

교류용 초전도자석을 이용한 새로운 자기부상시스템의 반발력 해석

論 文
45~1~4

Repulsive Force Analysis of a New Maglev Scheme with an AC Superconducting Magnet

金東勳*·李志光*·車貴守**·韓松擘***
(Dong-Hun Kim · Ji-Kwang Lee · Guee-Soo Cha · Song-Yop Hahn)

Abstract - This paper proposes a new levitation scheme for EDS MAGLEV vehicle with AC superconducting magnet(ACSCM). The eddy current and the levitation force are generated at all speed including stand still in this scheme, therefore, the auxiliary wheels on DCSCM can be eliminated. To reduce the ac loss of the magnet, the ACSCM also can be operated as a DCSCM at high speed because levitation force generated by DCSCM is enough at high speed. To prove the effectiveness of the proposed scheme, the repulsive force and power loss versus frequency of ACSCM is calculated. For comparison, characteristics of DCSCM of same cross section versus speed are also given.

Key Words : ACSCM(교류용 초전도자석), Levitation force(부상력)

1. 서 론

현재까지 시험운행 및 연구가 수행되고 있는 자기부상열차의 부상시스템은 크게 흡인식과 반발식으로 나뉜다. 반발식 부상 방식은 직류 초전도 권선을 사용하기 때문에 차량이 일정속도 이상으로 운행할 때에는 충분한 부상력을 얻지만 일정속도 이하에서는 발생하는 부상력이 작아 보조바퀴를 이용하므로 시스템의 구조가 복잡하다^[3].

1980년대 중반부터 교류용 초전도선의 선재화가 실용화되면서 여러 용도에 맞는 다양한 선재의 제품화가 가능하게 되었다. 본 논문에서는 이러한 교류용 초전도선을 이용하여 종래의 반발식 부상방식의 단점인 저속운행시의 부상력의 감소와 이로 인한 구조의 복잡성을 해결할 수 있는 새로운 형태의 자기부상 시스템을 제안한다.

본 논문에서는 우선 도체판 위를 운동하는 직사각형 형태의 직류용 초전도선이 발생하는 부상력과 정지상태의 원형의 교류용 초전도선이 발생하는 부상력을 각각 해석적인 방법^{[1][4][6]}을 통하여 계산하여 간접 비교함으로써 교류용 초전도선을 이용한 자기부상시스템의 실현 가능성을 타진한다.

본 논문에서 제시한 자기부상시스템은 정지 및 저속운행시에도 비교적 큰 부상력을 얻을 수 있어 기존의 반발식 부상방식의 구조의 복잡함을 해결할 수 있다. 또한, 직류용 초전도자석을 사용한 자기부상장치의 부상높이는 열차의 운행속도에 따라 변하지만 교류용 초전도자석을 사용한 자기부상장치는 전력변환장치를 이용하여 교류용 초전도자석에 인가되는 전압 및 주

파수를 변화시킴으로써 열차의 운행속도에 무관하게 부상높이의 조절이 가능하다.

2. 교류용 초전도자석을 이용한 자기부상시스템

반발식 자기부상열차가 부상력을 얻는 원리는 지상에 설치된 도체판에 자속의 변화량이 발생함으로써 도체판에 와전류가 유도되고 이 유기된 와전류와 차량에 탑재된 초전도자석과의 전자기적 상호작용에 의해 반발력이 발생한다. 도체판에 유도되는 와전류의 표현은

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\sigma} \vec{J}_e \right) = - \frac{d\vec{B}}{dt} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} - (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{B} \quad (1)$$

\vec{J}_e : 와전류 밀도 σ : 도체판의 전도도(conductivity)

\vec{B} : 자속밀도(magnetic flux density) \vec{v} : 차량의 진행속도

와 같고 식 (1)의 우변 첫번째항은 교번자속에 의한 와전류 기여항이고 두번째 항은 속도기전력에 의한 와전류 기여항이다. 그러므로 직류용 초전도자석을 사용할 경우 차량이 정지시에는

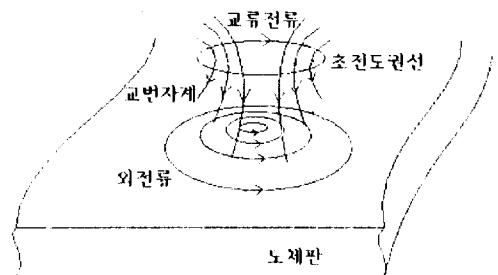


그림 1 교류용 초전도자석의 기본구조
Fig. 1 Basic scheme of ACSCM

*正 會 員 : 서울대 大 學 院 電 氣 工 學 科 博 士 課 程

**正 會 員 : 順 天 鄉 大 工 大 電 氣 工 學 科 副 教 授 · 工 博

***正 會 員 : 서울대 工 大 電 氣 工 學 科 教 授 · 工 博

接 受 日 字 : 1995年 5月 4日

1次 修 正 : 1995年 8月 7日

2次 修 正 : 1995年 11月 24日

자속의 변화가 없어 도체판과 직류 초전도자석 사이에는 반발력이 발생하지 않는다.

그러나 교류용 초전도자석을 사용할 경우에는 정지시에도 자석 주위에 교번자속이 발생되어 지상에 설치된 도체판에 와전류가 유기됨으로써 차량의 운행상태와 무관하게 부상력을 얻을 수 있다. 교류용 초전도선을 이용한 자기부상시스템의 기본구조는 그림 1과 같다.

3. 해석 이론

3.1 교류용 전자석의 해석

그림 2에서와 같이 도체판 위에 일정한 높이 b 에 도체판과 평행한 원형권선에 위치하고 있다. 이 권선에 교류전원이 인가되면 도체판에 유기된 와전류로 인해 원형권선과 도체판 사이에는 전자기적 반발력과 손실이 발생한다. 이러한 현상들을 해석하기 위해서는 주어진 시스템에 대해 와전류의 분포에 대한 분석이 필요하다.

해석영역은 그림 2와 같이 3개로 나눌 때 각 영역에서의 자기벡터포텐셜(magnetic vector potential)에 대한 미분방정식을 쓰면 다음과 같다.

$$\nabla^2 \vec{A}_{1,3} = 0 \quad \text{영역 1와 영역 3} \quad (2)$$

$$\nabla^2 \vec{A}_2 = jw\mu\sigma \vec{A}_2 \quad \text{영역 2} \quad (3)$$

w : 전원의 각 주파수 μ : 도체판의 자기투자율

$\vec{A}_1, \vec{A}_2, \vec{A}_3$: 각 영역에서의 자기벡터포텐셜

주어진 시스템의 기하학적인 형상에 따라 해석의 편의를 위해 원통좌표계를 취하고 좌표의 원점을 원형권선의 중심에 잡는다. 권선에 흐르는 전류 I 는 원주방향의 성분만을 갖고 정현파로 인가된다고 가정한다. 그러므로 자기벡터포텐셜은 A_θ 만 고려되고 A_θ 는 변수 r 과 z 의 함수로 정의되고 $\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = jw\vec{A}$ 가 된다. 식 (2)과 (3)의 미분방정식을 원통좌표계로 나타내면,

$$\frac{\partial^2 A_{1,\theta}(r,z)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_{1,\theta}(r,z)}{\partial r} - \frac{A_{1,\theta}(r,z)}{r^2} + \frac{\partial^2 A_{1,\theta}(r,z)}{\partial z^2} = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial^2 A_{2,\theta}(r,z)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_{2,\theta}(r,z)}{\partial r} - \frac{A_{2,\theta}(r,z)}{r^2} - \frac{\partial^2 A_{2,\theta}(r,z)}{\partial z^2} = jw\mu\sigma A_{2,\theta}(r,z) \quad (5)$$

가 되고 위의 두 미분방정식에 변수분리법을 적용하면 각각 다음과 같은 일반해를 얻는다.

$$A_{1,\theta}(r,z) = e^{+kz/a} J_1(kr/a) \quad (6)$$

$$A_{2,\theta}(r,z) = e^{\pm(k^2 + jp^2)^{1/2} z/a} J_1(kr/a) \quad (7)$$

여기서 $p^2 = \mu\sigma\omega a^2$ 이고 J_1 은 1종 Bessel 함수이다.

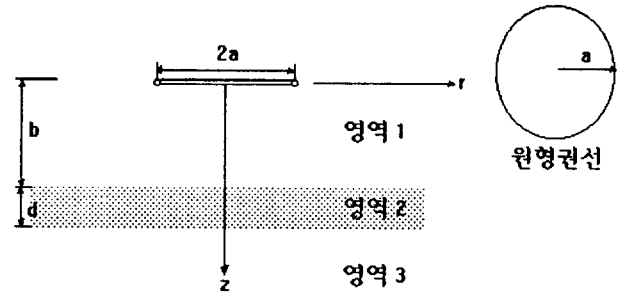


그림 2 교류용 전자석의 해석모델
Fig. 2 Analysis model of AC magnet

영역 1에서의 자기벡터포텐셜은 원형권선에 흐르는 전류 I 와 도체판에 유기된 와전류에 기인한 두 성분의 합이다. 무한 공간상에서 원형권선만에 의한 자기벡터포텐셜은^[1],

$$A_\theta(r,z) = 2\pi I a \int_0^\infty e^{-k|z|} J_1(kr) J_1(ka) dk \quad (8)$$

과 같이 표현되므로 영역 1에서의 자기벡터포텐셜은

$$A_{1,\theta=\mu} \int_0^\infty \left[\frac{I}{2} \{ \exp(-k|z|/a) \} J_1(k) + L(k) \exp(kz/a) \right] \times J_1(kr/a) dk \quad (9)$$

이다.

도체판안에서 즉 영역 2에서의 자기벡터포텐셜은 z 축의 양방향으로 유한하므로 식 (6)의 양과 음의 지수함수가 모두 존재한다.

$$A_{2,\theta=\mu} \int_0^\infty [M(k) \{ \exp(-qz/a) \} + N(k) \exp(qz/a)] J_1(kr/a) dk \quad (10)$$

여기서 $q = (k^2 + jp^2)^{1/2}$ 이다.

영역 3에서의 자기벡터포텐셜은

$$A_{3,\theta} = \mu_0 \int_0^\infty P(k) \{ \exp(-kz/a) \} J_1(kr/a) dk \quad (11)$$

이 된다.

함수 $L(k), M(k), N(k), P(k)$ 는 도체판의 두 경계에서 자기장의 연속조건에 의해

$$M(k) = \frac{kI \exp(-kb/a) (k+q) \exp(2qb/a) I(k)}{\mu_r \exp(qb/a) \{ (k+q)^2 - (k-q)^2 \exp(-2qd/a) \}}$$

$$N(k) = - \frac{kI \exp(-kb/a) (k-q) \exp(-2qd/a) I(k)}{\mu_r \exp(qb/a) \{ (k+q)^2 - (k-q)^2 \exp(-2qd/a) \}} \quad (12)$$

$$L(k) = - \frac{I}{2} \exp(-2kb/a) + \mu_r [M(k) \exp(-b(k+q)/a) + N(k) \exp(-b(k-q)/a)]$$

$$P(k) = \mu_r [M(k) \exp((b+d)(k-q)/a) + N(k) \exp(((b+d)(k+q)/a)]$$

로 결정되고 도체판 안에서의 자기벡터포텐셜의 최종적인 표현은 다음과 같다.

$$A_{2,\theta} = \mu I \int_0^\infty \exp(-kb/a) J_1(k) J_1(kr/a) \frac{(k+q)(\exp(q(2b-z)/a) - (k-q)\exp(q(z-2d)/a))}{\mu_r \exp(qb/a) \{ (k+q)^2 - (k-q)^2 \exp(-2qd/a) \}} k dk \quad (13)$$

식 (13)로부터 도체판에 유기되는 와전류와 인가되는 자계는 각각 $J_{2,\theta} = -j\omega A_{2,\theta}$, $\vec{B}_2 = \nabla \times A_{2,\theta}$ 의 관계식으로 구할 수 있다. 그러므로 도체판이 받는 힘(F)과 손실(P)은

$$F = 2\pi \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{1}{2} \text{Re}(J_{2,\theta} \times \vec{B}_2^*) dr dz \quad (14)$$

$$P = 2\pi \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{1}{2} \text{Re}(J_{2,\theta} \times J_{2,\theta}^* \times \frac{1}{\sigma}) dr dz \quad (15)$$

이다.

3.2 직류용 전자석의 해석

두께 T 와 전도도 σ 를 갖는 도체판을 경계로 그림 3에서와 같이 해석영역을 3개로 나눈다. 해석은 직교좌표계에서 수행되며 도체판의 윗 표면에 $x-y$ 평면이 위치하고 좌표계의 원점은 직사각형 권선의 중앙에 놓는다. 도체판에 평행하고 높이 h 에 위치한 직사각형 권선은 x 축 방향으로 일정한 속도 v 로 움직인다.

도체판 안에서 오옴의 법칙(Ohm's law)과 패러데이 법칙(Faraday law)이 결합된 형태의 맥스웰 방정식은

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{B} = -\mu_0 \sigma \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (16)$$

이다. 식 (16)에서 시간에 대한 편미분 $\frac{\partial}{\partial t}$ 을 $v \frac{\partial}{\partial x}$ 로 바꾸어 쓰면 영역 2에서의 지배방정식은

$$\frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial z^2} = \lambda_1 \frac{\partial \vec{B}}{\partial x} \quad (17)$$

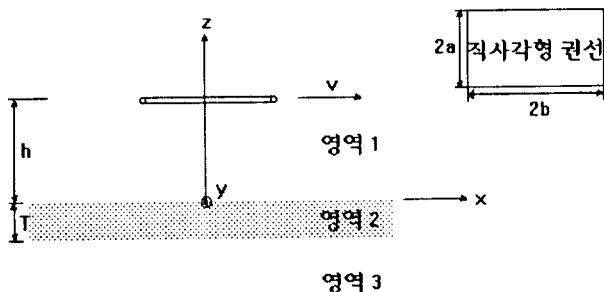


그림 3 직류용 전자석의 해석모델
Fig. 3 Analysis model of DC magnet

이고 $\lambda_1 = \mu_0 \sigma v$ 이다. 식 (17)의 해는 주어진 모델의 대칭성과 변수분리에 의하여 다음의 형태를 갖는다.

$$\begin{aligned} B_x &= \cos k_y y e^{jk_x x} (b_x e^{az} + c_x e^{-az}) \\ B_y &= \sin k_y y e^{jk_x x} (b_y e^{az} + c_y e^{-az}) \\ B_z &= \cos k_y y e^{jk_x x} (b_z e^{az} + c_z e^{-az}) \end{aligned} \quad (18)$$

여기서 $-k_x^2 - k_y^2 + a^2 = jk_x \lambda_1$, $k^2 = k_x^2 + k_y^2$ 이다. 식 (18)에서의 계수들 (b_x, b_y, \dots) 사이의 관계는 이 식이 권선에 흐르는 전류 I 가 z 축 방향성분이 없으므로 $(\nabla \times \nabla \times \vec{B})_z = 0$ 와 $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ 를 만족하여야 하므로

$$\begin{aligned} b_y &= jk_y b_x / k_x, \quad b_z = jk b_x / k_x \beta \\ c_y &= jk_y c_x / k_x, \quad c_z = jk c_x / k_x \beta \\ \beta &= a/k \end{aligned} \quad (19)$$

이다.

해석영역 1에서의 자속밀도는 도체판에 유기된 와전류에 기인한 자계와 직사각형 권선에 흐르는 전류에 기인한 자계(B^c)와의 합으로 표현되고

$$\begin{aligned} B_x &= B^c + a_x \cos k_y y e^{jk_x x} e^{-kz} \\ B_y &= B^c + a_y \sin k_y y e^{jk_x x} e^{-kz} \\ B_z &= B^c + a_z \cos k_y y e^{jk_x x} e^{-kz} \end{aligned} \quad (20)$$

계수들 사이의 관계는 식 (19)에서와 같은 방법으로

$$a_y = jk_y a_x / k_x, \quad a_z = jk a_x / k_x \quad (21)$$

이다.

해석영역 3에서 자속밀도는

$$\begin{aligned} B_x &= d_x \cos k_y y e^{jk_x x} e^{kz} \\ B_y &= (jk_y / k_x) d_x \sin k_y y e^{jk_x x} e^{kz} \\ B_z &= -(jk / k_x) d_x \cos k_y y e^{jk_x x} e^{kz} \end{aligned} \quad (22)$$

로 표현된다.

각 해석영역 사이의 계수들의 관계는 도체판의 표면에서의 자기장의 연속조건을 적용하면

$$c_x = \frac{1-\beta}{1+\beta} b_x e^{-2aT} \quad (z = T) \quad (23)$$

$$a_x - jW_1 = b_x + c_x \quad (z = 0) \quad (24)$$

$$a_z + W_2 = b_z + c_z$$

$$a_y + W_1' = b_y + c_y$$

여기서 $-jW_1$; B_x^c 의 2차원 푸리에변환 (two-dimensional Fourier transform)

W_2 ; B_z^c 의 2차원 푸리에변환

W_1' ; B_y^c 의 2차원 푸리에변환

가 되고 W_1, W_2, W_1' 은 각각 실수의 값을 갖는다^[4]. 식 (24) 을 (19), (21), (23) 식들을 이용하여 계수 a_x 를 다음과 같이 결정한다.

$$a_x = jW_1 \frac{1-\beta}{1+\beta} \frac{1-e^{-2\beta kT}}{1-[(1-\beta)/(1+\beta)]^2 e^{-2\beta kT}} \quad (25)$$

식 (20)에서 계수들을 $a_x = a_{x1} + ja_{x2}$ 와 같이 실수부와 허수부로 나누어 표현하면 와전류에 의해 해석영역 1에서 발생하는 자계의 세 성분의 실수값들은

$$\begin{aligned} B_x &= 2 \cos k_y y e^{-kz} (a_{x1} \cos k_x x - a_{x2} \sin k_x x) \\ B_y &= 2 \sin k_y y e^{-kz} (a_{y1} \cos k_x x - a_{y2} \sin k_x x) \\ B_z &= 2 \cos k_y y e^{-kz} (a_{z1} \cos k_x x - a_{z2} \sin k_x x) \end{aligned} \quad (26)$$

로 표현된다. 직사각형 코일이 움직일때 와전류에 의한 자계와 코일에 흐르는 전류 사이에 작용하는 전자력은 $d\vec{F} = Id\vec{l} \times \vec{B}$ 이다. 이때 식 (26)에서 코일의 부상력(lift force)에 기여하는 항은 a_{z2} 와 a_{y1} 이고 제동력(drag force)에 기여하는 항은 a_{z1} 이다. 그러므로 코일에 작용하는 전체 부상력과 제동력은 직사각형 코일의 길이에 따라 적분하면

$$\begin{aligned} F_L &= \frac{8\mu_o I^2}{\pi^2} \int_0^{\infty} dk_y \sin^2 k_y a \int_0^{\infty} dk_x \sin^2 k_x b e^{-2kh} \\ &\quad \times \left(\frac{1}{k_y^2} + \frac{1}{k_x^2} \right) (a_{z2} + b_{y1}) \end{aligned} \quad (27)$$

$$F_D = \frac{8\mu_o I^2}{\pi^2} \int_0^{\infty} dk_y \sin^2 k_y a \int_0^{\infty} dk_x \sin^2 k_x b e^{-2kh} \times \frac{k}{k_x k_y^2} a_{z1} \quad (28)$$

가 된다.

4. 적용 사례

교류용 초전도자석은 원형 형태의 전자석을 사용하고 직류용 초전도자석은 실제 반발식 자기부상열차에서 사용하고 있는 직사각형 형태의 자석을 택하였다. 두 자석의 부상특성 비교를 위하여 교류용자석의 직경은 50 cm로 하고 직류용자석은 자석의 진행방향을 긴변으로 잡아 32 cm x 62 cm로 정하여 각 자석의 유효단면적은 같게 하였다. 실제의 전자석은 단면이 일정 부피를 갖는 형태이므로 기자력을 암페어턴의 단위로 표시하는데 이를 유한요소법을 이용하여 계산한 전자석의 부상특성과 권선을 필라멘트로 가정하여 기자력을 같게 놓고 해석적인 방법을 사용하여 계산한 전자석의 부상특성 결과가 거의 일치하였다. 그러므로 교류용자석을 직류자석의 전류 값과 같이 100

kA의 기자력을 갖는 필라멘트로 보고 해석 하였다. 그림 4, 5, 6은 교류용 초전도자석의 각각의 주어진 조건하에서 부상특성을 나타내고 그림 7, 8, 9는 직류용 초전도자석에 대한 부상특성을 보여준다.

그림 4는 도체판의 두께가 0.5 cm이고 도체판으로부터 5 cm의 높이에 원형자석이 놓여 있을때 입력 주파수의 증가에 따라 각각 구리와 알루미늄 도체판에서 발생하는 부상력과 주울열로 인한 손실이 포화됨을 보여준다. 그림 5는 주파수가 100 Hz, 두께 0.5 cm 일때 도체판으로부터 자석의 높이가 증가함에 따라 도체판에 유기되는 부상력과 손실의 특성변화를 나타낸다. 그림 6에서는 주파수 100 Hz, 자석의 높이 5 cm 일때 원형자석의 반경이 증가됨에 따라 부상력과 손실이 그에 비례하여 증가함을 알 수 있다.

그림 7은 도체판의 두께가 0.5 cm이고 도체판으로부터 5 cm의 높이에 직사각형자석이 놓여 있을때 자석의 진행속도의 증가하면서 각각 구리와 알루미늄 도체판에서 발생하는 부상력과 손실은 포화되고 제동력은 줄어들음을 보여준다. 그림 8은 자석의 진행속도가 100 m/s, 높이 5 cm 일때 도체판의 두께의 변화에 따른 부상력과 제동력의 특성을 나타내는데 도체판의 두

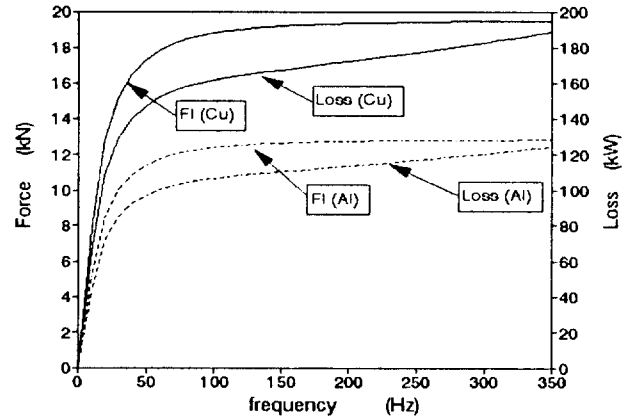


그림 4 주파수 변화에 대한 부상특성

Fig. 4 Levitation characteristics of frequency variation

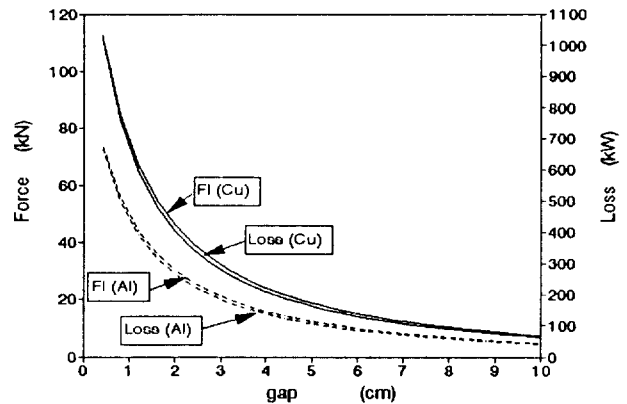


그림 5 원형권선과 도체판 사이의 높이에 대한 부상특성

Fig. 5 Levitation characteristics of the height solenoid and conducting slab

께가 1 cm 이상에서는 부상력과 제동력은 거의 일정하다. 그림 9는 자석의 진행속도 100 m/s, 두께 0.5 cm 일때 도체판으로부터 자석의 높이가 변화함에 따라 도체판에 유기되는 부상

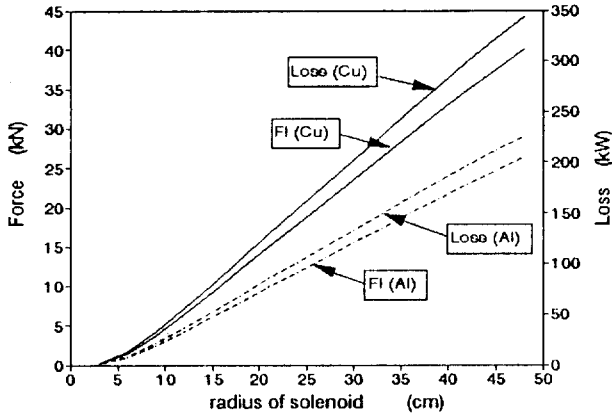


그림 6 원형권선의 반경 변화에 대한 부상특성
Fig. 6 Levitation characteristics vs. the changing radius of solenoid

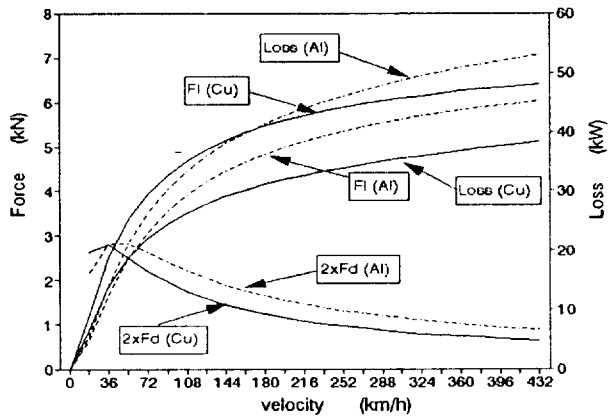


그림 7 직사각형 전자석의 속도에 대한 부상특성
Fig. 7 Levitation characteristics vs. the velocity of rectangular magnet

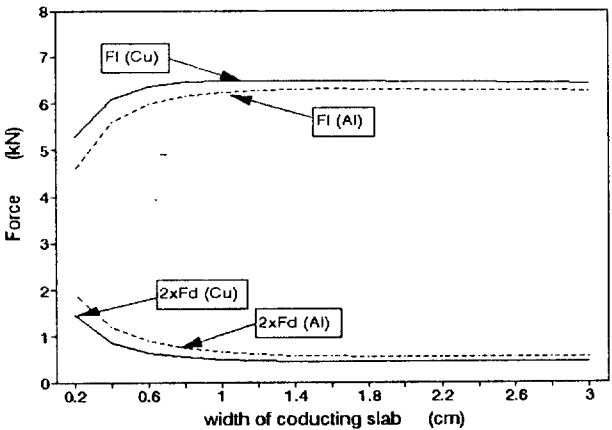


그림 8 도체판의 두께 변화에 대한 부상특성
Fig. 8 Levitation characteristics vs. the width of conducting slab

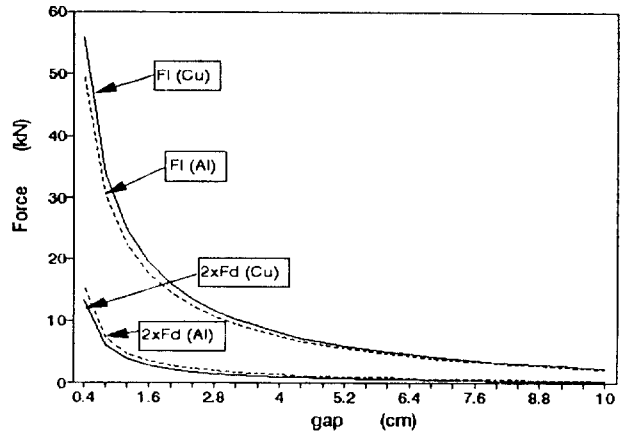


그림 9 직사각형권선과 도체판 사이의 높이에 대한 부상특성
Fig. 9 Levitation characteristics vs. the height between rectangular magnet and conducting slab

력과 제동력을 나타낸다.

지상에 알루미늄 도체판이 설치된 경우 도체판의 두께 0.5 cm, 도체판으로부터 전자석의 높이가 5 cm, 기자력이 100 kA 일때 직류용 초전도자석은 진행속도가 450 km/h 정도에서 6 kN의 부상력이 발생하는데 교류용 초전도자석을 이용하면 전 원주파수가 13 Hz에서 같은 크기의 부상력을 얻을 수 있다. 이때 교류용 초전도선의 전류밀도를 200 A/mm², 선체의 지름을 2 mm로 하면 교류용 초전도자석에 인가되는 전압은 780 V 정도이다.

5. 결 론

특성해석 결과 교류용 초전도자석은 직류용 초전도자석에 비해 비슷한 조건하에서 포화되는 부상력과 손실이 2배 이상 크게 발생하였다. 이러한 차이는 전자석이 정지 및 운동시 전자석과 도체판에 유기된 와전류와의 위치관계에 기인한 것으로 사료된다. 또한 도체판의 전도도 즉 도체판의 재질 변화에 따른 부상력 및 손실의 특성변화가 교류용 초전도자석에서 더 크게 나타남을 알 수 있었다. 그러므로 본 논문에서 제시한 교류용 초전도자석을 이용한 부상장치는 정지시에도 충분한 부상력을 얻을 수 있어 기존의 반발식 자기부상열차의 보조바퀴를 대체할 수 있다.

또한 본 연구에서는 정지하고 있는 교류용 초전도자석의 부상특성을 계산했으나 앞으로는 정지 및 운동시의 교류용 초전도선을 이용한 자기부상장치의 부상특성해석과 회전자계를 이용한 부상장치의 특성을 계산할 예정이다.

본 연구는 한국전력공사와 서울대학교 공과대학 교육연구재단의 학술 연구비 지원에 의하여 수행 되었음을 알립니다.

참 고 문 헌

[1] J. A. Tegopoulos and E.E.Kriez, Eddy Current in Linear Conducting Media, Elsevier, 1985, pp. 60-70.

- [2] B. V. Jayawant, *Electromagnetic Levitation and Suspension Techniques*, Edward Arnold, 1981.
- [3] 김용주 외, *선형동기 추진시스템 기술개발*, 한국전기연구소, 1992.
- [4] John R.Reitz and L.C.Davis, "Force on a Rectangular Coil Moving above a Conducting Slab," *J. Appl. Phys.*, Vol. 43, No. 4, pp. 1547-1553, April 1972.
- [5] Jean-Luc Boulnois and Jean-Luc Giovachini, "The Fundamental Solution in the Theory of Eddy Currents and Force for Conductors in Steady Motion," *J. Appl. Phys.*, Vol. 49, No. 4, pp. 2241-2249, April 1978.
- [6] C. S. Antonopoulos and E. E. Kriezis, "Force on a Parallel Circular Loop Moving above a Conducting Slab and the Eddy-current Distribution," *IEE. Proc.*, Vol. 133, Pt. A, No. 9, pp. 601-605, December 1986.

저 자 소 개



김 동 훈 (金東勳)

1968년 2월 26일생. 1992년 서울대 공대 전기공학과 졸업. 1994년 동 대학원 전기공학과 졸업(석사). 현재 서울대 대학원 전기공학과 박사과정



차 귀 수 (車貴守)

1956년 7월 18일생. 1978년 서울대 공대 공업교육과 졸업. 1982년 동 대학원 졸업. 1987년 동 대학원 졸업(공학). 현재 순천향대 공대 전기공학과 부교수



이 지 광 (李志光)

1966년 6월 1일생. 1989년 서울대 공대 전기공학과 졸업. 1992년 동 대학원 전기공학과 졸업(석사). 현재 서울대 대학원 전기공학과 박사과정



한 승 업 (韓松暉)

1939년 3월 14일생. 1963년 서울대 공대 전기공학과 졸업. 1967년 동 대학원 전기공학과 졸업(석사). 1976년~1979년 불란서 로렌공과 대학원 졸업(공학). 현재 서울대 공대 전기공학과 교수 및 공대학장. 1995년 당학회 회장