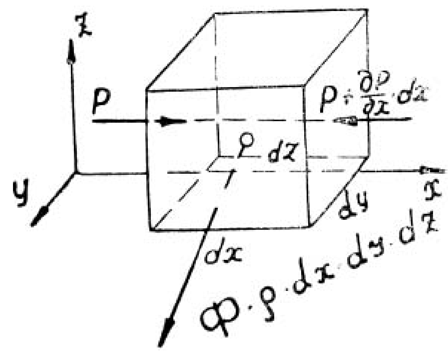

Рис. 3

Сумма проекций всех сил, действующих на параллелепипед на ось *x,* запишется в следующем виде:

$$dP_{1x} - dP_{2x} + \Phi_x = 0\ .$$

Положим, что на грани бесконечно малого параллелепипеда *abcd* в точке *B,* координаты центра которой есть x; y; *z,* величина гидростатического давления равна *p.* Гидростатическое давление при постоянной плотности жидкости является непрерывной функцией координат *p = f(x; y; z).* Гидростатическое давление в точке *A* на грани *efgh* с координатами (x + dx; *y; z)* может быть получено разложением давления в ряд Тейлора. Тогда

$$p_2 = p + \frac{\partial p}{dx}\frac{dx}{1!} + \frac{\partial^2 p}{dx^2}\frac{dx^2}{2!} + \frac{\partial^3}{dx^3}\frac{dx^3}{3!} + \cdots$$

Так как *dx* величина бесконечно малая, отбросим все члены в правой части, начиная с третьего, как бесконечно малые высшего порядка. В результате будем иметь:

$$p_2 = p + \frac{\partial p}{\partial x} dx$$

Тогда условие равновесия параллелепипеда в проекции на ось x перепишется так:

$$pdydz - \left(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx\right) dydz + \rho dxdydzF_z = 0$$

Или

$$-\frac{\partial p}{\partial x} dxdydz + \rho dxdydzF_z = 0$$

Проводя сокращения всех членов на массу параллелепипеда $\rho dxdydz$

(относя все силы к единице массы), получим:

$$F_x - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} = 0$$

При аналогичном рассуждении уравнения равновесия для других осей координат будут иметь вид:

$$F_y - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} = 0$$

$$F_z - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} = 0 \quad (3)$$

Эта система трёх уравнений определяет равновесие жидкого тела и называется системой дифференциальных уравнений равновесия жидкости, которые были получены Л. Эйлером в 1755 году.

Основное уравнение гидростатики

Интегрирование уравнения Эйлера проведем для капельной несжимаемой жидкости при ρ = const, полагая также что из массовых сил действует только сила тяжести. Если ось z направить вертикально вверх, то проекции ускорения массовых сил на оси координат можно получить в следующем виде:

F_x=0; F_y=0; F_z=-g .

Тогда уравнение $dp = \rho(F_x dx + F_y dy + F_z dz)$ примет вид $dp = -\rho g dz$

или $\qquad dz + \frac{dp}{\rho g} = 0$

Но для капельной жидкости

ρ=const и, следовательно, $d\ (z + \frac{p}{\rho g}) = 0$. Это и есть дифференциальное уравнение равновесия жидкости под действием силы тяжести. Интеграл этого уравнения будет иметь вид:

$$z + \frac{p}{\rho g} = \text{const} \qquad (4)$$

Уравнение (4) является основным уравнением гидростатики. Его можно записать для любой пары точек одного и того же объема жидкости. Если связать это уравнение с точкой, находящейся на поверхности жидкости с координатой z_0 и давлением p_0, то получим $z + \frac{p}{\rho g} = z_0 + \frac{p_0}{\rho g}$ (рис. 4).

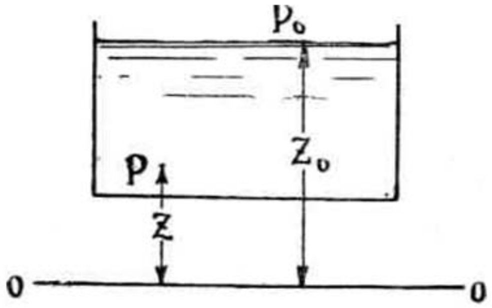

Рис. 4

Решая это уравнение относительно давления p и принимая, что $z_0 - z = h$ - глубина погружения точки под уровень жидкости, получим:

$$p = p_0 + \rho g(z_0 - z) = p_0 + \rho g h \qquad (5)$$

Это будет второй вид основного уравнения гидростатики, которое связывает давление с пограничными условиями. Согласно этому уравнению p — полное гидростатическое давление в точке покоящейся жидкости, погруженной на глубину h под ее уровень — равно давлению на поверхности жидкости p_0 плюс избыточное гидростатическое давление $\rho g h$.

Геометрический и энергетический смысл основного уравнения гидростатики

Геометрический смысл основного уравнения гидростатики наглядно показан на рис. (5). Рассмотрим в однородной жидкости, находящейся в состоянии покоя, две точки – *1* и *2*.

Если выбрать условную плоскость сравнения *0 – 0,* то положение этих точек относительно плоскости сравнения будет определяться высотой и , которая называется геометрической или геодезической высотой точек. Будем считать, что в точках *1* и *2* абсолютное гидростатическое давление равно и . Опустим в эти точки две стеклянные трубки, соединенные между собой, воздух и пары жидкости из которых полностью выкачены. Тогда в образовавшемся безгазовом пространстве абсолютное давление будет равно нулю.

Под действием разности давлений жидкость в обеих трубках, пренебрегая капиллярностью, поднимется на высоту, которая может быть определена по формулам

— и —.

Эта высота в гидростатике называется *пьезометрической высотой* Основное уравнение гидростатики для рассматриваемых двух точек покоящейся жидкости может быть записано. Зная, что —;

получим:

Последним выражением и определяется геометрический смысл основного уравнения гидростатики, который показывает, что|

P=0

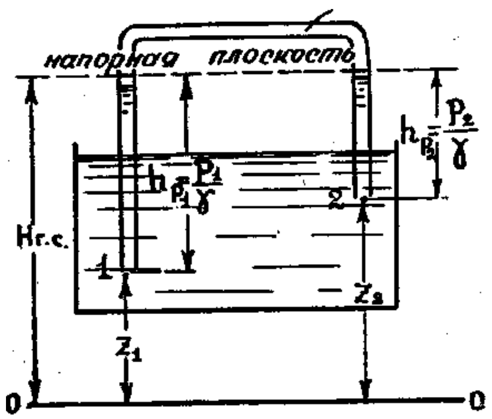

Рис. 5

Сумма двух высот в одном и том же объеме покоящейся жидкости (геометрической z и пьезометрической $\frac{p}{\rho g}$) относительно условной плоскости сравнения есть величина постоянная. Через уровни жидкости в пьезометрах можно провести плоскость, которая будет называться напорной плоскостью и находится на одной и той же высоте от условной плоскости сравнения, равной полному гидростатическому напору — $H_{г.с.}$

Рассмотрим энергетический смысл основного уравнения гидростатики. На каждую частицу однородной жидкости, находящейся в состоянии покоя, действует сила тяжести и давления. Определим работу этих сил относительно условной плоскости сравнения *0 — 0.* Работа, которую может совершить сила тяжести, относительно условной плоскости сравнения, будет равна $A_z = Gz,$ где δG – вес частицы жидкости; z – геометрическая высота.

Работа силы давления может быть вычислена следующим образом. Если над частицей покоящейся жидкости установить трубку, из которой выкачать воздух, то под действием разности давлений частица жидкости весом δG поднимется до плоскости гидростатического напора на высоту $h_p = \frac{p}{\rho g}$, на уровне которой p = 0. Вычисляя работу, производимую при этом силами давления, будем иметь

$$A_p = \delta G \frac{p}{\rho g}$$

Полная работа, которую могут совершить силы, действующие на частицу жидкости весом $\delta G,$ будет равна их сумме:

$$A = A_г + A_p = \delta G(z + \frac{p}{\rho g})$$

Это выражение будет представлять собой запас потенциальной энергии частицы жидкости весом δG относительно условий плоскости сравнения.

Если разделить полную работу на вес частицы жидкости, найдем удельную потенциальную энергию

$$e = \frac{A}{\delta G} = (z + \frac{p}{\rho g}) ,$$

где z — удельная энергия положения; $\frac{p}{\rho g}$ — удельная энергия давления. В таком случае основное уравнение гидростатики показывает, что все частицы одного и того же объема однородной жидкости, находящейся в состоянии покоя, обладают одинаковой удельной потенциальной энергией относительно условной плоскости сравнения.

Способы измерения гидростатического давления

Гидростатическое давление может быть выражено следующим образом:

а) В единицах силы, отнесенных к единице площади

$$p = \frac{\delta P}{\delta\omega},$$

что в метрической системе мер выражается [p]=$|\frac{кг}{м^2}|$.

б) В технике единицей измерения давления служит техническая атмосфера.

Техническая атмосфера: 1 *ат* — 1 *кг/см*^{2} = 10000 *кг1м*^{2}

Физическая атмосфера: 1 *ат* = 1,0333 *кг/см*^{2} = 10333 *кг/м*^{2}

в) Высотой столба жидкости (так как p=$\rho g h$).

Примером такого выражения давления может служить ртутный барометр, с помощью которого определяется давление.

Одна техническая атмосфера при этом равна 735 *мм* ртутного столба, а физическая атмосфера — 760 *мм* ртутного столба.

Лекция №3

Суммарное давление жидкости на плоские фигуры.

На практике часто требуется определять силу суммарного давления жидкости на погруженное в нее тело. Определим суммарное давление жидкости на плоскую фигуру произвольно ориентированную в пространстве и составляющую с горизонтальной плоскостью угол α. Найдем также точку приложения этого давления, называемую центром давления (рис.1).

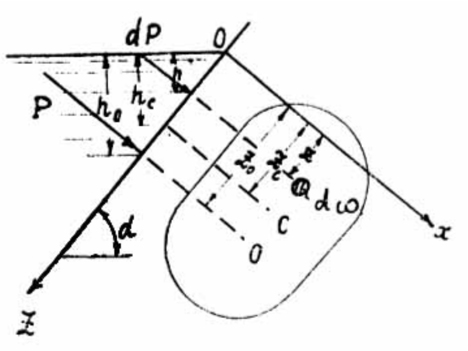

Рис. 1

По основному закону гидростатики в любой точке покоящейся жидкости давление определяется формулой $p = p_0 + \gamma h$. В целях упрощения будем суммарное давление определять только от избыточного гидростатического давления $p = \gamma h$.

Выберем произвольное очертание контура на плоскости, смоченная поверхность которого равна площади ω . Выделим на этой площади элементарную площадку d ω . Суммарное давление жидкости на эту элементарную площадку $dP = pd\omega = \rho g h d\omega$.

Интегрируя это выражение по всей площади ω, получим суммарное давление на плоскую фигуру:

$$P = \int_\omega dP = \int_\omega \rho g h d\omega = \rho g \int_\omega h d\omega,$$

считая, что для капельной жидкости ρg = Const. Но $h = z\ Sin\alpha$. Следовательно, $P = \rho g$ Sinα $\int_\omega z d\omega$. Выражение $\int_\omega z d\omega$ есть статический момент площади относительно оси *x и* может быть записан как произведение площади стенки ω на расстояние от центра тяжести площади z_c до оси *x*. Следовательно, $\int_\omega z d\omega = z_c\omega$ и с учетом этого

$$P = \rho g z_c Sin\alpha d\omega = \rho g h_c \omega \ (1)$$

Произведение $\rho g h_c$ — избыточное гидростатическое давление в центре тяжести плоской фигуры, поэтому суммарное давление жидкости на плоскую фигуру равно произведению избыточного гидростатического давления в центре тяжести этой площади на площадь плоской фигуры.

С учетом давления на свободную поверхность жидкости суммарное давление жидкости на плоскую фигуру определится формулой

$$P = (p_0 + \rho g\ h_c)\omega \ (1')$$

Для того чтобы определить точку приложения суммарного давления (центр давления), воспользуемся теоремой моментов, согласно которой момент равнодействующей $P \cdot z_0$ равен сумме моментов составляющих $\int_\omega zdP$:

$$Pz_0 = \int_\omega zdP = \rho g \int_\omega hzd\omega$$

Решая это уравнение относительно z_0, получим:

$$z_0 = \frac{\rho g \int_\omega hzd\omega}{P} = \frac{\rho g Sin\alpha \int_\omega z^2 d\omega}{\rho g Sin\alpha z_c \omega} = \frac{\int_\omega z^2 d\omega}{z_c \omega}.$$

Из теоретической механики известно, что $\int_\omega z^2 d\omega$ - момент инерции плоской фигуры относительно оси X, то есть

$$\int_\omega z^2 d\omega = I_x,$$

Но момент инерции относительно любой оси равен моменту инерции относительно оси, проходящей через центр тяжести, плюс произведение площади плоской фигуры на квадрат расстояния от выбранной оси до центра тяжести этой фигуры. $I_x = I_0 + \omega z_c^2$. Подставляя значение I_x в формулу для центра давления, получаем:

$$z_0 = \frac{I_0 + \omega z_c^2}{\omega z_c} = z_c + \frac{I_0}{\omega z_c}. \quad (2)$$

Эта последняя формула указывает на то, что центр давления лежит ниже центра тяжести плоской фигуры на величину эксцентриситета $e = \frac{I_0}{\omega z_c}$. Заменяя в формуле (2) $z_0 = \frac{h_0}{Sin\alpha}$ и $z_c = \frac{h_c}{Sin\alpha}$, получим:

$$h_0 = h_c + \frac{I_0}{\omega h_c} Sin^2\alpha. \quad (2')$$

Закон Архимеда. Понятие о плавании тел.

Задача гидростатики при изучении плавания тел сводится к рассмотрению следующих вопросов:

1) плавучести тела, то есть его способности плавать при заданной нагрузке;

2) остойчивости тела, то есть его способности восстанавливать после крена свое нормальное положение.

Оба эти вопроса основываются на применении закона Архимеда, к рассмотрению которого и перейдем.

Закон Архимеда может быть сформулирован так: на тело, погружаемое в жидкость, действует суммарное давление жидкости, направленное вертикально вверх и равное весу жидкости в объеме погружаемого тела. Для его доказательства рассмотрим тело произвольной формы, погруженное в покоящуюся жидкость.

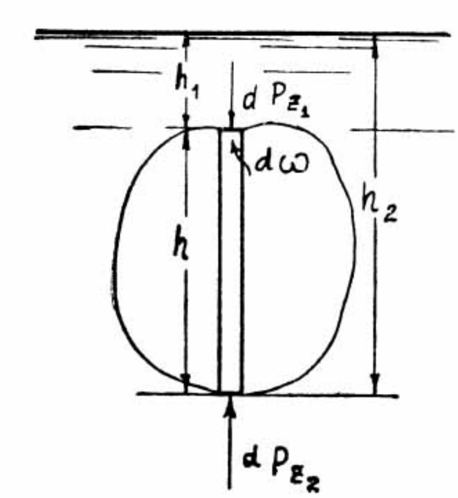

Рис. 2

Разобьем это тело на ряд вертикальных бесконечно малых призм (рис. 2), высота которых будет h и площадь поперечного сечения dω. На верхнее и нижнее основание каждой выделенной призмы будет действовать гидростатическое давление жидкости.

Суммарное давление жидкости на верхнее основание малой призмы будет $dP_{z1} = \rho g h_1 d\omega$ и направлено вертикально вниз. Суммарное давление жидкости на нижнее основание этой призмы будет $dP_{z2} = \rho g h_2 d\omega$ и направлено вертикально вверх. Результирующее этих двух давлений будет направлено вверх и равно $dP_z = dP_{z2} - dP_{z1} = \rho g\ (h_2 - h_1) d\omega = \rho g h d\omega$ где h — высота бесконечно малой призмы. Вертикальная составляющая суммарное давление $P_z = \rho g \int_\omega h d\omega = \rho g\ W$, где W – объем погруженного тела; ρg – удельный вес жидкости. Сумма горизонтальных составляющих суммарного давления жидкости на погруженное тело равна нулю. Таким образом, на всякое погруженное в жидкость тело со стороны жидкости действует вертикальная составляющая суммарного давления, направленная вертикально вверх, равная весу жидкости в объеме погруженного тела:

$$P_z = \rho g\ W. \quad (3)$$

Рассматривая вопрос о плавучести тел, можно отметить три случая соотношения между собой подъемной силы P_z и веса тела G:

а) вес тела G больше подъемной силы P_z ($G > P_z$).

Равнодействующая этих двух сил направлена вниз, и, следовательно, тело тонет;

б) вес тела G равен подъемной силе P_z ($G = P_z$). Равнодействующая этих двух сил равна нулю, и, следовательно, тело будет плавать в жидкости на той глубине, на которой оно находится;

в) вес тела G меньше подъемной силы P_z ($G<P_z$). Равнодействующая двух сил направлена вертикально вверх, и, следовательно, тело будет всплывать. Это всплывание происходит до тех пор, пока вес тела *G*, не будет равен весу вытесненной жидкости в новом объеме водоизмещения.

Рассмотрим два случая остойчивости тел:

А) Остойчивость тел, полностью погруженных в жидкость (подводное плавание)

Точка приложения веса тела G называется центром тяжести тела и обозначается буквой *С.* Центр водоизмещения или центр давления располагается в центре тяжести объема водоизмещения и обозначается буквой О. Условно считают, что подъемная сила приложена в центр давления, в точке О. В общем случае центр тяжести и центр давления не совпадают. Линия, проходящая через центр тяжести тела *С* и центр ее водоизмещения О, называется осью плавания.

Условия остойчивости сводятся к следующему основному положению. Если пара сил — вес тела G и подъемная сила P_z - во время крена тела (когда угол между осью плавания и свободной поверхностью жидкости $\alpha \neq 90°$, а немного больше или меньше его) стремится уничтожить этот крен и вернуть тело в первоначальное положение, то положение тела остойчивое. Если же пара сил стремится этот крен увеличить, то положение тела будет неостойчивым.

Рассмотрим три случая остойчивости при подводном плавании:

а) Центр тяжести тела С лежит ниже центра водоизмещения О (рис.3).

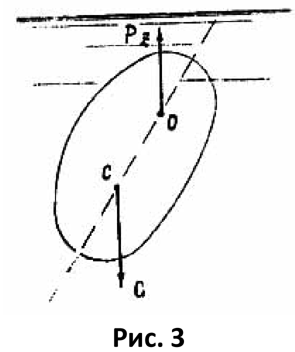

Рис. 3

Образуется пара сил, стремящаяся вернуть тело в первоначальное положение после крена, и мы имеем остойчивое положение.

б) Центр тяжести тела *С* лежит выше центра водоизмещения О (рис.4), Образующаяся пара сил стремится увеличить крен тела, и мы имеем неостойчивое его положение.

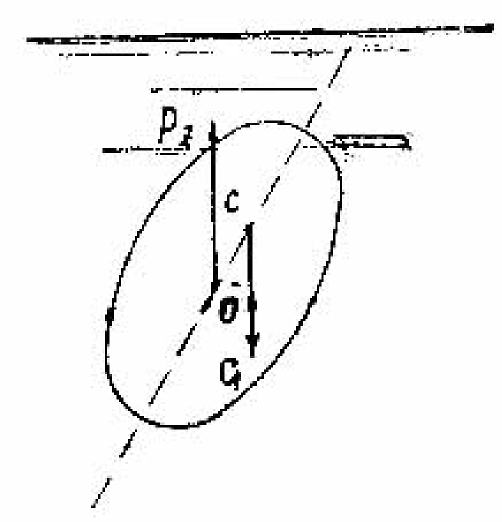

Рис. 4

в) При совпадении центра тяжести С и центра водоизмещения О (рис. 5) пара сил отсутствует, и мы имеем случай безразличного равновесия, при котором тело будет сохранять заданное ему положение.

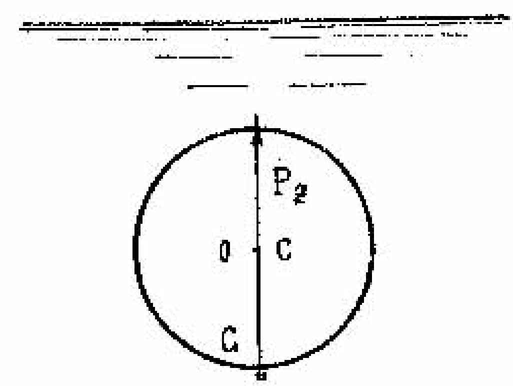

Рис. 5

Относительный покой жидкости. Поверхности равного давления.

Под относительным покоем будем понимать такое состояние, при котором в движущейся жидкости отсутствует перемещение ее отдельных частиц, относительно друг друга и жидкость движется как твердое тело. Само движение жидкости в этом случае можно назвать переносным движением. Характерным для относительного покоя жидкости будет постоянство формы объема жидкости. Частным случаем относительного покоя будет абсолютный покой жидкости относительно земли.

Введем понятие о поверхности равного давления.

Поверхностью равного давления называется такая поверхность, вдоль-которой давление не меняется. Для того чтобы получить уравнение поверхности равного давления, воспользуемся дифференциальным уравнением равновесия жидкости, в общем случае находящейся в состоянии относительного покоя. Это уравнение имеет вид:

$$dp = \rho\,(Xdx + Ydy + Zdz),$$

где X; Y и Z – проекции ускорения массовых сил на оси координат; ρ - плотность жидкости. Если рассматривать капельную жидкость, для которой ρ= Const, то дифференциальное уравнение поверхности равного давления может быть записано так:

$$Xdx + Ydy + Zdz = 0.$$

Это уравнение имеет определенный механический смысл, согласно которому следует, что элементарная работа массовых сил вдоль поверхности равного давления равна нулю. Значит, результатирующая ускорения массовых сил должна быть перпендикулярна к соответствующему элементу поверхности равного давления. Частным случаем поверхности равного давления будет поверхность уровня жидкости.