FUZZY LOGIC IN MICRO-BEARING SYSTEMS

Krzysztof Wierzcholski

Technical University of Koszalin, Institute of Mechatronics,
Nanotechnology and Vacuum Technique
Racławicka Street 15-17, PL75-620 Koszalin, Poland
tel.: +48 505729119, fax: +48 94 3478489
e-mail: krzysztof.wierzcholski@wp.pl

Abstract

This paper presents the description of methods of artificial intelligence during the slide micro-bearing design taking into account the tools of fuzzy logic, and robotics development calculations. Presented in this paper artificial intelligence tools of calculations for micro-bearings systems determine the method using in mechatronics where are investigated the principles of intelligent behavior of micro-bearings and are created its new formal models using computer programs which can make simulations models of slide micro-bearing behavior during the exploitation process. A main aim of research on the artificial intelligence is the construction and design of bearings system and computer programmes to the realization of the function which gives in simple algorithmization. To them belong decision making under conditions of lack all given, comprehension logical and rational, argumentation of hypotheses, the management with the information in the robotics and diagnostic systems. The artificial intelligence includes creation of mathematical models -logical analysed problems, concerning appointing bearing capacity, friction forces and wears and implementation in the form of computer programmes to realization of the component function intelligences including genetic algorithms and methods of the fuzzy logic and models of the neural network.

Keywords: *micro-bearings, micro-robots, memory of carrying capacity, artificial intelligence*

LOGIKA ROZMYTA W SYSTEMACH MIKROŁOŻYSK

Streszczenie

Praca przedstawia opis metod sztucznej inteligencji przy projektowaniu ślizgowych mikro-łożysk w aspekcie logiki rozmytej obliczeń ewolucyjnych oraz robotyki. Sztuczna inteligencja przedstawiona w niniejszym artykule dla systemów mikro-łożysk stanowi dział mechatroniki, którego przedmiotem będzie badanie reguł rządzących inteligentnymi zachowaniami mikro-łożysk oraz tworzenie modeli formalnych tych zachowań, a w rezultacie programów komputerowych symulujących zachowania mikro-łożysk ślizgowych w trakcie eksploatacji.

Głównym zadaniem badań nad sztuczną inteligencją jest konstruowanie i projektowanie systemów łożyskowych oraz programów komputerowych do realizacji funkcji, które nie poddają się prostej algorytmizacji. Do nich należą podejmowanie decyzji w warunkach braku wszystkich danych, rozumowanie logiczne i racjonalne, dowodzenie hipotez, zarządzanie informacją w robotyce oraz systemy diagnostyczne. Sztuczna inteligencja obejmuje tworzenie modeli matematyczno-logicznych analizowanych problemów, dotyczących wyznaczania nośności, sił tarcia i zużycia oraz implementowanie w formie programów komputerowych do realizacji funkcji składowych inteligencji obejmujących algorytmy genetyczne oraz metody logiki rozmytej oraz modele sieci neuronowej.

Słowa kluczowe: *mikro-łożyska, mikro-roboty, pamięć nośności, sztuczna inteligencja*

1. Pojęcie sztucznej inteligencji systemów mikro-łożysk

Głównym zadaniem badań nad sztuczną inteligencją w niniejszej pracy jest konstruowanie i projektowanie systemów łożyskowych oraz programów komputerowych zdolnych do realizacji wybranych funkcji jakie mają spełniać projektowane systemy a w szczególności takich funkcji, które nie poddają się prostej algorytmizacji [1, 4, 5, 7]. Do takich funkcji zaliczyć można: podejmowanie decyzji w warunkach braku wszystkich danych, rozumowanie logiczne i racjonalne, dowodzenie hipotez, zarządzanie informacją w robotyce, systemy diagnostyczne. Sztuczna

inteligencja w zakresie systemów mikro-łożysk obejmuje [5]:
- Tworzenie modeli matematyczno-logicznych analizowanych problemów, dotyczących wyznaczania nośności, sił tarcia i zużycia oraz implementowanie ich w formie programów komputerowych mających realizować konkretne funkcje uważane powszechnie za składowe inteligencji. W tej grupie występują algorytmy genetyczne oraz metody logiki rozmytej [2, 5, 8, 9].
- Modele sieci neuronowej polegające na uczeniu się programów i rozwiązywaniu postawionych zadań [3].

2. Zbiory rozmyte w systemach mikro-łożysk ślizgowych

Zbiór rozmyty jest obiektem matematycznym ze zdefiniowaną funkcją przynależności przyjmującą wartości z domkniętego przedziału [0,1]. Funkcja przynależności w przypadku zbioru klasycznego nie rozmytego przyjmuje jedynie dwie wartości a mianowicie 0 i 1.
- W systemach mikro-łożysk ślizgowych przykładem zbioru rozmytego A jako zbiór par uporządkowanych o postaci [3, 5]:

$$A \equiv \{p, F_{AR}(p)\}\Big|_{p \in P}, \tag{1}$$

gdzie:
P - zbiór różnych wartości ciśnienia hydrodynamicznego występującego w trakcie eksploatacji mikro-łożyska,
p - element zbioru P czyli jest konkretną wartością ciśnienia hydrodynamicznego.

Tych elementów p zawiera zbiór P nieskończenie wiele. Symbol $F_{AR}(p)$ stanowi funkcję sił tarcia mikro-łożyska zwaną również funkcją przynależności zbioru rozmytego A określoną na elementach p zbioru P. Wartościami tej funkcji są siły tarcia F_R [4], [6]:

$$F_R = F_{AR}(p). \tag{2}$$

Funkcja ta transformuje zbiór wartości ciśnień hydrodynamicznych P na (onto) cały zbiór sił tarcia, który w postaci bezwymiarowej oznaczamy symbolicznie jako zbiór domknięty [0,1] według następującego wzoru [3, 5]:

$$F_{AR} : P \to [0,1]. \tag{2a}$$

Wartość 1 jest zwana wysokością zbioru rozmytego A i jest optymalną wartością funkcji przynależności F_{AR}. Jest to w konkretnym zastosowaniu optymalną wartością siły tarcia mającą miejsce w trakcie eksploatacji mikro-łożyska. Nośnikiem zbioru rozmytego A jest zbiór wartości p, dla których $F_{AR}(p)>0$. Rdzeniem zbioru rozmytego A jest to taki podzbiór zbioru P czyli taki zbiór wartości ciśnień hydrodynamicznych p, dla których $F_{AR}(p)=1$. Jest to więc taki zbiór wartości ciśnień hydrodynamicznych p, dla których uzyskujemy optymalną wartość siły tarcia. Przyporządkowanie sił tarcia F_R ciśnieniom p za pomocą nieznanej funkcji F_{AR} nie zawsze podlega prawom prostej algorytmizacji.
- W systemach mikro-łożysk ślizgowych następnym przykładem zbioru rozmytego jest zbiór B jako zbiór par uporządkowanych o postaci [3-6]:

$$B \equiv \{F_R, W_{BR}(F_R)\}\Big|_{F_R \in \{F_{AR}\}}, \tag{3}$$

gdzie:
$\{F_{AR}\}$ - zbiór różnych wartości funkcji sił tarcia występujących w trakcie eksploatacji mikro-łożyska,
F_R - element zbioru $\{F_{AR}\}$ czyli jest wartością siły tarcia.

Tych elementów F_R zawiera zbiór $\{F_{AR}\}$ nieskończenie wiele. Symbol $W_{BR}(F_R)$ stanowi wartość funkcji zużycia mikro-łożyska dla konkretnej siły tarcia F_R natomiast funkcja W_B jest zwana również funkcją przynależności. Funkcja ta transformuje zbiór $\{F_{AR}\}$ na (onto) cały zbiór wartości zużycia, który w postaci bezwymiarowej oznaczamy symbolicznie jako zbiór domknięty [0,1] według następującego wzoru [2, 3]:

$$W_{BR} : \{F_{AR}\} \to [0,1]. \tag{4}$$

Wartość 1 jest zwana wysokością zbioru rozmytego B i jest optymalną wartością funkcji przynależności W_{BR}. Jest to w konkretnym zastosowaniu optymalną wartością zużycia. Nośnikiem zbioru rozmytego B jest zbiór wartości F_R, dla których $W_{BR}(F_R)>0$.

Rdzeniem zbioru rozmytego B jest to taki podzbiór zbioru funkcji $\{F_{AR}\}$ czyli taki zbiór wartości sił tarcia F_R, dla których uzyskujemy zużycie $W_{BR}(F_R) = 1$. Jest to więc taki zbiór wartości sił tarcia F_R, dla których uzyskujemy optymalną wartość zużycia.

3. Funkcje przynależności wiążące tarcie z ciśnieniem

3.1. Funkcja tarcia dla czopa o ortogonalnej krzywoliniowej tworzącej

Obecnie przedstawimy jedną z możliwych do wyznaczenia postaci analitycznej funkcji przynależności F_{AR}, która wyznacza wartości sił tarcia F_R w zależności od ciśnienia hydrodynamicznego p oraz stanowi klasyczny algorytm obliczeniowy. Siła tarcia na powierzchni w układzie współrzędnych krzywoliniowych α_1, α_2, α_3 rozkłada się kierunkach α_1, α_3 na dwie następujące składowe [4, 6]:

$$F_{R1}(p) = \iint_{\Omega} \left(\eta \frac{\partial v_1}{\partial \alpha_2} \right)_{\alpha_2=\varepsilon_T} h_1 h_3 d\alpha_1 d\alpha_3, \quad F_{R3}(p) = \iint_{\Omega} \left(\eta \frac{\partial v_3}{\partial \alpha_2} \right)_{\alpha_2=\varepsilon_T} h_1 h_3 d\alpha_1 d\alpha_3\,, \tag{5}$$

gdzie:

$0 \le \alpha_1 \le 2\pi\theta_1$, $0 \le \theta_1 \le 1$, $b_m \le \alpha_3 \le b_s$, $0 \le \alpha_2 \le \varepsilon_T$, $\varepsilon_T = \varepsilon_T(\alpha_1, \alpha_3)$, $\eta(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$,

$\Omega(\alpha_1, \alpha_3)$ - powierzchnia tarcia,

$\varepsilon_T(\alpha_1, \alpha_3)$ - wysokość szczeliny,

$\eta(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$ - lepkość dynamiczna cieczy,

v_1, v_3 - składowe prędkości cieczy w kierunkach α_1, α_3,

h_1, h_3 - współczynniki Lamego.

Po podstawieniu składowych wektora prędkości do wzorów (5), uzyskujemy siły tarcia w następującej postaci:

$$F_{R1}(p) = \iint_{\Omega} \frac{1}{h_1} \frac{\partial p}{\partial \alpha_1} \left[\varepsilon_T(\alpha_1, \alpha_3) - \frac{\int_0^{\varepsilon_T(\alpha_1,\alpha_3)} \frac{\alpha_2 d\alpha_2}{\eta(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)}}{\int_0^{\varepsilon_T(\alpha_1,\alpha_3)} \frac{d\alpha_2}{\eta(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)}} \right] h_1 h_3 d\alpha_1 d\alpha_3 + \tag{6}$$

$$- \iint_{\Omega} \left[\frac{\omega h_1^2 h_3}{\int_0^{\varepsilon_T(\alpha_1,\alpha_3)} \frac{d\alpha_2}{\eta(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)}} \right] d\alpha_1 d\alpha_3,$$

$$F_{R3}(p) = \iint_{\Omega} \frac{1}{h_3} \frac{\partial p}{\partial \alpha_3} \left[\varepsilon_T(\alpha_1, \alpha_3) - \frac{\int_0^{\varepsilon_T(\alpha_1,\alpha_3)} \frac{\alpha_2 d\alpha_2}{\eta(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)}}{\int_0^{\varepsilon_T(\alpha_1,\alpha_3)} \frac{d\alpha_2}{\eta(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)}} \right] h_1 h_3 d\alpha_1 d\alpha_3, \tag{7}$$

gdzie: $0 \le \alpha_1 \le 2\pi\theta_1$, $0 \le \theta_1 \le 1$, $b_m \le \alpha_3 \le b_s$, $0 \le \alpha_2 \le \varepsilon_T$, $\varepsilon_T = \varepsilon_T(\alpha_1, \alpha_3)$, $\eta(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$.

Jeżeli lepkość dynamiczna nie zmienia się po wysokości szczeliny łożyskowej to wtedy wzory (6), (7) przyjmą postać:

$$F_{R1}=\iint_{\Omega}\frac{h_3}{2}\varepsilon_T(\alpha_1,\alpha_3)\frac{\partial p}{\partial\alpha_1}d\alpha_1 d\alpha_3-\iint_{\Omega}\frac{\omega h_1^2\eta(\alpha_1,\alpha_3)h_3 d\alpha_1 d\alpha_3}{\varepsilon_T(\alpha_1,\alpha_3)}, \tag{8}$$

$$F_{R3}=\iint_{\Omega}\frac{h_1}{2}\varepsilon_T(\alpha_1,\alpha_3)\frac{\partial p}{\partial\alpha_3}d\alpha_1 d\alpha_3. \tag{9}$$

gdzie: $0\le\alpha_1\le 2\pi\theta_1$, $0\le\theta_1\le 1$, $b_m\le\alpha_3\le b_s$, $0\le\alpha_2\le\varepsilon_T$, $\eta(\alpha_1,\alpha_3)$.

3.2. Funkcja tarcia dla cylindrycznego czopa

W przypadku łożysk walcowych współpracują dwie powierzchnie cylindryczne, dla których w kładzie współrzędnych walcowych mamy: $\alpha_1=\varphi$, $\alpha_2=r$, $\alpha_3=z$, oraz współczynniki Lamego są następujące $h_1=R$, $h_3=1$, gdzie R - promień czopa. W tym przypadku siły tarcia określone wzorami (6), (7) wynikają ze wzorów podanych w pracy [6] i przyjmą następującą postać:

$$F_{R\varphi}(p)=\iint_{\Omega_d}\frac{\partial p}{\partial\varphi}\left[\varepsilon_T(\varphi,z)-\frac{\int_0^{\varepsilon_T(\varphi,z)}\frac{r\,dr}{\eta(\varphi,r,z)}}{\int_0^{\varepsilon_T(\varphi,z)}\frac{dr}{\eta(\varphi,r,z)}}\right]d\varphi dz-\omega R^2\iint_{\Omega_d}\left[\int_0^{\varepsilon_T(\varphi,z)}\frac{dr}{\eta(\varphi,r,z)}\right]^{-1}d\varphi dz, \tag{10}$$

$$F_{Rz}(p)=R\iint_{\Omega_d}\frac{\partial p}{\partial z}\left[\varepsilon_T(\varphi,z)-\frac{\int_0^{\varepsilon_T(\varphi,z)}\frac{r\,dr}{\eta(\varphi,r,z)}}{\int_0^{\varepsilon_T(\varphi,z)}\frac{dr}{\eta(\varphi,r,z)}}\right]d\varphi dz, \tag{11}$$

gdzie:
$0\le\varphi\le 2\pi$, $-b_d\le z\le +b_d$, $\varepsilon_T=\varepsilon_T(\varphi,z)$, $p(\varphi,z)$,
$2b_d$ - długość łożyska,
$\Omega_d(\varphi, z)$ - smarowana powierzchnia.

Jeśli lepkość płynu smarującego nie zmienia się po grubości warstwy czyli gdy $\eta(\varphi,z)$, wtedy składowe siły tarcia (10), (11) przyjmują we współrzędnych cylindrycznych następującą postać:

$$F_{R\varphi}=\frac{1}{2}\iint_{\Omega_d}\varepsilon_T(\varphi,z)\frac{\partial p}{\partial\varphi}d\varphi dz-\omega R^2\iint_{\Omega_d}\frac{\eta(\varphi,z)}{\varepsilon_T(\varphi,z)}d\varphi dz, \tag{12}$$

$$F_{Rz}=\frac{R}{2}\iint_{\Omega_d}\varepsilon_T(\varphi,z)\frac{\partial p}{\partial z}d\varphi dz, \tag{13}$$

gdzie $0\le\varphi\le 2\pi$, $-b_d\le z\le +b_d$, $\varepsilon_T=\varepsilon_T(\varphi, z)$, $p(\varphi,z)$.

3.3. Funkcja tarcia dla sferycznego czopa

W przypadku łożysk sferycznych współpracują dwie powierzchnie sferyczne, dla których w kładzie współrzędnych sferycznych mamy: $\alpha_1=\varphi$,$\alpha_2=r$, $\alpha_3=\vartheta$, oraz współczynniki Lamego są następujące $h_1 = R\sin\vartheta_1$, $h_3 = 1$, gdzie R oznacza promień czopa sferycznego. W tym przypadku siły tarcia określone wzorami (6), (7) przyjmą postać:

$$F_{R\varphi}^{sph}(p) = \iint_{\Omega_s} \frac{\partial p}{\partial \varphi}\left[\varepsilon_T(\varphi,\vartheta) - \frac{\int_0^{\varepsilon_T(\varphi,\vartheta)} \frac{r\,dr}{\eta(\varphi,r,\vartheta)}}{\int_0^{\varepsilon_T(\varphi,\vartheta)} \frac{dr}{\eta(\varphi,r,\vartheta)}}\right] d\varphi d\vartheta - \iint_{\Omega_s}\left[\frac{\omega R^2(\sin^2\frac{\vartheta}{R})}{\int_0^{\varepsilon_T(\varphi,\vartheta)} \frac{dr}{\eta(\varphi,r,\vartheta)}}\right] d\varphi d\vartheta, \tag{14}$$

$$F_{R\vartheta}(p) = R\iint_{\Omega_s} \frac{\partial p}{\partial \vartheta}\left[\varepsilon_T(\varphi,\vartheta) - \frac{\int_0^{\varepsilon_T(\varphi,\vartheta)} \frac{r\,dr}{\eta(\varphi,r,\vartheta)}}{\int_0^{\varepsilon_T(\varphi,\vartheta)} \frac{dr}{\eta(\varphi,r,\vartheta)}}\right] \sin\vartheta_1 d\varphi d\vartheta, \tag{15}$$

gdzie:
$\eta=\eta(\varphi,r,\vartheta)$, $0\le r\le\varepsilon_T$, $0\le\varphi<2\pi\theta_1$, $0\le\theta_1<1$, $R\pi/8\le\vartheta\le R\pi/2$, $\vartheta=R\vartheta_1$,
$\Omega_s(\varphi,\vartheta)$ - powierzchnia smarowania.

3.4. Funkcja tarcia dla stożkowego czopa

W przypadku łożysk stożkowych współpracują dwie powierzchnie stożkowe, dla których w kładzie współrzędnych stożkowych mamy: $h_1 = R + x_c\cos\gamma$, $h_3 = 1$, gdzie R oznacza promień wałka, oraz γ jest kątem pomiędzy linią tworzącą stożka a osią y. W tym przypadku siły tarcia określone wzorami (6), (7) przyjmą postać:

$$F_{R\varphi}^{con}(p) = \iint_{\Omega_c} \frac{\partial p(t)}{\partial \varphi}\left[\varepsilon_T(\varphi,x_c) - \frac{\int_0^{\varepsilon_T(\varphi,x_c)} \frac{y_c dy_c}{\eta(\varphi,y_c,x_c)}}{\int_0^{\varepsilon_T(\varphi,x_c)} \frac{dy_c}{\eta(\varphi,y_c,x_c)}}\right] d\varphi dx_c - \iint_{\Omega_c}\left[\frac{\omega(R + x_c\cos\gamma)^2}{\int_0^{\varepsilon_T(\varphi,x_c)} \frac{dy_c}{\eta(\varphi,y_c,x_c)}}\right] d\varphi dx_c, \tag{16}$$

$$F_{Rx_c}(p) = R\iint_{\Omega_c}\left\{\frac{\partial p(t)}{\partial x_c}\left[\varepsilon_T(\varphi,x_c) - \frac{\int_0^{\varepsilon_T(\varphi,x_c)} \frac{y_c dy_c}{\eta(\varphi,y_c,x_c)}}{\int_0^{\varepsilon_T(\varphi,x_c)} \frac{dy_c}{\eta(\varphi,y_c,x_c)}}\right](R + x_c\cos\gamma)\right\} d\varphi dx_c, \tag{17}$$

gdzie:
$\eta=\eta(\varphi,y_c,x_c)$, $0\le y_c\le\varepsilon_T$, $0\le\varphi<2\pi\theta_1$, $0\le\theta_1<1$, $0\le x_c\le 2b_c$,
$\Omega_c(\varphi,x_c)$ - stożkowa powierzchnia smarowania.

3.5. Funkcja tarcia dla parabolicznego czopa:

W przypadku łożysk parabolicznych współpracują dwie powierzchnie paraboliczne, dla których w kładzie współrzędnych parabolicznych mamy: $\alpha_1=\varphi$, $\alpha_2=y_p$, $\alpha_3=\zeta_p$ oraz współczynniki Lamego są następujące:

$$h_1 = a\cos^2\left(\frac{\zeta_p}{b_p}\sqrt{\frac{a-a_1}{a}}\right), \quad h_3 = \sqrt{1+4a\frac{(a-a_1)}{b_p^2}\sin^2\left(\frac{\zeta_p}{b_p}\sqrt{\frac{a-a_1}{a}}\right)}\cos\left(\frac{\zeta_p}{b_p}\sqrt{\frac{a-a_1}{a}}\right), \tag{18}$$

gdzie:
a - największy promień parabolicznego czopa,
a_1 - najmniejszy promień parabolicznego czopa,
$2b_p$ - długość parabolicznego czopa.

W tym przypadku siły tarcia określone wzorami (6), (7) przyjmą postać:

$$F^p_{R\varphi}(p) = \iint_{\Omega_p} \frac{\partial p}{\partial \varphi}\left[\varepsilon_T(\varphi,\zeta_p) - \frac{\int_0^{\varepsilon_T(\varphi,\zeta_p)} \frac{y_p dy_p}{\eta(\varphi,y_p,\zeta_p)}}{\int_0^{\varepsilon_T(\varphi,\zeta_p)} \frac{dy_p}{\eta(\varphi,y_p,\zeta_p)}}\right] h_3(\zeta_p) d\varphi d\zeta_p +$$

$$- \omega a^2 \iint_{\Omega_p} \left[\frac{\sqrt{1+4a\frac{(a-a_1)}{b_p^2}\sin^2\left(\frac{\zeta_p}{b_p}\sqrt{\frac{a-a_1}{a}}\right)}\cos^5\left(\frac{\zeta_p}{b_p}\sqrt{\frac{a-a_1}{a}}\right)}{\int_0^{\varepsilon_T(\varphi,\zeta_p)} \frac{dy_p}{\eta(\varphi,y_p,\zeta_p)}}\right] d\varphi d\zeta_p, \tag{19}$$

$$F_{R\zeta_p}(p) = a\iint_{\Omega_p} \frac{\partial p}{\partial \zeta_p}\left[\varepsilon_T(\varphi,\zeta_p) - \frac{\int_0^{\varepsilon_T(\varphi,\zeta_p)} \frac{y_p dy_p}{\eta(\varphi,y_p,\zeta_p)}}{\int_0^{\varepsilon_T(\varphi,\zeta_p)} \frac{dy_p}{\eta(\varphi,y_p,\zeta_p)}}\right] \cos^2\left(\frac{\zeta_p}{b_p}\sqrt{\frac{a-a_1}{a}}\right) d\varphi d\zeta_p, \tag{20}$$

gdzie:
$\eta=\eta(\varphi,y_p,\zeta_p)$, $0\le y_p\le\varepsilon_T$, $0\le\varphi<2\pi\theta_1$, $0\le\theta_1<1$, $\zeta_{p1}=\zeta_p/b_p$, $-b_p\le\zeta_p\le b_p$,
$\Omega_p(\varphi,\zeta_p)$ - paraboliczna powierzchnia smarowania.

3.6. Funkcja tarcia dla hiperbolicznego czopa

W przypadku łożysk parabolicznych współpracują dwie powierzchnie paraboliczne, dla których w kładzie współrzędnych parabolicznych mamy: $\alpha_1=\varphi$, $\alpha_2=y_h$, $\alpha_3=\zeta_h$, oraz współczynniki Lamego są następujące [6]:

$$h_1 = a\cos^{-2}\left(\frac{\zeta_h}{b_h}\sqrt{\frac{a_1-a}{a}}\right), \quad h_3 = \sqrt{1+4a\frac{(a_1-a)}{b_h^2}\tan^2\left(\frac{\zeta_h}{b_h}\sqrt{\frac{a_1-a}{a}}\right)}\cos^{-2}\left(\frac{\zeta_h}{b_h}\sqrt{\frac{a_1-a}{a}}\right), \tag{21}$$

gdzie
a_1 - oznacza największy promień hiperbolicznego czopa,
a - oznacza najmniejszy promień hiperbolicznego czopa,
$2b_h$ - długość parabolicznego czopa.

W tym przypadku siły tarcia określone wzorami (6), (7) przyjmą postać:

$$F_{R\varphi}^{h}(p)=\iint_{\Omega_h}\frac{\partial p}{\partial\varphi}\left[\varepsilon_T(\varphi,\zeta_h)-\frac{\int_0^{\varepsilon_T(\varphi,\zeta_h)}\frac{y_h dy_h}{\eta(\varphi,y_h,\zeta_h)}}{\int_0^{\varepsilon_T(\varphi,\zeta_h)}\frac{dy_h}{\eta(\varphi,y_h,\zeta_h)}}\right]h_3(\zeta_h)d\varphi d\zeta_h+$$

$$-\omega a^2\iint_{\Omega_h}\left[\frac{\sqrt{1+4a\frac{(a_1-a)}{b_h^2}\tan^2\left(\frac{\zeta_h}{b_h}\sqrt{\frac{(a_1-a)}{a}}\right)}\cos^{-6}\left(\frac{\zeta_h}{b_h}\sqrt{\frac{(a_1-a)}{a}}\right)}{\int_0^{\varepsilon_T(\varphi,\zeta_h)}\frac{dy_h}{\eta(\varphi,y_h,\zeta_h)}}\right]d\varphi d\zeta_h, \tag{22}$$

$$F_{R\zeta_h}=a\iint_{\Omega_h}\frac{\partial p}{\partial\zeta_h}\left[\varepsilon_T(\varphi,\zeta_h)-\frac{\int_0^{\varepsilon_T(\varphi,\zeta_h)}\frac{y_h dy_h}{\eta(\varphi,y_h,\zeta_h)}}{\int_0^{\varepsilon_T(\varphi,\zeta_h)}\frac{dy_h}{\eta(\varphi,y_h,\zeta_h)}}\right]\cos^{-2}\left(\frac{\zeta_h}{b_h}\sqrt{\frac{a_1-a}{a}}\right)d\varphi d\zeta_h, \tag{23}$$

gdzie:
$\eta=\eta(\varphi,y_h,\zeta_h)$, $0\le y_h\le\varepsilon_T$, $0\le\varphi<2\pi\theta_1$, $0\le\theta_1<1$, $\zeta_{h1}=\zeta_h/b_p$, $-b_h\le\zeta_h\le b_h$,
$\Omega_h(\varphi,\zeta_h)$ - hiperboliczna powierzchnia smarowania.

4. Omówienie wyników wstępnych badań oraz wnioski

Opracowany w niniejszej pracy zbiór funkcji przynależności $\{F_{AR}\}$ zbioru rozmytego A ma następujące elementy czyli funkcje tarcia:

$$\left\{\begin{matrix} F_{R\varphi}^{cy}(p), & F_{Rz}^{cy}(p), & F_{R\varphi}^{sph}(p), & F_{R\vartheta}^{sph}(p), & F_{R\varphi}^{con}(p), & F_{Rx_c}^{con}(p), \\ F_{R\varphi}^{p}(p), & F_{R\zeta_p}^{p}(p), & F_{R\varphi}^{h}(p), & F_{R\zeta_h}^{h}(p), & \ldots & \end{matrix}\right\}. \tag{24}$$

Każda z tych funkcji transformuje wartości ciśnienia hydrodynamicznego na wartości sił tarcia występujące w rozpatrywanym mikro-łożysku.

Dla każdej powierzchni wyznaczamy wypadkową siłę tarcia oraz rdzeń funkcji rozmytej przy założonym kryterium optymalnej siły tarcia [6]:

$$F_{Rcy}(p)=\sqrt{\left(F_{R\varphi}^{cy}(p)\right)^2+\left(F_{Rz}^{cy}(p)\right)^2},\quad F_{Rcy}(p)=1 \text{ dla } p\in P_{cy}\subset P, \tag{25}$$

$$F_{Rsph}(p)=\sqrt{\left(F_{R\varphi}^{sph}(p)\right)^2+F_{R\vartheta}^2(p)},\quad F_{Rsph}(p)=1 \text{ dla } p\in P_{sph}\subset P, \tag{26}$$

$$F_{Rcon}(p)=\sqrt{\left(F_{R\varphi}^{con}(p)\right)^2+F_{Rx_c}^2(p)},\quad F_{Rcon}(p)=1 \text{ dla } p\in P_{con}\subset P, \tag{27}$$

$$F_{Rpar}(p)=\sqrt{\left(F_{R\varphi}^{par}(p)\right)^2+F_{R\zeta_p}^2(p)},\quad F_{Rpar}(p)=1 \text{ dla } p\in P_{par}\subset P, \tag{28}$$

$$F_{Rhyp}(p)=\sqrt{\left(F_{R\varphi}^{hyp}(p)\right)^2+F_{R\zeta_h}^2(p)},\quad F_{Rhyp}(p)=1 \text{ dla } p\in P_{hyp}\subset P \tag{29}$$

Przy zadanym kryterium optymalnych sił tarcia, ta powierzchnia będzie najkorzystniejsza, dla której moc rdzenia czyli ilość elementów zbioru rdzenia będzie największa, czyli [2]:

$$\max\left\{\overline{\overline{P_{cy}}}, \overline{\overline{P_{sph}}}, \overline{\overline{P_{con}}}, \overline{\overline{P_{par}}}, \overline{\overline{P_{hyp}}}, \overline{\overline{P_{sph}}}\right\}, \tag{30}$$

Symbol $\overline{\overline{P}}$ oznacza moc zbioru P czyli ilość jego elementów.

Podziękowanie

Praca naukowa finansowana ze środków na naukę w latach 2009-2012 jako projekt badawczy nr 3475/B/T02/2009/36.

Literatura

[1] Bharat Bhushan, *Nano-tribology and nanomechanics of MEMS/NEMS and BioMEMS, BioNEMS materials and devices*, Microelectronic Engineering, 84, pp. 387-412, 2007.
[2] Haupt, R. L., Haupt, S. E., *Practical Genetic Algorithms*, John Wiley & Sons, 1998.
[3] Engelking, R., *Zarys topologii ogólnej*, PWN, Warszawa 1965.
[4] Jang, G. H., Seo, C. H., Ho Scong Lee, *Finite element model analysis of an HDD considering the flexibility of spinning disc-spindle, head-suspension-actuator and supporting structure*, Microsystem Technologies, 13, pp. 837-847, 2007.
[5] Novák, V., *On fuzzy type theory*, Fuzzy Sets and Systems, 149, pp. 235-273, 2005.
[6] Wierzcholski, K., Miszczak, A., *Research methods of tribological parameters in intelligent bioreactor*, (in polish), Tribologia, 3 (213), pp. 355-368, 2007.
[7] Wierzcholski, K., Miszczak, A., *Load Carrying Capacity of Microbearings with Parabolic Journal*, Solid State Phenomena, Trans. Technical Publications, Vol. 147-149, pp. 542-547, Switzerland 2009.
[8] Zadeh, L. A., *Fuzzy algorithms*, Information and Control, 12 (2), pp. 94-102, 1968.
[9] Zimmermann, H., *Fuzzy set theory and its applications*, Kluwer Academic Publishers, Boston 2001.