

О ВЛИЯНИИ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ВЯЗКОСТИ НА ТЕЧЕНИЕ ЖИДКОСТИ

About the influence of the temperature dependence viscosity on the liquid flow

The definition of the objective laws of the fluids flow with the variable physical parameters is the important problem of theoretical hydrodynamics and its applications in oil refinery. This paper deals with the numerical modelling results of the liquids flow with temperature dependent viscosity in heat exchanger's channel. The hydrodynamical parameters distributions have been obtained by the calculations both in cooling and heating channels. The phenomena of jump-like dependence of liquids discharge versus pressure drop has been explained.

С. Ф. Урманчеев,
В. Н. Киреев
Институт механики Уфимского
научного центра РАН

В большинстве работ, в которых рассматриваются закономерности течения жидкостей, принято полагать температурную зависимость теплофизических характеристик незначительной и, вследствие этого, пренебрегать их изменением. На самом деле любые процессы в технологиях переработки, транспортировки и добычи нефти, энергетике, металлургии, а также целый ряд природных процессов (например, течение лавы), сопряжены со значительным изменением температуры в пространстве и времени. Неизбежно это приводит и к изменению теплофизических параметров, зачастую весьма значительному. Развитие методов анализа систем уравнений, описывающих взаимное влияние гидродинамических и теплофизических полей, связанное, прежде всего, с разработкой вычислительных методов и ростом возможностей вычислительной техники, позволило в последние годы решить целый ряд задач гидродинамики с переменными коэффициентами.

При течении реальных жидкостей определяющим параметром является вязкость. В 1647 году Исаак Ньютон впервые ввел понятие вязкости и установил основной закон вязкого течения. В своем трактате «Математические начала натуральной философии» Ньютон определил вязкость как «недостаток скользкости» [1].

Теоретическое объяснение вязкости как явления впервые было дано в 1925 году Я. И. Френкелем [2] на основе молекулярно — кинетической теории газов.

С точки зрения физики, поведение жидкостей имеет больше сходства с поведением твердых тел, так как и те и другие относятся к конденсированному состоянию вещества. Имеет место следующий факт: в газах коэффициент

самодиффузии D пропорционален коэффициенту вязкости μ , а в жидкостях и твердых телах $D \cong 1/\mu$.

Тепловое движение в жидкостях также имеет сходство с твердыми телами и сводится в основном к гармоническим колебаниям частиц около некоторых средних положений равновесия. Различие между твердыми телами и жидкостями заключается в том, что положения равновесия атомов в жидкостях не абсолютно неизменны, а имеют для каждого атома временный характер. Совершив ряд колебательных циклов возле одного положения равновесия в течение некоторого времени τ , рассматриваемый атом может перескочить в новое положение равновесия, расположенное на расстоянии порядка расстояния между соседними атомами δ .

Зависимость «времени оседлой жизни» τ от температуры T может быть представлена в виде

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{W}{kT}\right)$$

где τ_0 — период колебаний около положения равновесия, — энергия активации.

Временем «оседлой жизни» определяется средняя скорость перемещения атомов жидкости

$$w = \frac{\delta}{\tau} = \frac{\delta}{\tau_0} \exp\left(-\frac{W}{kT}\right)$$

и коэффициент самодиффузии, характеризующий скорость их взаимного «перемешивания».

$$D = \frac{\delta^2}{6\tau} = \frac{\delta^2}{6\tau_0} \exp\left(-\frac{W}{kT}\right) \quad (1)$$

Кинетическая теория жидкостей исходит из подвижности отдельных частиц, т. е. средней

скорости, которая приобретается любой из них по отношению к окружающим, если на нее действует внешняя сила, равная единице, в то время как окружающие частицы не испытывают действия каких-либо внешних сил.

Рассматривая одну из частиц жидкости как макроскопический шарик с радиусом a , можно определить сопротивление F , которое он испытывает со стороны окружающей жидкости при движении относительно нее со средней скоростью V , по формуле Стокса

$$F = 6\pi a\mu V$$

Переписывая эту формулу в виде $V = uF$, видно, что подвижность рассматриваемой частицы u связана с коэффициентом вязкости μ следующим образом

$$u = \frac{1}{6\pi a\mu} \quad (2)$$

С другой стороны, по соотношению Эйнштейна, для умеренных значений F

$$u = \frac{D}{kT}. \quad (3)$$

Объединяя формулы (2) и (3), получаем

$$\mu = \frac{kT}{6\pi aD}.$$

Подставляя выражение для коэффициента самодиффузии D (1) в предыдущую формулу, получим

$$\mu = A \exp\left(\frac{W}{kT}\right), \quad A = \frac{kT\tau_0}{\pi a\delta^2} \quad (4)$$

Выражение (4) очень точно описывает зависимость вязкости не только простых, но и более сложных жидкостей от температуры при постоянном внешнем давлении. Формула (4) показывает, что с ростом температуры вязкость жидкостей уменьшается, в отличие от вязкости газов, которая увеличивается пропорционально \sqrt{T} .

Таким образом, молекулярно-кинетическая теория вязкости жидкости Френкеля дает зависимость коэффициента вязкости μ от температуры, согласно формуле (4).

Обзор современной концепции сдвиговой вязкости приведен в обширной статье [3]. В этой работе на основе введения понятия молекулярной вязкости показано, что коэффициент динамической вязкости и его температурная зависимость могут быть получены из спектров деполаризованного молекулярного рассеяния света.

В статье отмечается, что в основном интерес к температурным зависимостям вязкости жидкостей связан с исследованием неорганических

веществ, способных к стеклованию. Наиболее распространенной формулой для описания такого рода веществ (жидких металлов, кварца и других) является формула Фогеля — Фулчера — Тамманна:

$$\ln \mu = A + \frac{B}{T - T_0}$$

где A , B , и T_0 — некоторые коэффициенты, определяемые экспериментально для каждого вещества.

Фактически все формулы для вязкости, полученные на основе молекулярных теорий, подобны формуле Френкеля (4). К ним, в частности, относятся формулы Борна, Грина и Эйринга.

Наибольшее число публикаций посвящено изучению течения жидкости в канале. Первой работой в этом направлении можно считать опубликованную в 1922 году в журнале «Азербайджанское нефтяное хозяйство» статью Л. С. Лейбензона «О движении подогретой вязкой жидкости», в которой автор поставил задачу о движении жидкости, вязкость которой зависит от температуры [4].

Автор рассмотрел течение подогретой вязкой несжимаемой жидкости в трубах различного сечения, окруженных средой с постоянной температурой. Температура принималась одинаковой по всему поперечному сечению трубы, вследствие чего была постоянной и вязкость по всему поперечному сечению. Таким образом, вязкость и температура изменялись только по длине трубы.

Для упрощения математических выкладок, рассматривалась зависимость вязкости от температуры двух видов:

$$v(T) = a - bT \quad \text{и} \quad v(T) = \frac{a}{b + T},$$

где a и b — некоторые постоянные величины. Тогда, записав основное уравнение теплообмена, оказалось возможным получить приближенное решение задачи и, в частности, закон изменения давления по длине трубы.

Основной вывод, сделанный Л. С. Лейбензоном, состоит в следующем: «... в действительном течении вязкой жидкости изменение давления по длине трубы отстает от линейного закона. Напорная линия уже не будет наклонной по течению. Это согласно с тщательными опытными исследованиями Кинга о течении воды через грунт, показавшими, что расход не пропорционален падению давления, как это предполагал Дарси. Это — следствие теплового процесса» [4].

Задача в указанной постановке применялась для расчета гидравлического сопротивления при течении нефти в длинных нефтепроводах.

Рассмотрим течение термовязкой жидкости (т.е. жидкости, вязкость которой зависит от температуры) в плоском канале под действием фиксированного перепада давления $\Delta p = p_{in} - p_{out}$. Длину канала обозначим L , а его ширину — h . Ось Ox прямоугольной декартовой системы координат направим параллельно стенкам канала, а центр поместим в левый нижний угол канала. На рисунке 1 показаны геометрия плоского канала, выбранная прямоугольная декартова система координат и параметры задачи.

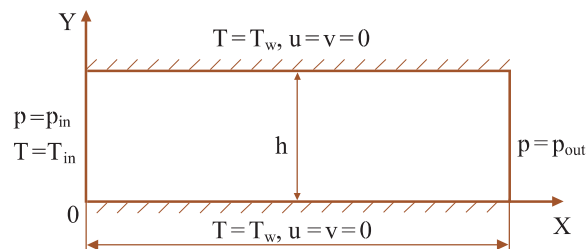


Рисунок 1. Геометрия плоского канала

Предположим, что вязкость жидкости зависит от температуры по экспоненциальному закону:

$$v(T) = v_* \exp(-B(T - T_*)), \quad (5)$$

где $B > 0$ — постоянный параметр, v_* — вязкость жидкости при температуре T_* .

В (5) вязкость v_* имеет смысл минимальной вязкости на данном температурном интервале, т.е. $v_* = v_{min}$ и очевидно, что $T_* = \max(T_0, T_w)$. В случае охлаждаемого канала будем считать, что $T_0 > T_w$. Тогда получаем, что $T_* = T_0$ и формула (5) переписывается в виде:

$$v(T) = v_{min} \exp(-B(T - T_0)), \quad (6)$$

На рисунке 2 показаны графики функции (6) при различных значениях параметра B : чем больше параметр B , тем больше увеличивается вязкость с понижением температуры.

Максимальное значение вязкости v_{max} достигается при $T = T_w$ и оно может быть вычислено по формуле:

$$v_{max} = v_{min} \exp(-B(T_w - T_0)), \quad (7)$$

Система уравнений математической модели в безразмерном виде имеет вид:

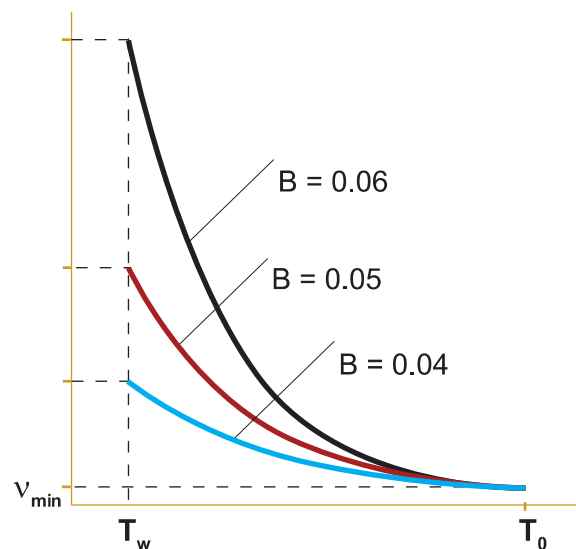


Рисунок 2. Зависимости вязкости от температуры при различных значениях параметра B

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad (8)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(u^2 - \frac{\varepsilon}{\text{Re}} (1 + Av(T)) \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(uv - \frac{1}{\varepsilon \text{Re}} (1 + Av(T)) \frac{\partial u}{\partial y} \right) = -Eu \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (9)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(uv - \frac{\varepsilon}{\text{Re}} (1 + Av(T)) \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(v^2 - \frac{1}{\varepsilon \text{Re}} (1 + Av(T)) \frac{\partial v}{\partial y} \right) = -\frac{Eu}{\varepsilon^2} \frac{\partial p}{\partial y}, \quad (10)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(uT - \frac{\varepsilon}{\text{Pe}} \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(vT - \frac{1}{\text{Pe}} \frac{\partial T}{\partial y} \right) = 0. \quad (11)$$

где Re — безразмерное число Рейнольдса

$$\text{Re} = \frac{hu_0}{v_{min}}$$

Eu — безразмерное число Эйлера

$$Eu = \frac{p_{in}}{\rho u_0^2}$$

Pe — безразмерное число Пекле

$$\text{Pe} = \frac{hu_0}{\alpha}$$

A — параметр, характеризующий степень зависимости вязкости от температуры

$$A = \frac{v_{\max}}{v_{\min}} - 1,$$

ε — отношение ширины канала к его длине

$$\varepsilon = \frac{h}{L}.$$

При записи уравнений (8) — (11) в уравнениях сохранения количества движения (9) и (10) влияние членов, содержащих производную вязкости по температуре, считалось малым и, кроме того, нагрев за счет вязкой диссипации также полагался незначительным.

Безразмерные граничные условия были записаны следующим образом:

- на входе ($x=0$)

$$\left. \frac{\partial u}{\partial x} \right|_{x=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial v}{\partial x} \right|_{x=0} = 0, \quad p|_{x=0} = 1, \quad T|_{x=0} = 1$$

- на выходе ($x=1$)

$$\left. \frac{\partial u}{\partial x} \right|_{x=1} = 0, \quad \left. \frac{\partial v}{\partial x} \right|_{x=1} = 0, \quad p|_{x=1} = 0, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=1} = 0$$

- на стенках канала ($y=0$ и $y=1$)

$$u|_{y=0} = u|_{y=1} = 0, \quad v|_{y=0} = v|_{y=1} = 0,$$

$$\left. \frac{\partial p}{\partial y} \right|_{y=0} = \left. \frac{\partial p}{\partial y} \right|_{y=1} = 0, \quad T|_{y=0} = T|_{y=1} = 0$$

Входящая в уравнения (9) и (10) зависимость безразмерной вязкости от безразмерной температуры записывается следующим образом:

$$\tilde{\nu}(T) = \frac{1}{A} (\exp[-B(T_0 - T_w)(T - 1)] - 1)$$

Используя формулу (7) для v_{\max} , перепишем выражение для параметра A в виде:

$$A = \exp(-B(T_w - T_0)) - 1,$$

В таблице 1 для выбранных значений температур T_0 и T_w приведено соответствие между параметрами A и B .

Таблица 1.

B	0.01	0.02	0.06	0.08	0.1
A	1.014	3.055	65.686	269.426	1095.633

Для численного решения использовался метод контрольного объема и алгоритм SIMPLE [5]. Основная идея метода контрольного объема легко понятна и поддается прямой физической интерпретации.

Расчетная область разбивается на некоторое число непересекающихся контрольных объемов (рис. 3). В геометрическом центре каждого контрольного объема поместим узловую точку (обозначены кружками на рисунке 3). В этих точках будут рассчитываться значения давле-

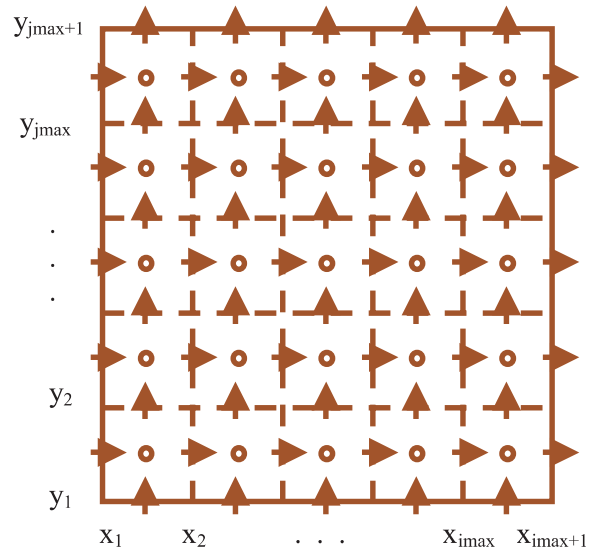


Рисунок 3. Разбиение расчетной области контрольные объемы

ния и температуры. Узловые точки для расчета компонент продольной скорости расположим в центрах вертикальных граней, а узловые точки для расчета компонент поперечной скорости расположим в центрах горизонтальных граней (горизонтальные и вертикальные стрелки на рисунке 3).

Использование сетки, в которой различные переменные рассчитываются в различных точках пространства (так называемая «разнесенная» или «шахматная» сетка) имеет некоторые преимущества:

- для вычисления расхода через грани контрольного объема нет необходимости интерполяции соответствующей составляющей скорости;
- нефизичные решения исключаются уже на этапе построения дискретного аналога.

На рисунке 4 показан типичный контрольный объем и приведены основные обозначения.

Затем дифференциальные уравнения (9) — (11) интегрируются по каждому контрольному объему. Для вычисления интегралов используют кусочные профили, которые описывают изменение зависимой переменной между узловыми точками. В результате получается дискретный аналог дифференциального уравнения, в

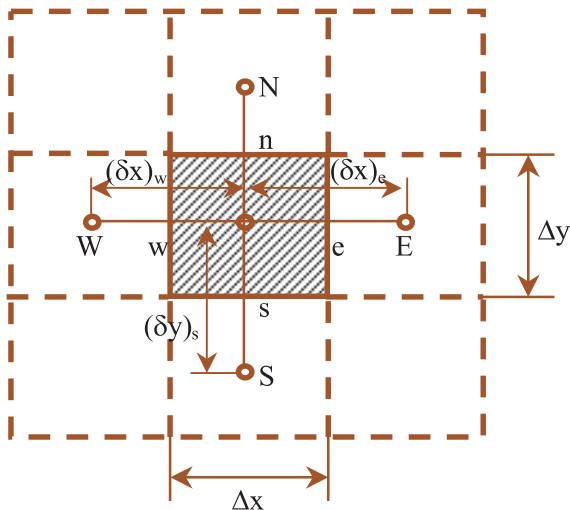


Рисунок 4. Типичный контрольный объем и основные обозначения

который входят значения зависимой переменной в нескольких узловых точках.

Полученный подобным образом дискретный аналог выражает закон сохранения зависимой переменной для конечного контрольного объема точно так же, как дифференциальное уравнение выражает закон сохранения для бесконечно малого контрольного объема. Одним из важных свойств метода контрольного объема является то, что в нем заложено точное интегральное сохранение таких величин, как масса, количество движения и энергия, на любой группе контрольных объемов и, следовательно, на всей расчетной области. Это свойство проявляется при любом числе узловых точек, а не только в предельном случае очень большого их числа. Таким образом, даже решение на грубой сетке удовлетворяет точным интегральным балансам.

В качестве примера выпишем дискретный аналог для уравнения (11) в виде, характерном для метода контрольного объема

$$a_p^{ij} T_{ij} = a_E^{ij} T_{i+1,j} + a_W^{ij} T_{i-1,j} + a_N^{ij} T_{i,j+1} + a_S^{ij} T_{i,j-1} + b_{ij} \quad (12)$$

где

$$\begin{aligned} a_E^{ij} &= D_e A(|P_e|) + \| -F_e \|, \\ a_W^{ij} &= D_w A(|P_w|) + \| F_w \|, \\ a_N^{ij} &= D_n A(|P_n|) + \| -F_n \|, \\ a_S^{ij} &= D_s A(|P_s|) + \| F_s \|, \\ a_p^{ij} &= a_E^{ij} + a_W^{ij} + a_N^{ij} + a_S^{ij} + a_p^0, \\ b_{ij} &= a_p^0 T_{ij}^{(n)}, \quad a_p^0 = \frac{\Delta x \Delta y}{\Delta t}, \end{aligned}$$

$$F_e = u_e \Delta y \quad \text{и} \quad D_e = \frac{\varepsilon \Delta y}{Pe(\delta x)_e} \quad \text{— массовый и диф-}$$

фузионный расходы через грань e контрольного объема, соответственно, $Pe = F_e / D_e$ — сеточное число Пекле, $A(|P_e|)$ — некоторая заданная функция. Аналогично записываются коэффициенты для других граней.

Система линейных алгебраических уравнений (12) записывается для всех внутренних контрольных объемов. Для того, чтобы замкнуть эту систему уравнений, необходимо записать дискретные аналоги граничных условий (в скобках указаны граничные условия для нагреваемого канала):

- на входе

$$T_{0,j} = 2 - T_{1,j} \quad (T_{0,j} = -T_{1,j}), \quad j = 1, \dots, j_{\max}$$

- на выходе

$$T_{i_{\max}+1,j} = T_{i_{\max},j}, \quad j = 1, \dots, j_{\max}$$

- на стенках канала

$$T_{i,0} = -T_{i,1}, \quad T_{i,j_{\max}+1} = -T_{i,j_{\max}}$$

$$(T_{i,0} = 2 - T_{i,1}, \quad T_{i,j_{\max}+1} = 2 - T_{i,j_{\max}}), \quad i = 0, \dots, i_{\max} + 1$$

Проинтегрировав по соответствующим контрольным объемам уравнения сохранения количества движения (9) и (10), можно получить дискретные аналоги, аналогичные (12).

Принципиальная трудность расчета поля скорости связана с тем, что поле давления является неизвестным. Один из способов определения поля давления состоит в его нахождении через уравнение неразрывности (8), опираясь на следующее очевидное соображение: если правильное поле давления подставить в уравнения Навье-Стокса, то получаемое из них поле скорости будет удовлетворять уравнению неразрывности. Такая процедура для расчета поля давления получила название SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equation — полунявный метод для уравнений, связывающих давление).

Кратко алгоритм SIMPLE можно записать следующим образом:

1. Задание приближенного поля давления p^* .
2. Решение уравнений (9) — (10) для получения приближенных полей u^* и v^* .
3. Нахождение поправки давления p' на основании уравнения неразрывности (8)
4. Расчет нового поля давления $p = p^* + p'$
5. Расчет новых значений u и v с помощью поправочных формул.

6. Представление скорректированного давления p как нового p^* , возвращение к пункту 2 и повторение процедуры до тех пор, пока не будет получено сходящееся решение.

Прежде чем перейти к результатам численного моделирования, сделаем несколько замечаний относительно представления результатов расчетов:

- на всех графиках физические величины показаны в безразмерном виде (если явным образом не сказано обратное);
- по осям координат отложены безразмерные координаты, и канал представляется в виде прямоугольника с отношением сторон 1:5. В действительности, отношение ширины канала к его длине, определяемое параметром ε , было равно 0.01.

Перейдем непосредственно к обсуждению результатов численного моделирования. При проведении численного моделирования во всех расчетах предполагалось, что следующие параметры остаются постоянными:

- геометрия канала ($\varepsilon = 10^{-2}$),
- температурные граничные условия на входе и стенках канала (T_o и T_w),
- теплопроводность и удельная теплоемкость.

Исследовалась зависимость характера течения и его расходные характеристики для различных значений параметра B и перепада давления Δp .

На рисунке 5 представлены установившиеся распределения температуры, вязкости, продольной и поперечной компонент скорости при течении в охлаждаемом канале. Температурное поле (рис. 5, а) полностью характеризуется свойствами жидкости и распределением поля скоростей, так как теплоемкость и теплопроводность жидкости считаются постоянными. Распределение вязкости (рис. 5, б) имеет выраженную переходную зону, разделяющую области с низким и высоким значениями вязкости. Жидкость при втекании в канал имеет высокую температуру и, соответственно, наименьшее значение вязкости. При охлаждении в условиях интенсивного стационарного теплообмена она охлаждается, становясь высоковязкой. Таким образом, поля скоростей (рис. 5, в, г) формируются в условиях перехода течения из слабовязкой в высоковязкую область с перераспределением продольной скорости течения. Соответствующее перераспределение происходит за счет появления поперечной составляющей скорости (рис. 5, г) на начальном участке переходной зоны, соответствующему увеличению вязкости.

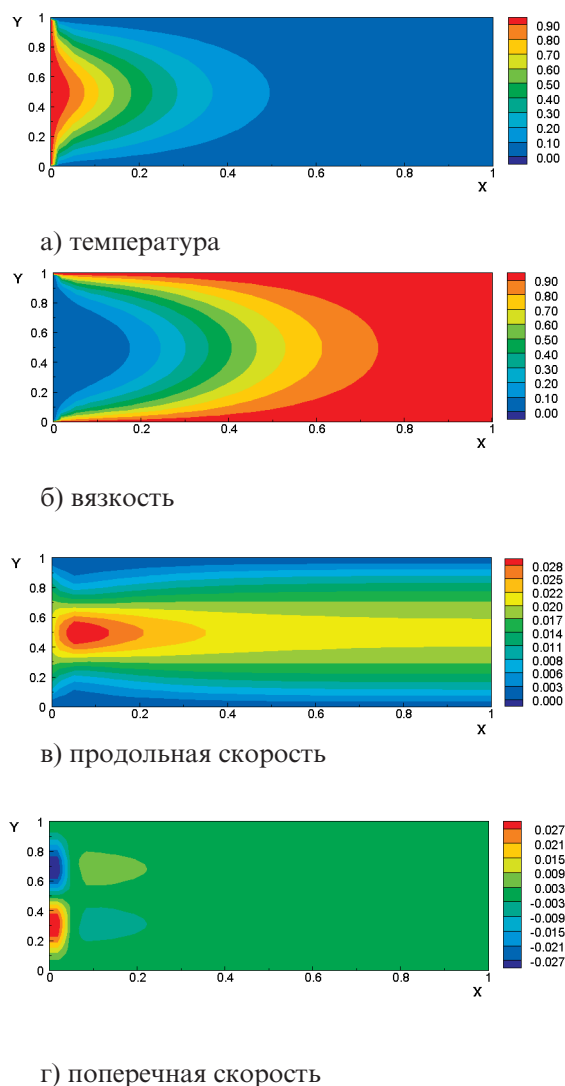


Рисунок 5. Установившиеся распределения параметров в охлаждаемом канале ($B = 0,06$ и $\Delta p = 7,5$ Па)

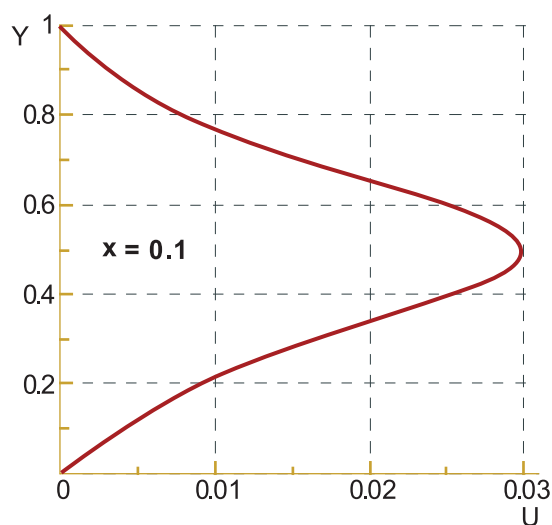


Рисунок 6. Характерная эпюра продольной скорости в охлаждаемом канале ($B = 0,06$ и $\Delta p = 7,5$ Па)

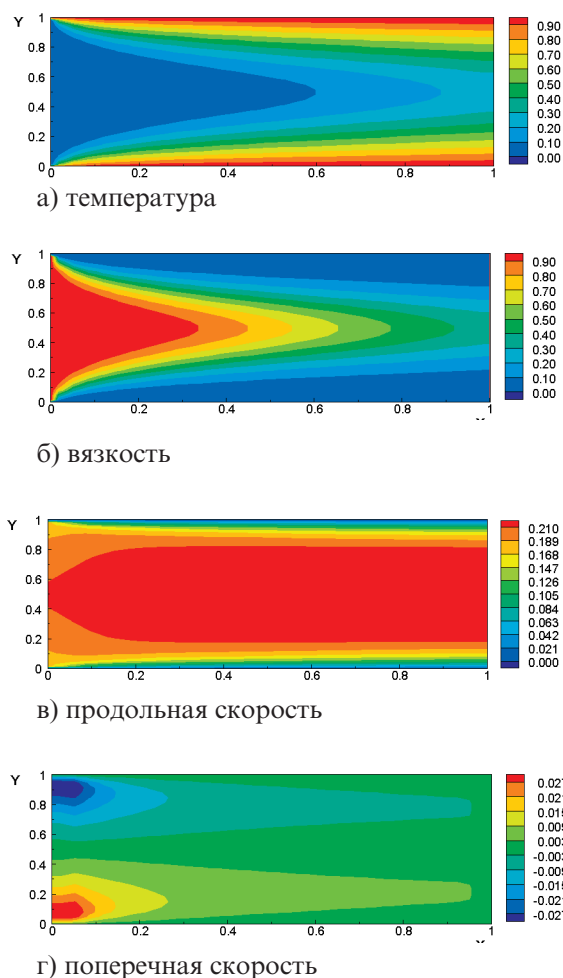


Рисунок 7. Установившиеся распределения параметров в нагреваемом канале ($B=0,06$ и $\Delta p = 7,5$ Па)

Эпюры продольной скорости (рис. 6), построенные для сечения канала при $x=0,1$, свиде-

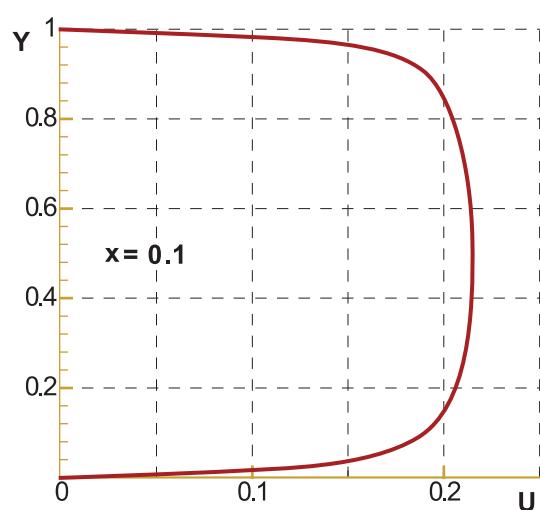


Рисунок 8. Характерная эпюра продольной скорости в нагреваемом канале ($B=0,06$ и $\Delta p = 7,5$ Па)

тельствуют о непуазейлевом характере течения в переходной зоне: так как вязкость вблизи стенок больше, чем в ядре потока, то скорость вблизи стенок уменьшается, а в ядре — увеличивается.

В результате профиль скорости имеет характерную вытянутую форму. После прохождения переходной зоны, в которой происходит температурная релаксация жидкости, поток приобретает соответствующий течению жидкости с постоянными свойствами близкий к пуазейлевому профиль.

На рисунках 7 и 8 приведены характерные распределения полей физических величин и эпюры продольной скорости для течения термовязкой жидкости в нагреваемом канале.

Видно, что характер течения отличается от такового для охлаждаемого канала. Это связано с тем, что вязкость жидкости около стенки для нагреваемого канала меньше, чем в ядре. Поэтому скорость вблизи стенки увеличивается, а в ядре уменьшается, и профиль скорости становится более заполненным. Этот факт был отмечен в [6].

Свидетельством непуазейлевого характера течения жидкости является также и характер изменения давления по длине канала. В приведенных расчетах он имеет вид выпуклой функции с максимальным отклонением от линейного закона в начале переходной зоны (рис. 9).

Основной характеристикой течения жидкости в канале является ее расход. Для определения расходных характеристик потока жидкости введем относительный расход жидкости через поперечное сечение канала следующим образом:

$$Q(x, t) = \frac{1}{Q_0} \int_0^1 u(x, y, t) dy$$

где Q_0 — безразмерный расход жидкости при пуазейлевском течении с постоянным коэффициентом вязкости ν_{\min} . Отметим, что продольная компонента u вектора скорости, используемая при вычислении расхода, также является безразмерной. Таким образом, относительный расход представляет собой отношение безразмерного значения расхода термовязкой жидкости к безразмерному значению расхода жидкости с некоторым постоянным значением вязкости. В данном случае это вязкость жидкости при максимальной (на рассматриваемом интервале) температуре.

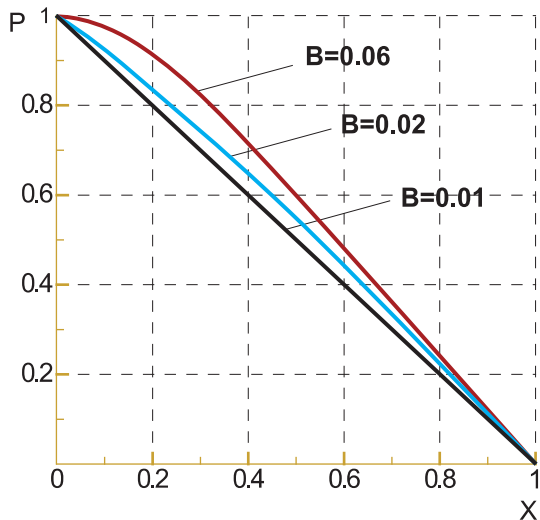


Рисунок 9. Изменение давления по средней линии при $\Delta p=5\text{Па}$ для различных значений параметра B

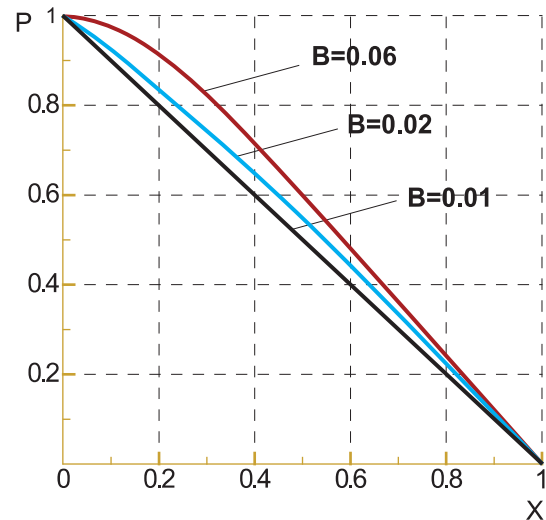


Рисунок 11. Зависимость расхода от перепада давления для различных значений параметра B

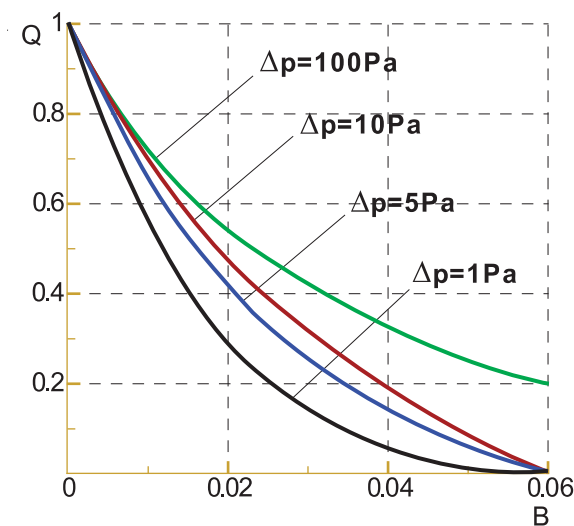


Рисунок 10. Зависимость относительного расхода от параметра B для различных значений перепада давления Δp

Поскольку рассматриваемая жидкость является несжимаемой, то очевидно, что расход через любое поперечное сечение канала будет одинаков, т.е. он не будет зависеть от переменной x : $Q=Q(t)$.

Зависимости относительного расхода от параметра B для различных значений перепада давления представлены на рисунке 10. Относительный расход является монотонно убывающей функцией. Все кривые при $B=0$ сходятся в одну точку $Q=1$, соответствующую

ую изотермическому течению нагретой жидкости.

На рисунке 11 показана зависимость размерного расхода от перепада давления, которая при указанных числовых значениях параметров имеет вид возрастающей функции с характерным изломом, приобретающим более выраженную форму с увеличением параметра B .

Очевидно, что причиной излома является переход течения со структурой потока, определяемой полным охлаждением жидкости к течению с частичным охлаждением жидкости.

На основе сравнения характерных картин распределения вязкости при различных перепадах давления можно заметить, что существуют три основные структуры поля вязкости (рис. 12) в зависимости от степени охлаждения (или, напротив, прогрева) термовязкой жидкости в канале. Видим, что переходная зона может занимать небольшой участок, когда благодаря относительно небольшому перепаду давления, жидкость успевает быстро охладиться (прогреться) и далее течь с температурой, соответствующей температуре стенок (рис. 12, а). При достаточно большом перепаде (рис. 12, в) жидкость проходит канал с той же температурой, что и на входе, образуя зону переменной вязкости лишь в пристеночной области — «вязкий пограничный слой». Промежуточный случай (рис. 12,

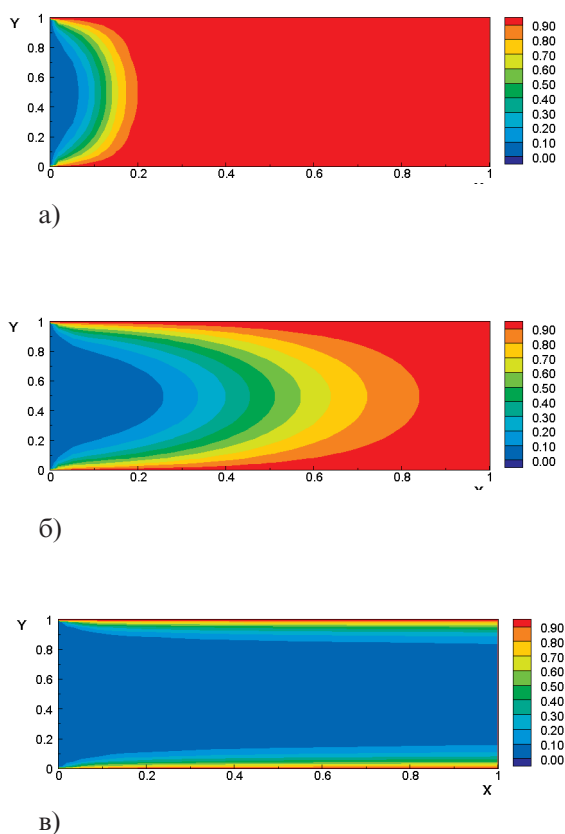


Рисунок 12. Характерные картины распределения вязкости при $V = 0.08$ для различных перепадов давления Δp

б) предполагает переходную зону, сопоставимую с длиной канала.

На основе проведенного анализа течения жидкостей, вязкость которых зависит от температуры, установлены особенности распределения гидродинамических параметров потока как для охлаждаемых, так и обогреваемых каналов. Показано, что течение термовязких жидкостей в неоднородном температурном поле отклоняется от пуазейлевского закона течения. Для различных перепадов давления построены кривые изменения расхода от параметра V , характеризующего степень зависимости вязкости от температуры. В ходе вычислительных экспериментов обнаружено скачкообразное изменение расхода при увеличении перепада давления для достаточно больших значений параметра V . Дано объяснение этого факта, основанное на анализе распределения зон с высокой вязкостью в канале.

Все указанные обстоятельства чрезвычайно важны для правильного расчета динамики теплообменных устройств, транспортирующих термовязкие среды, а также для обеспечения энергосбережения в процессе их эксплуатации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ньютон И. Математические начала натуральной философии. — М.: Наука, 1985. — 680 с.
2. Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкостей. — Ленинград: Наука, 1975. — 592 с.
3. Фабелинский И. Л. О макроскопической и молекулярной сдвиговой вязкости // Успехи физических наук. — 1997. Т. 167, № 7. — с. 721 — 733.
4. Лейбензон Л. С. Собрание трудов. Том 3. нефтепромысловая механика. — М.: Издательство Академии наук СССР, 1955. — 678 с.
5. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. — М.: Энергоатомиздат. — 1984. — 152 с.
6. Петухов Б. С., Генин Л. Г., Ковалев С. А., Соловьев С. Л. Теплообмен в ядерных энергетических установках: Учебное пособие для

вузов. — М.: Издательство МЭИ, 2003. — 548 с.



Саид Федорович Урманчев, к.ф. - м.н., доцент, исполнительный директор Института механики УНЦ РАН, зам. зав.

кафедры механики сплошных сред Башкирского государственного университета.

said@anrb.ru



Виктор Николаевич Киреев, к.ф. - м.н., научный сотрудник Института механики УНЦ РАН, старший преподаватель

кафедры механики сплошных сред Башкирского государственного университета.

kireev@anrb.ru

www.arxiv.ru

Ращепкин А.К.
СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ТРУБ НЕФТЯНОЙ И ХИМИЧЕСКОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ

http://www.ogbus.ru/authors/Raschepkin/Raschepkin_1.pdf

В статье представлены результаты сравнительного исследования различных композиционных материалов, применяемых при изготовлении труб для нефтяной и химической промышленности. Рассматривались трубы из композиционно-волоконистых материалов (стеклопластик) и металлопластиковые трубы.

www.ogbus.ru

Агзамов Ф.А., Каримов Н.Х., Морозов Д.В., Ногаев Н.А., Шотай М.А., Девятко А.Ф.

ОСОБЕННОСТИ КРЕПЛЕНИЯ СКВАЖИН НА МЕСТОРОЖДЕНИИ «АМАНГЕЛЬДЫ» РЕСПУБЛИКИ КАЗАХСТАН

http://www.ogbus.ru/authors/Morozov/Morozov_1.pdf

Показано комплексное решение проблемы межколонных давлений на газовом месторождении «Амангельды». Экспериментально обоснованы рецептуры тампонажных и вязко-упругих систем. Приведены результаты экспериментальных исследований.

Гриб В.С., Матвеев Ю.Г., Мамаев Р.Ф., Юрченко К.И., Храмов Р.А., Насретдинов Р.Г., Никеров А.И., Назаров Б.В.

УСТАНОВКА ДЛЯ ПОДЪЕМА НЕФТИ ИЗ ДВУХ СКВАЖИН

http://www.ogbus.ru/authors/Grib/Grib_1.pdf

В работе приведено описание и работа длинноходовой глубиннонасосной установки для одновременной эксплуатации двух нефтяных скважин, существенно отличающейся от известных.

Калимуллин Ф.Б., Калимуллина Д.Б.

ТЮЛЬПАНЫ У НЕФТЯНОГО УНИВЕРСИТЕТА

http://www.ogbus.ru/authors/Kalimullin/Kalimullin_2.pdf

Анализ архитектурно-художественного решения фасадов и интерьеров мечети «Ляля-Тюльпан», построенной в 1998 году (автор проекта архитектор Вакиль Давлятшин).

Помимо оценки архитектуры мечети в статье приводятся интересные отклики студентов, которые посещают этот объект во время ознакомительной практики по архитектуре.

Кутуков С.Е.

ПРОБЛЕМА ПОСТРОЕНИЯ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ НЕФТЕПРОВОДА. ВОДНЫЕ СКОПЛЕНИЯ

http://www.ogbus.ru/authors/Kutukov/Kutukov_9.pdf

В статье рассмотрены условия формирования водных скоплений — одного из распространенных внутритрубных образований восходящих участков трубопроводов, динамически меняющих свои размеры и положение на трассе, влияющих на пропускную способность и динамические характеристики трубы, что предопределяет использование многопараметрических адаптивных моделей в системах автоматизированного управления, в част-

ности, для обнаружения утечек.

Трофимов А.С., Куцев В.А., Кочарян Е.В.

НЕИЗОТЕРМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТРАНСПОРТА ГАЗА

http://www.ogbus.ru/authors/Trofimov/Trofimov_2.pdf

В работе предложена методика аналитического решения линеаризованной системы нестационарных неизоэнтальпических уравнений, описывающих процессы транспорта газа в трубопроводе. Приведен расчет неизоэнтальпического режима для действующего газопровода.

Костышин В.С.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕЖИМОВ РАБОТЫ ЦЕНТРОБЕЖНЫХ НАСОСОВ НА ОСНОВЕ ЭЛЕКТРОГИДРАВЛИЧЕСКОЙ АНАЛОГИИ УДК

621.67+62.001.57+532.5+621.22.018

Ивано-Франковск, 2000. 163 с.

http://www.ogbus.ru/authors/Kostyshin/Kostyshin_2.pdf (1,15 Мб)

В монографии изложены основы тематического моделирования установившихся режимов работы центробежных насосов при помощи скалярных и комплексных схем замещения, полученных путем использования электрогидравлической аналогии. Предложена методика расчета параметров схем замещения на основании конструктивных данных насосов и характеристик рабочей жидкости. Приведен каталог расчетных параметров для серии насосов магистральных нефтепроводов.

Гаррис Н.А., Гаррис Ю.О., Глушков А.А.

ПОСТРОЕНИЕ ДИНАМИЧЕСКОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАГИСТРАЛЬНОГО ТРУБОПРОВОДА (МОДЕЛЬ ВЯЗКОПЛАСТИЧНОЙ ЖИДКОСТИ)

http://www.ogbus.ru/authors/Garris/Garris_4.pdf

В статье представлен алгоритм построения динамической характеристики «горячего» трубопровода для вязкопластичной жидкости. Формулируются основные понятия и приводятся расчетные формулы, которые могут быть использованы при выполнении теплогидравлических расчетов стационарных и нестационарных режимов перекачки.

Фурман А.Б.

ГОСУДАРСТВЕННАЯ ПОЛИТИКА В НЕФТЯНОЙ ОТРАСЛИ РОССИИ (конец XIX — начало XX вв.)

http://www.ogbus.ru/authors/Furman/Furman_1.pdf

В статье рассматривается государственная политика России в нефтяной

области рубежа XIX — XX вв., анализируются различные формы налогообложения нефтяной отрасли и их эффективность. Проводится сопоставление нефтяной политики нашей страны с аналогичной в зарубежных государствах.

Авдонин А.Н.

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ОБЪЕКТЫ И РАЗВИТИЕ ЭКОНОМИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ

http://www.ogbus.ru/authors/Avdonin/Avdonin_1.pdf

В предлагаемой статье представлено расширение марксистской трудовой стоимости, а именно, дано обоснование стоимости стандартного труда торговцев, креативного труда и стоимости наемных работников и предпринимателей. Проведен анализ эксплуатации в либерально-рыночном типе общества и сделан практический вывод о социал-демократической форме либерально-рыночного общества как оптимально-реальном сочетании высокой эффективности экономики с принципом социальной справедливости в современных условиях.

Shokir E. M. El-M.

A NOVEL PC PROGRAM FOR DRILL STRING FAILURE DETECTION AND PREVENTION BEFORE AND WHILE DRILLING SPECIALLY IN NEW AREAS

http://www.ogbus.com/eng/authors/Shokir/Shokir_1.pdf

Drill string failure is due to a lot of reasons, which may occur either individually or in-group. In order to prevent or at least minimize occurring drill string failure, all reasons should be recognized. To do that, one should have a good designed approach to test all factors, affecting drill string failure, to early eliminate the problem. Early studied cases were analyzed without an overall approach and without revealing the actual reasons of the drill string failure.

20.11.03, Бугера В.Е.

СОБСТВЕННОСТЬ И УПРАВЛЕНИЕ. ФИЛОСОФСКО-ЭКОНОМИЧЕСКИЕ ОЧЕРКИ

http://www.ogbus.ru/authors/Bugera/Bugera_1.pdf

В серии очерков излагается оригинальная авторская концепция сущности отношений собственности и управления, предлагается их принципиально новая классификация, которую автор использует как инструмент изучения общественных отношений в их историческом развитии.