



직선형 전기기기 해석

임 달 호*, 홍 정 표**

(*한양대 공대 전기공학과 교수, **한양대 산업과학연구소 선임연구원)

1. 서 론

이동장계를 이용하는 선형전동기를 비롯하여 직선추력을 직접 얻을 수 있는 직선형전기기기의 응용분야가 확대되면서 직선형전기기의 해석이론에 관한 연구가 활발하게 진행되어오고 있다[1-5].

직선형전동기는 일반 회전형전동기에 비해 전동기 단기로써의 효율이 낮고 역율이 떨어지는 등의 단점이 있음에도 불구하고 직선추력을 직접 발생하므로 직선운동이 요구되는 시스템에 적용할 경우 여러가지 장점을 갖고 있기 때문에 메카트로닉스 분야를 비롯하여 시스템의 효율적인 운전과 이점을 살려 교통차량용기기, 산업용기기, 사무자동화기기등에 응용되고 있으며, 전력전자공학 분야의 발달과 더불어 직선형전동기의 응용분야가 점점 다양해지고있다[6-7].

선형전동기의 추력발생원리는 회전형 전동기의 회전력 발생원리와 동일하지만, 1차철심과 여자전류의 분포가 전동기 진행방향으로 유한하기 때문에 나타나게 되는 전동기 진행방향의 단부효과와, 평판형 2차도체의 경우에 나타나는 횡방향 단부효과를 비롯하여 1차측과 2차측 사이에 작용하는 수직력등의 특수한 현상들이 나타나기 때문에 회전형 전동기의 해석이론을 그대로 적용할 수가 없다. 특히, 고속으로 운전되고 있는 경우에는 단부효과의 영향이 커지기 때문에 단부효과를 반드시 고려하여야 한다.

단부효과를 고려한 직선형전동기의 해석방법에는 유한요소법과 같은 수치해석방법 이외에 동기속도로 이동하는 이동장계와 단부효과파로 인한 자계를 중첩시켜 해석하는 방법[5], 1차측의 전류분포가 주기적으로 분포해 있다고 가정하고, 이 분포를 푸리에급수(Fourier series)로 전개하여 해석하는 공간고조파해석법[8], T형 등가회로의 상호임피던스에 유도되는 유도기전력을 보정하여 해석하는 방법[9]등이 있다.

본 논문에서는 2차측이 평판형 구조를 갖는 선형유도전동기를 대상으로하여 유한요소법을 이용한 수치해석방법과 기자력발생의 개념적인 기본단위가 되는 하나의 전류도체

를 등가표면전류밀도로 치환하여 해석하는 공간고조파해석 방법과[10], 영구자석 계자형 선형동기전동기의 공간고조파 해석방법에 대하여 소개하겠다.

2. 본 론

2.1 FEM을 이용한 LIM의 특성해석

자기벡터포텐셜 \vec{A} 를 계변수로하는 특성방정식은 식(1)과 같다[11, 12]

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\mu} \nabla \times \vec{A} \right) = \vec{j} = \vec{j}_o + \vec{j}_e \quad (1)$$

한편, 자계 내에 놓여있는 도체가 \vec{v} 라는 속도를 갖고 이동할 경우에 도체에 유도되어 흐르는 와전류밀도 \vec{j}_e 는 식(2)와 같다.

$$\vec{j}_e = \sigma (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2)$$

식(2)에서 우변 첫째항은 변압기전력이며, 우변 두번째 항은 속도기전력을 나타낸다.

직선형전동기의 경우 회전형전동기에서와 같이 주기조건을 부여하여 전체 해석모델의 일부만을 해석영역으로 하고 슬립주파수를 이용하여 우변의 두항을 하나의 항으로 처리할 수도 있으나, 직선형전동기에서 나타나는 단부효과를 고려하기 위해서는 변압기전력과 속도기전력이 나누어 처리되어야 한다.

한편, 여자전류가 z방향 성분만을 갖고, 2차 도체가 x 방향으로 1차측과 상대운동하고 있을 경우의 특성방정식은 식(3)과 같다.

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\nu \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) + j\omega\sigma A_z + \sigma v_x \frac{\partial A_z}{\partial x} + J_o = 0 \quad (3)$$

여기서, ν 는 자기저항율, σ 는 도전율, v_x 는 도체의 이동속도를 나타낸다.

계변수 A_z 를 보간함수로 근사화하고 식(3)에 대입하여 정식화하면 식(4)와 같은 요소행렬을 얻을 수 있다.

$$[S + C \quad 0]^{(e)} \begin{bmatrix} A \\ I \end{bmatrix}^{(e)} = [0]^{(e)} \quad (4)$$

요소행렬의 요소 값은 각각 다음과 같다.

$$S_{ij}^{(e)} = \int_{\Omega^{(e)}} \left[\nu_{xx}^{(e)} \frac{\partial N_i^{(e)}}{\partial y} \cdot \frac{\partial N_j^{(e)}}{\partial y} - \nu_{xy}^{(e)} \frac{\partial N_i^{(e)}}{\partial y} \cdot \frac{\partial N_j^{(e)}}{\partial x} - \nu_{yx}^{(e)} \frac{\partial N_i^{(e)}}{\partial x} \cdot \frac{\partial N_j^{(e)}}{\partial y} + \nu_{yy}^{(e)} \frac{\partial N_i^{(e)}}{\partial x} \cdot \frac{\partial N_j^{(e)}}{\partial x} \right] dx dy + \sigma^{(e)} v_x \int_{\Omega^{(e)}} \frac{\partial N_i^{(e)}}{\partial x} dx dy,$$

$$C_{ij}^{(e)} = j\omega\sigma^{(e)} \int_{\Omega^{(e)}} N_i^{(e)} N_j^{(e)} dx dy,$$

$$Q_i^{(e)} = -\frac{N_p^{(e)}}{S_p} \int_{\Omega^{(e)}} N_i^{(e)} dx dy$$

여기서, $N_p^{(e)}$ 는 요소의 직렬도체수, S_p 는 슬롯의 도체단면적, N_i, N_j 는 보간함수이며, $\nu_{xx}^{(e)}, \nu_{xy}^{(e)}, \nu_{yx}^{(e)}, \nu_{yy}^{(e)}$ 는 방향성을 고려한 자기저항율로, 등방성일 경우에는 $\nu_{xy}^{(e)}, \nu_{yx}^{(e)}$ 는 영이며, $\nu_{xx}^{(e)}, \nu_{yy}^{(e)}$ 는 같은 값을 갖게 되어 상수로 취급할 수 있다.

전체 요소방정식을 조합하여 계방정식을 구성하게 되는데, 전압을 구동함수로 하는 경우에는 미지수 A 와 i 의 수가 방정식의 수 보다 많기 때문에 해가 독립적으로 결정될 수가 없으므로, 다음과 같은 회로방정식이 보조적으로 필요하게 된다.

$$V_m = R_c i_m + L_o \frac{di_m}{dt} + E_m$$

위 식에서 V_m 는 m 상의 여자전압, R_c 는 회로의 권선저항, L_o 는 권선 끝단의 누설인덕턴스, E_m 는 유도기전력을 나타낸다.

한편, h 를 1차철심의 직층폭이라 할때, 한 슬롯에 대하여 식(5)의 관계가 성립한다.

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{d}{dt} \oint A_z dl = j\omega \frac{N_p h}{3S_p} \sum_{e=1}^{np} [(\pm) \sum_{i=1}^3 \Delta^{(e)} A_i] \quad (5)$$

여기서, (\pm) 는 여자전류의 입력방향, np 는 여자전류가 흐르는 전체 요소수를 나타내며, $\Delta^{(e)}$ 는 요소의 단면적이다. 따라서, m 상의 슬롯당 유도기전력은 식(6)과 같이 주어지며,

$$E_{m,p} = -j\omega \frac{N_p h}{3S_p} \sum_{e=1}^{np} [(\pm) \sum_{i=1}^3 \Delta^{(e)} A_i^{(e)}] \quad (6)$$

m 상에 대하여 식(7)과 같은 전압방정식을 얻을 수 있다.

$$V_m = R_c i_m + j\omega L_o i_m - j\omega \frac{N_p h}{3S_p} \sum_{e=1}^{np} [(\pm) \sum_{i=1}^3 \Delta^{(e)} A_i^{(e)}] \quad (7)$$

이제, 계방정식과 식(7)로 부터 자기벡터포텐셜 A 와 전류 i 를 구하면 된다.

2.2 LIM의 공간고조파해석[10]

해석영역을 그림 1과 같이 등가표면전류가 분포하는 영역(II)과, 입구단 이전영역(I) 그리고 출구단 이후영역(III)으로 나누어 계의 특성방정식을 유도하고, 영역 사이에서 자계강도와 유도전류의 연속조건을 만족시키는 경계조건을 부여하여 해석한다.

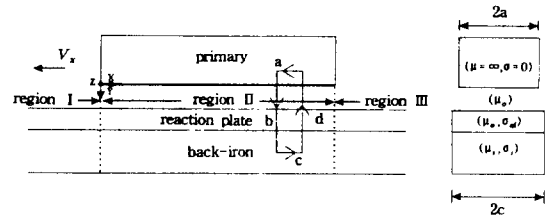


그림 1. 해석모델 및 해석영역

각 해석영역의 특성방정식은 다음과 같다.

2.2.1 여자전류가 분포하는 ($0 \leq x \leq L$) 영역

그림 1의 해석모델에서 적분경로 $abcd$ 를 따라 암페어의 법칙을 적용하면, 제 n 차고조파에 대하여 이동자계와 같은 방향으로 진행되는 진행파성분과 이동자계와 반대방향으로 진행되는 후퇴파성분에 대한 식은 다음과 같다.

$$g_{en} \frac{\partial \bar{H}_{nf}}{\partial x} = J_{nf} \exp(-j\beta_n x) + \bar{J}_{2n,f} d \quad (8)$$

$$g_{en} \frac{\partial \bar{H}_{nb}}{\partial x} = J_{nb} \exp(j\beta_n x) + \bar{J}_{2n,b} d \quad (9)$$

여기서, $\beta_n = \pi / \tau_n$, $\tau_n = L / n$ 이고, d 는 2차도체의 두께이며, g_{en} 은 자기공극 길이를 보정계수로 보정한 유효공극의 길이를 나타낸다.

J_{nf} 와 J_{2nf} 은 각각 1차측 등가표면전류와 2차도체에 유기되어 흐르는 와전류밀도로서 z 방향성분 만을 갖고 있으며, H_{nf} 는 y 방향성분 만을 갖는 공극자계강도를 나타낸다. 한편, 도전율 σ 인 도체가 각주파수 ω 로 변화하는 자계 내에서 v_x 의 속도로 x 축 방향으로 이동할때 도체에 유기되는 유도전류와 자계 사이에는 식(10)의 관계가 성립한다[4].

$$\frac{\partial \bar{J}_{21}}{\partial x} = j\omega\sigma\mu_o\bar{H}_1 + \sigma\mu_o V_x \frac{\partial \bar{H}_1}{\partial x} \quad (10)$$

이제, 식(10)을 제 n 차 고조파의 진행파 성분과 후퇴파 성분으로 분리하여 정리하면 식(11), 식(12)와 같이 된다.

진행파 성분 :

$$\frac{\partial \bar{J}_{2n,f}}{\partial x} = j\omega\sigma_{en}\mu_o\bar{H}_{nf} + \sigma_{en}\mu_o v_x \frac{\partial \bar{H}_{nf}}{\partial x} \quad (11)$$

후퇴파성분 :

$$\frac{\partial \bar{J}_{2n,b}}{\partial x} = j\omega\sigma_{en}\mu_o\bar{H}_{nb} - \sigma_{en}\mu_o v_x \frac{\partial \bar{H}_{nb}}{\partial x} \quad (12)$$

위 식에서 σ_{en} 은 2차도체와 2차철심의 횡방향 단효과를 보정계수로 보정한 유효도전율이다.

수식을 간단히 하기 위해 $s_{nf} = 1.0 - \frac{v_x}{\omega} \beta_n$, $s_{nb} = 1.0 + \frac{v_x}{\omega} \beta_n$ 으로 치환하고, Goodness factor의 개념을 도입하여[4] $G_{on} = \frac{\mu_o \omega \tau_n^2 \sigma_{en} d}{\pi^2 g_{en}}$ 이라 놓고 진행진행파와 후퇴파성분으로 정리하면 계의 특성방정식은 각각 식(13),(14)와 같이 된다.

진행파 성분 :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 \bar{H}_{nf}}{\partial x^2} - G_{on} \beta_n (1 - s_{nf}) \frac{\partial \bar{H}_{nf}}{\partial x} - j \beta_n^2 G_{on} \bar{H}_{nf} \\ &= -j \frac{\beta_n}{g_{en}} [J_{nf} \exp(-j \beta_n x)] \end{aligned} \quad (13)$$

후퇴파 성분 :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 \bar{H}_{nb}}{\partial x^2} - G_{on} \beta_n (1 + s_{nb}) \frac{\partial \bar{H}_{nb}}{\partial x} - j \beta_n^2 G_{on} \bar{H}_{nb} \\ &= j \frac{\beta_n}{g_{en}} [J_{nb} \exp(j \beta_n x)] \end{aligned} \quad (14)$$

2.2.2 입구단 이전($x < 0$)영역 및 출구단 이후($x > L$)영역

1차측 여자전류가 분포하지 않는 입구단 이전영역과 출구단 이후영역에 대한 특성방정식은 각각 식(15), (16)과 같다.

진행파성분 :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 \bar{H}_{nf}}{\partial x^2} - G_{on} \beta_n (1 - s_{nf}) \frac{\partial \bar{H}_{nf}}{\partial x} \\ & - j \beta_n^2 G_{on} \bar{H}_{nf} = 0 \end{aligned} \quad (15)$$

후퇴파성분 :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 \bar{H}_{nb}}{\partial x^2} - G_{on} \beta_n (1 + s_{nb}) \frac{\partial \bar{H}_{nb}}{\partial x} \\ & - j \beta_n^2 G_{on} \bar{H}_{nb} = 0 \end{aligned} \quad (16)$$

2.2.3 경계조건 및 공간고조파해석

1차측여자전류를 $J_n \exp(-j \beta_n x) + J_{nb} \exp(j \beta_n x)$ 와 같이 진행파성분과 후퇴파성분의 합으로하고, 해석영역 경계에서 자계강도와 전류밀도가 연속이라는 경계조건을 특성방정식에 적용하여 일반해를 구한다.

공극자계에 대한 일반해는 일반 회전기에서와 같이 정현적인 변화를하는 정상자계 항과 감쇠계수를 포함하는 단부효과파의 합으로 나타낼 수 있다.

각 해석영역별로 특성방정식의 일반해는 다음과 같다.

여자전류가 분포하는 ($0 \leq x \leq L$)영역 :

$$\begin{aligned} \bar{H}_{an}(x) &= \bar{A}_{nf} \exp(\bar{\gamma}_{1n,f} x) + \bar{B}_{nf} \exp(\bar{\gamma}_{3n,f} x) \\ &+ \bar{A}_{nb} \exp(\bar{\gamma}_{1n,b} x) + \bar{B}_{nb} \exp(\bar{\gamma}_{3n,b} x) \\ &+ \bar{b}_{nf} \exp(-j \beta_n x) + \bar{b}_{nb} \exp(j \beta_n x) \end{aligned}$$

입구단 이전($x < 0$) 영역 :

$$\bar{H}_{1n}(x) = \bar{C}_{nf} \exp(\bar{\gamma}_{1n,f} x) + \bar{C}_{nb} \exp(\bar{\gamma}_{1n,b} x)$$

출구단 이후 ($x > L$) 영역 :

$$\bar{H}_{3n}(x) = \bar{D}_{nf} \exp(\bar{\gamma}_{3n,f} x) + \bar{D}_{nb} \exp(\bar{\gamma}_{3n,b} x)$$

위 식에서 첨자 nf 는 진행파성분에 관한 것이며, nb 는 후퇴파성분을 나타낸다.

위 식에서 A_{nf} , B_{nf} 는 진행파성분에 대하여 입구단과 출구단에서 나타나는 단부효과파의 계수항이며, A_{nb} , B_{nb} 는 후퇴파성분의 단부효과파에 대한 계수이며, b_{nf} , b_{nb} 는 일반 회전기에서와 같이 정현적으로 변화하는 정상자계에 대한 계수항이다. 그리고, 입구단입사파의 감쇠계수 γ_{1nf} , γ_{1nb} 와 출구단반사파에 대한 감쇠계수 γ_{3nf} , γ_{3nb} 는 식(13)과 식(14)의 특성방정식으로 부터 다음과 같이 구할 수가 있다.

$$\bar{\gamma}_{1n,f} = \frac{a_{1n,f}}{2} \left(\sqrt{\frac{b_{1n,f}+1}{2}} + 1 + j \sqrt{\frac{b_{1n,f}-1}{2}} \right)$$

$$\bar{\gamma}_{3n,f} = -\frac{a_{1n,f}}{2} \left(\sqrt{\frac{b_{1n,f}+1}{2}} - 1 + j \sqrt{\frac{b_{1n,f}-1}{2}} \right)$$

$$\bar{\gamma}_{1n,b} = \frac{a_{1n,b}}{2} \left(\sqrt{\frac{b_{1n,b}+1}{2}} + 1 + j\sqrt{\frac{b_{1n,b}-1}{2}} \right)$$

$$\bar{\gamma}_{3n,b} = -\frac{a_{1n,b}}{2} \left(\sqrt{\frac{b_{1n,b}+1}{2}} - 1 + j\sqrt{\frac{b_{1n,b}-1}{2}} \right)$$

여기서, $a_{1n,f} = G_{on} \beta_n (1 - s_{nf})$,

$$a_{1n,b} = G_{on} \beta_n (1 + s_{nb})$$

$$b_{1n,f} = \left[1 + \frac{16}{G_{on}^2 (1 - s_{nf})^4} \right]^{1/2}$$

$$b_{1n,b} = \left[1 + \frac{16}{G_{on}^2 (1 + s_{nb})^4} \right]^{1/2}$$

$$s_{nf} = 1 - \frac{v_x}{\omega} \beta_n, \quad s_{nb} = 1 + \frac{v_x}{\omega} \beta_n$$

한편, 정현적으로 변화하는 정상자계에 대한 계수 b_{nf} , b_{nb} 는 식(13)과 식(14)의 정상상태해로서, 진행파성분과 후퇴파성분에 대하여 각각 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \bar{b}_{nf} &= j \frac{\beta_n}{g_{en}(\beta_n^2 - j\beta_n \sigma_{en} \mu_0 v_x + j\omega \sigma_{en} \mu_0)} J_{nf} \\ &= j \frac{\beta_n}{g_{en}(\beta_n^2 + j\sigma_{en} \mu_0 \omega (1 - \frac{v_x \beta_n}{\omega}))} J_{nf} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{b}_{nb} &= -j \frac{\beta_n}{g_{en}(\beta_n^2 + j\beta_n \sigma_{en} \mu_0 v_x + j\omega \sigma_{en} \mu_0)} J_{nb} \\ &= -j \frac{\beta_n}{g_{en}(\beta_n^2 + j\sigma_{en} \mu_0 \omega (1 + \frac{v_x \beta_n}{\omega}))} J_{nb} \end{aligned}$$

이제, 나머지 미정계수 A_{nf} , A_{nb} , B_{nf} , B_{nb} , C_{nf} , C_{nb} , D_{nf} , D_{nb} 를 결정하기 위해 입구단($x = 0$)과 출구단($x = L$)에서 경계조건을 적용하면 각 계수값은 각각 다음과 같이 결정된다.

$$\begin{aligned} \bar{A}_{nf} &= \frac{-j(\bar{\gamma}_{3n,f} \beta_n + s_{nf} \sigma_{en} \mu_0 \omega) J_{nf}}{(\bar{\gamma}_{3n,f} - \bar{\gamma}_{1n,f})(\beta_n^2 + j s_{nb} \omega \mu_0 \sigma_{en}) g_{en}} \\ &\times \exp(-j\beta_n(L+x_p) - \bar{\gamma}_{1n,f}L) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{A}_{nb} &= \frac{-j(\bar{\gamma}_{3n,b} \beta_n - s_{nb} \sigma_{en} \mu_0 \omega) J_{nb}}{(\bar{\gamma}_{1n,b} - \bar{\gamma}_{3n,b})(\beta_n^2 + j s_{nb} \omega \mu_0 \sigma_{en}) g_{en}} \\ &\times \exp(j\beta_n(L+x_p) - \bar{\gamma}_{1n,b}L) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{B}_{nf} &= \frac{j(\bar{\gamma}_{1n,f} \beta_n + s_{nf} \sigma_{en} \mu_0 \omega) J_{nf}}{(\bar{\gamma}_{3n,f} - \bar{\gamma}_{1n,f})(\beta_n^2 + j s_{nf} \omega \mu_0 \sigma_{en}) g_{en}} \\ &\cdot \exp(-j\beta_n x_p) \end{aligned}$$

$$\bar{B}_{nb} = \frac{-j(\bar{\gamma}_{1n,b} \beta_n - s_{nb} \sigma_{en} \mu_0 \omega) J_{nb}}{(\bar{\gamma}_{3n,b} - \bar{\gamma}_{1n,b})(\beta_n^2 + j s_{nb} \omega \mu_0 \sigma_{en}) g_{en}}$$

$$\cdot \exp(j\beta_n x_p)$$

$$\bar{C}_{nf} = \bar{A}_{nf} + \bar{B}_{nf} + \bar{b}_{nf} \exp(-j\beta_n x_p)$$

$$\bar{C}_{nb} = \bar{A}_{nb} + \bar{B}_{nb} + \bar{b}_{nb} \exp(j\beta_n x_p)$$

$$\begin{aligned} \bar{D}_{nf} &= [\bar{A}_{nf} \exp(\bar{\gamma}_{1n,f}L) + \bar{B}_{nf} \exp(\bar{\gamma}_{3n,f}L) \\ &+ \bar{b}_{nf} \exp(-j\beta_n(L+x_p))] \exp(-\bar{\gamma}_{3n,f}L) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{D}_{nb} &= [\bar{A}_{nb} \exp(\bar{\gamma}_{1n,b}L) + \bar{B}_{nb} \exp(\bar{\gamma}_{3n,b}L) \\ &+ \bar{b}_{nb} \exp(j\beta_n(L+x_p))] \exp(-\bar{\gamma}_{3n,b}L) \end{aligned}$$

1차측 전체 여자전류에 대한 합성자속은 각각의 단일 전류도체에 대한 해석결과를 중첩하여 다음식으로 부터 계산하면 된다.

$$\bar{H}(x, t) = \sum_{p=1}^{sn} \left[\sum_{n=1}^{\infty} \bar{H}_{n,p}(x, t) \right]$$

2차도체의 와전류밀도는 다음 식으로 부터 구할 수 있다.

$$\begin{aligned} \bar{J}_{2n} &= \frac{g_{on}}{d} \frac{\partial \bar{H}_n}{\partial x} - \frac{J_{nf}}{d} \exp j(-\beta_n(x+x_p)) \\ &- \frac{J_{nb}}{d} \exp j(\beta_n(x+x_p)) \end{aligned}$$

2.3 LSM의 공간고조파해석

영구자석을 계자로 이용하는 선형동기전동기의 특성방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} = -\mu_0 J(x) \tag{17}$$

여기서 $J(x)$ 는 여자전류밀도로서 다음과 같이 푸리에급수로 기함수 전개 하여 쓸 수 있다[13].

$$J(x) = b_n \sin(nkx), \quad b_n = \frac{4J_m}{\pi} \sum_n \frac{1}{n} \cos(nka)$$

여기서, $k = \frac{\pi}{\tau}$ ($n=1, 3, 5 \dots$)

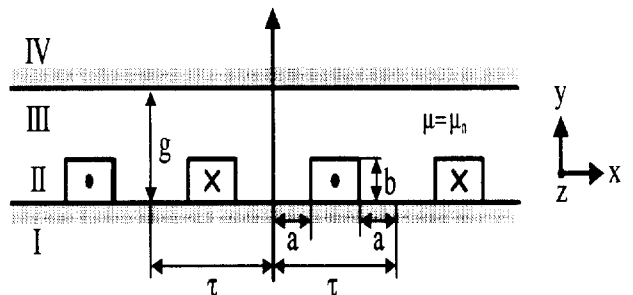


그림 2. LSM의 해석영역

이제, 각 영역에 대하여 자속의 연속조건을 부여하고 철심의 투자율을 무한대로 가정하면, 영역 I, IV에서의 자속밀도는 0이 되며, 영역 II, III에서의 자속밀도의 y방향 성분은 다음과 같이 구해진다.

$$B^II = \sum_n U^II(y) \cdot \frac{b_n}{n\pi} \cos(nkx)$$

$$B^III = \sum_n U^III(y) \cdot \frac{b_n}{n\pi} \cos(nkx) \quad (18)$$

여기서, $U^II(y)$ 와 $U^III(y)$ 는 다음과 같다.

$$U^II(y) = -\mu_0 \left(1 - \frac{\sinh[nk(g-b)]}{\sinh(nkg)} \cosh(nky) \right)$$

$$U^III(y) = -\mu_0 \frac{1}{2} \frac{\sinh(nkb)}{\sinh(nkg)} \left(\frac{e^{nky}}{e^{nkg}} + \frac{e^{nky}}{e^{nky}} \right)$$

($n = 1, 3, 5 \dots$)

2.3.1 영구자석의 등가자화전류

그림 3과 같이 무한히 평행한 철심 사이에 영구자석이 주기적으로 배치되어 있을 경우, 영구자석을 등가자화전류로 치환하면 해석영역 II에 그림의 $J_p(x)$ 와 같은 전류밀도가 존재한다고 볼 수 있다.

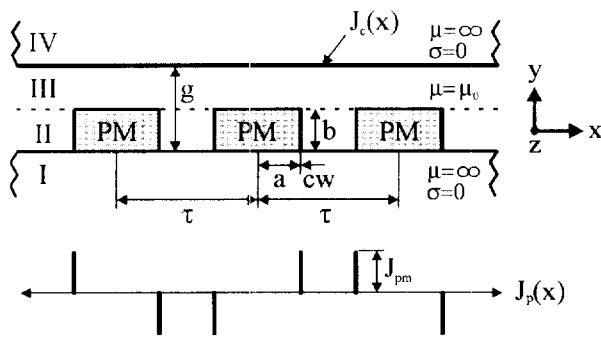


그림 3. 등가자화전류분포

이제, $J_p(x)$ 를 푸리에급수로 기함수 전개하면 ekd_m 과 같이 쓸 수 있다.

$$J_p(x) = b_{pm} \sin(nkx)$$

여기서, $b_{pm} = \frac{4J_{pm}}{n\pi} (\cos(nka) - \cos[nk(a+cw)])$

이고, $k = \frac{\pi}{\tau}$ 이다.

J_{pm} 은 자화 \vec{M} 으로 부터 다음과 같이 구해진다.

$$J_{pm} = \left(\frac{1}{\mu_0} \oint \vec{M} \cdot \vec{dl} \right) / (b \times cw)$$

따라서 영역 II와 III의 자속밀도는 다음과 같다.

$$B^II_{PM} = \sum_n U^II_{PM}(y) \cdot \frac{b_{pm}}{n\pi} \cos(nkx)$$

$$B^III_{PM} = \sum_n U^III_{PM}(y) \cdot \frac{b_{pm}}{n\pi} \cos(nkx) \quad (19)$$

2.3.2 1차측 여자전류

1차측철심을 평활하다고 보고, 두께가 cw 로 무한히 얇고 슬롯폭이 a_c 인 등가표면전류의 형태로 주기적으로 분포한다고 보고, 주기적으로 분포한 하나의 권선에 대하여 1차측 여자전류를 푸리에급수로 나타내면 다음과 같다.

$$J_c(x) = b_{cn} \sin(\overline{nkx - x'})$$

$$b_{cn} = \frac{4J_m}{\pi} \sum_n \frac{1}{n} \cos(nka_c), \quad k = \frac{\pi}{\tau}$$

$$J_m = \frac{NI}{a_c cw}$$

1차측이 매상매극당 슬롯수가 2이고 분포권으로 권선이 감겨져 있는 경우의 여자전류에 의한 공극자속밀도는 식(20)과 같다.

$$B^III_{CO} = U^III_{CO}(b-y) \cdot \frac{J_{cn,A}}{n\pi} [\cos(\overline{nkx - 5p}) + 2\cos(\overline{nkx - 6p}) + \cos(\overline{nkx - 7p})]$$

$$+ U^III_{CO}(b-y) \cdot \frac{J_{cn,B}}{n\pi} [\cos(\overline{nkx + 3p}) + 2\cos(\overline{nkx + 2p}) + \cos(\overline{nkx + 1p})]$$

$$+ U^III_{CO}(b-y) \cdot \frac{J_{cn,C}}{n\pi} [\cos(\overline{nkx - 1p}) + 2\cos(\overline{nkx - 2p}) + \cos(\overline{nkx - 3p})]$$

(20)

이제, 합성공극자속밀도는 영구자석에 의한 자속밀도와 1차측 여자전류에 의해 발생하는 자속밀도의 합으로 표현된다. 즉, 식(19)와 식(20)의 합이 합성공극자속밀도이다.

2.3.3 LSM의 발생추력

가동자에 작용하는 발생추력은 가상변위의 원리를 이용하여 공극에 축적되는 자기축적에너지로 부터 다음과 같이 계산하게된다.

즉, 자기축적에너지는 다음과 같으며,

$$W_g = \frac{1}{2\mu_0} \int_v \{B_{PM} + B_{CO}\}^2 dv$$

B_{PM} 과 B_{CO} 가 다음식과 같이 주어진다면, 발생추력은 식(21)로 부터 계산한다.

$$B_{PM} = B_{pm} \cos(\overline{nkx - x'})$$

$$B_{CO} = B_{cn} \cos(\overline{nkx - x_0})$$

$$F_x = -\frac{\partial W_g}{\partial x_0} = \frac{nkV_g}{2\mu_0} B_{pm} B_{cn} \sin(\overline{nkx_0 - x'}) \quad (21)$$

여기서, V_g 는 공극의 체적을 나타내며, x_0 는 1차측 여자전류의 자극과 영구자석의 자극의 상대변위(위상각)를 나타낸다.

3. 해석예

3.1 FEM을 이용한 해석

그림 4에 슬립주파수를 이용한 해석결과(jsw)와 속도기전력을 고려한 해석결과(velocity)를 비교하여 나타내었다. 그림에서 보는 바와 같이 두가지 해석결과가 슬립이 낮은 영역에서 상당한 차이를 보이고 있는데 이것은 직선형전동기의 단부효과에 의한 것이다.

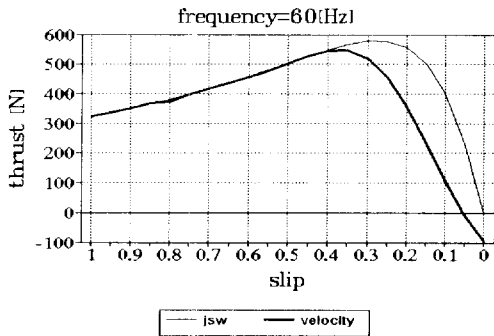


그림 4. 추력특성비교

3.2 LIM의 공간고조파해석

그림 5에 선형유도전동기의 슬립변화에 따른 공극자속밀도의 공간고조파해석 결과를 나타내었다.

해석결과 슬립이 감소함에 따라, 즉, 속도가 증가함에 따라 공극자속밀도가 커지고 있으며, 슬롯고조파에 의한 영향을 잘 나타내고 있다.

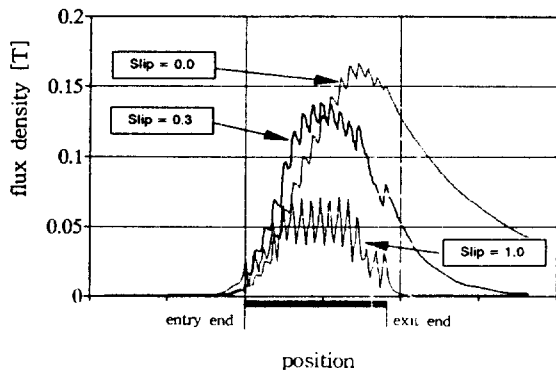


그림 5. 슬립변화에 따른 공극자속밀도분포

3.3 LSM의 공간고조파해석

그림 6에 영구자석계자형 LSM의 자속밀도분포에 대한 공

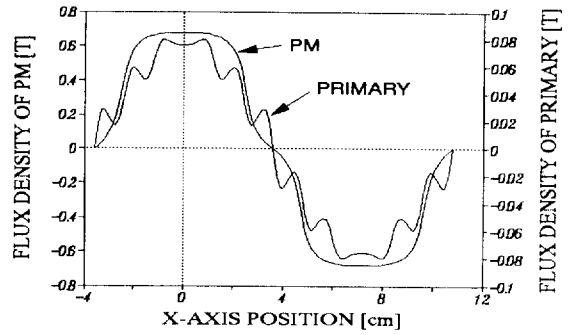


그림 6. LSM의 공극자속밀도분포

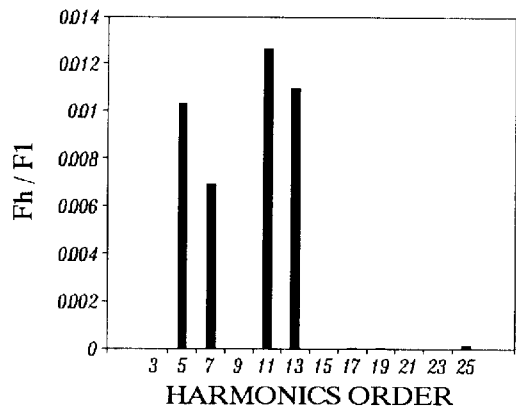


그림 7. LSM 발생추력의 고조파분포

간고조파 해석결과를 나타내었다.

그림 7은 정규화된 발생추력의 고조파분포를 나타낸다.

지금은 고인이 되신 임담호 교수님의 명복을 전심으로 기원합니다.

참고문헌

- [1] E.R.Laithwaite, 'Induction Machines for Special Purposes', George Newnes Ltd, London, 1976.
- [2] S.A.Nasar, I.Boldea, 'Linear Motion Electromagnetic systems', John Wiley & Sons, 1985.
- [3] S.A.Nasar, I.Boldea, 'Linear Electric Motors : Theory, Design, and Practical Applications', Prentice-Hall, Inc., 1987.
- [4] S.A.Nasar, I.Boldea, 'Linear Motion Electric Machines', John Wiley & Sons, 1976.
- [5] S.Yamamura, 'Theory of Linear Induction Motors' John Wiley & Sons, 1979.

- [6] 日本工業調査會, 'リニアモタ應用ハンドブック', 1986
- [7] 日本電氣學會, 'リニアモタ-とその應用', 1984.
- [8] 野中作太郎, 吉田欣二郎, "リニアモタの空間高調波 解析", 日本電氣學會論文誌, Vol.48-B, No.12, pp.89-96, 1972.
- [9] J.F.Gieras, G.E.Dawson, A.R.Eastham "A New Longitudinal End Effect Factor For Linear Induction Motors" IEEE Trans., Energy Conv., Vol.2, No.1, pp.152-159, March 1987.
- [10] 홍정표, 電流導體 概念을 이용한 直線型 電氣機器의 空間高調波 해석 및 특성연구, 한양대학교 박사학위논문, 1995
- [11] 任達鎬, '電氣系의 有限要素法', 東明社, 1987.
- [12] 中田高義, '電氣工學의 有限要素法', 森北出版, 1981.
- [13] Erwin Kreyszig, 'Advanced Engineering Mathematics', John Wiley & Sons, 1988.
- [14] Carl T.A.Johnk, 'Engineering Electromagnetic Fields and Waves', John Wiley & Sons, 1988.

저 자 소개



임달호(任達鎬)

1933년 7월 27일생. 1958년 한양대 공대 전기공학과 졸업. 1964년 동 대학원 졸업. 1972년 동 대학원 전기공학과 졸업(공학). 1977년 1월 1일-1978년 12월 31일 당 학회 총무이사. 1979년 1월 1일-1980년 12월 31일 당 학회 조사이사. 1981년 1월 1일-1982년 12월 31일 당 학회 재무이사. 1987년 1월 1일-1988년 12월 31일 당 학회 재무이사. 1989년 1월 1일-1990년 12월 31일 당 학회 부회장 역임. 1987년 1월 1일-1988년 2월 29일 당 학회 전기기기연구회 간사장. 1979년 1월 1일-1995년 12월 31일 당 학회 평의원. 1973년 3월 31일 당 학회 학술상. 1986년 11월 21일 당 학회 논문상. 1993년 11월 26일 당 학회 공로상. 현재 한양대 공대 전기공학과 교수.



홍정표(洪正杓)

1959년 4월 17일생. 1983년 한양대 공대 전기공학과 졸업. 1985년 동 대학원 졸업(석사). 1985년-1989년 금성정밀(주) 중앙연구소. 1990년-1991년 삼성전기(주) 종합연구소 선임연구원. 1995년 2월 동 대학원 졸업(공학). 1995년 2월-한양대 산업과학연구소 선임연구원.