

12. A d a t a b a s e for the static dielectric constant of water and steam / D. P. Fernandez [et al.] // J. Phys. Chem. Ref. Data. – 1995. – Vol. 24, № 1. – P. 33–69.
13. U e m a t s u, M. The static dielectric constant of water in range of temperature from 0 to 550 °C and pressure up to 5 kbar / M. Uematsu, W. Harder, E. U. Franck // International Association for the properties of water and steam. – Kyoto, Japan, 1976. – P. 32.
14. Л у к а ш о в, Ю. М. Исследование диэлектрической проницаемости H₂O при температурах от 573 до 873 К и давлениях до 180 МПа / Ю. М. Лукашов, В. Н. Щербаков // Теплоэнергетика. – 1980. – № 3. – С. 70–71.
15. A F o r m u l a t i o n for the Static Permittivity of Water and Steam at Temperatures from 238 K to 873 K at Pressures up to 1200 MPa, Including Derivatives and Debye-Huckel Coefficients / D. P. Fernández [et al.] // J. Phys. Chem. Ref. Data. – 1997. – Vol. 26. – P. 1125–1166.
16. K i r k w o o d, J. G. The dielectric polarization of polar liquids / J. G. Kirkwood // J. Chem. Phys. – 1939. – Vol. 7, № 10. – P. 911–919.
17. H a r r i s, F. E. Pressure Dependence of the Constant of Water and the Volume Contraction of Water and n-Butanol upon Addition of Electrolyte / F. E. Harris, E. W. Haycock, B. J. Alder // J. Phys. Chem. – 1953. – Vol. 57, № 9. – P. 978–980.
18. М у л ё в, Ю. В. Методика расчета диэлектрической проницаемости воды до 923 К и 1 ГПа / Ю. В. Мулёв, С. Н. Смирнов // Теплофизика высоких температур. – 1992. – № 1. – С. 58–68.

Представлена научным семинаром
лаборатории № 15
ГНУ «ОИЭЯИ – Сосны» НАН Беларуси

Поступила 19.11.2010

УДК 532.526

ПРОЦЕССЫ ТУРБУЛЕНТНЫХ ТЕЧЕНИЙ ЖИДКОСТЕЙ В ТРУБОПРОВОДАХ И КАНАЛАХ

Докт. техн. наук, проф. ЕСЬМАН Р. И.,
канд. техн. наук, доц. ШУБ Л. И., инж. ВАСИЛЬКОВСКИЙ Г. Б.

*Белорусский национальный технический университет,
ОАО «Темпобур» (г. Москва)*

Турбулентное течение в трубах реализуется при сверхкритических числах Рейнольдса. При переходе от ламинарного течения к турбулентному существенно изменяется структура потока. Это обусловлено тем, что на основное движение, происходящее вдоль оси трубы, накладывается поперечное движение частиц жидкости. Интенсивное перемешивание жидкости в поперечном направлении приводит к выравниванию профиля скорости по поперечному сечению трубы.

На рис. 1 приводится сопоставление профилей безразмерной скорости для ламинарного и турбулентного течений в круглой трубе при одинаковом расходе. Профиль скорости по поперечному сечению сглаживается и в центральной части трубы меняется сравнительно мало. Зато вблизи стенок трубы имеет место резкое падение скорости до нуля на стенке. В области потока, примыкающей непосредственно к стенке, течение становится ламинарным. На твердой поверхности, как в турбулентном пограничном слое на плоской пластинке, возникает ламинарный подслой с толщиной δ_l .

Таким образом, турбулентный поток в трубе условно можно разбить на две части: турбулентное ядро в центральной части потока и тонкий пристеночный ламинарный подслой. Однако, несмотря на малые размеры, именно ламинарный подслой оказывает решающее воздействие на величину гидравлического сопротивления, которое резко возрастает при переходе от ламинарного течения к турбулентному.

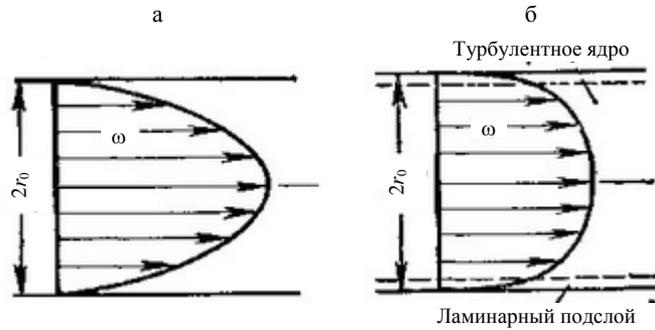


Рис. 1. Профили скорости при ламинарном (а) и турбулентном (б) режимах течения жидкости в круглой трубе

Запишем уравнение движения в напряжениях для плоского потока в канале

$$\frac{\partial \tau}{\partial y} = \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (1)$$

где $\tau = \tau_l + \tau_t$, координата y отсчитывается от средней линии канала.

В центральной части потока $\tau_l \ll \tau_t$ и $\tau \approx \tau_t$. При приближении к стенке величина τ_t уменьшается в связи с подавлением пульсаций, и на расстоянии порядка δ_l величины τ_l и τ_t сравниваются между собой. На стенке $\tau_w = \tau_l$, так как $\tau_t = 0$.

Как и в ламинарном течении, а также из (1) следует, что при течении несжимаемой жидкости в трубе, давление p есть линейная функция продольной координаты x , а касательное напряжение – линейная функция поперечной координаты y . Из формулы Дарси [1] следует:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\lambda}{2d_r} \rho \bar{u}^2,$$

где $d_r = 4b$, b – полуширина канала; \bar{u} – средняя скорость по сечению.

Учитывая линейное изменение τ по $\tau = \tau_w \left(1 - \frac{y}{b}\right)$ из (1) получим, что напряжение на стенке τ_w можно выразить через коэффициент гидравлических потерь λ по формуле

$$\tau_w = \frac{\lambda}{8} \rho \bar{u}^2.$$

Точно такое же соотношение имеет место и для круглой трубы. Величина $\sqrt{\tau_w / \rho}$ имеет размерность скорости, обозначается v_* и называется

динамической скоростью. Динамическая скорость v_* и средняя по сечению скорость связаны зависимостью

$$v_* = \sqrt{\frac{\lambda \bar{u}}{8}}. \quad (2)$$

Как и в пограничном слое, пластинки в трубах вне ламинарного подслоя профиля скорости могут быть аппроксимированы степенной или логарифмической зависимостью. В круглых трубах при достаточно больших числах Рейнольдса профиль скорости наилучшим образом аппроксимируется логарифмической зависимостью

$$\frac{u}{v_*} = 2,5 \ln \frac{yv_*}{\nu} + 5,5, \quad (3)$$

где y – расстояние, отсчитываемое от стенки.

Максимальная скорость на оси трубы радиуса R согласно (3)

$$u_{\max} = v_* \left(2,5 \ln \frac{Rv_*}{\nu} + 5,5 \right). \quad (4)$$

Вычитая выражение (3) из (4), получим

$$\frac{u - u_{\max}}{v_*} = 2,5 \ln \frac{R}{y}.$$

Полученное выражение позволяет вычислить среднюю по поперечному сечению скорость \bar{u} в виде соотношения

$$\bar{u} = u_{\max} - 3,75v_*,$$

которое с учетом выражения (2) можно переписать следующим образом:

$$\bar{u} = v_* \left(2,5 \ln \frac{Rv_*}{\nu} + 1,75 \right). \quad (5)$$

Величину $\frac{Rv_*}{\nu}$, входящую в последнее равенство, с учетом (2) можно связать с коэффициентом гидравлического трения

$$\frac{Rv_*}{\nu} = \frac{1}{2} \frac{ud}{\nu} \sqrt{\frac{\lambda}{8}}.$$

Исключая в (5) с помощью последнего соотношения Rv_*/ν , \bar{u}/v_* и применив (2), получим

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2,35 \lg \left(\frac{\bar{u}d}{\nu} \sqrt{\lambda} \right) - 0,91.$$

Эксперименты дают некоторое уточнение числовых коэффициентов. Экспериментальная зависимость имеет вид

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2,0 \lg(\text{Re}\sqrt{\lambda}) - 0,8, \quad \text{Re} = \frac{\bar{u}d}{\nu}. \quad (6)$$

Закон, выражаемый (6), представляет собой универсальный закон сопротивления Прандтля для гладких труб. Универсальный закон достаточно хорошо аппроксимирует зависимость $\lambda(\text{Re})$ во всем диапазоне турбулентных чисел Рейнольдса. Неудобство (6) состоит в том, что оно дает неявную связь λ и Re . Решение (6) при заданном значении Re может быть получено численным методом.

На практике, по крайней мере при больших числах Рейнольдса, трубы не являются гидравлически гладкими. Шероховатость стенок трубы приводит к тому, что сопротивление получается более высоким, чем это следует из (6). Шероховатость стенок трубы характеризуется среднестатистической высотой микронеровностей (абсолютной шероховатостью) Δ или относительной шероховатостью $\varepsilon = \Delta/d$. Влияние шероховатости на гидравлическое сопротивление определяется отношением величин и толщины ламинарного подслоя $\delta_{\text{л}}$. При течении в шероховатых трубах следует различать три режима сопротивления [1, 2]:

1. Режим без проявления шероховатости, или режим гидравлически гладкой трубы. Он характерен для течений, при которых толщина ламинарного подслоя превышает высоту микронеровностей $\delta_{\text{л}} > \Delta$. Ламинарный поток обтекает выступы микронеровностей плавно, без потерь. Сопротивление трения в этом случае не зависит от шероховатости и является функцией только числа Рейнольдса $\lambda = \lambda(\text{Re})$.

2. Переходный режим, или режим доквадратичного сопротивления. Высота микронеровностей несколько превышает толщину ламинарного пограничного слоя. По сравнению с гладкими трубами возникает дополнительное сопротивление вследствие потерь на вихреобразование при обтекании элементов шероховатости турбулентным пограничным слоем. В этом случае коэффициент гидравлического сопротивления является функцией как числа Рейнольдса, так и шероховатости $\lambda = \lambda(\text{Re}, \Delta/d)$.

3. Режим с полным проявлением шероховатости, или режим квадратичного сопротивления. Высота микронеровностей существенно превышает толщину ламинарного подслоя $\Delta \gg \delta_{\text{л}}$. Все элементы шероховатости выступают из ламинарного подслоя и взаимодействует с потоком турбулентного ядра. Потери на трение в основном определяются сопротивлением формы отдельных элементов шероховатости. Гидравлическое сопротивление перестает зависеть от числа Рейнольдса и зависит только от шероховатости $\lambda = \lambda(\Delta/d)$, и, следовательно, потери давления на трение строго пропорциональны квадрату скорости $\Delta p \approx \bar{u}^2$.

Экспериментально найдено, что толщина ламинарного подслоя зависит от касательного напряжения на стенке и может быть вычислена по формуле

$$\delta_{\text{л}} \cong 5 \frac{\nu}{v_*} = 5d \frac{\bar{u}}{v_*} \frac{\nu}{\bar{u}d} = 5d \sqrt{\frac{8}{\lambda}} \frac{1}{\text{Re}}, \quad (7)$$

где λ – функция числа Рейнольдса в соответствии с закономерностью (6).

Отсюда видно, что с увеличением числа Рейнольдса толщина ламинарного слоя уменьшается. Поэтому все трубы при достаточно больших числах Рейнольдса становятся гидравлически шероховатыми вне зависимости от частоты их обработки. Формула (7) позволяет определить следующие границы режимов сопротивления:

- гидравлически гладкой трубы $\Delta/d < 5 / (\text{Re} \sqrt{\lambda/8})$;
- доквадратичного сопротивления $5 \leq \frac{\Delta}{d} \text{Re} \sqrt{\frac{\lambda}{8}} \leq 70$;
- квадратичного сопротивления $\Delta/d > 70 / (\text{Re} \sqrt{\lambda/8})$.

Экспериментальное исследование движения жидкости по шероховатым трубам проведено И. Никурадзе [1, 2]. Результаты опытов представлены на рис. 2.

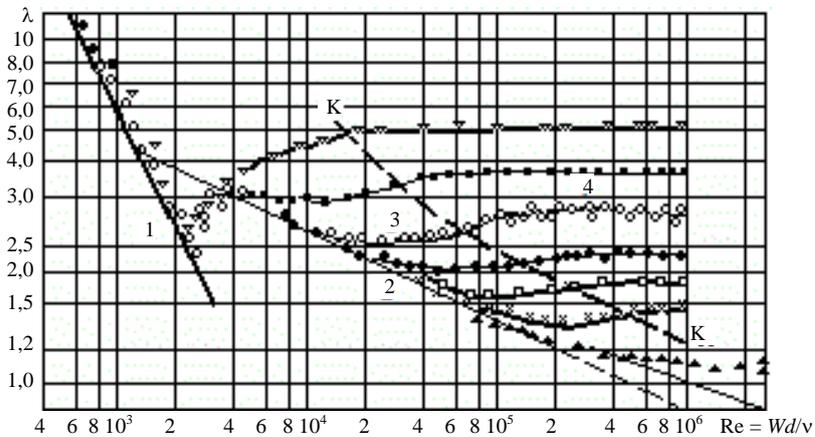


Рис. 2. Зависимость коэффициента гидравлического трения от числа Рейнольдса и относительной шероховатости (график Никурадзе [1, 2])

Зона ламинарного течения изображается прямой 1. Прямая 2 соответствует турбулентному течению в гладкой трубе, отражает зависимость λ от Re для гидравлически гладких труб в соответствии с законом сопротивления (6). Однако для практических целей на этом режиме сопротивления более удобной является формула Блазиуса

$$\lambda = \frac{0,3164}{\text{Re}^{0,25}}, \quad (8)$$

которая получена экспериментальным путем и при $\text{Re} < 10^5$ достаточно точно аппроксимирует закон универсального сопротивления (6) (пунктирная линия К-К).

Зона 3, заключенная между прямой 2 и штриховой линией, соответствует закону доквадратичного сопротивления. В этой зоне каждая кривая соответствует определенному значению относительной шероховатости ε . Для определения коэффициента гидравлического трения λ на этом режиме может быть рекомендована формула Альтшуля [2]

$$\lambda = 0,1 \left(1,46 \frac{\Delta}{d} + \frac{100}{\text{Re}} \right)^{0,25}. \quad (9)$$

Зона 4, образуемая горизонтальными участками кривых, относится к режиму квадратичного сопротивления. Закон сопротивления при полном проявлении шероховатости имеет вид (формула Никурадзе) [1, 2]

$$\lambda = \frac{1}{21g \frac{d}{2\Delta} + 1,74}. \quad (10)$$

Формулы (8)–(10) используются при практических расчетах потерь на трение при движении жидкости в трубах.

ВЫВОДЫ

Проведен анализ структурного течения жидкостей в турбулентных потоках в трубопроводах и каналах. Рассмотрено влияние шероховатостей и числа Рейнольдса на гидравлические сопротивления. Приведены расчетные формулы для определения коэффициентов гидравлического сопротивления потерь на трение при турбулентном течении.

Результаты проведенного анализа могут быть использованы при практических расчетах потерь на трение при транспортировке энергоносителей различного назначения в трубопроводах, турбулентных потоков в условиях комбинированного сжигания многофазного топлива в камерах сгорания, в горелочных устройствах различных типов [3].

Предлагаемая методика расчета может представлять также определенный интерес при исследованиях движения жидкостей в процессах бурения нефтяных скважин, представляющих собой цилиндрические тела кольцевого сечения, образованные колонной бурильных труб и стенками ствола [4].

ЛИТЕРАТУРА

1. К у т а т е л а д з е, С. С. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое / С. С. Кутателадзе, А. И. Леонтьев. – М.: Энергия, 1972. – 344 с.
2. Е м ц е в, Б. Т. Техническая гидромеханика / Б. Т. Емцев. – М.: Машиностроение, 1987. – 440 с.
3. Е с ь м а н, Р. И. Научные основы организации процессов горения комбинированного многофазного органического топлива в турбулентных потоках камер сгорания сложной геометрии / Р. И. Есьман, Ю. П. Ярмольчик // Сб. науч. докл. VI междунар. сов. по проблемам энергоаккумулирования и экологии в машиностроении, энергетике и на транспорте / Москва, Российская академия наук, ИМАШ РАН, 2009. – М., 2009. – С. 226–236.
4. Е с ь м а н, Б. И. Термогидравлика при бурении скважин. – М.: Недра, 1982. – 247 с.

Представлена кафедрой ПТЭ и Т

Поступила 14.03.2011