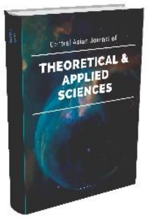

CENTRAL ASIAN JOURNAL OF THEORETICAL AND APPLIED SCIENCES

Volume: 03 Issue: 10 | Oct 2022 ISSN: 2660-5317
https://cajotas.centralasianstudies.org

Моделирование Течение Жидкости С Образованием И Распространением Волн

Нишонов Ф.Х.
Ташкентский институт инженеров ирригации и механизации сельского хозяйства

Тулкинова А.М.
Ташкентский институт инженеров ирригации и механизации сельского хозяйства

Received 24th Aug 2022, Accepted 13th Sep 2022, Online 22nd Oct 2022

Аннотация: *Рассматривается распределение малых возмущений при истечении дисперсной смеси из полуограниченной трубы в затопленное пространство, состоящей из дисперсной смеси. Получены формулы для распределения скоростей и давлений в обоих слоях и каждой фазы в этих слоях дисперсных смесей.*

Keywords: *горный монолит, Сарезское озеро, дисперсионная смесь*

Введение. Установлено, что процесс формирования и движения волны прорыва озера Сарез, носит резко изменяющейся характер, параметры которого зависят от принятого сценария возникновения начальной волны (перелив и разрушение завала), так и от топологии ущелий, по которым будет двигаться волна. Исследования модели показали, что волна прорыва имеет крутой фронт и распространяется с большой скоростью, т.е: $V = 20 - 60\frac{м}{cek}$. Это обусловлено, как высоко-напорностью плотин, так и большими уклонами местности. Были рассмотрены различные сценарии прорыва озера Сарез. В качестве примера можно привести результаты расчета, когда Усойский завал образует прорыв до контура не размываемых пород и изливается до 11,5 куб.км. воды. В этом случае в зону затопления попадают территории Сурхандарьинской, Бухарской, Хорезмской областей и Республика Каракалпакстан с населением 3,1 млн. человек. Высота прорывной волны по руслу р. Амударьи изменяется от 20 м. при выходе из р. Пяндж, до 6 м. в створе Туямуюна (расстояние от озера 1638 км.) и 3 м. при впадении реки Амударьи в Аральское море (расстояние от озера 2200 км.) [6].

В основе плотины лежит горный монолит, который трудно разбить водой, поэтому наибольшую опасность представляет не размыв плотины, а перелив волны, которая может быть вызвана в результате схода правобережного склона. От объема этого склона, от того, как он будет сползать или падать, зависит высота волны [5].

Переливающая волна имеет сложный состав горной массы, которой состоит из суглинка, примесей и других дисперсных смесей.

Volume: 03 Issue: 10 | Oct 2022, ISSN: 2660-5317

Математическую модель движение дисперсных смесей рассмотрим в модели взаимопроникающих и взаимодействующих смесей и моделируем задачу как истечения из трубы дисперсной смеси в затопленную область, т.е. в область поймы реки, которая заполнена дисперсной смесью. Или как переливающая волны жидкой дисперсной смеси, которая может быть вызвана в результате схода право или левобережного склона.

При переливе волны жидкой дисперсной смеси или как в модели, при истечении из трубы струи дисперсной смеси в затопленное пространство наблюдается образование волн на поверхности раздела обоих потоков; нарушается устойчивость потока, образуются волны и что приводит к распаду на отдельные части, [1].

С целью теоретического исследования устойчивости, или учета потери устойчивости переливающихся волн дисперсной смеси применяем метод малых возмущений.

Рассмотрим задачу об истечении дисперсной смеси вязких жидкостей из полу бесконечной цилиндрической трубы радиуса R_0 в затопленное пространство, состоящие из других фаз дисперсной смеси. Вследствие взаимодействия обеих слоев и фаз смеси, на цилиндрической поверхности границы раздела потоков дисперсных смесей образуются возмущенные волновые движения, характерных для каждых слоев.[1,3].

Предполагается, что при малых возмущениях возникают малые изменения динамических характеристик потока дисперсной смеси и малые изменения в формах образующих:

$$L_0\left(r_c(t) = R_0 \pm h(x,t)\right),\ R_0 \succ\succ h(x,t).$$

Для моделирования задачи область взаимодействия двух дисперсных смесей разделим на части.

$$G_1\left\{0 \prec x \prec \infty, 0 < r < r_c(x,t)\right\},$$

и

$$G_2\left\{0 \prec x \prec \infty, \left(\left(R_0 - h(x,t)\right) \prec \hat{r} \prec \left(R_0 + h(x,t)\right)\right)\right\},$$

Для задач о течении двухслойного потока дисперсной смеси в областях имеем соответствующие уравнения движения:

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial \hat{u}_n^{(m)}}{\partial t} + u_n^{(m)} \frac{\partial \hat{u}_n^{(m)}}{\partial x} &= -\frac{1}{\rho_{ni}^{(m)}} \frac{\partial p^{(m)}}{\partial x} + f_{no}^{(m)} \mu u_{n0}^{(m)} \nabla^2 \tilde{u}_n^{(m)} \\ \frac{\partial \tilde{v}_n^{(m)}}{\partial t} + u_n^{(m)} \frac{\partial \hat{u}_n^{(m)}}{\partial x} &= -\frac{1}{\rho_{ni}^{(m)}} \frac{\partial p^{(m)}}{\partial r} + f_{no}^{(m)} \mu u_{n0}^{(m)} \nabla^2 v_n^{(m)} \end{aligned}\right\}$$

и уравнение неразрывности в виде [2,3]:

$$\frac{\partial (u_n^{(m)} r)}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{V}_n^{(mr)}}{\partial r} = 0 \qquad (1)$$

Объёмная концентрация дисперсной смеси 1 - ой и 2 - ой фазы m - слоя имеют равенства:

$$f_1^{(m)} + f_2^{(m)} = 1;$$

Приведенные плотности n-ой фазы написана через через истинной плотности и объёмной концентрации 1-ной фазы, m-ного слоя дисперсной смеси.

$$\rho_n^{(m)} = \rho_{ni}^{(m)} \cdot f_n^{(m)},$$

Приведенная плотность 1-ой фазы написана через через истинной плотности и объёмной концентрации n-ной фазы, 1-ного слоя дисперсной смеси [6].

$$\rho^{(1)} = \rho_{11}^{(1)} \cdot f_1^{(1)},$$

Приведенная плотность 2-ного слоя 1-ой фазы написана через истинной плотности и объёмной концентрации 2-ой фазы, 2-ого слоя дисперсной смеси.

$$\rho^{(11)} = \rho_{21}^{(11)} \cdot f_2^{(11)}$$

Далее везде n - номер фазы, m - номер слоев дисперсных смесей,

где $\rho_n^{(m)}, \rho_{ni}^{(m)}$ - приведенные и истинные плотности,

$\vec{V}_n^{(m)}$ - вектор скорости частиц,

$f_n^{(m)}$ объемные концентрации n-ной фазы дисперсной смеси в области G_m. Рассматривается, что обе фазы дисперсной смеси в обеих слоях G_1 и G_2 несжимаемы, а также плотности постоянными

$$\rho_{ni}^{(1)} = const, \rho_{ni}^{(11)} = const,$$

И объемные концентрации постоянными:

$$f_n^{(1)} = const, f_n^{(11)} = const.$$

Когда происходит взаимодействия дисперсных смесей, скорости каждой фазы каждого слоя получают импульсивное давление и приобретают малых возмущений, т.е. скорости получают малых возмущений типа $\tilde{u}_n^{(m)}, \tilde{v}_n^{(m)}$,

Тогда скорости распределения дисперсных смесей имеет вид:

$$u_n^{(m)} = u_n^{(m)} + \tilde{u}_n^{(m)}, v_n^{(m)} = \tilde{v}_n^{(m)},$$

и соответствующие приращения плотности, т.е при взаимодействии дисперсных смесей, плотности фаз меняются за счет изменения кинематических вязкостей, которых моделируем как бы приобретающих малых приращений и имеем [2]:

$$\rho_{ni}^{(m)} = \dot{\rho}_{ni}^{(m)} + \tilde{\rho}_{ni}^{(m)}, \qquad (2).$$

И естественно меняется объемные концентрации фаз:

$$f_n^{(m)} = f_{n0}^{(m)} + \tilde{f}_n^{(m)}$$

Введем функции тока $\psi_n^{(m)}$ в виде удовлетворяющего уравнению неразрывности (1).

$$\hat{u}_n^{(m)} = \frac{1}{\hat{r}}\frac{\partial \psi_n}{\partial \hat{r}}, \hat{v}_n^{(m)} = -\frac{1}{\hat{r}}\frac{\partial \psi_n{}^{(m)}}{\partial \hat{x}} \qquad (3)$$

Проведем дифференцирование по $\hat{r}$ и $\hat{x}$ и другие преобразования

Уравнения (1) с учетом равенства (3) приводится к виду [3]:

$$\frac{\partial (D\psi_n{}^{(m)})}{\partial \tau} + u_{n0}{}^{(m)}\frac{\partial D\psi_n{}^{(m)}}{\partial \hat{x}} = \frac{\nu^{(m)}}{\mathrm{Re}_0} D(\partial \psi_n{}^{(m)}) \qquad (4)$$

$$x = R_o\hat{x}, r = R_o\hat{r}, \tilde{u}_n^{(m)} = u_0, v_n^{(m)} = V_o\hat{V}_n^{(m)}$$

где

$$u_0 = \max\left\{u_n^{(1)}; u_n^{(11)}\right\}, t = \frac{R_0}{V_0}\tau \quad ,$$

Истинные скорости n ной фазы m -ного слоя имеют вид

$$u_{no}^{(m)} = \frac{u_n^{(m)}}{u_0}; \qquad \hat{v}_n^{(m)} = \frac{v_n^{(m)}}{v_0};$$

здесь

$$v_0 = \max\left\{v_n^{(m)}\right\},$$

Число Рейнольса

$$\mathrm{Re} = \frac{v_0 R_0}{\gamma_0}.$$

Полученное уравнение эквивалентно уравнениям:

$$\frac{\partial \psi_n{}^{(m)}}{\partial \tau} + u_{n0}{}^{(m)}\frac{\partial \psi_n{}^{(m)}}{\partial \hat{x}} - \dot{v}_n^{(m)} D\psi_n{}^{(m)} = 0 \qquad (5)$$

$$D\psi_n{}^{(m)} = 0$$

$$\dot{v}_n^{(m)} = \frac{\nu^{(m)}}{\mathrm{Re}_0} \qquad (6)$$

С учетом равенства (6) вводим потенциал скорость и решения искомой задачи представим в виде [4,5]:

$$\left.\begin{aligned} \hat{u}_n^{(m)} &= \frac{\partial \varphi_n{}^{(m)}}{\partial \hat{x}} + \frac{1}{\hat{r}}\frac{\partial \hat{\psi}_n{}^{(m)}}{\partial \hat{r}} \\ \hat{v}_n^{(m)} &= \frac{\partial \varphi_n{}^{(m)}}{\partial \hat{r}} - \frac{1}{\hat{r}}\frac{\partial \hat{\psi}_n{}^{(m)}}{\partial \hat{x}} \end{aligned}\right\} \qquad (7)$$

Функцию потенциала скорости

$$\varphi_n^{(m)} = R_n^{(m)}(r) \cdot \exp\left[i(k_o\hat{x} - \omega_o\tau)\right]$$

и функцию тока находим в виде:

$$\psi_n^{(m)} = F_n^{(m)}(r) \cdot \exp\left[i(k_o\hat{x} - \omega_o\tau)\right]$$

Где

$$k_0 = kR_0, \omega_0 = \omega \cdot \frac{u_0}{R_0},$$

$k-$волновое число, $\omega-$ частота колебания. Распределение скоростей и давлений в обоих слоях каждой фазы дисперсной смеси определяется из ниже приведенных равенств.

Распределение скорости дисперсной волны параллельной оси Ox

$$u_n^{(m)} = \left\{ik_o A_n^{(m)} I_0(k_o\hat{r}) + A_n^{(m)} K_0(k_o\hat{r}) - \lambda_n^{(m)}[C_n^{(m)} I_0(\lambda_n^{(m)}\hat{r}) - D^{(m)}\hat{K}_0(\lambda_n^{(m)}\hat{r})]\right\}\times$$
$$\times x\exp[(k_0\hat{x} - \omega_0\tau)i].$$

Распределение скорости дисперсной волны параллельной оси Oy

$$v_n^{(m)} = \left\{k_o[A_n^{(m)} I_1(k_o\hat{r}) - B_n^{(m)} K_1(k_o\hat{r}) + ik_0[C_n^{(m)} I_1(\lambda_n^{(m)}\hat{r}) + D^{(m)}\hat{K}_1(\lambda_n^{(m)}\hat{r})]\right\}\times$$
$$\times \exp[i(k_0\hat{x} - \omega_0\tau)]$$

Распределение силы давления дисперсной волны [5]

$$P^{(m)} = \left[\rho^{(m)} A_n^{(m)} I_0(k_o\hat{r}) + \rho^{(m)} C_0^{(m)} K_0(k_o\hat{r})][i\omega_0 - K_0 u^{(m)}\right]\exp[i(k_0\hat{x} - \omega_0\tau)] + const.$$

где

$$\rho^{(m)} A^{(m)} = \sum_{n=1}^{2} \rho_n^{(m)} A_n^{(m)}.$$

$$C^{(m)}\rho^{(m)} = \sum_{n=1}^{2} \rho_n^{(m)} C_n^{(m)}$$

Коэффициенты

$$A_n^{(m)}, B_n^{(m)}, C_n^{(m)}, D_n^{(m)}$$

определяются из граничных условий обеих слоев. Характеристические уравнения для волновых чисел имеет вид:

$$(\lambda_n^{(m)})^2 = k_0^2 - i\frac{\omega_0 - k_0 u_n^{(m)}}{\hat{\nu}_n^{(m)}} \qquad (8)$$

Вывод: При взаимодействии двух дисперсных смесей, в зависимости динамических и кинематических условий в потоке, во внешней среде возникают различные волновые движения двухслойного потока с разными характеристиками, которые определяются по характеристическому уравнению (8).

Использованная литература

1. Рахматулин Х.А., Хамидов А.А. Об осесимметричных струйных течениях газа. – Докл.АН Узбекистана. – 1976. – № 9.
2. Седов Л.И. Плоские задачи гидродинамики и аэродинамики.2-е изд., исправл. – М.: Наука, 1965.- 448 с.
3. Левен Э.Я.К.вопросу о характере залегания пермских и триасовых отложений в пределах Памира /Докл.АН. Тадж.ССР, т 5, №3, 1962, с.21-24.
4. Хамидов А.А., Худайкулов С.И. Теория струй смеси многофазных жидкостей, Ташкент, Фан 2003 г.
5. Чуенко П.П.Сарезское озеро. В кн.: ТПЭ 1934 г. М.-Л.: Изд-во АН СССР, 1935 с.357-370.