

УДОБСТВО ОБОБЩЕННОЙ МОДЕЛИ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ТЕЧЕНИЙ УПРУГО-ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ

З.Шукуров

*к.ф.-м.н., (PhD) Каттакурганский филиал Самаркандского государственного
университета, Узбекистан*

О.Отаёров

Студент Самаркандского государственного университета Каттакурганского филиала

Э. Эргашова

Студент Самаркандского государственного университета Каттакурганского филиала

М. Аширова

Студент Самаркандского государственного университета Каттакурганского филиала

Аннотация: В данной работе рассматривается развитие аналитических методов и решение практических задач, связанных с определением нестационарного течения упруго-вязких жидкостей в плоском канале с использованием их реологических моделей. Известно, что в большинстве случаев для течения упругой вязкой жидкости используется классическая модель Максвелла в одномерном пространстве. С помощью топологической модели Шульмана-Хусида изучаются задачи, решаемые моделью Максвелла, определяющей процессы упруго-реологических вязких жидкостей. Используя модель Шульмана-Хусида для исследования поведения нестационарных течений упругих вязких жидкостей в плоском канале, мы показываем, что эта модель является общим случаем моделей Ньютона и Максвелла.

Ключевые слова: Плоский канал, упруго-вязкая жидкость, стационарная жидкость, нестационарная жидкость, одномерная модель, обобщенная модель, спектр, скорость.

Математическая модель вязкоупругих жидкостей в основном основана на учете изменений упругости жидкости и обобщается в виде модели Максвелла [1, 2, 7, 17, 18, 20]. В ней случаи релаксационного и интегрального типа определяются исходя из условий математической эквивалентности нелинейных реологических уравнений.

Течение упругой вязкой жидкости в каналах с плоским и круглым сечением исследовано в работе З.П.Шульмана, Б.М. Хусида [2].

Задачи ламинарных нестационарных и стационарных течений вязких ньютоновских жидкостей в результате изменения градиента давления во времени рассматривались в исследованиях [3, 4, 5, 8], а течения в турбулентном режиме — в работах [13, 15, 18].



Рассмотрение движения ньютоновской жидкости как многофазной среды позволяет аппроксимировать экспериментальные результаты теоретических исследований в этой области. Исследования [5, 12] представлены на основе совершенных и практических применений.

Однако, несмотря на множество исследований, проведенных при изучении поведения неньютоновских жидкостей, в настоящее время задачи с использованием модели Шульмана-Хусида недостаточно изучены и применены. В частности, детально не исследованы гидродинамические изменения, возникающие при течении вязкоупругих жидкостей, при нестационарном течении резкого увеличения градиента давления и резкого уменьшения до нуля [9, 10, 11, 14, 16, 19].

В данной работе исследуется задача о нестационарном течении вязкоупругой жидкости в плоском длинном канале с использованием модели Шульмана-Хусида.

Постановка задачи: Приведем модель Шульмана-Хусида, обобщающую реологические модели всех упруго-вязких жидкостей в виде модели Максвелла в виде топологической модели:

$$T = \sum_{k=1}^{\infty} \left(1 + \frac{\varepsilon}{2}\right)' T_k^{(1)} + \frac{\varepsilon}{2} T_k^{(2)}, \quad T_k^{\nabla(1)} + \frac{g_k}{\lambda_k} T_k^{(1)} = 2p_k \mathbf{D},$$

$$T_k^{\Delta(2)} + \frac{g_k}{\lambda_k} T_k^{(2)} = -2p_k \mathbf{D}, \quad \frac{Dp_k}{Dt} + \frac{g_k}{\lambda_k} p_k = \frac{\eta_k}{\lambda_k^2} f_k. \quad (1)$$

Здесь верхняя и нижняя конвективные производные определяются как:

$$T_k^{\nabla(1)} = \frac{DT_k^{(1)}}{Dt} - T_k^{(1)} \nabla V^T - \nabla V \cdot T_k^{(1)}, \quad T_k^{\Delta(2)} = \frac{DT_k^{(2)}}{Dt} + T_k^{(2)} \nabla V + \nabla V^T \cdot T_k^{(2)}$$

$$\frac{DA}{Dt} = \frac{\partial A}{\partial t} + V \nabla A + WA - AW,$$

А производная Яумана задается в таком виде:

$$\nabla V = \mathbf{D} + \mathbf{W}, \quad \mathbf{D} = \frac{1}{2}(\nabla V^T + \nabla V), \quad \mathbf{W} = \frac{1}{2}(\nabla V - \nabla V^T)$$

здесь \mathbf{D} – тензор скорости деформации; ∇V – градиент скорости деформации; ∇V^T – транспонированный градиент скорости деформации; вводится как параметр ε , представляющий разность ненулевых вторых нормальных напряжений, которая определяется по

следующей формуле $\frac{\varepsilon}{2} = \frac{\Psi_2}{\Psi_1}$. Здесь $\Psi_1 = (\sigma_{11} - \sigma_{22})/\gamma^2$, $\Psi_2 = (\sigma_{22} - \sigma_{33})/\gamma^2$ функции

соответственно разности первого и второго, второго и третьего напряжений; P_k – параметр, который можно определить из самого уравнения; $T_k^{(1)}$, $T_k^{(2)}$ – тензоры деформаций, состоящие

из девяти элементов для каждого; $T_k^{\nabla(1)}$, $T_k^{\Delta(2)}$ – тензоры напряжений, заданные в произвольно выбранной системе координат, а определенные для них производные обозначают соответственно верхнюю и нижнюю конвективные производные [18-19].

Представим модель Шульмана-Хусида в виде модифицированной модели в таком виде [10, 11]:

$$T = \sum_{k=1}^{\infty} T_k, \quad \lambda_k \frac{\partial T_k}{\partial t} + T_k = 2\eta_k \mathbf{D},$$

$$\mathbf{D} = \frac{1}{2} \frac{\partial u}{\partial y}; \quad (2)$$



Из этой модели мы даем происхождение моделям Ньютона и Максвелла. В случае, когда коэффициент релаксации λ стремится к нулю, выводится ньютоновская модель:

$$T = \eta \frac{\partial u}{\partial y} \quad (3)$$

Когда число α , характеризующее распределение спектра времени релаксации, стремится к бесконечности, выводится модель Максвелла:

$$\tau + \lambda \dot{\tau} = \eta \frac{\partial u}{\partial y} \quad (4).$$

С помощью этих трех моделей мы изучаем процесс перехода упруго-вязкой жидкости из нестационарного состояния в стационарное.

Пути решения проблемы. Обозначив расстояние между плоскими стенками канала как $2h$, и предполагая, что канал достаточно длинный, выберем характерную относительную длину для течения вязкоупругой вязкой жидкости. При этом отношение ширины канала к длине вдоль продольной оси считается бесконечно малой величиной. Потому в течениях не появляются поперечные скорости, и ось X берется в горизонтальном направлении по длине русла, а ось Y берется в вертикальном направлении, перпендикулярным оси X . В таких случаях движение жидкости в прямолинейных каналах с учетом ее реологических свойств выражается системой упрощенных уравнений в следующем виде:

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial y}, & \frac{\partial p}{\partial y} = 0, \\ \tau = \sum_{k=1}^{\infty} \tau_k, & \lambda_k \frac{\partial \tau_k}{\partial t} + \tau_k = \eta_k \frac{\partial u}{\partial y}. \end{cases} \quad (5)$$

$$\lambda_k = \frac{\lambda}{k^\alpha}, \quad \eta_k = \frac{\eta}{\xi(\alpha)k^\alpha}$$

Здесь

Начальные и граничные условия вводятся следующим образом:

$$t = 0 \quad \forall x \quad u = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial x} = 0. \quad (6)$$

$$t \geq 0 \quad \forall x \quad y = 0 \quad \frac{\partial u}{\partial y} = 0; \quad t \geq 0 \quad \forall x \quad y = h \quad u = 0; \quad \frac{\partial p}{\partial x} \neq 0 \quad (7)$$

Учитывая начальные условия (6) и применяя замену Лапласа-Карсона,

$$\bar{u} = s \int_0^{\infty} e^{-st} u dt, \quad \bar{\tau} = s \int_0^{\infty} e^{-st} \tau dt \quad (8)$$

где S — параметр подстановки, к системе линеаризованных уравнений (5).

$$\frac{\partial u}{\partial t} \rightarrow s\bar{u}, \quad \frac{\partial u}{\partial y} \rightarrow \frac{d\bar{u}}{dy}$$

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} \rightarrow s\bar{\tau}, \quad \frac{\partial p}{\partial x} \rightarrow \frac{d\bar{p}}{dx}$$

В результате получаем вот такую систему уравнений



$$\begin{cases} \rho s \bar{u} = -\frac{d\bar{p}}{dx} + \frac{d}{dy}(\bar{\tau}), \\ \bar{\tau} = \sum_{k=1}^{\infty} \bar{\tau}_k, \quad s\bar{\tau}_k + \frac{1}{\lambda_k} \bar{\tau}_k = \frac{\eta_k}{\lambda_k} \frac{d\bar{u}}{dy}, \end{cases} \quad (9).$$

В этом случае граничные условия принимают следующий вид:

$$y = 0 \quad \partial_a \frac{d\bar{u}}{dy} = 0; \quad y = h \quad \partial_a \bar{u} = 0 \quad (10)$$

После некоторых вычислений составим это уравнение

$$\frac{d^2 \bar{u}}{dy^2} - \frac{\rho s}{\bar{\eta}_k(s)} \bar{u} = \frac{1}{\bar{\eta}_k(s)} \frac{d\bar{p}}{dx} \quad (11)$$

С учетом сгенерированных решений определяем точное решение уравнения (11) следующим образом

$$\bar{u}(y, s) = \frac{1}{\rho s} \left(-\frac{d\bar{p}}{dx} \right) \left(1 - \frac{\cos \left(i \sqrt{\frac{\rho s}{\bar{\eta}_k(s)}} y \right)}{\cos \left(i \sqrt{\frac{\rho s}{\bar{\eta}_k(s)}} h \right)} \right) \quad (12)$$

Подставляя это решение в формулу оригинализации Лапласа-Карсона, мы формируем следующий интеграл:

$$u(y, t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} e^{st} \frac{1}{\rho s} \left(-\frac{dp}{dx} \right) \left(1 - \frac{\cos \left(i \sqrt{\frac{\rho s}{\bar{\eta}_k(s)}} y \right)}{\cos \left(i \sqrt{\frac{\rho s}{\bar{\eta}_k(s)}} h \right)} \right) \frac{ds}{s} \quad (13).$$

После нескольких вычислений выразим решение интегрального уравнения:

$$u(y, t) = \frac{h^2}{2\eta} \left(-\frac{dp}{dx} \right) \left[\left(1 - \frac{y^2}{h^2} \right) + 32 \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^n \xi(\alpha)}{(2n+1)^3 \pi^3 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(k^\alpha - 2EL\bar{s}_{k,1n})}{(k^\alpha - EL\bar{s}_{k,1n})^2}} \times \right. \\ \left. \times \cos \left(\left(\frac{2n+1}{2} \right) \pi \frac{y}{h} \right) e^{-\frac{\nu}{h^2} \bar{s}_{k,1n} t} + \frac{(-1)^n \xi(\alpha)}{(2n+1)^3 \pi^3 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(k^\alpha - 2EL\bar{s}_{k,2n})}{(k^\alpha - EL\bar{s}_{k,2n})^2}} \times \cos \left(\left(\frac{2n+1}{2} \right) \pi \frac{y}{h} \right) e^{-\frac{\nu}{h^2} \bar{s}_{k,2n} t} \right], \quad (14).$$

$$\frac{u(0, t)}{u_{0\max}} = 1 - 32 \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{\sqrt[3]{\xi^2(2)EL}}{3\sqrt[3]{(2n+1)^7} \pi^3} \left(\cos A\sqrt{3}t - \sqrt{3} \sin A\sqrt{3}t \right) e^{-\frac{\nu}{h^2} At} \quad (15)$$



$$u_{0\max} = \frac{h^2}{2\eta} \left(-\frac{dp}{dx} \right)$$

$$A = \frac{\sqrt[3]{(2n+1)^{\frac{4}{3}} \pi^2}}{8\sqrt[3]{\xi^2(2)EL}}$$

где $u_{0\max}$ - максимальная стационарная скорость и

Найденное решение (15) представляет собой решение модели Шульмана-Хусида, и через него изучается процесс перехода вязкоупругой жидкости из нестационарного состояния в стационарное состояние в плоском канале.

В частном случае, если решение (14) имеет

$$\lambda_k = \frac{\lambda}{k^\alpha} = 0, \quad \bar{\eta}_k = \eta, \quad EL = \frac{\nu}{h^2} \lambda = 0, \quad \eta_k^* = 1$$

, то получаем следующее решение

$$u(y,t) = \frac{h^2}{2\eta} \left(-\frac{dp}{dx} \right) \left[\left(1 - \frac{y^2}{h^2} \right) + 32 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(2n+1)^3 \pi^3} \cos \left(\left(\frac{2n+1}{2} \right) \pi \frac{y}{h} \right) e^{-\frac{\nu}{h^2} \bar{s}_n t} \right], \quad (16)$$

$$\frac{u(0,t)}{u_{0\max}} = 1 + 32 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(2n+1)^3 \pi^3} \cos \left(\frac{2n+1}{2} \pi \frac{y}{h} \right) e^{-\frac{\nu}{h^2} \bar{s}_n t} \quad (17)$$

Это найденное решение (17) представляет собой переходное состояние ньютоновской жидкости из нестационарного состояния в стационарное.

Теперь, если мы сдвинем спектр α в решении (14) к бесконечности, то мы найдем следующее решение для модели Максвелла

$$u(y,t) = \frac{h^2}{2\eta} \left(-\frac{dp}{dx} \right) \left[\left(1 - \frac{y^2}{h^2} \right) + 32 \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{(-1)^n}{(2n+1)^3 \pi^3 \frac{(1-2EL\bar{s}_{1n})}{(1-EL\bar{s}_{1n})^2}} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \cos \left(\left(\frac{2n+1}{2} \right) \pi \frac{y}{h} \right) e^{-\frac{\nu}{h^2} \bar{s}_{1n} t} + \frac{(-1)^n}{(2n+1)^3 \pi^3 \frac{(1-2EL\bar{s}_{2n})}{(1-EL\bar{s}_{2n})^2}} \times \cos \left(\left(\frac{2n+1}{2} \right) \pi \frac{y}{h} \right) e^{-\frac{\nu}{h^2} \bar{s}_{2n} t} \right] \quad (18)$$

$$\frac{u(0,t)}{u_{0\max}} = 1 + 32 \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{(-1)^n}{(2n+1)^3 \pi^3 \frac{(1-2EL\bar{s}_{1n})}{(1-EL\bar{s}_{1n})^2}} e^{-\frac{\nu}{h^2} \bar{s}_{1n} t} + \frac{(-1)^n}{(2n+1)^3 \pi^3 \frac{(1-2EL\bar{s}_{2n})}{(1-EL\bar{s}_{2n})^2}} e^{-\frac{\nu}{h^2} \bar{s}_{2n} t} \right] \quad (19)$$

Это решение (19) представляет собой процесс перехода от нестационарного течения к стационарному течению вязкоупругой жидкости через модель Максвелла.

Результаты и обсуждение. Опишем результаты численного расчета найденных решений (15), (17) и (19) на графиках ниже.



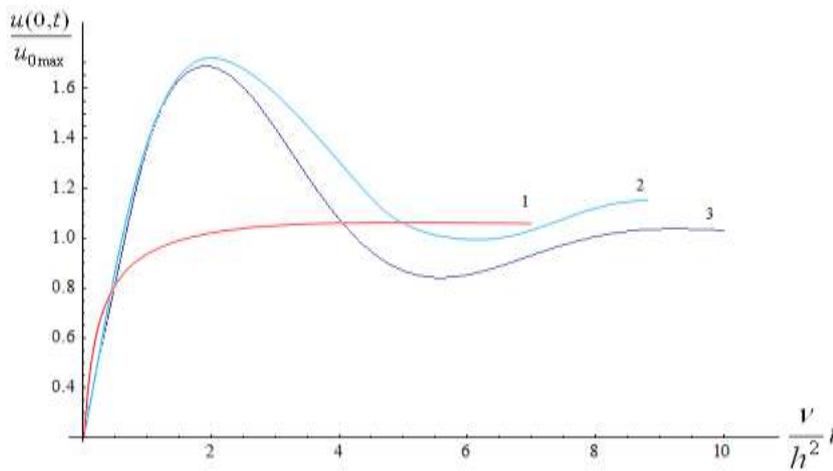


Рис.1: Зависимость от времени отношения максимальной продольной скорости вязкоупругой жидкости в нестационарном течении к максимальной продольной скорости в стационарном состоянии (1 – движение ньютоновской жидкости, 2 и 3 – модель Шульмана-Хусида: 2 – при $EL = 2, \alpha = 2, \xi(2) \approx 1.7$; 3 – когда $EL = 1, \alpha = 2, \xi(2) \approx 1.7$).

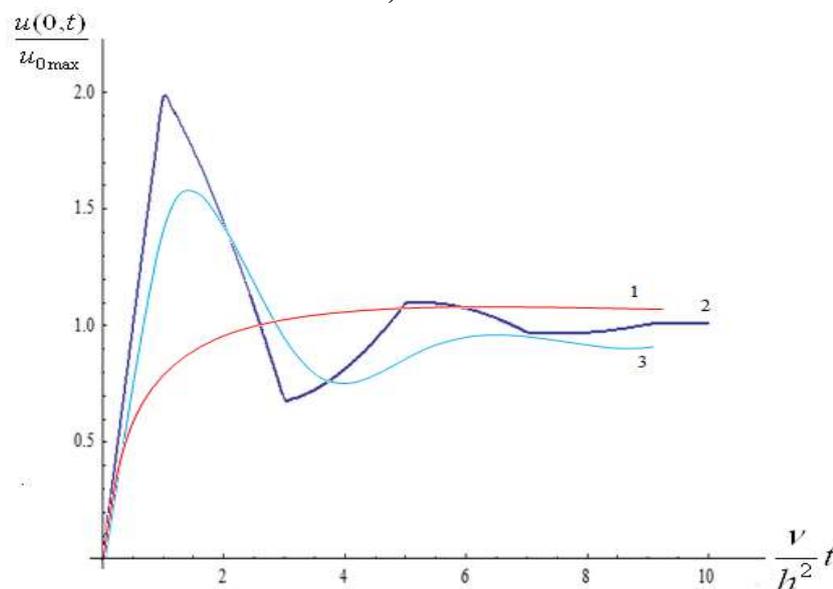


Рис.2: Зависимость от времени отношения максимальной скорости нестационарной вязкоупругой жидкости к максимальной скорости в стационарном состоянии 1 – ньютоновская жидкость; 2 – при жидкость Максвелла, $EL = 1$; 3 – в случае жидкости Шульмана-Хусида, когда $EL = 1, \alpha = 2, \xi(2) \approx 1.7$.

Из первого и второго графиков видно, что процесс перехода вязкоупругой жидкости из нестационарного состояния в стационарное резко отличается от процесса в ньютоновской жидкости. То есть при переходе из нестационарного состояния в стационарное максимальная относительная скорость вязкоупругой жидкости увеличивается в пределах полтора-двухкратно, максимума относительной скорости ньютоновской жидкости, в последующем колеблется вокруг одного значения процессов и приближается асимптотически.

Выводы

Движение упруго-вязких жидкостей в плоском канале исследовано на основе упрощенных математических моделей, а полученные результаты сопоставлены с законами переходных



процессов в нестационарном течении ньютоновской жидкости, имеющимися в частном порядке, а также в виде в результате были выявлены новые гидродинамические эффекты, отличающиеся от него.

Из рисунка видно, что переход упруго-вязкой жидкости из нестационарного состояния в стационарное на основе моделей Максвелла и Шульмана-Хусида проявляется в волновой форме, в отличие от ньютоновской жидкости. Замечено, что время прохождения в жидкости Максвелла в несколько раз превышает время прохождения в ньютоновской жидкости и жидкости Шульмана-Хусида. Причиной этого является увеличение числа α , характеризующего спектр распределения коэффициента упругости и времени релаксации, что приводит к увеличению амплитуды колебаний тока.

References:

	Литература	References
1	Астарита Дж., Марруччи Дж. Основы гидромеханики неньютоновских жидкостей – М.: Мир, 1978. – 309 с.	Astarita J., Marrucci J. <i>Основы гидромеханики неньютоновских жидкостей</i> - М.: Mir, 1978. - 309 p.
2	Шульман З.П., Хусид Б.М. Нестационарные процессы конвективного переноса в наследственных средах. – Минск, 1983. – 256 с.	Shulman Z.P., Khusid B.M. <i>Нестационарные процессы конвективного переноса в наследственных средах.</i> – Minsk, 1983. – 256 p.
3	Колосов Б.В. О механизме неньютоновского поведения жидкости // Электронный научный журнал «Нефтегазовое дело». 2015, №1. http. // ogbus. ru. – С. 56-61.	Kolosov B.V. <i>О механизме неньютоновского поведения жидкости</i> // Electronic scientific journal “Oil and Gas Business”. 2015, no. 1. http. // ogbus. ru. – P. 56-61.
4	Матвиенко В.Н., Кирсанов Е.А. Структурное обоснование неньютоновского течения // Вестник Московского государственного университета им. Ломоносова сер.2. Химия, 2017. Т. 58, №2. – С. 105-113.	Matvienko V.N., Kirsanov E.A. <i>Структурное обоснование неньютоновского течения</i> // Bulletin of Moscow State University. Lomonosov series 2. Chemistry, 2017. T. 58, No. 2. – pp. 105-113.
5	Нигматулин Р.И. Основы механики гетерогенных сред. – М.: Наука, 1978. – 336 с.	Nigmatulin R.I. <i>Основы механики гетерогенных сред.</i> – М.: Nauka, 1978. – 336 p.
6	Валуева Е.П., Пурдин М.С. Пульсирующее ламинарное течение в прямоугольном канале // Теплофизика и аэродинамика, 2015, том 22, №6. – С. 761-773.	Valueva E.P., Purdin M.S. <i>Пульсирующее ламинарное течение в прямоугольном канале</i> // Thermophysics and Aerodynamics, 2015, volume 22, no. 6. – pp. 761-773.
7	Труделл К. Первоначальный курс рациональной механики сплошных сред. – М.: Мир, 1975. – 592 с.	Truesdell K. <i>Первоначальный курс рациональной механики сплошных сред.</i> – М.: Mir, 1975. – 592 p.
8	Akilov Zh.A., Dzhabbarov M.S. and Khuzhayorov B.Kh. Tangential Shear Stress under the Periodic Flow of a Viscoelastic Fluid	Akilov Zh.A., Dzhabbarov M.S. and Khuzhayorov B.Kh. Tangential Shear Stress under the Periodic Flow of a Viscoelastic Fluid



	in a Cylindrical Tube// SSN 0015-4628, Fluid Dynamics, 2021, Vol. 56, №2. P. 189-199.	in a Cylindrical Tube// SSN 0015-4628, Fluid Dynamics, 2021, Vol. 56, №2. P. 189-199.
9	Navruzov K., Sharipova Sh., Kujatov N., Begjanov A. General rheological model of elastic viscosity fluids // Novateur publications Journal NX-A Multidisciplinary peer reviewed Journal ISSN 2581-4230.2020.vol. 6. P.138-142.	Navruzov K., Sharipova Sh., Kujatov N., Begjanov A. General rheological model of elastic viscosity fluids // Novateur publications Journal NX-A Multidisciplinary peer reviewed Journal ISSN 2581-4230.2020.vol. 6. P.138-142.
10	Navruzov K., Shukurov Z. K., Begjanov A. Sh. Method for determining hydraulic resistance during fluid flow in pipes // Electronic journal of actual problems of modern science, education and training 2019-II Issn 2181-9750. UDC: P. 532-542.	Navruzov K., Shukurov Z. K., Begjanov A. Sh. Method for determining hydraulic resistance during fluid flow in pipes // Electronic journal of actual problems of modern science, education and training 2019-II Issn 2181-9750. UDC: P. 532-542.
11	Navruzov K., Turayev M., Shukurov Z. Pulsating flows of viscous fluid in flat channel E3S Web of Conferences 401, 02010 (2023) CONMECHYDRO - 2023 https://doi.org/10.1051/e3sconf/202340102010	Navruzov K., Turayev M., Shukurov Z. Pulsating flows of viscous fluid in flat channel E3S Web of Conferences 401, 02010 (2023) CONMECHYDRO - 2023 https://doi.org/10.1051/e3sconf/202340102010
12	Z K Shukurov, B Sh Yuldoshev, and A Begjanov. Investigation of hydraulic resistance of pulsating flows of viscous fluid in elastic pipe. E3S Web of Conferences 365, 03026 (2023). – pp. 1-11.	Z K Shukurov, B Sh Yuldoshev, and A Begjanov. Investigation of hydraulic resistance of pulsating flows of viscous fluid in elastic pipe. E3S Web of Conferences 365, 03026 (2023). – pp. 1-11.
13	Литвинов В.Г. Движение нелинейновязкой жидкости. – М.: Наука, 1982. – 374 с.	Litvinov V.G. Движение нелинейновязкой жидкости. – М.: Наука, 1982. – 374 р.
14	Наврузов К., Ражабов С.Х., Шукуров З.К. Импедансный метод определения гидравлического сопротивления в крупных артериальных сосудах с проницаемыми стенками // Узб. журн. «Проблемы механики». –2017, №3-4. –С. 28-32.	Navruzov K., Razhabov S.Kh., Shukurov Z.K. Импедансный метод определения гидравлического сопротивления в крупных артериальных сосудах с проницаемыми стенками // Uzb. magazine "Problems of mechanics". –2017, No. 3-4. -WITH. 28-32.
15	Огибалов П.М., Мирзаджанзаде А.Х. Нестационарные движения вязкопластичных сред. – М.: Изд-во МГУ, 1977. – 373 с.	Ogibalov P.M., Mirzajanzade A.Kh. Нестационарные движения вязкопластичных сред. – М.: Moscow State University Publishing House, 1977. – 373 р.
16	Шукуров З. К. Нестационарное течение вязкоупругой жидкости в плоском канале при наличии перепада давления. Publishing House "Education and Science". Praha, Czech Republic 2021. P. 29-31.	Shukurov Z. K. Нестационарное течение вязкоупругой жидкости в плоском канале при наличии перепада давления. Publishing House "Education and Science". Praha, Czech Republic 2021. pp. 29-31.
17	AkilovZh.A., Dzhabbarov M.S. and Khuzhayorov B.Kh. Tangential Shear Stress under the Periodic Flow of a Viscoelastic Fluid	AkilovZh.A., Dzhabbarov M.S. and Khuzhayorov B.Kh. Tangential Shear Stress under the Periodic Flow of a Viscoelastic Fluid



	in a Cylindrical Tube// SSN 0015-4628, Fluid Dynamics, 2021, Vol. 56, №2. P. 189-199.	in a Cylindrical Tube// SSN 0015-4628, Fluid Dynamics, 2021, Vol. 56, №2. P. 189-199.
18	Chhabra R.P., Non-Newtonian Fluids: An Introduction (SERC Scyool-Cum-Symposium on Rheology of Complex Fluids) 2010. P 33.	Chhabra R.P., Non-Newtonian Fluids: An Introduction (SERC Scyool-Cum-Symposium on Rheology of Complex Fluids) 2010. P 33.
19	A Begjanov, Z K Shukurov, B Sh Yuldoshev, and. Pulsating flow of stationary elastic-viscous fluids in a flat-wall channel 26-й Международной конференции Construction The Formation Of Living Environment (FORM-2023) E3S Web of Conferences 401, 01030 (2023) CONMECHYDRO - 2023 https://doi.org/10.1051/e3sconf/202340101030	A Begjanov, Z K Shukurov, B Sh Yuldoshev, and. Pulsating flow of stationary elastic-viscous fluids in a flat-wall channel 26-й Международной конференции Construction The Formation Of Living Environment (FORM-2023) E3S Web of Conferences 401, 01030 (2023) CONMECHYDRO - 2023 https://doi.org/10.1051/e3sconf/202340101030
20	Yan B.H., Yang Y.H. Forced convection with laminar pulsating flow in a tube // J. Heat Mass Transfer. 2011. Vol. 47. P. 197-202.	Yan B.H., Yang Y.H. Forced convection with laminar pulsating flow in a tube // J. Heat Mass Transfer. 2011. Vol. 47. P. 197-202.

