

метрами методом Монте-Карло // Научная сессия МИФИ – 2010. Сборник научных трудов. – 2010. – Т.5. – С. 144-147. 14. *Kijima M.* Some results for repairable systems with general repair // J. Appl. Prob. – 1989. – V.8. – pp. 89-102.

Надійшла до редколегії 25.10.2012

УДК 519.87

Оптимізація тривалості міжремонтних періодів в експлуатації энергооб'єктів з врахуванням ризику / Т.В. Потаніна // Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Математичне моделювання в техніці та технологіях. – Харків: НТУ «ХПІ». – 2012. – № 54(960). – С.170-176. – Бібліогр.: 14 назв.

Цель работ по техническому обслуживанию и ремонту – сохранение либо возвращение допустимого уровня эффективности и безопасности эксплуатации данного объекта. Оптимизация восстановительных процессов позволяет добиться такого результата при наиболее низких затратах. Принят критерий для выбора диапазона ремонтных работ – уровень техногенного риска ниже принятого допустимого уровня. В статье представлена математическая модель оптимизации межремонтных периодов с учетом риска. Неполное восстановление описано на основе модели Киджimy.

Ключевые слова: энергетическое оборудование, эксплуатация, межремонтный период, восстановление, риск.

The goal of preventive as well as corrective maintenances is to keep or to restore acceptable level of efficiency and safety of operation of given object. Optimization of maintenance processes allows obtaining these effects at possibly lowest costs. The assumed criterion for the selection of the range of repair works is the level of technical risk posed by a given facility below the accepted allowable level. Mathematic model of optimization of maintenance intervals having regard to the risk are presented in the paper. Incomplete restoration is described on the basis of Kijima model.

Key words: power equipment, operation, maintenance, repair, risk.

УДК 621.224

О.В. ПОТЕТЕНКО, канд. техн. наук, проф., НТУ «ХПИ»;

Н.Г. ШЕВЧЕНКО, канд. техн. наук, доц., НТУ «ХПИ»;

Е.С. КОВАЛЬ, инженер, НТУ «ХПИ»;

И.И. ТЫНЬЯНОВА, канд. техн. наук, ст. препод., НТУ «ХПИ»

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО УСИЛИЯ, ДЕЙСТВУЮЩЕГО НА КОЛЬЦЕВОЙ ЗАТВОР В ПРОЦЕССЕ ЕГО ОПУСКАНИЯ В ПРОТОЧНУЮ ЧАСТЬ РАДИАЛЬНО-ОСЕВОЙ ГИДРОТУРБИНЫ

Исследуется кольцевой затвор радиально-осевой гидротурбины, выполняющий аварийные функции перекрытия потока. Рассматривается математическая модель неравномерного движения затвора в неподвижной жидкости с заданными граничными условиями. Представлены результаты расчета гидродинамической силы, действующей на кольцевой затвор гидротурбины для различных положений затвора в проточной части и при различных законах его движения.

Ключевые слова: радиально-осевая гидротурбина, кольцевой затвор, гидродинамическая сила.

© О.В. Потетенко, Н.Г. Шевченко, Е.С. Коваль, И.И. Тыньянова, 2012

Введение. Надежность работы гидроагрегатов ГЭС в большой степени зависит от правильного функционирования быстродействующих запорных (аварийных) устройств. Для некоторых мощных гидротурбин аварийное устройство перехвата потока устанавливают между статорным кольцом и направляющими лопатками. Устройство представляет собой кольцевой затвор (КЗ), поднимающийся и опускающийся посредством масляных сервоприводов, действующих в вертикальном направлении. В открытом положении КЗ практически не вносит в проточную часть дополнительного сопротивления. Такой затвор может выполнять как ремонтные, так и аварийные функции.

Также применение кольцевого затвора вместо дискового или шарового снижает стоимость гидроузла.

В 90-е годы разрабатывался технический проект для *Рогунской ГЭС* (Таджикистан). Авторами данной статьи совместно с *ПОАТ «ХТЗ»* были проведены ряд работ по исследованию условий работы гидротурбины с кольцевым затвором [1]. Восстановление проекта строительства Рогунской ГЭС [2], а также заказы на *ОАО «Турбоатом»* по изготовлению двух гидравлических турбин со встроенным кольцевым затвором для *ГЭС Ла Йеска* (Мексика) [3], внедрение такой конструкции на турбине *Днестровской ГАЭС* (2009 г.) показывают, что дальнейшие работы по исследованию динамических процессов при аварийном закрытии КЗ являются актуальными.

Цель работы. При проектировании гидропривода аварийного запорного органа необходимо знать максимальную величину и характер изменения гидро-динамической нагрузки, действующей на КЗ, в процессе его опускания в проточную часть гидротурбины под нагрузкой. В данной работе описывается методика и представлены результаты численного расчета гидродинамической силы, действующей на затвор, при его аварийном закрытии.

Общая постановка задачи. Согласно *принципу суперпозиции потоков* общий случай движения кольцевого затвора в текущей воде представлен в виде двух более простых случаев движения: 1) внешнее квазистационарное обтекание затвора набегающим на него потоком идеальной (вязкой) жидкости; 2) движение (опускание) затвора по заданному закону во времени в неподвижную несжимаемую жидкость с заданными граничными условиями.

Расчетная область зоны с кольцевым затвором представляет собой осесимметричный канал с большой степенью конфузорности (радиальное течение потока к оси турбины). Канал ограничен двумя плоскостями верхнего и нижнего колец направляющего аппарата, а также отрывной зоной за затвором. В аварийных случаях затвор опускается в текущую воду при открытом положении лопаток направляющего аппарата.

Первая задача – внешнее обтекание твердого тела набегающим на него однородным и стационарным потоком. Математическая модель потока и чис-

ленная реализация этой задачи для различных положений КЗ в проточной части была реализована авторами ранее в работах [1, 4]. В результате решения были определены поля скоростей и давлений в расчетной области, а также гидростатическое усилие $R_{ст}(\bar{h})$, действующее на затвор для последовательных его положений в проточной части гидротурбины.

Вторая задача. Согласно [5, 6], при движении твердого тела с переменной скоростью $V^*(t)$ вызванное им течение идеальной жидкости \vec{V} будет *неустановившимся* и *безвихревым*. Потенциал скоростей φ в этом случае является функцией пространственных координат и времени.

Из равенства $\vec{V} = \text{grad } \varphi$ и условия *несжимаемости жидкости* $\text{div } \vec{V} = 0$ следует, что искомый потенциал $\varphi(x, y, z, t)$ должен удовлетворять в каждый данный момент времени *уравнению Лапласа*:

$$\Delta \varphi = 0. \quad (1)$$

Потенциал скорости можно представить как сумму трех слагаемых:

$$\varphi = \varphi_1 V_x^* + \varphi_2 V_y^* + \varphi_3 V_z^*, \quad (2)$$

где φ_i – единичный потенциал, удовлетворяющий уравнению Лапласа (1) и условиям на бесконечности $\text{grad } \varphi_i \rightarrow 0$.

На поверхности движущегося твердого тела, имеющей нормаль \vec{n} , скалярный потенциал φ удовлетворяет следующим граничным условиям:

$$\partial \varphi / \partial \vec{n} = V_n^* = V_x^* n_x + V_y^* n_y + V_z^* n_z.$$

Подчеркнем, что для определения нестационарного поля потенциала скорости $\varphi(x, y, z, t)$ начальные условия не требуются, так как уравнение (1) не содержит частной производной по времени.

Определение инерционной составляющей гидродинамической силы. При неравномерном движении твердого тела со скоростью $V^*(t)$ в неподвижном потоке жидкости, согласно *второму закону Ньютона*, на тело действует инерционная сила, имеющая величину

$$R_{ин} = - \frac{1}{V^*(t)} \cdot \frac{dT}{dt}. \quad (3)$$

Выражение для кинетической энергии T жидкости в односвязном объеме W имеет вид:

$$T = \rho \int_W \frac{V^2}{2} dW, \quad (4)$$

где V – скорость возмущения жидкости от движения твердого тела.

Запишем выражение кинетической энергии жидкости для частного случая движения кольцевого затвора, ограниченного поверхностью S_3 , в проточной части радиально-осевой турбины (рис. 1).

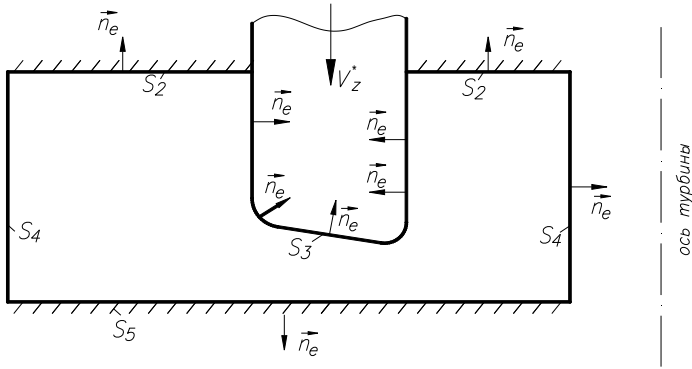


Рис. 1 – Расчетная схема.

Предполагая, что вызванное движение жидкости осесимметричное, с однозначным потенциалом скорости φ , согласно (1), выражение для кинетической энергии T в цилиндрической системе координат (r, φ) представлено в виде:

$$T = \frac{\rho}{2} \iiint_W \left[\left(\frac{\partial \varphi}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)^2 \right] dW. \quad (5)$$

После преобразований получим:

$$T = \frac{\rho}{2} \iiint_W \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) \right] dW.$$

Применим формулу Гаусса – Остроградского, переводящую объемный интеграл в поверхностный, обозначив при этом \vec{n}_e – внешнюю единичную нормаль к поверхностям S_1, S_2, S_3, S_4, S_5 :

$$T = \frac{\rho}{2} \iint_{S_1, S_4} \varphi \frac{\partial \varphi}{\partial \vec{n}_e} dS + \frac{\rho}{2} \iint_{S_2, S_2', S_3} \varphi \frac{\partial \varphi}{\partial \vec{n}_e} dS + \frac{\rho}{2} \iint_{S_3} \varphi \frac{\partial \varphi}{\partial \vec{n}_e} dS, \quad (6)$$

где

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \vec{n}_e} = \frac{\partial \varphi}{\partial r} \cdot \cos(\vec{n}_e, r) + \frac{\partial \varphi}{\partial z} \cdot \cos(\vec{n}_e, z).$$

Чтобы оценить интеграл по цилиндрической поверхности S_1 , имеющей высоту z_1 , на радиусе $r_1 = R_{\text{вх}} \rightarrow \infty$, и по цилиндрической поверхности S_4 ,

имеющей радиус $r_4 = R_{\text{вых}} \rightarrow 0$, представим потенциал φ , определяющий скорости вдали от тела, в виде ряда по степеням r^{-n} , r^n для поверхностей S_1, S_4 соответственно:

$$S_1: \varphi_1 = \frac{A_1^{(1)}}{r} + \sum_{n=2}^{\infty} \frac{A_n^{(1)}}{r^n}; \quad S_4: \varphi_4 = A_4^{(4)} \cdot r + \sum_{n=2}^{\infty} A_n^{(4)} \cdot r^n, \quad (7)$$

где A_1, A_n – коэффициенты, не зависящие от радиуса r .

Учитывая, что движение тела происходит с изменением его объема W_3 , то есть с изменением объема вытесняемой жидкости Q_A и Q_B , то такое тело эквивалентно некомпенсированному источнику с расходом $Q = dW_3 / dt$, и коэффициенты A_1 , в разложении потенциалов (7) равны:

$$A_1^{(1)} = \frac{Q_A \cdot r_1}{2\pi \cdot z_1}, \quad A_1^{(4)} = \frac{Q_B}{2\pi \cdot z_4 \cdot r_4}$$

Определим значения φ , $\partial\varphi/\partial\vec{n}_e$, подставим их в первый интеграл выражения (6) по поверхностям S_1, S_4 и, расширяя расчетную область согласно условиям $r_1 = R_{\text{вх}} \rightarrow \infty$, $r_4 = R_{\text{вых}} \rightarrow 0$, получим:

$$\lim_{r=R_{\text{вх}} \rightarrow \infty} \frac{\rho}{2} \iint_{S_1} \varphi \frac{\partial\varphi}{\partial\vec{n}_e} dS = \frac{\rho \cdot Q_A^2}{4\pi z_1}; \quad \lim_{r=R_{\text{вых}} \rightarrow 0} \frac{\rho}{2} \iint_{S_4} \varphi \frac{\partial\varphi}{\partial\vec{n}_e} dS = \frac{\rho \cdot Q_B^2}{4\pi z_4}.$$

Интеграл по неподвижным непроницаемым поверхностям S_2, S_2', S_5 , вследствие граничных условий $\partial\varphi/\partial\vec{n}_e = 0$, равен нулю. Поэтому выражение для кинетической энергии жидкости при осесимметричном безвихревом течении в расчетной области можно представить в виде:

$$T = \frac{\rho}{2} \iint_{S_3} \varphi \frac{\partial\varphi}{\partial\vec{n}_e} dS + \text{const}.$$

В задачах, связанных с движением тела, в интегралах обычно используют внешнюю к нему нормаль \vec{n} , то есть выбирают $\vec{n} = -\vec{n}_e$.

Окончательно имеем:

$$T = -\frac{\rho}{2} \iint_{S_3} \varphi \frac{\partial\varphi}{\partial n} dS + \text{const}.$$

Введем обозначение:

$$\lambda_{ik} = -\rho \iint_S \varphi_i \frac{\partial\varphi_k}{\partial n} dS \quad (i, k = 1, 2, 3). \quad (8)$$

Величину λ_{ik} обычно называют *присоединенной массой жидкости* [6].

В дальнейшем для цилиндрической системы координат (r, z) приняты

следующие обозначения элементов матрицы

$$\|\lambda_{ik}\|: \lambda_{11} = \lambda_r; \quad \lambda_{22} = \lambda_z; \quad \lambda_{21} = \lambda_{rz}.$$

В данной работе рассматривается вертикальное движение затвора – $\varphi = \varphi_3 \cdot V_z^*$, поэтому выражение для кинетической энергии получит вид:

$$T = \frac{1}{2} (V_z^*)^2 \cdot \lambda_z, \quad (9)$$

где $\lambda_z = -\rho \iint_S \varphi_3 \frac{\partial \varphi_3}{\partial n} dS$ – присоединенная масса затвора.

Выражение для определения инерционной гидродинамической реакции жидкости на движущийся кольцевой затвор, согласно (3), запишем в следующем виде:

$$R_{\text{ин}} = -\lambda_z \cdot \frac{dV_z^*}{dt}. \quad (10)$$

Определение присоединенной массы λ_z . В литературе широко представлены теоретические методы определения присоединенных масс различных тел для случая безграничной жидкости. Наличие дополнительных неподвижных границ жидкости накладывает дополнительные усилия на движение жидкости, что приводит к увеличению присоединенных масс [7, 8].

Численная реализация. В данной работе для определения присоединенной массы кольцевого затвора λ_z , опускающегося в неподвижный поток, предварительно решается кинематическая задача определения единичного потенциала скорости – φ в расчетной области. Исходя из вышеуказанных особенностей течения жидкости в кольцевом канале, граничные условия для потенциала φ и функции тока ψ имеют следующий вид:

- на цилиндрических поверхностях, ограничивающих расчетную область:

$$\begin{aligned} S_1: \quad r_1 = R_{\text{input}} \rightarrow \infty \quad \varphi = -\frac{Q_A}{2\pi z_1}, \quad \frac{\partial \psi}{\partial z} = \text{const}; \\ S_4: \quad r_4 = R_{\text{out}} \rightarrow 0 \quad \varphi = -\frac{Q_B}{2\pi z_4}, \quad \frac{\partial \psi}{\partial z} = \text{const}; \end{aligned} \quad (11)$$

- на твердых границах S_2, S_5 : $\frac{\partial \varphi}{\partial n} = 0$; $\psi = \text{const}$;
- на поверхности кольцевого затвора S_3 : $\frac{\partial \varphi}{\partial \bar{n}} = -V_z^*$; $\psi = f(r)$.

Решение уравнения Лапласа $\Delta \varphi = 0$ для потенциала скорости φ при соответствующих граничных условиях (11) сводится к задаче Неймана; а для

функции тока ψ – к задаче Дирихле. В данной работе уравнение Лапласа численно решается для функции тока и имеет вид

$$\Delta \psi = 0.$$

Для разветвляющихся течений характерно существование нулевой линии тока, разделяющей область течения на две части: Q_A, Q_B . В качестве положительного принимается расход, при котором жидкость движется в направлении к оси турбины. Точка разветвления потока называется *критической*. Для обеспечения однозначности решения задачи гидродинамики, в которой происходит разветвление течения, поставим условие на соотношение расходов:

$$\frac{Q_A}{Q_B} = \frac{\Delta r_{AO_2}}{\Delta r_{BO_2}} \cdot \frac{r_{ср.А}}{r_{ср.В}}.$$

Потенциал скорости φ в любой точке M можно определить по заданному полю скоростей через потенциал в начальной точке M_0 .

Или учитывая, что

$$V_r = -\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad V_z = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial r},$$

получим линейный интеграл

$$\varphi(M) = \varphi(M_0) + \int_{M_0}^M \left(-\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial z} dr + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial r} dz \right).$$

Определив распределение потенциала скорости φ вдоль поверхности кольцевого затвора, по выражениям (10) и (11) определим значение присоединенной массы затвора λ_z и инерционную составляющую осевой гидродинамической силы $\bar{R}_{ин}$.

Апробация метода. Для оценки правильности численного алгоритма решения был проведен расчет тестовой задачи – определение присоединенной массы движущегося цилиндра в неподвижном потоке при наличии неподвижной стенки S_p . На рис.2 показано распределение величин φ, ψ в расчетной области цилиндра и дано сравнение расчетной зависимости

$$\mu_y = f(h/b_0),$$

где

$$\mu_y = \lambda_y / \pi r a^2,$$

с решением, опубликованным в работе [7].

Расхождение величин μ_y , определенных двумя способами, составляет около 3 %.

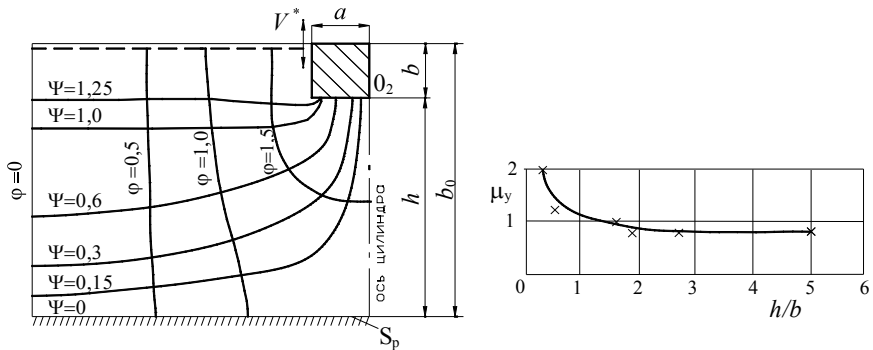


Рис. 2 – Решение тестовой задачи.

Результаты расчета. В результате численного моделирования течения жидкости, вызванного опусканием затвора, получены и представлены на рис.3 изолинии тока $\psi = \text{const}$ в момент времени t_i . Моменту t_i отвечает положение затвора h_i .

На рис.4 проиллюстрирована зависимость присоединенной массы затвора $\lambda'_z = f(\bar{h}_3)$ для различных его положений в расчетном канале. Численные значения λ'_z соответствуют геометрии кольцевого затвора, спроектированного для гидротурбины РО-310 Рогунской ГЭС, и они приведены к размерам диаметра рабочего колеса $D_1 = 1 \text{ м}$.

Величина \bar{h}_3 характеризует относительное закрытие потока $\bar{h}_3 = h_3 / b_0$, где b_0 – высота направляющего аппарата турбины.

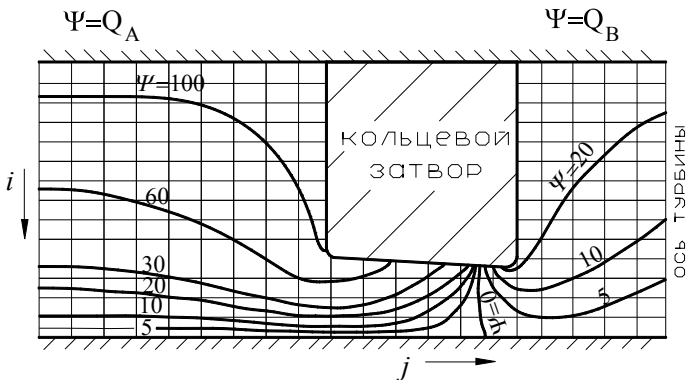


Рис. 3 – Изолинии $\psi = \text{const}$ в расчетной области с затвором.

В работе для сравнения рассмотрены три принципиально разных закона движения (опускания) затвора (рис. 5): 1 – равномерное, $V_z^* = \text{const}$; 2 – с

увеличением скорости; 3 – с уменьшением скорости в процессе закрытия. Скорость движения определяется по формуле $V_z^* = dh_3 / dt$.

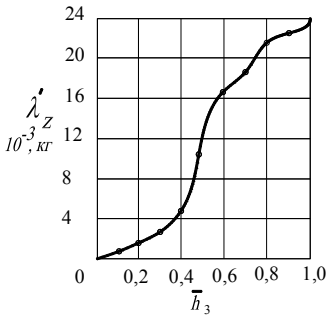


Рис. 4 – Распределение приведенной величины присоединенной массы затвора $\lambda'_z(\bar{h}_3)$.

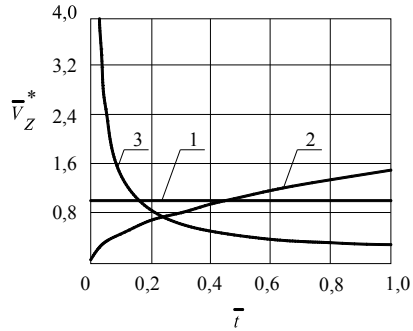


Рис. 5 – Три закона опускания затвора: 1 – $\bar{h}_3 = \bar{t}$; 2 – $\bar{h}_3 = (\bar{t})^2$; 3 – $\bar{h}_3 = \sqrt{\bar{t}}$.

На рис. 6 представлены следующие результаты расчета: *a* – инерционная составляющая силы $\bar{R}_{ин}$; *b* – суммарная гидродинамическая сила

$$\bar{R}_{кз} = \bar{R}_{ст} + \bar{R}_{ин},$$

действующие на КЗ при его опускании в текущую воду, для трех законов движения.

Результаты приведены к натурным значениям ГЭС ($H=310$ м и $D_1 = 6$ м).

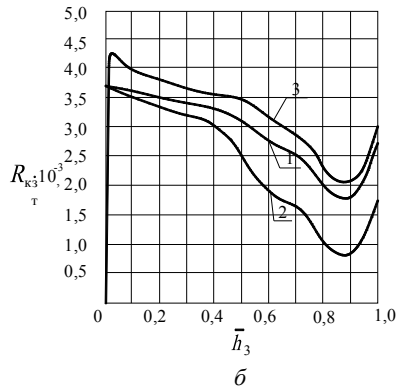
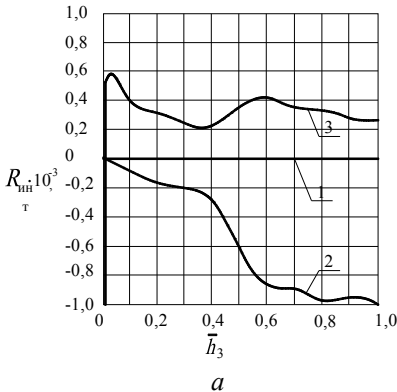


Рис. 6 – Гидродинамические силы, действующие на затвор для натуральных условий ГЭС 1 – $\bar{h}_3 = \bar{t}$; 2 – $\bar{h}_3 = (\bar{t})^{1,5}$; 3 – $\bar{h}_3 = \sqrt{\bar{t}}$:

a – инерционная составляющая силы $\bar{R}_{ин}$;

b – суммарная гидродинамическая сила $\bar{R}_{кз} = \bar{R}_{ст} + \bar{R}_{ин}$.

Выводы. Суммарная гидродинамическая сила, действующая на затвор при его аварийном закрытии, состоит из стационарной составляющей гидродинамической силы $\bar{R}_{ст} = f(\bar{h}_3)$ и инерционной составляющей $\bar{R}_{ин} = f(\bar{h}_3, \bar{t})$, зависящей от положения затвора в проточной части и от его закона движения.

Величина присоединенной массы затвора зависит только от геометрии движущегося тела и его ориентации в расчетном канале. Поэтому, при исследовании влияния скорости опускания затвора на изменение инерционной силы $\bar{R}_{ин}$, погрешность определения присоединенной массы для всех рассматриваемых вариантов закона движения будет одинакова.

Роль инерционной составляющей в общем балансе сил, действующих на затвор гидротурбины, зависит не только от линейных размеров тела, и статического напора установки, а также от закона его движения. Например, для равномерного движения (закон 1, рис.5) $\bar{R}_{ин} = 0$; при уменьшении скорости (закон 3, рис. 5) доля инерционной силы $\bar{R}_{ин}$ достигает 10-20% от величины $\bar{R}_{ст}$; при положительном ускорении (по закону 2, рис.5) она может достигать 50% и более. Поэтому при расчете гидродинамических усилий, действующих на кольцевой затвор гидротурбины большой мощности и напора, необходимо учитывать инерционную составляющую.

Увеличение времени закрытия затвора T_0 значительно уменьшает инерционную составляющую гидродинамической силы; размерность этой силы имеет следующий вид: $[R_{ин}] = M \cdot L \cdot T^{-2}$. При весе затвора гидротурбины Рогунской ГЭС около 160 тонн максимальная величина реакции жидкости на движущееся тело для времени закрытия $T_0 = 2$ с составляет приблизительно 100% от веса. При увеличении времени закрытия до 1 мин – около 0,2% веса и уже не имеет существенного значения.

Список литературы: 1. Исследование осевой силы на встроенном кольцевом затворе гидротурбины Рогунской ГЭС. Отчет о НИР ГТО-355, ПОАТ «ХТЗ». – Харьков, 1989. – 150 с. 2. Отчет ТЭО проекта строительства Рогунской ГЭС.– P.002378 RP 02. – М., 2011. – 7 с. http://siteresources.worldbank.org/.../2_TEAS_Inception_report_Rus.pdf 3. Линник А. В., Хаитов В. Д. Современный уровень и основные направления развития гидротурбостроения в Украине // Пробл. Машиностроения. – 2010. – Т. 13. – №1, – Харьков. – С.11-18. 4. Потетенко О. В., Шевченко Н. Г. Численная реализация на ЭВМ решения задачи движения жидкости в зоне кольцевого затвора высоконапорной гидротурбины // Гидравлические машины. – 1986. – Вып. 20. – Харьков. – С.65-70. 5. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. – М.: Наука, 1973. – 904 с. 6. Федяевский К. К. Гидромеханика. – Л.: Судостроение, 1982. – 345с. 7. Шебалов А. К. К вопросу об определении коэффициентов присоединенных масс // Тр. ЛКИ, 1954. – №12. 8. Холявко В. И. Присоединенная масса тела в области течения с прямолинейными границами // Самолетостроение. Техника воздушного флота. – Респ. межвед. науч.-техн. сб. Харьк. авиац. ин-т. – 1981. – Вып. 48.– С. 4–11.

Поступила в редколлегию 06.10.2012

Численное моделирование гидродинамического усилия, действующего на кольцевой затвор в процессе его опускания в проточную часть радиально-осевой гидротурбины / О. В. Потетенко, Н. Г. Шевченко, Е. С. Коваль, И. И. Тынянова // Вісник НТУ «ХП». Серія «Математичне моделювання в техніці та технологіях». – Харків: НТУ «ХП». – 2012. – № 54(960). – С.176-186. – Бібліогр.: 8 назв.

Досліджується кільцевий затвор радіально-осової гидротурбіни, який виконує аварійні функції перекриття потоку. Розглядається математична модель нерівномірного руху затвора в нерухлій рідині із заданими граничними умовами. Представлені результати розрахунків гидродинамічної сили, що діє на кільцевий затвор гидротурбіни.

Ключові слова: радіально-осова гидротурбіна, кільцевий затвор, гидродинамічна сила.

Circular valve of Francis turbine that executes the emergency functions of stream ceiling is considered. Resulting hydrodynamic force operating on a valve is presented as a sum of hydrostatical force and inertia making one. The mathematical model of valve unsteady motion is considered in the stationary liquid with the boundary conditions set. The calculations results of hydrodynamic force operating on the circular valve of hydro-turbine for different positions of valve in flow channel and its different motion laws are presented.

Key words: Francis turbine, circular valve, hydrodynamic force.

А. Н. СЕМКО, д-р техн. наук, проф., ДонНУ, Донецк;
Ю.В. ЛОКТЮШИНА, аспирант, ДонНУ, Донецк

О ВЛИЯНИИ СЖИМАЕМОСТИ РАБОЧЕЙ ЖИДКОСТИ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ГИДРОПУШКИ

Оценивается влияние сжимаемости жидкости на параметры гидропушки. Исследование выполнено в рамках модели идеальной сжимаемой жидкости для квазиодномерного приближения. Получены распределения скорости и давления жидкости на разных стадиях процесса. Проведена комплексная оценка эффективности гидропушки для жидкостей с разной сжимаемостью.

Ключевые слова: гидроимпульсная установка, сжимаемость жидкости, модели идеальной жидкости, комплексная оценка эффективности.

Введение. Во многих технических задачах гидродинамики рассматриваются случаи нестационарного движения жидкости. К ним относятся физические процессы, связанные с кратковременным и интенсивным воздействием на жидкость (удар, взрыв, электрический разряд). Существенной особенностью таких движений жидкости является то, что они, с одной стороны, носят ярко выраженный волновой характер, который проявляется во взаимодействии волн с границами раздела сред и между собой, а с другой – сопровождаются высокими давлениями.