

자기 펄스 발생기의 연결 도체 설계에 관한 연구

서 주 하 *

A Study on the Design of Branch Conductor in the Magnetic Pulse Generator

SUH JUHA

ABSTRACT

The magnetic forming system must be able to store very important electric energy, several tens kilojoules, and flow this energy through the forming coil within some hundreds microseconds. So several hundreds kiloamperes of current can flow through the branch conductor. For the good performance of this type of machine, internal impedance must be minimized. By the computation of distribution of current inside the conductors using integral equation method, we can obtain the inductance and resistance of some dispositions of branch conductors and by comparison obtain some principles for the design of branch conductors in the high power magnetic pulse generator.

I. 서 론

낮은 임피던스의 원통형 coil에 큰 전류가 흐르면 축방향의 강력한 자장이 발생된다. 이 자장 속에 tube형의 금속 도체가 존재하면 원주변 방향으로 전류가 유도되고, 자장과 전류가 작용하여 강력한 힘이 radial 방향으로 발생되어 tube형 도체의 항복점을 넘어 소성 변형을 일으켜 영구히 그 모양을 간직한다.

이 방법은 전기적으로 좋은 도체이고, 낮은

기계적 특성을 가진 금속 tube에 압축 또는 팽창하는 힘을 가해 형상가공 또는 조립에 많이 사용된다. 산업에 이용하기 위하여는 수100 microsec 동안에 수 teslas의 자장을 발생시킬 수 있어야 하고, 이를 위하여는 수십KV 전압하에서 수 백 KAMP의 전류를 Forming coil에 인가하여야 한다. 이러한 에너지의 저장과 전달은 커다란 회전기를 빠른 속도로 회전시키다가 짧은 시간 동안에 정지시켜 발생한 전기에너지를 거대한 coil에 자기 에너지 상태로 저장하였다가 순간적으로 방전하는 방

* 강원대학교 전자공학과 조교수

법으로도 얻을 수도 있으나 비용이 많이 들어 고전압용의 콘덴서를 병렬로 연결하여 구성하는 것이 현실적이다.

Magnetic forming 을 위한 고전력 자기 펄스 발생기에서는 콘덴서에 저장된 에너지를 Forming coil 에 방전하여 금속도체로 된 대상물의 최대변형을 얻는 것이 최대의 효율을 갖는 것이다. 이를 위하여는 다음을 만족하여야 한다.

- 방전 전류의 첫번째 펄스의 크기를 최대 로 하여 대부분의 에너지가 이 펄스 동안에 전달되어야 하고 Joule 열로 소모 되는 손실을 최소로 한다.

첫번째 펄스가 커야하는 이유는 자기력이 어느 정도 커지면 tube 벽이 움직이기 시작해서 coil 로 부터 멀어지므로 두번째 펄스가 들어올 때면 벌써 거리가 멀어져 자기 결합이 약해지기 때문이다.

Magnetic forming 의 효율은 Forming coil 과 변형할 piece 에 많이 좌우되나 자기 펄스 발생기 내부의 임피던스가 크면 내부 손실이 커져 한계에 도달한다. 내부 임피던스는 방전 전류의 진폭과 주파수에 영향을 주고, 내부저항이 크면 Joule 열 손실이 커지고 첫 펄스의 크기가 충분히 높아지지 않는다.

자기 펄스 발생기의 내부 임피던스는 콘덴서, 스위치 소자와 연결도체의 모든 인덕턴스와 저항의 합으로 구하여진다. 내부 임피던스가 작은 기기를 실현하기 위해 우리는 콘덴서와 switching 소자는 내부 임피던스가 작은것을 선택하면 해결되나 연결도체인 BUS BAR 의 임피던스의 최소화는 간단한 문제는 아니다. 교류가 흐르는 여러 도체로 구성된 기기의 임의의 주파수에서의 임피던스는 각 도체의 단면에 흐르는 전류 분포에 밀접한 관계가 있다. 높은 주파수에서 전류는 도체의 표면에 많이 분포하는 경향이 있다.(즉 표피 효과이다) 표피효과로 인한 도체내부의 각 점

에서 전류밀도의 크기와 위상의 차이가 도체의 내부 저항 및 인덕턴스를 구국하는데 어려움을 준다. 특히 표피효과는 전류가 흐를수 있는 유효 단면을 줄이는 결과를 가져오므로 내부 저항이 크게 변화한다. 단일 도체의 표피효과에 의한 인덕턴스의 변화는 내부 인덕턴스의 변화인데 이에 대한 주파수의 영향은 크지 않다. 그러나 복수의 도체가 서로 근접하여 배치되면 한 도체내의 전류분포는 고립된 한 도체의 그것과 다르다. 단면이 고르고 긴 도체에서 교류 전류의 분포는 매우 간단한 형태의 도체의 경우만이 알려져 있다. [1] 따라서 우리는 수치해석을 이용하여 이를 계산하려한다. Stoll [2] 등이 유한차분법을 이용하여 diffusion 문제를 풀었으나, 무한영역의 문제에서는 이용하기 어려운점이 있다. 유한요소법 [3, 4, 5]에서도 도체표면에서 경계 조건을 알기전에는 유한차분법에서와 마찬가지로의 어려움을 갖는다. 따라서 우리는 적분방정식 [6, 7, 8] 을 가지고 전류분포 계산에 접근하였다.

II. 적분방정식을 이용한 전류 분포 계산

II-1. 적분방정식

Magnetic forming process 는, 보통 수 KHz 정도의 주파수에서 행해지는데, 이 주파수 영역은 전자기학에서는 낮은 주파수 영역에 속한다. 이 영역에서는 displacement current 를 생략할 수 있다. 이 경우 Maxwell 방정식은 다음과 같다.

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{J} \quad (1)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2)$$

자기벡터포텐셜 \vec{A} 를 다음과 같이 정의하면

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{A} = \vec{B} \quad (3)$$

그리고 $\nabla \cdot \vec{A} = 0$ 을 부가하면

$$\nabla^2 \vec{A} = -\mu_0 \vec{J} \quad (4)$$

평면에서 (4)의 해는

$$\vec{A}(\underline{r}) = -\frac{\mu_0}{2\pi} \int_s \vec{J}(\underline{r}') \text{Ln} |\underline{r} - \underline{r}'| ds' \quad (5)$$

그리고 공간에서의 해는

$$\vec{A}(\underline{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_v \frac{\vec{J}(\underline{r}')}{|\underline{r} - \underline{r}'|} dv' \quad (6)$$

또 식 (2)로부터

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\vec{\nabla} \wedge \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$$

따라서

$$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \vec{\nabla} \phi \quad (7)$$

여기서 ϕ 는 scalar electric potential이며, 이 경우에는 인가된 전위이다.

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} = -\sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \vec{J}_s \quad (8)$$

stationary region에서

$$\vec{J} = -j\omega\sigma \vec{A} + \vec{J}_s \quad (9)$$

J_s 는 도체 양끝에 인가된 전위에 의한 전류밀도이고, 그값은 단면적상의 모든 점에서 일정하고 미리 아는 값이다.

도체의 길이가 무한하고 축방향 단면이 일정하다하면, 고립된 도체의 경우

$$J_z(\underline{r}) = J_{sz}(\underline{r}) + j \frac{\omega\sigma\mu_0}{2\pi} \int_s J_z(\underline{r}') \text{Ln} |\underline{r} - \underline{r}'| ds' \quad (10)$$

평행인 도체가 여러개인 경우

$$J_{iz}(\underline{r}) = J_{isz}(\underline{r}) + j \sum_K \frac{\omega\sigma\mu_0}{2\pi} \int_{sk} J_{kz}(\underline{r}') \text{Ln} |\underline{r} - \underline{r}'| ds' \quad (11)$$

II-2. 수치계산

도체 단면을 유한요소로 나누고, 각 요소마다 전류밀도가 일정하다는 가정하에 관계식을 세우면

$$J_z(\underline{r}_n) + J_{sz}(\underline{r}_n) + j \sum_m G_{nm} J_z(\underline{r}_m) \quad (12)$$

여기서

$$G_{nm} = \frac{\omega\sigma\mu_0}{2\pi} \int_{\Delta sm} \text{Ln} |\underline{r}_n - \underline{r}'_m| ds'$$

\underline{r}_n 과 \underline{r}_m 은 각 요소의 중점이다.

따라서

$$[I - jG] \{J\} = \{J_s\} \quad (13)$$

J 는 복소량이므로 $J = J_1 + jJ_2$ 라 하면

$$[I - jG] \{J_1 + jJ_2\} = \{J_s\} \quad (14)$$

실수부와 허수부로 분리하면

$$[I + G^2] \{J_1\} = \{J_s\}$$

$$\{J_2\} = [G] \{J_1\} \quad (15)$$

식 (15)의 해를 구하면, 전류의 분포를 구할 수 있고, 그것으로 인덕턴스와 저항을 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\text{자기에너지} = \frac{1}{2} \int_V BHdv = \frac{1}{2} LI_T^2 \quad (16)$$

윗식으로 부터

$$\text{Inductance / unit length} = \frac{1}{|I_T|^2} \int_s J \cdot Ad_s \quad (17)$$

따라서

$$L (\text{Henry/m}) = \frac{1}{|I_T|^2} \left[\int_s \int_{s'} J_1(\underline{r}) H(\underline{r}, \underline{r}') J_1(\underline{r}') ds' ds + \int_s \int_{s'} J_2(\underline{r}) H(\underline{r}, \underline{r}') J_2(\underline{r}') ds' ds \right] \quad (18)$$

도체 단면적의 유한요소로의 분할과 전류의 분포의 계산으로 인덕턴스는

$$L (\text{Henry/m}) = \frac{1}{|I_T|^2} \left[\sum_n \sum_m J_{1n} H_{nm} J_{1m} \Delta S_n + \sum_n \sum_m J_{2n} H_{nm} J_{2m} \Delta S_n \right] \quad (19)$$

여기서

$$H_{nm} = -\frac{\mu_0}{2\pi} \int_{\Delta S_m} \ln |\underline{r}_n - \underline{r}'_m| ds'$$

와

$$|I_T|^2 = \left(\sum_n J_{1n} \Delta S_n \right)^2 + \left(\sum_n J_{2n} \Delta S_n \right)^2$$

그리고 교류저항은

$$R_{ac} = \frac{1}{\sigma |I_T|^2} \sum (J_{1n}^2 + J_{2n}^2) \Delta S_n \quad (20)$$

II-3. 계산 결과

고전류를 사용하는 기기에서 많이 사용되는 단면이 직사각형인 BUS BAR는 교류에서의 전기적 특성을 얻기가 쉽지 않다. 가장 간단한 경우인 하나의 고립된 도체의 경우도 도체표면의 전류값을 알지 못할 경우에는 일반적인 해가 없다. 더구나 대부분의 고전류 기기는 그런 도체가 여럿이 이웃하는 것이 보통이다. 도체 내부의 자장은 그 도체에 흐르는 전류와 이웃하는 도체에 흐르는 전류에 의해 불규칙하게 분포한다. 이러한 사실을 고려할 때 해석적인 방법에 의한 해는 극히 간단한 기하학적 구조일 때 뿐이다. 이 논문에서는 Magnetic forming을 위한 자기 펄스 발생기가 높은 효율을 갖기 위해 어떠한 BUS BAR의 배치가 적합한가를 알기 위해 먼저 고립된 BUS BAR와 평행한 BUS BAR 내부의 전류분포를 계산하고, 그로부터 인덕턴스와 저항을 계산하였다.

II-3-i 고립된 직사각형 단면 도체 계산된 직사각형 단면의 도체 내부의 전류분포는 Fig.1에서 볼 수 있다. 이 그림에는 두 변간의 비가 $b/a=5$ 와 8 이고 $b=5cm$ 인 도체에 주파수가 $1000hz$, $4000hz$ 와 $8000hz$ 인 교류 전류를 인가한 경우의 변에 따라 변하는 전류 분포를 나타낸 곡선이다. 이때 JO

는 한 정점 0에서의 전류밀도이다. 여기서 볼 수 있는 것은 주파수가 높아질수록 전류는 도체 표면 가까이 분포한다는 것이고, 이 경우 저항은 더욱 커지고, 자기에너지가 도체 내부로 덜 침투함으로 해서 내부 인덕턴스가 작아진다. $b/a = 5$ 와 8인 경우를 비교하면 b/a 가 클수록 길이가 작은 쪽 변의 전류 변화가 적다는 것을 알 수 있다.

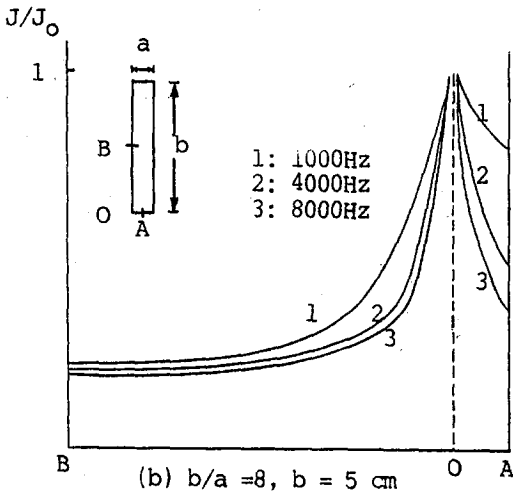
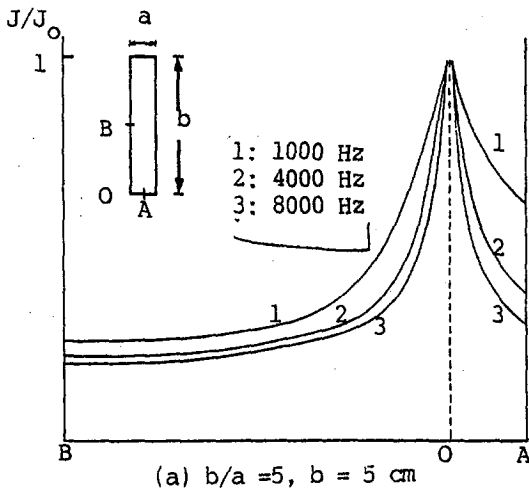


Fig. 1 직사각형 단면의 고립된 도체 내부의 전류 분포

Fig. 2는 고립된 직사각형 단면 도체의 교류저항에 대한 교류저항의 비를 보여주고 있다. 이때 두변의 비는 $b/a = 5, 8, 50$ 이고 $b = 5 \text{ cm}$ 인 도체와 $b/a = 20, b = 10 \text{ cm}$ 인 도체에 대한 예이다. 이 예에서 보는 바와 같이 얇은 도체인 경우 교류저항비는 주파수에 영향이 적다. 작은 원으로 표시된 것은 ARNOLD [1]가 실험을 기초로 하여 구한 근사치이다. 우리가 구한 값과 ARNOLD의 결과사이의 차이는 $b/a = 8$ 인 경우에 5% 미만이다. 같은 단면적을 가진 두 변의 길이의 비가 다른 도체, 즉 $b/a = 20, b = 10 \text{ cm}$ 와 $b/a = 5, b = 5 \text{ cm}$, 사이를 비교할 때 magnetic forming이 행해지는 주파수영역에서는 큰 변비 b/a 를 가진 도체가 작은 저항과 작은 인덕턴스를 가짐을 알 수 있다. 결과적으로 같은 단면적을 가진 도체중에서는 큰 변비를 가진 것이 유리함을 알 수 있다. 또 주파수 변화에 대한 내부 인덕턴스의 감소도 작다. 변비 $b/a = 8$ 의 경우, 주파수 40hz에서 8000hz까지에 대해서 인덕턴스의 변화는 5%정도였다. 저항이 없다고 가정하여 계산한 E. M. DEELEY [9]의 결과와 비교하면 $5 \text{ cm} \times 5 \text{ cm}$ 의 단면적을 가진 도체인 경우, 그가 얻은 0.704 microhenry 는 skin depth가 도체의 다른 크기에 비해 아주 작은 8000hz 부근의 값과 같아진다.

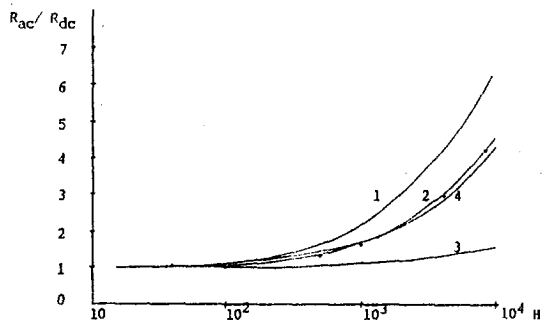


Fig. 2 주파수 변화에 따른 저항

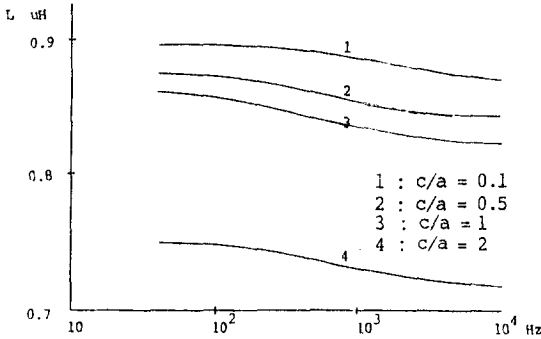


Fig. 3 인덕턴스의 변화

II- 3- ii 평행 도체

고전력 기기에서 흔히 볼 수 있는 BUS BAR의 배치는 두 도체를 평행하게 배치하는 것이다. 먼저 무한히 길고 서로 평행한 두 도체의 경우 그 도체 내부의 전류밀도를 계산했다. 두 도체의 전류 크기가 같고 방향이 반대일때 전류는 마주 보고 있는 면에 더 분포함을 볼 수 있다. 이때 교류저항과 내부 인덕턴스는 고립된 도체와 달라진다. Fig. 4와 Fig. 5에서 두 도체 사이의 거리의 변화에 따른 교류저항비와 인덕턴스의 변화를 볼 수 있다. 해석적 방법으로는 두 개의 평행한 도체내의 전류분포를 구하는 방법은 없다.

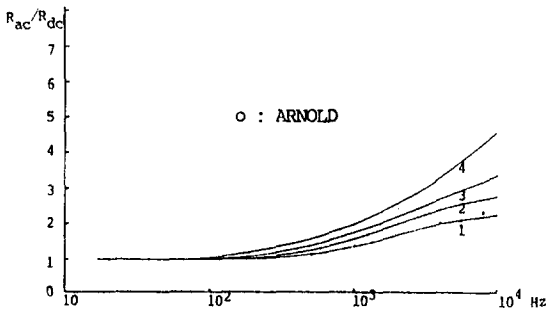


Fig. 4 평행 도체의 저항 변화

ARNOLD는 실험 결과로 부터 평행 도체에 전류가 서로 반대 방향으로 흐를때 저항비의 근사치를 구했다. Fig. 4에서 보는 작은 원

들은 $b/a = 8$ 일때 그가 실험을 근거로 구한 결과이다. $c = a/10$ 일때 주파수 4 khz 까지는 우리의 계산 결과가 1% 미만의 차이만 있었다. 단면적이 같고 전류가 반대 방향으로 흐르는 두 평행 도체가 거의 붙어 있을 때, 이론적으로는 인덕턴스는 0이다. 인덕턴스는 두 도체가 멀어질수록 커지고, 거리가 무한히 멀어지면 인덕턴스는 고립된 도체의 그것과 같다.

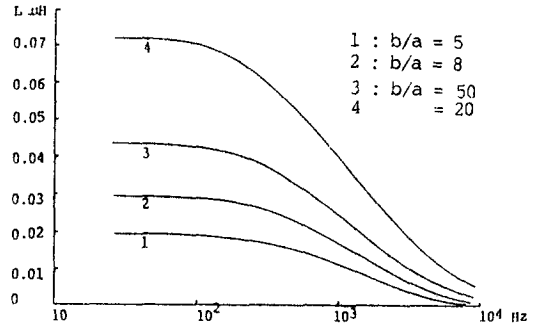


Fig. 5 평행 도체의 인덕턴스 변화

II- 4. 계산 결과를 통한 BUS BAR 배치

Magnetic forming을 위한 자기 펄스 발생기의 최고의 효율을 얻기 위하여는 내부 임피던스를 최소로 하여야 한다. 이를 위해 내부 임피던스가 작은 콘덴서와 스위치소자를 선택하고 또 이들의 연결을 위한 BUS BAR의 구조를 내부 임피던스가 최소화하는 배치를 택해야 한다. 이를 위해 여러가지 모양의 구조에 대한 전류분포의 계산을 통해 BUS BAR의 인덕턴스와 저항을 계산하였다. 그 결과 도체를 평행하게 배치하고 전류의 방향이 반대로 흐르게 하는 것이 고립된 도체보다 인덕턴스와 저항이 더 작다는 것을 알았고, 평행 도체에 같은 방향으로 전류가 흐르면 고립된 도체보다 임피던스가 더 커짐을 알 수 있었다. 그리고 magnetic forming의 주파수 영역에서는 인덕티브 임피던

스가 저항보다 월등히 크다. 위에서 얻은 결과를 종합하면 다음과 같은 결과를 얻을 수 있다.

III. 결 론

Magnetic forming 등 고전압 고전류를 사용하는 기기에서는 효율을 극대화하기 위하여 내부 손실을 최소화하여야 한다. 본 논문은 이러한 기기내부의 여러 부분간의 연결선으로 많이 사용되는 BUS BAR의 적절한 배치를 위하여 그 단면에 분포하는 전류분포를 적분방정식법을 이용하여 계산하고, 이로부터 버스선의 인덕턴스와 저항을 구하여 내부 임피던스를 최소화하는 배치에 대한 연구이었다. 계산 결과는 실험을 통해 발표된 값과 근사한 결과를 얻었으며 이 방법을 이용하여 가능한 여러가지 연결법에 대한 비교를 통해 높은 효율의 고전력기기 설계에 응용할 몇 가지 원칙을 다음과 같이 제공할 수 있었다.

- BUS BAR의 길이는 짧을수록 좋다.
- 반대 방향의 전류를 가진 도체는 가능한한 평행하고 가깝게 배치한다.
- 같은 방향의 전류를 가진 도체는 평행하게 배치함을 피한다.
- 같은 단면적을 가진 도체중에서는 되도록 변비가 큰 도체를 사용한다.

REFERENCE

1. ARNOLD A. H. M.
"The Alternating Current Resistance of Non-magnetic Conductor", H. M. S. O., London, Oct. 1945
2. STOLL. R. L.
"The Analysis of Eddy Currents", CLARENDON PRESS, Oxford, 1974
3. SILVESTER P. and CHERI M. V. K.
"Finite Element Solution of Saturable Magnetic Field Problem", I. E. E. E. Vol. PAS-89, No 7, 1970
4. ANDERSEN O. W.
"Iterative Solution of Finite Element Equations in Magnetic Field Problems", I. E. E. E. PES Paper T72 411-7, 1972
5. SABONNADIERE
"Numerical Analysis of Eddy Currents Problems"
Finite Elements in Electrical and Magnetic Field Problems, John Wiley and Sons, 1980
6. BIDDLECOMBE C. S., COLLIE C. J., SIMKIN J. and TROWBRIDGE
"The Integral Equation Method Applied to Eddy Currents", Proc. COMPUMAG, GRENOBLE 1978
7. SCHNEIDER J. M. and SALON S. J.
"A Boundary Integral Formulation of the Eddy Current Problem", I. E. E. E. Vol. Mag-16, No 5, 1086, sep, 1980
8. HARIHARAN S. I) and MACCAY
"Integral Equation Procedures for Eddy Current Problems", Jour. Comp. Phy., 45, 80~99, 1982
9. DEELEY E. M. and OKON E. E.
"A Numerical Method of Solving Fredholm Integral Equations Applied to Current Distribution and INductance in Parallel conductors", Int. J. Num. Meth. Eng., Vol 11, 447~467, 1977