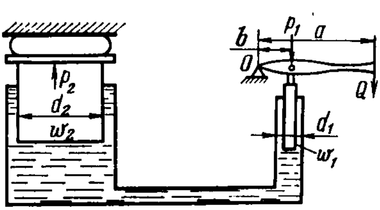

Рис. 1.18. Схема гидравлического пресса.

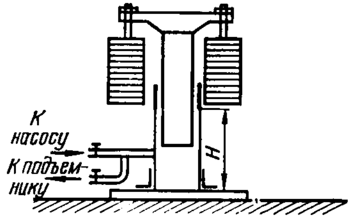

Рис. 1.19. Схема гидравлического аккумулятора.

Гидроаккумулятор служит для аккумулирования энергии, чтобы затем по мере надобности ее расходовать. Применяют его для поднятия больших грузов, для открытия и закрытия ворот шлюзов и т. д.

Различают грузовые и газовые гидроаккумуляторы. Грузовой гидроаккумулятор состоит из вертикального цилиндра, внутри которого помещен длинный плунжер, соединенный своей верхней частью с грузом большого веса (см. рис. 1.19). В гидроаккумулятор по трубе насосом нагнетается жидкость, которая поднимает плунжер с грузом вверх на некоторую высоту H. Сжатая в гидроаккумуляторе жидкость под постоянным давлением, т. к. давление жидкости в гидроаккумуляторе не зависит от степени его разрядки, подводится по нижней трубе к гидравлическим машинам, обеспечивая их работу с постоянной нагрузкой.

Глава 3. ГИДРОДИНАМИКА

3.1. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Общие сведения. Гидродинамикой называется раздел гидравлики, рассматривающий законы движения жидкостей и их практические приложения.

Кинематика жидкости обычно в гидравлике рассматривается совместно с динамикой и отличается от нее изучением видов и кинематических характеристик движения жидкости без учета сил, под действием которых происходит движение, тогда как динамика жидкости изучает законы движения жидкости в зависимости от приложенных к ней сил.

Жидкость в гидравлике рассматривается как непрерывная среда, сплошь заполняющая некоторое пространство без образования пустот. Причины, вызывающие ее движение, — внешние силы, такие, как сила тяжести, внешнее давление и т. д. Обычно при решении задач гидродинамики этими силами задаются. Неизвестные факторы, характеризующие движение жидкости, — это внутреннее гидродинамическое давление (по аналогии с гидростатическим давлением в гидростатике) и скорость течения жидкости в каждой точке некоторого пространства. Причем гидродинамическое давление в каждой точке — функция не только координат данной точки, как это было с гидростатическим давлением, но и функция времени t, т. е. может изменяться и со временем.

Трудность изучения законов движения жидкости обусловливается самой природой жидкости и особенно сложностью учета касательных напряжений, возникающих вследствие наличия сил трения между частицами. Поэтому изучение гидродинамики, по предложению Л. Эйлера, удобнее начинать с рассмотрения невязкой (идеальной) жидкости, т. е. без учета сил трения, внося затем уточнения в полученные уравнения для учета сил трения реальных жидкостей.

Существует два метода изучения движения жидкости: метод Ж. Лагранжа и метод Л. Эйлера.

Метод Лагранжа заключается в рассмотрении движения каждой частицы жидкости, т. е. траектории их движения. Из-за значительной трудоемкости этот метод не получил широкого распространения.

Метод Эйлера заключается в рассмотрении всей картины движения жидкости в различных точках пространства в данный момент времени. Этот метод позволяет определить скорость движения жидкости в любой точке пространства в любой момент времени, т. е. характеризуется построением поля скоростей и поэтому широко применяется при изучении движения жидкости. Недостаток метода Эйлера в том, что при рассмотрении поля скоростей не изучается траектория отдельных частиц жидкости.

Рассмотрим виды движения жидкости.

Установившееся движение — это такое движение, при котором в любой точке потока жидкости скорость и давление с течением времени не изменяются, т. е. $u=f_1(x, y, z)$ и $p=f_2(x, y, z)$.

Примерами установившегося движения могут быть: истечение топлива из крана бензобака при неизменном уровне топлива в бензобаке, а также движение воды в канале с постоянными геометрическими параметрами: площадью поперечного сечения и глубиной.

Неустановившееся движение — это такое движение, при котором в любой точке потока жидкости скорость и давление с течением времени изменяются, т. е. $u=\varphi_1(x, y, z, t)$ и $p=\varphi_2(x, y, z, t)$.

Примерами неустановившегося движения могут быть: истечение топлива из крана бензобака при его опорожнении, а также движение воды в реке при прохождении паводка.

В дальнейшем будем рассматривать в основном установившееся движение жидкости. Установившееся движение жидкости подразделяется, в свою очередь, на равномерное и неравномер-

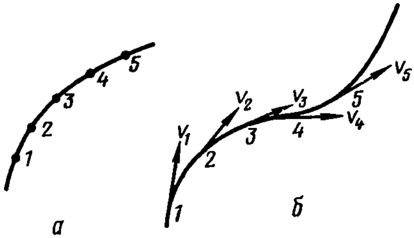

Рис. 1.20. Движение частиц жидкости:

а — траектория частицы жидкости; *б* — линия тока.

ное. При равномерном движении живое сечение потока и средняя скорость остаются постоянными вдоль течения, а при неравномерном движении эти параметры не постоянны.

Потоки жидкости по своему характеру подразделяются на напорные, безнапорные и гидравлические струи. При напорном движении поток не имеет свободной поверхности, т. е. соприкасается с твердыми стенками со всех сторон. Примером напорного движения будет движение воды в трубопроводе под определенным напором.

При безнапорном движении поток имеет свободную поверхность, т. е. он соприкасается с твердыми стенками лишь по части периметра. Примером безнапорного движения будет движение воды в каналах и реках. В гидравлических струях поток окружен со всех сторон свободной поверхностью. Примером гидравлической струи будет струя пожарного брандспойта.

Для изучения законов движения жидкости введем понятие траектории движения частицы жидкости, линии тока и элементарной струйки.

Траектория движения частицы жидкости — это путь движения отдельной частицы жидкости в пространстве (рис. 1.20, *а*). При установившемся движении траектория движения частиц жидкости неизменна по времени. При неустановившемся движении траектория движения частиц непрерывно меняется по времени, т. к. происходит изменение скорости течения по величине и по направлению. Поэтому вводится понятие линии тока.

Линия тока — это линия, проведенная через ряд точек в движущейся жидкости таким образом, что в каждой из этих точек векторы скорости в данный момент времени касательны к ней (рис. 1.20, *б*). Необходимо различать понятия траектории движения и линии тока. Траектория движения изображает путь, который проходит частица жидкости за некоторый промежуток времени. Линия тока дает некоторую мгновенную характеристику потока, связывает различные частицы жидкости, лежащие на линии тока в данный момент, и показывает направление вектора скорости частиц в этот момент. При установившемся движении жидкости траектория движения частиц жидкости совпадает с линией тока.

Если в движущейся жидкости взять бесконечно малый замкнутый контур и через все его точки провести линии тока, то образуется трубчатая непроницаемая поверхность, которую называют *трубкой тока.* Часть жидкости, заключенную внутри трубки тока, называют *элементарной струйкой жидкости.* Совокупность движущихся с разными скоростями элементарных струек называют *потоком жидкости.*

3.2. ГИДРАВЛИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ ПОТОКА. РАСХОД И СРЕДНЯЯ СКОРОСТЬ

К гидравлическим характеристикам движения жидкости, кроме понятий траектории, линии тока, элементарной струйки, трубки тока, потока, относятся также понятия живого сечения, смоченного периметра, гидравлического радиуса, расхода жидкости и средней скорости.

Живое сечение ω — это поперечное сечение потока, перпендикулярное ко всем линиям тока. Например, в круглой трубке диаметром d, в которой все поперечное сечение занято жидкостью, живое сечение — это площадь круга $\omega=\pi d^2/4$.

Смоченный периметр χ — та часть периметра живого сечения, которая соприкасается с твердыми стенками. Например, для круглой трубы, работающей полным сечением, смоченный периметр равен длине окружности, т. е. $\chi=\pi d$.

Гидравлический радиус R — отношение площади живого сечения к смоченному периметру: $R=\omega/\chi$. Например, для круглой трубы, работающей полным сечением, гидравлический радиус равен четверти ее диаметра, т. е.

$$R=\frac{\omega}{\chi}=\frac{\pi d^2}{4\pi d}=\frac{d}{4}. \tag{1.60}$$

Расход жидкости — это ее объем, протекающий в единицу времени через живое сечение потока.

Расход для элементарной струйки

$$dQ=ud\omega.$$

Расход для потока жидкости

$$Q=\int_{\omega} ud\omega, \tag{1.61}$$

где u — истинная скорость движения частиц жидкости; $d\omega$ — площадь живого сечения элементарной струйки; ω — площадь живого сечения потока.

Средняя скорость — отношение расхода к площади живого сечения: $v=Q/\omega$,
откуда

$$Q=v\omega. \tag{1.62}$$

3.3. УРАВНЕНИЕ НЕРАЗРЫВНОСТИ УСТАНОВИВШЕГОСЯ ДВИЖЕНИЯ ЖИДКОСТИ

Уравнение неразрывности для элементарной струйки и потока жидкости может быть получено путем следующих рассуждений. Если поток несжимаемой жидкости сплошной, то с течением времени изменения (увеличения или уменьшения) ее массы в данном объеме не произойдет. Проследим за массой жидкости, протекающей через грани элементарного параллелепипеда, выделенного внутри движущейся жидкости (рис. 1.21). Начнем рассуждения с направления, совпадающего с направлением оси $O—X$.

Предположим обратное, т. е. что при протекании через грани параллелепипеда количество массы жидкости изменится. Тогда через левую грань параллелепипеда жидкость втекает со скоростью u_x, а через правую грань вытекает уже со скоростью

$u_x + \frac{\partial u_x}{\partial x} dx$ и т. д.

Величина изменения количества массы за единицу времени в параллелепипеде в направлении, совпадающем с направлением оси $O—X$, составит

$$dM_x = \rho u_x dydz - \rho \left(u_x + \frac{\partial u_x}{\partial x} dx \right) dydz = -\rho \frac{\partial u_x}{\partial x} dxdydz.$$

По аналогии с этим изменение количества массы за единицу времени по другим направлениям составит

$$dM_y = -\rho \frac{\partial u_y}{\partial y} dxdydz;$$

$$dM_z = -\rho \frac{\partial u_z}{\partial z} dxdydz. \qquad (1.63)$$

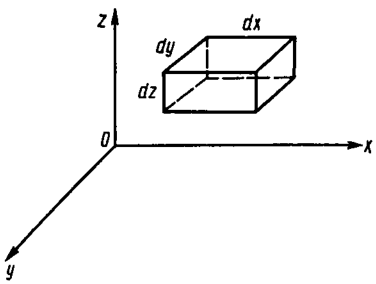

Рис. 1.21. К выводу уравнения неразрывности потока жидкости.

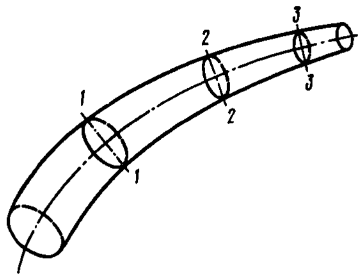

Рис. 1.22. Схема, демонстрирующая неразрывность потока жидкости.

Но по условию неразрывности

$$dM = dM_x + dM_y + dM_z = 0 \text{ или}$$

$$dM = -\rho dx dy dz \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) = 0.$$

Величины ρ, dx, dy, dz не равны нулю. Следовательно,

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0. \quad (1.64)$$

Уравнение (1.64) называется *уравнением неразрывности в дифференциальной форме* (уравнении Л. Эйлера) для произвольного движения несжимаемой жидкости.

Для потенциального движения несжимаемой жидкости существует функция $\varphi(x, y, z)$, называемая *потенциалом скорости*, частные производные которой по координатным осям равны соответствующим проекциям скорости:

$$u_x = \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad u_y = \frac{\partial \varphi}{\partial y}, \quad u_z = \frac{\partial \varphi}{\partial z}.$$

С учетом этого уравнение неразрывности (1.64) может быть записано в виде

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0. \quad (1.65)$$

Уравнение (1.65) называется *уравнением Лапласа.*

Если взять в потоке жидкости живые сечения *1—1, 2—2* и *3—3* (рис. 1.22), то для каждого из них будет справедливым уравнение (1.62):

$$Q_1 = \omega_1 v_1; \quad Q_2 = \omega_2 v_2; \quad Q_3 = \omega_3 v_3.$$

Так как для всех живых сечений данного потока величина Q постоянна, то $Q_1 = Q_2 = Q_3$ и

$$\omega_1 v_1 = \omega_2 v_2 = \omega_3 v_3, \quad (1.66)$$

что справедливо при неразрывности потока несжимаемой жидкости.

3.4. УРАВНЕНИЕ Д. БЕРНУЛЛИ ДЛЯ ЭЛЕМЕНТАРНОЙ СТРУЙКИ НЕВЯЗКОЙ И ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

Выделим внутри жидкости бесконечно малую частицу в виде параллелепипеда (рис. 1.23). Рассмотрим уравнение движения частицы жидкости вдоль оси *О—X*. По аналогии с рисунком 1.4 на эту частицу будут действовать силы давления слева $pdydz$, силы давления справа $-\left(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx\right) dydz$

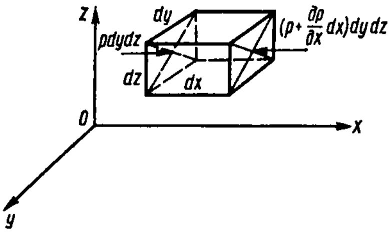

Рис. 1.23. К выводу уравнения Д. Бернулли.

и массовая сила $\rho dxdydzX$. Если к действующим на частицу движущейся жидкости силам добавить силы инерции с обратным знаком, то на основании постулата Даламбера можно рассматривать эту частицу как находящуюся в покое.

Составляющие сил инерции по координатным осям будут равны:

$$\rho dxdydz \frac{du_x}{dt}; \quad \rho dxdydz \frac{du_y}{dt}; \quad \rho dxdydz \frac{du_z}{dt},$$

а эти же составляющие, отнесенные к единице массы, т. е. деленные на $\rho dxdydz$, определяются следующими значениями по осям: $-1 \frac{du_x}{dt}$; $-1 \frac{du_y}{dt}$; $-1 \frac{du_z}{dt}$.

Добавляя к уравнениям равновесия покоящейся жидкости (1.23) силы инерции, получаем дифференциальные уравнения движения невязкой жидкости (уравнения Эйлера):

$$X - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{du_x}{dt};$$

$$Y - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} = \frac{du_y}{dt}; \qquad (1.67)$$

$$Z - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{du_z}{dt}.$$

Умножим слагаемые уравнений (1.67) соответственно на dx, dy, dz и сложим их:

$$(Xdx + Ydy + Zdz) - \frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial p}{\partial x}dx + \frac{\partial p}{\partial y}dy + \frac{\partial p}{\partial z}dz\right) =$$

$$= \frac{du_x}{dt}dx + \frac{du_y}{dt}dy + \frac{du_z}{dt}dz. \qquad (1.68)$$

Упростим полученное выражение (1.68) следующим образом:

1. Выражение $(Xdx+Ydy+Zdz)$ — это полный дифференциал некоторой функции П, т. е.

$$d\Pi = Xdx + Ydy + Zdz.$$

2. Считая движение установившимся, $p=f(x, y, z)$ можно записать:

$$dp=\frac{\partial p}{\partial x}dx+\frac{\partial p}{\partial y}dy+\frac{\partial p}{\partial z}dz. \tag{1.69}$$

3. Так как $u_x=\frac{dx}{dt}$, то

$$\frac{du_x}{dt}dx=\frac{du_x}{dt}u_x dt=u_x du_x=d\left(\frac{u_x^2}{2}\right).$$

По аналогии с этим

$$\frac{du_y}{dt}dy=d\left(\frac{u_y^2}{2}\right) \quad \text{и} \quad \frac{du_z}{dt}dz=d\left(\frac{u_z^2}{2}\right).$$

Подставив полученные выражения в уравнение (1.68), получим

$$d\Pi-\frac{1}{\rho}dp=\frac{1}{2}d(u^2) \quad \text{или}$$

$$\frac{1}{\rho}dp+\frac{1}{2}d(u^2)-d\Pi=0.$$

После интегрирования получим:

$$\frac{p}{\rho}+\frac{u^2}{2}-\Pi=\text{const}. \tag{1.70}$$

Если движение жидкости происходит только под действием внешней силы тяжести, то $d\Pi=Zdz=-gdz$. Откуда $\Pi=-gz$.

Подставив это выражение в уравнение (1.70), получим

$$\frac{p}{\rho}+\frac{u^2}{2}+gz=\text{const}$$

или после деления на g окончательно получим

$$z+\frac{p}{\gamma}+\frac{u^2}{2g}=\text{const}=H_г, \tag{1.71}$$

где $H_г$ — гидродинамический напор, м.

Уравнение (1.71) можно записать для двух сечений элементарной струйки *1—1, 2—2* в виде равенства гидродинамических напоров в этих сечениях:

$$H_{г_1}=H_г \quad \text{или}$$

$$z_1+\frac{p_1}{\gamma}+\frac{u_1^2}{2g}=z_2+\frac{p_2}{\gamma}+\frac{u_2^2}{2g}. \tag{1.72}$$

Уравнение (1.71) называется *интегралом Бернулли*, а уравнение (1.72) называется *уравнением Бернулли для элементарной струйки невязкой жидкости*, выведены впервые в 1738 г.

Для реальной (вязкой) жидкости напор в любом вышележащем сечении всегда будет больше напора в нижележащем по течению сечении, т. к. часть энергии затрачивается на преодоление сил сопротивления, т. е. можно записать уравнение Бернулли для элементарной струйки вязкой жидкости в следующем виде:

$$z_1+\frac{p_1}{\gamma}+\frac{u_1^2}{2g}=z_2+\frac{p_2}{\gamma}+\frac{u_2^2}{2g}+h_W, \qquad (1.73)$$

где $h_W=H_{г_1}-H_{г_2}$ — удельные потери напора на преодоление всех сопротивлений (преодоление сил вязкости и сил трения между жидкостью и стенкой).

3.5. УРАВНЕНИЕ Д. БЕРНУЛЛИ ДЛЯ ПОТОКА ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

При переходе от элементарной струйки к потоку вязкой жидкости, имеющему конечные размеры, необходимо учесть неравномерность распределения скоростей в живых сечениях и иметь представление о случаях возможного и невозможного применения уравнения Бернулли.

Решение этих вопросов сводится к установлению поправочных коэффициентов α и выделению потоков с плавно изменяющимся движением, т. е. таким движением, при котором угол расхождения между соседними элементарными струйками настолько мал, что составляющими скорости в поперечном сечении можно пренебречь. В этих условиях справедлив основной закон гидростатики, т. е. величина $z+p/\gamma$ одинакова во всех точках сечения.

При движении вязкой жидкости вдоль твердой стенки ее скорость достигает максимального значения в центральной части потока и уменьшается до нуля возле стенки. Неравномерное распределение скоростей означает неодинаковое скольжение одних элементарных струек по другим, движение вязкой жидкости сопровождается вращением частиц, вихреобразованием и перемешиванием. Поэтому приходится вводить среднюю по сечению скорость v. Для приведения результатов расчетов по средней скорости в соответствие с действительными скоростями вводится коэффициент Кориолиса α, характеризующий неравномерное распределение скоростей в живом сечении потока, представляющий собой отношение кинетической энергии, подсчитанной по истинным скоростям сечения, к той же энергии, вычисленной по средней скорости в этом же сечении потока:

$$\alpha = \frac{\int\limits_{\omega} u^2 dM}{M v^2}, \qquad (1.74)$$

где M — масса жидкости; u и v — соответственно истинная и средняя скорости.

Обычно в трубопроводах и каналах $\alpha = 1{,}05 \ldots 1{,}1$. Иногда приближенно принимают $\alpha \approx 1$.

Поэтому для потока вязкой жидкости с учетом неравномерности распределения скоростей по живому сечению уравнение Бернулли запишется следующим образом:

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\alpha v_2^2}{2g} + h_{w_{1-2}}. \qquad (1.75)$$

Уравнение Бернулли устанавливает связь между высотными положениями частиц жидкости, давлением и скоростями в разных сечениях потока жидкости. Причем каждая из входящих в уравнение (1.75) величин может изменяться, но сумма их остается постоянной.

3.6. ФИЗИЧЕСКИЙ СМЫСЛ И ГРАФИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ УРАВНЕНИЯ Д. БЕРНУЛЛИ

Для понимания физического смысла уравнения Бернулли все его слагаемые могут быть представлены графически (рис. 1.24). Для этого необходимо в выбранных сечениях

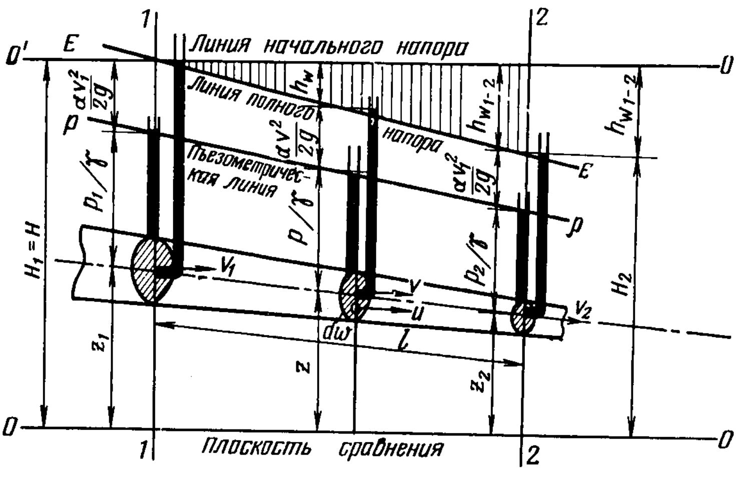

Рис. 1.24. Графическая интерпретация уравнения Д. Бернулли.

установить пьезометры и скоростные трубки. Индексами *1* и *2* обозначены величины, относящиеся соответственно к живому сечению потока *1—1*, взятому выше по течению, и к живому сечению *2—2*, взятому ниже по течению. Все слагаемые, входящие в уравнение Бернулли, имеют линейную размерность и характеризуют собой высоту: z — геометрический напор или геометрическая высота положения центра тяжести живого сечения потока над произвольно взятой горизонтальной плоскостью сравнения *0—0*; p/γ — высота давления, пьезометрический напор или пьезометрическая высота, т. е .высота такого столба жидкости, который соответствует гидродинамическому давлению в центре тяжести живого сечения потока; $\frac{\alpha v^2}{2g}$ — скоростной напор или скоростная высота; α — коэффициент неравномерности распределения скорости по сечению, при расчете трубопроводов $\alpha = 1$ и $h_{w_{1-2}}$ — потерянный напор.

Следовательно, сумма первых трех слагаемых уравнения Бернулли, обозначаемая через H_1 и H_2, имеет также размерность длины и называется *полным гидродинамическим напором* соответственно в сечениях *1—1* и *2—2*.

Член $h_{w_{1-2}}$ выражает суммарную потерю напора между рассматриваемыми сечениями. Тогда уравнение Бернулли (1.75) можно записать в следующем виде:

$$H_1 = H_2 + h_{w_{1-2}} = H, \tag{1.76}$$

т. е. для любого потока величина H остается постоянной.

Если соединить уровни жидкости в пьезометрах, то получим пьезометрическую линию *р—р*. Падение пьезометрической линии на единицу длины потока называют *пьезометрическим уклоном* I_p, который выражают следующей зависимостью:

$$I_p = \frac{\left(z_1 + \frac{p_1}{\gamma}\right) - \left(z_2 + \frac{p_2}{\gamma}\right)}{l}, \tag{1.77}$$

где l — длина потока между сечениями *1—1* и *2—2*.

Пьезометрический уклон может быть как положительным, так и отрицательным. Сумму $\left(z + \frac{p}{\gamma}\right)$ называют *пьезометрическим (потенциальным) напором.*

Если соединить уровни жидкости в скоростных трубках, то получим линию полного напора *Е—Е*. Падение линии полного напора на единицу длины называют *гидравлическим уклоном*

I и выражают зависимостью

$$I = \frac{\left(z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha v_1^2}{2g}\right) - \left(z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\alpha v_2^2}{2g}\right)}{l}, \qquad (1.78)$$

или сокращенно

$$I = \frac{H_1 - H_2}{l} = \frac{h_{w_{1-2}}}{l}. \qquad (1.78')$$

Линия полного напора $E—E$ всегда понижается, т. е. при движении реальной жидкости часть напора затрачивается на преодоление сил трения.

При равномерном движении жидкости линия полного напора $E—E$ будет параллельна пьезометрической линии $p—p$ и гидравлический уклон будет равен пьезометрическому $I_p = I$.

Для идеальной жидкости линия полного напора $E—E$ будет параллельна плоскости сравнения и совпадать с линией начального напора, т. е. $h_w = 0$.

С энергетической точки зрения уравнение Бернулли представляет тот или иной вид удельной энергии, т. е. энергию, приходящуюся на единицу веса жидкости. Из уравнения (1.75) видно, что полная удельная энергия потока состоит из удельной энергии положения z, удельной энергии давления p/γ и удельной кинетической энергии $\frac{\alpha v^2}{2g}$, которая уменьшается по длине потока в направлении движения из-за преодоления сил трения.

Таким образом, уравнение Бернулли представляет собой сумму потенциальной $\left(z + \frac{p}{\gamma}\right)$ и кинетической $\left(\frac{\alpha v^2}{2g}\right)$ удельных энергий и выражает частный случай общего закона сохранения энергии в природе, доказанного великим русским ученым М. В. Ломоносовым.

Глава 4. ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЕ ПОДОБИЕ И РЕЖИМЫ ДВИЖЕНИЯ ЖИДКОСТИ

4.1. ПОДОБИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИДРАВЛИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ

При изучении движения реальной жидкости встречаются трудности, обусловленные характером движения и влиянием различных факторов, происходящих при этом процессе. Поэтому наряду с аналитическими расчетами гидравлических явле-