ПРЕДИСЛОВИЕ

В книге приведены формулы для гидравлического и теплового расчета параметров перекачки высоковязких нефтей.

В первой главе книги выведены уравнения сохранения массы, движения и переноса механической энергии, которые служат основой для технологического расчета потерь напора в стационарном потоке в трубе.

Вторая глава книги посвящена описанию теплообмена и распределению температуры в потоке в трубе.

В этой главе выведена формула для вычисления коэффициента теплоотдачи от потока к внутренней поверхности трубы, связывающая этот коэффициент с гидравлическим уклоном. Эта формула используется в дальнейшем для получения аналогичных зависимостей в газожидкостном и эмульсионном потоке, для которых имеются экспериментальные зависимости для гидравлического уклона и практически отсутствуют экспериментальные данные о теплообмене. Такой подход к вычислению коэффициента теплоотдачи через гидравлический уклон позволяет адекватно описывать теплообмен в многофазном потоке.

Третья и четвертая главы посвящены вычислениям, связанным с технологией «горячей» перекачки высоковязких и застывающих нефтей. Дана постановка задачи для численной реализации технологических и тепловых расчетов. При некоторых упрощающих предположениях приводится полное решение в квадратурах для ламинарного и турбулентного режимов течения.

С помощью этого решения построена поверхность потерь напора в зависимости от расхода и температуры подогрева, позволяющая объяснить особенности гидравлической характеристики трубы при «горячей» перекачке, в частности появление точки перегиба и нисходящего участка, на котором рабочие точки неустойчивые.

Пятая и шестая главы посвящены технологии перекачки с применением электрообогрева участков трубопровода.

Седьмая глава посвящена технологии перекачки высоковязкой жидкости с разбавителем. Приводятся необходимые формулы для гидравлического расчета.

В восьмой главе дается обобщение ранее изложенных теорий для технологического расчета комбинированной перекачки с подогревом и разбавлением.

Девятая, десятая, одиннадцатая и двенадцатая главы посвящены гидравлическому и тепловому расчету газожидкостного потока в трубе.

В основу математической модели газожидкостного потока положены одномерные уравнения стационарного движения и сохранения массы.

Уравнения замыкаются экспериментальными соотношениями между истинным объемным и расходным газосодержанием и зависимостями гидравлического уклона от физических свойств перекачиваемых сред, структуры и параметров потока (скорости, истинного объемного и расходного газосодержания и др.).

При разработке методики расчета параметров газожидкостного потока использовались экспериментальные и теоретические исследования ученых российской школы.

Особенность этих исследований состоит в том, что экспериментальные работы выполнялись в трубопроводах различного диаметра, причем не только для воды, пара и воздуха, но также для нефти и природного газа.

Основное достижение этих исследований и их отличие от аналогичных разработок за рубежом состоит в том, что удалось предложить обоснованные безразмерные критерии, позволяющие однозначно идентифицировать пробковую, разделенную устойчивую и неустойчивую и кольцевую структуры газожидкостного потока.

Тем самым удалось преодолеть основную трудность при описании газожидкостного потока в рельефном трубопроводе, где эти структуры меняются при изменении угла наклона участка трубопровода и других параметров потока.

Тринадцатая и четырнадцатая главы посвящены описанию движения и теплообмена водонефтяной и газожидкостной эмульсии в трубе.

Теоретические разделы книги изложены достаточно подробно и содержат необходимые сведения, уравнения и формулы для технологических расчетов падения напора на трение и температуры в однофазном и многофазном потоках в рельефном трубопроводе.

При написании книги я широко использовал материалы из магистерской и кандидатской диссертаций моих учеников О. В. Селик и А. А. Родина.

Я благодарен доц. Б. И. Медведеву, который участвовал в написании раздела в двенадцатой главе и проф. М. В. Лурье, с которым обсуждал построение гидравлической характеристики трубы при «горячей» перекачке нефти.

Я также благодарен моим молодым коллегам инженеру А. А. Сластихину, ассистенту А. С. Алихашкину, выполнившим ряд вычислений, а также студентам пятого курса групп ТП, чьи курсовые работы были использованы при составлении примеров в главах, посвященных специальным методам перекачки.

ГЛАВА 1

УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ГИДРАВЛИЧЕСКОГО РАСЧЕТА СТАЦИОНАРНОГО ПОТОКА ЖИДКОСТИ В ТРУБОПРОВОДЕ

Если в объеме между выбранными сечениями параметры потока в трубопроводе, например плотность, температура, давление и скорость, не меняются во времени, то такой поток называется стационарным.

В стационарном потоке параметры потока могут изменяться только от сечения к сечению трубопровода.

§ 1. УРАВНЕНИЕ СОХРАНЕНИЯ МАССЫ

Для вывода уравнения сохранения массы выберем в линейной части трубопровода два сечения на расстоянии dx друг от друга (рис.1.1).

Будем вычислять изменение массы в объеме между выбранными сечениями при стационарном движении жидкости через выбранные сечения. Изменение массы в вы-

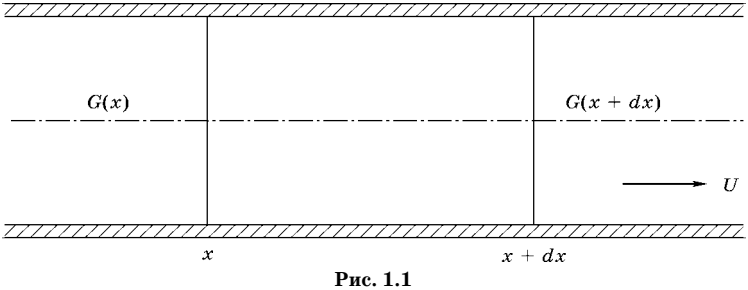


Рис. 1.1

Изменение массы в выделенном объеме трубы между выбранными сечениями происходит в результате разности в поступлении массы через сечение x и оттока массы через сечение $x + dx$

деленном объеме трубы происходит в результате разности в поступлении массы через сечение x и оттока массы через сечение $x + dx$.

Массовые расходы жидкости через сечения x и $x + dx$ обозначим соответственно $G(x)$ и $G(x + dx)$. Если через боковую поверхность трубы между сечениями жидкость не вытекает и не поступает в объем, то из условия стационарности потока эти массовые расходы должны быть равны друг другу.

Имеем

$$G(x) = G(x + dx). \tag{1.1}$$

Отсюда

$$dG = G(x + dx) - G(x) = 0, \ \frac{dG}{dx} = 0. \tag{1.2}$$

Выполнение уравнений (1.2) означает, что **массовый расход в стационарном потоке не меняется от сечения к сечению.**

По определению массовый расход равен произведению плотности на объемный расход

$$G = \rho Q. \tag{1.3}$$

Величина плотности зависит от давления и температуры потока, которые меняются вдоль трубопровода, поэтому плотность тоже меняется от сечения к сечению, но если плотность на рассматриваемом участке трубопровода изменяется мало и ее можно принять постоянной, то из (1.2) следует

$$\frac{dQ}{dx} = 0. \tag{1.4}$$

При сделанных предположениях относительно плотности **объемный расход остается постоянным в стационарном потоке в трубопроводе.**

По определению объемный расход равен произведению площади сечения трубопровода на скорость потока

$$Q = SU, \tag{1.5}$$

где U — скорость потока.

Если площадь сечения трубопровода не меняется и плотность постоянная, то **скорость стационарного потока одинаковая на всем участке трубопровода**

$$\frac{dU}{dx} = 0. \tag{1.6}$$

Произведение плотности на скорость потока называется **скоростным массовым расходом.**

При постоянной площади сечения участка трубопровода из закона сохранения массового расхода (1.2) следует, что **скоростной массовый расход в стационарном потоке не меняется вдоль трубы.**

$$\frac{d\rho U}{dx} = 0. \tag{1.7}$$

Укажем формулы размерности и единицы измерения рассматриваемых величин в международной системе **СИ.** В этой системе масса обозначается буквой M и измеряется в килограммах массы (кг), длина обозначается буквой L и измеряется в метрах (м), время обозначается буквой T и измеряется в секундах (с). Для обозначения температуры используется буква θ и единица измерения кельвин (К).

Имеем

$$[G] = MT^{-1}(\text{кг/с}),\ [Q] = L^3T^{-1}\ (\text{м}^3/\text{с}),\ [U] = LT^{-1}\ (\text{м/с}).$$

В нестационарном потоке, в выбранном объеме между сечениями трубопровода, параметры будут меняться со временем, в частности из-за изменения плотности будет меняться масса жидкости.

Изменение массы жидкости в рассматриваемом объеме в единицу времени будет равно

$$\frac{\partial \rho S dx}{\partial t}. \tag{1.8}$$

Поэтому уравнение сохранения массы будет иметь вид

$$\frac{\partial \rho S dx}{\partial t} + G(x + dx) - G(x) = 0 \tag{1.9}$$

или

$$\frac{\partial \rho S}{\partial t} + \frac{\partial G}{\partial x} = 0. \tag{1.10}$$

§ 2. УРАВНЕНИЕ ДВИЖЕНИЯ ЖИДКОСТИ В СТАЦИОНАРНОМ ПОТОКЕ В ТРУБОПРОВОДЕ

Вновь выберем два сечения трубопровода, как показано на рис. 1.1, и вычислим изменение количества движения жидкости в этом объеме.

Вычислим изменение количества движения при прохождении жидкой частицы между выбранными сечениями трубы.

Величина количества движения жидкости по определению равняется произведению массы на величину скорости. В соответствии с этим количество движения жидкости, проходящей в единицу времени через сечение трубопровода, равно произведению массового расхода на скорость потока и единицу времени.

Отсюда количество движения через сечения x и $x + dx$ соответственно равны

$$D(x) = G(x)U(x),$$
$$D(x + dx) = G(x + dx)U(x + dx). \qquad (1.11)$$

Изменение величины количества движения в объеме между сечениями в стационарном потоке равно разности этих величин, которую с учетом уравнения сохранения массы запишем в виде

$$D(x+dx) - D(x) =$$
$$= G[U(x+dx) - U(x)] = GdU = G\frac{dU}{dx}dx. \qquad (1.12)$$

По закону Ньютона это изменение количества движения произошло в результате действия сил давления в выбранных сечениях, сил трения на внутренней поверхности трубопровода между сечениями и сил тяжести.

При одномерном описании потока в трубе предполагается, что движение жидкости происходит вдоль оси трубопровода под действием продольных составляющих сил, поэтому вычислим проекции действующих сил на ось трубопровода.

Указанные силы и их проекции на ось трубы изображены на рис. 1.2 и 1.3.

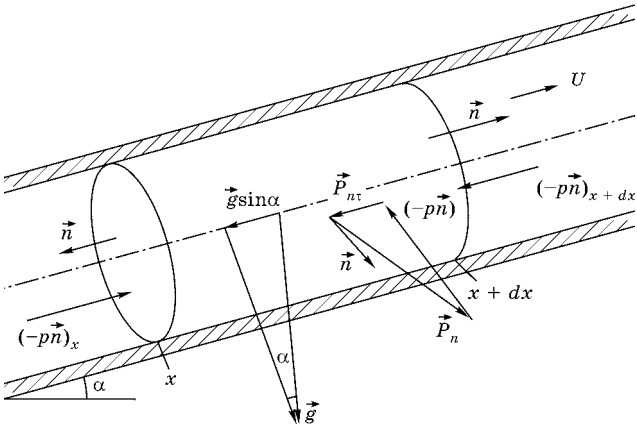


Рис. 1.2
Напряжения сил давления и тяжести, действующие на жидкую частицу в объеме между сечениями. Здесь $\vec{n}$ — вектор внешней нормали

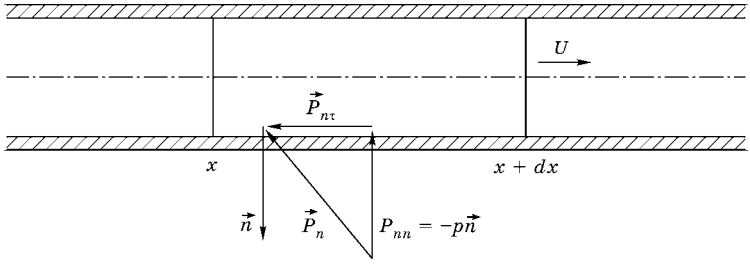


Рис. 1.3
Напряжения сил вязкого трения, действующие на жидкую частицу в объеме между сечениями

Величины сил давления, действующих в сечениях x и $x + dx$ вдоль оси трубы, соответственно равны (рис. 1.12):

$$Sp(x),\ -Sp(x + dx). \qquad (1.13)$$

Знак «минус» указывает на то, что силы давления в сечении $x + dx$ направлены против движения потока.

Сумма сил давления, действующих по оси трубопровода постоянного диаметра, равна

$$-Sp(x+dx) + Sp(x) = -Sdp = -S\frac{dp}{dx}dx. \qquad (1.14)$$

Вычислим проекцию сил тяжести на ось трубопровода для жидкости в объеме между выбранными сечениями (рис. 1.12).

$$-\rho S dx g \sin\alpha = -\rho S dx g \frac{dz}{dx},\ \frac{dz}{dx} = \sin\alpha. \qquad (1.15)$$

Здесь $z(x)$ — высота оси трубопровода над горизонтом.

Силы трения на внутренней поверхности трубопровода между выбранными сечениями направлены против движения потока и равны (рис. 1.3):

$$-\tau_W 2\pi R dx,\ \tau_W = |\vec{P}_{n\tau}|. \qquad (1.16)$$

Здесь τ_W — величина напряжения сил трения на внутренней поверхности трубопровода, а $\vec{P}_{n\tau}$ — продольная составляющая напряжения поверхностных сил, действующих на жидкую частицу со стороны твердой поверхности трубы.

По закону Ньютона, приравнивая изменение величины количества движения вдоль оси трубопровода найденным величинам проекций сил на ось трубы, получаем уравнение стационарного движения жидкости в трубопроводе

$$G\frac{dU}{dx} = -S\frac{dp}{dx} - 2\pi R\tau_W - \rho S g\frac{dz}{dx}. \qquad (1.17)$$

При выводе этого уравнения предполагалось, что отсутствуют местные сопротивления, обусловленные изменением площади сечения трубопровода между выбранными сечениями. Если в каком-то месте трубы площадь сечения меняется, то возникают силы реакции, действующие на движущуюся частицу.

В уравнении движения следует учесть продольную составляющую этих сил, указав место, где эта сила действует.

В нестационарном потоке следует учесть изменение количества движения в объеме между выбранными сечениями в единицу времени

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho S U dx. \qquad (1.18)$$

Тогда одномерное уравнение нестационарного движения в трубе будет иметь вид

$$\frac{\partial G}{\partial t}+\frac{\partial GU}{\partial x}=-S\frac{dp}{dx}-2\pi R\tau_W-\rho Sg\frac{dz}{dx}. \qquad (1.19)$$

Или с учетом уравнения сохранения массы (1.2)

$$\rho S\frac{\partial U}{\partial t}+G\frac{\partial U}{\partial x}=-S\frac{dp}{dx}-2\pi R\tau_W-\rho Sg\frac{dz}{dx}. \qquad (1.20)$$

Преобразуем уравнение (1.17) к виду

$$U\frac{dU}{dx}=-\frac{1}{\rho}\frac{d}{dx}p-\frac{2}{R}\frac{\tau_W}{\rho}-g\frac{dz}{dx} \qquad (1.21)$$

или

$$U\frac{dU}{dx}=-\frac{1}{\rho}\frac{d}{dx}p-\frac{2}{R}u_*^2-g\frac{dz}{dx},\ u_*^2=\frac{\tau_W}{\rho}. \qquad (1.22)$$

Величина u_* имеет размерность скорости и называется динамической скоростью потока

$$[\tau_W]=MLT^{-2}L^{-2}(\text{кг}\cdot\text{м}\cdot\text{с}^{-2}\cdot\text{м}^{-2}=\text{н}\cdot\text{м}^{-2}=\text{Па}),$$
$$[u_*^2]=\frac{ML^{-1}T^{-2}}{ML^{-3}}=L^2T^{-2},\ [u_*]=LT^{-1}(\text{м}\cdot\text{с}^{-1}).$$

Динамическая скорость **по определению** связана со средней скоростью потока следующей формулой:

$$u_*=\sqrt{\frac{\lambda}{8}}\cdot U. \qquad (1.23)$$

Здесь λ — **коэффициент гидравлического сопротивления трубопровода, одна из важнейших характеристик потока в трубопроводе.**

С учетом зависимости (1.23) второе слагаемое в левой части уравнения движения (1.22) представим в виде

$$\frac{2}{R}u_*^2=\frac{4}{d}\frac{\lambda}{8}U^2=\frac{\lambda}{d}\frac{U^2}{2}. \qquad (1.24)$$

С учетом (1.24) уравнение движения (1.22) запишем в виде

$$U\frac{dU}{dx}=-\frac{1}{\rho}\frac{d}{dx}p-\frac{\lambda}{d}\frac{U^2}{2}-g\frac{dz}{dx}. \qquad (1.25)$$

§ 3. УРАВНЕНИЕ ДАРСИ — ВЕЙСБАХА

Из закона сохранения массы следует, что в трубе постоянного сечения скорость жидкости постоянной плотности не меняется от сечения к сечению, поэтому инерционное слагаемое в левой части уравнения движения равно нулю.

Имеем

$$-\frac{1}{\rho}\frac{d}{dx}p = gi + g\frac{dz}{dx},\ i = \frac{\lambda}{d}\frac{U^2}{2g}. \tag{1.26}$$

Это уравнение Дарси — Вейсбаха.

Перепишем это уравнение в виде

$$-\frac{d}{dx}p = \rho g\left(i + \frac{dz}{dx}\right). \tag{1.27}$$

Решение этого уравнения для заданного давления в начале участка трубопровода и известной геодезической отметки перекачивающей станции имеет вид

$$p(x) = p_0 - \rho g i x + \rho g(z_0 - z(x)). \tag{1.28}$$

На прямолинейном участке трубопровода, ось которого наклонена под углом α, распределение давления будет иметь вид

$$p(x) = p_0 - \rho g(i + \sin\alpha)x,\ \frac{dz}{dx} = \sin\alpha. \tag{1.29}$$

В тех местах, где сечение трубопровода частично перекрыто, в уравнении движения следует учесть действие на поток сил реакции. В этом случае в правую часть уравнения Дарси — Вейсбаха следует ввести проекцию сил реакции на ось трубы, указав положение местного сопротивления.

В одно из слагаемых уравнения движения входит параметр коэффициента гидравлического сопротивления λ, величина которого зависит от числа Рейнольдса и относительной шероховатости внутренней поверхности трубопровода

$$\lambda = \lambda(\mathrm{Re}, \varepsilon),\ \mathrm{Re} = \frac{Ud}{\nu},\ \varepsilon = \frac{\Delta}{d}, \tag{1.30}$$

где ν — коэффициент кинематической вязкости, $[\nu] = L^2T^{-1}$ ($м^2 \cdot с^{-1}$), Δ — абсолютная шероховатость внутренней

поверхности трубопровода, $[\Delta] = L$(м), ε — относительная шероховатость.

Число Рейнольдса, которое используется при вычислении коэффициента гидравлического сопротивления, характеризует отношение **силы инерции** (изменение количества движения в единицу времени) к **силе вязкого трения**.

Последнее видно, если записать это число в виде

$$\mathrm{Re} = \frac{\rho U^2}{\mu U/d} = \frac{\rho U S U}{S\mu U/d} = \frac{GU}{S\mu U/d}. \qquad (1.31)$$

В числителе этой формулы стоит величина, пропорциональная силе инерции, а в знаменателе — величина, пропорциональная силе вязкого трения.

§ 4. УРАВНЕНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ МЕХАНИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ В СТАЦИОНАРНОМ ПОТОКЕ В ТРУБОПРОВОДЕ

Механическая энергия жидкой частицы складывается из кинетической энергии и потенциальной. При движении частицы в потоке в трубе ее кинетическая энергия будет изменяться из-за работы поверхностных сил давления и сил вязкого трения между слоями жидкости, а потенциальная — в результате изменения положения частицы в поле сил тяжести.

Вновь рассмотрим два близко расположенных сечения трубопровода x и $x + dx$. Кинетическая энергия потока, поступающего через сечение x в объем между выбранными сечениями в единицу времени, равна

$$K(x) = G(x)\frac{U^2(x)}{2}. \qquad (1.32)$$

Через сечение $x + dx$ уходит из объема кинетическая энергия, равная

$$K(x+dx) = G(x+dx)\frac{U^2(x+dx)}{2}. \qquad (1.33)$$

Разность этих величин запишем в виде

$$K(x+dx) - K(x) = \frac{d}{dx}G\frac{U^2}{2}dx = G\frac{d}{dx}\frac{U^2}{2}dx. \qquad (1.34)$$

По теореме живых сил изменение кинетической энергии происходит из-за работы внешних и внутренних сил.

Величина работы равна скалярному произведению вектора силы на вектор перемещения, т. е. произведению величин силы, перемещения и косинуса угла между ними.

При перемещении частицы вдоль оси работу совершает составляющая вектора силы тяжести вдоль оси. Другая составляющая, ортогональная перемещению, не совершает работу.

Ранее мы вычислили проекцию сил тяжести на ось трубы (1.15). Величина перемещения в единицу времени равна скорости потока и направлена в другую сторону по отношению к направлению составляющей вектора силы тяжести на ось трубы.

Отсюда величина работы сил тяжести в единицу времени равна

$$-\rho g S U \frac{dz}{dx} dx = -gG \frac{dz}{dx} dx. \qquad (1.35)$$

Кроме сил тяжести, работу совершают силы давления со стороны жидких частиц, двигающихся сзади и спереди выбранной нами частицы, проходящей через сечения. С учетом величин скоростей, с которыми частица втекает и вытекает в сечения, работа этих сил за единицу времени будет равна

$$-Sp(x+dx)U(x+dx) + Sp(x)U(x) = -G \frac{d}{dx} \frac{p}{\rho} dx. \qquad (1.36)$$

На боковую поверхность жидкой частицы действуют поверхностные силы со стороны внутренней поверхности трубы, но эти силы не совершают работу, так как предполагается, что жидкость прилипает к поверхности трубы и перемещение равно нулю.

Мы вычислили работу внешних сил, но изменение кинетической энергии происходит также в результате работы внутренних сил вязкого трения.

Из-за вязкого трения между слоями жидкости, которые двигаются с разными скоростями, зависящими от

расстояния слоя от поверхности трубы, часть кинетической энергии переходит в тепло. Вычислим величину этой работы в единицу времени в объеме трубы между выбранными сечениями.

Пусть за время dt слои жидкости, находящиеся на расстоянии r и $r + dr$ от оси трубы, сдвинулись относительно друг друга на расстояние dx, тогда мощность работы внутренних сил вязкого трения будет равна

$$\int_0^R (2\pi r dx \tau) \cdot \frac{d}{dt}\frac{dx}{dr} dr = 2\pi \int_0^R r\tau \frac{du}{dr} dr dx. \qquad (1.37)$$

Первый множитель в подынтегральном выражении в этой формуле характеризует силы трения на поверхности трущихся слоев жидкости, а второй множитель равен скорости, с которой слои сдвигаются один относительно другого.

В стационарном потоке жидкости с постоянной плотностью напряжение трения в сечении трубы изменяется по линейному закону.

$$\tau = \tau_W \frac{r}{R}. \qquad (1.38)$$

Поэтому перепишем формулу в виде

$$2\pi \int_0^R r\tau \frac{du}{dr} dr dx = \frac{2\pi\tau_w}{R} \int_0^R r^2 \frac{du}{dr} dr dx. \qquad (1.39)$$

Интегрируя по частям, получаем

$$\frac{2\pi\tau_w}{R} \int_0^R r^2 \frac{du}{dr} dr dx = \frac{2\pi\tau_w}{R} \left[(ur^2)_0^R - 2\int_0^R r u dr \right] dx =$$

$$= \frac{2\tau_w}{R} \left(-2\pi \int_0^R r u dr \right) dx = -\frac{2\tau_w}{R} Q dx = -\frac{2}{R}\frac{\tau_w}{\rho} G dx = -\frac{2}{R} u_*^2 G dx =$$

$$= -\frac{2}{R}\frac{\lambda}{8} U^2 G dx = -\frac{\lambda}{d}\frac{U^2}{2g} g G dx = -g G i dx. \qquad (1.40)$$

Итак, работа сил вязкого трения в объеме между выбранными сечениями в единицу времени равна

$$-gGidx. \qquad (1.41)$$

Конец ознакомительного фрагмента.
Приобрести книгу можно
в интернет-магазине
«Электронный универс»
e-Univers.ru