

슬롯리스 브러시리스 영구자석기기의 자화 패턴에 따른 전자기적 특성해석

論 文
54B-12-2

Electromagnetic Analysis of Slotless Brushless Permanent Magnet Machines According to Magnetization Patterns

張錫明*·崔璋英†·趙漢旭**·朴志勳***
(Seok-Myeong Jang · Jang-Young Choi · Han-Wook Cho · Ji-Hoon Park)

Abstract -This paper deals with the electromagnetic field analysis of slotless brushless permanent magnet machines with three different magnetization patterns such as Halbach, parallel and radial magnetization. The magnetization modeling of Halbach, parallel and radial magnetization is performed analytically. And then, analytical solutions for open-circuit field distributions, armature reaction field distributions, flux linkages due to PMs and stator windings, torque, back-emf and inductance are derived in terms of magnetic vector potential and two-dimensional (2-d) polar coordinate systems. The analytical results are validated extensively by finite element (FE) analyses. The magnet volume required in order to produce identical flux density is compared with each magnetization. Finally, analytical solutions and derivation procedures of those presented in this paper can be applied to slotless and slotted brushless permanent magnet AC and DC machines.

Key Words : Electromagnetic Field Analysis, Slotless Brushless Permanent Magnet Machines, Halbach, Parallel and Radial Magnetization.

1. 서 론

Nd-Fe-B 재료의 영구자석을 사용한 기기들은 토크와 고정자 전류사이의 선형적 관계 및 고 토크화로 인하여 고성능, 가변속 및 위치 제어에 매우 적합하다[1-2]. 따라서 최근 들어 영구자석기기에 대한 해석 및 설계와 구동방식에 대한 연구가 활발히 진행 중이다.

영구자석 기기들은 구동 방식에 따라 동기기와 브러시리스 직류기로 응용되어지고, 두 기기의 전기회로와 자기회로는 매우 유사 즉, 계자 시스템으로 회전자에 영구자석을 사용하고 고정자 슬롯에 다상 대개 3상권선이 감겨져 있다. 영구자석형 동기기는 3상 정현파 전압이 인가되고 회전자계의 원리로 동작하기 때문에, 일정 전압 대 주파수 제어를 위한 회전자 위치센서가 불필요하다. 반면에 브러시리스 영구자석형 직류기는 회전자의 움직임에 정확한 동기를 맞추기 위하여 인가 전기자 전류가 스위칭될 수 있도록 회전자의 위치를 피드백하는 홀 센서와 같은 위치센서가 필요하다. 그러나 앞서도 언급했듯이, 영구자석형 동기기와 브러시리스 직류기는 구동 방식만 다를 뿐 전기회로와 자기회로의 구성이 유사하기 때

문에, 영구자석 및 고정자권선에 의한 자계 특성식 및 쇄교자속 특성식 그리고 역기전력특성식과 같은 전자기적 특성식들은 둘 모두 동일한 방식으로 유도된다 [3].

영구자석 회전기의 해석 및 설계에는 유한요소해석법과 같은 수치해석 방법과 공간고조파법과 같은 해석적 방법이 주로 사용된다. 유한요소 해석법과 같은 수치해석 방법은 고정자 요크의 포화 및 재료의 비선형 등을 고려한 정확한 해석 및 설계를 제공한다. 그러나 유한요소법을 기반으로 하는 수치 해석 상용 프로그램이 정확한 해석을 제공하고 사용자가 사용하기 편하도록 제작되어 현재 널리 보급되었을 지라도, 그것은 여전히 시간이 오래 걸릴 뿐만 아니라, 공간고조파법과 같은 해석적 방법에 의한 해석 해를 제공하지 못하기 때문에 설계변수에 따른 기기 특성을 보는데 불편하고, 동특성 시뮬레이션을 위한 제어정수도출에도 어려움을 갖는다 [4].

따라서 본 논문은 자화 패턴에 따른 슬롯리스 브러시리스 영구자석형 기기의 전자기적 특성해석을 공간고조파법을 이용하여 수행하고자 한다. 우선 Halbach 자화, 반경방향 자화 및 평행방향 자화에 대한 자화 모델링을 한 후, 자기벡터 자위와 2차원적인 극 좌표계를 사용하여 지배방정식을 도출하였다. 도출된 지배방정식의 해석 해에 경계조건을 대입함으로써 무부하시 자계분포에 대한 해석 해를 유도하였다. 전기자 반작용 자계 역시 전류 밀도분포를 모델링한 후 무부하시 자계분포와 같은 방법을 적용하여 전기자 반작용 자계에 대한 해석 해를 이끌어 냈다. 유도된 무부하시 자계분포 및 전기자 반작용 자계분포에 대한 해석 해로부터 역기전력, 인덕턴스 및 토크에 대한 해석 해 역시 유도되었다. 마지막으

† 교신저자, 正會員 : 忠南大 工大 電氣工學科 博士課程
E-mail : aramis76@cnu.ac.kr

* 正會員 : 忠南大 工大 電氣工學科 教授 · 工博

** 正會員 : 忠南大 工大 電氣工學科 博士課程

*** 學生會員 : 忠南大 工大 電氣工學科 碩士課程

接受日字 : 2005年 5月 27日

最終完了 : 2005年 9月 30日

로 해석결과는 유한요소 해석결과와 비교하여 잘 일치함을 확인하였고, 각 자화에 대해 동일한 자속밀도를 내기 위해 요구되는 영구자석 체적량 비교 역시 수행 하였다. 마지막으로 본 논문에서 제시된 해석해 및 해석해의 유도과정은 슬롯리스 뿐만 아니라 슬롯티드 고정자구조에도 적용 가능할 것으로 사료된다.

2. 브러시리스 슬롯리스 영구자석형 기기의 구조

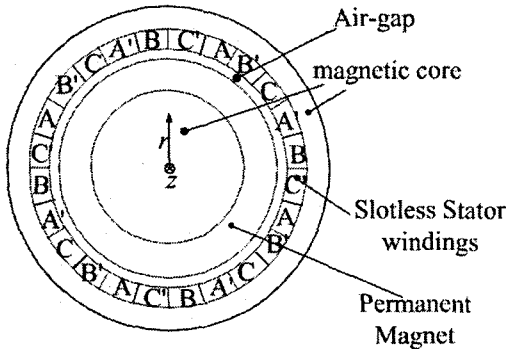


그림 1 브러시리스 슬롯리스 영구자석 기기의 구조
Fig. 1 Structures of brushless slotless permanent magnet machines

그림 1은 슬롯리스 브러시리스 영구자석형 기기의 구조를 보여준다. 그림 1에서 보는 바와 같이, 자속 경로를 위한 자성체 코어가 회전자축과 고정자 요크에 사용되어 졌고, 회전자에는 표면부착형 영구자석이 사용되어졌다. 고정자 권선은 슬롯티드가 아닌 슬롯리스 형태로 링 형의 요크에 슬롯리스 권선 또는 환상형 권선을 시행한다. 슬롯리스 영구자석형 기기는 구조적으로 고정자에는 슬롯이 존재하지 않는 간단한 구조이기 때문에 일반적층 철심을 사용하지 않고 아몰퍼스 철심 성형을 통해 고정자에서 발생하는 철손을 최소화 할 수 있고 슬롯에 의한 슬롯팅 고조파가 포함되지 않으므로 슬롯티드 고정자 보다 더 정현적인 공극 자속밀도를 얻을 수 있다. 게다가 슬롯리스는 슬롯티드에 비해 토크밀도를 낮게 하지만, 슬롯티드 고정자 구조 즉 치/슬롯 구조에 의한 공극 퍼미언스의 불균형 때문에 발생하는 코깅토크가 없기 때문에 결과적으로 동특성 및 서보 특성을 개선시킬 수 있다. 또한, 슬롯리스 구조에 의한 추력밀도의 감소 문제는 Nd-Fe-B와 같은 고 에너지 희토류 영구자석을 사용함으로써 해결될 수 있을 것으로 사료된다 [4-5].

3. 슬롯리스 브러시리스 영구자석형 기기의 전자기적 특성해석

3.1 무부하시 자계분포

브러시리스 영구자석형 기기의 무부하시 자계분포 예측에 대한 해석적 기법은 토크 계산, 정상상태 및 과도 상태에 대한 동특성 시뮬레이션을 위한 역기전력 파형에 대한 예측, 토크-속도 특성 예측 및 코깅토크 예측에 매우 중요하다 [6].

3.1.1 해석 모델

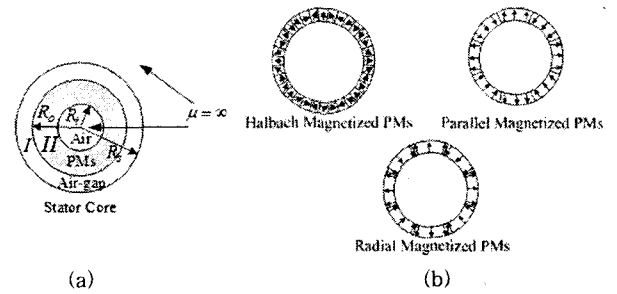


그림 2 (a) 무부하시 자계분포 예측을 위한 해석 모델 및 (b) 표면부착형 영구자석의 자화 종류
Fig. 2 (a) analytical model for predicting open-circuit field and (b) magnetization patterns of surface mounted permanent magnet.

그림 2 (a)와 (b)는 각각 무부하시 자계분포 예측을 위한 해석 모델 및 표면부착형 영구자석의 자화 즉 Halbach 자화, 반경방향 자화 및 평행방향 자화를 보여준다. 무부하시 자계분포 예측을 위해서는 다음과 같은 몇 가지 가정을 수반해야 한다 [7].

- * 코일 영역의 투자율은 공기와 같다.
- * 축 및 고정자 요크에 사용된 철의 투자율은 무한이다.

위의 가정으로 무부하시 자계분포 예측을 위한 해석모델은 그림 2(a)에서 보는 바와 같이 단순화되었음을 알 수 있다. 여기서 I 및 II는 공극 영역과 영구자석 영역을 각각 나타내며, R_1 , R_2 및 R_3 는 각각 영구자석 내 반경, 영구자석 외 반경 및 고정자 요크의 내 반경을 나타낸다. 한편 Halbach 자화된 회전자를 갖는 브러시리스 영구자석 기기들은 많은 응용 처에 사용되고 있으며 그것의 자기차폐성질로 인해 축의 재질을 자속패스를 위해 자성체로 구성할 필요가 없으므로, 회전자의 관성 및 제작단가 측면에서 유리하다. 특히 Halbach 자화된 회전자의 정현적인 공극자속밀도는 낮은 코깅토크를 생산하고 결과적으로 정확한 위치제어가 가능하므로 브러시리스 영구자석형 교류 서보 전동기에 Halbach 자화가 각광받고 있다 [8]. 게다가 Halbach 자화의 공극자속밀도 기본파 크기는 일반적인 자화 즉 반경 방향 자화의 그것에 비하여 1.4배가 크고 결과적으로 효율은 2배가 된다 [9]. 그러나 Halbach 자화된 회전자를 구성하기 위해서는 많은 양의 영구자석을 사용해야할 뿐만 아니라 각각 다른 방향으로 착자된 영구자석을 조립, 접합해야 하는 단점을 갖는다. 다음으로 반경방향 자화된 회전자를 갖는 브러시리스 영구자석 기기들에 있어서, 정현적인 역기전력 파형 (동기기의 경우) 및 코깅토크의 최소화를 위해서는 대개 분포권 권선을 사용하거나 고정자 혹은 회전자 영구자석에 스큐를 시행하는데 이로 인해 제작단가가 상승한다. 하지만 본 논문에서는 고정자권선을 슬롯리스 구조로 가져감과 동시에 분포권 권선을 시행함으로써 이러한 문제를 해결하였다. 그러나 Nd-Fe-B 영구자석을 반경방향으로 착자시키는것은 평행 방향 자화에 비하여 여전히 어려운 것으로 알려져 있으며, 자속 경로를 위해 축의 재질을 반드시 자성체로 구성해야 한다. 마지막으로 평행방향 자화의 경우 반경 방향 자화와 마찬가지로 축의 재질

을 자성체로 해야 하지만 반경 방향 착자에 비해 일반적으로 착자하기 쉬우며 공극 자속 밀도 역시 평행 방향 자화가 약간 더 우수함이 알려져 있다.

3.1.2 자화 모델링

(1) Halbach 자화 모델링

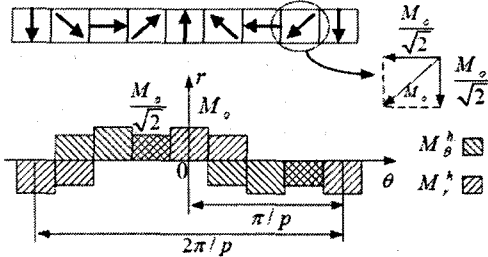


그림 3 푸리에 전개를 위한 Halbach 자화 모델
Fig. 3 Distributed Halbach magnetization model for expanding Fourier series

그림 2 (b)에 표현된 Halbach 자화 영구자석을 반경 방향으로 자른 후 펼치면 그림 3으로 표현되며, 그림 3은 Halbach 자화를 극 좌표계에서 수학적으로 모델링 하기 위한 즉 푸리에 급수 전개를 위한 모델을 보여준다. Halbach 자화는 그림 3에서 알 수 있듯이, 반경방향 성분 및 원주 방향 성분을 모두 가지고 있으며, 특히 45도, 135도, 225도 및 315도의 각으로 자화된 블록들은 반경방향 자화 및 원주 방향 자화의 벡터 합으로 생각할 수 있기 때문에, 결과적으로 Halbach 자화의 푸리에 급수 전개식은 식 (1)로 표현된다.

$$\vec{M}_{Halbach} = \sum_{n=1}^{\infty} \{M_{rn}^h \cos(q\theta) \vec{i}_r + M_{\theta n}^h \sin(q\theta) \vec{i}_\theta\} \quad (1)$$

여기서 극 쌍수는 p , $q=np$ 이고 n 은 n 번째 고조파 차수를 의미한다. M_{rn}^h 와 $M_{\theta n}^h$ 는 각각 n 차의 반경방향 및 원주 방향 푸리에 계수를 의미하며 그림 3을 푸리에 급수 전개함으로써 식 (2)로 주어진다.

$$M_{rn}^h = \frac{2M_o}{q\alpha_p} \left[\sin\left(\frac{q\alpha_p}{8}\right) - \sin(q\alpha_p) + \sin\left(\frac{7q\alpha_p}{8}\right) \right] + \frac{\sqrt{2}M_o}{q\alpha_p} \left[\sin\left(\frac{3q\alpha_p}{8}\right) - \sin\left(\frac{q\alpha_p}{8}\right) - \sin\left(\frac{7q\alpha_p}{8}\right) + \sin\left(\frac{5q\alpha_p}{8}\right) \right] \quad (2.a)$$

$$M_{\theta n}^h = \frac{-2M_o}{q\alpha_p} \left[\cos\left(\frac{5q\alpha_p}{8}\right) - \cos\left(\frac{3q\alpha_p}{8}\right) \right] - \frac{\sqrt{2}M_o}{q\alpha_p} \left[\cos\left(\frac{3q\alpha_p}{8}\right) - \cos\left(\frac{q\alpha_p}{8}\right) + \cos\left(\frac{7q\alpha_p}{8}\right) - \cos\left(\frac{5q\alpha_p}{8}\right) \right] \quad (2.b)$$

여기서 μ_0 는 공기의 투자율을 의미하며, $M_o = B_r/\mu_0$ 이다. α_p 는 극호비를 나타낸다.

(2) 평행방향 자화 모델링

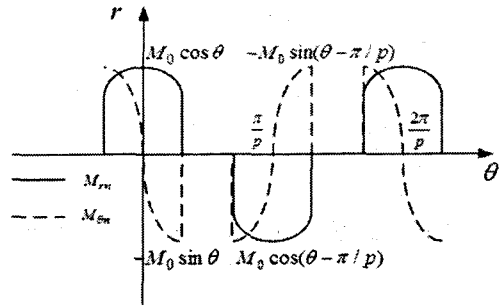


그림 4 푸리에 급수 전개를 위한 평행 방향 자화 모델
Fig. 4 Distributed parallel magnetization model for expanding Fourier series

Halbach 자화 모델링방법과 같은 방법에 의해 그림 2 (b)에 표현된 평행 방향 자화를 반경방향으로 자른 후 펼치면 그림 4와 같이 평행방향 자화를 수학적으로 모델링하기 위한 즉 푸리에 급수 전개를 위한 모델이 얻어진다. Halbach 자화와 마찬가지로 평행 방향 자화 역시 반경방향 및 원주 방향 자화성분을 갖으며, 푸리에 급수 전개식은 식 (3)으로 주어진다.

$$\vec{M}_{parallel} = \sum_{n=1}^{\infty} \{M_{rn}^p \cos(q\theta) \vec{i}_r + M_{\theta n}^p \sin(q\theta) \vec{i}_\theta\} \quad (3)$$

M_{rn}^p 및 $M_{\theta n}^p$ 는 각각 n 차의 반경방향 및 원주 방향 푸리에 계수를 의미하며 식 (4)로 주어진다 [10].

$$M_{rn}^p = M_o \alpha_p (C_n + D_n) \quad (4.a) \quad M_{\theta n}^p = M_o \alpha_p (C_n - D_n) \quad (4.b)$$

여기서 C_n 및 D_n 은 식 (5)로 주어진다.

$$C_n = \frac{\sin[(q+1)\alpha_p\pi/(2p)]}{(q+1)\alpha_p\pi/(2p)} \quad (5.a) \quad D_n = \frac{\sin[(q-1)\alpha_p\pi/(2p)]}{(q-1)\alpha_p\pi/(2p)} \quad (5.b)$$

(3) 반경방향 자화 모델링

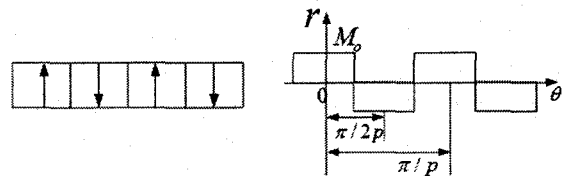


그림 5 푸리에 급수 전개를 위한 반경방향 자화 모델
Fig. 5 Distributed radial magnetization model for expanding Fourier series

그림 2 (b)에 표현된 반경 방향 자화를 반경방향으로 자른 후 펼치면 그림 5와 같이 반경방향 자화를 수학적으로 모델링하기 위한 즉 푸리에 급수 전개를 위한 모델이 얻어진다. 반경방향 자화는 평행방향 자화와는 다르게 오직 반경방향 자화 성분만을 가짐을 알 수 있고 그 결과 반경방향 자화에 대한 푸리에 급수 전개는 식 (6)으로 표현된다 [11].

$$\vec{M}_{radial} = \sum_{n=1}^{\infty} M_{rn}^r \cos(q\theta) \vec{i}_r \quad (6)$$

M_{rn}^r 은 n 차의 반경방향 푸리에 계수로 식 (7)로 주어진다.

$$M_{rn}^r = \left(\frac{4M_o}{n\pi} \right) \sin\left(\frac{n\pi\alpha pr}{2} \right) \quad (7)$$

3.1.3 무부하시 자계분포 특성식

영구자석 영역에는 전류가 없으므로, $\nabla \times H = 0$ 이므로 $\nabla \times B = \mu_0 \nabla \times M$ 이다. 자기벡터자위 A 는 $\nabla \times A = B$ 로 정의된다. 회전기의 기하학적 구조에 의해, 자기 벡터자위는 오직 z (축)방향 성분만을 갖는다. 즉 $A = A_{zn} \sin(q\theta) i_z$ 이다. 자기 벡터 자위의 정의를 $\nabla \times B = \mu_0 \nabla \times M$ 에 대입한 후 컬롱 계이지 $\nabla \cdot A = 0$ 를 적용하면 무부하시 자계분포 예측을 위한 지배방정식이 식 (8)과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} \nabla^2 A_{zn} &= -\mu_0 \nabla \times M \\ \rightarrow \frac{\partial^2}{\partial r^2} A_{zn} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_{zn}}{\partial r} - \frac{q^2}{r^2} A_{zn} &= -q \frac{\mu_0}{r} M_n \end{aligned} \quad (8)$$

여기서 A_{zn} 은 자기벡터자위의 z 방향 성분이고, $q = np$ 로 n 은 n 차의 공간고조파 차수 이고 p 는 극 쌍수를 나타낸다. 3.1.2절의 자화 모델링에서 알 수 있듯이, Halbach 자화 및 평행방향 자화는 반경방향 및 원주방향 자화 성분을 갖기 때문에 $M_n = M_m + M_{\theta n}/q$ 이지만, 반경방향 자화는 원주 방향 성분을 갖지 않으므로 $M_n = M_m$ 이된다. 식 (8)의 미분방정식을 풀면 A_{zn} 의 일반해는 식 (9)로 주어진다.

$$A_{zn}^h = \sum_{n=1, odd}^{\infty} A_n^h r^q + B_n^h r^{-q} \quad (9.a)$$

$$A_{zn}^p = \begin{cases} \sum_{n=1, odd}^{\infty} \frac{\mu_0 q r}{q^2 - 1} M_n & q \neq 1 \\ -\frac{\mu_0 r \ln r}{2} M_n & q = 1 \end{cases} \quad (9.b)$$

여기서 h 첨자 h 와 p 는 각각 동차해와 특수 해를 나타낸다. 벡터자위의 정의로부터 식 (10)이 유도된다.

$$B_m = -\frac{q}{r} A_{zn} \cos q\theta \quad B_{\theta n} = \frac{\partial}{\partial r} A_{zn} \sin q\theta \quad (10)$$

결과적으로 반경방향 자속밀도 B_m 와 원주방향 자속밀도 $B_{\theta n}$ 은 식 (9)와 (10)에 의해 식 (11)로 주어진다.

$q \neq 1$ 인 경우

$$\begin{aligned} B_m^I &= \sum_{n=1, odd}^{\infty} \frac{q}{r} \{A_n^I r^q + B_n^I r^{-q}\} \cos(q\theta) \\ B_m^{II} &= \sum_{n=1, odd}^{\infty} \frac{q}{r} \{A_n^{II} r^q + B_n^{II} r^{-q} + \frac{\mu_0 q r}{q^2 - 1} M_n\} \cos(q\theta) \\ B_{\theta n}^I &= \sum_{n=1, odd}^{\infty} \left[-q \{A_n^I r^{q-1} - B_n^I r^{-q-1}\} \sin(q\theta) \right] \\ B_{\theta n}^{II} &= \sum_{n=1, odd}^{\infty} \left[-q \{A_n^{II} r^{q-1} - B_n^{II} r^{-q-1} + \frac{\mu_0 r}{q^2 - 1} M_n\} \sin(q\theta) \right] \end{aligned} \quad (11.a)$$

$q = 1$ 인 경우

$$\begin{aligned} B_m^I &= \frac{1}{r} \{C_n^I r + D_n^I r^{-1}\} \cos(\theta) \\ B_m^{II} &= \frac{1}{r} \{C_n^{II} r + D_n^{II} r^{-1} - \frac{\mu_0 r \ln r}{2} M_n\} \cos(\theta) \\ B_{\theta n}^I &= -\{C_n^I - D_n^I r^{-2}\} \sin(\theta) \\ B_{\theta n}^{II} &= -\{C_n^{II} r + D_n^{II} r^{-2} - \frac{\mu_0 (\ln r + 1)}{2} M_n\} \sin(\theta) \end{aligned} \quad (11.b)$$

여기서 첨자 I 와 II 는 각각 공극영역과 영구자석 영역을 나타내며, 계수 $A_n^I \sim D_n^{II}$ 은 식 (11)을 식 (12)로 주어지는 경계조건에 대입하여 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} B_{\theta n}^{II}(r, \theta) \Big|_{r=R_i} &= -\mu_0 M_{\theta n} \\ B_{rn}^{II}(r, \theta) \Big|_{r=R_o} &= B_{rn}^I(r, \theta) \Big|_{r=R_o} \\ B_{\theta n}^{II}(r, \theta) \Big|_{r=R_o} - B_{\theta n}^I(r, \theta) \Big|_{r=R_o} &= -\mu_0 M_{\theta n} \\ B_{\theta n}^I(r, \theta) \Big|_{r=R_s} &= 0 \end{aligned} \quad (12)$$

식 (12)의 경계조건은 반경방향 및 원주방향 자화성분 모두를 갖는 영구자석에 대한 경계조건으로 반경방향 자화인 경우의 경계조건은 $M_{\theta n} = 0$ 으로 바꾸어 주지만 하면 된다.

3.2 전기자 반작용 자계분포

브러시리스 영구자석형 기기에서 전기자 반작용 자계의 정확한 예측은 영구자석의 감자 특성 예측 및 인덕턴스 예측에 매우 중요하다 [12].

3.2.1 해석모델 및 전류밀도 모델링

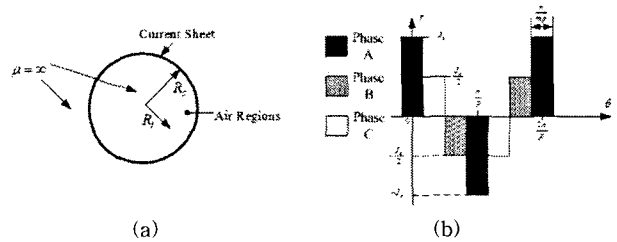


그림 6 (a) 전기자 반작용 자계분포 예측을 위한 해석 모델 및 (b) 전류 밀도 모델링
Fig. 6 (a) Analytical model for predicting the armature reaction field and (b) current density modeling

그림 6 (a)와 (b)는 각각 전기자 반작용 자계분포 예측을 위한 해석 모델 및 전류 밀도 모델링을 보여준다. 그림 6 (a)에 보이는 해석 모델은 슬롯티드 고정자 구조에 역시 적용 가능하며 다만 유효공극길이를 고려하기 위한 카터 계수를 적용해야만 한다. 슬롯티드 고정자 전류밀도 모델링 역시 그림 6 (b)에 보이는 바와 같이 모델링 할 수 있지만, 슬롯 간격 및 슬롯 개구폭등을 고려한 모델링이 수행되어야 한다. 한편 전기자 반작용 자계분포 예측을 위해 다음과 같은 가정이 그림 1에 보이는 브러시리스 영구자석형 기기에 적용됨으로써 그림 6 (a)와 같은 해석모델이 얻어졌다 [13].

* 영구자석 영역의 투자율은 공기와 같다.

- * 축 및 고정자 요크에 사용된 철의 투자율은 무한이다.
- * 고정자 전류는 고정자 내반경 $r=R_s$ 에 면 전류 밀도로 분포 한다.

그림 6에서 J_o 는 선전류 밀도로 식 (13)으로 표현된다.

$$J_o = \frac{Nimp}{R_s \pi} \tag{13}$$

여기서 N 과 i 는 각각 상당 턴 수와 상에 흐르는 전류를 나타내고 m 은 상(phase) 수를 나타낸다. 그림 6 (b)에서 **A**상에 대해 푸리에 전개를 하면 **A**상에 의한 전류밀도 분포는 식 (14)로 주어진다.

$$J_a = \sum_{n=1, odd}^{\infty} I_n i_a \cos(qa) \tag{14.a}$$

$$I_n = \frac{4bNm}{\pi^2 NR_s} \sin\left(n \frac{\pi}{2m}\right) \tag{14.b}$$

여기서 i_a 는 **A**상 전류의 최대값이고 $q=np$ 로 n 은 고조파 차수와 p 는 극 쌍수로 주어지며 3상 권선의 경우 각 상은 $2\pi/3$ 의 위상차가 나므로 **B**상과 **C**상의 전류 분포는 식 (15)와 같다.

$$J_b = \sum_{n=1, odd}^{\infty} I_n i_b \cos q\left(a - \frac{2\pi}{3}\right) \tag{15.a}$$

$$J_c = \sum_{n=1, odd}^{\infty} I_n i_c \cos q\left(a - \frac{4\pi}{3}\right) \tag{15.b}$$

3.2.2 전기자 반작용 자계분포 특성식

코일에 의한 자계를 구할 때 영구자석영역의 비 투자율을 1, 코일영역을 면전류밀도라 가정했기 때문에 지배방정식은 라플라스 방정식 형태로 주어지고 면전류밀도는 경계 조건에서 고려된다. 따라서 전기자 반작용자계에 대한 지배방정식은 식 (8)에 주어진 뿌아송 방정식을 라플라스 방정식으로 변환한 것과 같으며 식 (16)으로 표현된다.

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} A_{zn} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} A_{zn} - \frac{q^2}{r^2} A_{zn} = 0 \tag{16}$$

식 (16)의 일반해는 식 (9.a)와 같은 꼴로 표현되며 식 (17)로 다시 쓸 수 있다.

$$A_{zn} = \sum_{n=1, odd}^{\infty} [Ar^q + Br^{-q}] \tag{17}$$

식 (17)과 자기벡터 자위의 정의로부터 식 (18) 및 (19)로 표현되는 반경방향 및 원주방향 자속밀도 특성식을 얻는다.

$$B_{rn} = \sum_{n=1, odd}^{\infty} -\frac{q}{r} [Ar^q + Br^{-q}] \sin qa \tag{18}$$

$$B_{\theta n} = \sum_{n=1, odd}^{\infty} -q [Ar^{q-1} - Br^{-(q+1)}] \cos qa \tag{19}$$

A상에 의한 자속밀도를 구하기 위한 경계조건은 면전류 밀도 분포 및 축의 재질이 갖는 투자율이 무한이라는 가정에 의해 식 (20)으로 주어진다 [12].

$$r=R_i \quad B_{\theta n} = 0 \tag{20.a}$$

$$r=R_s \quad B_{\theta n} = -\mu_0 J_a \tag{20.b}$$

식 (19.b)를 식 (20)에 대입하여 정리하면 식 (21)로 주어지는 식 (17)의 미정계수를 얻는다.

$$B = \frac{\mu_0 I_n}{q(R_i^{(-2q)} R_s^{(q-1)} - R_s^{(-q-1)})} \tag{21}$$

$$A = BR_i^{-(2q)}$$

식 (21)을 식 (19.a)에 대입하여 정리하면 식 (22)로 주어지는 **A**상에 의한 반경방향 자속밀도를 얻는다.

$$B_{ra} = - \sum_{n=1, odd}^{\infty} qB [R_i^{-2q} r^{q-1} + r^{-(q+1)}] \sin(qa) \tag{22}$$

B상 및 **C**상에 의한 자속밀도 역시 **A**상에 의한 자속밀도 유도과정과 동일한 방식을 적용하여 구할 수 있지만, 식 (15)에서 알 수 있듯이 전류원이 $2\pi/3$ 의 위상차를 가지므로 자속밀도 역시 똑같은 위상차를 갖을 것임을 예측할 수 있다. 결과적으로 3상전원에 의한 자속밀도는 식 (23)으로 정리된다.

$$B_{winding} = B_{ra} + B_{rb} + B_{rc} = - \sum_{n=1, odd}^{\infty} qB [R_i^{-2q} r^{q-1} + r^{-(q+1)}] \cdot [i_a \sin(qa) + i_b \sin q(a - 2\pi/3) + i_c \sin q(a - 4\pi/3)] \tag{23}$$

식 (23)이 그림 6(b)에 보이는 전류밀도를 갖는 즉 일반적인 슬롯리스 브러시리스 영구자석 동기기의 전기자 반작용자계분포 일지라도, 슬롯리스 브러시리스 영구자석 직류기에도 동일하게 적용될 수 있다. 다만, 브러시리스 직류기의 전류밀도 분포만을 다시 모델링 하면 된다.

3.3 영구자석 및 고정자 권선에 의한 쇄교자속 특성식

설계적인 혹은 특성해석적인 측면에서 쇄교자속을 구하는 이유는 크게 두 가지 이유가 있다. 첫째는 영구자석의 쇄교자속으로부터 역기전력을 도출할 수 있으며 둘째는 고정자 코일에 의한 쇄교자속으로부터 인덕턴스를 도출할 수 있다는 것이다.

3.3.1 영구자석에 의한 쇄교자속 및 역기전력

$q \neq 1$ 인 경우 반경 방향 공극 자속밀도 즉 I영역의 공극 자속밀도는 식 (11.a)로부터 식 (24)로 다시 표현가능하다 [14].

$$B_{magnet}(\theta) = \sum_{n=1, odd}^{\infty} B_n \cos(q\theta) \tag{24}$$

여기서 B_n 은 고조파 차수를 포함한 영구자석에 의한 반경방향 자속밀도의 r 에 관한 함수이며 식 (25)로 주어진다.

$$B_n = q[A_n^I r^{q-1} + B_n^I r^{(q+1)}] \tag{25}$$

3.1절에서 사용된 θ 와 3.2절에 사용된 a 는 각각 회전자와 고정자의 기준 각이고, 기준 각을 고정자에 통일시키기 위해 θ 를 다시 쓰면 식 (26)과 같다.

$$\theta = a - \alpha_{ma} = a - (\omega_r t + \theta_0) \tag{26}$$

여기서 ω_r 및 θ_0 는 각각 회전자의 속도 및 초기위치를 표현한다. 영구자석에 의한 코일 한 턴에 쇄교하는 자속은 $\Psi = B \cdot S$ 로부터 식 (27)로 주어진다.

$$\Psi = \int_{-a/2}^{a/2} B_{mag}(a, t) R_s I_a da \tag{27}$$

식 (27)에서 계산된 쇄교자속으로부터 역기전력은 식 (28)

로 표현된다 [14].

$$V_{emf} = -N \frac{d\psi}{dt} = \sum_{n=1, odd}^{\infty} 2pNR_s l_a K_{dn} B_n \omega_r \cos(\alpha_y/2 - \alpha_{ma}) \quad (28)$$

여기서 K_{dn} 은 분포계수를 의미한다. 이상 $q \neq 1$ 인 경우의 영구자석에 의한 쇄교자속과 역기전력을 유도하였다. $q=1$ 인 경우의 영구자석에 의한 쇄교자속 및 역기전력은 식 (24) 및 식 (25)를 $q=1$ 일 때의 자속밀도로 변경하고 동일한 과정을 거쳐 유도할 수 있다.

3.3.2 고정자 권선에 의한 쇄교자속 및 인덕턴스

3.3.1절의 영구자석에 의한 자속밀도 표현과 마찬가지로 고정자의 A상에 대한 자속밀도만을 식 (19.a)로부터 다시 표현하면 식 (29)로 쓸 수 있다.

$$B_{winding}(a) = \sum_{n=1, odd}^{\infty} G_n \sin(qa) \quad (29)$$

여기서 G_n 은 식 (30)과 같다.

$$G_n = -q[A r^{q-1} + B r^{-(q+1)}] \quad (30)$$

한편 식 (27)과 마찬가지로 고정자권선에 의한 상당 쇄교자속은 식(31)로 주어진다.

$$\Psi = \int_{-a_s/2}^{a_s/2} B_{winding}(a) R_s l_a da \quad (31)$$

한편 $\Psi = Li_a$ [15]이므로 식 (31)로부터 계산된 쇄교자속을 이용하여 A상의 자기 인덕턴스는 식 (32)로 표현된다.

$$L_s = \sum_{n=1, odd}^{\infty} 2R_s G_n l_a (\cos(qa_s/2) - 1) / q \quad (32)$$

한편, k번째 상의 여자에 따른 j번째 상의 상호 인덕턴스는 일반화하여 식 (33)으로 표현할 수 있다.

$$M_{jk} = \frac{\lambda_j}{i_k} \quad | \quad i_j = 0 \quad (33)$$

고정자에 3상권선이 시행된 경우 3상중 한상의 여자에 따른 자극 축으로부터 나머지 두상의 자극 축은 전기 각으로 ± 120 도의 위상차를 가지므로, 식 (33)에 의해 공극 상호 인덕턴스는 식 (34)로 주어진다 [16].

$$M = -\frac{1}{2} L_s \quad (34)$$

A 상 전체 쇄교자속은 식 (32)와 (34)로부터 구할 수 있으며, 식 (35)로 표현할 수 있다.

$$\lambda_a = (L_s + L_{slot} + L_{end})i_a + Mi_b + Mi_c \quad (35)$$

평형 3상 부하인 경우 $i_b + i_c = -i_a$ 이 성립하고 슬롯 누설 인덕턴스 및 end winding 인덕턴스는 상대적으로 작기 때문에 무시하면, 상 인덕턴스 즉 동기인덕턴스는 식 (36)으로 정리된다.

$$L_{sync} = 3L_s/2 \quad (36)$$

3.4 토크 특성식

토크 및 힘의 계산은 전기기기에서 가장 중요한 문제 중의 하나이며, 전기기기에서 힘 및 토크를 계산하는 데는 다음과 같은 4가지 방법이 있다 [3].

- * The Maxwell stress tensor

- * The co-energy method

- * The Lorentz force equation ($J \times B$)

- * The rate of change of field energy method ($B \partial B / \partial x$).

힘 및 토크계산에 있어서 위의 4가지 방법 중 가장 적절한 방법이 무엇인가는 문제에 따라 다르다. 본 논문에서는 영구자석에 의한 자속밀도 및 고정자 권선에 의한 전류밀도를 미리 구하였기 때문에 로렌츠력 방정식을 사용하여 힘을 계산한 후 $T = r \times F = r \times \int_v (J_a + J_b + J_c) \times B_{magnet} dv$ 을 사용하여 토크를 계산하였다. 그런데, 본 논문에서는 고정자 슬롯리스 권선을 면전류 밀도라 가정하였으므로 식 (37)로 주어지는 면적적분을 수행한다.

$$F = \int_{-K}^K \int_0^{2a} (J_a + J_b + J_c) \times B_{magnet} dz (R_s da) \quad (37)$$

$$= R_s l_a \int_{-K}^K (J_a + J_b + J_c) \times B_{magnet} da$$

여기서 K는 적분 구간으로 극 간격을 의미 한다. 식 (37)에 식 (14), (15) 및 (24)를 대입하여 정리하면 식 (38)로 주어지는 토크 특성식을 얻을 수 있다.

$$T = 2pl_a R_s^2 B_n (I_n/2q) * \{ i_a [\sin(q[2K - \omega_r t]) + qK \cos(q\omega_r t) + \sin(q\omega_r t)] + i_b [\sin(q[2K - \omega_r t - \frac{2\pi}{3}]) + qK \cos(q\omega_r t - 2n\frac{\pi}{3p}) + \sin(q\omega_r t + 2n\frac{\pi}{3})] + i_c [\sin(q[2K - \omega_r t - \frac{4\pi}{3}]) + qK \cos(q\omega_r t - 4n\frac{\pi}{3p}) + \sin(q\omega_r t + 4n\frac{\pi}{3})] \} \quad (38)$$

식 (38)로 주어지는 토크 특성식은 본 논문에서 제시한 3가지 모델에 모두 동일하게 적용되며, 다만 자화 종류에 따라 공극영역의 영구자석에 의한 자속밀도내의 계수만이 달라질 뿐이다. 즉 B_n 값이 다를 뿐이다.

4. 해석결과의 검증 및 토의

본 장에서는 3장에서 유도된 3가지 다른 자화패턴을 갖는 영구자석 기기의 특성해석 방정식에 대한 타당성을 검증하고자 한다. 표 1은 비교에 사용된 영구자석형 기기의 사양들을 보여주며, 비록 실제 제작되어진 혹은 설계된 사양은 아닐지라도 특성해석결과의 타당성을 검증하기에 충분한 사양들이다. 일반적으로 특성해석결과의 정확성을 위하여 어떤 특정한 사양에 대하여 전자장해석에 의한 특성해석결과를 유한요소 해석결과와 비교하여 전자장 특성해석법의 타당성을 검증해야만 이 특성식을 동특성 시뮬레이션을 위한 제어정수 도출이나 설계에 이용할 수 있다.

4.1 무부하시 자계분포

그림 7은 유한요소 해석에 의한 3가지 다른 자화 패턴을 갖는 슬롯리스 브러시리스 영구자석 기기의 무부하시 자력선 분포를 보여준다. Halbach 자화, 평행방향 자화 및 반경방향 자화된 회전자를 갖는 기기는 모두 축의 투자율이 무한대인 경우로 Halbach 자화의 경우 영구자석 내반경 안쪽으로 자력선이 거의 분포하지 않음을 볼 수 있다. 그림 8는 각기 다른 반경에서의 무부하시 자계분포에 대한 해석결과와 유한요소 해석결과와의 비교를 보여준다. 해석결과는 유한요소

해석결과와 매우 잘 일치함을 보이고, 자속밀도의 크기는 Halbach-Parallel-Radial 순으로 작음을 알 수 있다. 그림 8 (b)에서 볼 수 있듯이, Halbach 자화된 회전자를 갖는 영구자석 기기의 공극에서의 무부하시 자계분포가 가장 정현적인 파형을 가짐을 알 수 있다.

4.2 전기자 반작용 자계분포

그림 9 (a)는 철심형 회전자를 갖는 슬롯리스 브러시리스 영구자석 기기의 전기자반작용 자계분포를 보여준다. 그림 9 (b)은 전기자 반작용자계분포의 해석결과와 유한요소해석결과와의 비교를 보여준다. 해석결과는 유한요소해석결과와 잘 일치함을 보인다.

4.3 토크 및 역기전력

그림 10은 토크 및 역기전력의 해석결과와 유한요소 해석결과와의 비교를 보여준다. 해석결과는 유한요소해석결과와 매우 잘 일치함을 보이며, 토크 및 역기전력의 크기는 자속밀도와 마찬가지로 Halbach-Parallel-Radial 순으로 작다.

표 1 슬롯리스 브러시리스 영구자석기기의 사양

Table 1 Specifications of slotless brushless permanent magnet machines.

설계 변수	치수 변수
R_i (영구자석 내반경)	15mm
R_o (영구자석 외반경)	20mm
R_c (코일 내반경)	21mm
R_s (코일 외반경)	25mm
p (극 쌍수)	4
B_r (영구자석 잔류 자속밀도)	1.1
N (극 당 상당 턴수)	25
l_a (축방향 유효 길이)	100mm
ω_r (회전속도)	7200 rpm
i_a (인가 전류)	1
a_p (극호비)	1

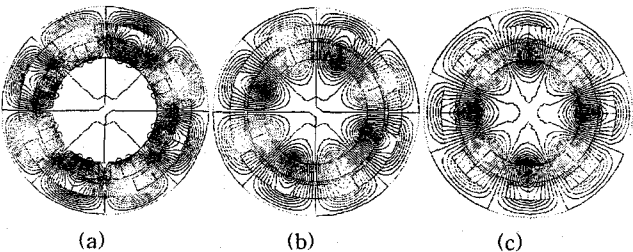
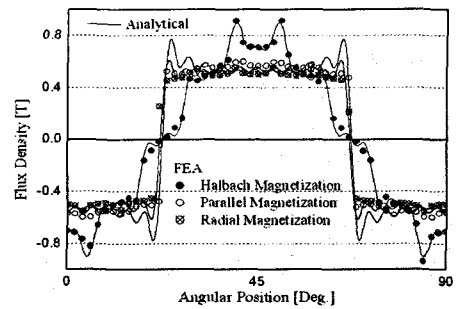
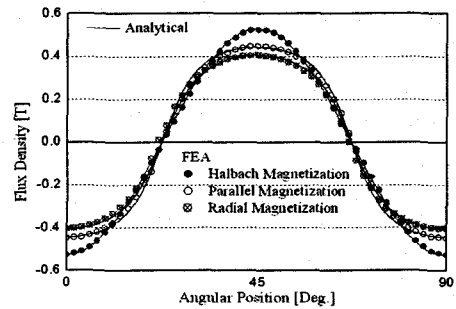


그림 7 무부하시 자속선 분포 : (a) Halbach 자화, (b) 평행 방향 자화 및 (c) 반경방향 자화

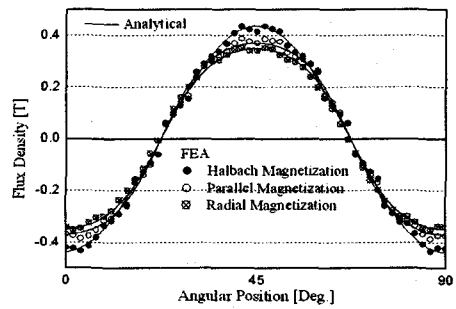
Fig. 7 Open-circuit magneto-static field: (a) Halbach, (b) parallel, (c) radial magnetization.



(a)



(b)



(c)

그림 8 반경방향 위치에 따른 무부하시 자계분포에 대한 해석결과와 유한요소 해석결과와의 비교: (a) R_o , (b) 공극 및 (c) R_s

Fig. 8 Comparison of between analytical and FE results for open-circuit field distribution at different radius: (a) R_o , (b) air-gap and (c) R_s

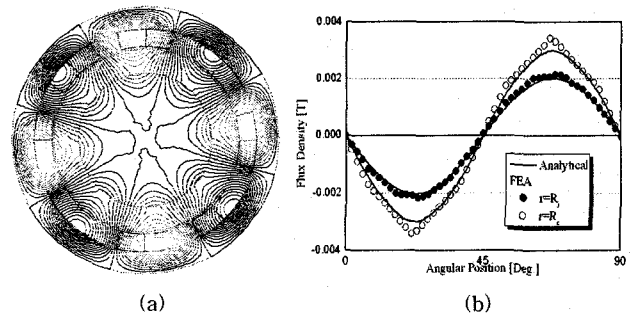


그림 9 전기자 반작용 자계: (a) 자속선 분포 및 (b) 해석결과와 유한요소 해석결과와의 비교

Fig. 9 Armature reaction filed: (a) flux lines and (b) comparison of between analytical and FE results.

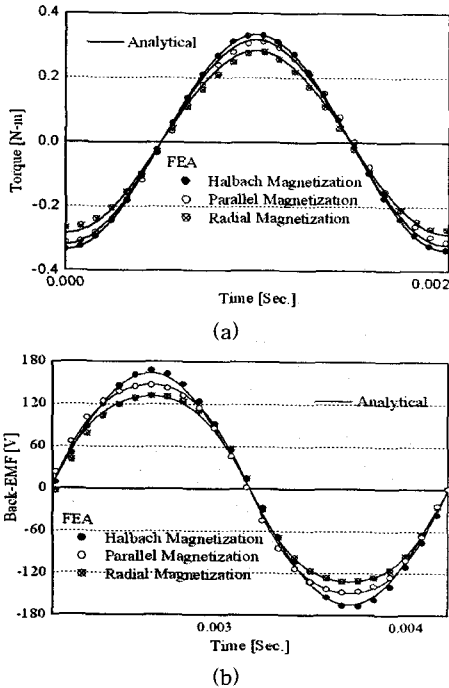


그림 10 해석결과와 유한요소해석결과와의 비교: (a) 토크 및 (b) 역기전력

Fig. 10 Comparison of between analytical and FE results: (a) torque and (b) back-EMF.

4.4 동일 자속밀도를 내기위해 요구되는 자속체적량 비교

그림 11은 동일한 자속밀도를 내기위하여 요구되는 영구자석 체적량을 비교한 것이며, 예를 들어 수평축의 임의의 자화를 갖는 영구자석 회전자가 R_i/R_o 의 어떤 비에서 자속 밀도 $x[T]$ 가 생산된다면 그 자속밀도를 내기 위해 수직 축의 다른 자화를 갖는 영구자석 회전자의 R_i/R_o 가 얼마인가를 계산하여 얻어진 것이다. 그림 11(a)에서 알 수 있듯이 Halbach 자화된 영구자석을 갖는 회전자에 의한 동일한 자속 밀도를 내기위한 요구 자석체적량은 8극 반경방향 자화된 영구자석을 갖는 회전자의 그 것에 비해 극수에 상관없이 항상 작게 필요로 하며, 극수가 커질수록 요구 자석량은 더 작아진다. 그림 11(b)에서 역시 평행방향 자화가 반경방향 자화에 비해 극수에 상관없이 항상 작은 영구자석 체적량을 요구되지만 그림 11(a)와는 다르게 극수가 커질수록 요구자석 체적량의 감소는 두드러지지 않는다. 그림 11(c)에서 알 수 있듯이, 평행방향 자화의 R_i/R_o 의 비가 0.84 이상에서는 Halbach 자화보다 평행방향자화가 극수에 상관없이 요구자석 체적량이 더 작은 반면, 0.75 이하에서는 Halbach 자화가 더 작은 영구자석 체적량을 요구함을 알 수 있다.

5. 결 론

본 논문은 다양한 자화 패턴을 갖는 슬롯리스 브러시리스 영구자석 기기의 무부하시 자계분포, 전기자 반작용자계 분포, 영구자석 및 고정자 권선에 의한 쇄교자속, 역기전력, 인덕턴스 및 토크와 같은 전자기적 특성해석을 다루었다. 전자기적 특성에 관련된 해석 해는 자기 벡터 자위와 극 좌표계

를 사용한 공간고조파법으로부터 얻어졌고, 얻어진 해석결과와 유한요소해석결과와의 비교를 통하여 타당성을 입증 받았다. 이러한 해석 해는 동특성 시뮬레이션을 위해 필요한 토크 상수, 역기전력 상수, 인덕턴스와 같은 제어정수 도출에 매우 유용할 뿐만 아니라, 초기 설계 시 설계하려는 기기의 대략적인 치수를 결정하는데 매우 유용하게 사용될 수 있을 것으로 사료된다. 다음으로 영구자석 사용량은 실제 기기를 제작할 때 특히 소형일수록 제작단가 및 관성을 높이는 요인이 되므로, 본 논문은 동일한 자속밀도를 내기 위하여 요구되는 자석체적량 비교를 통하여 요구되는 자속밀도에서 어떠한 자화 패턴이 영구자석 체적량이 더 작게 소모되는지 예측하였다. 마지막으로, 본 논문에서 제시한 해석해 및 해석해 유도과정은 슬롯리스 브러시리스 영구자석 동기기에 초점이 맞추어 졌지만 앞에서도 설명한 바와 같이 슬롯티드 브러시리스 영구자석형 직류기 모델에도 전류 밀도 분포 모델링 및 슬롯티드 고정자 구조인 경우 카터 계수 고려 등 몇 가지만 더 고려함으로써 동일하게 적용할 수 있을 것으로 사료된다.

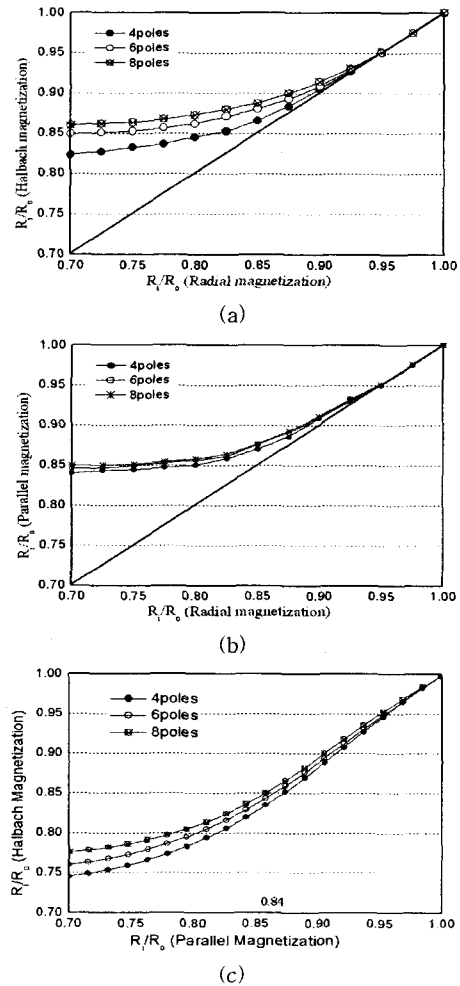


그림 11 동일한 자속밀도를 내기위해 필요한 영구자석 체적량 비교: (a) Halbach vs. radial, (b) Parallel vs. radial and (c) Halbach vs. parallel

Fig. 11 Magnet volume required in order to produce identical flux density: (a) Halbach vs. radial, (b) Parallel vs. radial and (c) Halbach vs. parallel

APPENDIX

식 (11.a)의 $q \neq 1$ 인 경우의 자속밀도 특성식을 식 (12)로 주어지는 경계조건에 대입함으로써 식 (11.a)의 계수들을 다음과 같이 얻을 수 있다. 이 계수들 역시 Halbach 자화, 평행방향 자화 및 반경방향 자화 모두에 적용가능하며 다만 각 자화의 반경방향 및 원주 방향 자화성분을 대입해 주기만 하면 된다. 특히 반경방향 자화의 경우 반경방향 성분만 존재하므로 원주방향 자화성분 즉 $M_{\theta n}$ 을 0이라 하면 된다.

$$\begin{aligned}
 A_n^I &= r_s^{-2q} B_n^I \\
 A_n^{II} &= A_n^I + \gamma \\
 B_n^I &= \frac{\beta R_o^{-(q+1)} - \gamma R_o^{-1} - \sigma}{\zeta} \\
 B_n^{II} &= B_n^I + \beta \\
 \alpha &= \frac{\mu_0 q M_n}{q^2 - 1} \\
 \beta &= - \left[\frac{\mu_0 M_{\theta n} R_o^{q+1}}{2q} - \frac{\alpha R_o^{q+1}}{2} \left(1 - \frac{1}{q} \right) \right] \\
 \gamma &= \left[\frac{\mu_0 M_{\theta n} R_o^{-q+1}}{q} - \frac{\alpha R_o^{-q+1}}{2} \left(1 + \frac{1}{q} \right) \right] \\
 \sigma &= \frac{\alpha - \mu_0 M_{\theta n}}{q} \\
 \zeta &= R_s^{2q} R_i^{q-1} - R_i^{-(q+1)} \tag{A.1}
 \end{aligned}$$

식 (11.b)의 $q = 1$ 인 경우의 자속밀도 특성식 역시 식 (12)로 주어지는 경계조건에 대입함으로써 식 (11.b)의 계수들을 다음과 같이 얻을 수 있다. $q \neq 1$ 인 경우와 마찬가지로 이 계수들은 Halbach 자화, 반경방향자화 및 평행방향 자화모두에 적용가능하다.

$$\begin{aligned}
 C_n^I &= R_s^{-2} D_n^I \\
 C_n^{II} &= C_n^I + \Lambda \\
 D_n^I &= \frac{\Xi}{\Delta} \\
 D_n^{II} &= D_n^I + \Gamma \\
 \Psi &= \frac{\mu_0 M_n}{2} \\
 \Lambda &= \Psi \log R_o + \frac{\Psi - \mu_0 M_{\theta n}}{2} \\
 \Gamma &= \frac{(\mu_0 M_{\theta n} - \Psi)}{2} R_o^2 \\
 \Delta &= R_s^2 - R_i^2 \\
 \Xi &= -\Lambda + \Gamma R_i^2 + \Psi (\log R_i + 1) - \mu_0 M_{\theta n} \tag{A.2}
 \end{aligned}$$

감사의 글

이 논문은 산업자원부에서 시행한 전력산업 인프라 구축지원 사업으로 수행된 논문입니다.

참 고 문 헌

- [1] Gordon R. Slemon, " On the Design of High-Performance Surface-Mounted PM Motors," *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 30, no.1, Jan. 1994
- [2] Tomy Sebastian and Gordon Slemon, " Transient Torque and Short Circuit Capabilities of Variable Speed Permanent Magnet Motors," *IEEE Trans. Magn.*, vol. Mag-23, no.5, Sept. 1987
- [3] Jacek F. Gieras and Mitchell Wing, *Permanent Magnet Motor Technology*, Marcel Dekker, Inc., 2002
- [4] Jiabin Wang, Geraint W. Jewell and David Howe, "A General Framework for the Analysis and Design of Tubular Linear Permanent Magnet Machines," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 35, no. 3, pp.1986-2000, May. 1999.
- [5] Won-jong Kim, Bryan C. Murphy, "Development of a Novel Direct-Drive Tubular Linear Brushless Permanent-Magnet Motor," *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 3, pp.1664-1671, Oct. 2003.
- [6] Z. Q. Zhu and D. Howe, "Instantaneous magnetic field distribution in brushless permanent magnet dc motors, PartI: open-circuit field," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 29, no. 1, pp. 124-135, Jan. 1993.
- [7] Keld F. Rasmussen, "Analytical Prediction of magnetic Field from Surface Mounted Permanent Magnet Motor," *IEMDC'99*, pp. 34-36, 1999.
- [8] K. Atallah and D. Howe, "The Application of Halbach Cylinders to Brushless AC Servo Motors," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 34, no. 4, pp. 2060-2062, July. 1998.
- [9] David L. Trumper and Mark E. Williams, "Halbach Arrays in Precision Motion Control," *The Art and Science of Magnet Design*, vol. 1, Feb. 1995.
- [10] Zhu, Z.Q., Howe, D. and Chan, C.C., "Improved analytical model for predicting the magnetic field distribution in brushless permanent-magnet machines", *IEEE Trans. Magn.*, vol. 38, pp.229-238, Jan. 2002.
- [11] Duane Hanselman, *Brushless Permanent Magnet Motor Design*. The Writer's Collective, 2003.
- [12] Z. Q. Zhu and D. Howe, "Instantaneous magnetic field distribution in brushless permanent magnet dc motors, PartII: Armature-Reaction Field," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 29, no. 1, pp. 136-142, Jan.

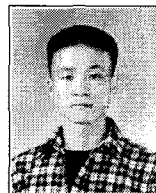
- 1993.
- [13] Nicola Bianchi, "Analytical Computation of Magnetic Fields and Thrusts in a Tubular PM Linear Servo Motor," *IEEE IAS*, vol.1, pp.21-28, Oct. 2000.
- [14] Z. Q. Zhu and D. Howe, "Instantaneous magnetic field distribution in brushless permanent magnet dc motors, PartIV: Magnetic Field on LOad," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 29, no. 1, pp. 152-158, Jan. 1993.
- [15] David L. Trumper, Won-jong Kim and Mark E. Williams, "Design and Analysis Framework for Linear Permanent-Magnet Machines," *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 32, no. 2, pp.371-379, 1996.
- [16] J. R. Hendershot and TJE Miller, *Design of Brushless Permanent Magnet Motors*. Magna Physics Publications, 1994.

저 자 소 개



장 식 명 (張錫明)

1949년 7월 3일생. 1986년 한양대 대학원 전기공학과 졸업(공학박사). 1989년 미국 Univ. of Kentucky (방문연구교수), 1978년~현재 충남대 전기공학과 교수, 현재 당학회 부회장, 전기기기 및 에너지 변환 시스템 부분회 회장
 Tel : 042-821-5658
 E-mail : smjang@ee.cnu.ac.kr
 Homepage : http://sems.cnu.ac.kr



조 한 옥 (趙漢旭)

1976년 12월 3일생. 2002년 충남대 전기공학과 졸업. 2004년 동 대학원 전기공학과 석사 졸업. 2004년~현재 동 대학원 전기공학과 박사과정.
 Tel : 042-821-7608
 E-mail : hwcho@cnu.ac.kr



최 장 영 (崔璋英)

1976년 10월 20일생. 2003년 충남대 전기공학과 졸업. 2005년 동 대학원 전기공학과 석사 졸업. 2005년~현재 동 대학원 전기공학과 박사과정.
 Tel : 042-821-7608
 E-mail : aramis76@cnu.ac.kr



박 지 훈 (朴志勳)

1978년 9월 10일생. 2004년 충남대 전기공학과 졸업. 2004년~현재 동대학원 전기공학과 석사과정
 Tel : 042-821-7608
 E-mail : jhhera@cnu.ac.kr