VOLUME 2 | ISSUE 12
ISSN 2181-1784
SJIF 2022: 5.947
ASI Factor = 1.7

МОДЕЛИРОВАНИЯ СМЕШАННЫХ ТЕЧЕНИЙ ЗЕМЛЯНЫХ КАНАЛОВ

Эшев Собир Саматович
д.т.н, профессор
Рахимов Ашраф Расул ўғли
д.ф.т.н.
Қувватов Жобирбек Зокиржон ўғли
Магистрант
Тожиев Абдиқоххор Рамазонович
Магистрант

АННОТАЦИЯ

Приведены методика гидравлического моделирования процесса открытых водотоков в условиях смешанного потока. Обоснованы основные показатели критерии Рейнольдса и Фруда для нестационарного потока. Обоснованиы её применение для нестационарного потока.

Ключевые слова: *моделирования, Механическое подобия, Критерий Рейнольдса, критерий Фруда, нестационарный поток, волны.*

ANNOTATION

The technique of hydraulic modeling of the process of open watercourses under mixed flow conditions is presented. The main indicators of the Reynolds and Froude criteria for unsteady flow are substantiated. Substantiation of its application for non-stationary flow.

Keywords: *simulation, mechanical similarity, Reynolds criterion, Froude criterion, unsteady flow, waves.*

ВВЕДЕНИЕ

В задачу физического моделирования входит воспроизведение изучаемого явления в уменьшенном масштабе, которое в наибольшей степени должно обеспечить подобие натурного и модельного явления, когда на модели должны наблюдаться процессы той же физической природы, что и в натуре.

При исследовании волнового движения жидкостей основным требованием подобия является обеспечение механического подобия изучаемых явлений – кинематического и динамического . Механическое подобие также предполагает геометрическое подобие составляемых явлений. Для обеспечения подобия также необходимо соблюдать физическое подобие сред, в которых протекает явление (вязкость, плотность воды и наносов и т. д .) [1,2,3,7,8,9].

При физическом моделировании исследуемые процессы в натуре и на модели должны описываться и теми же уравнениями , а также одинаковыми краевыми условиями, поэтому безразмерные величины в этих уравнениях должны быть идентичными для натуры и модели [4,5,7].

Если система находится только под действием одних сил тяжести $F = mg$, тогда критерий подобия примет вид $\frac{mg\ell}{m\upsilon^2}$ или $\frac{\upsilon^2}{g\ell} = F_r$.

В подобных системах , находящихся под действием сил тяжести, число Фруда должно быть одинаковым. Из этого условия связь между масштабами скоростей и длин имеет вид $\alpha_\upsilon^2 = \alpha_\ell$. Если на систему действуют силы внутреннего трения в жидкости F_j равна

$$F_j = \mu \frac{d\upsilon}{dn} \Omega, \qquad \text{(I)}$$

где μ - коэффициент вязкости жидкости; Ω - площадь; η - нормаль к направлению скорости. Соответствующий параметр подобия

$\frac{F}{\mu\upsilon\ell}$ или $\frac{\ell\upsilon}{\nu}$; где $\upsilon = \frac{m}{\rho}$, а масштабы связаны между собой соотношением $\alpha_\upsilon \alpha_\ell = \alpha_\nu$. Выражение $\frac{\ell\upsilon}{\nu} = Re$ является известным критерием Рейнольдса.

Применение закона гравитационного подобия при мелкомасштабном моделировании приводит к серьезным погрешностям. Влияние сил вязкости уменьшается с увеличением турбулентности волнового потока. Силами вязкости можно пренебречь, если число Рейнольдса

$$\mathrm{Re} = \frac{\upsilon h}{\nu} > \mathrm{Re}_{kp}.$$

Для волновых процессов можно записать в следующем виде:

$$\mathrm{Re} = \frac{\upsilon_{\max} \cdot h}{\nu} = \alpha_1 h, \qquad (2)$$

где $\upsilon_{\max}$ - максимальная орбитальная скорость;

$$\alpha_1 = \frac{1}{2\nu} \sqrt{\frac{2\pi h}{\lambda_v} cth \frac{2\pi h}{\lambda_v}}; \qquad (3)$$

$$\mathrm{Re} = \frac{h}{\nu} \frac{\upsilon_{\max}}{\frac{2\pi h}{\lambda_v} cth \frac{2\pi h}{\lambda_v}} = \alpha_2 \cdot h, \qquad (4)$$

VOLUME 2 | ISSUE 12
ISSN 2181-1784
SJIF 2022: 5.947
ASI Factor = 1.7

где

$$\alpha_2 = \frac{1}{4\nu}\sqrt{\frac{g\lambda_\nu}{2\pi} th \frac{2\pi h}{\lambda_\nu}} = \frac{1}{4\nu} c. \quad (5)$$

с - скорость распространения волны.

В традиционных волновых исследованиях принято, что соблюдается автомодельность по числу Рейнольдса $\mathrm{Re} > 5000$.

Что касается моделирования взаимодействия волнового и смешанного потока с деформируемым дном, то процесс описывается следующими параметрами [5,6]:

$$A = f\left(\rho, \mu, D, \rho_\rho, g, \ell, \upsilon_*\right), \quad (6)$$

где ρ и μ - плотность и вязкость жидкости; D и ρ_ρ - диаметр и плотность частиц; g - ускорение силы тяжести; ℓ - характерная длина; υ_* - динамическая скорость .

Если считать , что начало движения обусловлено, в основном, взвешиванием, то возможно g заменить удельным весом в воде

$$\gamma_s = (\rho_\rho - \rho) g , \quad (7)$$

Это дает возможность получить безразмерное соотношение

$$\Pi_A = f\left(\frac{\vartheta_* D}{\partial}, \rho\frac{\vartheta_*^2}{\gamma_s D}, \frac{\rho_s}{\rho}, \frac{\ell}{D}\right). \quad (8)$$

Первые два безразмерных параметра представляют собой число Рейнольдса для частиц и параметр Шильдса.

Для плоского дна и однонаправленного потока υ_* определяется как

$$\vartheta_* = (gRI)^{1/2}, \quad (9)$$

где R - гидравлический радиус.

Для волнового потока ϑ_* определить достаточно сложно, и в этом случае будет удобнее переписать уравнение (8) в виде /2/

для коротких волн,

$$\Pi_A = f\left(\frac{\vartheta_\delta D}{\nu}, \rho\frac{\vartheta_\delta^2}{\gamma_s D}, \frac{\rho_s}{\rho}, \frac{\alpha_\delta}{D}\right) \quad (I0)$$

и для длинных волн

$$\Pi_A = f\left(\frac{\bar{\vartheta} D}{\nu}, \rho\frac{\bar{\vartheta}^2}{\gamma_s D}, \frac{\rho_s}{\rho}, \frac{d}{D}\right). \quad (11)$$

Из этих безразмерных соотношений можно получить следующие модельные масштабы, используя α_δ в качестве характерной длины для моделей коротких волн и полагая

$$n_\nu = n_\rho = 1; \qquad (11')$$

$$n_{\vartheta_*} n_D = 1; \qquad (12)$$

$$n_D \cdot n_{\gamma_s} = n_{\vartheta_*}^2; \qquad (13)$$

$$n_{\rho_s} = n_\rho = 1. \qquad (14)$$

$$n_D = n_{\alpha_D} = 1. \qquad (15)$$

Эти уравнения обеспечивают то , что как модель , так и натура попадают на одну и ту же точку на диаграмме Шильдса, т. е. устанавливается , что когда движение наносов имеет место в натуре, оно также будет иметь место и на модели.

Уравнение (14) устанавливает, что масштабы плотности для жидкости и наносов должны быть одинаковыми , если влияние ρ_s / ρ мало , - предположение, определяющее масштабный эффект , где масштабный эффект определяется как разница в результатах моделирования , обусловленная тем, что не выполняются все масштабные законы. Если влияние ρ_s / ρ велико, модель не годится. При моделировании формирования рифелей или динамически устойчивого беоегового оклона, очень может быть , что рекомендации по использованию более дагких материалов практического результата не дадут.

Без учета донных форм, когда дно плоское

$$n_D = \bar{n}^{1/2} \cdot \bar{N}_{K_s}^{\ 1/7}, \quad n_{\gamma_s} = n^{3/2} \cdot N_{K_s}^{\ 3/7}. \qquad (16)$$

Для подвижного дна принято

$$n_{K_s} = n_D \qquad (17)$$

и, следовательно, (16) преобразуется к виду

$$n_D = n^{-5/16} \text{ ва } n_{\gamma_s} = n^{-5/16} \qquad (18)$$

Ряд исследователей вводят рифельный коэффициент , α , такой, что $T' = \alpha T$ где T' - эффективное касательное напряжение, которое приводит в движение наносы. Однако, применение этих рекомендаций к рифелям, образованным волнами и течением, все еще нуждаются в дальнейшем рассмотрении.

При моделировании крупных наносов из диаграммы Шильдса может быть выведено, что, когда

$$\mathrm{Re}_{\upsilon_{*D}} = \frac{\upsilon_* D}{\nu} > 100, \tag{19}$$

влиянием $\mathrm{Re}_{\upsilon_{*D}}$, т.е. уравнением (12) можно пренебречь и уравнения (13) и (15) преобразуются к виду

$$n_{\gamma_S} = \frac{n_{\upsilon_*}^2}{n_D} = N_{K_S}^{2/7} \quad \text{и} \qquad n_D = n_{a_s} = n, \tag{20}$$

где N_{K_S} - относится к суммарной шероховатости.

Результаты предварительных опытов показали, что как высота рифелей, Δ_p , так и их длина λ_p зависят, главным образом , от α_δ / D при этом, масштаб размеров рифелей подчиняется приблизительно масштабу модели и , кроме того, $n_{\gamma s} \approx 1$.

Для мелких песков, когда поток вокруг отдельной частицы не является турбулентным и уравнения (12) и (15) приходят в противоречие.

Масштаб транспорта наносов должен устанавливаться следующим образом:

$$\frac{q}{v_* D} = \Phi_2\left(\frac{v_* D}{\upsilon}, \frac{\rho v_*^2}{\gamma_s D}, \frac{\rho_s}{\rho}, \frac{a_б}{D}\right) \tag{21}$$

q – объем твердого материала, транспортируемого через единицу ширины в единицу времени.

По аналогии с вышеизложенным можно получить

$$n_q = m_q \cdot n_{v_*} \cdot n_D = m_q \tag{22}$$

В этом случае возможно создание модели только для одного значения m_q.

Соотношения, используемые в турбулентной области кривой Шилдса, подразумевают, что υ_* - не есть суммарное напряжение сдвига, и, чтобы расширить эту систему, следует записать

$$\frac{q}{\lambda^{1/2} v_* D} = \Phi\left(\frac{\lambda^{1/2} v_* D}{\upsilon}, \frac{\rho \lambda v_*^2}{\gamma_s D}, \frac{\rho_s}{\rho}, \frac{l}{\rho}\right) \tag{23}$$

Это позволяет получить более полные масштабные соотношения

$$n_\lambda^{1/2} n_{v_*} n_D = 1;\ n_\lambda n^2_{v_*} = n_{\gamma s} n_D;\ n_\gamma = n_\lambda^{1/2} \tag{24}$$

или

$$n_{\lambda}^{1/2} n_{v_*} = \frac{1}{n_D}; \; n_{\gamma s} = \frac{n_{\lambda} n^{2}_{v_*}}{n_D} = \frac{1}{n_{\rho}^{3}}; \; n_q = 1 \qquad (25)$$

Эти соотношения предполагают, что масштаб не изменяет q и указывает, что выводы ограничены условием $n_{\alpha} = I$. Проблема, связанная о определением α и n_{α} является, безусловно, главной проблемой в изучении транспорта наносов волнами и смешанными потоками.

Здесь же следует отметить, что волновой и смешанный транс порт наносов в большой степени зависит от асимметрии ускорений частиц, скоростей и смещений. Эта асимметрия является функцией формы волны и относительной глубины h/λ. Форму волны в большинстве случаев нельзя смоделировать, а h/λ моделируется.

Как уже отмечалось выше, моделирование движения несвязных наносов под действием волн и течений, как хорошо известно, не является тривиальной проблемой. Этой задаче посвящены многие исследования и предлагались различные законы моделирования [1,4,5,6,9]. Проблема в основном связана с определением масштабов наносов. Если размер наносов на модели слишком мал, их свойства меняются. Например, они могут приобрести свойства связанных наносов и тогда перемещаться под воздействием волн и течений совсем не так, как в натуре.

Основные моделируемые параметры наносов, следующие:

- D_{50} - средний диаметр наносов (иногда в более общих моделях учитывается и дисперсия размеров наносов относительно среднего);
- обезвзвешенный вес материала;
- гидравлическая крупность;
- параметр Шильдса, который определяет условия начало трогания наносов.

Учитывая сложность задачи моделирования, а также то, что она не является основной задачей работы, мы использовали следующий упрощенный подход. Для волн полагаем:

- выполнение закона Фруда;
- моделирование крутизны волны h/λ.

Тогда модель должна быть неискаженной. В ряце работ показано, что гидравлическая крупность w является важным параметром при решении задачи формирования волнового профиля.

Поэтому потребуем сохранения на модели параметра $h/(wt)$,
т.е

$$n_{(h/\omega T)} = 1 \quad (26)$$

или $$n_{\omega} = n_e^{1/2}, \quad (27)$$

так как $h_h = n_e$; $h_T = n_e^{1/2}$,

Если гидравлическая крупность относится к области Стокса,

$$W = \frac{1}{18}\frac{D_{50}\cdot g}{\nu}\frac{(\gamma_s-\gamma_w)}{\gamma_w} \quad (28)$$

где γ_s, γ_ω удельные веса наносов и воды; ν кинематическая вязкость В частности, при использовании на модели того же материала наносов, что и в натуре, получим

$$n_{\omega} = n_e^{1/2} = n_{D50}^2 \quad (29)$$

или

$$n_{D50} = n_e^{1/4} \quad (30)$$

Например, для модели с линейным масштабом $n_e = 1/10$ уменьшение размера наносов составляет только 1/1,78. А для модели с линейным масштабом $n_e = 1/100$ уменьшение медианного размера наносов на модели составляет 1/3,16. То есть, при таком подходе требуется значительно меньшее уменьшение размера наносов при моделировании, чем линейное уменьшение размера модели.

Вместе с тем, при сопоставлении результатов опытов с результатами расчетов нами проводились расчеты непосредственно для условий опытов. Этот подход, при котором эксперименты рассматривались как прототип , в некоторой степени позволяет избежать масштабных эффектов. Сопоставления результатов расчетов и опытов, в некоторой степени позволяет избежать масштабных эффектов.

Методика проведения опытов состояла в следующем. После выбора гидравлического режима нестационарного потока проводился опыт продолжительностью от 5 до 8 часов. Такое время опытов позволяло устранить

VOLUME 2 | ISSUE 12
ISSN 2181-1784
SJIF 2022: 5.947
ASI Factor = 1.7

погрешности начального участка формирования гряд, который в соответствии с методическими опытами продолжался для наших условий около 1 часа.

Расход наносов измерялся параллельно двумя способами. Первый объемный, по весу наносов, оказавшихся в наносоловке в конце опыта. Второй – по скорости движения донных рифелей. Во втором методе расход донных наносов определяется геометрией и суммарным перемещением отдельных рифелей в соответствии с зависимостью

$$q_S = K\eta \frac{dx}{dt}, \qquad (31)$$

где К определяется формой рифелей – отношение площади продольного сечения рифеля к прямоугольной площади $L_R\eta$; η- высота рифеля (рис.3,6); L_R – длина рифеля; dx/dt – скорость перемещения рифеля. В наших опытах величина К составляла около 0,3.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Примененный метод, понятно, может давать погрешности, особенно, если длина траектории частицы наносов превышает длину рифеля, однако объемные методы могут быть еще менее точными. Использование двух методов параллельно снижает ошибку. Важно отметить, что в наших опытах расхождения между оценками расхода наносов по двум методом не превышали тех же 30%, поэтому в качестве фактического принимался расход, полученный вторым способом – по рифелям.

REFERENCES

1. Боровский В.П. Волновая модель профиля скорости. // Мелиорация и водное хозяйство. 2007, №4, с.55-59.
2. Бровченко И. А., Мадерич В. С. «Двумерная Лагранжева модель переноса много фракционных наносов в прибрежной зоне моря». Прикладная гидромеханика. 2005. Том 6 (78), № 1, 1-9.
3. Чалов Р.С. Русловые процессы (русловедение). –Инфра-М. М., 2017, 568 с.
4. Чекин А.Л. Математика и информатика. Часть 1. Учебное пособие– М.:МПГУ, 2019. 236 с.
5. Штеренлихт Д.В. Гидравлика. – Лань, М., 2015, 640 с.
6. Эшев, С. С. (2018). Расчет деформируемых больших земляных каналов в условиях нестационарности водного потока. *Монография. Ташкент*.

7. Эшев, С. С., Рахимов, А. Р., & Гайимназаров, И. Х. (2021). Влиянии волновых потоков на деформаций русел каналов: Монография. *Т.: Издательство «Voris nashriyot*.

8. Jonsson I.G., Skovgeard O., Jacobsen T.S. Computation of longshore currents, Proc, Const. Eng. Cong., 1974, pp. 699…714.

9. Eshev S.S., Rahimov A.R., IG'oyibnazarov.X., Latipov Sh.A.. Generation of Wind Waves in Large Streams. International Jounal of Psychosocial Rehabilitation, Vol. 24, Issue 01, 2020. -Pp. 518-525.

10. Eshev, S., Khazratov, A., Rahimov, A., & Latipov, S. (2020). Influence of wind waves on the flow in flowing reservoirs. *IIUM Engineering Journal*, *21*(2), 125-132.