

2. Гидромеханика невесомости. М.: Наука, 1976.
 3. Канторович Л. В., Акимов Г. П. Функциональный анализ. М.: Наука, 1977.
 4. Самарский А. А. Введение в теорию разностных схем. М.: Наука, 1971.

Харьков

Поступила в редакцию
24.I.1980

УДК 532.517.3

СОПРОТИВЛЕНИЕ ТРЕНИЯ ПРИ УСКОРЕННОМ ТЕЧЕНИИ В ТРУБЕ

БАЙБИКОВ Б. С., ОРЕШКИН О. Ф., ПРУДОВСКИЙ А. М.

Рассматривается ускоренное (разгонное) течение несжимаемой жидкости под действием скачкообразно изменяющегося градиента давления в прямой цилиндрической трубе:

$$(1) \quad \begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial x} &= 0, \quad u=0 \quad (t=0) \\ \frac{\partial p}{\partial x} &= \text{const} < 0, \quad u > 0 \quad (t > 0). \end{aligned}$$

Здесь p — давление в трубе; x — координата вдоль оси трубы, совпадающая с направлением потока; t — время; u — среднерасходная скорость.

Расчет течения в одномерной постановке не может быть выполнен с достаточной степенью точности из-за отсутствия надежных значений коэффициента гидравлического трения λ . Известные экспериментальные данные о величине λ при ускоренном течении [1–3] значительно различаются между собой. Представлены результаты экспериментального исследования коэффициента гидравлического трения. Получено существенное отличие мгновенных значений λ в процессе разгона от значений коэффициента гидравлического трения λ_v , вычисленных по мгновенному значению числа Рейнольдса по зависимостям для стационарного течения. В начальные моменты времени $\lambda > \lambda_v$, а в последующие $\lambda < \lambda_v$. На основании выполненного исследования предложены зависимости для расчета коэффициента гидравлического трения при разгонном течении.

Из анализа решения И. С. Громеки [4] для случая ламинарного разгонного течения получено, что относительная величина коэффициента гидравлического трения λ/λ_v однозначно связана с отношением мгновенного значения числа Рейнольдса (Re) к значению числа Рейнольдса в конце процесса разгона (Re_∞). Параметрическая форма этой связи имеет вид

$$(2) \quad \frac{\lambda}{\lambda_v} = 4 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1 - \exp(-\mu_n^2 4vt/d^2)}{\mu_n^2} \frac{Re_\infty}{Re}$$

$$\frac{Re}{Re_\infty} = 32 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1 - \exp(-\mu_n^2 4vt/d^2)}{\mu_n^4}$$

где μ_n — корни функции Бесселя нулевого порядка; d — внутренний диаметр трубы; v — кинематическая вязкость жидкости; $Re = ud/v$ — мгновенное значение числа Рейнольдса; $Re_\infty = u_\infty d/v$ — значение числа Рейнольдса в конце процесса разгона.

Для отыскания зависимости

$$\lambda = \lambda(Re_\infty, Re, \Delta/d)$$

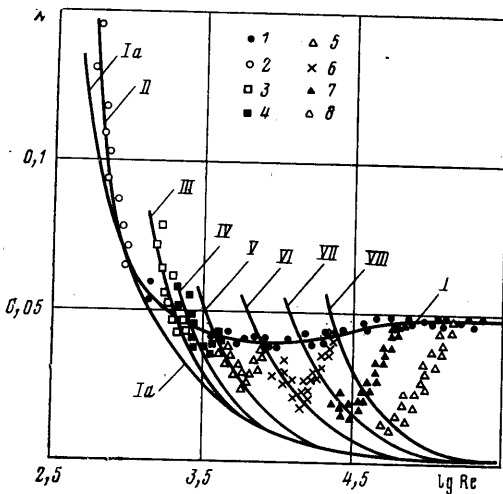
(здесь Δ — высота выступа шероховатости внутренней поверхности трубы) при переходе потока в процессе разгона в турбулентный режим выполнены систематические эксперименты. Экспериментальные значения λ определялись из уравнения движения

$$(3) \quad \rho \frac{\partial u}{\partial t} = - \frac{\partial p}{\partial x} - \lambda \frac{1}{d} \frac{\rho u^2}{2}$$

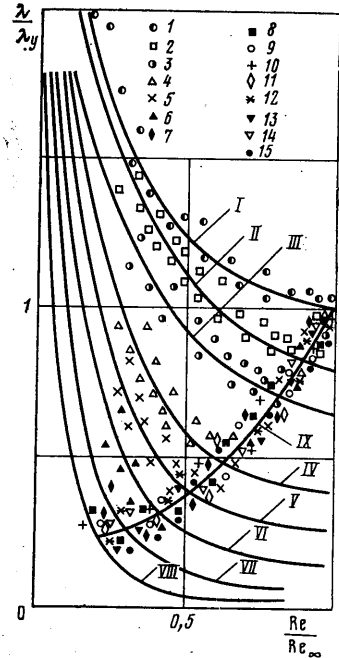
В экспериментах при вариациях Re_∞ и Δ/d , фиксировалось изменение скорости в процессе разгона. Градиент давления определялся по показаниям датчиков давления, установленных в четырех точках по длине трубы. Ускорение определялось дифференцированием по времени данных о скорости. Изменение величины Re_∞ в диапазоне от $1 \cdot 10^3$ до $4 \cdot 10^5$ обеспечивалось заданием различных значений перепадов давления на рабочем участке (изменением u_∞), а также применением жидкости с

различной кинематической вязкостью: воды ($\nu=1 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$) и водного раствора глицерина ($\nu=3 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$).

Для определения влияния шероховатости в качестве рабочих участков выбрано три варианта труб: 1) из стали 0Х18Н10Т ($d=29,9 \text{ мм}$ $\Delta/d=0,00005$), 2) из стали 3 ($d=27 \text{ мм}$ $\Delta/d=0,0004$) 3) стальной трубопровод ($d=26,8 \text{ мм}$ $\Delta/d=0,018$) с искусственной шероховатостью (на внутреннюю поверхность трубы наклеен калиброванный песок). Шероховатость труб определялась гидравлическим способом по результатам измерения коэффициента гидравлического трения при стационарном течении. Длина труб во всех случаях составляла 18 м при длине рабочего участка 15,9 м. Расстояние



Фиг. 1



Фиг. 2

от входа в трубу до первого по направлению течения датчика давления равнялось 1,9 м.

На фиг. 1 приведены результаты исследования, полученные на рабочем участке 3. Экспериментальные точки 1, обобщенные кривой I, получены при стационарном течении. Кривая Ia соответствует зависимости $\lambda_y=64/\text{Re}$. При разгонном ламинарном течении экспериментальные данные 2 ($\text{Re}_\infty=1 \cdot 10^3$) совпадают с результатами расчета по (2) (кривая II). Если течение устанавливается в турбулентной области, то в начальный период разгона экспериментальные точки 3–8 ложатся на кривые III–VIII, полученные расчетом по (2) для ламинарного движения при тех же градиентах давления, что и в соответствующих экспериментах. При этом величина Re_∞ в зависимости (2) полагается равной $\text{Re}_\infty^* = |\partial p / \partial x| d^3 / 32 \rho \nu^2$. Начиная с некоторых значений $\text{Re} = \text{Re}_k$ величины λ отклоняются от зависимостей, характерных для ламинарного движения, что объясняется турбулизацией потока. С этого момента значения λ начинают увеличиваться, стремясь к значениям, характерным для стационарного движения, при этом, как следует из результатов экспериментов:

$$\text{Re}_k = 4\text{Re}^*, \quad \text{Re}^* = \sqrt{|\partial p / \partial x| d / \rho d / \nu}$$

При больших Re_∞ , например $\text{Re}_\infty = 1,5 \cdot 10^5$ (данные 8), в области $\text{Re} \ll \text{Re}_k$ величины инерционного члена и градиента давления близки, погрешность определения λ велика, поэтому экспериментальные данные о λ на фиг. 1 не нанесены. При таких значениях Re течение ламинарное и величина λ определяется из аналитического соотношения (2). Это подтверждается совпадением при $\text{Re} < \text{Re}_k$ экспериментальных данных об изменении скорости в процессе разгона с данными расчета для ламинарного течения.

Как и следовало ожидать, значения Re_k не зависят от шероховатости.

Переход в турбулентный режим в процессе разгона жидкости происходит при мгновенных значениях чисел Рейнольдса, больших, чем при стационарном движении. Это объясняет тот факт, что в случаях, когда разгонное движение заканчивается в турбулентной области, значения коэффициента λ в течение всего периода разгона (кроме его начала) меньше таковых, соответствующих стационарному течению.

Представление данных о коэффициенте гидравлического трения в координатах $(\lambda/\lambda_y, Re/Re_\infty)$ дает возможность удобного обобщения. На фиг. 2 экспериментальные данные 1-7 получены при Re_∞ , равном $1 \cdot 10^3$; $4 \cdot 10^3$; $6 \cdot 10^3$; $8 \cdot 10^3$; $2,5 \cdot 10^4$; $8 \cdot 10^4$; $1,3 \cdot 10^5$ и $\Delta/d=0,018$; 8-11 — при Re_∞ , равном $4 \cdot 10^4$; $8 \cdot 10^4$; $1,5 \cdot 10^5$; $4 \cdot 10^5$ и $\Delta/d=0,0004$; 12-15 — при Re_∞ , равном $4 \cdot 10^4$; $8 \cdot 10^4$; $1,5 \cdot 10^5$; $4 \cdot 10^5$ и $\Delta/d=0,00005$. Кривые III-VIII соответствуют данным расчета ламинарного течения при градиентах давления, имеющих место в экспериментах 1-7, 10. Фигура 2 свидетельствует о том, что при турбулентном течении значения коэффициента гидравлического трения в этих координатах ложатся на общую кривую IX, которая описывается эмпирическим соотношением

$$(4) \quad \frac{\lambda}{\lambda_y} = 1 - 1,6 \frac{1 - Re/Re_\infty}{1 + (1 - Re/Re_\infty)^2}$$

Таким образом, коэффициент гидравлического трения при разгонном из состоянии покоя движении жидкости в исследованном диапазоне определяющих величин описывается соотношением (2) при $Re < Re_k$ и соотношением (4) при $Re \geq Re_k$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Коппель Т. А., Лийв У. Р. Экспериментальное исследование возникновения движения жидкости в трубопроводах. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1977, № 6, с. 79-85.
2. Виленский В. Д., Коченов И. С., Кузнецов Ю. Н. К вопросу о гидравлических сопротивлениях при нестационарных режимах. — В кн.: Пневмо- и гидроавтоматика. М.: Наука, 1964, с. 240-247.
3. Марков С. Б. Экспериментальное исследование скоростной структуры и гидравлических сопротивлений в неустановившихся напорных турбулентных потоках. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1973, № 2, с. 65-74.
4. Громека И. С. К теории движения жидкости в узких цилиндрических трубках. — Уч. зап. Казанск. ун-та, 1882, № 1-2.

Москва

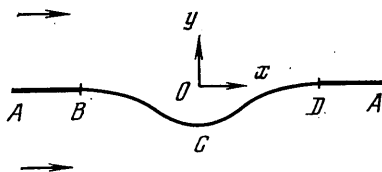
Поступила в редакцию
3.1.1980

УДК 532.525.6:5031+539.3

О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ УПРУГОЙ ОБОЛОЧКИ С ПЛОСКИМИ ПОТОКАМИ ИДЕАЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ

РАПОПОРТ Э. Ф.

В работах [1, 2] исследовались задачи о струйном обтекании упругой пластины и оболочки. Ниже в точной нелинейной постановке исследуется задача о двустороннем обтекании упругой оболочки. При достаточно большой жесткости и малой кривизне оболочки в недеформированном состоянии доказывается однозначная разре-



Фиг. 1

шимость задачи и предлагается метод ее решения. Приводятся некоторые результаты расчетов.

1. В плоскости $z=x+iy$ рассмотрим упругую оболочку BCD , концами подвижно заземленную в твердом экране $ABDA$, вдоль которого направлена ось x (фиг. 1). С обеих сторон оболочка обтекается установившимися потенциальными потоками несжимаемой жидкости. Скорости набегающих потоков $v_{k\infty}$ направлены по оси x ; ρ_k и $p_{k\infty}$ — значения плотности и давления набегающего потока ($k=1; 2$). Индекс 1 будем относить к нижнему течению, 2 — к верхнему.