УДК 621.671

АНАЛІЗ ГІДРОСТАТИЧНОЇ СИЛИ У ШПАРИННОМУ УЩІЛЬНЕННІ ДОВІЛЬНОЇ ДОВЖИНИ

О. І. Беда, *аспірант,*
Сумський державний університет, м. Суми

У роботі отриманий аналітичний вираз гідростатичної сили, що виникає у шпаринному ущільненні довільної довжини. Проведений аналіз впливу довжини ущільнення на величину даної сили та оцінені межі застосування методики короткого шпаринного ущільнення.

Ключові слова: *шпаринне ущільнення, гідростатична сила, ексцентриситет.*

В работе получено аналитическое выражение гидростатической силы, которая возникает в щелевом уплотнении произвольной длины. Проведен анализ влияния длины уплотнения на величину данной силы, а также оценены пределы использования методики короткого щелевого уплотнения.

Ключевые слова: *щелевое уплотнение, гидростатическая сила, эксцентриситет.*

ВСТУП

Створення надійних відцентрових машин потребує забезпечення максимально можливого зниження рівня віброактивності. Це досягається віддаленням від резонансних режимів та зон нестійкості, а тому під час конструювання цих машин необхідно дослідити основні фактори, що визначають динамічні характеристики роторних машин.

Як показують дослідження [1,2], шпаринні ущільнення суттєво впливають на динамічні характеристики ротора: виникаючі в ущільненні гідродинамічні сили залежно від конструкції та умов роботи ущільнення можуть або знижувати віброактивність ротора, або, навпаки, обумовлювати його динамічну нестійкість. Саме на частку гідромеханічної системи ротор – шпаринні ущільнення припадає більше 70% усіх аварій відцентрових насосів (сюди входять поломки ротора, ушкодження втулок ущільнень, їх знос та ін.) [3].

Нині існує велика кількість теоретичних та експериментальних досліджень впливу шпаринних ущільнень на динаміку ротора. Але в більшості із них розглядаються моделі так званих коротких ущільнень, в яких коловою складовою швидкості руху рідини, обумовленої полем тиску, нехтують. При використанні ж ущільнень, де колова складова потоку порівнянна з осьовою або навіть перевищує динамічні характеристики ротора, як показують експериментальні дослідження [2], суттєво змінюються.

Метою даної роботи є дослідження впливу спірального потоку на гідростатичну силу шпаринного ущільнення довільної довжини.

ГІДРОСТАТИЧНА СИЛА У ШПАРИННОМУ УЩІЛЬНЕННІ

Рух рідини у шпаринному ущільненні без урахування інерційних членів описується системою рівнянь [4]:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial p}{\partial x} = -\dfrac{\lambda}{2h}\dfrac{\rho w}{2}u, \\ \dfrac{\partial p}{\partial z} = -\dfrac{\lambda}{2h}\dfrac{\rho w^2}{2}, \\ \dfrac{\partial (uh)}{\partial x} + \dfrac{\partial (wh)}{\partial z} = 0, \end{cases}$$

Де p - тиск рідини в кільцевому зазорі;

w - осьова швидкість, обумовлена полем тиску;

u - колова швидкість, обумовлена полем тиску;

h - величина радіального зазору;

λ - коефіцієнт опору тертя.

Переходячи до безрозмірних змінних $\varphi = \frac{x}{r}$, $\overline{z} = \frac{z}{l}$, дану систему запишемо у вигляді

$$\begin{cases} \frac{\partial p}{\partial \varphi} = -\frac{\lambda r}{2h}\frac{\rho w}{2}u, \\ \frac{\partial p}{\partial \overline{z}} = -\frac{\lambda l}{2h}\frac{\rho w^2}{2}, \\ \frac{\partial (wh)}{\partial \overline{z}} = -\frac{l}{r}\frac{\partial (uh)}{\partial \varphi}. \end{cases}$$

Величина радіального зазору виражається формулою

$$h = h_0(1 - \varepsilon \cos\varphi),$$

де h_0 - середній радіальний зазор;

$\varepsilon = \frac{e}{h_0}$ - відносний ексцентриситет кільцевого каналу.

Необхідно зазначити, що окружна швидкість u є величиною одного порядку малості стосовно ε, тоді вважаємо, що $uh \approx uh_0$.

Представимо осьову швидкість у вигляді $w = w(\overline{z}) + w_\varepsilon(\overline{z})$,

де $w(\overline{z})$ - осьова швидкість між концентрично розташованими стінками, а $w_\varepsilon(\overline{z})$ - осьова швидкість, обумовлена ексцентричним розміщенням вала.

Оскільки величина радіального зазору не змінюється по довжині ущільнення, то $w(\overline{z})$ є величина стала, тобто $w(\overline{z}) = w_0$.

Таким чином $wu \approx uw_0$. На підставі зроблених зауважень систему запишемо у вигляді

$$\begin{cases} \frac{\partial p}{\partial \varphi} = -\frac{\lambda r}{2h_0}\frac{\rho w_0}{2}u, \\ \frac{\partial p}{\partial \overline{z}} = -\frac{\lambda l}{2h}\frac{\rho w^2}{2}, \\ \frac{\partial (wh)}{\partial \overline{z}} = -\frac{lh_0}{r}\frac{\partial u}{\partial \varphi}. \end{cases} \qquad (1)$$

Виразивши із першого рівняння системи (1) u:

$$u = -\frac{4h_0}{\lambda r}\frac{1}{\rho w_0}\frac{\partial p}{\partial \varphi}$$

та продиференціювавши даний вираз за φ, одержимо

$$\frac{\partial u}{\partial \varphi} = -\frac{4h_0}{\lambda r}\frac{1}{\rho w_0}\frac{\partial^2 p}{\partial \varphi^2}. \qquad (2)$$

Із урахуванням (2) третє рівняння системи (1) набере вигляду

$$\frac{\partial w}{\partial \overline{z}} = \frac{l}{r}\frac{4h_0}{\lambda r}\frac{1}{\rho w_0}\frac{\partial^2 p}{\partial \varphi^2}. \qquad (3)$$

Із (3) знаходимо закон зміни осьової швидкості

$$w = w(0) + \frac{l}{r}\frac{4h_0}{\lambda r}\frac{1}{\rho w_0}\int_0^{\overline{z}}\frac{\partial^2 p}{\partial \varphi^2}d\overline{z} = w(0) + \frac{l}{r}\frac{4h_0}{\lambda r}\frac{1}{\rho w_0}a_1(\varphi;\overline{z}),$$

де $$a_1(\varphi,\overline{z}) = \int_0^{\overline{z}}\frac{\partial^2 p}{\partial \varphi^2}d\overline{z}.$$

Представимо швидкість

$$w(0) = w_0 + \Delta w\cdot\varepsilon\cdot\cos\varphi,$$

де w_0 - швидкість на вході через концентричний зазор; Δw - зміна швидкості, обумовлена ексцентриситетом.

Таким чином, осьова швидкість набирає вигляд

$$w = w_0 + \Delta w\cdot\varepsilon\cdot\cos\varphi + \frac{l}{r}\frac{4h_0}{\lambda r}\frac{1}{\rho w_0}a_1(\varphi;\overline{z}). \qquad (4)$$

Підставивши (4) у друге рівняння системи (1) та нехтуючи членами другого порядку малості по відношенню до ε, отримаємо

$$\frac{\partial p}{\partial \overline{z}} = -\frac{\lambda l}{2h}\frac{\rho}{2}\left({w_0}^2 + 2\Delta w\cdot\varepsilon\cdot\cos\varphi + w_0\frac{l}{r}\frac{8h_0}{\lambda r}\frac{1}{\rho w_0}a_1(\varphi;\overline{z})\right).$$

Представимо тиск у шпаринному ущільненні у вигляді

$$p = f_0(\overline{z}) + f_1(\overline{z})\cdot\varepsilon\cdot\cos\varphi, \qquad (5)$$

де $f_0(\overline{z})$ - тиск у концентричному зазорі; $f_1(\overline{z})\cdot\varepsilon\cdot\cos\varphi$ - тиск, обумовлений зміщенням вала.

Беручи до уваги, що

$$\frac{\partial^2 p}{\partial \varphi^2} = -f_1(\overline{z})\cdot\varepsilon\cdot\cos\varphi, \qquad \frac{\partial p}{\partial \overline{z}} = f_0'(\overline{z}) + f_1'(\overline{z})\cdot\varepsilon\cdot\cos\varphi,$$

$$a_1(\varphi;\overline{z}) = -\int_0^{\overline{z}} f_1(\overline{z})d\overline{z}\cdot\varepsilon\cdot\cos\varphi,$$

запишемо рівняння (5) у вигляді

$$f_0'(\bar{z}) + f_1'(\bar{z}) \cdot \varepsilon \cdot \cos\varphi = -\frac{\lambda l}{2h_0}\frac{\rho\overline{w_0}^2}{2} - \frac{\lambda l}{2h_0}\frac{\rho\overline{w_0}^2}{2} \cdot \varepsilon \cdot \cos\varphi - \frac{\lambda l}{2h_0}\rho\overline{w_0}\Delta w \cdot \varepsilon \cdot \cos\varphi +$$

$$+2\left(\frac{l}{r}\right)^2 \int_0^{\bar{z}} f_1(\bar{z})d\bar{z} \cdot \varepsilon \cdot \cos\varphi.$$

Прирівнюючи величини одного порядку малості, одержимо

$$f_0'(\bar{z}) = -\frac{\lambda l}{2h_0}\frac{\rho w_0^2}{2};$$

$$f_1'(\bar{z}) = -\frac{\lambda l}{2h_0}\frac{\rho w_0^2}{2} - \frac{\lambda l}{2h_0}\rho w_0\Delta w + 2\left(\frac{l}{r}\right)^2 \int_0^{\bar{z}} f_1(\bar{z})d\bar{z}\,. \qquad (6)$$

Необхідно зауважити, що перше рівняння характеризує розподіл тиску у шпаринному ущільненні при концентричному розташуванні вала, а друге – розподіл тиску, обумовлений зміщенням вала.

Розв'язок першого рівняння має вигляд

$$f_0(\bar{z}) = f_0(0) - \frac{\lambda l}{2h_0}\frac{\rho w_0^2}{2}\bar{z}\,,$$

де $f_0(0)$ - тиск на вході в кільцевий концентричний канал .

Для знаходження розв'язку другого рівняння представимо $f_1(z)$ у вигляді

$$f_1(\bar{z}) = C_0 + C_1\bar{z} + C_2\bar{z}^2 + C_3\bar{z}^3 + \ldots + C_n\bar{z}^n + \ldots \qquad (7)$$

Припустивши, що ряд (7) абсолютно збіжний, одержимо

$$\frac{df_1(\bar{z})}{d\bar{z}} = C_1 + 2C_2\bar{z} + 3C_3\bar{z}^2 + \ldots + nC_n\bar{z}^{n-1} + \ldots \qquad (8)$$

$$\int_0^{\bar{z}} f_1(\bar{z})d\bar{z} = C_0\bar{z} + C_1\frac{\bar{z}^2}{2} + \ldots + C_{n-1}\frac{\bar{z}^n}{n} + \ldots \qquad (9)$$

Підставляючи (8) та (9) у (6) та прирівнюючи коефіцієнти при однакових степенях, одержимо рекурентні співвідношення

$$C_{2n+1} = b_0^n\frac{C_1}{(2n+1)!};$$

$$C_{2n} = b_0^n\frac{C_0}{(2n)!},$$

де

$$C_1 = -\frac{\lambda l}{2h_0}\frac{pw_0^2}{2} - \frac{\lambda l}{2h_0}pw_0\Delta w;$$

$$b_0 = 2\left(\frac{l}{r}\right)^2.$$

Маємо

$$f_1(\bar{z}) = C_0 + C_1\bar{z} + C_0\sum_{n=1}^{\infty}\frac{b_0^n\bar{z}^{2n}}{(2n)!} + C_1\sum_{n=1}^{\infty}\frac{b_0^n\bar{z}^{2n+1}}{(2n+1)!} = C_0\cdot ch(\sqrt{b_0}\bar{z}) + \frac{C_1}{\sqrt{b_0}}sh(\sqrt{b_0}\bar{z})\,.$$

Необхідно зауважити, що одержаний ряд $f_1(\bar{z})$ є абсолютно збіжним, що не суперечить припущенню та підтверджує правомірність вищенаведених викладок.

Таким чином, розподіл тиску у каналі набирає вигляду

$$p(\bar{z}) = f_0(0) - \frac{\lambda l}{2h_0}\frac{\rho {w_0}^2}{2}\bar{z} + \left[C_0\cdot ch(\sqrt{b_0}\bar{z}) + \frac{C_1}{\sqrt{b_0}}sh(\sqrt{b_0}\bar{z})\right]\cdot\varepsilon\cdot\cos\varphi\,.$$

Для знаходження $f_0(0), w_0, C_0$ використаємо граничні умови

$$\begin{cases} p(0) = p_{10} - \xi_{11}\dfrac{\rho w^2(0)}{2}, \\ p(1) = p_{20} - \xi_2\dfrac{\rho w^2(1)}{2}, \end{cases} \qquad (10)$$

де $p(0)$ – тиск на вході шпаринного ущільнення;

$p(1)$ – тиск на виході шпаринного ущільнення;

p_{10} – тиск перед входом шпаринного ущільнення;

p_{20} – тиск за шпаринним ущільненням;

ξ_{11} – коефіцієнт вхідних втрат на вході в ущільнення;

ξ_2 – коефіцієнт відновлення осьової швидкості на виході із ущільнення.

Система (10) набирає вигляду

$$\begin{cases} p(0) = p_{10} - \xi_{11}\dfrac{\rho}{2}({w_0}^2 + 2w_0\Delta w\varepsilon\cos\varphi) = p_0(0) + C_0\varepsilon\cos\varphi, \\ p(1) = p_{20} - \xi_2\dfrac{\rho w^2(1)}{2} = p_0(0) - \dfrac{\lambda l}{2h_0}\dfrac{\rho {w_0}^2}{2} + \left[C_0\cdot ch(\sqrt{b_0}) + \dfrac{C_1}{\sqrt{b_0}}sh(\sqrt{b_0})\right]\cdot\varepsilon\cdot\cos\varphi. \end{cases}$$

Прирівнюючи величини одного порядку малості, із першого рівняння одержимо

$$p_0(0) = p_{10} - \xi_{11}\frac{\rho {w_0}^2}{2}\,,$$

$$C_0 = -\xi_{11}\rho w_0\Delta w\,.$$

При цьому друге рівняння набирає вигляду

$$p_{20} - \xi_2\frac{\rho w^2(1)}{2} = p_{10} - \xi_{11}\frac{\rho}{2}{w_0}^2 - \frac{\lambda l}{2h_0}\frac{\rho {w_0}^2}{2} + \left[C_0\cdot ch(\sqrt{b_0}) + \frac{C_1}{\sqrt{b_0}}sh(\sqrt{b_0})\right]\cdot\varepsilon\cdot\cos\varphi\,.$$

Враховуючи $w^2(1) = {w_0}^2 + 2w_0\Delta w\varepsilon\cos\varphi + 4\left(\dfrac{l}{r}\right)^2\dfrac{2}{\rho\xi_l}a_1(\varphi;\bar{z})$,

де $a_1(\varphi;\bar{z}) = -\int_0^{\bar{z}} f_1(\bar{z})d\bar{z}\cdot\varepsilon\cdot\cos\varphi = -\left[\frac{C_0}{\sqrt{b_0}}sh\sqrt{b_0}+\frac{C_1}{b_0}ch\sqrt{b_0}-\frac{C_1}{b_0}\right]\cdot\varepsilon\cdot\cos\varphi,$

маємо

$$w^2(1) = {w_0}^2 + 2w_0\Delta w\varepsilon\cos\varphi - 4\left(\frac{l}{r}\right)^2\frac{2}{\rho\xi_l}\left[\frac{C_0}{\sqrt{b_0}}sh\sqrt{b_0}+\frac{C_1}{b_0}ch\sqrt{b_0}-\frac{C_1}{b_0}\right]\cdot\varepsilon\cdot\cos\varphi\,.$$

Тоді

$$p_{20} - \xi_2\frac{\rho}{2}\left[{w_0}^2 + 2w_0\Delta w\varepsilon\cos\varphi - 4\left(\frac{l}{r}\right)^2\frac{2}{\rho\xi_l}\left[\frac{C_0}{\sqrt{b_0}}sh\sqrt{b_0}+\frac{C_1}{b_0}ch\sqrt{b_0}-\frac{C_1}{b_0}\right]\cdot\varepsilon\cdot\cos\varphi\right] =$$

$$= p_{10} - \xi_{11}\frac{\rho}{2}{w_0}^2 - \xi_l\frac{\rho}{2}{w_0}^2 + \left[C_0sh\sqrt{b_0}+\frac{C_1}{\sqrt{b_0}}ch\sqrt{b_0}\right]\cdot\varepsilon\cdot\cos\varphi.$$

Прирівнюючи величини одного порядку малості , одержимо

$$p_{10} - p_{20} = \frac{\rho{w_0}^2}{2}\left(\xi_{11}+\xi_l-\xi_2\right);$$

$$\Delta p = \frac{\rho{w_0}^2}{2}\xi_0;$$

$$\frac{\Delta p}{\xi_0} = \frac{\rho{w_0}^2}{2}.$$

$$-\xi_2\frac{\rho}{2}\left[2w_0\Delta w\varepsilon\cos\varphi - 4\left(\frac{l}{r}\right)^2\frac{2}{\rho\xi_l}\left[\frac{C_0}{\sqrt{b_0}}sh\sqrt{b_0}+\frac{C_1}{b_0}ch\sqrt{b_0}-\frac{C_1}{b_0}\right]\cdot\varepsilon\cdot\cos\varphi\right] =$$

$$= \left[C_0sh\sqrt{b_0}+\frac{C_1}{\sqrt{b_0}}ch\sqrt{b_0}\right]\cdot\varepsilon\cdot\cos\varphi,$$

або

$$-\xi_2\rho w_0\Delta w + \xi_2\cdot 4\left(\frac{l}{r}\right)^2\frac{2}{\rho\xi_l}\left[\frac{C_0}{\sqrt{b_0}}sh\sqrt{b_0}+\frac{C_1}{b_0}ch\sqrt{b_0}-\frac{C_1}{b_0}\right] = C_0sh\sqrt{b_0}+\frac{C_1}{\sqrt{b_0}}ch\sqrt{b_0}\,.$$

Оскільки

$$2w_0\Delta w = -\frac{2}{\rho}\frac{C_0}{\xi_{11}};$$

$$w_0\Delta w\rho = -\frac{C_0}{\xi_{11}};$$

$$C_1 = -\xi_l\frac{\rho{w_0}^2}{2} - \xi_l\frac{\rho w_0}{2}\frac{2\Delta w}{w_0} = -\xi_l\frac{\rho{w_0}^2}{2} + \frac{\xi_l}{\xi_{11}}C_0\,,$$

то

$$\xi_2\frac{C_0}{\xi_{11}} + 2\xi_2\left(\frac{l}{r}\right)^2\frac{1}{\xi_l}\left[C_0\frac{sh\sqrt{b_0}}{\sqrt{b_0}} - \xi_l\frac{\rho{w_0}^2}{2h_0}(ch\sqrt{b_0}-1) + \frac{1}{b_0}\frac{\xi_l}{\xi_{11}}C_0(ch\sqrt{b_0}-1)\right] =$$

$$= C_0sh\sqrt{b_0} - \xi_l\frac{\rho{w_0}^2}{2}\frac{sh\sqrt{b_0}}{\sqrt{b_0}} + \frac{\xi_l}{\xi_{11}}C_0\frac{sh\sqrt{b_0}}{\sqrt{b_0}}.$$

$$C_0 = \frac{k_2}{k_1}\frac{\rho w_0^{\,2}}{2}\xi_l = \frac{k_2}{k_1}\frac{\Delta p}{\xi_0}\xi_l,$$

де

$$k_1 = ch\sqrt{b_0} + \frac{\xi_l}{\xi_{11}}\frac{sh\sqrt{b_0}}{\sqrt{b_0}} - \frac{\xi_2}{\xi_{11}} - 2\xi_2\left(\frac{l}{r}\right)^2\frac{1}{\xi_l}\left[\frac{sh\sqrt{b_0}}{\sqrt{b_0}} + \frac{1}{b_0}\frac{\xi_l}{\xi_{11}}(ch\sqrt{b_0} - 1)\right];$$

$$k_2 = \frac{sh\sqrt{b_0}}{\sqrt{b_0}} - 2\xi_2\left(\frac{l}{r}\right)^2\frac{1}{\xi_l}\frac{1}{b_0}(ch\sqrt{b_0} - 1);$$

$$C_1 = -\xi_l\frac{\rho w_0^{\,2}}{2} + \frac{\xi_l}{\xi_{11}}\frac{k_2}{k_1}\frac{\rho w_0^{\,2}}{2}\xi_l = -\frac{\rho w_0^{\,2}}{2}\xi_l\left(1 - \frac{\xi_l}{\xi_{11}}\frac{k_2}{k_1}\right). = -\frac{\Delta p}{\xi_0}\xi_l\left(1 - \frac{\xi_l}{\xi_{11}}\frac{k_2}{k_1}\right).$$

Розподіл тиску у каналі набирає вигляду

$$p(\bar{z}) = p_{10} - \xi_{11}\frac{\rho w_0^{\,2}}{2} - \frac{\lambda l}{2h_0}\frac{\rho w_0^{\,2}}{2}\bar{z} + \left[C_0 \cdot ch(\sqrt{b_0}\bar{z}) + \frac{C_1}{\sqrt{b_0}}sh(\sqrt{b_0}\bar{z})\right]\cdot\varepsilon\cdot\cos\varphi$$

Знаходимо гідростатичну силу, що діє на ротор

$$\begin{aligned}
F_e &= -rl\int_0^1\int_0^{2\pi} p(\bar{z})\cos\varphi d\varphi d\bar{z} = -rl\int_0^1\int_0^{2\pi}(f_0(\bar{z}) + f_1(\bar{z})\cdot\varepsilon\cdot\cos\varphi)\cos\varphi d\varphi d\bar{z} = \\
&= -\frac{rl\pi}{h_0}e\left[C_0\frac{1}{\sqrt{b_0}}sh\sqrt{b_0} + \frac{C_1}{b_0}\left(ch\sqrt{b_0} - 1\right)\right] = \\
&= -\frac{rl\pi}{h_0}e\left[\frac{k_2}{k_1}\frac{\Delta p}{\xi_0}\xi_l\frac{1}{\sqrt{b_0}}sh\sqrt{b_0} - \frac{\Delta p}{\xi_0}\xi_l\left(1 - \frac{\xi_l}{\xi_{11}}\frac{k_2}{k_1}\right)\frac{1}{b_0}\left(ch\sqrt{b_0} - 1\right)\right] = \\
&= -\frac{\Delta prl\pi\xi_l}{\xi_0 h_0}e\left[\frac{k_2}{k_{1\,l}}\frac{1}{\sqrt{b_0}}sh\sqrt{b_0} - \left(1 - \frac{\xi_l}{\xi_{11}}\frac{k_2}{k_1}\right)\frac{1}{b_0}\left(ch\sqrt{b_0} - 1\right)\right].
\end{aligned} \qquad (11)$$

Переходячи в (11) до границі при $b_0 \to 0$, одержимо вираз

$$F_e = -K_0 e = \frac{\Delta prl\pi\xi_l(\xi_{11} + \xi_2)}{2\xi_0^2 h_0}e,$$

який збігається з виразом для знаходження гідростатичної сили за методикою короткого ущільнення [4].

Для оцінки впливу довжини ущільнення на гідростатичну силу запишемо (11) у вигляді

$$F_e = -K_0 K_l e$$

де $K_l = \frac{2\xi_0}{\varsigma_{11} + \xi_2}\left[\frac{k_2}{k_{1\,l}}\frac{1}{\sqrt{b_0}}sh\sqrt{b_0} - \left(1 - \frac{\xi_l}{\xi_{11}}\frac{k_2}{k_1}\right)\frac{1}{b_0}\left(ch\sqrt{b_0} - 1\right)\right]$ - коефіцієнт впливу.

Аналіз коефіцієнта K_l показує, що він залежить від двох параметрів $\frac{l}{r}$ та $\frac{r}{h_0}$, які характеризують геометричні розміри ущільнення.

На рис. 1 наведена залежність K_l від зазначених параметрів. Видно, що вплив параметра $\frac{r}{h_0}$ несуттєвий, особливо при $\frac{r}{h_0} \geq 400$. Із збільшенням параметра $\frac{l}{r}$ значення коефіцієнта впливу зменшується. Так, наприклад, при $\frac{l}{r} = 2,25$ він становить майже 0,5, тобто значення гідростатичної сили шпаринного ущільнення, розраховані за методикою короткого ущільнення та методикою, яка враховує обумовлені перепадом тиску колові перетоки, відрізняються майже вдвічі. Таким чином, методика короткого ущільнення може застосовуватися тільки для шпарин з певними параметрами.

Рисунок 2 дає можливість проаналізувати, в яких межах параметра $\frac{l}{r}$ для розрахунку пружної сили можна використовувати методику короткого ущільнення.

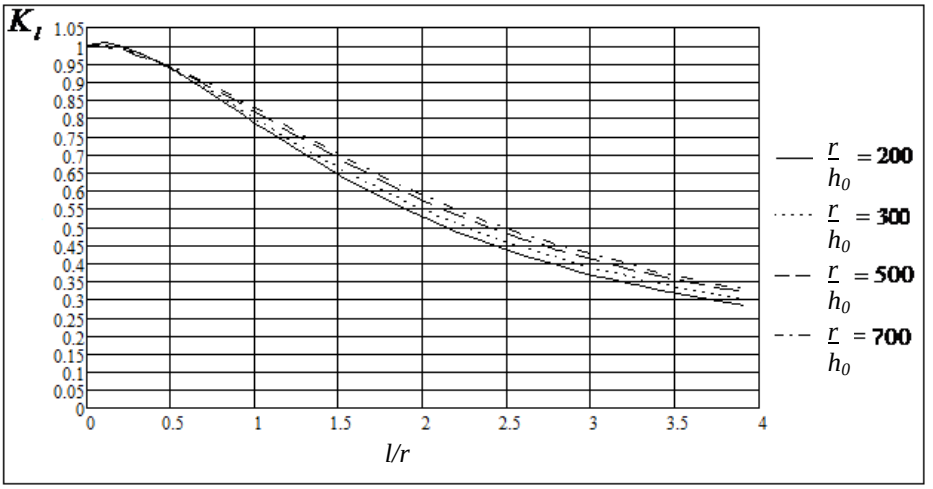

Рисунок 1 - Залежність коефіцієнта K_l від довжини ущільнення

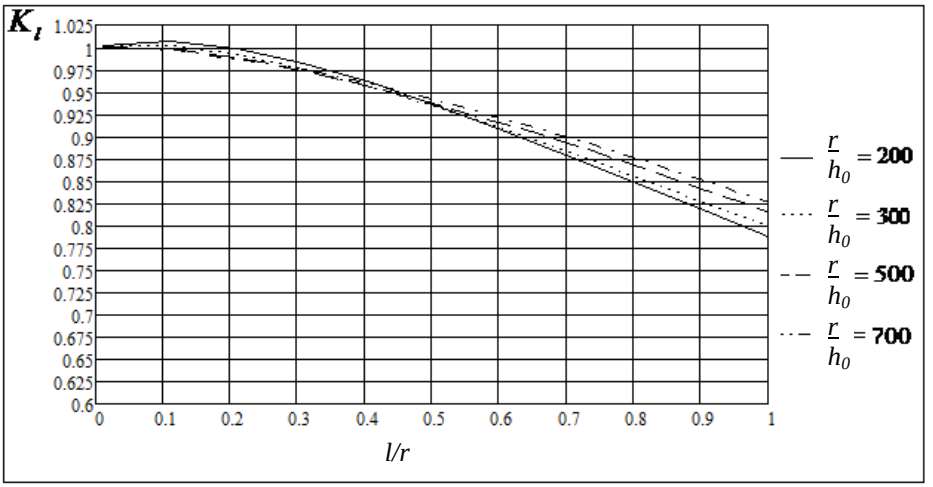

Рисунок 2 – Межі застосування методики короткого ущільнення

Видно, що загальноприйняте припущення моделі короткого ущільнення $\frac{l}{r} \le 0,5$ може привести до 7% похибки, що є прийнятним. У той самий час слід відмітити, що при $\frac{l}{r} > 0,5$ бажано використовувати коефіцієнт впливу, оскільки похибка, як видно із рисунка 2, стрімко зростає.

Запишемо гідростатичну силу (11) у вигляді

$$F_e = -\Delta p \cdot \pi \cdot r \cdot K \cdot e,$$

де $$K = \frac{l}{r}\frac{r}{h_0}\frac{\xi_l}{\xi_0}\left[\frac{k_2}{k_{1\,l}}\frac{1}{\sqrt{b_0}}sh\sqrt{b_0} - \left(1 - \frac{\xi_l}{\xi_{11}}\frac{k_2}{k_1}\right)\frac{1}{b_0}\left(ch\sqrt{b_0} - 1\right)\right].$$

Залежність безрозмірного коефіцієнта K (назвемо його коефіцієнтом безрозмірної жорсткості) показана на рис. 3. Зауважимо, що його величина визначається тільки параметрами $\frac{l}{r}$ та $\frac{r}{h_0}$ ущільнення. Наведена на рис. 3 діаграма характеризує гідростатичну силу і дає можливість уникнути додаткових розрахунків при дослідженні впливу геометричних розмірів шпарин на дану силу.

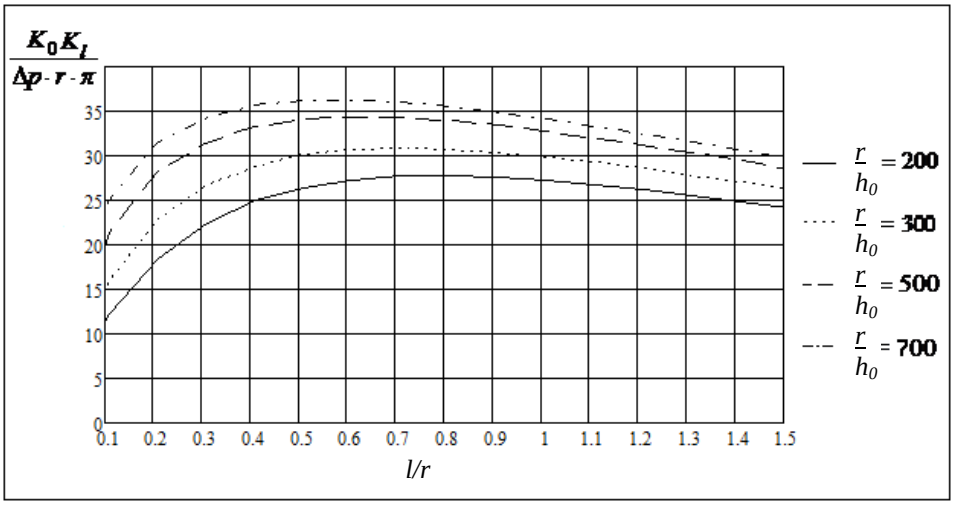

Рисунок 3 – Безрозмірна жорсткість шпаринного ущільнення

ВИСНОВКИ

У результаті проведених досліджень одержано аналітичний вираз гідростатичної сили, що виникає у шпаринному ущільненні довільної довжини. Проведено аналіз впливу довжини ущільнення на величину даної сили та оцінені межі застосування методики короткого ущільнення. Запропонована діаграма безрозмірної жорсткості шпаринного ущільнення, яка дає можливість уникнути додаткових розрахунків при дослідженні впливу геометричних розмірів шпарин на гідростатичну силу.

SUMMARY

In this paper the analytical expression of hydrostatic forces that occurs in wear seal of arbitrary length was obtained. The analysis of the impact of the length to the value of this force was conducted and assessed the scope of application methods short wear seal

Key words: *wear seals, hydrostatic force, eccentricity.*

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Марцинковский В. А. Влияние конусности щелевых уплотнений на устойчивость роторов центробежных машин / В. А. Марцинковский, В. И. Симоновский // Изв. вузов. Машиностроние. – 1978. - № 3. - С. 90-93.
2. Будник А. Н. Экспериментальное исследование и оценивание динамических коэффициентов ротора с щелевыми уплотнениями / А. Н. Будник, В. И. Симоновский // Экспрессинформация ЦИНТИХимнефтмаш: качество, надежность, долговечность. – 1982. - № 4-82. - С. 4-6.
3. Гроховский Д. В. Динаимка центробежных многоступенчатых насосов // Обзорная информация. Сер. ХМ-4, Насосостроение. – М.: ЦИНТИ-химнефтмаш, 1990. – 56 с.
4. Марцинковский В. А. Щелевые уплотнения. Теория и практика/ В. А. Марцинковский. – Сумы: Изд-во Сумского государственного университета, 2005. - 415 с.

Надійшла до редакції 15 лютого 2012 р.