

- 9.СНиП 2.05.03-84. Мосты и трубы. 1985.- с.199.
10. Матченко Н.М. Шерешевский Л.А. Вариант соотношений разномодульной теории упругости. Тула. ТПИ 1983-Депонирована в ВИНТИ, №3904-83-6 с.
11. Матченко Н.М. Шерешевский Л.А. Вариант построения соотношений разномодульной теории упругости и применение его к расчёт без моментные оболочки в решения. Тула. ТПИ 1983,- Депо-е в ВНИТИ, №3905-83-7с.
12. Мирзаев О. А., Алмардонов О. М. Теоретическая анализ деформированного состояния цилиндрической оболочки заполненной вулканизированной резиной. – 2021.
13. Джураев, А. Д., Ураков, Н. А., Мирзаев, О. А., Алмардонов, О. М., & Усманов, Х. С. (2021). Анализ нагруженности питающего цилиндра в узле питания прядильных машин. *Universum: технические науки*, (12-3 (93)), 48-53.

## АНАЛИЗ НЕСТАЦИОНАРНОГО ДВИЖЕНИЯ МНОГОФАЗНОГО ПОТОКА С ИСКУССТВЕННЫМ РАССЛОЕНИЕМ ПОТОКА

**Хужакулов Рустам,**

профессор кафедры “Гидравлика и строительство инженерных сооружений” Каршинского государственного технического университета (КГТУ), доктор технических наук,

**Исломов Илхом Мустонович,**

базовый докторант НИИИВП,

**Турсунов Феруз Юлдошевич,**

научный соискатель кафедры “Гидравлика и строительство инженерных сооружений” КГТУ,

**Аннотация.** В современных условиях для поддержания благоприятного гидравлического режима на системах машинного водоподъёма рационально использовать на водотоках защитные сооружения, использующие энергию водного потока в виде плавучей запани. На основе полученных теоретических закономерностей созданы принципиально новые самоуправляемые плавучие конструкции и уточнены гидродинамические характеристики движения нестационарного трехмерного потока для параметров профиля крыла. Теория нестационарного трехмерного движения многофазного потока с его искусственным расслоением и защитой от выбранных фаз по глубине использована плавучими направляющими системами на водозаборах крупных каскадов насосных станций.

**Ключевые слова:** насосные станции, самоуправляемые плавучие конструкции, трехмерный поток, плавучие запани, водозабор, управление потоком.

**Annotatsiya.** Zamonaviy sharoitda mexanik suv ko'tarish tizimlarida qulay gidravlik rejimni saqlash uchun suv oqimining energiyasini suzuvchi qurilma shaklida ishlatadigan suv oqimlarida himoya inshootlaridan foydalanish oqilona yechim hisoblanadi. Olingan n azariy tamoyillar asosida tubdan yangi o'z-o'zidan boshqariladigan suzuvchi tuzilmalar yaratildi va qanot profilining parametrlari uchun beqaror uch o'lchovli oqim harakatining gidrodinamik xususiyatlari aniqlandi. Ko'p fazali oqimning beqaror uch o'lchovli harakati nazariyasi uning sun'iy tabaqalanishi va tanlangan fazalardan chuqurlikdagi himoyasi bilan katta nasos stantsiyalarining suv olish joylarida suzuvchi tizimlari tomonidan qo'llaniladi.

**Kalit so'zlar:** nasos stantsiyalari, o'z-o'zidan boshqariladigan suzuvchi inshootlar, uyurmali oqim, suzuvchi qurilma, suv olish, oqimni boshqarish.

**Abstract.** In modern conditions, to maintain a favorable hydraulic regime in machine water lifting systems, it is rational to use protective structures on water courses that use the energy of the water flow in the form of a floating barrier. Based on the theoretical regularities obtained, fundamentally new self-governing floating structures were created and the hydrodynamic

characteristics of the motion of an unsteady three-dimensional flow for the wing profile parameters were clarified. The theory of unsteady three-dimensional motion of a multiphase flow with its artificial stratification and protection from selected phases by depth was used by floating guide systems at water intakes of large cascades of pumping stations. The use of advanced hydrodynamic patterns of multiphase flow motion improves the performance of irrigation and drainage structures.

**Key words:** pumping stations, self-controlling floating structures, three-dimensional flow, floating tanks, water intake, flow control.

**Введение.** Математическое описание и изучение движения жидкости основывается на гипотезе сплошности среды, согласно которой среда рассматривается в макроскопическом масштабе. Для такой среды вводится понятие частицы бесконечно малого объема и различные физические величины, например плотность, скорость, температура, принимаются в виде непрерывных, имеющих достаточное число производных функций координат и времени. К описанию движения среды возможно два подхода - с использованием переменных Эйлера и с использованием переменных Лагранжа [1,2].

В первом случае вводится поле, в котором характеризующие течение величины определяются как функции пространственных координат  $x$  и времени  $t$ . Основной из таких величин является вектор скорости  $u(x,t)$ . При этом подходе следует иметь в виду, что через одну и ту же точку пространства в различные моменты времени проходят разные частицы среды. Во втором случае характеризующие течение среды величины относят к конкретным частицам, движение которых изучается. Для частиц задаются координаты  $a$  в начальный момент времени и вектор скорости определяется как  $u(a, t)$ . Метод Лагранжа имеет много общего с описанием движения материальных тел, применяемым в теоретической механике. Однако из-за сложности решения получаемых уравнений в механике жидкости и газа он находит меньшее применение, чем метод Эйлера, который и положен в основу построения рассматриваемых ниже математических моделей нестационарных течений [3,4].

**Методы.** Уравнение движения среды, или уравнение гидродинамики, в своем наиболее фундаментальном виде выражает закон сохранения количества движения (импульса). Для жидкого объема  $V$ , ограниченного поверхностью  $S$ , согласно этому закону имеем

$$d \int_V u \rho dV = \int_V P_{mp} dV dt + \int_S p_n dS dt, \quad (1)$$

где  $u$  - скорость движения центра масс среды, заключенной в объеме  $dV$ ,  $\rho$  - плотность среды;  $P_m$  - массовая сила, отнесенная к единице массы, т. е.  $P_m = \lim_{\Delta m \rightarrow 0} \frac{\Delta P_m^1}{\Delta m}$ , причем  $\Delta P_m^1$  -

главный вектор массовых сил, действующих на элемент массы  $\Delta m$ ;  $p_n$  — напряжение поверхностных сил, т. е.  $p_n = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta P_s^1}{\Delta S}$ , причем  $\Delta P_s^1$  - главный вектор поверхностных сил,

действующих на площадку  $\Delta S$ .

После деления на  $dt$  уравнение (1) принимает вид

$$\frac{d}{dt} \int_V u \rho dV = \int_V P_{mp} dV + \int_S p_n dS, \quad (2)$$

т. е. скорость изменения количества движения выбранной части среды равна сумме всех сил, действующих на эту часть среды. Уравнение (2) представляет собой обобщение второго закона Ньютона на случай движения сплошной материальной среды. Левая часть этого уравнения может быть представлена в виде.

$$\frac{d}{dt} \int_V u \rho dV = \int_V \left( \frac{d\rho}{dt} u + \rho \frac{du}{dt} \right) dV = \int_V \rho \frac{du}{dt} dV + \int_V u \left( \frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} u \right) dV. \quad (3)$$

При отсутствии в выделенном жидком объеме источников и стоков последний интеграл в

уравнении (3) обращается в нуль, так как по рассматриваемому в дальнейшем уравнению неразрывности

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} u = 0$$

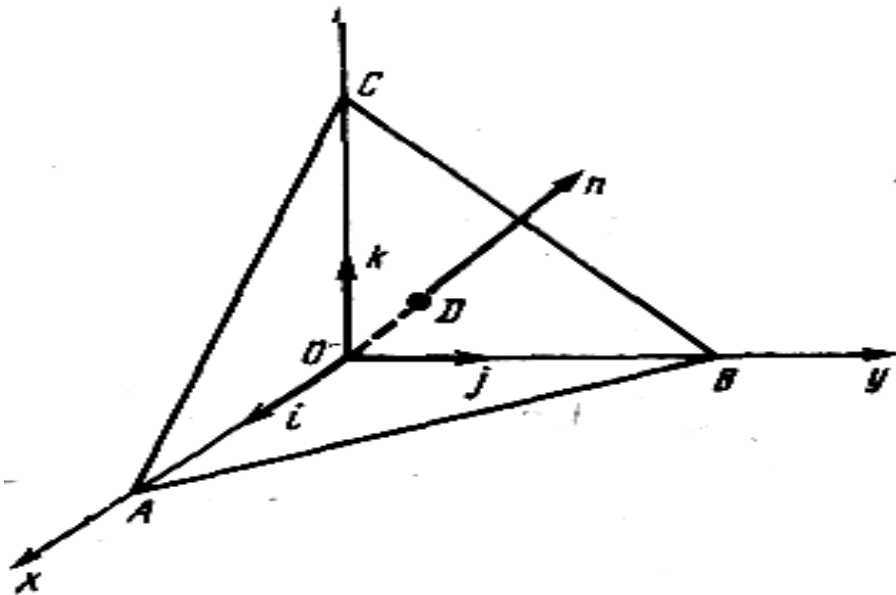
При наличии притока или стока массы правая часть этого выражения будет отлична от нуля и равна какой-то величине  $\rho q_m$ , характеризующей быстроту изменения массы в выделенном объеме. Если  $q_m = 0$ , то

$$\frac{d}{dt} \int_v u \rho dV = \int_v \rho \frac{du}{dt} dV \quad (4)$$

**Результаты и обсуждения.** Для получения уравнения движения среды в дифференциальной форме необходимо найти дополнительные соотношения, определяющие  $p_n$ . С этой целью удобно взять жидкий объем в виде бесконечно малого тетраэдра OABC, три грани которого перпендикулярны соответственно осям декартовых координат  $x, y, z$ , а положение четвертой определяется нормалью  $n$  (рис.1). Примем, что  $p_x, p_y, p_z$  и  $p_n$  — напряжения на гранях тетраэдра, имеющих нормали  $i, j, k, n$ . Тогда, применяя уравнение (2) и учитывая соотношение (4), получим [4,5]

$$\int_v \rho \frac{du}{dt} dV = \int_{S_x} p_x dS - \int_{S_y} p_y dS - \int_{S_z} p_z dS + \int_{S_n} p_n dS, \quad (5)$$

где  $S_x, S_y, S_z$  являются проекциями площади  $S_n$  грани ABC, т. е.  $S_x = S_n \cos(nx)$ ,  $S_y = S_n \cos(ny)$ ,  $S_z = S_n \cos(nz)$ .



**Рис.1 - Жидкий объем в виде элементарного тетраэдра**

Теорема о среднем напряжении позволяет по уравнению (5) найти

$$\left( \rho \frac{du}{dt} - \rho P_m \right)_{cp} \frac{S_n h}{3} = S_n p_{ncp} - S_n \cos(nx) p_{xcp} - S_n \cos(ny) p_{ycp} - S_n \cos(nz) p_{zcp}, \quad (6)$$

где  $h$  — высота OD тетраэдра.

При  $h \rightarrow 0$  стоящие в правой части уравнения (6) средние напряжения  $p_{ncp}, p_{xcp}, p_{ycp}, p_{zcp}$  на гранях тетраэдра примут значения напряжений в точке O, поэтому после сокращения на  $S_n$

$$p_n = p_x \cos(nx) + p_y \cos(ny) + p_z \cos(nz). \quad (7)$$

Соотношение (7) показывает, что напряжение  $p_n$  в точке O на произвольно ориентированной площадке определяется по трем напряжениям  $p_x, p_y, p_z$  на площадках, перпендикулярных к осям декартовых координат и проходящих через точку O. Каждый из

трех векторов  $p_x$ ,  $p_y$ ,  $p_z$  может быть представлен тремя компонентами. Следовательно, напряжение в точке произвольно ориентированной площадки определяется, если известна матрица

$$\begin{bmatrix} p_{xx} & p_{xy} & p_{xz} \\ p_{yx} & p_{yy} & p_{yz} \\ p_{zx} & p_{zy} & p_{zz} \end{bmatrix} = [p_{ik}].$$

Эта матрица называется тензором напряжений. Первый индекс у каждой проекции  $p_{ik}$  указывает ось, перпендикулярно к которой берется площадка, а второй- ось, по которой определяется проекция вектора.

Подставляя значение  $p_n$  согласно соотношению (7) в последний интеграл уравнения (2) и применяя формулу Гаусса - Остроградского, найдем

$$\int_s p_n dS = \int_s [p_x \cos(n_x) + p_y \cos(n_y) + p_z \cos(n_z)] ds = \int_v \left( \frac{\partial p_x}{\partial x} + \frac{\partial p_y}{\partial y} + \frac{\partial p_z}{\partial z} \right) dV$$

С помощью соотношений (4) и (7) уравнение (2) можно привести к виду

$$\int_v \left( \rho \frac{du}{dt} - \rho P_m - \frac{\partial p_x}{\partial x} - \frac{\partial p_y}{\partial y} - \frac{\partial p_z}{\partial z} \right) dV = 0 \quad (8)$$

Интеграл (8) должен быть равен нулю при любом объеме  $V$ , что имеет место при

$$\rho \frac{du}{dt} = \rho P_m + \frac{\partial p_x}{\partial x} + \frac{\partial p_y}{\partial y} + \frac{\partial p_z}{\partial z}, \quad (9)$$

Уравнение (9) является дифференциальным уравнением гидродинамики (уравнением движения сплошной среды) в напряжениях. В проекциях на оси декартовых координат из уравнения (9) получаем систему уравнений

$$\begin{aligned} \rho \frac{du_x}{dt} &= \rho P_x + \frac{\partial p_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial p_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial p_{zx}}{\partial z}, \\ \rho \frac{du_y}{dt} &= \rho P_y + \frac{\partial p_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial p_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial p_{zy}}{\partial z}, \\ \rho \frac{du_z}{dt} &= \rho P_z + \frac{\partial p_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial p_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial p_{zz}}{\partial z}, \end{aligned} \quad (10)$$

которая представляет собой скалярную форму уравнения гидродинамики в напряжениях; в уравнениях (10)  $P_x$ ,  $P_y$  и  $P_z$  - проекции отнесенной к единице массы силы  $P_m$ , а производные, стоящие в левой части уравнений, являются полными.

Дифференциальные уравнения гидродинамики как в векторной, так и в скалярной формах не могут быть непосредственно использованы из-за того, что для определения напряжений необходимы дополнительные соотношения, вид которых зависит от принятой модели среды [6,7,8]. Если среда является изотропной и при ее движении компоненты тензора напряжений представляют собой линейные функции компонент тензора скоростей деформаций, а при покоящейся среде действуют только нормальные напряжения, то среда называется ньютоновской. В дальнейшем всюду предполагается, что среда может считаться ньютоновской. При этом связь между тензором напряжений и тензором скоростей деформаций в декартовой (не главной) системе координат принимается в виде [3]

$$\begin{bmatrix} p_{xx} & p_{xy} & p_{xz} \\ p_{yx} & p_{yy} & p_{yz} \\ p_{zx} & p_{zy} & p_{zz} \end{bmatrix} = (-p + \lambda_1 \operatorname{div} u) \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} + 2\mu \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix}, \quad (11)$$

где  $\varepsilon_{ik}$  - компоненты тензора скоростей деформаций;  $\mu$  динамическая вязкость среды;  $\lambda_1$  - составляющая второго коэффициента вязкости или объемной вязкости, определяемой

соотношением

$$\mu_v = \lambda_1 + \frac{2}{3} \mu \quad (12)$$

Для компонента тензора напряжений из уравнения (11) можно найти

$$\begin{aligned} P_{xx} &= -p + \lambda_1 \operatorname{div} u + 2\mu \frac{\partial u_x}{\partial x}; \\ P_{yy} &= -p + \lambda_1 \operatorname{div} u + 2\mu \frac{\partial u_y}{\partial y}; \\ P_{zz} &= -p + \lambda_1 \operatorname{div} u + 2\mu \frac{\partial u_z}{\partial z}; \\ p_{xy} &= p_{yx} = \mu \left( \frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right); \\ p_{yz} &= p_{zy} = \mu \left( \frac{\partial u_y}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial y} \right); \\ p_{zx} &= p_{xz} = \mu \left( \frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right). \end{aligned} \quad (13)$$

Компоненты  $p_{ik}$  при  $i \neq k$  являются касательными напряжениями. Эти напряжения с одинаковыми, но расположенными в обратном порядке индексами будут попарно равны, что следует из равенства моментов относительно произвольной оси. Чтобы подчеркнуть их отличие от нормальных напряжений ( $p_{ik}$  при  $i = k$ ), введем следующие обозначения  $p_{xy} = p_{yx} = \tau_{xy} = \tau_{yx}$ ;  $p_{yz} = p_{zy} = \tau_{yz} = \tau_{zy}$ ;  $p_{zx} = p_{xz} = \tau_{zx} = \tau_{xz}$ ;

В этих обозначениях касательное напряжение при параллельно-струйном движении вязкой среды в направлении оси  $x$  в плоскости  $xy$  определяется соотношением

$$\tau_{yx} = \mu \frac{\partial u_x}{\partial y}, \quad (14)$$

которое выражает закон вязкого трения Ньютона.

Динамическая вязкость  $\mu$  среды, входящая в уравнения (14), в общем случае зависит от давления  $p$  и температуры  $T$

$$\mu = \mu(p, T). \quad (15)$$

Вязкость зависит от рода и состояния среды, с увеличением температуры вязкость жидкостей уменьшается. Приближенное выражение связи между динамической вязкостью жидкости и температурой можно представить в виде

$$\mu_1 = \mu_2 \left( \frac{T_2}{T_1} \right)^k, \quad (16)$$

Где  $\mu_1$  и  $\mu_2$  - значения динамической вязкости жидкости при температурах  $T_1$  и  $T_2$ . Показатель степени  $k$  в формуле (16) зависит от вида жидкости.

У большинства жидкостей вязкость повышается с увеличением давления. Эта зависимость имеет следующий вид

$$\mu = \mu_0 e^{bp},$$

где  $\mu$  и  $\mu_0$  — значения динамической вязкости жидкости соответственно при давлении  $p$  и при атмосферном давлении;  $b$  - коэффициент, значения которого для поверхностных вод с наносами Республики Узбекистан составляют 0,02—0,03 1/МПа.

В некоторых случаях совместное влияние температуры и давления на вязкость жидкости может взаимно компенсироваться. Например, при установившемся ламинарном

движении жидкости в крыльях, отсеках запаней или в каких-либо других каналах, увеличение вязкости из-за большего давления на входе в канал будет скомпенсировано уменьшением вязкости вследствие увеличения температуры жидкости по длине канала.

Выше была отмечена зависимость полной гидродинамической силы от скорости потока  $V$ . Если в некоторую точку пространства, через которую непрерывно проходят отдельные частицы жидкой среды, поместить чувствительный безинерционный прибор, измеряющий мгновенные скорости в каждый данный момент времени, то такой прибор зафиксирует некоторые колебания скорости по времени. Это колебание истинной скорости  $V$  по времени называется пульсацией скорости. Под скоростью  $V$  в данном случае понимается среднее значение истинной скорости.

**Выводы.** Мы не рассматриваем здесь зависимость гидродинамической силы от формы и от углов, характеризующих положение плавучей конструкции в потоке, потому, что анализ вопроса об гидродинамическом подобии явлений, о выяснении критериев подобия, мы будем проводить, считая, что тела (модель и натура) геометрически подобны и углы, характеризующие их положение в потоке, т. е. углы атаки и скольжения равны.

Геометрические параметры крыла плавучей конструкции формы крыла в плане - прямоугольная. Наиболее часто употребляемые крылья имеют трапецевидную форму в плане. Концы крыльев обычно закруглены (как это было выполнено в модели плавучей конструкции, запроектированной диссертантом для НС КМК).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Oleg Glovatsky, Rustam Ergashev, Aleksandr Gazaryan<sup>1</sup>, Jaloliddin Rashidov and Boybek Kholbutayev Improvement of water intake in large machine water lifting systems (On the example of the karshi main canal) *AIP Conf. Proc.* 2612, 020031 <https://doi.org/10.1063/5.0113298>

2. Naim Ismoilov, Naira Nasirova, Boybek Kholbutayev, Khusnora Khusanbayeva Technology of water supply to water inlets of pumping stations (2021) <https://doi:10.1088/1757-899X/1030/1/012156>

3. Mirskhoulava Ts. E. Scour in River Basin in its Bed Mechanism Forecast. International Symposium, River Mechanism. Hong—Kong, Thailand, 2003.

4. Xujakulov R. Interaction of hydraulic structures and their subsidence bases. Cite as: *AIP Conference Proceedings* 2612, 020038 (2023); <https://doi.org/10.1063/5.0113983> Published Online: 15 March 2023

5. Хужакулов Р., Турсунов Ф.Ю., Исломов И.М. Эксплуатационная надежность каскадов ирригационных насосных станций. Научно-практический журнал “Архитектура, строительство и дизайн”, №2, 2024, С.233-239.

6. Хужакулов Р., Турсунов Ф.Ю., Исломов И.М. Достижение эффективного управления эксплуатации насосных станций. Научно-практический и инновационный журнал “Земля Узбекистана”, №1, 2025, С.10-13.

#### REGULAR AND STRONG SOLVABILITY OF THE PROBLEM FOR A MIXED PARABOLIK-HYPERBOLIK THIRD-ORDER EQUATION

<sup>1</sup>B.E. Eshmatov, <sup>1</sup>T.J. Ro‘ziyeva, <sup>2</sup>Kiyohisa Nishiyama

<sup>1</sup>University of Economics and Pedagogy, Karshi, Uzbekistan

<sup>2</sup>Nagoya University, Yaponiya

**Annotation.** The paper is devoted to the study of regular solvability of problems with Bitsadze-Samarsky type conditions for a mixed parabola-hyperbolic equation of the third order with two independent variables.