

Model promieniowego pasywnego łożyska magnetycznego

Krzysztof Falkowski

Wojskowa Akademia Techniczna

Streszczenie: W artykule przedstawiona jest analityczna metoda wyznaczania charakterystyki statycznej łożyska pasywnego. Do wyznaczenia modelu analitycznego wykorzystany został model pętli kołowej z prądem molekularnym. Korzystając z zależności matematycznych można oszacować maksymalne obciążenie łożyska magnetycznego w zależności od położenia wirnika w szczelinie powietrznej. W artykule przedstawiona została konstrukcja pasywnego łożyska magnetycznego oraz zależność siły magnetycznej od położenia wirnika w szczelinie powietrznej. Ponadto przedstawione są charakterystyki statyczne wyznaczone metodą elementów skończonych i eksperymentalnie.

Słowa kluczowe: pasywne łożysko magnetyczne, charakterystyka statyczna, współczynnik sztywności, model pętli z prądem molekularnym

1. Wprowadzenie

Do bezkontaktowego łożyskowania wirników wykorzystuje się łożyska magnetyczne. Łożyska tego typu wykorzystują siły magnetyczne do utrzymania wirnika w stanie lewitacji magnetycznej. Przez wprowadzenie wirnika w stan lewitacji magnetycznej, eliminuje się kontakt mechaniczny między wirującymi parami kinematycznymi, a tym samym eliminuje siły tarcia między bieżnią i statorem łożyska magnetycznego.

Łożyska magnetyczne dzielą się na pasywne i aktywne. W aktywnym łożysku magnetycznym występuje układ sprzężenia zwrotnego między położeniem wirnika w szczelinie powietrznej i siłą magnetyczną. Łożysko tego typu posiada czujnik mierzący położenie wirnika w szczelinie powietrznej, układ sterowania oraz wzmacniacz, który pracuje, jako sterowane źródło prądowe. Zmiana położenia wirnika w szczelinie powietrznej jest rejestrowana przez czujnik, a następnie informacja o przemieszczeniu przekazywana jest do regulatora, który zmienia wartość prądu w cewkach elektromagnesów. Położeniem wirnika można sterować zgodnie z prawem sterowania regulatora [2]. Do podstawowych zalet aktywnego łożyska magnetycznego, należy zaliczyć bardzo dużą precyzję sterowania położeniem wirnika w szczelinie powietrznej oraz aktywne tłumienie drgań. Przez aktywną zmianę siły magnetycznej i zmianę punktu pracy łożyska można modelować ruch wirnika w szczelinie powietrznej.

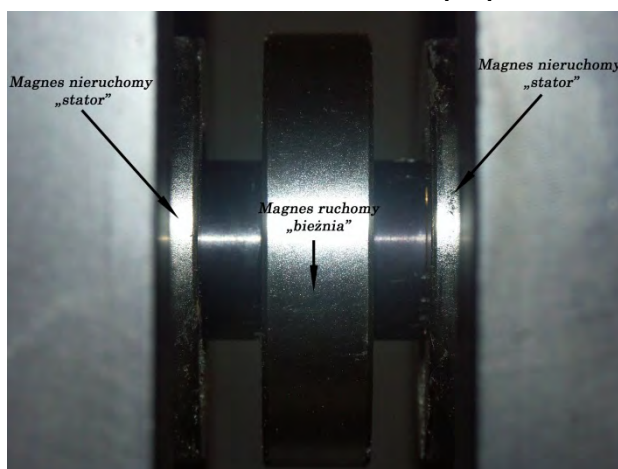
Jednak łożyska te posiadają dwie zasadnicze wady. Pierwszą jest to, że łożysko tego typu wymaga ciągłego zasilania. Przerwa w dostarczaniu energii powoduje zatrzymanie łożyska, co może prowadzić do uszkodzenia maszyny wirnikowej. Dlatego w systemach łożyskowania

magnetycznego niezbędne są dodatkowe układy zapewniające bezpieczny wybieg wirnika po zaniku zasilania. Konstrukcja aktywnego łożyska jest złożona, wymaga wielu komponentów i układów, co podnosi koszt wykonania łożyska magnetycznego i całego systemu łożyskowania magnetycznego.

Powyższych wad pozbawione jest łożysko pasywne. Łożysko tego typu zbudowane jest z magnesów lub zespołu magnesów. W strukturze łożyska nie występują żadne dodatkowe elementy, brak jest układu sprzężenia zwrotnego między położeniem wirnika i generowaną siłą magnetyczną [3, 4, 7, 8].

Łożysko magnetyczne jest zbudowane z dwu magnesów lub zespołu magnesów, między którymi występują magnetyczne siły odpychające. Magnetycznych sił przyciągających nie stosuje się w łożyskach ze względu na niebezpieczeństwo zablokowania wirnika w wyniku połączenia się magnesów.

Pierwszy magnes sztywno jest połączony z obudową maszyny. Magnes ten nie wykonuje żadnego ruchu i dalej będzie nazywany statorem. Drugi magnes połączony jest z wirnikiem i wraz z nim wykonuje złożony ruch (rys. 1). Magnes ten w dalszej części nazywany będzie bieżnią. Przedstawiony podział jest niezbędny do prawidłowej pracy łożyska pasywnego. Stator i bieżnia może być wykonany jako pojedynczy magnes lub zespół magnesów, o różnej orientacji wektora magnetyzacji [3, 4].



Rys. 1. Osiowe pasywne łożysko magnetyczne

Fig. 1. Axial passive magnetic bearing

Zależnie od kierunku przenoszonych obciążeń, łożyska pasywne wykorzystuje się do przenoszenia obciążeń osiowych (rys. 1) i promieniowych. Do przenoszenia obciążeń osiowych wykorzystuje się magnesy pierścieniowe z osiową orientacją wektora magnetyzacji, natomiast do przenosze-

nia obciążeń promieniowych stosowane są magnesy pierścieniowe z promieniową orientacją wektora magnetyzacji.

Magnesy trwale charakteryzują się właściwościami, które zapewniają ich ciągłą pracę i nie wymagają żadnych dodatkowych obsług [1]. Ponadto konstrukcja jest wielokrotnie tańsza niż łożyska aktywne. Łożysko pasywne pozbawione są wad, które posiada łożysko aktywne, jednak i ono posiada ograniczenia.

Podstawowym ograniczeniem jest twierdzenie Ershowa zgodnie, z którym nie można uzyskać stabilnego stanu równowagi między magnesami. Oznacza to, że dwa magnesy będą dążyły do połączenia się, a stan lewitacji istnieje przy zerowym zapasie stabilności. Dlatego w systemach łożyskowania pasywnego zawsze musi znajdować się jeden stopień aktywny, lub podpora sztywna zapewniająca stałe położenie wirnika tak, by magnesy zajmowały wymagane położenie.

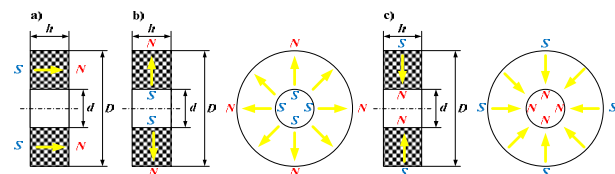
W łożysku pasywnym nie można zagwarantować współosiowego położenia magnesu ruchomego względem magnesu nieruchomego, co prowadzi do braku współosiowości wirnika względem obudowy maszyny. Łożysko pasywne nie posiada układu sprzężenia zwrotnego, które zapewnia astatyczne położenie wirnika, jak to ma miejsce w łożysku aktywnym.

Można wyciągnąć następujący wniosek: jeżeli potrzebne jest łożysko precyzyjne to należy wybrać łożysko aktywne, ale należy liczyć się ze znacznymi kosztami. Natomiast efekt lewitacji magnetycznej można uzyskać stosując proste i tanie zawieszenie pasywne, ale należy się liczyć z brakiem współosiowości.

Przez zastosowanie w konstrukcji łożyska tablicy magnesów (tablica Halbacha) można uzyskać znaczną poprawę sztywności zawieszenia magnetycznego. W dalszej części artykułu przedstawiona zostanie konstrukcja i model matematyczny promieniowego pasywnego łożyska magnetycznego.

2. Pasywne łożysko magnetyczne z tablicą Halbacha

W konstrukcji pasywnych łożysk magnetycznych wykorzystuje się tablice Halbacha, które powstają przez łączenie magnesów o różnej orientacji wektora magnetyzacji. Tablica zawiera magnesy z osiową i promieniową orientacją wektora magnetyzacji. Magnesy wykorzystane w konstrukcji tablicy przedstawione są na rys. 2.

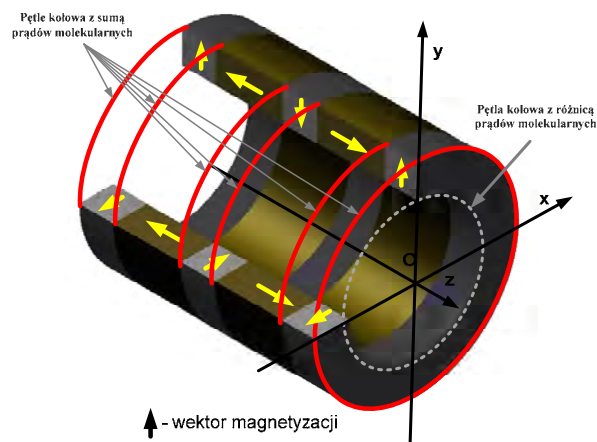


Rys. 2. Magnesy pierścieniowe z osiową i promieniową orientacją wektora magnetyzacji

Fig. 2. The ring shaped magnets with axial and radial orientation of vector of magnetization

Na rys. 3 przedstawiony jest przykładowy układ magnesów ułożonych w tablicę, w której wykorzystano trzy magnesy z promieniową orientacją wektora magnetyzacji

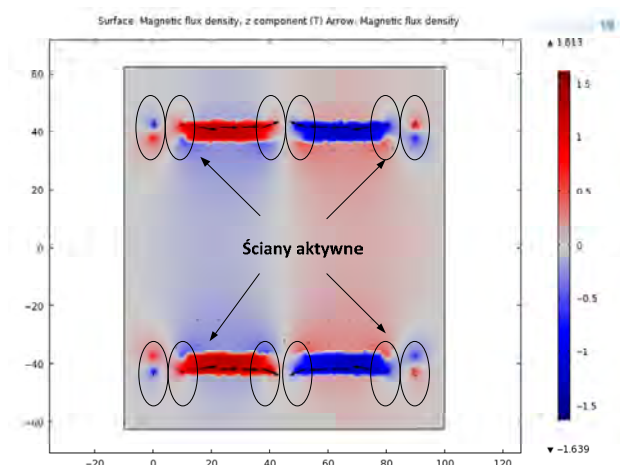
i dwa magnesy z osiową orientacją. Magnes z promieniową orientacją wektora magnetyzacji posiada wektor magnetyzacji skierowany do wewnątrz magnesu (magnes centralny) i skierowany na zewnątrz tablicy (magnesy skrajne).



Rys. 3. Tablica Halbacha złożona z magnesów z osiową i promieniową orientacją wektora magnetyzacji

Fig. 3. The Halbach array assembly with the axial and radial magnetization

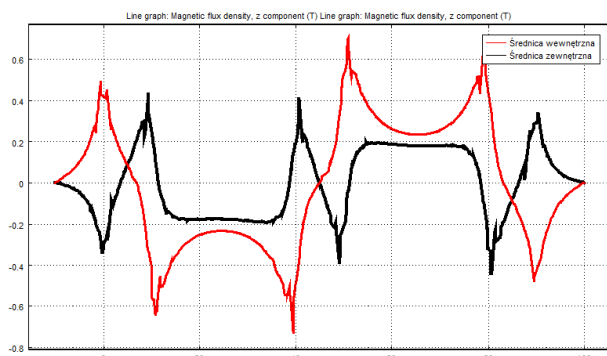
Połączenie magnesów prowadzi do wygenerowania obszarów wokół tablicy o bardzo dużej wartości indukcji magnetycznej. Obszary te znajdują się w pobliżu połączonych ścian magnesów. Na rys. 4 przedstawiony jest rozkład indukcji magnetycznej dla tablicy przedstawionej na rys. 3.



Rys. 4. Rozkład indukcji magnetycznej z zaznaczonymi obszarami ścian aktywne

Fig. 4. The distribution magnetic flux density and the area active wall

Na rysunku 4 można wyróżnić obszary, gdzie wartość indukcji jest dużo większa. Wszystkie te obszary znajdują się w miejscach styku ścian magnesów. Na kolejnym rysunku przedstawiony jest rozkład indukcji magnetycznej wzdłuż tablicy, która została oszacowana dla średnicy zewnętrznej i wewnętrznej magnesu. W obszarach styku ścian występuje wyraźne zwiększenie wartości indukcji magnetycznej (rys. 5).



Rys. 5. Indukcja magnetyczna dla wewnętrznej i zewnętrznej średnicy tablicy Halbacha

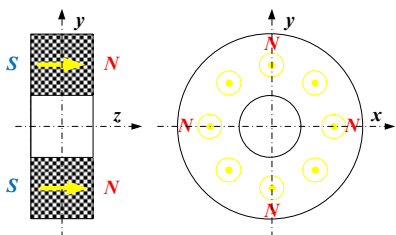
Fig. 5. The magnetic flux density for inner and outer diameter of the halbach array

Zwiększenie wartości indukcji w obszarze styku ścian magnesów jest spowodowane sumowaniem się prądów molekularnych, które wnoszą poszczególne magnesy. Wartość prądu molekularnego $\vec{I}$ można oszacować, jako:

$$\vec{I} = (\vec{M} \times \vec{n})h \quad (1)$$

gdzie: $\vec{M}$ – wektor magnetyzacji, $\vec{n}$ – wektor normalny do powierzchni, h – wysokość ściany magnesu.

W magnecie pierścieniowym z radialną orientacją wektor magnetyzacji prąd molekularny występuje tylko w ścianach czołowych, natomiast w magnecie z osiową orientacją prądy molekularne występują w ścianach walcowych średnicy zewnętrznej i wewnętrznej. Zależnie od typu ściany i magnesu wartości prądu molekularnego przyjmują wartości.



Rys. 6. Magnes z osiową orientacją wektora magnetyzacji

Fig. 6. The magnet with axial orientation of magnetization

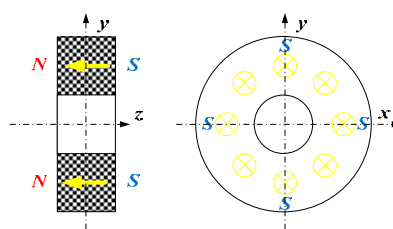
Dla magnesu z osiową orientacją wektora magnetyzacji (rys. 6 i 7) prąd powierzchniowy dla ściany zewnętrznej magnesu osiowego $\vec{I}_{out}$, jest równy:

$$\vec{I}_{out} = [-Mh \sin \varphi \quad Mh \cos \varphi \quad 0], \quad (2)$$

Natomiast prąd powierzchniowy dla ściany wewnętrznej $\vec{I}_{in}$ jest równy:

$$\vec{I}_{in} = [Mh \sin \varphi \quad -Mh \cos \varphi \quad 0]. \quad (3)$$

Podane wartości dotyczą magnesu przedstawionego na rys. 6.



Rys. 7. Magnes z osiową orientacją wektora magnetyzacji

Fig. 7. Magnet with axial orientation of magnetization

Prądy powierzchniowe dla magnesu przedstawionego na rys. 7, są równe:

- prąd powierzchniowy dla ściany zewnętrznej magnesu $\vec{I}_{out}$:

$$\vec{I}_{out} = [Mh \sin \varphi \quad -Mh \cos \varphi \quad 0] \quad (4)$$

- prąd powierzchniowy dla ściany wewnętrznej $\vec{I}_{in}$:

$$\vec{I}_{in} = [-Mh \sin \varphi \quad Mh \cos \varphi \quad 0] \quad (5)$$

Prąd powierzchniowy dla magnesu z promieniową orientacją wektora magnetyzacji (rys. 2b), jest równy:

- dla ściany lewej:

$$\vec{I}_{out} = [-Mh \sin \varphi \quad Mh \cos \varphi \quad 0] \quad (6)$$

- dla ściany prawej:

$$\vec{I}_{in} = [Mh \sin \varphi \quad -Mh \cos \varphi \quad 0] \quad (7)$$

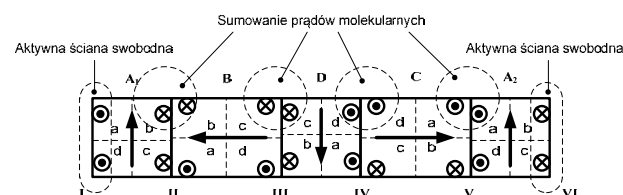
Natomiast dla magnesu z rys. 2c prądy są odpowiednio równe:

- dla ściany lewej:

$$\vec{I}_l = [Mh \sin \varphi \quad -Mh \cos \varphi \quad 0] \quad (8)$$

- dla ściany prawej:

$$\vec{I}_p = [-Mh \sin \varphi \quad Mh \cos \varphi \quad 0] \quad (9)$$



Rys. 8. Przekrój przez tablicę magnesów

Fig. 8. Cross-section through array of magnet

Na rys. 8 zaznaczono orientację prądów molekularnych występujących w ścianach aktywnych magnesów tworzących tablicę. Magnes oznaczony literą B i C posiada osiową orientację wektora magnetyzacji. Natomiast magnesy

A_1 , A_2 i D mają promieniową orientację wektora magnetyzacji. Prądy molekularne podlegają sumowaniu, dlatego można wyróżnić obszary, gdzie wartość prądu molekularnego znacznie rośnie. Natomiast w innych obszarach prądy molekularne maleją. Porównując rozkład prądów molekularnych przedstawiony na rys. 8 z rozkładem indukcji magnetycznej z rys. 5, można zauważyć zbieżność między efektem sumowania prądów molekularnych w ścianach aktywnych, a rozkładem indukcji magnetycznej.

3. Siła magnetyczna

W łożysku pasywnym wykorzystuje się dwie tablice, umieszczone jedna wewnątrz drugiej. Jedna tablica jest nieruchoma i jest sztywno związana z obudową maszyny wirnikowej, natomiast druga związana jest z wirnikiem. Na rys. 9 przedstawiony jest przekrój przez tablice łożyska.

Rys. 9. Pasywne łożysko magnetyczne z tablicami Halbacha

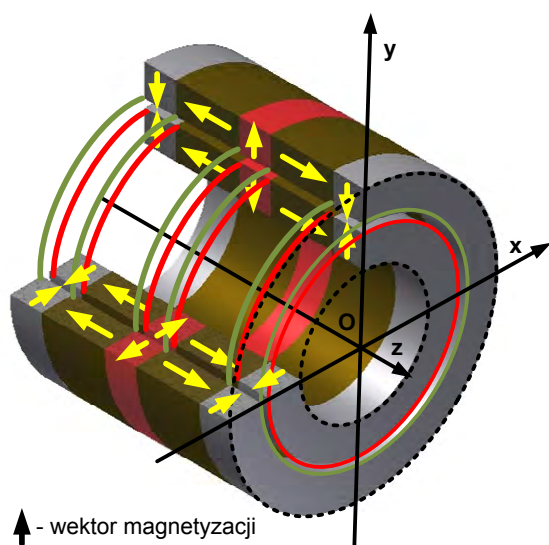


Fig. 9. The passive magnetic bearing with Halbach arrays

Wyznaczenie sił oddziaływania magnetycznego ze względu na niejednorodność pola magnetycznego generowanego przez magnesy jest zagadnieniem bardzo złożonym. Obecnie tylko metoda elementów skończonych umożliwia wyznaczenie wartości siły magnetycznej, jednak jest stosowanie wiąże się z posiadaniem specjalistycznego oprogramowania, często niedostępnego dla przeciętnego inżyniera.

Dlatego w dalszej analizie zostanie wykorzystany model pętli kołowej z prądem molekularnym, jako model aktywnej ściany w magnesie. Pętla kołowa umożliwia zastosowanie podejścia dyskretnego do magnesu a zjawiska magnetyczne mogą być rozpatrywane jak dla obwodu elektrycznego. Pętle kołowe w tablicy Halbacha zostaną wykorzystane do modelowania połączenia dwóch ścian aktywnych. Na rys. 9 kolorem zielonym i czerwonym zaznaczono pętle kołowe, do których sprowadzona zostanie dalsza analiza. Kolor zielony oznacza pętle statora (tablica nieruchoma), natomiast kolorem czerwonym zaznaczona jest pętla kołowa w tablicy ruchomej. W zaznaczonych pętlach płynie prąd molekularny, który jest wynikiem

sumowania się prądów molekularnych płynących w ścianach należących do różnych magnesów (rys. 8).

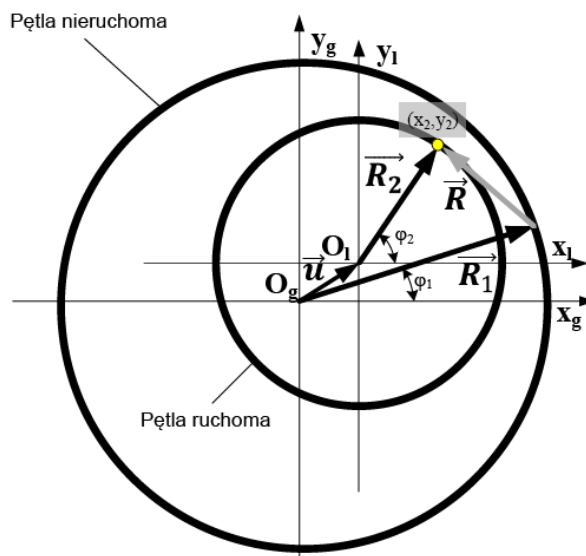
Prąd molekularny w ścianie II tab. (rys. 8), jest równy sumie prądów w ścianie oznaczonej, jako $I_{A,b}$ w magnesie A z radialną orientacją wektora magnetyzacji i I_{Bb} ścianie magnesu B z osiową orientacją wektora magnetyzacji:

$$I_{II} = I_{A,b} + I_{Bb}, \quad (10)$$

Wartości indukcji magnetycznej w punkcie $p(x_2, y_2)$ można oszacować korzystając z prawa Biota-Savarta (rys. 10):

$$\vec{B}(x_2, y_2) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\vec{I} \times \vec{R}}{R^3} dl \quad (11)$$

gdzie: $\vec{I}$ – wektor prądu płynącego przez nieruchomą pętlę kołową, $\vec{R}$ – wektor łączący punkt na nieruchomej pętli kołowej z punktem o współrzędnych (x_2, y_2) , R – moduł wektora $\vec{R}$.



Rys. 10 Orientacja nieruchomej i ruchomej pętli kołowej

Fig. 10. The location of immovable and movable loop

Ponieważ promienie ruchomej i nieruchomej pętli kołowej są zbliżone, co do wartości, to:

$$\frac{R_2^2}{R_1^2} \approx 1$$

Ostatecznie odwrotność modułu wektora $\vec{R}$ jest równa:

$$\frac{1}{R} = \left[\frac{\sqrt{2}}{2R_1} + \frac{\sqrt{2}x_2 \cos \varphi_1}{4R_1^2} + \frac{\sqrt{2}y_2 \sin \varphi_1}{4R_1^2} \right] \quad (12)$$

Wartość indukcji w punkcie p można zapisać, jako:

$$B_z(x, y, \varphi_2) = K_{B0}(\varphi_2) + K_{Bx}(\varphi_2)x + K_{By}(\varphi_2)y. \quad (13)$$

gdzie:

$K_{B0}(\varphi_2)$ – składowa stała indukcji magnetycznej w punkcie pracy:

$$K_{B0}(\varphi_2) = \vec{B}(0,0,\varphi_2) = \frac{\sqrt{2}}{16\pi} \frac{\mu_0}{R_1^2} Mh \left\{ -R_1 + \frac{3\pi R_2^2}{4R_1} + \frac{3\pi R_4^4}{32R_1^3} \right\} \quad (14)$$

$K_{Bx}(\varphi_2)$ – składowa związana z przemieszczeniem pętli w kierunku osi Ox:

$$K_{Bx}(\varphi_2) = \frac{d\vec{B}(x, y, \varphi_2)}{dx} = \frac{\sqrt{2}}{16\pi} \frac{\mu_0}{R_1^2} Mh \left\{ \frac{3\pi R_2}{2R_1} \cos \varphi_2 + \frac{3\pi R_2^3}{8R_1^3} \cos \varphi_2 \right\} \quad (15)$$

$K_{By}(\varphi_2)$ – składowa związana z przemieszczeniem pętli w kierunku osi Oy:

$$K_{By}(\varphi_2) = \frac{d\vec{B}(x, y, \varphi_2)}{dy} = \frac{\sqrt{2}}{16\pi} \frac{\mu_0}{R_1^2} Mh \left\{ \frac{3\pi R_2}{2R_1} \sin \varphi_2 + \frac{3\pi R_2^3}{8R_1^3} \sin \varphi_2 \right\} \quad (16)$$

gdzie: x, y – odpowiednio przemieszczenie pętli ruchomej w kierunku osi Ox i Oy.

W tablicy ruchomej w miejscach styku magnesów, powstają ściany aktywne, w których płynie prąd molekularny. Na taką pętlę w zewnętrznym polu magnetycznym działa siła magnetyczna, zgodnie z prawem Lorentza:

$$\vec{F} = \int (\vec{I}_r \times \vec{B}) d\vec{l}_r, \quad (17)$$

Uwzględniając składowe indukcji magnetycznej oraz składowe prądu w pętli ruchomej:

$$\vec{F} = R_2 \int_0^{2\pi} (B_z I_r \cos \varphi_2 \vec{i} + B_z I_r \sin \varphi_2 \vec{j}) d\varphi_2 \quad (18)$$

Po podstawieniu (13) do (18), otrzymamy składowe siły magnetycznej działającej na łożyskowany magnetycznie wirnik. Siła ta jest równa:

$$\vec{F} = R_2 \int_0^{2\pi} (K_{B0}(\varphi_2) + K_{Bx}(\varphi_2) + K_{By}(\varphi_2)) I_r \cos \varphi_2 d\varphi_2 \quad (19)$$

$$\vec{F} = R_2 \int_0^{2\pi} (K_{B0}(\varphi_2) + K_{Bx}(\varphi_2) + K_{By}(\varphi_2)) I_r \sin \varphi_2 d\varphi_2 \quad (20)$$

Po uwzględnieniu współczynników (14), (15) i (16), siła magnetyczna przyjmie wartość:

$$F = \frac{3\sqrt{2}\mu_0\pi}{32} \frac{R_2^2}{R_1^3} I_r I_s \left(1 + \frac{R_2^2}{4R_1^2} \right) x \quad (21)$$

$$F = \frac{3\sqrt{2}\mu_0\pi}{32} \frac{R_2^2}{R_1^3} I_r I_s \left(1 + \frac{R_2^2}{4R_1^2} \right) y \quad (22)$$

Wyrażenia (21) i (22) przedstawiają składowe siły magnetycznej w kierunku osi Ox i Oy, generowane przez łożysko magnetyczne.

4. Weryfikacja modelu

Wyznaczony model został poddany badaniom weryfikacyjnym. Badania zrealizowano dla pasywnego łożyska magnetycznego z tablicą Halbacha, która została wykonana z materiału N35. Na rys. 11 i 12 przedstawione są tablice statora i bieźni. Łożysko zostało zamontowane na

stanowisku laboratoryjnym (rys. 13), gdzie zostało obciążone siłą zewnętrzną (masa na zawieszce), a następnie rejestrowano ugięcie wirnika. Stator łożyska jest wykonany z magnesów pierścieniowych o średnicy zewnętrznej 85 mm i wewnętrznej 75 mm (rys. 11). Wysokość pierścienia z promieniową orientacją wektora magnetyzacji wynosi 10 mm, natomiast magnes z osiową orientacją wektora magnetyzacji posiada wysokość 30 mm.



Rys. 11. Tablica Halbacha statora

Fig. 11. The Halbach array of the stator



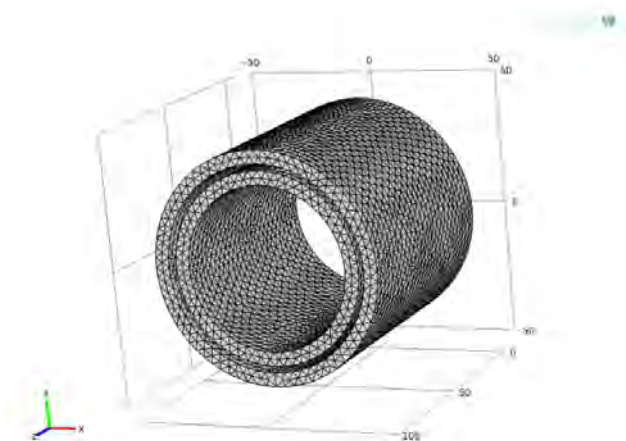
Rys. 12. Tablica Halbacha bieźni

Fig. 12. The Halbach array of track



Rys. 13. Stanowisko laboratoryjne

Fig. 13. The laboratory stand



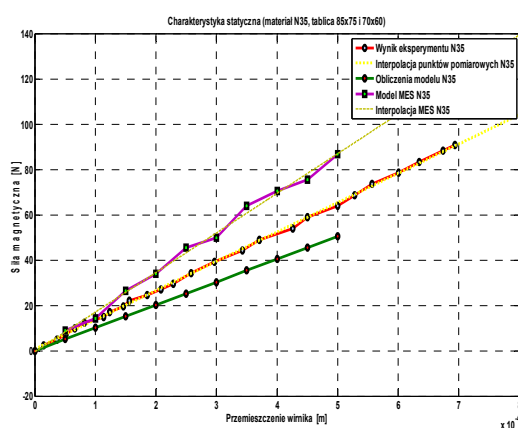
Rys. 14. Model MES łożyska pasywnego

Fig. 14. The FEM model of the passive magnetic bearing

Tablica bieźni ma średnicę zewnętrzną 70 mm i wewnętrzną 60 mm (rys. 12). Wysokość magnesów jest taka sama, jak dla statora. Ponieważ nie można nabyć magnesów z promieniową orientacją wektora magnetyzacji, magnesy te zostały wykonane z sektorów o wymiarach odpowiadających średnicom tablicy.

Dodatkowo wykonano badania z wykorzystaniem metody elementów skończonych. W programie Comsol-Multiphysics, został zbudowany model tablic Halbacha łożyska pasywnego. Następnie wykonano analizy sił magnetycznych dla różnych położań bieźni względem statora. Na rys. 14 przedstawiony jest model MES poddany badaniom weryfikacyjnym.

Korzystając z modelu matematycznego (21) i (22) wyznaczono charakterystykę statyczną zawieszenia magnetycznego. Charakterystyka zawieszenia przedstawiona jest na rys. 15. Obliczenia zostały wykonane dla pętli kołowych, których wymiary zostały powyżej zdefiniowane. Przyjęto w modelu remanencję równą $B_r=1121$ T.



Rys. 15. Charakterystyka statyczna łożyska pasywnego wyznaczona metodą elementów skończonych, eksperymentalnie i analitycznie z wykorzystaniem modeli pętli kołowych z prądem molekularnym

Fig. 15. The static characteristic of the passive magnetic bearing estimated the finite element method, experimental and analytical results from the loop with molecular current model

Na rys. 15 przedstawiono charakterystyki statyczne wyznaczone metodą elementów skończonych oraz wynik eksperymentu. W obszarze małych przemieszczeń wyniki pokrywają się. Większe różnice występują dla dużych przemieszczeń. Każda z charakterystyk posiada inny współczynnik kierunkowy, który można w dalszej analizie traktować, jako współczynnik sztywności zawieszenia pasywnego.

5. Podsumowanie

Zastosowanie modelu pętli kołowej prowadzi do analitycznego rozwiązania wyznaczania sił magnetycznych. Korzystając z przedstawionego modelu, można oszacować podstawowe parametry geometryczne magnesów oraz określić wpływ właściwości magnetycznych magnesu na maksymalną wartość siły nośnej łożyska pasywnego.

Jak można zauważyć, na rys. 15 występują rozbieżności między wynikami eksperymentalnymi i metodą numeryczną oraz analityczną. Metoda analityczna ze względu na przyjęcie uproszczenia, oraz linearyzację wprowadza błędy. Jednak odchylenie wartości nie jest na tyle duże, aby dyskwalifikowało tę metodę. Odchylenie na poziomie kilku niutonów jest dopuszczalne.

Na rys. 15 można zauważyć rozbieżność między charakterystyką statyczną wyznaczoną metodą elementów skończonych i wynikami badań eksperymentalnych. Metody komputerowe w większości przypadków nie uwzględniają niejednorodności materiału i powstających rozbieżności w rozkładzie pola magnetycznego. Dodatkowym ograniczeniem jest konstrukcja magnesów pierścieniowych z radialną orientacją wektora magnetyzacji. Pomimo ofert katalogowych producentów, magnesy pierścieniowe z radialną orientacją wektora magnetyzacji są niedostępne. Jedynym dostępnym rozwiązaniem są magnesy wykonane, jako sektory z radialnie zorientowanym wektorem magnetyzacji. Dodatkowo czoło bieźni i statora łożyska powinno być ustawione równolegle. W modelu symulacyjnym jest to realizowane dokładnie, natomiast model rzeczywisty nie zawsze zapewnia tolerancję na poziomie zera.

Jak wynika z przedstawionej analizy zawsze istnieją ograniczenia, które prowadzą do rozbieżności w procesie konstruowania łożyska pasywnego. W przypadku konstrukcji łożyska magnetycznego lepiej jest nie doszacować siły nośnej, niż przeszacować, jak wskazuje charakterystyka statyczna wyznaczona metodą elementów skończonych.

Bibliografia

1. Andrews C. M.: "Understanding Permanent Magnets", TechNotes, Group Arnold, 1998.
2. Falkowski K., Gosiewski Z.: "Wielofunkcyjne łożyska magnetyczne", Instytut Lotnictwa, Warszawa, 2003.
3. Falkowski K., Henzel M.: The high efficiency radial passive magnetic bearing, The 5th International Conference "Mechatronic Systems and Materials", Vilno, 2009.
4. Falkowski K.: "The Identification Dynamic Characteristic of the Passive Magnetic Bearing with Halbach Array", The 6th International Conference "Mechatronic Systems and Materials", 2010.

5. Griffiths D.J.: „Wprowadzenie do elektrodynamiki”, PWN, 2005.
6. Yonnet J. P.: „Passive Magnetic Bearing with Permanent Magnet”, IEEE Transactions On Magnetic , Vol. MAG-14, No 5, 1978.
7. Ravaut R., Lemarquand G., Lemarquand V.: „Force and Stiffness of Passive Magnetic Bearing Using Permanent Magnets. Part 1: Axial Magnetization”, IEEE Transactions On Magnetic , Vol. 45, No 7, 2009.
8. Ravaut R., Lemarquand G., Lemarquand V.: „Force and Stiffness of Passive Magnetic Bearing Using Permanent Magnets. Part 2: Radial Magnetization”, IEEE Transactions On Magnetic , Vol. 45, No 9, 2009.
9. Zahn M.: “Electromagnetic Field Theory: A Problem Solving Approach”, Second edition, Krieger Publishing Company, 2003. ■

The model of the passive magnetic bearing

Abstract: There is presented analytical method estimation of the static characteristic of the passive magnetic bearing. The loop with molecular current model is used to obtain the analytical model. The characteristic decides about the load of the passive bearing. The change of magnetic force is proportional to position the rotor in the air gap of bearing. In the paper is presented construction of the passive magnetic bearing and analytically relationship between position the rotor in the air gap and magnet-

ic force. The author is present relationship between the static characteristic estimated by finite element method and experiment.

Keywords: passive magnetic bearing, static characteristic, stiffness coefficient, loop with molecular current model.

dr inż. Krzysztof Falkowski

Dr inż. Krzysztof Falkowski jest absolwentem Wojskowej Akademii Technicznej. W 1999 roku uzyskał stopień naukowy doktora nauk technicznych. W swojej pracy naukowej, zajmuje się problematyką zawiesznień i łożysk magnetycznych oraz bezłożyskowych silników elektrycznych. Jest autorem i współautorem monografii i wielu artykułów poświęconych problematyce technicznego wykorzystania zjawiska lewitacji magnetycznej. Zajmuje się organizacją pracowni zawiesznień magnetycznych w laboratorium silników lotniczych Wojskowej Akademii Technicznej.

e-mail:

krzysztof.falkowski@wat.edu.pl

