

РОЗРАХУНОК ГІДРАВЛІЧНИХ РАДІАЛЬНИХ ТА КУТОВИХ СИЛ ГЛАДКОГО ШПАРИННОГО УЩІЛЬНЕННЯ

Горовий Сергій Олександрович

доцент

Сумський національний аграрний університет

ORCID: 0000-0003-4136-5965

email gorovyj64@gmail.com

Фізична природа сил, які виникають у шпаринних ущільненнях гідромашин, досліджена всебічно. Різними авторами неодноразово досліджувалися гідродинамічні характеристики ущільнень, але існуючі методику їх аналітичних розрахунків щодо окремих параметрів не мають гарного співпадіння. Невідповідності у висновках дослідників зумовлені припущеннями, які були прийняті задля розв'язку нелінійних рівнянь нестационарної течії рідини в кільцевих каналах. Завдання обчислення радіальних та кутових сил потребує аналізу закону розподілу швидкостей та тисків у потоці рідини крізь кільцевий канал, одну з стінок якого утворює ротор, що обертається та вібрує. Внаслідок цього течія рідини в шпарині зумовлена як вісьовим перепадом тиску на ущільненні, так і характером руху внутрішньої стінки каналу. Завдання розв'язується в припущенні малих радіальних та кутових переміщень вала відносно положення його статичної рівноваги.

Ключові слова. Відцентровий насос, ротор насоса, шпаринне ущільнення, виток рідини, тиск рідини, гідродинамічні сили.

DOI: <https://doi.org/10.32845/msnau.2019.4.2>

Постановка проблеми в загальному вигляді. Широке поширення відцентрових насосів у різних галузях господарства вимагає ретельного відпрацювання їх конструктивних схем з метою створення економічних, довговічних, вибронадійних агрегатів. Оптимізація параметрів відцентрових насосів ведеться шляхом вдосконалювання динамічних характеристик ротора з урахуванням гідродинамічних процесів, що відбуваються в ущільнювальних елементах проточної частини. Саме гідромеханічна система "ротор – щільне ущільнення" впливає на працездатність всього відцентрового насоса. За закордонними даними, на її частку припадає понад 70 % усіх аварій відцентрових насосів (поломки ротора, зачіпання його за статорні втулки щільних ущільнень, ушкодження втулок ущільнень, зношування останніх і т.п.) [1]. **Гідродинамічні сили** в зазорах безконтактних ущільнень можуть викликати втрату динамічної стійкості й руйнівні для насосів автоколивання ротора, або стабілізувати його й суттєво знизити віброактивність.

Аналіз останніх досліджень і публікацій. Вперше задача розрахунку пружних характеристик ущільнення була поставлена й частково вирішена А. А. Ломакіним [2]. Подальший розвиток теорії й методів розрахунку гідродинамічних параметрів безконтактних ущільнень одержав у роботах В. А. Марцинковського [3 – 7]. В монографіях наведений розв'язок задачі ламінарної та турбулентної течії в'язкої нестисненої рідини в короткій кільцевій щільні ($l/r < 1$) з урахуванням конусності зазору й перекоосу вісей ротора в щільненні. На підставі цього отримані аналітичні лінеаризовані вирази радіальних сил у шпариннім ущільненні. Також вказано на те, що дія циркуляційної сили може привести до втрати стійкості, що супроводжується автоколиваннями ротора зі значною амплітудою. Питання дослідження турбулентної течії рідини та гідродинамічних сил в коротких ущільненнях відображені також у роботах І. Б. Карінцева [8], В. І. Симоновського [9], А. Н. Гулого [10], І. Н. Бєди [11, 12] і інших як вітчизняних [13], так і закордонних дослідників [14, 15, 16].

Отримані результати свідчать про те, що для розрахунку типових шпаринних ущільнень може бути використана модель короткого ущільнення ($l \leq 1/2 r$), і розв'язок задачі в

лінійній постановці забезпечує необхідну для практичних розрахунків точність.

Формулювання цілей статті (постановка завдання). Фізична природа сил, що виникають в шпаринних ущільненнях гідромашин досліджена повністю. Методику аналітичного розрахунку окремих складових гідродинамічних сил у різних авторів не дають досить точного збігу. Невідповідності зумовлені **припущеннями**, які були прийняті науковцями в процесі розв'язку нелінійних рівнянь нестационарної течії в'язкої рідини в ущільненнях.

В даній роботі поставлене завдання запропонувати **більш точний розрахунок гідродинамічних сил**, що виникають в ущільненнях, з урахуванням **радіальних і кутових** переміщень вала в статорній втулці ущільнення. Обчислення гідродинамічних сил включає аналіз закону розподілу швидкостей і тисків у потоці рідини з використанням **уточненої гідравлічної моделі шпаринного ущільнення**. Застосовується припущення малих радіальних і кутових переміщень вала щодо положення його статичної рівноваги. Отримані вирази гідродинамічних сил з урахуванням **радіальних і кутових** переміщень вала можна використати в процесі аналізу гідродинамічної моделі самовстановлюючогося в шпаринних ущільненнях ротора.

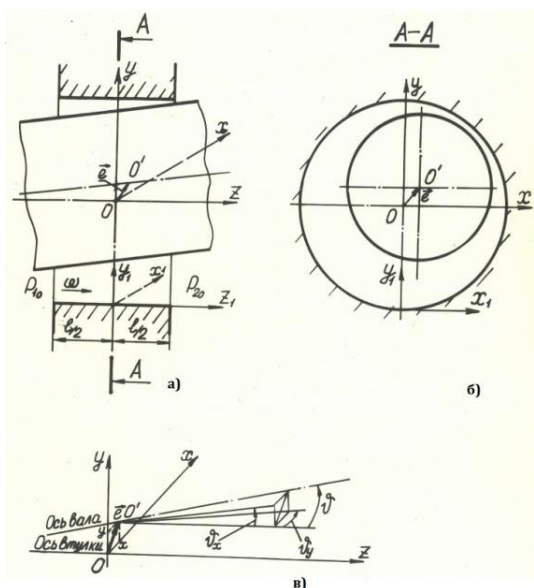
Виклад основного матеріалу дослідження.

При аналізі турбулентної течії в тонких шарах рідини основним завданням теорії є необхідність виразу турбулентних напруг через градієнт середньої швидкості з метою приведення рівнянь руху до розв'язного виду. В інженерній практиці використовують такі достатньо вдалі моделі турбулентного руху, як теорія Константінеску та плівка Хірса. Ці теорії приводять безпосередньо, або за допомогою додаткових перетворень, до одного виду рівнянь Рейнольдса для вісьової й окружної течії в'язкої нестисненої рідини в кільцевому каналі [17]:

$$\begin{cases} \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\rho}{h} \int_0^h \frac{d\omega}{dt} dy = -\frac{K_z \mu}{h^2} W_z, \\ \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\rho}{h} \int_0^h \frac{dU}{dt} dy = -\frac{K_x \mu}{h^2} U \end{cases} \quad (1.2)$$

Деяка відмінність теорій обумовлена коефіцієнтами K_z й K_x , що входять в (1.2) як турбулентні функції $K_z(Re)$ й $K_x(Re)$ числа Рейнольдса. Для $Re \geq 4 \cdot 10^3$, (автомодельна зона турбулентної течії) відповідність між теоріями прийнята з практичної точки зору.

Будемо розглядати турбулентний нестационарний потік рідини в кільцевому каналі (мал. 2.1).



Мал. 2.1. Схема кільцевого дроселя:

а) – повздовжній переріз, б) – поперечний переріз, в) – кути перекосу вісей вала та втулки.

В якості базового рівняння, що описує вісьову течію рідини в короткому шпаринному ущільненні, приймемо перше рівняння системи (1.2):

$$\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\rho}{h} \int_0^h \frac{d\omega}{dt} dy = -\frac{K_z \mu}{h^2} W_z, \quad (2.1)$$

де:

- P - тиск у щілині;
- h - місцевий радіальний зазор;
- μ - динамічна в'язкість рідини;
- ρ - щільність рідини;
- W_z - середня вісьова швидкість.

Коефіцієнт опору тертя гідравлічно гладких каналів виразимо формулою Блазіуса:

$$\lambda = C \cdot Re_z^{-n}, \quad K_z = 1/8 \cdot C \cdot Re_z^{1-n} \quad (2.2)$$

Для турбулентних спіральних течій в автоматичній зоні турбулентного руху приймаємо вирази:

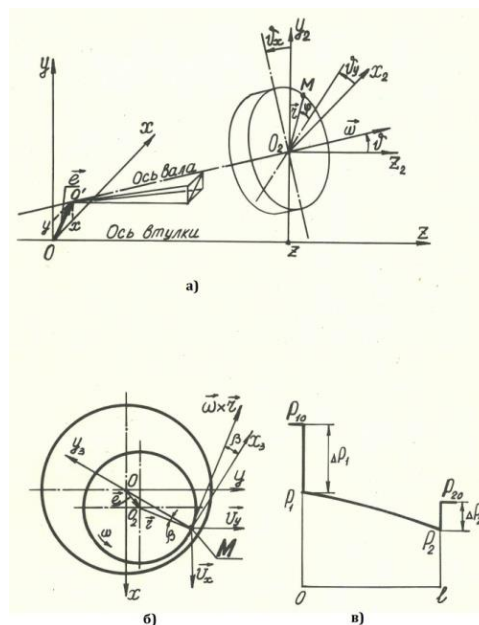
$$C = 0,04, \quad n = 0, \quad K_z = \frac{1}{8} \cdot \lambda \cdot Re_z.$$

Рівняння (2.1) вирішується разом з рівнянням нерозривності [18]:

$$\frac{\partial U}{\partial x_1} + \frac{\partial V}{\partial y_1} + \frac{\partial W}{\partial z_1} = 0. \quad (2.3)$$

Граничними умовами для розв'язку рівнянь (2.1) і (2.3)

є: тиск на вході в шпаринне ущільнення P_1 , тиск на виході P_2 , а також умова відсутності ковзання часток як на зовнішній $U = V = W = 0$, так і на внутрішній $U = U_1, V = V_1, W = 0$ стінках кільцевого каналу.



Мал. 2.2. До виводу граничних умов:

а) – до визначення швидкості точки М, б) – до визначення окружностей і радіальної складової швидкості точки М, в) – до визначення тисків P_1 і P_2 .

Значення швидкості на внутрішній поверхні зазору в нерухомій системі координат x, y, z (мал. 2.2,а) одержимо, розглядаючи швидкість точки як геометричну суму переносної і відносної швидкостей:

$$\vec{V}_M = \vec{V}_{O_2} + \vec{V}_{MO_2} = V_x \vec{i} + V_y \vec{j} + V_z \vec{k} + \vec{\omega} \times \vec{r}, \quad (2.4)$$

де:

$$V_x = \dot{x} + \dot{v}_y z, \quad V_y = \dot{y} + \dot{v}_x z, \quad V_z = 0.$$

Тут змінні x, y - координати центру вала в нерухомій системі координат $OXYZ$ ($x = e_c \cdot \cos \Omega t, y = e_c \cdot \sin \Omega t, e_c$ - ексцентриситет); v_x і v_y - кути перекосу (повороту) вісі роторної втулки навколо вісей OX і OY відповідно. Проектуючи векторне рівняння (2.4) на вісі x_3 й y_3 , (див. рис 2.2,б) і враховуючи, що радіальний зазор значно менше радіуса ($\cos \beta \approx 1, \sin \beta \approx \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial h}{\partial \varphi}$), одержимо:

$U_1 = \omega r - V_x \sin \varphi + V_y \cos \varphi,$
 $V_1 = \omega \frac{\partial h}{\partial \varphi} - V_x \cos \varphi - V_y \sin \varphi.$ (2.5)

Тиски P_1 та P_2 виразимо через місцеві втрати: втрати на вході ΔP_1 й відновлення тиску ΔP_2 із втратою вихідної швидкості (мал. 2.2,в). Виражаючи ΔP_1 й ΔP_2 у частках кінетичної енергії рідини у вхідному й вихідному перетинах, одержимо:

$$\begin{aligned} P_1 &= P_{10} - \Delta P_1 = P_{10} - \xi_1 \cdot \frac{\rho W_1^2}{2}, \\ P_2 &= P_{20} - \Delta P_2 = P_{20} - \xi_2 \cdot \frac{\rho W_2^2}{2}. \end{aligned} \quad (2.6)$$

де:

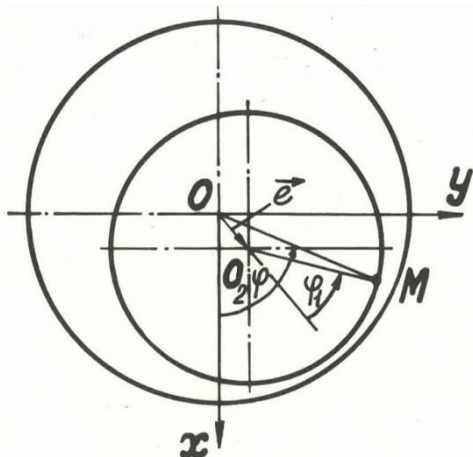
P_{10} і P_{20} - тиск перед і за ущільненням;

W_1 і W_2 - вісьова швидкість відповідно у вхідному й вихідному перетинах ущільнення;

ξ_1 і ξ_2 - коефіцієнти (сумарні) місцевих вхідних і вихідних втрат.

Точні виміри коефіцієнтів місцевих втрат гладких шпаринних ущільнень, наведені в роботі [10], дозволяють у випадку гострої вхідної і вихідної кромки прийняти: $\xi_1 = 1,1$; $\xi_2 = 0,05$.

Ексцентричне розташування ротора у ущільненні має вигляд:



Мал. 2.3. До визначення місцевого радіального зазору.

Значення зазору h в змінних x й y у будь-якій точці кільцевого каналу (мал. 2.3) можна виразити формулою:

$$h = h_0(z) - e_1 \cdot \cos \varphi_1 = h_0 - x_1 \cdot \cos \varphi - y_1 \sin \varphi \quad (2.7)$$

де:

h_0 - середній радіальний зазор у перетині z ;

x_1, y_1 - координати його центру в нерухомій системі координат (x, y) .

Враховуючи співвідношення (див. мал. 2.1 і 2.2):

$x_1 = x + v_y \cdot z$, $y_1 = y + v_x \cdot z$, з переходом до безрозмірної величини: $\bar{z} = \frac{z}{l}$, одержимо:

$$h = h_0 + 0,5l\gamma_1 - 0,5l\gamma_2(\bar{z} + 1) - \gamma_1, \quad (2.8)$$

де:

$$\gamma_1 = x \cos \varphi + y \sin \varphi,$$

$$\gamma_2 = v_y \cos \varphi + v_x \sin \varphi, \quad (2.9)$$

$$h_0 = R - r$$

Необхідний для знаходження тиску закон зміни вісьової швидкості по довжині каналу отримаємо, інтегруючи по \bar{z} осереднене по зазору рівняння нерозривності (2.3), враховуючи граничні умови для швидкостей на стінках кільцевого каналу (2.5):

$$\frac{\partial(W_z h)}{\partial z} \approx -\frac{\omega l}{4} \cdot \frac{\partial h}{\partial \varphi} + \frac{l}{2}(V_x \cos \varphi + V_y \sin \varphi) \quad (2.10)$$

Перейдемо до змінної $q_z = W_z \cdot h$, фізичний зміст якої – секундна витрата рідини через кільцевий канал одиначної ширини ($r\Delta\varphi=1$) в перетині \bar{z} . Вважаючи, що при $\bar{z} = -1$, $q_z = q_1$, одержимо рівняння балансу витоків по довжині каналу з урахуванням витoku витиснення, зумовленого переміщенням внутрішньої стінки:

$$q_z = q_1 + q_2(\bar{z} + 1) - q_3(\bar{z} + 1) + \frac{q_3(\bar{z} + 1)^2}{2}, \quad (2.11)$$

де:

$$q_2 = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \gamma_1}{\partial t} + \frac{\omega}{2} \cdot \frac{\partial \gamma_1}{\partial \varphi} \right),$$

$$q_3 = \frac{l^2}{4} \left(\frac{\partial \gamma_2}{\partial t} + \frac{\omega}{2} \cdot \frac{\partial \gamma_2}{\partial \varphi} \right). \quad (2.12)$$

Для визначення тиску в кільцевій щіліні проінтегруємо по \bar{z} рівняння (2.1). Інерційні члени введемо з коефіцієнтом $K = 0; 1$. З урахуванням першої граничної умови (2.5) у циліндричній системі координат одержимо вираження для тиску в щіліні:

$$P = P_{10} - \xi_1 \cdot \frac{\rho q_1^2}{2h_{(-1)}^2} - K \frac{l}{2} G(\bar{z}) - \frac{\lambda l}{8h_0^3} B(\bar{z}), \quad (2.13)$$

де:

$$G(\bar{z}) = \int_{-1}^{\bar{z}} \frac{\rho}{h_0} \int_0^h \frac{\partial \omega}{\partial t} dy_1 d\bar{z},$$

$$B(\bar{z}) = h_0^3 \int_{-1}^{\bar{z}} \frac{q_z^2}{h^3} d\bar{z}.$$

Для визначення в (2.13) доданка з K інерційні члени в рівнянні руху замінимо середнім по товщині шару рідини значенням. Отримаємо вираз для інерційних членів з урахуванням рівняння нерозривності (2.3) у вигляді:

$$g_z = \frac{\rho}{h} \int_0^h \left[\frac{d\omega}{dt} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\omega \cdot U)}{\partial \varphi} + \frac{d(\omega \cdot V)}{dy_1} + \frac{\partial(\omega^2)}{\partial z} \right] dy_1 \quad (2.14)$$

Далі, за методикою роботи [19], отримуємо g_z в змінних x, h, q_z :

$$g_z = \frac{\rho}{h} \frac{\partial q_z}{\partial t} + \frac{\omega \rho}{2h} \frac{\partial q_z}{\partial \varphi} + \frac{2}{l} \frac{\rho}{h^2} \frac{\partial q_z^2}{\partial z} - \frac{2}{l} \frac{\rho}{h^3} q_z^2 \cdot \frac{\partial h}{\partial z}. \quad (2.15)$$

Рівняння (2.13) є нелінійним відносно параметрів x, y та їх похідних; тому лінеаризуємо його, розклавши

змінні $\frac{1}{h^n}$ та q_1 в ряди Тейлора:

$$\frac{1}{h^n} = \frac{1}{h_0^n} (1 + h^n), \quad (2.16)$$

$$q_1 = q_0 + \Delta q,$$

де:

$$h_n = \frac{n}{h_0} \left[\gamma_1 - \frac{1}{2} l \gamma_2 (\bar{z} + 1) \right].$$

Величини h_n , Δq - змінний радіальний зазор й витрати рідини, зумовлені малими зміщеннями вала. Далі отримуюмо закон розподілу тиску в каналі в такому вигляді:

$$P = P_0 - C_1^{(0)} - C_1^{(1)} - K \frac{1}{2} G^{(1)}(\bar{z}) l - \frac{\lambda \rho}{8 h_0^3} [B^{(0)}(\bar{z}) + B^{(1)}(\bar{z})], \quad (2.17)$$

де:

$$C_1^{(0)} = \frac{\xi_1 \rho q_0}{2 h_0}, \quad C_1^{(1)} = \frac{1}{2 h_0^2} \xi_1 \rho [q_0^2 h_2 (-1) + 2 q_0 \Delta q],$$

$$G^{(1)}(\bar{z}) = \frac{\rho}{h_0} a_0(\bar{z}) D \Delta q + \frac{\rho}{h_0} a_1(\bar{z}) D (q_2 - q_3) + \frac{\rho}{2 h_0} a_2(\bar{z}) D q_3 + \frac{4 \rho}{h_0^2} \frac{q_0}{l} (q_2 - q_3) a_0(\bar{z}) +$$

$$+ \frac{4 \rho}{h_0^2} \frac{q_0 q_3}{l} a_1(\bar{z}) + \frac{\rho}{h_0^3} q_0^2 a_0(\bar{z}) \gamma_2,$$

$$B^0(\bar{z}) = q_0^2 a_0(\bar{z}), \quad B^{(1)}(\bar{z}) = q_0^2 b_{30}(\bar{z}) + 2 q_0 \Delta q a_0(\bar{z}) + 2 q_0 (q_2 - q_3) a_1(\bar{z}) + q_0 q_3 a_2(\bar{z})$$

$$a_k = \int_{-1}^{\bar{z}} (\bar{z} + 1)^k d\bar{z}, \quad b_{nk} = \int_{-1}^{\bar{z}} h_n (\bar{z} + 1)^k d\bar{z}, \quad D = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\omega}{2} \cdot \frac{\partial}{\partial \varphi}.$$

Індексом 0 і 1 позначені величини нульового та першого порядку малості щодо параметрів x , y та їх похідних.

Для знаходження невідомих Δq і q_0 , скористаємося другою граничною умовою (2.6):

$$C_1^{(0)} + C_2^{(0)} + \frac{\lambda \rho}{8 h_0^3} B^{(0)}(1) = \Delta P,$$

$$C_1^{(1)} + C_2^{(1)} - K \frac{1}{2} l G^{(1)}(1) + \frac{\lambda \rho}{8 h_0^3} B^{(1)}(1) = 0, \quad (2.18)$$

де:

$$C_2^0 = -\xi_2 \frac{\rho q_0}{2 h_0^2},$$

$$C_2^1 = -\xi_2 \frac{\rho}{2 h_0^2} [q_0^2 h_2 (+1) + 2 q_0 \Delta q + 4 q_0 q_2].$$

З першого рівняння (2.18) визначаємо статичні витрати рідини в шпарині:

$$q_0 = \sqrt{\frac{2 \Delta P}{\rho \xi_0}} \cdot h_0. \quad (2.19)$$

Друге рівняння описує зміни витрати Δq , обумовлені рухом вала. Використовуючи методику роботи [11], приведемо дане рівняння до виду:

$$K \frac{l h_0}{\xi_0 q_0} D \Delta q + \Delta q + q_2 d_2 + q_3 d_3 + q_0 (\gamma_1 \frac{d_0}{h_0} + \gamma_2 \frac{d_1}{h_0}) + K \frac{l h_0}{\xi_0 q_0} (D q_2 - \frac{1}{3} D q_3) = 0 \quad (2.20)$$

Рівняння містить внутрішні вирази:

$$d_0 = 1,5 - 0,5 \alpha_1 + 0,5 \alpha_2,$$

$$d_1 = -0,5 (\alpha_1 + \alpha_2 - K \cdot \frac{2}{\xi_0}),$$

$$d_2 = (1 - \alpha_1 - \alpha_2 + K \cdot \frac{4}{\xi_0}),$$

$$d_3 = -\frac{1}{3} (1 - \alpha_1 + \alpha_2),$$

$$\xi_0 = \xi_1 - \xi_2 + \frac{\lambda l}{2 h_0}, \quad \alpha_1 = \frac{\xi_1}{\xi_0}, \quad \alpha_2 = \frac{\xi_2}{\xi_0}.$$

З достатньої для практики точністю можна задовольнитися наближеним розв'язком рівняння (2.20), що стане основою для отримання виразів гідродинамічних сил в ущільненні.

Запишемо вирази для проєкцій радіальної сили на нерухомі вісі x та y (мал.2.1):

$$F_x = -0,5 r l \int_0^{2\pi} f \cos \varphi d\varphi,$$

$$F_y = -0,5 r l \int_0^{2\pi} f \sin \varphi d\varphi, \quad (2.25)$$

З використанням закон розподілу тиску в кільцевому каналі (2.17) формулу для елементарної сили $f = \int_{-1}^1 P d\bar{z}$ з

(2.25) запишемо у вигляді:

$$f = f^{(0)} + f^{(1)}, \quad (2.26)$$

де:

$$f^{(0)} = 2P_{10} - 2C^{(0)} - \frac{\lambda l \rho}{8 h_0^3} \int_{-1}^1 B^{(0)}(\bar{z}) d\bar{z},$$

$$f^{(1)} = -2C_1^{(1)} - K \frac{1}{2} l \int_{-1}^1 G^{(1)}(\bar{z}) d\bar{z} - \frac{\lambda l \rho}{8 h_0^3} \int_{-1}^1 B^{(1)}(\bar{z}) d\bar{z}.$$

Перший доданок (2.26) характеризує елементарну силу в концентричній щілині, тому в наступних розрахунках його не враховуємо та трансформуємо (2.26) у вираз (2.27):

$$f = f^{(1)} - q_0 \Delta q \rho \xi_0 (1 + \alpha_1 + \alpha_2) \frac{1}{h_0^2} - kl \rho D \Delta q \frac{1}{h_0} - 2q_0 q_2 \rho \xi_0 (1 - \alpha_1 + \alpha_2 + k \frac{6}{\xi_0}) \frac{1}{3h_0^2} +$$

$$+ q_0 q_3 \rho \xi_0 (1 - \alpha_1 + \alpha_2 + k \frac{4}{\xi_0}) \frac{1}{3h_0^2} - q_0^2 \rho \xi_0 \left(3\gamma_1 (1 + \frac{1}{3} \alpha_1 + \alpha_2) \frac{1}{2h_0} - \gamma_2 l \frac{1}{4h_0} \times \right. \quad (2.27)$$

$$\left. \times (1 + 3\alpha_1 + \alpha_2 - k \frac{4}{\xi_0}) \right) \frac{1}{h_0^2} - k 2l \rho D q_2 \frac{1}{3h_0} + k 2l \rho D q_3 \frac{1}{3h_0}.$$

Шляхом інтегрування формули (2.27) знаходимо проекції радіальної сили:

$$\begin{bmatrix} F_x \\ F_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} K_s & \omega q \\ -\omega q & K_s \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} b & \omega q \\ -\omega q & b \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \dot{x} \\ \dot{y} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} m_* & 0 \\ 0 & m_* \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \ddot{x} \\ \ddot{y} \end{bmatrix} +$$

$$+ \begin{bmatrix} \bar{K}_s & \omega \bar{q} \\ -\omega \bar{q} & \bar{K}_s \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} v_y \\ v_z \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \bar{b} & \omega \bar{q} \\ -\omega \bar{q} & \bar{b} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \dot{v}_y \\ \dot{v}_z \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \bar{m}_* & 0 \\ 0 & \bar{m}_* \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \ddot{v}_y \\ \ddot{v}_z \end{bmatrix} \quad (2.28)$$

де:

$$K_s = \frac{1}{2h_0} \pi l \Delta P (\alpha_1 + \alpha_2 - \alpha_1^2 + \alpha_2^2),$$

$$b = \frac{1}{12h_0} \pi l^2 \sqrt{2\Delta P \rho \xi_0} \cdot \left[1 + 2(\alpha_1 - \alpha_2) - 3(\alpha_1 + \alpha_2)(\alpha_1 + \alpha_2 - \frac{k}{\xi_0}) \right],$$

$$m_* = \frac{k}{12h_0} \pi l^3 \rho \left[1 + 3\alpha_1^2 + 3\alpha_2^2 + 6\alpha_1 \alpha_2 + (-1) \frac{12}{\xi_0} (\alpha_1 + \alpha_2) \right],$$

$$\bar{K}_s = \frac{1}{4h_0} \pi l^2 \Delta P \left[1 + \alpha_1 - \alpha_2 - 2(\alpha_1^2 + \alpha_2^2) - 4\alpha_1 \alpha_2 + (\alpha_1 + \alpha_2) \frac{4k}{\xi_0} \right],$$

$$\bar{b} = \frac{1}{24h_0} \pi l^3 \sqrt{2\Delta P \rho \xi_0} \cdot (-\alpha_1 - \alpha_2 + \alpha_1^2 - \alpha_2^2 + k \frac{4}{\xi_0}),$$

$$\bar{m}_* = \frac{k}{24h_0} \pi l^4 \rho \cdot (\alpha_2^2 - \alpha_1^2),$$

$$q = \frac{1}{2} b, \quad g = m_*, \quad \bar{q} = \frac{1}{2} \bar{b}, \quad \bar{g} = \bar{m}_*,$$

$$\xi_0 = \xi_1 - \xi_2 + \frac{\lambda l}{2h_0}, \quad \alpha_1 = \frac{\xi_1}{\xi_0}, \quad \alpha_2 = \frac{\xi_2}{\xi_0}.$$

Пружна складова радіальної сили характеризується коефіцієнтом гідростатичної жорсткості K_s . Ця сила пропорційна ексцентриситету ротора й прагне повернути ротор у співвісне зі статором положення. Коефіцієнти b і q характеризують демпфіруючу й циркуляційну складові радіальної сили. Циркуляційна сила пропорційна зміщенню ротора в статорній оболонці ущільнення й прямо залежить від закручення потоку

в шпаринному ущільненні. Співвідношенням між, демпфіруючою й циркуляційною силами визначається гранична за стійкістю частота обертання ротора в ущільненнях.

При перекосах і кутових коливаннях ротора в щілинних ущільненнях виникають додаткові гідростатичні й гідродинамічні складові сумарної радіальної сили. Їх походження також пов'язане з деформацією епюри тиску в кільцевому ка-

налі. Кутові переміщення вала в шпариннім ущільненні, породжують силу, складові якої характеризуються коефіцієнтами: кутової: жорсткості \bar{K}_S , демпфірування \bar{b} , приєднаної маси рідини \bar{m}_* , циркуляційної сили \bar{q} .

Такий поділ складових сумарної радіальної сили на чисто кутові й радіальні силові компоненти можливе тому, що ці сили є функціями незалежних параметрів – ексцентриситету й кута перекоосу; надалі отримані аналітичні вирази для коефіцієнтів гідродинамічних сил будуть необхідні для динамічного аналізу моделі самовстановлювального в шпаринних ущільненнях ротора відцентрового насоса.

Висновки з даного дослідження. Аналізуючи отримані аналітичні вирази (2.28) коефіцієнтів гідродинамічних сил, можна вказати, що вони частково подібні з відомими в літературі рішеннями розглянутої задачі. Значення коефіцієнта гідростатичної жорсткості K_S збігається з розрахунками для радіальної жорсткості гладкого шпаринного ущільнення за даними робіт Гулого О. М. [10], Беда І. М. [12]. Визначення ексцентриситетних параметрів шпаринного ущільнення без врахування відновлення тиску на виході з ущільнення ($\alpha_2 = 0$) дає результати близькі до розрахунків по формулах роботи Блека Х. В. [20]. Врахування відновлення тиску на виході ($\alpha_2 \neq 0$) збільшує коефіцієнт пружної сили, в 1,2...1,6 рази, а при $\ell / h_0 < 60$ й більше того. Визначення вісьової швидкості потоку у вхідному перетині ущільнення без врахування місцевих втрат [3] (в цьому випадку у виразах (2.28) не враховуються доданки із множниками α_1^2 й α_2^2) дає різницю в розрахунках для шпаринних ущільнень із $\ell / h_0 < 60$ майже в

2 рази. щодо демпфіруючої й циркуляційної сил (радіального походження). Можна вважати, що коефіцієнти цих сил складаються із двох доданків: перший зумовлений рухом внутрішньої стінки каналу, а другий (із множником K) – впливом інерційних ефектів рідини. За даними роботи [12] співвідношення між цими доданками в значній мірі визначається параметром ℓ / h_0 : для $60 < \ell / h_0 < 100$ частка доданку, зумовленого інерційними ефектами, зростає з 40 % до 75 %.

Отримані в даній роботі вирази для коефіцієнтів гідродинамічних сил у шпариннім ущільненні є наступним (другим) наближенням у реалізації загального підходу по визначенню гідродинамічних параметрів гладких шпаринних ущільнень, сформульованого в роботі Марцинковського В. А. [3]. Дане наближення пов'язане з уточненням моделі шпаринного ущільнення й характеризується більш досконалим врахуванням такого фактора як визначення вісьової швидкості на вході в шпаринне ущільнення з урахуванням місцевих втрат і інерційних ефектів, зумовлених радіальними і кутувими рухами вала. Нехтування даними факторами у випадку короткої щілини (втрати на подолання опору тертя не перевершують сумарних місцевих втрат) призводить до істотних погрешностей у розрахунках. Структурні вирази радіальних сил (2.28) збігаються з даними ряду авторів, що вивчали силові фактори в шпаринних ущільненнях [11, 3, 10], а значення коефіцієнтів для сил, що є функціями ексцентриситету, досить близькі до значень, які експериментатори одержували дослідним шляхом [21, 10]. Це дозволило авторам використовувати отримані коефіцієнти гідродинамічних сил (2.28) при побудові й аналізі динамічної моделі самоустановлювального в опорах - ущільненнях ротора відцентрового насоса [22].

Список використаної літератури.

1. Гроховский Д.В. Динамика центробежных многоступенчатых насосов / Д.В. Гроховский - Обзорная информация. Сер.ХМ - 4 - М.: ЦИНТИхимнефтемаш, 1990. – 56 с.
2. Ломакин А. А. Питательные насосы типа СВП- 220 - 280 турбоустановки сверхвысоких параметров / А. А. Ломакин - Энергомашиностроение, 1955. - № 2 - с. 1 - 10.
3. Марцинковский В. А. Бесконтактные уплотнения роторных машин / В.А. Марцинковский – М.: Машиностроение, 1980. - 200 с.
4. Марцинковский В. А. Вычисление упругих и демпфирующих сил в щелевых уплотнениях гидромашин / В.А. Марцинковский – Энергомашиностроение, 1961. - № 11.
5. Марцинковский В. А. Гидродинамика и прочность центробежных насосов / В.А. Марцинковский - М.: Машиностроение, 1979. - 270 с.
6. Марцинковский В. А. Насосы атомных электростанций. / В.А. Марцинковский, П.Н. Ворона - М.: Энергоатомиздат, 1987. - 256 с.
7. Марцинковский В. А. Влияние конусности щелевых уплотнений на устойчивость роторов центробежных машин / В.А. Марцинковский, В. И. Симоновский - Изв. вузов / Сер. Машиностроение, 1978. - № 3 - с. 90 - 93.
8. Каринцев И. Б. О турбулентном течении жидкости в кольцевых щелях с учетом потерь давления на входном участке. / И. Б. Каринцев - Гидравлические машины: респ. межвед. н. - техн. сб. - Харьков, 1979. - вып. 13 - с. 19 - 24.
9. Симоновский В. И. Устойчивость и нелинейные колебания роторов центробежных машин. / В. И. Симоновский - Харьков: изд. ХГУ Вища школа, 1986. - 128 с.
10. Гулый А. Н. Гидродинамическая жесткость бесконтактных уплотнений / А. Н. Гулый - Вестник машиностроения - 1987. - № 2 - с. 21 - 25.
11. Беда И. Н. Влияние нестационарности осевого сечения жидкости на величину радиальной силы в щелевом уплотнении / И. Н. Беда - Проблемы машиностроения и надежности машин, 1990. - № 2 - с. 44 - 49.
12. Беда И. Н. Разработка уточненной модели и исследование динамических характеристик системы ротор - щелевые уплотнения. /Дис. ...канд. техн. наук. - М., 1992. - 192 с.
13. Никитин Г. А. Щелевые и лабиринтные уплотнения гидроагрегатов / Г. А. Никитин - М.: Машиностроение, 1982. - 136 с.

14. Allaire P. E. Rotor Dynamic Analysis of a Nuclear Heat. Transport Pump Under Normal Pard Void Conditions / P. E. Allaire, L. E. Barret, R. D. Flock, F. W. Barton, G. D. Knight - "3rd Int.Vibr. Rotat. March., Pap. Int. Conf., Heslington, 11 – 13 Sept., 1984, London, 1984, p. p. 23 - 30.
15. Childs D. W. Convergent - tapered annular seals: analysis coefficients / D. W. Childs, G. B. Dressman - Trans. ASME: G. Tribol., 1985, № 3, p. p. 307 - 317 .
16. Nelson C. C. Rotordynamic coefficients for compressible flow in tapered annular seals / C. C. Nelson - ASME: G. of Tribology. Vol., July, 1985, p. p. 318 - 325.
17. Серп А. З. Некоторые направления развития теории смазки Рейнольдса / А. З. Серп - Тр. Америк. о - ва инж. - мех. / Сер. Проблемы трения и смазки – 1987. - № 1- с. 81 - 39.
19. Константинеску В. А. О возможности повышения точности расчета инерционных сил в ламинарных и турбулентных пленках. / В. А. Константинеску - Тр. Америк. об - ва инж. - мех./ Сер. Проблемы трения и смазки - 1974. - с. 76 - 88.
20. Black H. F. Dynamic hybrid bearing characteristics of annular controlled leakage seals / D. N. Genssen - P. I. M. E., vol. 184, 1970, p. p. 92 - 100.
21. Беда И. Н. Экспериментальные исследования радиальных сил в щелевых уплотнениях / С. Т. Лапоног, А. Е. Чернов - Тезисы докладов к 5 - му Всес. научно - техн. совещ. по упл. технике - Сумы, 1988. - с. 112 - 113.
22. Горовой С. А. Гидродинамический расчет опорно-уплотнительных узлов центробежного насоса с самоустанавливающимся ротором / С. А. Горовой – Ежем. междуна. научно - техн. и произв. журнал Химическое и нефтегазовое машиностроение - М.: МГМУ, 2017 - № 3 - С. 21 – 24.

Gorovoy S.A., Sumy National Agrarian University (Ukraine)

Calculation of hydraulic radial and angular forces of a smooth gap seal

The physical nature of the forces arising in the thin gaps of slotted seals of hydraulic machines has been studied quite fully. At the same time, various authors repeatedly studied the hydrodynamic characteristics of gap seals, however, the current methods for their analytical calculation for a number of parameters do not give a sufficiently accurate match. The inconsistencies in the conclusions of the researchers are due to assumptions that were made when solving the nonlinear equations of the unsteady flow of a viscous fluid in annular channels. The task of calculating radial forces includes an analysis of the law of the distribution of velocities and pressures in the flow of the fluid being sealed through an annular channel, one of the walls of which forms a rotating and vibrating rotor. In this case, the fluid flow in the gap is caused by both the axial pressure difference throttled at the seal and the nature of the movement of the inner channel wall. The problem is solved under the assumption of small radial and angular displacements of the shaft relative to the position of its static equilibrium.

Keywords. Centrifugal pump, gap seal, pump rotor, spherical infringement, revolution coil, vise coupling, hydraulic dynamics, coil of liquid, pressure of liquid, hydrodynamic forces.

Дата надходження до редакції: 22.09.2019