

ВЛИЯНИЕ ИНЕРЦИОННЫХ СВОЙСТВ ЖИДКОСТИ НА ДЕМПФИРУЮЩИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЩЕЛЕВЫХ УПЛОТНЕНИЙ

Ю.Я. Тарасевич, Ю.В. Шуплякова
Сумский государственный университет

В работе приведена оценка влияния инерционных составляющих сил давления жидкости на динамические характеристики ротора в щелевых уплотнениях для одномассовой модели.

ВВЕДЕНИЕ

Одним из основных показателей технического уровня роторных машин является уровень вибраций. В центробежных машинах динамика ротора определяется, главным образом, гидродинамическими силами давления и их моментами, действующими на ротор в дросселирующих каналах щелевых и лабиринтных уплотнений. Анализ теоретических и экспериментальных данных по влиянию этого вида бесконтактных уплотнений на вибрационные характеристики ротора показал, что данная проблема решена не полностью, поскольку имеющиеся в настоящее время методы аналитического и численного расчета гидродинамических параметров уплотнений дают различающиеся между собой и экспериментом результаты. Поэтому требуется дальнейшее расширение и углубление исследований гидродинамических процессов в уплотнительных зазорах с целью уточнения их качественного и количественного влияния на динамику роторов центробежных машин.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Задача определения скоростей и давлений в зазоре щелевого уплотнения чрезвычайно сложна, поскольку нужно решать нелинейные уравнения нестационарных трехмерных течений жидкости, поэтому приходится вводить упрощения, а достоверность получаемых результатов определять опытом.

В работе оценено влияние инерционных составляющих потока в зазоре щелевого уплотнения на амплитудно-частотные характеристики ротора в щелевых уплотнениях. Рассмотрена модель короткого уплотнения, для которого радиальный зазор намного меньше радиуса и длины канала в направлении расходного течения, при следующих допущениях:

- 1) преобладающим является осевое течение под действием уплотняемого перепада давления;
- 2) плотность, вязкость и температура принимаются постоянными, поскольку считается, что выделяющееся в результате гидравлических потерь тепло практически мгновенно отводится из канала, т.е. рассматривается изотермическое течение.

УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ

На основании усреднения и оценки членов уравнений Навье-Стокса движения вязкой несжимаемой жидкости, совместно с уравнением неразрывности, получено уравнение, которое описывает преобладающее осевое течение в коротком кольцевом дросселе [1,2]:

$$\frac{\partial}{\partial \bar{z}} \left[\frac{h^3}{k} \left(\frac{\partial p}{\partial \bar{z}} + \frac{l}{2} g \right) \right] = \frac{\mu l^2}{4H^2} Q_e \bar{z}, \quad (1)$$

где h - радиальный зазор; $k = \frac{\lambda \text{Re}}{8}$ - модифицированный коэффициент сопротивления трения; λ - коэффициент трения; C, n - постоянные, характеризующие режим течения; p - давление в зазоре; l - длина уплотнения; $g = \frac{\rho}{h} \left[\dot{q} + \frac{2}{l} \left(\bar{w} \frac{\partial q}{\partial \bar{z}} + q \frac{\partial \bar{w}}{\partial \bar{z}} + \bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} \right) \right]$ - усредненная по толщине зазора сила инерции; ρ - плотность перекачиваемой жидкости; q - элементарный расход через уплотнение; \bar{w}, \bar{u} - усредненные по толщине зазора осевая и окружная составляющие скорости жидкости; μ - динамический коэффициент вязкости; $\bar{z} = 2z/l$ - безразмерная осевая координата; H - средний радиальный зазор в сечении ($\bar{z} = 0$); $Q_e = \frac{1}{H} (\Delta \omega y \sin \varphi + \dot{y} \cos \varphi)$, $\left(\varepsilon = \frac{e_0}{H}, e_0 = -y \right)$, -отнесенная к среднему зазору проекция приведенной скорости поверхности вала, обусловленная радиальными колебаниями вала, а также угловыми скоростями прецессии оси вала Ω и собственного вращения ω стенок уплотнения ($\Delta \omega = \Omega - \kappa \omega_a = \Omega - \kappa(\omega_1 - \omega_2)$).

Путем интегрирования уравнения (1) по длине получено распределение давления по длине уплотнения

$$p = p_p + p_d + p_g,$$

где

$$\left. \begin{aligned} p_p &= p_1 - \frac{\Delta p}{4} [2(\bar{z} + 1) + 3\alpha(\bar{z}^2 - 1)] \\ p_d &= \frac{\mu l^2 k_0}{8H^2 y^3} Q_e [\bar{z}^2 - 1 + 2\alpha(\bar{z}^3 - \bar{z}) - 3\alpha^2(\bar{z}^2 - 1)], \\ p_g &= -\frac{l}{2} \left(j_0 - \frac{j_{01}}{2} \left(\bar{z} + 1 + \frac{3}{2} \alpha (\bar{z}^2 - 1) \right) \right). \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$$j_0 = \frac{l}{2} \int_{-1}^{\bar{z}} g d\bar{z}, \quad j_{01} = j_0|_{\bar{z}=1}; \quad K = \left(\frac{q}{q_0} \right)^{1-n} \approx (1 - \varepsilon \cos \varphi)^{\frac{1-n}{2-n}}.$$

представляют собой компоненты давления напорного течения p_p , потока вытеснения p_d и давления p_g , обусловленного инерцией жидкости.

ВЫЧИСЛЕНИЕ СИЛ ДАВЛЕНИЯ

Сила давления df на элементарную площадку $rd\varphi dr$ поверхности канала определяется выражением: $df = 0.5lpr d\bar{z} \cos \varphi d\varphi$. Проекции элементарной силы на оси подвижной системы координат определяются по формулам

$$df_x = -df \sin \varphi = -0.5l p d\bar{z} r \sin \varphi d\varphi, \quad df_y = df \cos \varphi = 0.5l p d\bar{z} r \cos \varphi d\varphi. \quad (3)$$

Тогда проекции результирующих сил:

$$F_x = -r \frac{l}{2} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 p \sin \varphi d\bar{z} d\varphi, \quad F_y = r \frac{l}{2} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 p \cos \varphi d\bar{z} d\varphi.$$

В выражении осредненной инерционной силы первое слагаемое в квадратных скобках представляет локальную составляющую ускорения, второе – конвективную. Расход напорного течения постоянен по длине, поэтому, в первом приближении выражение для инерционной силы можно записать следующим образом:

$$g = \frac{\rho}{h} \left[\dot{q}_p + \dot{q}_{dz} + \frac{2}{l} \left(w_p \frac{\partial q_{dz}}{\partial \bar{z}} + q_p \frac{\partial w_p}{\partial \bar{z}} + q_p \frac{\partial w_{dz}}{\partial \bar{z}} + q_{dz} \frac{\partial w_p}{\partial \bar{z}} + \kappa \omega r \left(\frac{\partial w_p}{\partial x} + \frac{\partial w_{dz}}{\partial x} \right) \right) \right].$$

После подстановки интегралов в (2) и интегрирования по длине канала по формулам (3), получим соответствующие элементарные силы давления на полоску внутренней стенки канала единичной ширины. Напорная составляющая силы:

$$f_p = \frac{l}{2} \int_{-1}^1 p_p d\bar{z} = \frac{l(p_1 + p_2)}{2} + \frac{\Delta p_2 l}{2} \alpha.$$

Поскольку гидростатическая жесткость определяется деформацией эпюры давлений, обусловленной осевым перепадом давления, вращение ротора и окружное течение не оказывает на нее существенного влияния, что подтверждают экспериментальные зависимости коэффициента жесткости щелевого уплотнения от частоты вращения ротора, приведенные в [3]. Незначительное изменение жесткости может быть вызвано некоторой зависимостью коэффициента сопротивления трения от частоты вращения на турбулентных режимах течения.

Линеаризованные выражения элементарных сил потока вытеснения имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} f_{de} &\approx -\frac{\mu l^3 k_0}{12H^3} [(\Omega - \kappa \omega_a) y \sin \varphi + \dot{y} \cos \varphi], \\ f_{d\theta} &\approx \frac{\mu l^3 k_0}{30H^2} \theta_0 \left[[\dot{\theta}_y + (\Omega - \kappa \omega_a) \theta_x] \sin \varphi + [\dot{\theta}_x - (\Omega - \kappa \omega_a) \theta_y] \cos \varphi \right]. \end{aligned} \right\}$$

Силы потока вытеснения характеризуют демпфирующие и циркуляционные силы в щелевых уплотнениях, которые тесно связаны между собой.

Линеаризованные выражения силы инерционного давления имеют

вид:
$$f_g = -\frac{\rho l^3}{12y_*} \dot{Q}_e - \frac{\rho l^2}{3Hy_*} \dot{q}_p \alpha = f_{g1} + f_{g2} + f_{g3},$$

где для автомодельных режимов течения:

$$\begin{aligned} f_{g1} &= -\frac{\rho l^3}{12H} [(\Omega + \Delta \omega) \dot{y} \sin \varphi + (\ddot{y} - \Omega \Delta \omega y) \cos \varphi]; \\ f_{g2} &= -\frac{\rho l^2 q_{p0}^2}{3H^2} \theta_0 \left[\left(1.5 - 0.5 \frac{\Delta \zeta}{\zeta_0} \right) \dot{y} \cos \varphi + \frac{\zeta_m}{\zeta_0} \frac{l}{2} (\dot{\theta}_x \cos \varphi + \dot{\theta}_y \sin \varphi) \right] \\ f_{g3} &= \frac{\rho l^2 \kappa \omega \Delta p}{12\mu k_0} \theta y \sin \varphi (5 - 2\theta) - \frac{\rho l^4 \kappa \omega}{24H^2} (\Delta \omega y \cos \varphi - \dot{y} \sin \varphi) (2\theta^2 - 1). \end{aligned}$$

Инерционная сила, так же как и гироскопическая, обусловлена инерционными эффектами жидкости. Первая сила направлена в сторону увеличения эксцентриситета, а вторая сонаправлена с циркуляционной. Влиянием этих сил на динамику роторов центробежных машин обычно пренебрегают, полагая, что данные силы на порядок меньше других. В предыдущих работах автора, в отличие от других исследователей, учитывалась конвективная составляющая силы инерции, обусловленная неоднородностью поля скоростей в осевом направлении. В этом случае частота вращения не влияет на величину демпфирующей силы, но, как показано выше, неоднородность поля скоростей в окружном направлении приводит к зависимости коэффициента демпфирования не только от скоростей частоты прецессии и радиальных колебаний, но и от собственной частоты вращения ротора.

УРАВНЕНИЯ КОЛЕБАНИЙ И АЧХ РОТОРА В ЩЕЛЕВЫХ УПЛОТНЕНИЯХ

Оценка влияния гидродинамических сил в бесконтактных уплотнениях на вибрационные характеристики ротора проведена на модели одномассового ротора [1, 4]. Хотя такая упрощенная модель, за исключением частных случаев, не соответствует реальной роторной системе центробежной машины, она сохраняет ее важнейшие динамические свойства и дает возможность оценить влияние уплотнений на динамику ротора.

Для консольной схемы уравнения вынужденных радиальных колебаний могут быть записаны в виде [4]:

$$(1 + a_1)\ddot{x} + a_2\dot{x} + \omega_1^2 x + a_3\dot{y} + a_4 y = \frac{F_{dx_0}}{m};$$

$$(1 + a_1)\ddot{y} + a_2\dot{y} + \omega_1^2 y - a_3\dot{x} - a_4 x = \frac{F_{dy_0}}{m}.$$

Или в комплексных переменных ($u = x + iy$):

$$(1 + a_1)\ddot{u} + a_2\dot{u} + \omega_1^2 u - i(a_3\dot{u} + a_4 u) = a\omega^2 e^{i\omega t}, \quad (4)$$

где для автомодельной области турбулентного течения:

$$a_1 = \frac{k_g - k_{py}\theta_0(\zeta_m - \theta_0\Delta\zeta)}{m}; \quad a_2 = \frac{k_d + k_{py} + k_{g2}\theta_0(3\zeta_0 - \Delta\zeta) + k_{g3}(2\theta^2 - 1)}{m};$$

$$\omega_1^2 = \frac{k_s}{m}\varphi_f + \frac{k_{сала}}{m}; \quad a_3 = \kappa\omega_a a_1; \quad a_4 = \kappa\omega_a a_2;$$

$$k_{py} = \frac{\rho^2 l \pi r}{4\mu k_0 H \zeta_0} q_{oo}^2 \sqrt{\frac{\zeta_{20}}{\zeta_0}} (\zeta_0 + \Delta\zeta)(\zeta_m - \theta_0\Delta\zeta) + \frac{\rho l^2 \pi r}{4H^2} q_{po} \Delta\zeta, \quad k_{py} = \frac{\rho^2 l^2 \pi r}{6\mu k_0} q_{oo},$$

$$k_{sy} = \frac{\Delta p l \pi r}{2H} \left[\theta_0 + \frac{1}{\zeta_0^2} (\zeta_m \zeta_0 - \Delta\zeta \zeta_m + \theta_0 \Delta\zeta^2) \right], \quad k_g = \frac{\rho l^3 \pi r}{12H},$$

$$k_{g2} = \frac{\rho l^2 \pi r}{6H^2 \zeta_0} q_{p0}, \quad k_{g3} = \frac{\rho l^4 \kappa \omega \pi r}{24H^2}, \quad k_d = \frac{\mu l^3 k_0 \pi r}{12H^3 K},$$

$$\zeta_m = \zeta_{11} + \zeta_{12}, \quad \Delta\zeta = \zeta_{11} - \zeta_{12}, \quad \zeta_0 = \frac{Cl}{2H} + \Delta\zeta - 2\theta_0 \zeta_m$$

- коэффициенты гидродинамических сил; $a = e_{c\zeta_1} + ie_{c\eta_1}$.

Принимая решение уравнения (4) в виде: $u = u_0 e^{i(\omega t + \varphi)}$, что соответствует прямой синхронной прецессии ротора с частотой ω и фазовым сдвигом по отношению к дисбалансу φ , получим:

$$D_{11}(i\omega)u = (U_{11} + iV_{11})u = a\omega^2 e^{i\omega t},$$

где $D_{11}(i\omega) = -(1 + a_1)\omega^2 + a_3\omega + \omega_1^2 + i(a_2\omega - a_4) = U_{11} + iV_{11}$.

По вещественной и мнимой частям полученной передаточной функции можно определить амплитудные и фазовые частотные характеристики радиальных колебаний ротора, вызванных статической неуравновешенностью:

$$A = \frac{1}{\sqrt{U_{11}^2 + V_{11}^2}}, \quad \varphi = -\arctg \frac{V_{11}}{U_{11}}. \quad (5)$$

На рис.1 приведены частотные характеристики радиальных колебаний ротора в щелевых уплотнениях, полученные экспериментально и на основании формул (5) для следующих значений параметров $H = 3 \cdot 10^{-4}$ м, $l = 0,02$ м, $\Delta p = 0,1$ МПа, $\rho = 993$ кг/м³, $\kappa = 0,5$.

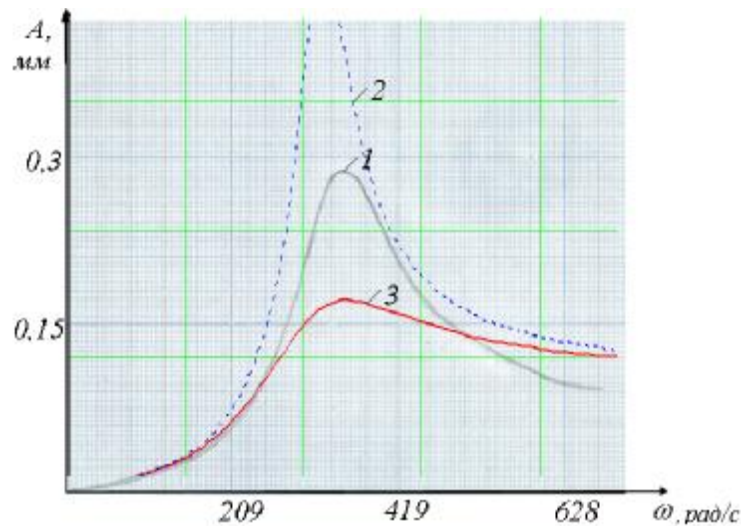


Рисунок 1 – Экспериментальная и теоретические амплитудно-частотные характеристики ротора в щелевых уплотнениях (1- эксперимент, 2 - без учета сил инерции, 3 - с учетом сил инерции)

Из сравнения экспериментальных и теоретических кривых следует, что значения собственных частот с учетом инерции и без учета практически совпадают, однако максимальные значения амплитуд,

полученные с учетом инерции, точнее отражают реальную картину поведения ротора. В области давлений от 0,3 МПа и выше наблюдается значительная разница уже не только в значениях амплитуд, но и в значениях собственных частот.

ВЫВОДЫ

При расчете амплитуд вынужденных колебаний ротора необходимо учитывать конвективные составляющие силы инерции, поскольку они в существенной мере определяют демпфирующие характеристики щелевых уплотнений. Приведенные коэффициенты гидродинамических сил можно использовать не только для расчета динамики роторов в щелевых уплотнениях, но и для исследования динамических характеристик уплотнений с плавающими кольцами, поскольку последние являются разновидностью щелевых уплотнений.

SUMMARY

INFLUENCE OF LIQUID INERTIA PROPERTIES ON A DAMPING CHARACTERISTICS OF ANULAR SEAL

Tarasevich Y., Shuplyakova Y.

In this paper the influence of liquid inertia characteristics on damping coefficient of radial one-masses rotor oscillations are determined.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тарасевич Ю.Я. Разработка методов расчета вибрационного состояния роторов в щелевых уплотнениях: Дис... канд. техн. наук: 05.02.09 – Харьков, 2006. – 189 с.
2. Марцинковский В.А. Гидродинамика и прочность центробежных насосов. – М.:Машиностроение, 1970. – 270 с.
3. Гулый А.Н. Разработка экспериментальных и теоретических методов анализа динамических параметров бесконтактных уплотнений: Дис... канд. техн. наук: 01.02.06. – Сумы, 1989. – 217 с.
4. Tarasevich Y., Savchenko E. Effect of stochastic variations parameters of annular seals on a dynamic characteristics of one-masses rotor // Zeszyry naukowe Politechnika Swietikrzyska. Budowa i eksploatacja maszyn. – Kielce, 2008. - №10. – P.149-157.

Ю.Я. Тарасевич, кандидат техн. наук,
Ю.В. Шуплякова, студентка

Поступила в редакцию 8 декабря 2008 г.