

電磁레일건 레일에서의 電流分布 및 表皮效果

論 文
36~12~2

Current Distribution and Skin Effect in the Rail of an Electromagnetic Railgun.

任 達 鎬* · 具 泰 萬**
(Dal-Ho Im · Tae-Man Koo)

ABSTRACT

The currents in the rails of an electromagnetic railgun are concentrated in a near surface region. In order to understand this phenomenon, this paper deals with computation of the current distribution related to skin effect in a railgun. An analytical solution is obtained for a two-dimensional model. It is found that current concentration at the interface between the rails and the armature is affected by the velocity, length and conductivity of the armature, that skin effect in the rails is affected by the relative velocity between the rails and the armature rather than other factors, and that skin depth in the rails is inversely proportional nearly to the square root of the velocity.

1. 서 론

에너지저장, 스위칭 및 超電導 기술의 발달은 電磁 레일건(Electromagnetic railgun)의 실용화를 가능케 하고 있다. 電磁레일건은 원리적으로 電機子가 단일 導體인 直流電動機와 같다. 電磁레일건은 구조가 간단하고 가속능력이 매우 우수하여 짧은 가속거리로, 다른 방법으로는 실현키 어려운 수 10 [km/sec]의 초고속을 얻을 수 있어 핵융합연구, 병기개발, 우주개발 등에 이용키 위하여 최근에 활발히 연구되고 있다.^{1)~7)} 電磁레일건이 수 [msec]의 짧은 시간 동안에 수 [MA] 정도의 大電流가 레일과 電機子에 흘러야 하므로 전류는 레일의 全斷面을 충분히 침투하지 못하며, 電機子가 이동하므로 레일에 磁界가 이동하는 것이 되어 레일에는 速度起

電力이 발생하여 레일의 電流分布를 더욱 불균일하게 한다.^{8)~9)} 이 전류의 불균일은 回路의 實效抵抗을 증가시켜 시스템의 효율을 저하시키고, 국부가열을 초래하여 가속장치에 큰 영향을 미칠 수 있기 때문에 불균일한 電流分布를 究明하기 위한 연구가 발표되고 있다.^{10)~12)}

본 연구에서는 定電流源에 의하여 구동되는 레일건의 2 차원 모델에 레일과 電機子의 경계면에 합리성 있는 경계조건을 적용하여 레일과 電機子에서의 電流密度分布를 구할 수 있는 식을 유도하였고, 레일과 電機子의 제조조건 변화에 電流分布, 表皮效果 및 抵抗增加率을 산출하였다.

2. 해석모델

그림 1은 레일건에서 레일과 電機子를 나타내는 2 차원 모델이다. 이 모델은 레일의 직경이 레일의 간격에 비하여 매우 큰 同軸레일건의 電機子-레일의 구조를 나타내며, 일반적인 레일건에서 레일과 電機子의 중앙단면을 의미한다.

레일-電機子 구조는 電機子를 중심으로 상하 대

正 會 員 : 漢陽大 工大 電氣工學科 教授 · 工博
正 會 員 : 蔚山大 工大 電氣工學科 助教授
接受日字 : 1987年 2月 14日
1次修正 : 1987年 7月 2日
2次修正 : 1987年 11月 3日

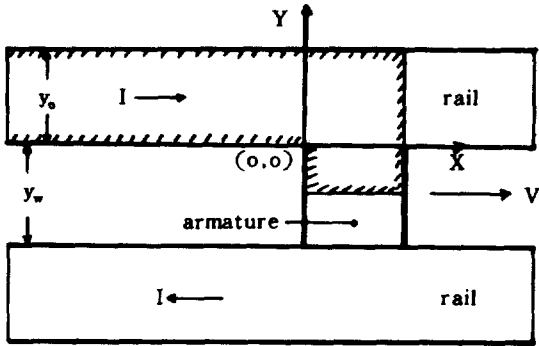


그림 1. 電機子-레일의 2차원 모델

Fig. 1. Two dimensional model for armature-rail.

칭이므로 상층절반(빗금친 부분)을 해석영역으로 하였다. 좌표계의 기준은 電機子 내면과 레일이 만나는 점으로 하고 電機子를 기준으로 고정되었다고 하고 레일이 오른쪽에서 왼쪽으로 이동하는 것으로 하였다.

2차원 모델로 정상상태의 磁束分布를 통하여 電流密度分布를 해석하기 위해 다음과 같은 가정을 두었다.

(1) 레일과 電機子는 Z축 방향으로 무한히 연장되어 있고 상대운동은 X축 방향으로만 존재한다.

(2) 레일에는 定電流源에 의하여 일정한 直流가 공급된다.

위 가정에 의하면 磁界는 Z성분만 존재하고 레일과 電機子의 내부표면의 磁界는 일정(내부 표면의 磁束密度 B_0 는 일정)하고 레일과 電機子의 외부표면의 磁界는 0이다.

본 해석모델에서 해석영역의 磁界 또는 磁束密度를 구하면 $\Delta \times \mathbf{H} = \mathbf{i}$ 에 의하여 電流分布 및 電流密度를 구할 수 있고, 電流密度分布로 부터 表皮效果(침투깊이) 및 抵抗增加率을 산출할 수 있다.

3. 기본방정식¹³⁾

해석모델에 적용되는 방정식은 다음의 Maxwell 電磁方程式으로 부터 유도된다.

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{i} \quad (3.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) \quad (3.2)$$

$$\mathbf{i} = \sigma \mathbf{E} \quad (3.3)$$

여기서 \mathbf{H} 는 磁界, \mathbf{i} 는 電流密度, \mathbf{E} 는 電界, \mathbf{B}

는 磁束密度, \mathbf{V} 는 速度, σ 는 導電率, μ 는 透磁率이며 變位電流은 없는 것으로 한다.

μ 를 일정한 값으로 하면, 식(3.1), 식(3.3)에 의하여 식(3.2)의 좌편은

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{\sigma \mu} \nabla^2 \mathbf{B} \quad (3.4)$$

이 되고, 해석모델과 가정에 의하여 磁束密度와 速度는 각각 Z, X성분만 존재하고 식(3.2)는 다음과 같이 된다.

$$\nabla^2 B_z = \sigma \mu \frac{\partial B_z}{\partial t} - \sigma \mu V_x \frac{\partial B_z}{\partial x} \quad (3.5)$$

또 레일에는 定電流源으로 부터 일정한 直流가 공급되므로 $\frac{\partial B_z}{\partial t}$ 는 무시할 수 있고, 電機子는 고정이고 레일이 이동하므로 레일에 적용되는 식은

$$\frac{\partial^2 B_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 B_z}{\partial y^2} = -\sigma \mu V_x \frac{\partial B_z}{\partial x} \quad (3.6)$$

이며 電機子에 적용되는 식은

$$\frac{\partial^2 B_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 B_z}{\partial y^2} = 0 \quad (3.7)$$

이 된다.

4. 모델의 해

電機子和 레일에서는 磁束密度 B_{za} , B_{zr} (이하 B_a , B_r 로 표기)의 해를 얻기 위한 경계조건은 해석모델과 磁界의 성질에 의하여 다음과 같이 된다.

電機子에서의 경계조건

$$B_a(0, y) = B_0 \quad (4.1)$$

$$B_a(x_0, y) = 0 \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial B_a}{\partial y} \left(x, -\frac{1}{2} y_w \right) = 0 \quad (4.3)$$

레일에서의 경계조건

$$B_r(x, 0) = B_0 \quad (4.4)$$

$$B_r(x, y_0) = 0 \quad (4.5)$$

$$B_r(x_0, y) = 0 \quad (4.6)$$

$$B_r(x \rightarrow -\infty, y) = B_0 \frac{y_0 - y}{y_0} \quad (4.7)$$

여기서 x_0 는 電機子의 넓이, y_w 는 두 레일간의 간격(電機子의 폭), y_0 는 레일의 폭이며, B_0 는 전기자와 레일 내부표면의 자속밀도로 일정한 값이다.

레일과 電機子의 경계면 ($0 \leq x \leq x_0$, $y=0$)에서의

電界의 접선성분은 서로 같아야 하므로¹⁴⁾

$$E_{xa}(x, 0) = E_{xr}(x, 0) \quad (4.8)$$

이 되고 식(3.1)에 의하여

$$i_x = \frac{\partial H_z}{\partial y} = \frac{1}{\mu} \frac{\partial B_z}{\partial y} \quad (4.9)$$

이 되며 식(3.3), 식(4.8), 식(4.9)에 의하여 다음 식이 성립한다.

$$\left. \frac{1}{\sigma_a} \frac{\partial B_a}{\partial y} \right|_{y=0} = - \left. \frac{1}{\sigma_r} \frac{\partial B_r}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (4.10)$$

$0 < x < x_0$

여기서 σ_a , σ_r 은 각각 電機子와 레일에서의 導電度이다. 또 磁束는 연속이므로

$$B_a(x, 0) = B_r(x, 0) \quad (4.11)$$

이어야 하고, 電機子와 레일 경계면에서의 磁束密度를 B_{zi} (이하 B_i 로 표기)라 하면 경계조건으로부터

$$\begin{aligned} B_i(x_0, 0) &= 0 \\ B_i(0, 0) &= B_0 \end{aligned} \quad (4.12)$$

이 되고, B_i 를 나타내는 식은 경계조건을 만족하는 여러가지 함수로 나타낼 수 있으나 문제의 성질상 지수함수로 나타내는 것이 가장 적절할 것으로 보아 다음과 같은 지수함수의 다항식으로 하였다.

$$B_i(x, 0) = B_0 \sum_{m=1}^{\infty} A_m \frac{e^{-a_m x} - e^{-a_m x_0}}{1 - e^{-a_m x_0}} \quad (4.13)$$

여기서 A_m 과 a_m 은 식(4.10)에 의하여 구할 수 있는 값이다. 식(4.13)을 단일항으로 표시하면 해석이 간단해지나 식(4.10), 식(4.11)에서 큰 오차가 수반되므로 오차를 최소화하기 위하여 다항식을 택하였다.

4.1. 電機子에서의 해

電機子에 적용되는 함수 B_a 는 변수분리법($B_a(x, y) = X(x) \cdot Y(y)$)을 적용하고 식(4.1), 식(4.2), 식(4.3)의 경계조건식을 적용하면 다음 식이 얻어진다.

$$B_a = \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ C_n \sin \frac{n\pi}{x_0} x \cdot \cosh \frac{n\pi}{x_0} \left(y + \frac{1}{2} y_w \right) \right\} + B_0 (1 - x/x_0) \quad (4.15)$$

여기서 C_n 은 $y=0$ 일 때의 경계조건식인 식(4.13)을 적용하면 구할 수 있다. 즉,

$$\begin{aligned} & \int_0^{x_0} \sin \frac{n\pi}{x_0} x \left(B_0 \sum_{m=1}^{\infty} A_m \frac{e^{-a_m x} - e^{-a_m x_0}}{1 - e^{-a_m x_0}} \right) dx \\ &= \int_0^{x_0} \sin \frac{n\pi}{x_0} x \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} C_n \cdot \sin \frac{n\pi}{x_0} x \cdot \cosh \frac{n\pi}{x_0} \frac{y_w}{2} \right. \\ & \quad \left. + B_0 (1 - x/x_0) \right\} dx \end{aligned}$$

에 의하여 C_n 을 결정하면

$$\begin{aligned} C_n &= \frac{2B_0}{x_0 \cdot \cosh \left(\frac{n\pi}{x_0} \cdot \frac{y_w}{2} \right)} \\ & \left\{ \sum_{m=1}^{\infty} \frac{A_m}{(1 - e^{-a_m x_0}) \left(1 + \left(\frac{n\pi}{a_m x_0} \right)^2 \right)} \cdot \left[\frac{-n\pi}{a_m^2 \cdot x_0} \right. \right. \\ & \quad \left. \left. (1 - e^{-a_m \cdot x_0}) - \frac{x_0}{n\pi} e^{-a_m x_0} \cdot (1 - \cos n\pi) \right] - \frac{x_0}{n\pi} \right\} \end{aligned} \quad (4.16)$$

이 된다.

4.2. 레일에서의 해

레일에 적용되는 지배방정식 식(3.6)에서 $\frac{\partial^2 B_z}{\partial x^2}$ 은 $\frac{\partial^2 B_z}{\partial y^2}$ 에 비하여 매우 적을 것이므로 이를 무시하면

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 B_z}{\partial y^2} &= - \frac{U_x}{k} \frac{\partial B_z}{\partial x} \\ \text{단, } k &= \frac{1}{\sigma \mu} \end{aligned} \quad (4.7)$$

이 되고, 여기서 $t = \frac{x_0 - x}{V_x}$ (이하 V_x 를 v 로 표기)인 새로운 시간변수 t 를 사용하면 레일에 적용되는 지배방정식과 경계조건식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial^2 B_r}{\partial y^2} = \frac{1}{k} \frac{\partial B_r}{\partial t} \quad (4.18)$$

$$B_r(t, 0) = B_0 \sum_{m=1}^{\infty} A_m e^{-a_m x_0} \cdot \frac{e^{a_m v t} - 1}{1 - e^{-a_m x_0}},$$

$$0 \leq t \leq \frac{x_0}{v} \quad (4.19)$$

$$B_r(t, 0) = B_0, \quad t > \frac{x_0}{v} \quad (4.20)$$

$$B_r(0, y) = 0 \quad (4.21)$$

$$B_r(t, y_0) = 0 \quad (4.22)$$

$$B_r(t \rightarrow \infty, y) = B_0 \frac{y_0 - y}{y_0} \quad (4.23)$$

지배방정식 식(4.18)의 해를 구하기 위하여 경계조건 식(4.19)를 직접 적용키는 곤란하므로 $B_r(t, 0) = B_i(t, 0) = 1$ 인 경계조건을 적용하여 이때에 얻어진 해를 $B_i(t, y)$ 라 하면 相乘定理(Convolution

Theorem)에 의하여 경계조건이 식(4.19)인 해는 다음과 같이 얻어진다.

$$B_r(t, y) = \int_0^t [B_t(\tau, 0) \cdot \frac{\partial}{\partial t} \{B_t(t-\tau, y)\}] d\tau \quad (4.24)$$

i) 경계조건이 $B_t(t, 0) = 1$ 일 때의 해
 변수분리법을 적용하고 경계조건 $B_t(t, 0) = 1$, 식(4.21), 식(4.22), 식(4.23)을 적용하면 다음 식이 얻어진다.

$$B_t(t, y) = \sum_{n=1}^{\infty} D_n e^{-\left(\frac{n\pi}{y_0}\right)^2 kt} \cdot \sin \frac{n\pi}{y_0} y + \left(1 - \frac{y}{y_0}\right) \quad (4.25)$$

여기서 식(4.21)의 조건을 적용하면

$$\sum_{n=1}^{\infty} D_n \cdot \sin \frac{n\pi}{y_0} \cdot y = \frac{y}{y_0} - 1$$

이 얻어지고

$$\int_0^{y_0} \sin \frac{n\pi}{y_0} y \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} D_n \cdot \sin \frac{n\pi}{y_0} \cdot y \right\} dy \\ = \int_0^{y_0} \left(\sin \frac{n\pi}{y_0} \cdot y \right) \left(\frac{y_0}{y} - 1 \right) dy$$

에 의하여 $D_n = -2/n\pi$ 가 얻어진다.

ii) $0 \leq x \leq x_0$ ($0 \leq t \leq \frac{x_0}{v}$)일 때의 해

식(4.24), 식(4.25) 및 경계조건 식(4.19)에 의하여 다음과 같이 얻어진다.

$$B_r(t, y) = \int_0^t B_t(\tau, 0) \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2k \cdot n\pi}{y_0} \sin \frac{n\pi}{y_0} y \cdot e^{-\left(\frac{n\pi}{y_0}\right)' kt} \cdot e^{\left(\frac{n\pi}{y_0}\right)' k \tau} \right\} d\tau \\ = B_0 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n \cdot e^{-\alpha_m x_0}}{1 - e^{-\alpha_m x_0}} \left[(e^{\alpha_m v t} - 1) (1 - y/y_0) \right] \\ + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2a_m \cdot x_0}{n\pi} \cdot \sin \frac{n\pi}{y_0} y \cdot \frac{e^{-\left(\frac{n\pi}{y_0}\right)' kt} - e^{\alpha_m v t}}{a_m x_0 + (n\pi)^2 \cdot \frac{k \cdot x_0}{y_0^2 v}}$$

변수 t 를 x 로 치환하면

$$B_r(x, y) = B_0 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{A_m}{1 - e^{-\alpha_m x_0}} \left\{ (e^{-\alpha_m x} - e^{-\alpha_m x_0}) \cdot (1 - y/y_0) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2a_m \cdot x_0}{n\pi} \cdot \sin \frac{n\pi}{y_0} y \cdot \frac{e^{-\alpha_m x_0} \cdot e^{(n\pi)^2(x/x_0-1)\epsilon} - e^{-\alpha_m x}}{a_m x_0 + (n\pi)^2 \epsilon} \right\}$$

단, $\epsilon = \frac{k \cdot x_0}{y_0^2 \cdot v} \quad (4.26)$

이 된다.

iii) $x \leq 0$ 일 때의 해

$t' = t - \frac{x_0}{v}$ 로 두고 식(4.25)를 구하는 방법이 적용되는데 이때 적용되는 경계조건식은 $t' = 0$ ($x = 0$)일 때 식(4.26)로부터

$$B_r(0, y) = B_0 (1 - y/y_0) + B_0 \sum_{m=1}^{\infty} \left[A_m \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2a_m \cdot x_0}{n\pi} \sin \frac{n\pi}{y_0} y \cdot \frac{\{e^{-\alpha_m x_0} - (n\pi)^2 \epsilon - 1\}}{\{a_m x_0 + (n\pi)^2 \epsilon\} \{1 - e^{-\alpha_m x_0}\}} \right] \quad (4.27)$$

와 식(4.20), 식(4.22)에 의하여 주어진다. 지배방정식 식(4.18), 경계조건식 식(4.20), 식(4.22), 식(4.23)에 의하여

$$B_r(t', y) = B_0 \sum_{n=1}^{\infty} E_n e^{-\left(\frac{n\pi}{y_0}\right)' kt'} \cdot \sin \frac{n\pi}{y_0} y + B_0 \left(1 - \frac{y}{y_0}\right) \quad (4.28)$$

이 되고, $t' = 0$ ($x = 0$)일 때의 경계조건 식(4.27)에 의하여 E_n 은 다음과 같이 얻어진다.

$$E_n = \sum_{m=1}^{\infty} A_m \frac{2a_m x_0}{n\pi} \frac{e^{-\alpha_m x_0} - (n\pi)^2 \epsilon - 1}{(a_m x_0 + (n\pi)^2 \epsilon) (1 - e^{-\alpha_m x_0})} \quad (4.29)$$

다시 t' 를 x 로 치환하면 식(4.28)은 다음과 같이 된다.

$$B_r(x, y) = B_0 \sum_{n=1}^{\infty} E_n e^{\left(\frac{n\pi}{y_0}\right)' \frac{k}{v} x} \cdot \sin \frac{n\pi}{y_0} y + B_0 \left(1 - \frac{y}{y_0}\right) \quad (4.30)$$

$0 \leq x \leq x_0$ 에서 B_0 와 B_r 이 구해졌으므로 식(4.10)에 의하여 계수 A_m 과 경계변수 a_m 을 결정할 수 있다. 계수 A_m 과 a_m 을 구하는데 있어서 그 수가 많을수록 높은 정도의 해가 얻어질 것으로 기대된다. 그러나 계산의 편의를 위하여 본 연구에서는 그 수를 각각 5개로 하였다. A_m 과 a_m 을 산정하는 방법은 다음과 같다. 먼저 적절한 A_m ($\sum_{m=1}^5 A_m = 1.0$)과 N_m ($\alpha_m = N_m, a$)을 선정하고 선택된 10지점 ($y = 0, x = 0 \sim x_0$)에 대한 a 값을 식(4.10)에 의하여 얻는다. 계산된 a 값들에 대한 표준편차를 구하고 이 값이 작아질 때까지 N_m 을 조절하고(계수 a_m 을 가감 시킴과 같음), A_m 을 조절하여 표준편차가 최소가 되는 A_m 과 a_m 을 산정했다(부록 참조, 선택된 지점에 따라 A_m 과 a_m 값이 다소 다르게 되나 磁束分

布에는 거의 영향을 주지 않았다.

磁束分布式이 구해졌으므로 식(3.1)에 의하여 레일 ($x < 0$) 에서의 電流密度式을 구하면 다음과 같다.

$$i_x = \frac{1}{\mu} B_0 \left[-\frac{1}{y_0} + \sum_{n=1}^{\infty} E_n \frac{n\pi}{y_0} \cdot \cos \frac{n\pi}{y_0} y \cdot e^{i n \pi^2 \frac{x}{x_0}} \right]$$

$$i_y = -\frac{1}{\mu} B_0 \sum_{n=1}^{\infty} E_n \cdot (n\pi)^2 \frac{\epsilon}{x_0} \cdot \sin \frac{n\pi}{y_0} y \cdot e^{i n \pi^2 \frac{x}{x_0}} \quad (4.31)$$

$$i = \sqrt{i_x^2 + i_y^2} \quad (4.32)$$

또, 위 電流密度式으로부터 레일의 表面電流密度를 기준으로 한 침투깊이(D(x)와 레일에서의 抵抗增加率(Rr(x))는 다음 식에 의하여 산출할 수 있다.

$$D(x) = \frac{\int_0^{y_0} idy}{i(y=0)} \quad (4.33)$$

$$R_r(x) = \frac{y_0 \int_0^{y_0} i^2 dy}{\left[\int_0^{y_0} idy \right]^2} \quad (4.34)$$

식(4.33), 식(4.34)의 적분항은 적분이 난해하므로 D(x)와 Rr(x)의 계산에는 다음과 같은 이산형 근사식을 이용하였다. 근사식으로 나타낸 것은 N이 유한한 값이기 때문이다.

$$D(x) \doteq \frac{\sum_{k=1}^N i(y_k) \cdot \Delta y}{i(y=0)} \quad (4.35)$$

$$R_r(x) \doteq \frac{N \sum_{k=1}^N i(y_k)^2}{\left(\sum_{k=1}^N i(y_k) \right)^2} \quad (4.36)$$

단, $y_0 = N \cdot \Delta y$

5. 해석결과 및 고찰

본 해석 모델의 임의의 점에서 磁束密度를 단위 값으로 B라 하면 이 점에서 $B=0$ 되는 경계면까지 통과하는 電流는 단위 값으로 B가 된다.

본 논문에 이용한 물리정수 및 기준이 되는 제정수는 다음과 같다(그림에서 별도로 명시하지 않은 값은 아래 기준 정수에 의한 것임).

레일의 폭(y_0) : 10mm
 電機子의 폭(y_w) : 10mm

電機子의 길이(x_0) : 10mm
 透磁率(μ) : $4\pi \times 10^{-7} \text{H/m}$
 레일의 導電率(σ_r) : $5.68 \times 10^7 \text{U/m}$ (電氣銅)
 電機子의 導電率(σ_a) : $5.68 \times 10^7 \text{U/m}$
 電機子의 속도(v) : 1000m/sec

그림 2는 기준 정수에 의하여 얻어진 電機子와 레일에서의 磁束分布인 동시에 電流分布를 나타낸다. 電機子와 레일의 경계면에서 電流의 편중현상이 심함을 볼 수 있다.

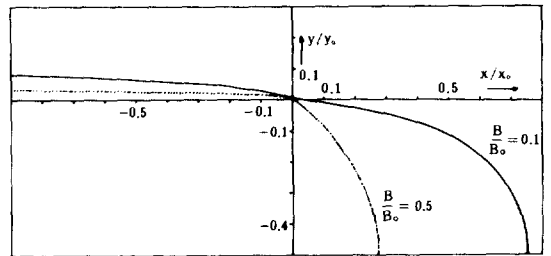


그림 2. 電機子와 레일에서의 磁束分布

Fig. 2. Magnetic flux density in the rail and the armature,

그림 3(a), 그림 3(b) 및 그림 3(c)는 각각 電機子의 속도, 導電率, 길이에 따라 電機子와 레일의 경계면에서 電流의 편중을 보여 주고 있다. 속도가 증가할수록 電流편중은 심하고, 電機子의 導電率

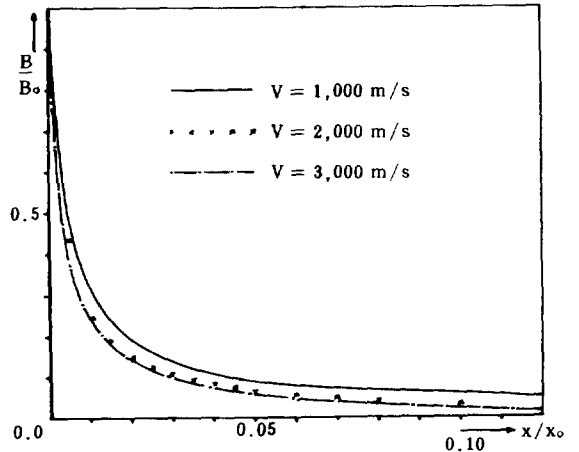


그림 3(a). 속도변화에 의한 레일과 電機子 경계면에서의 磁束分布.

Fig. 3(a). Magnetic flux density at the rail-armature interface at different velocity.

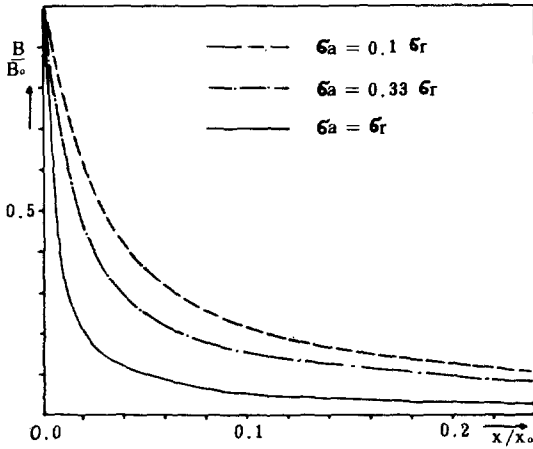


그림 3 (b). 電機子 導電度 변화에 의한 레일과 電機子 境界面에서의 磁束分布
 Fig. 3 (b). Magnetic flux density at the rail-armature interface at different conductivity.

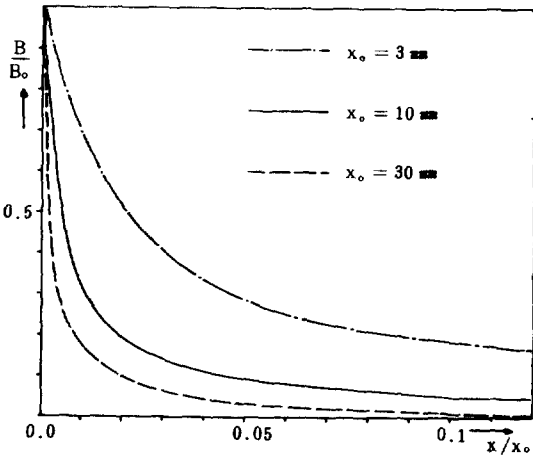


그림 3 (c). 電機子 길이 변화에 의한 레일과 電機子 境界面에서의 磁束分布
 Fig. 3 (c). Magnetic flux density at the rail-armature interface at different armature length.

나타나지만 이것이 電流密度的 증가를 의미하는 것은 아니며 電機子 길이가 길어도 境界面에서의 電流密度는 거의 변화가 없거나 약간 감소하는 정도이다.

한편 레일에서의 電流分布는 電機子의 導電度와 길이의 영향은 무시될 정도로 적은 반면 電機子의

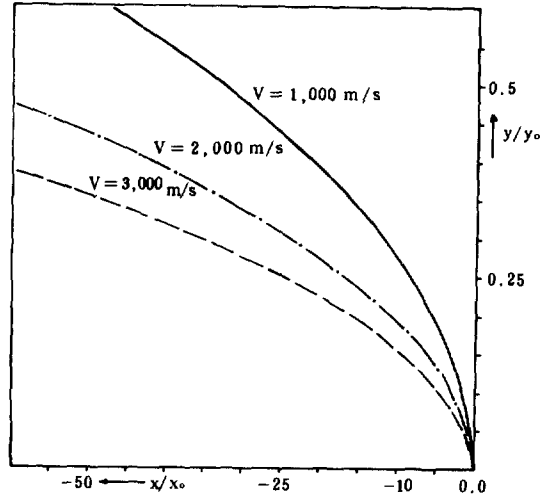


그림 4. 레일에서의 磁束分布 ($B/B_0=0.1$)
 Fig. 4. Magnetic flux density in the rail ($B/B_0=0.1$).

가 클수록 電流의 편중이 크게 나타난다. 또한 電機子의 길이가 길수록 상대적인 電流偏重은 심하게 이동속도에 의한 영향은 크게 나타났다. 그림 4는 속도변화에 의한 電流分布의 변화를 나타낸 것이다.

그림 5는 레일의 表面電流密度를 기준으로 電流의 실효침투깊이를 나타낸 것인데 실효침투 깊이는 電機子 이동속도의 1/2승에 거의 반비례하는 것으로 나타났다. 이것은 交流의 表皮效果에서 실효침

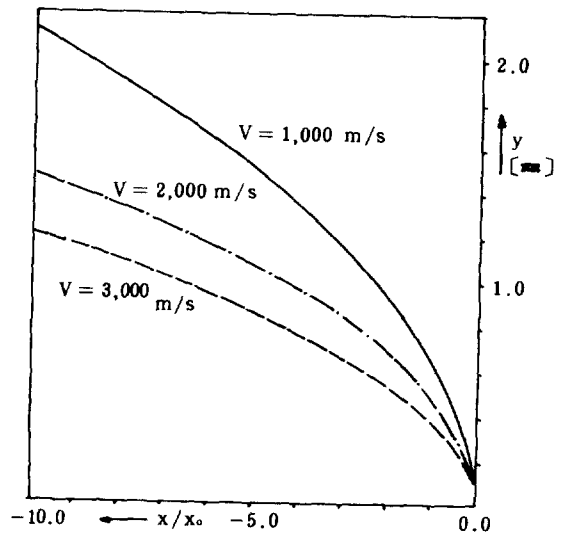


그림 5. 레일에서의 침투깊이
 Fig. 5. Skin depth in the rail.

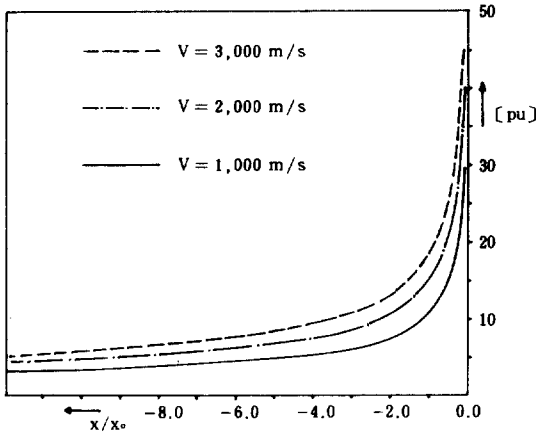


그림 6. 레일에서의 抵抗增加率
Fig. 6. Resistance increasing rate in the rail.

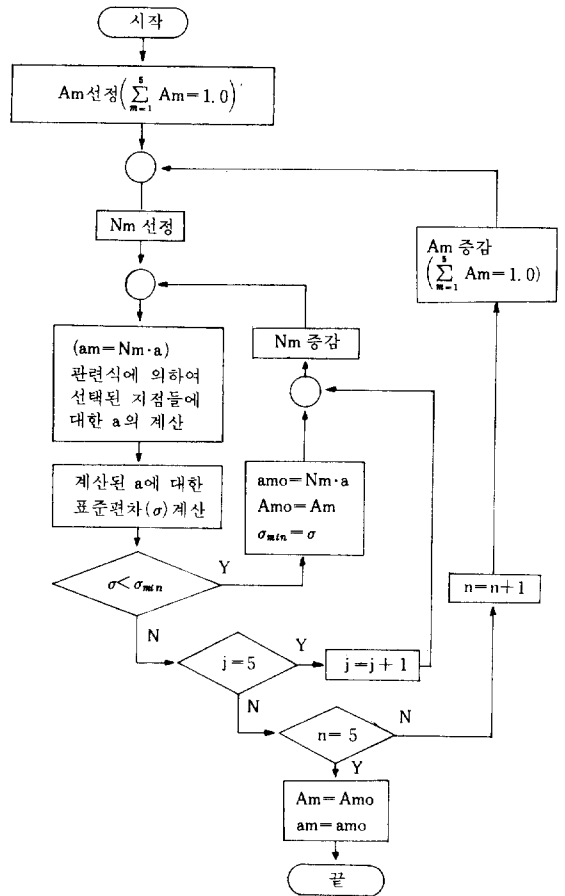
투깊이가 周波數의 1/2승에 반비례하는 것과 상응하는 셈이 된다. 그림 6은 表皮效果에 의한 레일에서의 抵抗增加率을 산출한 것이다.

위의 결과들은 2차원 모델에서 電源이 定電流源이라는 조건 외에 해석영역에서 속도가 일정하다는 조건에서 얻어진 것이다. 레일건에서 電機子는 가속레일을 벗어날 때까지 그 속도가 계속 증가하는데 이를 고려하면 電機子에서 멀어질수록 레일에서의 電流偏重은 적어질 것으로 예측된다. 앞으로 본고에서 적용한 조건보다 실질적인 조건을 적용한 연구가 있을 것으로 사료된다.

6. 결 론

해석적인 방법을 이용하여 정상상태하에 있는 레일건의 레일과 電機子에서의 磁束分布를 2 차원 모델로 해석하고 이 磁束分布로 부터 電流分布, 表皮效果, 레일에서의 實效抵抗들의 변화특성을 밝혔다. 레일과 電機子 경계면에서의 電流偏重은 電機子의 속도, 길이 및 導電度의 영향을 받는 것으로 나타났으나 電機子에서의 電流分布는 거의 일정하였고, 레일에서의 電流分布는 속도에 의한 영향만 나타났다. 레일에서의 表皮效果(침투깊이)는 속도의 1/2승에 반비례함을 도출할 수 있었고, 이 表皮效果에 의하여 電機子 부근의 레일의 抵抗는 상당히 크게 증가한다.

부록. Am, am 산정 흐름도



REFERENCE

- 1) Henry Kolm, 'Electromagnetic launchers', IEEE vol. MAG-16, No.5, pp.719-721, 1980.
- 2) Harry D. Fair, JR., 'Electromagnetic propulsion: A new initiative', IEEE vol. MAG-18, No. 1, pp.4-6, 1982.
- 3) Henry Kolm, et al., 'An alternative launching medium', IEEE Spectrum pp.30-36, April 1982.
- 4) K. Kim, et al., 'Application of railgun principle to high-velocity hydrogen pellet injection for magnetic fusion reactor refuelling', Fusion Technology vol. 6, pp.372-377, September 1984.
- 5) R. S. Hawke, et al., 'Rail accelerator devel-

- opment for ultra-high pressure research', IEEE vol. MAG-20, No.2, pp.291-293, 1984.
- 6) Shu USUBA, et al., 'Development of railgun accelerator combined with two-stage light gas gun', IEE vol. MAG-20, No.2, pp. 260-263, 1984.
 - 7) J. D'Aoust, et al., 'Development of a modular electromagnetic launcher system for the air force armament laboratory', IEEE vol. MAG-20, No.2, pp.294-297, 1984.
 - 8) Richard A. Marshall, 'Current flow patterns in railgun rails', IEEE vol. MAG-20, No.2, pp.243-244, 1984.
 - 9) F. J. Deadrick, et al., 'MAGRAC-A railgun simulation program', IEEE vol. MAG-18, No.1, pp.94-104, 1982.
 - 10) D. R. Sadedin, 'Efficiency equations of the railgun', IEEE vol. MAG-20, No.2, pp.268-271, 1984.
 - 11) Richard A Marshall, 'The TAERE scientific railgun theoretical performance', IEEE vol. MAG-18, No.1, pp.11-15, 1982.
 - 12) Fredrick J. Young, et al., 'Rail and armature current distributions in electromagnetic launchers', IEEE vol. MAG-18, No.1, pp.33-41, 1982.
 - 13) S.A. Nasar, 'Electromagnetic energy conversion devices and Systems', Prentice-Hall, Inc., pp.10-26, 1970. -
 - 14) R. L. Ferrari, 'An introduction to electromagnetic fields', Van Nostrand Reinhold Co., pp.33-36, 1975.