

THE STATIC EQUILIBRIUM POSITION OF THE CENTER OF THE SHAFT OF CAVITATED AND UNCAVITATED JOURNAL BEARINGS

P. Kučera*, E. Malenovský*, F. Pochylý*

Summary: *The contribution deals with computational modelling of static equilibrium position of centre of the shaft under the cavitated and uncavitated journal bearing. There are compared two accesses. The first is based on the Navier – Stokes equation, equation of continuity and boundary conditions. There are compared two methods of solution in the first access. The second access is based on the Reynolds equation of motion of fluid in the bearing.*

1. Úvod

Kluzná ložiska se velice často používají v technické praxi. Mazacím médiem obvykle bývá olej, může však být i jiné médium. Při analýze dynamických vlastností rotorových soustav je velmi důležité znát dynamické vlastnosti vazeb hřídelové části na základní těleso, v případě kluzných ložisek tekutinového filmu. V těchto případech je nutné rozlišovat statickou a dynamickou analýzu.

V případě statické analýzy se předpokládá, že rotorová soustava je dokonale vyvážená a působí na ni pouze statické, časově neproměnné, vnější silové účinky. V důsledku rotace působí na hřídel silové účinky od mazací tekutiny. Ve staticky rovnovážné poloze hřídele nastane rovnováha mezi zatíženími působícími na hřídel. Při výpočtovém modelování se ve většině případů uvažují pouze silové účinky od tekutiny, a momentové, tedy natočení hřídele kolem os kolmých na osu hřídele, se zanedbávají. Staticky rovnovážná poloha je pak v rovině kolmé na osu hřídele dána dvěma souřadnicemi. Tekutinový film má v tomto případě pouze statickou tuhost.

V technické praxi se zpravidla rozlišují dva typy ložisek, a to krátká a dlouhá. Pokud je poměr $L/D > 0,25$ považuje se ložisko za ložisko dlouhé. V dalším se zaměřím pouze na dlouhá ložiska.

* Ing. Kučera Petr, Institute of Mechanics of Solids, Faculty of Mechanical Engineering, Brno University of Technology, Technická 2, 60200, Brno, Czech Republic,
e-mail: kucera@umtn.fme.vutbr.cz

Doc. Ing. Malenovský Eduard, DrSc., Institute of Mechanics of Solids, Faculty of Mechanical Engineering, Brno University of Technology, Technická 2, 60200, Brno, Czech Republic,
e-mail: malenov@umtn.fme.vutbr.cz

Prof. Ing. Pochylý František, CSc., Institute of Power Engineering, Faculty of Mechanical Engineering, Brno University of Technology, Technická 2, 60200, Brno, Czech Republic,
e-mail: pochyly@khzs.fme.vutbr.cz

Z praxe je známo, že pro určitou tekutinu a fyzikální poměry v ložisku vzniká děj, který je velice často v literatuře označován jako „kavitace“. Tento případ je charakterizován tím, že v oblasti vyplněné tekutinou, ve které klesne tlak pod tlak nasycených par, se vytvoří směs vzduchu a tekutiny.

V současné době se ve výpočtovém modelování dynamických účinků tenkých tekutinových vrstev vychází zejména z Reynoldsovy rovnice. Jeden z mnoha předpokladů při jejím odvození je předpoklad nestlačitelné tekutiny, zanedbání vlivu setrvačných sil od tekutiny a ulpívání tekutiny na povrchu. Zejména tento předpoklad neumožňuje stanovit tenzory hmotnosti tekutinového filmu, které nejsou zanedbatelné. Tyto lze do řešení zahrnout třemi způsoby:

- První způsob je založen na výpočtu kinetické energie.
- Druhý přístup vychází z rovnice pro hybnost s využitím Navier – Stokesovy rovnice, přičemž při integraci v radiálním směru tekutinového filmu se uvažuje rychlostní profil jako bez vlivu setrvačných účinků tekutiny.
- Třetí přístup, který je uveden v tomto příspěvku, je založen na aplikaci Navier – Stokesovy rovnice a kromě laminárního proudění a hladkého tuhého povrchu neuvažuje žádné zjednodušující předpoklady na základě kterých byla odvozena Reynoldsova rovnice.

Výchozími rovnicemi k analýze ve třetím přístupu jsou Navier – Stokesova pohybová rovnice tekutiny, rovnice kontinuity a okrajové podmínky. S ohledem na to, že se jedná o nový přístup k výpočtové analýze, je nutné komplexní srovnání výsledků získaných řešením dle Reynoldsovy rovnice. Při statické analýze lze porovnávat rychlostní a tlakové pole, staticky rovnovážnou polohu a statickou tuhost. V dalším se zaměřím na porovnání staticky rovnovážné polohy středu hřídele pod kluzným ložiskem a to, jak u ž bylo uvedeno dříve, pro rovinný případ analýzy, tj. pro dlouhé ložisko.

Pro aproximaci řešení i pro popis geometrické oblasti vyplněné tekutinou je použito Bézierovo těleso. K řešení je použita metoda kontrolních objemů, přičemž pro popis geometrické oblasti jsou použity křivočaré souřadnice, řešení rychlostí je provedeno v kolmých souřadnicích.

2. Teoretická analýza

Pro předpoklad laminárního proudění má pohybová rovnice tekutina tvar

$$\rho \frac{\partial \vec{c}}{\partial t} + \rho \left[\text{rot} \vec{c} \times \vec{c} + \frac{1}{2} \text{grad} |\vec{c}|^2 \right] + \eta \text{rot} \text{rot} \vec{c} + \text{grad} p = \vec{0} \quad (1)$$

Rovnice kontinuity

$$\rho \text{div} \vec{c} = 0 \quad (2)$$

Okrajové podmínky

$$S: \vec{c} = \vec{\omega} \times \vec{y}_S + \vec{z}^*$$

$$\Gamma: \vec{c} = \vec{0}$$

$$P: p = 0, \left(\vec{c} = \vec{\omega} \times \vec{y}_P + \vec{z}^* \right) \quad (3)$$

$$K: p = 0, \left(\vec{c} = \vec{\omega} \times \vec{y}_K + \vec{z}^* \right)$$

V Einsteinově sumační symbolice se zahrnutím konvektivních členů má pohybová rovnice tekutiny tvar

$$\rho \frac{\partial c_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x_j} (c_i c_j) - \eta \frac{\partial^2 c_i}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{\partial p}{\partial x_i} = 0 \quad (4)$$

$$\rho \frac{\partial c_i}{\partial x_i} = 0 \quad (5)$$

$$S: c_i = \varepsilon_{i3k} \omega y_{Sk} + z_i^\bullet$$

$$\Gamma: c_i = 0$$

$$P: p = 0, (c_i = \varepsilon_{i3k} \omega y_{Pk} + z_i^\bullet), \quad (6)$$

$$K: p = 0, (c_i = \varepsilon_{i3k} \omega y_{Kk} + z_i^\bullet)$$

Předpokládejme, že jak poloha středu hřídele, tak i rychlost a tlak jsou dány součtem stacionární a nestacionární části. Pak pro polohu, rychlost a tlak platí

$$z_j = z_{0j}(x_i) + v_j(x_i, t)$$

$$c_j = c_{0j}(x_i) + w_j(x_i, t) \quad (7)$$

$$p = p_0(x_i) + \sigma(x_i, t)$$

Porovnáním členů u stacionární části se obdrží soustava rovnic pro analýzu stacionárního pohybu tělesa a porovnáním členů u nestacionární části se obdrží soustava rovnic pro analýzu nestacionárního pohybu tělesa. Řešení je provedeno v kolmých složkách rychlosti a v křivočarých souřadnicích.

Schematické znázornění souřadnicových systémů pro statickou polohu ze kterých vychází vlastní analýza je na obr. 1. V pevném nerotujícím souřadném systému O_1 je statická poloha středu hřídele, který je zatížen statickou silou dán polohou středu hřídele, jenž je určen počátkem O_2 . Kolem tohoto středu, jehož souřadnice jsou dány vektorem \vec{z} rotuje hřídel úhlovou rychlostí ω . Pro zadávání okrajových podmínek je důležité specifikovat rychlosti tělesa a tekutiny na tomto okraji. Pro reálnou tekutinu jsou zde rychlosti tělesa a tekutiny stejné.

2.1 Statická analýza

Pro analýzu pohybu tekutiny je zvolena metoda kontrolních objemů. Po integraci pohybové rovnice a rovnice kontinuity přes zvolený kontrolní objem, využitím věty Gauss-Ostrogradského lze psát rovnici rovnováhy, kontinuity a okrajové podmínky ve tvaru

$$\rho \int_{\Delta S} \tilde{c}_{0i} \tilde{c}_{0r} \kappa_{mir1} n_i dS - \eta \int_{\Delta S} \left(\frac{\partial \tilde{c}_{0r}}{\partial u^1} - \frac{\partial \tilde{c}_{0i}}{\partial u^r} \right) \gamma_{rm} n^1 dS + \int_{\Delta S} p_0 \gamma_{rm} n_r dS = 0 \quad (8)$$

$$\int_{\Delta S} \tilde{c}_{0i} n^1 dS = 0 \quad (9)$$

$$S: \tilde{c}_{0i} \gamma_{im} = \varepsilon_{m3k} (x_k - z_{0k}) \omega$$

$$\Gamma: \tilde{c}_{0i} \gamma_{im} = 0 \quad (10)$$

Pokud bychom řešili systém rovnic (8) – (10) bez dalších úprav, museli bychom vzít v úvahu ještě pohybovou rovnici tělesa a problém řešit jako vázanou úlohu. Pro další postup je velmi výhodné eliminovat staticky rovnovážnou polohu středu hřídele z okrajových podmínek. Právě zavedení následující substituce přináší nový pohled na celé další řešení. Eliminace polohy středu hřídele z okrajových podmínek lze docílit na základě následujících předpokladů

$$\begin{aligned} c_{0_i} &= \alpha_{0_i} + \alpha_{0_{ij}} z_{0_j} \\ p_0 &= \beta_0 + \beta_{0_j} z_{0_j} \end{aligned} \quad (11)$$

Uvedenou substitucí se obecně v prostoru 3D zavádí místo tří složek rychlosti a tlaku, tři složky rychlosti α_i , jedna složka tlaku β , devět složek α_{ij} a tři složky β_i . Rychlostní funkce α_i na povrchu hřídele je závislá na souřadnicích x_i okraje hřídele, jehož souřadnice se zadávají v pevném s.s., a dále jsou funkcí úhlové rychlosti rotace hřídele. Souřadnice x_i jsou závislé na statické poloze hřídele z_{0_k} . Rychlostní funkce α_{ij} na povrchu hřídele je závislá pouze na úhlové rychlosti rotace hřídele. Dosazením z (11) do (8) - (10) se obdrží dva systémy rovnic. Jeden pro řešení α_{0_i} a β_0 a druhý pro řešení $\alpha_{0_{ij}}$ a β_{0_j} . Pro oba systémy je možné použít stejné kontrolní objemy, jejichž počet je nutno volit s ohledem na počet neznámých. Oba systémy v symbolickém vyjádření mají tvar

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_1 \boldsymbol{\alpha}_1^2 - \mathbf{B}_1 \boldsymbol{\alpha}_1 + \mathbf{C} \boldsymbol{\beta}_1 &= \mathbf{f}_1 \\ \mathbf{D} \boldsymbol{\alpha}_1 &= -\mathbf{f}_2 \\ \mathbf{A}_2 (\boldsymbol{\alpha}_1) \boldsymbol{\alpha}_2 - \mathbf{B} \boldsymbol{\alpha}_2 + \mathbf{C} \boldsymbol{\beta}_2 &= \mathbf{f}_3 \\ \mathbf{D} \boldsymbol{\alpha}_2 &= -\mathbf{f}_4 \end{aligned} \quad (12)$$

Z prvních dvou rovnic soustavy se vypočítají řešením nelineární soustavy rovnic funkční hodnoty α_{0_i} a β_0 a z druhých $\alpha_{0_{ij}}$ a β_{0_j} .

V případě, že se uvažuje kavitace, je nutno v oblasti s kavítací uvažovat stlačitelnou tekutinu. Řešení se skládá ze dvou kroků. Nejdříve se provede řešení pro nestlačitelnou tekutinu. Poté se provede analýza tlaku v řídicích bodech oblasti vyplněné tekutinou. V místech kde je tlak menší, než tlak nasycených par, přiřadí se hustota, obě viskozity a rychlost zvuku, které odpovídají předem definované směsi. Následuje iterace pro nalezení staticky rovnovážné polohy.

2.2 Matematické modely nalezení staticky rovnovážné polohy

Jak již bylo v úvodu naznačeno, v tomto příspěvku bude porovnána staticky rovnovážná poloha kavítujících a nekavítujících ložisek, jejichž analýza vychází z Navier – Stokesovy rovnice a Reynoldsovy rovnice, kde pro přístup vycházející z Navier – Stokesovy rovnice budou porovnány dvě numerické metody využitě při iteračním způsobu nalezení staticky rovnovážné polohy. Přístup vycházející z Reynoldsovy rovnice byl zpracován podle [5]

2.2.1 Přístup vycházející z Reynoldsovy rovnice tekutiny

Přístup vycházející z Reynoldsovy rovnice byl zpracován podle [5]. Základní problém analýzy hydrodynamických ložisek je rozložení tlakové funkce olejové vrstvy po obvodu ložiska.

Reynoldsova rovnice nabývá tvar

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial z} \right) = 6\mu \left\{ \frac{\partial}{\partial x} [(U_0 + U_1)h] + 2 \frac{\partial h(t)}{\partial t} \right\} \quad (13)$$

kde $p = p(x,z)$ funkce rozložení tlaku, x a z jsou souřadnice, které určují místo v olejovém filmu, h je lokální ložisková mezera, μ je viskozita média v ložisku, U_0 a U_1 jsou tangenciální rychlosti na okrajích ložiskového filmu.

Tuto obecnou Reynoldsovu rovnici můžeme pro jisté předpoklady zjednodušit.

1. Tekutina je nestlačitelná, zanedbává se vliv setrvačných sil od tekutiny a ulpívá na povrchu.
2. Tekutina je Newtonovská s konstantní viskozitou v celém objemu.
3. Proudění je laminární.
4. Konstantní tlak v radiálním směru.
5. Rychlost v radiálním směru je zanedbatelná.
6. Gradienty rychlostí v radiálním směru jsou větší než gradienty v tangenciálním a axiálním směru.
7. Tloušťka filmu tekutiny je malá ve srovnání s poloměrem ložiska.
8. Zakřivení povrchu tekutinového filmu je zanedbatelné.
9. Povrch ložiska je hladký a tuhý.

Uvažujme válcové souřadnice ložiska, potom Reynoldsova rovnice má tvar

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left[(1 + \varepsilon \cos \theta)^2 \frac{\partial p}{\partial \theta} \right] + R^2 \frac{\partial}{\partial z} \left[(1 + \varepsilon \cos \theta)^2 \frac{\partial p}{\partial z} \right] = -6\mu \left(\frac{R}{\delta} \right)^2 \left[(\varpi - 2\dot{\psi}) \varepsilon \sin \theta - 2\varepsilon \cos \theta \right] \quad (14)$$

kde

$$\frac{\partial}{\partial \theta} = R \left(\frac{\partial}{\partial x} \right)$$

$$\varepsilon = \frac{e}{\delta}$$

R ...poloměr ložiska

Pro rovinný případ kluzného ložiska (tzv. dlouhé ložisko) platí na koncích ložiska $z = 0$ a $z = 1$ že tlak v ložisku se rovná atmosférickému tlaku a pro nekavitující olejový film

$$p(\theta, 0) = p(\theta, L) = p_a$$

$$p(0, z) = p(2\pi, z) = p_0$$

kde p_a je atmosférický tlak a p_0 je tlak kapaliny v ložisku

Po předchozích zjednodušeníh a po aplikaci okrajových podmínek má tlaková funkce pro nekavitující dlouhé ložisko tvar

$$p(\theta) = p_0 + 6\mu \left(\frac{R}{\delta} \right)^2 \left\{ (\varpi - 2\dot{\psi}) \frac{\varepsilon(2 + \varepsilon \cos \theta) \sin \theta}{(2 + \varepsilon^2)(1 + \varepsilon \cos \theta)^2} + \dot{\psi} \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{1}{(1 + \varepsilon \cos \theta)^2} - \frac{1}{(1 + \varepsilon)^2} \right] \right\} \quad (15)$$

Definice tlakové funkce má pro nás ten význam, že z této tlakové funkce spočítáme síly působící na ložisko od olejového filmu a z těchto sil potom jako derivace těchto sil podle výchylky, rychlosti a zrychlení, přídavné účinky působící na rotorovou soustavu od kluzného ložiska, respektive olejového filmu kluzného ložiska. Jak si můžeme povšimnout je pro nás důležité vypočítat staticky rovnovážnou polohu středu hřídele v ložisku, tzn. excentricitu.

2.2.1.1 Výpočet staticky rovnovážné polohy (excentricity)

Staticky rovnovážná poloha hřídele v ložisku pod zatížením například od hmotnosti rotoru může být spočítána jako rovnováha od zatížení rotoru a sil od tlakové funkce olejové vrstvy ložiska, integrované po obvodě hřídele. Staticky rovnovážná poloha středu hřídele pod ložiskem je potom dána excentricitou a úhlem. Ukázalo se, že pro některé konfigurace, tzn. rozměry ložiska, otáčky hřídele a zatížení hřídele je excentricita stejná. Tato excentricita je vyjádřena pomocí tzv. Sommerfeldova čísla, respektive Sommerfeldovo číslo je funkcí excentricity. Po dosazení okrajových podmínek dostáváme pro nekavitující dlouhé ložisko vztah pro Sommerfeldovo číslo

$$S = \frac{(2 + \varepsilon^2)\sqrt{1 - \varepsilon^2}}{12\pi^2 \varepsilon} \quad (16)$$

Pro dlouhé ložisko kavitující obdržíme vztah

$$S = \frac{(2 + \varepsilon^2)(1 - \varepsilon^2)}{6\pi\varepsilon} \sqrt{\frac{1}{\pi^2 + (4 - \pi^2)\varepsilon^2}} \quad (17)$$

a pro úhel

$$\tan \psi = \frac{\pi\sqrt{1 - \varepsilon^2}}{2\varepsilon} \quad (18)$$

Sommerfeldovo číslo vyjádřené v závislosti na rozměrech ložiska, otáčkách a zatížení má tvar

$$S = \frac{\mu\omega}{\pi} \frac{LR_1}{F} \left(\frac{R_1}{\delta}\right)^2 \quad (19)$$

kde

μ ...dynamická viskozita média v ložisku

R_1 ...poloměr hřídele

L ...délka ložiska

ω ...otáčky hřídele

Porovnáním Sommerfeldova čísla vyjádřeného v závislosti na rozměrech ložiska, otáčkách a zatížení se Sommerfeldovým číslem vyjádřeným v závislosti na excentricitě vypočítáme vhodnou metodou excentricitu ε pro kavitující a nekavitující dlouhé ložisko, pro různé otáčky hřídele. Tím dostaneme pozice staticky rovnovážné polohy středu hřídele pro ustálené stavy jednotlivých otáčkových kroků.

2.2.2 Přístup vycházející z Navier – Stokesovy rovnice tekutiny

Po dosazení (11) do (8) – (11) obdržíme se obdrží pohybové rovnice pohybu kapaliny pro stanovení α_i a β ve tvaru kontrolních objemů

$$\rho \int_{\Delta S} \alpha_i \alpha_r \kappa_{mir} n_l dS - \eta \int_{\Delta S} \left(\frac{\partial \alpha_r}{\partial u^l} - \frac{\partial \alpha_l}{\partial u^r} \right) \gamma_{rm} n^l dS + \int_{\Delta S} \beta \gamma_{rm} n_r dS = 0 \quad (20)$$

2.2.2.1 Řešení pohybových rovnic pohybu kapaliny pro stanovení α_i a β

Pro stanovení α_i a β z rovnice (20) bylo analyzováno několik metod. První metoda spočívá v tom, že v rovnici (20) položíme v prvním integrálu rovnice člen α_i jako starou hodnotu α_s a člen α_r jako novou hodnotu α_n . Integrální rovnice tak přejde do tvaru, který lze obecným a symbolickým způsobem zapsat jako

$$A(\alpha_s, \alpha_n) + B\alpha_n = f \quad (21)$$

Z této rovnice se vypočítá hodnota α_n a členu α_s se přiřadí nově vypočítaná hodnota. Pak se opětovně dosadí do rce. (21). Celý výpočet se opakuje dokud nenalezneme α_n takové, které odpovídá námi zadaným kritériím.

Druhá metoda spočívá v tom, že položíme v prvním integrálu rce. (20) členy α_i i α_r jako staré hodnoty α_s . Integrální rovnice pak můžeme obecně a symbolicky zapsat ve tvaru

$$B\alpha_n = f - f_{nel}(\alpha_s, \alpha_s) \quad (22)$$

Povšimněme si, že členy za prvním integrálem v rovnici (20) jsme převedli na pravou stranu řešené rovnice jako nelineární funkci α_s . Postup iterace je obdobný jako u rovnice (21).

V současné době je testována Newtonova metoda výpočtu rovnice (20). Tato metoda je stále ve hře a výsledky analýz s touto metodou nám napoví při dalším postupu výpočtu.

2.2.2.2 Řešení z_{0i} , staticky rovnovážné polohy

Ikdyž jsme vyloučili při řešení α_i a β staticky rovnovážnou polohu, tzn. polohu hřídele, je staticky rovnovážná poloha závislá na α_i a β . Na počátku je třeba uvést, že vzhledem k tomu, že se změnou polohy hřídele je prováděno i nové generování sítě, jedná se o kombinovanou ALE metodu, tzn. při každém iteračním kroku, při výpočtu staticky rovnovážné polohy je potřeba opětovně nakonfigurovat síť a spočítat pro každý iterační krok α_i a β a z nich potom další polohu z_{0i} .

Výpočty a celá analýza vycházející z Navier – Stokesovy rovnice kapaliny byla naprogramována v programovém prostředí Matlab.

3. Modelová úloha

Geometrické rozměry ložiska jsou $L = 0.1\text{m}$, $R = 0.05\text{m}$, radiální mezera 0.2mm . Fyzikální veličiny nestlačitelné tekutiny jsou $\rho = 885\text{kgm}^{-3}$, $\eta_1 = 0.008\text{Pas}$, $c_{zv} = 1000\text{ms}^{-1}$, tlak nasycených par $p_{np} = -100\text{Pa}$ a fyzikální veličiny směsy tekutiny a vzduchu jsou $\rho = 100\text{kgm}^{-3}$, $\eta_1 = 0.00008\text{Pas}$, $\eta_2 = 0\text{Pas}$ a $c_{zv} = 330\text{ms}^{-1}$.

V této úloze byla počítána staticky rovnovážná poloha dlouhého ložiska, kavitujícího a nekavitujícího, byly porovnány přístupy vycházející z Reynoldsovy a Navier – Stokesovy pohybové rovnice tekutiny, kde u přístupu vycházející z Navier – Stokesovy pohybové rovnice tekutiny byly porovnány dvě metody iteračního výpočtu staticky rovnovážné polohy. Výpočty byly provedeny pro otáčkové pásmo (250 – 100000) ot/min.

Na obrázku č.2 jsou porovnány staticky rovnovážné polohy pro řešení vycházející z Navier-Stokesovy a Reynoldsovy pohybové rovnice tekutiny.

4. Závěr

Z numerického modelování chování staticky rovnovážné polohy středu hřídele pod kluzným ložiskem je zřejmé, že výsledky pro nekavitující dlouhé ložisko jsou pro oba přístupy, tj. vycházející z Navier – Stokesovy rovnice a Reynoldsovy rovnice, shodné.

Při řešení dlouhého kavitujícího ložiska vycházejícího z Navier – Stokesovy rovnice nastaly problémy s numerickou stabilitou výpočtu a to konkrétně u iteračního nalezení staticky rovnovážné polohy. Pro malá Sommerfeldova čísla je chyba staticky rovnovážné polohy do 5% vzhledem k přístupu vycházející z Reynoldsovy rovnice. Pro velká Sommerfeldova čísla je chyba již značně větší a doiterování staticky rovnovážné polohy není možné, výsledky se rozcházejí.

V dalším bude analyzován prostorový model se dvěma typy okrajových podmínek na čelech kolmých na osu hřídele. V první podmínce se zadávají tlaky (rychlosti se počítají) a ve druhé se zadávají rychlosti (tlaky se počítají). Stejně jako pro rovinný model i u prostorového modelu bude analyzována staticky rovnovážná poloha jak pro nekavitující, tak i pro kavitující ložisko. Porovnávat se budou opět přístupy vycházející z Navier – Stokesovy a Reynoldsovy pohybové rovnice.

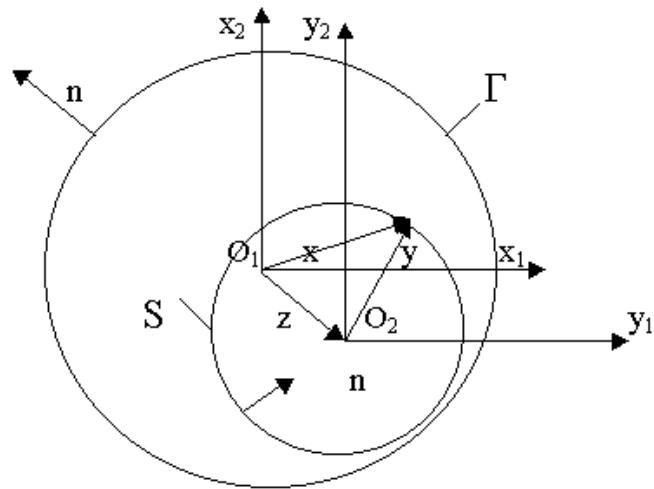
V obou případech, tj. jak v rovinné, tak i v prostorové úloze je však potřeba stále hledat a nalézat vhodné algoritmy pro iterační výpočet staticky rovnovážné polohy, protože zvláště u kavitujících ložisek tato analýza nebyla zcela uzavřena.

5. Poděkování

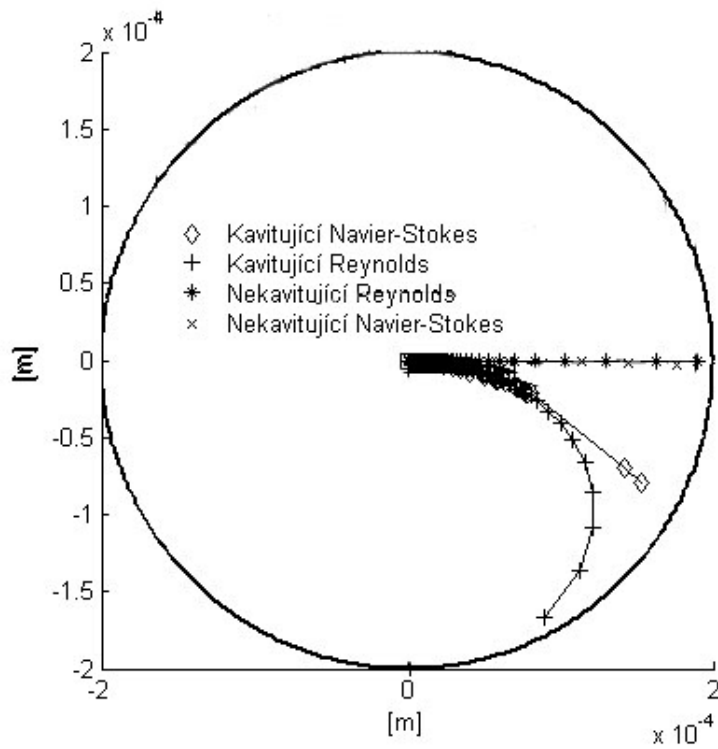
Práce uveřejněné v tomto příspěvku byly vytvořeny na základě finanční podpory Ministerstva školství, mládeže a tělovýchovy výzkumným záměrem CEZ: MSM 2600001

6. Literatura

- [1] Muszynska, A.: Rotor bearings stability problems, BRDRC Minden, Nevada.
- [2] Kramer, E.: dynamics of Rotors and Foundations, Springer-Verlag Berlin, 1993.
- [3] Muszynska, A.: Machinery dynamics short course, 1998.
- [4] Gash, R., Pftzner, H.: Dynamika rotorů, Springer Verlag Berlín, 1975.
- [5] Vance, J., M.: Rotordynamics of Turbomachinery, Wiley, New York, 1990.
- [6] Pochylý, F., Stránský, L.: Metoda velkých kontrolních objemů na principu Bézierova tělesa-I. Diskretizace oblasti pomocí Bézierových entit, Inženýrská mechanika č.2, 1999
- [7] El-Shafei, A.: Modeling Fluid Inertia Forces of short Journal Bearings for Rotordynamics Applications, Journal of Vibration and Acoustics, 1995
- [8] Adiletta, G., Guido, A., R., Rossi, C.: Chaotic Motions of a Rigid Rotor in Short Journal Bearings, Kluwer Academic Publishers, Netherlands, 1996
- [9] Zapoměl, J.: Přístupy k zahrnutí materiálového tlumení do počítačových modelů mechanických soustav – habilitační práce, Ostrava, 1998



Obr.1 Schematické zobrazení kluzného ložiska



Obr. 2 Staticky rovnovážná poloha pro kavitující a nekavitující ložisko