СТРОИТЕЛЬСТВО И АРХИТЕКТУРА

DOI: 10.32743/UniTech.2021.85.4-1.72-76

**ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ УПРАВЛЕНИЯ ДВИЖЕНИЕМ
ДВУХФАЗНОЙ СМЕСИ ПРИ ТРАНСПОРТИРОВКЕ В ТРУБЕ****Абидов Камил Зарифович**

канд. техн. наук, доцент,
Бухарский инженерно-технологический институт,
Республика Узбекистан, г. Бухара
E-mail: kzabidov@mail.ru

Эргашев Бахтиёр Тилавович

старший преподаватель,
Бухарский инженерно-технологический институт,
Республика Узбекистан, г. Бухара
E-mail: ergashevbt@mail.ru

**HYDRODYNAMIC MODEL OF CONTROLLING THE MOTION
OF A TWO-PHASE MIXTURE DURING TRANSPORTATION IN A PIPE****Kamil Abidov**

Candidate of technical Sciences, associate Professor
Bukhara engineering and technological Institute,
Uzbekistan, Bukhara

Bakhtiyor Ergashev

Senior lecturer
Bukhara engineering and technological Institute,
Uzbekistan, Bukhara

АННОТАЦИЯ

В статье теоретически исследованы вопросы оптимизации процесса транспортировки пульпы в трубах на основе гидродинамической модели движения смесей. Определены гидродинамические параметры обеспечивающие оптимальную транспортировку мелких твёрдых частиц в трубах.

ABSTRACT

The article dedicates that, theoretically investigates the optimization of the process of transporting pulp in pipes on the basis of a hydrodynamic model of the movement of mixtures. The hydrodynamic parameters have been determined to ensure optimal transportation of small solid particles in pipes.

Ключевые слова: гидродинамическая модель, пульсация, пульсирующее течение, пульпопровод, двухфазная смесь, подъёмная сила, критическая скорость, коэффициент взаимодействия, структура потока.

Keywords: hydrodynamic model, pulsation, pulsating flow, pulp pipeline, two-phase mixture, lifting force, critical, velocity, interaction, coefficient, stream structure.

В некоторых развитых стран мира (США, Канада) транспортировка угля осуществляется по трубопроводам в виде водоугольной смеси (пульпы). В процессе пульпоприготовления уголь дробится и размалывается (средний размер частиц угля достигает 0,1 мм), после чего смешивается с водой с целью его транспортировки.

Опыты показали, что этот метод не лишен недостатков. Дело в том, что в связи с абразивностью пульпы внутренняя поверхность углепровода подвергается износу, сокращающему срок службы

гидротранспорта. Желание уменьшить износ и гидравлические потери приводит к снижению рабочих скоростей пульпы в трубопроводе, поскольку с ростом рабочей скорости износ и потери увеличиваются. Однако, снижение рабочей скорости ограничивается критической скоростью, при которой начинается осаждение твердой фазы на днище трубы, что в свою очередь, приводит к уменьшению живого сечения и увеличению энергозатрат.

В инженерной практике известно несколько способов увеличения транспортируемой способности

трубопроводной системы. Интересные эффекты обнаружены при магнитной обработке жидкости. Установлено, что после такой обработки изменяется вязкость среды и расход жидкости увеличивается в 1,5 раза. Другой подход основан на добавлении в жидкость водорастворимых полимеров. Доказано увеличение транспортируемой способности путем снижения гидравлического сопротивления под влиянием полимерных добавок [1].

С учетом силы тяжести и подъемной силы Жуковского—Магнуса теоретически исследован эффект Сегре—Зильберберга [1,2]. Определены критические скорости, при которых возможно существование эффекта, приводящего к раздельно-кольцевому движению. Обнаружен участок трубопровода, в конце которого заканчивается радиальная миграция твердых частиц — участок стабилизации концентрации дисперсной фазы по поперечному сечению. Рассмотрены вопросы определения оптимальной формы сечения желобов при транспортировке двухфазных систем [3].

В работе [4] экспериментальные опыты показали значительную экономичность транспорта смеси пульсирующим потоком. Отмечено, что экономия энергзатрат при этом доходит до 33%.

Изложенные выше методы не исчерпывают все возможные подходы, обеспечивающие оптимизацию транспортировки смеси. Поэтому изучение этих процессов — предмет интенсивных теоретических и экспериментальных исследований. В этом плане, физические эксперименты очень трудоемки, дорогостоящи и весьма сложны, особенно те процессы, которые трудно поддаются варьированию в широких диапазонах гидромеханических параметров. Теоретические исследования поведения твердых включений в несущей среде требуют использования адекватных математических моделей для получения реальной картины течения, обеспечивающие оптимальные режимы транспортировки и уменьшения энергзатрат [6, 7, 8].

Цель работы — численное исследование характерных особенностей динамического поведения параметров смеси (вода + твердые частицы) при пульсирующем режиме течения и установление критериев, характеризующих области ожидаемых оптимальных параметров транспортировки пульпы. Общеизвестно, что для изучения многофазных течений наиболее перспективным является использование теории взаимопроникающих континуумов. Согласно этой теории система уравнений для вязких двухфазных сред в цилиндрических координатах имеет вид [1, 2]:

$$f_i \frac{\partial u_i}{\partial t} + f_i v_i \frac{\partial u_i}{\partial r} + f_i u_i \frac{\partial u_i}{\partial z} = - \frac{f_i}{\rho_{ni}} \frac{\partial P}{\partial z} +$$

$$+ v_i \frac{\partial}{\partial z} \left\{ f_i \left[- \frac{2}{3} \left(\frac{\vartheta_i}{r} + \frac{\partial \vartheta_i}{\partial r} \right) + 2 \frac{\partial u_i}{\partial z} \right] \right\} +$$

$$+ v_i \frac{\partial}{\partial r} \left[f_i \left(\frac{\partial u_i}{\partial r} + \frac{\partial \vartheta_i}{\partial z} \right) \right] + v_i \left(\frac{\partial u_i}{\partial r} + \frac{\partial \vartheta_i}{\partial z} \right) +$$

$$\frac{K}{\rho_{ni}} (u_{3-i} - u_i); \quad (1)$$

$$f_i \frac{\partial \vartheta_i}{\partial t} + f_i u_i \frac{\partial \vartheta_i}{\partial z} + f_i v_i \frac{\partial \vartheta_i}{\partial r} = - \frac{f_i}{\rho_{ni}} \frac{\partial P}{\partial r} +$$

$$+ v_i \frac{\partial}{\partial r} \left\{ f_i \left[- \frac{2}{3} \left(\frac{\vartheta_i}{r} + \frac{\partial \vartheta_i}{\partial r} + \frac{\partial u_i}{\partial z} \right) + 2 \frac{\partial \vartheta_i}{\partial r} \right] \right\} +$$

$$+ v_i \frac{\partial}{\partial z} \left[f_i \left(\frac{\partial u_i}{\partial r} + \frac{\partial \vartheta_i}{\partial z} \right) \right] + 2 v_i \frac{f_i}{2} \left(\frac{\partial \vartheta_i}{\partial r} + \frac{v_i}{r} \right) +$$

$$\frac{K}{\rho_{ni}} (\vartheta_{3-i} - \vartheta_i); \quad (2)$$

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (f_i r \vartheta_i)}{\partial r} + \frac{\partial (f_i u_i)}{\partial z} = 0; \quad (3)$$

$$f_1 + f_2 = 1. \quad (4)$$

где: u_i — продольная скорость i -й фазы; ϑ_i — поперечная скорость i -й фазы; ρ_{ni} — истинные плотности сред; K — коэффициент взаимодействия между фазами; f_i — объемное содержание i -й фазы; v_i — кинематический коэффициент i -й фазы; t , P — время и давление.

Систему уравнений (1)—(4) запишем в безразмерном виде с применением следующих преобразований:

$$u_i = R \omega \bar{u}_i; \quad \vartheta_i = R \omega \bar{\vartheta}_i; \quad z = R \bar{z}; \quad r = R \bar{r};$$

$$t = \frac{\bar{t}}{\omega}; \quad P = \rho_{ni} v_i \omega \bar{P}; \quad K = \frac{\rho_{ni} \omega}{Re} \bar{K};$$

где $\bar{u}_i$, $\bar{\vartheta}_i$, $\bar{z}$, $\bar{r}$, $\bar{P}$, $\bar{t}$, $\bar{K}$ — безразмерные величины, Re_1 — число Рейнольдса первой фазы, ω — круговая частота колебаний.

После обезразмеривания исходные уравнения примут следующий вид (черточки опускаем):

$$f_i \frac{\partial u_i}{\partial t} + f_i v_i \frac{\partial u_i}{\partial r} + f_i u_i \frac{\partial u_i}{\partial z} = - \frac{M}{\alpha_i} f_i \frac{\partial P}{\partial z} +$$

$$+ \frac{1}{\alpha_i} \left[\frac{4}{3} \frac{\partial}{\partial z} \left(f_i \frac{\partial u_i}{\partial z} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial z} \left(f_i \frac{\partial \vartheta_i}{\partial r} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{f_i \vartheta_i}{r} \right) \right] +$$

$$+ \frac{1}{\alpha_i} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(f_i \frac{\partial u_i}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(f_i \frac{\partial \vartheta_i}{\partial z} \right) \right] + \frac{1}{\alpha_i} \frac{f_i}{r} \left(\frac{\partial u_i}{\partial r} + \frac{\partial \vartheta_i}{\partial z} \right) +$$

$$\frac{M}{Re_i} K (u_{3-i} - u_i) \quad (5)$$

$$f_i \frac{\partial \vartheta_i}{\partial t} + f_i u_i \frac{\partial \vartheta_i}{\partial z} + f_i v_i \frac{\partial \vartheta_i}{\partial r} = - \frac{M}{\alpha_i} f_i \frac{\partial P}{\partial r} +$$

$$+ \frac{1}{\alpha_i} \left[\frac{4}{3} \frac{\partial}{\partial r} \left(f_i \frac{\partial \vartheta_i}{\partial r} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial r} \left(f_i \frac{\partial u_i}{\partial z} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{f_i \vartheta_i}{r} \right) \right] +$$

$$+ \frac{1}{\alpha_i} \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(f_i \frac{\partial u_i}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(f_i \frac{\partial \vartheta_i}{\partial z} \right) \right] + \frac{1}{\alpha_i} \frac{2 f_i}{r} \left(\frac{\partial \vartheta_i}{\partial r} - \frac{\vartheta_i}{r} \right) +$$

$$\frac{M}{Re_i} K (\vartheta_{3-i} - \vartheta_i) \quad (6)$$

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (f_i r \vartheta_i)}{\partial r} + \frac{\partial (f_i u_i)}{\partial z} = 0; \quad (7)$$

$$f_1 + f_2 = 1. \quad (8)$$

где: $Re_i = \frac{u_i R}{\nu_i}$ — число Рейнольдса i -й фазы;

$\alpha_i^2 = R^2 \frac{\omega}{v_i}$ — колебательный параметр Уомерслея i -й фазы (в некоторых работах именуется числом Стокса-Громеки);

$$M = \frac{\mu_1}{\mu_2}.$$

Коэффициент взаимодействия определяем на основе обобщенного закона Стокса:

$$K = \frac{9}{2} \frac{\mu}{a^2} f_2 \psi_f$$

где a соответствует радиусу частиц,

ψ_f — коэффициент стесненности [2].

Для выявления отличительных особенностей потока при пульсации сформулируем следующую задачу. Допустим, что в момент времени $t = 0$ течение развитое и $\vartheta_i = 0$, $u_i = u_i(r)$, т. е. скорости частиц параллельны оси OZ и не зависят от продольной координаты. Начиная с $t > 0$ возникает градиент давления периодической формы, обуславливающей возникновение нестационарности потока. Значение продольных скоростей фаз стационарного потока с учетом условия прилипания сред на стенке вычислим следующими выражениями [1]:

$$u_1 = \left[\frac{A}{m_2} R^2 + \frac{4A}{m^4} + \frac{B}{m^2} \right] \frac{I_0(mr)}{I_0(mR)} - \frac{A}{m^2} r^2 - \frac{4A}{m^4} - \frac{B}{m^2}; \quad (9)$$

$$u_2 = \left[\frac{A}{m_2} R^2 + \frac{4A}{m^4} + \frac{D}{m^2} \right] \frac{I_0(mr)}{I_0(mR)} - \frac{A}{m^2} r^2 - \frac{4A}{m^4} - \frac{D}{m^2}; \quad (10)$$

где:

$$\frac{\partial P}{\partial z} = N = \text{const}; A = \frac{KN}{4f_1\mu_1f_2}; B = \frac{KNR^2}{4f_1\mu_1f_2\mu_2} + \frac{N}{\mu_4};$$

$$D = \frac{KNR^2}{4f_1\mu_1f_2\mu_2} \pm \frac{N}{\mu_2}; m^2 = K \left[\frac{1}{f_1\mu_1} + \frac{1}{f_2\mu_2} \right]$$

Формулы (9) и (10) имеют функции Бесселя нулевого порядка мнимого аргумента и квадратичные двучлены.

Сформулированная задача имеет следующие начальные и граничные условия:

$$t=0 \{ u_i=0, \vartheta_i = 0, f_i = f_{i0}, \text{ для } 0 < r < R, 0 < z < L \},$$

$$z=0: u_1 = u_0 + A \sin \omega t, u_2=u_1, \vartheta_i = 0, f_i = f_{i0}$$

$$P = P_0 + A \sin \omega t \text{ для } 0 < r < R$$

$$z=L: \frac{\partial u_i}{\partial z} = 0, \vartheta_i = 0 \text{ для } 0 < r < R$$

$$R=0: \frac{\partial u_i}{\partial r} = 0, \vartheta_i = 0 \text{ для } 0 < z < L$$

$$r=R: u_i=0, \vartheta_i = 0 \text{ для } 0 < z < L.$$

Для системы уравнений (5) — (8) применяем метод конечных разностей, решение которого на каждом шаге по времени находим путем итераций. Как в работе [2], поле скоростей находим из уравнений (5) и (6), а концентрацию первой фазы и давление — из уравнения (7), концентрацию второй фазы — из уравнения (8). Расчеты проводились при исходных данных:

$$\rho_{1i} = 101,7 \frac{\text{кг} \cdot \text{с}^2}{\text{М}^4}, \rho_{2i} = 109,1 \frac{\text{кг} \cdot \text{с}^2}{\text{М}^4}, \\ \mu_1 = 1,024 \cdot 10^{-4} \frac{\text{кг} \cdot \text{с}}{\text{М}^2}; \frac{\mu_1}{\mu_2} = 0,08, f_1|_{x=0} = 0,7;$$

При фиксированном значении ωt итерационный процесс был ограничен условием:

$$|u_{1i,j}^{k+1} - u_{1i,j}^k| \leq \varepsilon \quad (11)$$

где: k — номер итераций, $\varepsilon = 10^{-3}$.

Сходимость определялась критерием:

$$|u_{1i,j}^{n\Delta t+m} - u_{1i,j}^{n\Delta t}| \leq \varepsilon \quad (12)$$

где: n — номер шага по времени, m — период одного цикла.

Для сопоставления результатов были определены профили скоростей фаз по поперечному сечению трубы по формулам (4) и (5). Затем согласно граничным условиям найдены параметры потока с учетом пульсаций. Исследования проводились в диапазоне частотного параметра Уомерслея от 1 до 14 и числа Рейнольдса от 22 до 458.

Согласно результатам расчетов установлено, что в диапазоне частотного параметра Уомерслея для первой фазы $\alpha_1 =$ от 1 до 4 профили распределения скоростей фаз имеют параболический вид и мало отличаются от профилей, полученных по формулам (9) и (10). При этом в пристенных слоях трубы наблюдалось увеличение объемного содержания транспортируемой среды (пульпы). Начиная с $\alpha_1 \geq 5$, профиль скоростей фаз искажался, существенно влияя на распределение объемных концентраций фаз.

На рисунке 1 приведены профили скоростей фаз и радиальное распределение концентрации второй фазы в сечении $z = 0,5$. Решение получено при $\alpha_1 = 9$, $\alpha_2 = 3, 4$, $Re_1 = 195$, $Re_2 = 28$ для $\omega t = 0, \frac{\pi}{6}, \frac{\pi}{2}$. Пунктирными линиями показано распределение продольной скорости второй фазы. Из анализа графика следует, что когда профили скоростей фаз имеют М-образное распределение по сечению трубы, в пристенных слоях потока уменьшается объемное содержание транспортируемой среды. Кроме того, процесс переноса частиц из пристенных слоев нарастает с уменьшением пограничного слоя. Если при малых значениях α_i максимальная разность скоростей фаз ($u_1 - u_2$) возрастает в направлении оси трубы, то с увеличением α_i максимальная разность перемещается ближе к стенке.

Рисунок 1. Профили скоростей фаз и распределение объемной концентрации второй фазы при ($z=0,5$): $\alpha_1=9$, $\alpha_2=3,4$

Рисунок 2. Распределение объемной концентрации второй фазы в пограничном слое ($z=0,05$)

На рисунке 2 приведено распределение концентрации второй фазы в пограничном слое ($z=0,05$). Графики позволяют понять, что во входных сечениях концентрации фаз претерпевают большие колебания. Причем при больших значениях α_i эти колебания значительно возрастают. По мере удаления от входного сечения колебания концентрации фаз постепенно затухают. Результаты анализа изменения поперечных скоростей фаз показывают, что существенное изменение v_i наблюдается в области больших градиентов потока. Причем с истечением времени значение v_i , постепенно уменьшается.

Сопоставим наши результаты с экспериментальными данными работы [5], где при помощи лазерного доплеровского анемометра измерялись профили продольной и радиальной скоростей жидкости (воды) и частиц, а также профили концентрации смеси. Параметр Уомерслея (a) варьировался в диапазоне от 1,2 до 8. Отмечается, что при малых значениях этого параметра, частицы мигрируют от оси к стенке. Результаты наших расчетов подтверждают выводы, сделанные в [5], где при малых значениях параметра Уомерслея частицы перемещаются от оси к стенке.

Таким образом, исходя из результатов приведенного исследования, можно сказать, что в изменении скоростей по живому сечению потока определяющую роль играет безразмерный частотный параметр α_i и вследствие этого изменяются объемное содержание фаз и касательное напряжение на стенке.

Это позволяет рассматривать α_i как один из основных критериев нестационарного колебательного течения.

Следовательно, с помощью модуляции градиента давления (или расхода) в широких диапазонах параметра α_i можно регулировать параметры двухфазного потока с точки зрения эффективной транспортировки пульпы.

Список литературы:

1. Файзуллаев Д.Ф., Умаров А.И., Шакиров А.А. Гидродинамика одно- и двухфазных сред и ее практическое приложение. Ташкент: Фан, 1980, 168 с.
2. Умаров А.И., Ахмедов Ш.Х. Двумерные задачи гидродинамики многофазных сред. Ташкент: Фан, 1989, 94 с.
3. Латипов К.Ш., Шоюсупов М.М. О русловых потоках с переменным расходом вдоль пути. Ташкент: Фан, 1979, 192 с.
4. Hinach Jurgen. Anwendung von pulswellen beim hydraulischen Feststofftransport. "Mitt. Franzius – Inst. Wasserbau und kuesteningenieurw Techn. Univ. Hannover, 1978, № 48, p. 96-170.
5. Einav S., Lee S.L. Migration in an oscillatory flow of a laminar suspension measured by laser anemometry. "Exp. Fluids", 1988, № 4, с. 273-279.
6. Сиддиков И.Х., Исмойилов Х.Б. Разработка математической модели процесса выпаривания хлопкового масла //Электронный инновационный вестник. – 2020. – №. 4. – С. 9-13.
7. Салиева О.К., Шарипова Н.Р. Собственные крутильные колебания цилиндрической оболочки в упругой среде. UNIVERSUM: «Технические науки» Научный журнал, Выпуск № 12(69), 2019 г., декабрь, часть 1, стр. 68-71.
8. Musaeva R.X., Musaeva N.X., Tursunov U. // Research of mathematical model of statistics of the steaming process of tomato paste. "International Journal of Advanced Research in Science, Engineering and Technology", Volume 6, issue 9, October 2019.