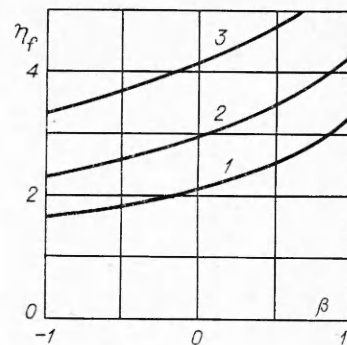


Ф и г. 2



Ф и г. 3

личных значений n и параметра вдува (отсоса) β ($1 - n = 2$; $2 - 1,25$; $3 - 0,5$). На фиг. 3 показана зависимость положения фронта сдвиговых возмущений от параметра вдува (отсоса) β для различных значений реологической константы n ($1 - n = 2$; $2 - 1,25$; $3 - 1,15$).

Авторы выражают благодарность К. Б. Павлову за обсуждение результатов работы.

Поступила 19 I 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Шульман З. П., Берковский Б. М. Пограничный слой неньютоновских жидкостей. Минск, Наука и техника, 1966.
2. Уилкинсон К. Неньютоновские жидкости. М., Мир, 1964.
3. Олейник О. А. О системе уравнений теории пограничного слоя. — ЖВММФ, 1963. № 3.
4. Суслов А. И. О системе уравнений пограничного слоя с поверхностью разрыва. — УМН, 1974, т. 29, вып. 3.

УДК 532.135

ВЯЗКОСТНЫЙ ВЗРЫВ ПРИ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОМ ДВИЖЕНИИ НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ

Н. Б. Алексапольский, В. И. Найденов

(Москва)

Гидродинамический тепловой взрыв при напорном движении несжимаемой жидкости по трубам теоретически предсказан в [1—3].

В данной работе предложена гидравлическая теория вязкостного взрыва, причиной которого является нелинейная зависимость вязкости от температуры.

Рассмотрим ламинарное движение несжимаемой жидкости в круглой трубе радиуса R и длины L . Давление на входе в трубу равно p_1 , на выходе p_2 . Температура жидкости в начальном сечении равна T_0 , на стенках трубы задан стационарный тепловой поток $\lambda \partial T / \partial r = q_c < 0$ (тепло отводится от жидкости). Физические величины λ , ρ , C_p в рассматриваемом интервале температур будем считать постоянными.

Пусть числа Пекле $Pe = uR\rho C_p/\lambda \gg 1$, так что осевой теплопроводностью в уравнении баланса тепла можно пренебречь. Конвективные члены этого уравнения линеаризуем следующим образом [4]:

$$\mathbf{v} \operatorname{grad} T \approx \frac{Q}{\pi R^2} \frac{\partial T}{\partial x}, \quad Q = -\pi \int_0^R \frac{du}{dr} r^2 dr.$$

Итак, рассмотрим уравнение

$$\frac{\lambda}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{\rho C_p Q}{\pi R^2} \frac{\partial T}{\partial x}.$$

Введем среднее по сечению значение температуры жидкости

$$\bar{T}(x) = \frac{2}{R^2} \int_0^R T(x, r) r dr.$$

Учитывая граничные условия, для $\bar{T}(x)$ получим решение

$$\bar{T} = T_0 + \frac{2\pi q_c R}{\rho C_p Q} x.$$

Далее, предположим, что касательное напряжение сдвига τ и градиент скорости du/dr связаны степенным реологическим соотношением [5]

$$\tau = K \left| \frac{du}{dr} \right|^{n-1} \frac{du}{dr},$$

где K — показатель консистенции; n — индекс неньютоновского поведения.

Учитывая экспериментальные данные [5], рассмотрим интервал температур, в котором $K = K(T)$, $n = \text{const}$.

Уравнение движения, записанное для осредненных величин, имеет вид [3]

$$(1) \quad \frac{d\bar{p}}{dx} = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \left| \frac{du}{dr} \right|^{n-1} \frac{du}{dr} \right) K(\bar{T}).$$

Отметим, что предположения, при которых получено уравнение (1), полностью идентичны предположениям работы [3], и на их обсуждении останавливаться не будем.

Из (1) можно получить

$$(2) \quad \Delta \bar{p} = \frac{2}{R^{3n+1}} \left(\frac{3n+1}{n} \frac{Q}{\pi} \right)^n \bar{K},$$

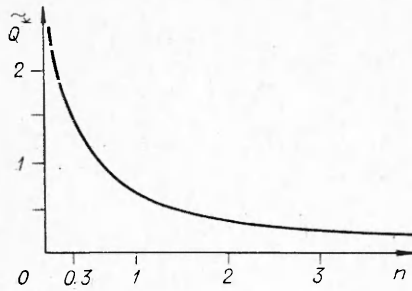
где $\Delta p = \frac{p_1 - p_2}{L}$; $\bar{K} = \frac{1}{L} \int_0^L K(x) dx$.

Из уравнения (2) следует, что перепад давления пропорционален Q^n и среднеобъемной консистенции среды.

Так как величина $K = \bar{K}(Q)$ с уменьшением расхода жидкости возрастает, то возможна такая ситуация, когда

$$(3) \quad \lim_{Q \rightarrow 0} Q^n K(Q) > 0.$$

Это обозначает, что кривая течения (2) при изменении $0 \leq Q < \infty$ имеет минимум Δp^* . В промежутке $\infty > \Delta p > \Delta p^*$ каждому значению перепада давления отвечают два значения расхода жидкости; при $\Delta p < \Delta p^*$



стационарные режимы течения отсутствуют, физически это означает, что тепла, проводимого к стенкам трубы за счет конвекции, не хватает для осуществления стационарного теплового баланса.

Если в потоке жидкости возникает разность между конвекцией тепла вдоль оси трубы и отводом тепла через стенку, то температура жидкости понизится, что в свою очередь приведет к увеличению вязкости и уменьшению подвода тепла за счет движения и еще большему уменьшению температуры и т. д. Вязкость среды начнет прогрессивно увеличиваться во времени, и этот процесс можно определить как вязкостный взрыв. Из условия (3) следует, что для возникновения описанного явления необходима сильная зависимость вязкости от температуры.

Для таких сред, как вода, ртуть и т. п., явление вязкостного взрыва, видимо, не может быть осуществлено.

Разберем конкретный пример. Пусть $K = K_0 \exp[-\beta(T - T_0)]$, K_0 , $\beta = \text{const}$, тогда из (2) получаем

$$\Delta p = 2 \left(\frac{3n+1}{n\pi} \right)^n \frac{Q^{n+1}}{R^{3n+1}} \frac{K_0 \rho C_p}{2\pi\beta |q_c| RL} \left(\exp \frac{2\pi\beta |q_c| RL}{\rho C_p Q} - 1 \right)$$

или в безразмерном виде

$$(4) \quad \tilde{p} = \tilde{Q}^{n+1} \left(\exp \frac{1}{\tilde{Q}} - 1 \right), \quad \tilde{Q} = \frac{\rho C_p Q}{2\pi\beta |q_c| RL}, \\ \Delta p = \tilde{p} 2 \left(\frac{3n+1}{n\pi} \right)^n K_0 \left(\frac{2\pi\beta |q_c| RL}{\rho C_p} \right)^n \frac{1}{R^{3n+1}}.$$

Кривая течения (4) имеет минимум при изменении $0 \leq \tilde{Q} < \infty$ и характеризуется критическими значениями параметров \tilde{p}^* , \tilde{Q}^* . Для ньютоновской жидкости ($n = 1$) эти значения соответственно равны $\tilde{p}^* = 1,5$, $\tilde{Q}^* = 0,65$. Зависимость $Q^* = Q^*(n)$ приведена на фигуре.

Для ньютоновских сред ($n = 1$) зависимости (4) имеют вид

$$\tilde{p} = \tilde{Q}^2 \left(\exp \frac{1}{\tilde{Q}} - 1 \right), \quad \tilde{Q} = \frac{\rho C_p Q}{2\pi\beta |q_c| RL}, \quad \Delta p = \tilde{p} \frac{16K_0\beta |q_c| L}{R^3 \rho C_p}.$$

Если, например, в трубу поступает глицерин с $T_0 = 50^\circ\text{C}$ при $q_c = -2 \cdot 10^4$ ккал/м²·ч и $L = 2$ м, то при $p_1 - p_2 < 3,8$ бар стационарные режимы невозможны.

На выходе из трубы при критических условиях вязкостного взрыва температура жидкости равна $T^* = T_0 - 1/\beta Q^* = 20^\circ\text{C}$ ($\beta \approx 0,05$).

Поступила 13 IX 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Каганов С. А. Об установившемся ламинарном течении несжимаемой жидкости в плоском канале и круглой цилиндрической трубе с учетом теплоты трения и зависимости вязкости от температуры. — ПМТФ, 1962, № 3.
2. Бостанджиян С. А., Мержанов А. Г., Худяев С. И. О гидродинамическом тепловом «взрыве». — ДАН СССР, 1963, т. 163, № 1.
3. Мержанов А. Г., Столин А. М. Гидродинамические аналоги явлений воспламенения и потухания. — ПМТФ, 1974, № 1.

4. Meric R. A. An analytical study of natural convection in a vertical open tube.— Int. J. Heat and Mass. Transfer, 1977, vol. 20, N 4.
5. Смольский Б. М., Шульман З. П., Гориславец В. М. Реодинамика и теплообмен нелинейно вязкопластичных материалов. Минск, Наука и техника, 1970.

УДК 532.529.5

НЕКОТОРЫЕ СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ПУЛЬСАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ГАЗОЖИДКОСТНОГО ПОТОКА

П. М. Кроковный

(Новосибирск)

Вопросу экспериментального определения спектральных характеристик двухфазных течений посвящены работы [1—5], в которых показана возможность идентификации режима течения газожидкостного потока по характеру распределения спектральной плотности пульсаций от частоты.

Цель данной работы — исследование спектров спектральных и пульсационных величин газожидкостного потока в широком диапазоне изменения параметров. Данных о распределении относительной интенсивности пульсаций трения на стенке горизонтального газожидкостного потока в настоящее время в литературе не имеется.

Эксперименты были выполнены на установке [6]. Рабочий канал имел длину 6 м и внутренний диаметр 19 мм. Температура газа и жидкости на входе в канал поддерживалась равной 25°C, газ предварительно увлажнялся. Все измерения проводились в сечении, отстоящем на расстоянии 200 калибров от места ввода жидкости, где поток можно было считать стабилизированным по длине [6]. Подача жидкости в канал выполнялась через кольцевую щель при измерении энергетических спектров трения и через Т-образный смеситель при определении величины относительной интенсивности пульсаций трения ϵ_τ . Для исследования спектральных и пульсационных характеристик использовался электродиффузионный метод [1, 4, 6], который позволяет получить надежные данные по величине средних (приведены в [6]) и пульсационных величин касательного напряжения на стенке. В качестве рабочей жидкости использовался раствор 0,5N едкого натра и 0,01 N ферри- и ферроцианида калия в дистиллированной воде. Чувствительным элементом датчика трения служили торцы платиновых пластинок размером 0,02 × 0,2 мм, заделанных заподлицо со стенкой трубы.

Энергетические спектры $S_\tau(\omega)$, корреляционную функцию $R(\Delta\tau)$ определяли на ЭВМ Урал 14Д, а относительную интенсивность пульсаций трения на стенке $\epsilon_\tau = \sqrt{\overline{\tau'^2}}/\tau_w$ — аппаратно.

Измерительная схема приведена на фиг. 1. Сигнал с электродиффузионного датчика трения I усиливался и преобразовывался электродиффузионным преобразователем (ЭДП) 2, частотная характеристика которого линейная в области 0—10 кГц [7]. Сигнал с ЭДП подавался на аналогоцифровой преобразователь 3 (АЦП Ф-733), далее проходил через блок оптической развязки 4 и записывался на магнитную ленту ЭВМ 5. Перед записью сигнал просматривался на анализаторе спектра 6, определялись f_{\max} , f_{\min} .

Спектральная плотность входного сигнала $S_\tau(\omega)$ определялась из спектральной плотности пульсаций тока датчика $S_I(\omega)$ по зависимостям работ [8, 9]

$$S_\tau(\omega) = S_I(\omega) / |H(\omega_*)|^2, \text{ где } |H(\omega_*)|^2 = [(9 + 0,54\omega_*^2)^2 + 0,027\omega_*^4]^{-1/2}$$