

공간고조파법을 이용한 영구자석 선형 동기전동기의 슬롯을 고려한 정특성 해석

論 文
48B-4-1

Analysis of Static Characteristics of PMLSM Using Space Harmonic Analysis Considering Slot Structure

林起彩*·洪正杓**·金奎卓***
(Ki-Chae Lim · Jung-Pyo Hong · Gyu-Tak Kim)

Abstract - This paper presents the characteristic analysis method of PMLSM based on the Space Harmonic Analysis method considering the effect of stator slots. The magnetic field for unslotted primary can be easily calculated by the conventional space harmonic analysis method and the resultant magnetic field including slot effect is obtained using the concept of the virtual Equivalent Magnetizing Current(EMC) on primary core. And the influence of space harmonics in airgap flux density and static thrust due to slots is evaluated.

In this paper, the results of the analytical method are compared with not only the experimental ones but ones of FEM to verify the validity of the proposed method.

Key Words : PMLSM, Space Harmonic Analysis method, Effect of stator slots, Virtual equivalent magnetizing current

1. 서 론

선형 동기전동기는 소요전력, 발생추력 등에서 선형 유도전동기에 비하여 우수하여 각종 FA기기, OA기기 및 자기부상 열차 등의 구동원으로 이용되고 있다[1]. 특히, 최근의 에너지밀도가 높은 영구자석 재료의 발달과 더불어 계자코일을 영구자석으로 대체함으로써 계자전원이 필요성을 없애고 구조를 단순화시킨 영구자석 선형 동기전동기(Permanent Magnet Linear Synchronous Motor : PMLSM)에 대한 설계 및 해석기법의 연구가 활발하게 이루어지고 있다[1-4].

PMLSM의 특성 해석기법에는 유한요소법(FEM)이나 경계요소법(BEM)과 같은 수치해석법과 미분 방정식의 해법을 통한 해석적인 방법 등이 있다. 그 중 수치해석법은 컴퓨터를 이용해 해석영역을 세분된 영역으로 이산화하여 해석하는 방법으로 복잡한 구조에 대한 모델링이 용이하고 외부 회로 방정식이 결합된 경우 슬롯 고조파 및 비정현파 전압에 의한 시간 고조파를 고려할 수 있으나 수치 계산 시간이 길고 보다 정밀한 해석을 위해서는 계산기의 용량 증대 및 성능 향상이 필요하다. 또한 각각의 해석 모델의 치수 변화에 따라 전처리, 수치 계산 및 후처리 작업을 반복 해야하는 번거로움이 있으며 전기기기의 초기설계시 설계변수에 따른 특성변화를 관찰하는데는 부적합하다. 따라서, 지금까지의 여러 논문

에서 주기적인 등가자화전류의 공간분포를 이용한 공간고조파 해석법을 PMLSM의 특성해석에 도입하여 설계변수의 변화에 따른 수치해석법의 번거로움을 해소하고 계산시간의 단축을 꾀하여 왔다[3][4].

그러나, PMLSM은 영구자석을 계자로 이용하였기 때문에 공극자속 밀도 분포는 영구자석에 의한 자계로 부터 큰 영향을 받게 되며, 특히 1차측에 슬롯이 존재하는 경우 영구자석과 슬롯의 상대적인 위치에 따른 공극자속밀도 분포의 변화에 의해 슬롯 개수에 따른 주기성을 가지는 힘(detent force)이 발생한다. 이는 일정 주기의 맥동을 가진 힘으로 PMLSM의 운전시 부하각에 따라 발생추력을 증가시키거나 감소시키는 요인으로 작용할 뿐만 아니라 이동자의 변위에 따라 추력의 리플로 존재하기 때문에 PMLSM의 제어특성을 저하시키며 소음 및 기계적인 진동의 원인이 된다. 따라서, 이러한 영향을 설계단계에서 고려해 줄 필요가 있으나, 현재까지 제시된 공간고조파법에 의한 해석적인 방법은 슬롯과 치의 형상에 의한 특성변화를 무시하고 1차측을 평활철심으로 가정한 해석을 행하여 왔기 때문에 슬롯에 의한 공극자속밀도의 변화와 이에 의해 발생하는 PMLSM의 특성 변화를 고려할 수 없었다[3][4].

따라서, 본 논문에서는 1차측 슬롯의 영향을 고려할 수 있는 PMLSM의 정특성 해석방법을 제안하였으며 참고논문 [4]에 제시된 실험결과와 유한요소법에 의한 해석결과를 비교함으로써 타당성을 검증하고자 한다.

2. 해석 이론

그림 1은 양측식 PMLSM의 기본구조로 1차측 권선에 이동자계를 발생시키기 위해 3상 권선을 행한 구조로 상하가

* 準 會 員 : 昌原大 工大 電氣學科 博士課程

** 正 會 員 : 昌原大 工大 電氣學科 助教授 · 工博

*** 正 會 員 : 昌原大 工大 電氣學科 副教授 · 工博

接受日字 : 1998년 5월 13일

最終完了 : 1999년 3월 8일

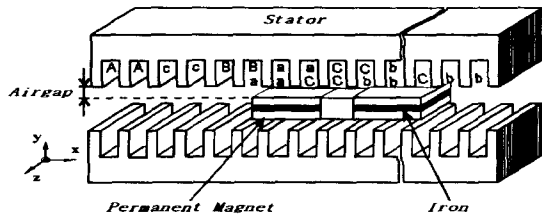


그림 1 양측식 PMLSM의 기본구조
Fig. 1 Basic structure of a double-sided PMLSM

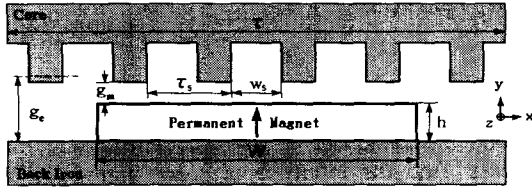


그림 2 공간고조파법 적용 모델
Fig. 2 Applied analysis model of space harmonic analysis method

대칭이기 때문에 그림 2와 같이 한쪽 면만을 해석영역으로 하고 해석모델에 대한 공간고조파법을 적용한 2차원 해석을 위하여 다음과 같은 가정을 두기로 한다[4].

- ① 모든 해석영역은 $\pm x$ 방향으로 무한히 길다.
- ② 영구자석은 $\pm y$ 방향으로 자화되어 있으며, $\pm x$ 방향으로 주기적으로 분포해 있다.
- ③ 철심의 투자율은 무한대이며 자기포화현상은 무시한다.
- ④ 슬롯구조의 1차측 코어는 카터계수를 도입하여 평활한 철심으로 보정한다.
- ⑤ 자기벡터포텐셜 \mathbf{A} 는 z 방향으로 일정한 값을 가진다.

공간고조파법은 해석모델의 자계를 형성하는 요인들을 분리하여 독립적으로 고려한 후 합성하는 방법이다. 즉, 각각의 독립된 해석모델에서 재질이나 입력의 존재 여부에 따른 세부 영역으로 나눈 후 각 영역에 대한 자기벡터포텐셜을 계변수로 하는 지배방정식을 유도하고 각 영역의 경계에서 경계조건을 적용하여 구한 해석해로부터 자계를 계산한다. 그리고 독립적으로 계산된 자계를 중첩시킴으로써 해석모델의 합성자계를 계산하게 된다.

본 논문은 PMLSM의 자계 해석을 위해 먼저 참고논문 [3][4]에서 제시한 영구자석에 의한 자계와 1차측의 권선 전류에 의한 자계를 간단히 고찰한 후 슬롯의 영향을 고려할 수 있는 해석기법을 제시한다.

2.1 영구자석에 의한 자계[3][4]

그림 3은 그림 2의 슬롯구조를 가진 1차측 코어를 카터계수로 보정하여 평활코어(철심)로 본 해석모델로 영구자석이 $\pm x$ 방향으로 주기적으로 배치되어 있고 코어, 공기, 및 영구자석으로 구성된 세부 영역으로 나누어져 있다. 여기서, 주기적으로 배치된 영구자석은 자석 양쪽 끝에서 미소한 두께 δ 를 가지는 등가자화전류(Equivalent Magnetizing Current:

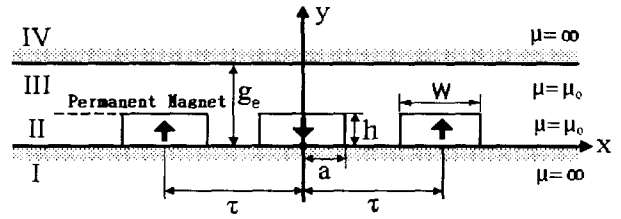


그림 3 영구자석의 해석모델
Fig. 3 Analysis model of permanent magnet

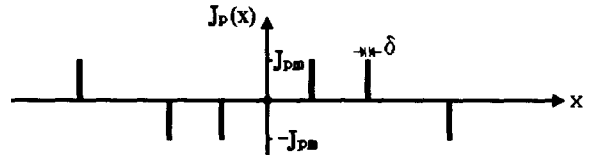


그림 4 영구자석의 등가자화전류밀도 분포
Fig. 4 Equivalent magnetizing current density distribution of permanent magnet

EMC)로 나타낼 수 있다[5]. 따라서, 영역 II의 영구자석에 의한 등가자화전류 밀도는 그림 4와 같이 주기적인 분포를 가지며 이를 푸리에급수 전개하면 식 (1)과 같다.

$$J_p(x) = \sum_{n=1,3}^{\infty} b_{pn} \cdot \sin(nkx) \tag{1}$$

단, $b_{pn} = \frac{4J_{pm}}{n\pi} [\cos(nka) - \cos nk(a + \delta)]$, $k = \frac{\pi}{\tau}$,

$J_{pm} = \pm B_r / \mu_0 \delta$ 이다.

각 영역에서의 지배방정식은 자기벡터포텐셜 \mathbf{A} 를 계변수로 하는 식 (2), (3)로 나타낼 수 있다[3][4].

$$\frac{\partial^2 A(x,y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A(x,y)}{\partial y^2} = 0 \quad \text{영역 I, III, IV} \tag{2}$$

$$\frac{\partial^2 A(x,y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A(x,y)}{\partial y^2} = -\mu_0 J_p(x) \quad \text{영역 II} \tag{3}$$

한편, 영구자석에 의한 등가자화전류 밀도가 x 에 대한 주기적인 분포를 가지므로 자기벡터포텐셜 \mathbf{A} 도 x 에 대한 주기함수가 된다. 따라서, 식 (2), (3)과 같은 미분방정식의 일반해는 식 (4)와 같이 나타낼 수 있다.

$$A = A_0 + Gy + \mu \sum_{n=1,3}^{\infty} Y_n \cdot \sin(nkx) \tag{4}$$

여기서, Y_n 은 y 만의 함수이며, A_0 는 편의상 '0'으로 놓는다.

식 (4)를 각 영역의 지배방정식에 대입하고 각 영역 경계에서 자기벡터포텐셜의 연속조건과 자계강도의 접선성분과 자속밀도의 법선성분에 대한 경계조건을 적용하여 식 (4)의 미정계수를 결정하면 다음과 같은 일반해를 구할 수 있다[4].

$$A_I = A_{IV} = 0 \tag{5}$$

$$A_{II} = \mu_0 \sum_{n=1,3}^{\infty} \left(1 - \frac{\sinh(nk(g_e - b))}{\sinh(nkg)} \cosh(nky) \right) \cdot \frac{b_{pn}}{n^2 k^2} \cdot \sin(nkx) \tag{6}$$

$$A_{III} = \frac{\mu_0}{2} \sum_{n=1.3}^{\infty} \left(\frac{\sinh(nkb)}{\sinh(nkg_e)} \right) \left(\frac{e^{nkgy}}{e^{nkgy}} + \frac{e^{nkgy}}{e^{nkgy}} \right) \cdot \frac{b_{pn}}{n^2 k^2} \cdot \sin(nkx) \quad (7)$$

따라서, $\nabla \times \mathbf{A} = \mathbf{B}$ 의 관계로부터 각 영역의 자속밀도를 구할 수 있으며 식 (8), (9)에 영역 III(공극영역)에 대한 자속밀도 식을 제시하였다.

$$B_{III}^{x,p} = \frac{\mu_0}{2} \sum_{n=1.3}^{\infty} \left(\frac{\sinh(nkh)}{\sinh(nkg_e)} \right) \left(\frac{e^{nkgy}}{e^{nkgy}} - \frac{e^{nkgy}}{e^{nkgy}} \right) \cdot \frac{b_{pn}}{nk} \cdot \sin(nkx) \quad (8)$$

$$B_{III}^{y,p} = -\frac{\mu_0}{2} \sum_{n=1.3}^{\infty} \left(\frac{\sinh(nkh)}{\sinh(nkg_e)} \right) \left(\frac{e^{nkgy}}{e^{nkgy}} + \frac{e^{nkgy}}{e^{nkgy}} \right) \cdot \frac{b_{pn}}{nk} \cdot \cos(nkx) \quad (9)$$

2.2 1차측 전류에 의한 자계[3][4]

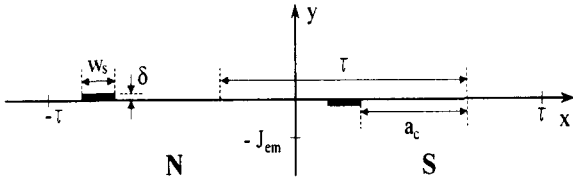


그림 5 단일 권선에 대한 1차측 전류밀도 분포
Fig. 5 Primary current density distribution for single winding

그림 2의 해석모델에서 3상 권선이 분포된 1차측의 각 슬롯에 전류를 흘리면 이 전류에 의해 전체 자속밀도 분포는 변하게 된다. 이러한 1차측의 전류에 의한 자계를 고려하기 위해 1차측의 철심을 평활하다고 보면 1차측 전류는 그림 2의 각 슬롯 영역에서 폭이 w_s 이고 두께가 δ 로 매우 얇은 면 전류의 형태로 존재한다고 볼 수 있다[4]. 여기서, 동일한 상의 권선 1턴에 대한 전류밀도 분포를 생각하면 그림 5와 같이 극 간격 τ 의 거리를 가지고 전류밀도 $\pm J_{em}$ 의 값이 주기적으로 존재하는 형태로 이를 푸리에급수 전개하면 식 (10)으로 나타낼 수 있다.

$$J_{em}(x) = \sum_{n=1}^{\infty} b_{en} \cdot \sin(nkx) \quad (10)$$

여기서, $b_{en} = \frac{4J_{em}}{\pi n} \cos(nka_c)$ 이다.

식 (10)을 이용하여 해석모델의 상수가 m , 매극대당 슬롯수가 q , 전류성분의 주기가 τ 이고 한 극간격 내에 mq 개의 전류도체가 분포해 있을 때 각 슬롯에서의 전류밀도 분포는 각각의 전류도체들의 공간적 위상 ϕ_ν 를 이용하여 표현하고 이를 중첩시켜 식 (11)과 같이 나타낼 수 있다.

$$J_{em}(x) = \sum_{n=1.3}^{\infty} \sum_{\nu=1}^{mq} b_{en,\nu} \cdot \sin nk(x - \phi_\nu) \quad (11)$$

단, $b_{en,\nu} = \frac{4J_{em,\nu}}{n\pi} \cdot \cos nka_c$, $a_c = \frac{(\tau - w_s)}{2}$, ϕ_ν 는

ν 가 0인 슬롯에서 ν 번째 슬롯까지의 거리로 $\nu\tau_s$ 로 쓸 수 있으며 ν 번째 슬롯의 전류 밀도 $J_{em,\nu}$ 는 그 슬롯에 인가되는 전류 I_ν 와 슬롯내 도체수 N_s 로 나타낼 수 있다.

따라서, 1차측 전류도체에 의한 자속밀도의 일반해는 영구 자석에 적용한 동일한 방법으로 쉽게 얻을 수 있다. 식 (12), (13)은 영역 II(공극)에서 얻어진 자속밀도식이다.

$$B_{II}^{x,e} = \frac{\mu_0}{2} \sum_{n=1.3}^{\infty} \sum_{\nu=1}^{mq} \left(\frac{\sinh(nk\delta)}{\sinh(nkg_e)} \right) \cdot \frac{b_{en,\nu}}{nk} \cdot \left(\frac{e^{nk(g_e-y)}}{e^{nkgy}} - \frac{e^{nkgy}}{e^{nk(g_e-y)}} \right) \cdot \sin nk(x - \phi_\nu) \quad (12)$$

$$B_{II}^{y,e} = -\frac{\mu_0}{2} \sum_{n=1.3}^{\infty} \sum_{\nu=1}^{mq} \left(\frac{\sinh(nk\delta)}{\sinh(nkg_e)} \right) \cdot \frac{b_{en,\nu}}{nk} \cdot \left(\frac{e^{nk(g_e-y)}}{e^{nkgy}} + \frac{e^{nkgy}}{e^{nk(g_e-y)}} \right) \cdot \cos nk(x - \phi_\nu) \quad (13)$$

2.3 슬롯의 영향에 의한 자계

종래의 공간고조파법을 이용한 PMLSM의 특성해석은 앞서 제시한 영구자석 및 1차측 전류에 의한 자계만을 고려한 해석으로 1차측 슬롯형상을 카터계수로 보정한 평활철심으로 가정하였기 때문에 슬롯형상에 따른 공극자속밀도의 영향이 포함되지 않았다.

본 논문은 슬롯의 영향을 고려하기 위해 1차측을 평활코어로 본 경우 평활코어 표면에서의 등가자화전류를 산정하고 이를 바탕으로 코어표면의 슬롯영역에서 영구자석에 의한 자속을 상세시킬 수 있는 자속을 만드는 가상의 등가자화전류가 존재한다는 가정을 하고 이를 계산하였다. 먼저, 코어와 같이 비투자율이 공기보다 큰 매질이 자계내에 있을 경우 그 매질의 자화의 세기 \mathbf{M} 은 등가자화전류로 치환될 수 있으므로[6] 그림 3의 1차측 코어표면에 영구자석의 자계에 의한 자화의 세기 \mathbf{M} 이 존재함을 생각할 수 있다. 한편, 철심의 투자율이 무한대로 가정하였으므로 영역 IV는 코어표면에서의 등가자화전류로 치환이 가능하며 이는 IV영역이 공기와 철심인 각각의 경우에 대하여 영구자석의 영향에 의한 자계를 계산하고 코어표면에서 두 자계에 의한 자화의 세기 \mathbf{M} 의 변화량을 구하는 것과 같다. 따라서, 그림 6의 코어표면에 식 (14)로 표현되는 표면전류밀도 \mathbf{K}_{cm} 을 분포시키면 영역 IV를 공기로 치환할 수 있다.

$$\mathbf{K}_{cm} = \frac{1}{\mu_0} [\nabla \times (\mathbf{B}_{t,III}^p - \mathbf{B}_{t,IV}^a)]^{y=g_e-\delta} \quad (14)$$

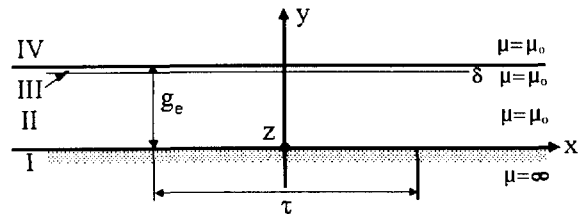


그림 6 평활코어 표면의 EMC모델
Fig. 6 EMC model on smoothed core

여기서, $B_{t,III}^p$ 는 각각 1차축을 평활철심으로 본 경우의 영역 III에서의 자속밀도의 접선성분으로 식 (8), (9)로 표현되고 $B_{t,IV}^a$ 는 1차축을 공기로 본 경우의 영역 IV에서의 자속밀도의 접선성분으로 식 (15), (16)과 같다.

$$B_{IV}^{x,a} = -\mu_0 \sum_{n=1,3}^{\infty} \sinh(nkh) \cdot e^{-nky} \cdot \frac{b_{pn}}{nk} \cdot \sin(nkx) \quad (15)$$

$$B_{IV}^{y,a} = -\mu_0 \sum_{n=1,3}^{\infty} \sinh(nkh) \cdot e^{-nky} \cdot \frac{b_{pn}}{nk} \cdot \cos(nkx) \quad (16)$$

따라서, 코어 경계면에서의 등가자화전류밀도는 식 (18)과 같다.

$$K_{cm} = \sum_{n=1,3}^{\infty} \frac{b_{pn}}{nk} \cdot \frac{\sinh(nkh)}{\sinh(nkg_e)} \cdot \sin(nkx) \quad (17)$$

$$J_{cm} = \frac{K_{cm}}{\delta} = \sum_{n=1,3}^{\infty} b_{cn} \cdot \sin(nkx) \quad (18)$$

여기서, $b_{cn} = \sum_{n=1,3}^{\infty} \frac{\sinh(nkh)}{\sinh(nkg_e)} \cdot \frac{b_{pn}}{nk\delta}$ 이다.

각 영역의 자기벡터포텐셜을 구해 영역 III의 자속밀도를 구하면 다음과 같다.

$$B_{III}^{x,c} = -\mu_0 \sum_{n=1,3}^{\infty} \left(\frac{\sinh(nky)}{e^{nkg_e}} - \frac{\sinh(nk(g_e - \delta))}{e^{nky}} \right) \cdot \frac{b_{cn}}{nk} \cdot \sin(nkx) \quad (19)$$

$$B_{III}^{y,c} = -\mu_0 \sum_{n=1,3}^{\infty} \left(1 - \left(\frac{\cosh(nky)}{e^{nkg_e}} + \frac{\sinh(nk(g_e - \delta))}{e^{nky}} \right) \right) \cdot \frac{b_{cn}}{nk} \cdot \cos(nkx) \quad (20)$$

식 (19), (20)은 1차축 코어표면에서 등가자화전류에 의한 자속밀도 분포를 나타낸 것으로 슬롯의 영향을 등가적으로 고려하기 위해 그림 7과 같이 공기로 치환된 코어표면에 슬롯이 존재하는 구간을 가진 모델을 제시한다.

1차축 코어가 슬롯을 가지는 경우 공극으로부터의 자속은 코어의 치부분으로 대부분 흐르므로 슬롯이 존재하는 구간에서의 자속은 '0'이라고 가정할 수 있다. 따라서, 슬롯의 영향은 평활코어 표면의 등가자화전류에 의한 자속을 슬롯영역에서 상쇄시킬 수 있는 자속을 만드는 가상의 등가자화전류가 그림 7의 슬롯영역에 분포되어 있다고 보고 이를 계산함으로써 고려될 수 있다

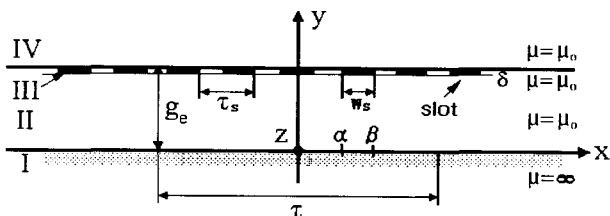


그림 7 슬롯의 가상 EMC 모델
Fig. 7 Virtual EMC model of slots

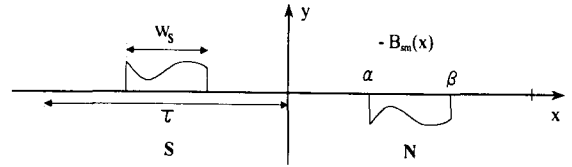


그림 8 슬롯 영역에서의 임의 자속밀도 분포
Fig. 8 Arbitrary flux density distribution in slot area

슬롯부분의 가상등가자화전류에 의한 자속의 크기는 1차축 코어표면의 가상등가자화전류에 의한 자속과 같고 방향은 반대로 슬롯이 α 에서 β 사이에 있을 때 다음 식으로 표현된다.

$$\Phi_{slot} = -\Phi_{cn} \quad (\alpha < x < \beta) \quad (21)$$

여기서, Φ_{slot} 은 슬롯부분의 가상등가자화전류에 의한 자속이고, Φ_{cn} 은 코어표면의 등가자화전류에 의한 자속이다.

슬롯영역에서의 자속은 식 (21)에 의해 평활코어 표면의 등가자화전류에 의한 자속밀도의 y성분에 대한 x, z방향의 적분으로 슬롯영역의 가상등가자화전류에 의한 자속밀도 분포는 다음 식으로 표현된다.

$$B_{sm}(x) = -B_{III}^{y,c} \Big|_{y=g_e-\delta} = \sum_{n=1,3}^{\infty} b_{sn} \cdot \cos(nkx) \quad (22)$$

$$\text{단, } b_{sn} = \left(1 - \left(\frac{\cosh(nk(g_e - \delta))}{e^{nkg_e}} + \frac{\sinh(nk(g_e - \delta))}{e^{nkg_e}} \right) \right)$$

$\cdot \frac{b_{cn}}{nk} \cdot \mu_0$ 이고 $\alpha < x < \beta$ 이다.

식 (22)는 평활코어 표면에서의 영구자석에 의한 자계의 영향을 받으므로 각 슬롯마다 동일한 분포를 가지지 못한다. 그러나, 한 극간격 τ 만큼 떨어진 슬롯들 사이의 자속밀도 분포는 그림 8과 같이 반파대칭의 구조를 가지며 이를 푸리에 급수 전개하면 다음과 같다.

$$B_{sm}(x) = \sum_{n=1,3}^{\infty} \sum_{m=1,3}^{\infty} [a_m \cdot \cos(mkx) + b_m \cdot \sin(mkx)] \quad (23)$$

단, a_m 과 b_m 은 α 와 β 에 의한 함수로 다음과 같은 식으로 표현된다.

① $n=m$ 일 때

$$a_m = \frac{b_{sn}}{2\tau} \left[\frac{1}{nk} (\sin 2nk\beta - \sin 2nk\alpha) + 2(\beta - \alpha) \right]$$

$$b_m = -\frac{b_{sn}}{\tau} \left[\frac{1}{2nk} (\cos 2nk\beta - \cos 2nk\alpha) \right]$$

② $n \neq m$ 일 때

$$a_m = \frac{b_{sn}}{\tau k} \left[\frac{1}{n+m} \{ \sin(n+m)k\beta - \sin(n+m)k\alpha \} + \frac{1}{n-m} \{ \sin(n-m)k\beta - \sin(n-m)k\alpha \} \right]$$

$$b_m = \frac{b_{sn}}{\tau k} \left[\frac{1}{n-m} \{ \cos(n-m)k\beta - \cos(n-m)k\alpha \} - \frac{1}{n+m} \{ \cos(n+m)k\beta - \cos(n+m)k\alpha \} \right]$$

식 (23)으로 표현되는 슬롯영역의 자속밀도분포에 의해 슬롯영역에 존재하는 가상등가자화전류는 표면전류밀도 K_{sm} 에 의해 식 (24)와 같이 쓸 수 있다.

$$J_{sm} = \frac{K_{sm}}{\delta} = \frac{1}{\delta\mu_0} \nabla \times B_{sm} \quad (24)$$

$$= \sum_{n=1,3}^{\infty} \sum_{m=1,3}^{\infty} [a_{nm} \cos(mkx) + b_{nm} \sin(mkx)]$$

단, $a_{nm} = \frac{mk b_m}{\mu_0 \delta}$, $b_{nm} = \frac{-mk a_m}{\mu_0 \delta}$ 이다.

따라서, 슬롯부분의 가상등가자화전류의 분포에 의한 그림 7의 각 영역에서의 자속밀도는 영구자석의 경우와 마찬가지로 각 영역에 대한 지배방정식과 경계조건을 적용하여 동일하게 구할 수 있다.

$$B_m^{x,s} = -\mu_0 \sum_{n=1,3}^{\infty} \sum_{m=1,3}^{\infty} \left(\frac{e^{mk\delta} - 1}{e^{mk\delta}} \right) \cdot \sinh(mky) \quad (25)$$

$$\cdot \left(\frac{b_{nm}}{mk} \sin(mkx) + \frac{a_{nm}}{mk} \cos(mkx) \right)$$

$$B_m^{y,s} = -\mu_0 \sum_{n=1,3}^{\infty} \sum_{m=1,3}^{\infty} \left(\frac{e^{mk\delta} - 1}{e^{mk\delta}} \right) \cdot \cosh(mky) \quad (26)$$

$$\cdot \left(\frac{b_{nm}}{mk} \cos(mkx) - \frac{a_{nm}}{mk} \sin(mkx) \right)$$

3. 해석이론 적용 및 결과

본 논문은 제시된 해석방법의 타당성을 검증하기 위하여 참고논문[4]의 실험결과와 FEM 해석결과를 이용하여 계산된 해석결과와의 비교를 행하였다.

표 1은 제시된 해석법과 FEM 해석에서 사용된 PMLSM의 재원으로 참고논문[4]와 비교하여 잔류자속밀도와 기계적 공극이 다소 차이가 있을 뿐 동일한 모델이다. 여기서, 본 논문에서 제시한 FEM의 결과는 그림 2와 같이 한 극분을 해석 모델로 잡고 전류원에 의한 선형해석한 결과이다.

그림 9는 슬롯이 α 에서 β 사이에서 존재할 때 영구자석의 자계로 인한 평활철심 표면의 가상등가자화전류가 만든 자계를

표 1 PMLSM의 재원

Table 1 Brief Specifications of PMLSM

구분	항목	기호	값 (단위)
고정자 (1차측)	상수	m	3
	극수		4
	극간격	τ	72 (mm)
	슬롯 피치	τ_s	12 (mm)
	슬롯 폭	w_s	7 (mm)
	정격 전류	I	5 (A)
	슬롯당 턴수	N_s	100
가동자 (영구자석)	영구자석 높이	h	10 (mm)
	영구자석 폭	W	50 (mm)
	영구자석 재질		Nd-Fe-B
공극	잔류자속 밀도	B_r	1.2 (T)
	기계적 공극	g_m	4.2 (mm)

슬롯 영역에서 상쇄시키는 가상등가자화전류에 의한 공극자속밀도 분포를 나타낸 것으로 영구자석과 슬롯이 그림 2와 같은 위치에 있는 경우의 식 (25), (26)을 적용하여 구한 결과이다. 슬롯에 의한 공극자속밀도는 영구자석의 자계에 의한 슬롯영역에 존재하는 가상의 등가자화전류밀도의 영향을 받으며 영구자석과 슬롯의 상대적인 위치에 따라 다른 양상을 나타냄으로써 1차측 전류가 흐르지 않는 상태에서도 1차측 코어와 이동자(영구자석)사이의 위치에 따라 그림 10과 같은 분포를 가지는 힘(detent force)이 발생한다. 그림 10은 영구자석과 슬롯의 영향에 의한 자계를 합성한 후 맥스웰 응력법에 의해 구한 결과로 실험과 FEM에 의한 결과가 잘 일치하고 있다. 여기서, 각 해석모델에서의 미소한 두께 δ 는 10^{-8} 의 동일한 값을 사용하였다.

그림 11은 PMLSM의 합성 공극자속밀도 분포를 나타낸 것으로 앞서 구한 영구자석에 의한 자계, 슬롯의 영향에 의한 자계 및 1차측 전류에 의한 자계를 독립적으로 구한 후 이들을 중첩시켜 얻은 결과이다. 여기서, 종래의 공간고조파법에서 볼 수 없는 슬롯이 존재하는 위치에서의 공극자속밀도의 감소를 볼 수 있다.

그림 12는 PMLSM의 부하각 60도에서 1차측 슬롯의 영향을 고려한 경우, 1차측 슬롯을 평활철심으로 본 경우의 공극자속밀도 분포, 및 FEM에 의한 공극자속밀도를 나타낸 것으로 슬롯을 고려한 해석치와 FEM에 의한 결과가 잘 일치함을 알 수 있다.

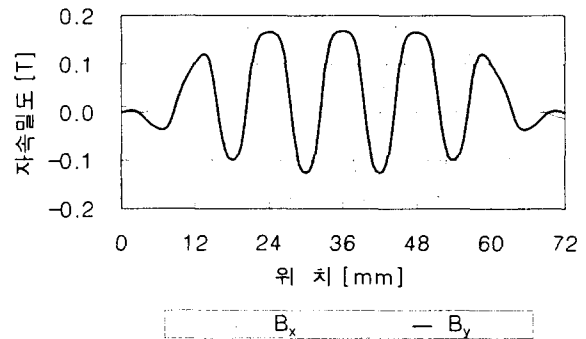


그림 9 슬롯의 가상 EMC에 의한 공극자속밀도분포
Fig. 9 Airgap flux density distribution by the virtual EMC of slot

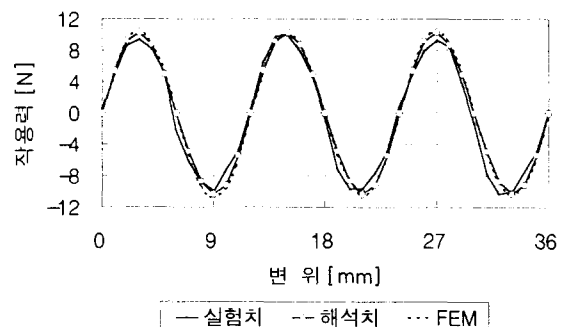
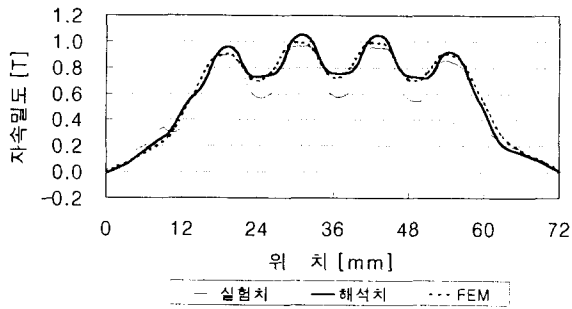
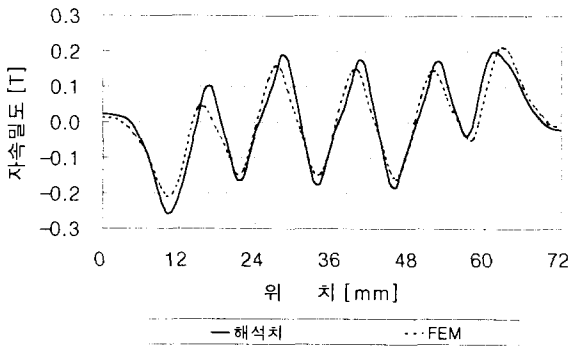


그림 10 Detent Force
Fig. 10 Detent Force



(a) y-component of flux density



(b) x-component of flux density

그림 11 위치에 따른 합성공극자속밀도 분포

Fig. 11 Resultant airgap flux density distribution with position (power angle 0°)

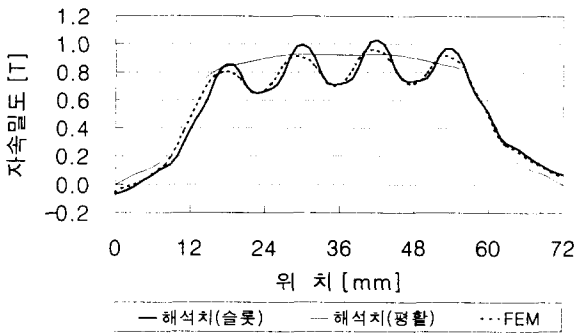


그림 12 합성 공극자속밀도 분포 (부하각 60도)

Fig. 12 Resultant airgap flux density distribution (power angle 60°)

그림 13은 공극자속밀도 고조파 성분 분석을 행한 결과로 슬롯의 영향이 고려된 해석치 및 FEM에 의한 결과치는 1차 축을 평활철심으로 본 경우에 비해 슬롯에 의해 발생하는 11, 13 고조파 성분이 크게 나타나고 있음을 알 수 있으며 이를 이용하여 PMLSM의 특성 해석시 슬롯 고조파의 영향을 고려할 수 있을 뿐만 아니라 초기 설계시 고조파의 저감을 고려한 설계가 가능하리라 사료된다.

그림 14는 PMLSM의 정추력으로 1차축 전류의 위상을 고정시키고 영구자석에 대한 1차축 철심의 상대적인 위치를 변화시키면서 구한 것으로 슬롯영향이 포함된 공간고조파법에

의한 해석결과와 실험 및 FEM 해석결과를 나타내고 있다. 여기서, 제시된 해석법에 의한 결과와 각각의 결과와의 오차요인을 분석하면 먼저 FEM 해석결과와의 오차요인은 주로 공간고조파법 적용시 투자율을 무한대로 가정한 것과 재질의 포화특성을 고려하지 못했다는 것에 기인한다[4]. 또한, 실험 결과와의 오차는 재질의 포화특성 뿐만 아니라 실험치 측정시의 공극 불균일에 의한 측정오차라고 생각할 수 있다. 그림 14로부터 변위에 따른 추력은 detent force의 영향으로 부하각(power angle)에 따라 왜곡을 가지며 이에 대한 공간고조파 분석결과를 그림 15에 보였다

그림 16은 가동부(영구자석)를 이동하면서 부하각이 60도가 되도록 1차축전류의 위상을 동기시켜 계산한 정상상태 운전시의 PMLSM의 추력을 나타낸 것으로 변위에 따른 추력의 리플이 존재하고 있으며 이러한 추력 리플은 PMLSM의 운전특성에 큰 영향을 줄 수 있다.

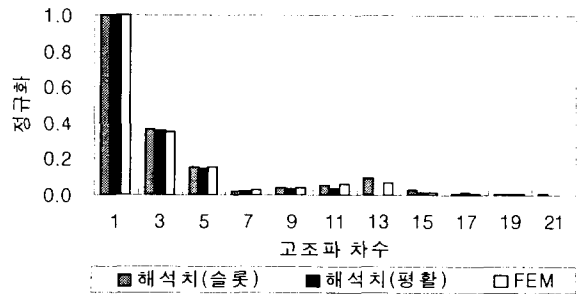


그림 13 자속밀도의 고조파 분석 (부하각 60도)

Fig. 13 Harmonic analysis (Power angle 60°)

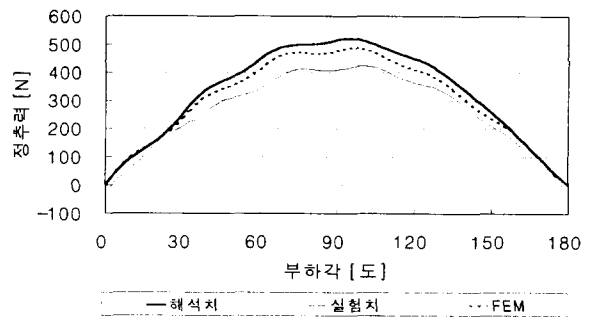


그림 14 PMLSM의 정추력

Fig. 14 Static thrust of PMLSM

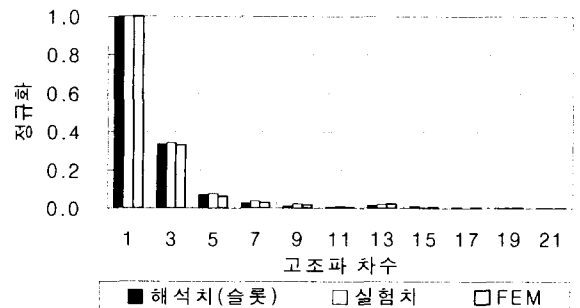


그림 15 정추력의 고조파 성분 분석

Fig. 15 Harmonic analysis of static thrust

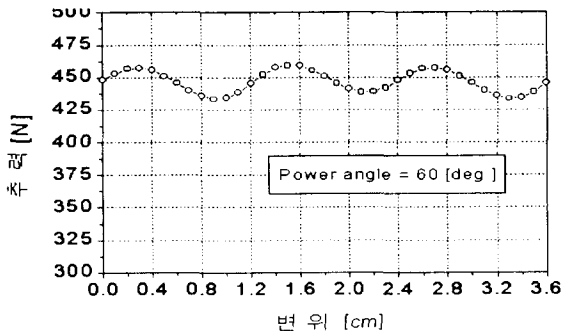


그림 16 정상상태 운전시 PMLSM의 추력
Fig. 16 Thrust of PMLSM in steady state operation.

4. 결론

본 논문은 공간고조파법을 이용하여 PMLSM의 슬롯효과를 고려한 2차원 특성 해석방법을 제시하였으며 기존의 유한요소법에 의한 결과 및 실험 결과와의 비교를 통하여 타당성을 검증하였다.

본 논문에서 제시한 슬롯의 영향을 고려한 공간고조파법에 의한 특성 해석법은 공극자속밀도 분포 및 이를 이용한 부하각에 따른 발생 추력 및 수직력을 쉽게 계산할 수 있으며 PMLSM과 같은 영구자석을 채용한 기기에서 슬롯이 발생 추력에 미치는 영향의 고찰이 가능하므로 PMLSM과 같은 선형전동기의 초기 설계시에 이를 고려함으로써 발생 추력의 리플 저감은 물론 운전시의 진동이나 소음을 줄일 수 있는 설계가 가능하리라 사료된다.

본 연구는 한국전력공사의 지원에 의하여 기초전력공학공동연구소 주관으로 수행되었습니다.

참고문헌

- [1] I. Boldea and S. A. Nasar, Linear Motion Electromagnetic Systems, John Wiley and Sons, 1985.
- [2] T. Mizuno, H. Yamada, "Magnetic Circuit Analysis of a Linear Synchronous Motor with Permanent Magnets", IEEE Trans. on Magnetics, Vol. 28, pp.3027-3029, 1992.
- [3] Dal-Ho Im, Jung-Pyo Hong, et al, "The Optimum Design of Permanent Magnet Linear Synchronous Motor", Int'l Conference of IEEE CEFC '96, pp.166, 1996.
- [4] 정인성, 윤상백, 홍정표, 현동석 "공간고조파 해석법을 이용한 선형동기 전동기의 특성해석", 전기학회 논문지 제47권 2호, pp.162-167, 1998.
- [5] John D. Kraus, Electromagnetics, McGrawHill, INC., 1992, pp.301-375.
- [6] 竹山説三, 電磁氣學現象理論, 丸善株式會社, pp.265-269.

저자 소개



임기채(林起彩)

1973년 8월 25일생, 1996년 창원대 공대전기공학과 졸업. 1998년 동 대학원 전기전자제어공학과 졸업(석사). 현재 동 대학원 전기전자제어공학과 박사과정

Tel : (0551) 279-7519

E-mail : haebin@netian.com



홍정표(洪正杓)

1959년 4월 17일생. 1983년 한양대 공대전기공학과 졸업. 1985년 동 대학원 전기공학과 졸업(석사). 1985년~1990년 LG정밀(주) 중앙연구소 주임연구원 1990년~1992년 삼성전기(주) 종합연구소 선임연구원. 1995년 동 대학원 전기공학과 졸업(공학박사). 1996년~1996년 한양대 산업 과학연구소 선임연구원. 현재 창원대 공대전기공학과 조교수

Tel : (0551) 279-7517

E-mail : jphong@sarim.changwon.ac.kr



김규탁(金奎卓)

1961년 11월 12일생. 1982년 한양대 공대전기공학과 졸업. 1984년 동 대학원 전기공학과 졸업(석사). 1991년 동 대학원 전기공학과 졸업(공학박사). 현재 창원대 공대전기공학과 부교수. 1996년~1997년 일본

早稻田大 客員研究員

Tel : (0551) 279-7515

E-mail : gtkim@sarim.changwon.ac.kr