МОДЕЛИ ДВИЖЕНИЙ ВОДОСБРОСОВ С ЗАКРУТКОЙ ПОТОКА В НАПОРНЫХ ВОДОВОДАХ ДЖИЗАКСКОГО ВОДОХРАНИЛИЩА

Холбоев С.М. - Гулистанский государственный университет докторант
Худайкулов С.И. - Международный технический Университет Кимё, Ташкент.

Постановка вопроса. К настоящему времени накоплен определенный опыт в проектировании водосбросов с закруткой потока в туннелях. При этом обычно обеспечивалось интенсивное гашение избыточной кинетической энергии и одновременно создавалось повышенное давление на стенки водовода, что позволяло при надлежащим образом запроектированном сооружении уменьшить, или исключить опасность возникновения кавитации при обтекании контактирующих с потоком поверхностей и элементов конструкции последнего. Эффективное гашение энергии потока внутри туннеля и камеры гашения, в случае ее применения, позволяет уменьшить скорость воды на выходе из водосбросного тракта до допустимых значений, что в свою очередь упрощает конструкции сооружений для сосредоточенного гашения энергии на концевом участке водосброса.

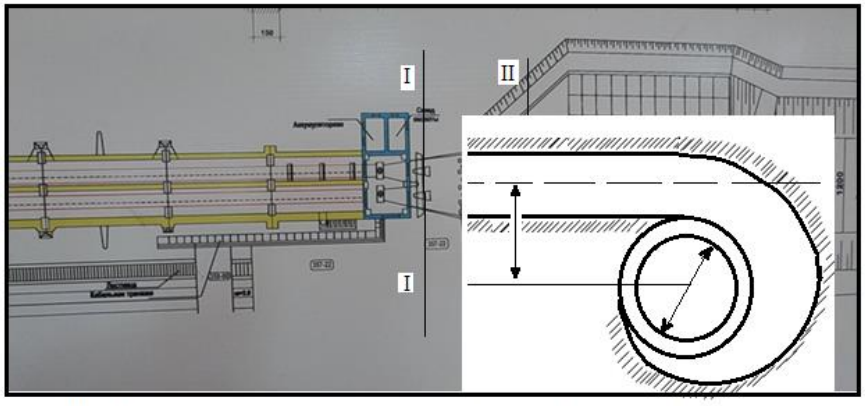


Рис.1.Регулирования давлением протечной части Джизакского водохралище

Однако существовавшие ранее методы расчета водосбросов с закруткой потока требовали уточнений и в ряде случаев не позволяли получить ожидаемых результатов при проектировании таких сооружений. Недостаточно было изучено влияние наклона шахты на гидравлические характеристики закрученного потока. Вопрос о влиянии геометрической формы бескамерного тангенциального завихрителя на структуру закрученного потока за ним и об интенсивности преобразования этой структуры вдоль по длине водосброса долгое время оставался вообще не изученным. В статье рассмотрим многофазный поток для многокомпонентной среды.

Специфическим для многокомпонентной среды является учет взаимодействия между частицами несомой фазы, их взаимодействия с границей. Для твердых частиц это взаимодействие в простейшем случае может быть представлено двумя типами явлений - упругого удара, задаваемого безразмерным коэффициентом удара K_y - характеризующим относительную

потерю энергии при ударе, и неупругого - сухого трения, задаваемого коэффициентом трения $f = arctg\varphi$.

Эти два безразмерных параметра, зависящих от свойств материалов частиц и стенок сосуда, а также от формы частиц, должны быть включены в анализ. Возможно и более полное описание взаимодействия частиц при ударе, приводящее к появлению большего числа параметров, которые трудно задать и контролировать в эксперименте.

Индивидуальное моделирование переносимых частиц трудновыполнимо и во многих случаях не является необходимым. Если обеспечены условия подобия состава твердых частиц, а также

$$K_y = idem \qquad (1)$$

$$f = idem \qquad (2)$$

или заведомо известно, что концентрация частиц мала и влияние условий (1), (2) несущественно, главные проблемы моделирования оказываются связанными с обеспечением подобия движения частиц в жидкости. Как видно из (1), движение твердой частицы определяется ее инерцией и силами, действующими на нее со стороны жидкости. Эти силы можно найти, полагая известной скорость частицы $V(x,t)$ и решая соответствующую краевую задачу для уравнений Навье - Стокса. Принципиальная трудность в постановке такой задачи состоит в необходимости учета реальной нестационарной и пространственной картины турбулентного потока, обтекающего частицу, влияния сложной формы частиц.

Пусть $U(x,t)$-есть мгновенное поле скорости, а $P(x,t)$- поле давления в «исходном» потоке без частиц. Введение в поток твердой частицы вызовет искажение поля скоростей и давлений соответственно на величины $u(x,t)$ и $p(x,t)$.Таким образом, поток, несущий частицу, задан уравнениями:

$$U_1 = U(x,t) + u(x,t);$$

$$P_1 = P(x,t) + p(x,t) \qquad (3)$$

Записав уравнения Навье-Стокса для исходного $U(x,t)$ и возмущенного $U_1(x,t)$ потоков и вычтя эти уравнения почленно одно из другого, получим уравнения относительно полей возмущений u и $p(x,t)$. В реальном русловом взвесенесущем потоке эти возмущения, вносимые частицами, обычно малы по сравнению с величинами исходного течения, и в получающихся уравнениях могут быть отброшены члены, нелинейные относительно $u(x,t)$и $p(x,t)$:

$$\frac{\partial u_\alpha}{\partial t} + U_\beta \frac{\partial u_\alpha}{\partial x_\beta} + u_\beta \frac{\partial U_\alpha}{\partial x_\beta} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x_\alpha} + \nu\nabla u \qquad (4)$$

$$\frac{\partial u_\alpha}{\partial x_\alpha} = 0, \alpha, \beta = 1,2,3$$

Система (3) является обобщением известных уравнений Озеена. Краевые условия для (4) задаются на поверхности частицы:

$$u_\alpha = V_\alpha - U_\alpha \qquad (5)$$

и на большом удалении от частицы

$$u_\alpha = 0. \qquad (6)$$

Уравнения (4) решаются совместно с уравнением движения частицы (3), которое можно переписать, раскрыв значение интеграла в правой части:

$$m\frac{dV_\alpha}{dt} = -P_\alpha - T_\alpha + mg_\alpha \qquad (7)$$

где m - масса частицы, $m = \frac{\rho_s \pi d^3}{6}$; g_α - проекция ускорения свободного падения; P_α и T_α - проекции интегралов по поверхности частицы от нормальных давлений и касательных напряжений, вычисленных на основе решения уравнений (4).

Некоторые соображения о структуре сил можно высказать, и не решая системы (4) в полном виде.

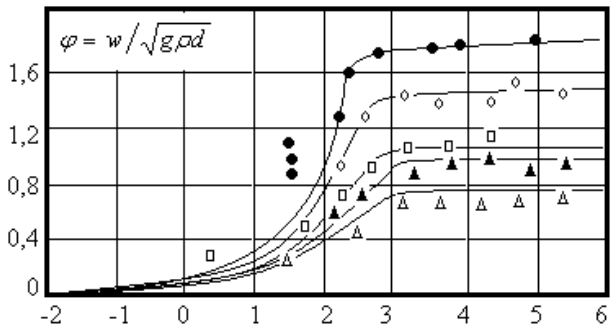


Рис.1.Зависимость относительной гидравлической крупности частиц от их формы и Re_d

Поскольку в жидкости касательные напряжения возникают лишь при наличии градиентов скорости, можно полагать, что T_α пропорционально разности характерной скорости среды и частицы:

$$T_\alpha = C_\tau \rho \frac{u_\alpha |u|}{2} \frac{\pi d^2}{4} \qquad (8)$$

В отличие от T_α сила P_α, вызванная нормальным давлением, определяется не только скоростью относительного обтекания частицы u, но и полем давления, существовавшим в жидкости до введения частицы:

$$P_\alpha = \int_W grad_\alpha P dW + \int_\Omega p d\Omega_\alpha \qquad (9)$$

Первый интеграл в правой части (9) вычисляется по объему жидкости W, замещаемому частицей. Это выражение является обобщением известной «архимедовой силы» для условий движущейся жидкости.

Второй интеграл, вычисляемый по поверхности частицы, непосредственно учитывает нормальные давления, связанные с обтеканием частицы. Эта составляющая силы по аналогии с известными решениями о движении тела в

неподвижной жидкости также может быть представлена суммой двух компонент:

$$\int_{\Omega} p d\Omega_{\alpha} = P_{\alpha u} + P_{\alpha c} \qquad (10)$$

учитывающих влияние нестационарности движения (инерционности) $P_{\alpha u}$ и собственно силу сопротивления $P_{\alpha c}$:

$$\left.\begin{aligned} P_{\alpha u} &= C_m \rho \frac{\partial u_{\alpha}}{\partial t} \frac{\pi d^3}{6} \\ P_{\alpha c} &= C_p \rho \frac{u_{\alpha}|u|}{2} \frac{\pi d^2}{4} = C'_p \rho \frac{u_{\alpha} \nu}{d} \frac{\pi d^2}{4} \end{aligned}\right\} \qquad (11)$$

коэффициент сопротивления C_{τ} и C_p зависят от локального числа Рейнольдса $\mathrm{Re}'_d = |u| \frac{d}{\nu}$. Наиболее чувствителен к влиянию вязкости коэффициент C_{τ}, который с ростом числа Re быстро убывает. При малых числах Рейнольдса существенно зависит от Re'_d и коэффициент C_p. Например, согласно решению Озеена при $\mathrm{Re}'_d < 1$:

$$C_p \approx C_{\tau} = \frac{12}{\mathrm{Re}'_d}\left(1 + \frac{3}{16}\mathrm{Re}'_d\right) \qquad (12)$$

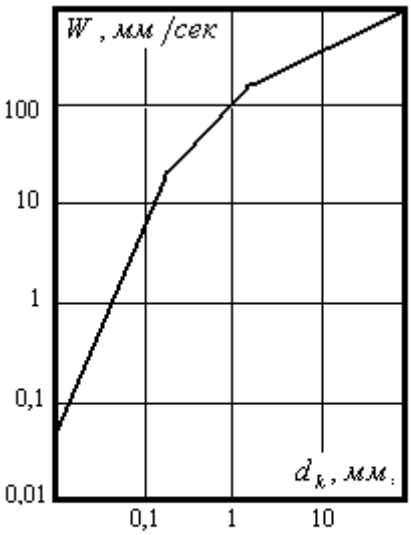


Рис.2.Зависимость w гидравлической крупность частиц кварцевого песка от приведенного диаметра d_k

В этих условиях мало изменяется коэффициенты C_{τ} и C_p. Коэффициенты существенно зависят от формы частиц. Форма частицы влияет даже на характер осаждения частиц в стоячей воды. Если центр тяжести и центр действия поверхностных сил частицы не совпадают, то падение частиц происходит по винтовой линии. Неудивительно, что даже малых числах Рейнольдса $\mathrm{Re}'_d < 10$ коэффициенты сопротивления частиц с разной формой могут отличатся в 2 раза [2,3,4,9]. При $\mathrm{Re}'_d \approx 10^3$ различие может быть в 5-10 раз. Суммарный коэффициент сопротивления $C_{\sum d} = C_p + C_{\tau}$ зависит от параметров нестационарного обтекания.

В [9] приведены ссылки, указывающие на противоречивость экспериментальных данных, касающихся влияния не стационарности. Отчасти это объясняется тем, что в экспериментальных работах силу сопротивления, действующую на частицу, обычно представляют в форме:

$$F_s = \Psi \Omega_s \frac{|U - V|}{2}(U - V) \qquad (13)$$

где U и V - векторы скорости соответственно жидкости и частицы; Ω_s - площадь поперечного сечения частицы.

В таком представлении нестационарные эффекты, связанные непосредственно с ускорением [первый член в правой части уравнения (10)], а в случаях резкой не стационарности и со сжимаемостью среды, не учитываются.

Их наличие вызывает существенное изменение Ψ, в том числе и под влиянием турбулентных пульсаций набегающего потока. При большой амплитуде пульсаций скорости коэффициент Ψ может быть в 3 раза больше стандартного значения. Учет реальной картины обтекания уменьшает разброс значений опытных констант, а в некоторых случаях (при простой форме поперечного сечения частицы) позволяет найти основную компоненту силы взаимодействия (параметр C_p) без введения опытных данных [1, 5,6].

Значения коэффициентов C_τ и C_p характеризующих сопротивление стационарному движению частицы в неподвижной жидкости, в целом понимается можнооценить одним параметром - гидравлической крупностью частицы w, под которой скорость равномерного осаждения частицы:

$$-V_2 = w = \sqrt{\frac{2}{3} gd\left(\frac{\rho_s}{\rho} - 1\right)\frac{1}{C_\Sigma}} \quad (14)$$

где

$$C_\Sigma = \frac{2C'}{\mathrm{Re}'_d}$$

Формула (14) непосредственно получается из уравнений (4) - (10) при:

$U_\alpha = 0; \frac{\partial u_\alpha}{\partial t} = 0; gradP = \frac{\partial P}{\partial x_2} = -\rho g$.

Зависимость (23)часто представляется в следующем виде:

$w = \varphi(\mathrm{Re}_d, форма частиц)\sqrt{g\rho^+ d}$ (15)

где $\rho^+ = \frac{\rho_s}{\rho - 1}$; $\mathrm{Re}_d = \frac{1}{\nu}\sqrt{g\rho^+ d}$. В качестве характеристики формы частицы в [12] предложена величина $\theta = \frac{d^2}{(l_s, b_s)}$ где l_s и b_s - длина и ширина частицы). На рис.1. показана полученная обработкой данных [7,10] зависимость $\varphi = \frac{w}{\sqrt{g\rho^+ d}}$ от Re_d и θ, а на рис.2. зависимость w кварцевых частиц ($\theta \approx 0{,}7$) в воде при 15 °С от приведенного диаметра d *и* этих частиц.

В реальном турбулентном потоке структура сил P_α и T_α может быть принята аналогичной (8)- (11). Дополнительная сложность здесь связана с явлением осреднения пульсирующего давления по поверхности частицы, искажением высокочастотной части спектра турбулентности потока, зависимостью коэффициентов C_p и C_τ от структуры пульсаций относительной скорости и, влиянием градиента скорости $\frac{\partial U_\alpha}{\partial x_\beta}$ [8,9,11].

Влияние этих факторов невелико, и воздействие на частицу можно рассчитывать по схеме ее нестационарного движения в колеблющейся безграничной жидкости со скоростью $u = V - U$, если для исходного течения выполняются следующие оценки:

$$\left.\begin{array}{l} \dfrac{Ud}{\nu} \prec\prec 4; \left|\dfrac{\partial U_\alpha}{\partial x_\beta}\right| \dfrac{d^2}{\nu} \prec\prec 24; \dfrac{d}{\lambda} \prec\prec 1 \\ \left|\left(\dfrac{1}{\rho_s + \dfrac{1}{2}\rho} + \dfrac{1}{\dfrac{3}{2}\rho}\right) gradP\right| < \dfrac{U'}{\lambda_t} \end{array}\right\} \qquad (16)$$

Здесь λ и λ_t — пространственный и временной тэйлоровские масштабы турбулентности:

$$\lambda = \frac{U'_\beta}{\left(\dfrac{\partial U_\beta}{\partial x_\alpha}\right)'}, \quad \lambda_t = \frac{U'_\beta}{\left(\dfrac{\partial U_\beta}{\partial t}\right)'}$$

Штрих (') у переменных означает вычисление средне квадратичного значения. Оценки (16) редко выполняются в реальных потоках. [1]. Однако если в первом приближении пренебречь этим об стоятельством, то условия подобия движения частицы можно записать в следующем виде:

из соотношения сил инерции и сопротивлений:

$$\pi_1 = \frac{m\left(1 + \dfrac{\rho}{\rho_s} C_m\right) U'_0 u_0}{C' \rho \dfrac{u_0 \nu}{d} \dfrac{\pi d^2}{4} d} = C'_0 \operatorname{Re}''_d = C'_0 \frac{U_0}{u_0} = idem \qquad (17)$$

из соотношения сил инерции и тяжести:

$$\pi_2 = \frac{m\left(1 + \dfrac{\rho}{\rho_s} C_m\right) U'_0 u_0}{mgd} = C'_1 \frac{U_0}{w} \frac{u_0}{w} = C''_1 \frac{u_0}{w} \operatorname{Re}''_d = idem \qquad (18)$$

из соотношения внешних сил (тяжести и градиента давления):

$$\pi_3 = \frac{w|gradP|}{mgd} = \frac{|gradP|}{\rho_s g} = \frac{\rho U_0^2}{\rho_s g l} = idem \qquad (19)$$

Здесь:

$$\left.\begin{array}{l} C'_0 = \dfrac{2}{3}\left(\dfrac{\rho_s}{\rho} + C_m\right)\dfrac{1}{C'}; C_0 = \dfrac{2}{3}\left(\dfrac{\rho_s}{\rho} + C_m\right)\dfrac{1}{C}; \\ C_1 = \dfrac{2}{3}\dfrac{1}{C}\left(\dfrac{\rho_s}{\rho} + C_m - 1 - \dfrac{\rho}{\rho_s} C_m\right) \\ C'_1 = \dfrac{1}{3}\dfrac{1}{C'}\left(\dfrac{\rho_s}{\rho} + C_m - 1 - \dfrac{\rho}{\rho_s} C_m\right) \\ \operatorname{Re}''_d = \dfrac{u_0 d}{\nu} \end{array}\right\} \qquad (20)$$

Коэффициенты C_0', C', C_1' мало изменяются при малых числах Рейнольдса ($\frac{\Delta C'}{C'} < 0{,}1$ при $\mathrm{Re}_d' < 10$; коэффициенты C_0, C, C_1 мало изменяются при больших числах Рейнольдса ($\frac{\Delta C}{C} < 0{,}1$ при $\mathrm{Re}_d' > 200 \Leftrightarrow 1000$)*..

Вывод. Если в первом приближении пренебречь малыми коэффициентами, то условия подобия движения частицы можно записать в виде (20). Из соотношения сил инерции и сопротивлений:

Список использованной литературы

1. Знаменская Н.С. Донные наносы и русловые процессы. Л.: Гидрометеоиздат, 1976.

2. Лятхер В. М. Прогноз гидравлического режима рек и водохранилищ. - Водные ресурсы, 1982, № 6. .

3. Ричардсон Э. Динамика реальных жидкостей. М.: Мир, 1965.

4. Фидман Б.А., Лятхер В.М. Исследование турбулентности методом фотокиносъемки. - В кн.: Динамика и термика речных потоков. М.: Наука, 1972.

5. Шрайбер А.А., Милютин В.Н., Яценко В.П. Гидромеханика двухкомпонентных потоков с твердым полидисперсным веществом. Киев: Наукова думка.1980.

6. Абдуллаев Б.Х., Худайкулов С.И., Саттаров С.М. "Движение потока с переменным расходом вдоль пути в закрытом наклонном трубопроводе" Scientific-technicaljournal (STJFerPI, ФарПИИТЖ, НТЖФерПИ, 2020, Т.24, №4) С.36-41.

7. Бегимов,У.И. Усмонова,Н.А. ЯкубоваХ.М., Худайкулов С.И. «Моделирование ударного импульса в водовыпускном трубопроводе»каркидонского водохранилища. Журнал «Проблемы механики». – Ташкент, 2020. - №4. – С.45-48.

8. Begimov U. I., Khudaykulov S.I., Narmanov O. A. «Formations of Ventilated Caves and Their Influence on the Safety of Engineering Structures» International Journal of Academic Information Systems Research (IJAISR) ISSN: 2643-9026 Vol. 5 Issue 1, January - 2021, Pages: 105-109. 1,05импактфактор.Impact Factor.

9. N.A. Usmonova, Prof. S.I. Khudaykulov. Spatial caverns in flows with their perturbations impact on the safety of the karkidon reservoir. 3rd Global Congress on Contemporary Science and Advancements Hosted From New York USA www.econferenceglobe.com. TECHMIND-2021, 126-130.