

리모트 필드 영역에서의 자기 분포특성에 관한 연구

김석곤* 이은용** 임수생** 김기훈*
*전력연구원 **충남대학교

A Study on Magnetic Field Distribution Characteristics for Remote Field Area

S.K. KIM* E.U. LEE** S.S. LIM** K.H. KIM*

Abstract - The electric wave propagation characteristics of electromagnetic field by induction current shows a nonlinear distinction in the metal but linear on air. This paper is written about the magnetic transmission distinction in the metallic tube, which wrapped the center axis by the same direction. The electromagnetic field made by the transmission signal is transferred from the transmission coil area toward the receiving coil by the magnetic diffusion. So, it is different magnetic flux around the coil with one in the remote field area. Analyzing such a complex magnetic characteristic, we verified this theory by the vector analysis and presented eddy current mechanism and analytical model about magnetic distribution in the remote field area. This magnetic distribution rate in metal body will be very useful in the nondestructive inspection of the eddy current in remote field, which is recently rising as a new technology.

1. 서 론

오늘날, 원격장을 이용해서 산업현장에 적용하고 있는 기술로는 리모트 필드 와전류 검사가 있다. 이는 유도코일에 의한 확산 자기에너지에 이용함으로써 전달된 에너지의 변화와 더불어 위상변화를 탐지함으로써 결함을 검출하게 된다. 원격장 와전류는 두 개의 송수신 코일의 거리가 멀어질수록 전자기적 에너지의 크기가 현저히 감소하는 Direct Field 커플링을 이용하는 것이 아니라, 송신측 코일로부터 이 코일과 근접해 있는 튜브벽을 통해 코일의 축 방향에 대해 수직으로 확산하는 에너지에 의한 Remote-Field 커플링을 이용하고 있다.

원격장 와전류 탐상용 송수신 탐촉자의 설치형태는 Fig. 1에서 보이는 바와 같이 검사될 튜브의 내측에 설치가 되고 축방향에 대해 평행한 동축을 형성한다.

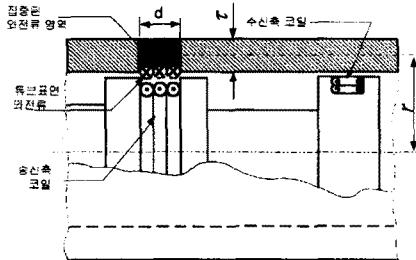


Fig. 1 원격장과 와전류 검사 탐촉자 및 시험체 형성

2. 본 론

2.1 전류와 자기장 간의 상호관계 해석
2.1.1 주회(Loop)적분의 법칙

본 절에서는 와전류 비파괴검사에서 적용되는 원형의 코일에 의한 전자계 메카니즘을 다루기에 앞서, 전자계를 형성하는 가장 중요한 소스가 되는 직선형 무한 도체를 따라 흐르는 전류에 의한 자계의 생성 메카니즘을 설명하였다. 자력선은 전류원에 대해 수직방향으로 발생하며, 모든 자력선은 전류원을 감싸는 폐(閉)루프를 형성한다. 위의 Fig. 2에서 보는 바와 같이 페루프에 존재하는 총 자계의 합은 이들 각 지점에서의 자계의 합이 된다.

$$H_1 + H_2 + H_3 + \dots + H_N = \sum H_{x=1 \rightarrow N} \quad (1)$$

페루프의 각 기점에서의 미소변위 dl 의 총수는 'N'으로 표시하였으며, 각 기점에서 발생하는 총 자계의 수와 동일하다. 하나의 자력선을 이루는 페루프상의 미소변위 dl 의 위치에서 각각의 자계가 존재하며, 이들 각각의 자계의 세기는 모두 동일하다.

$$\sum H_{x=1 \rightarrow N} = \oint H dl \quad (2)$$

즉, 각 기점에서의 자계의 총합은 폐곡선 전체에 대한 자계의 세기가 되며, 이는 자계중의 임의의 폐곡선에 대한 선적분으로 나타낼 수 있다

$$\oint H dl = H 2\pi r = I \quad (3)$$

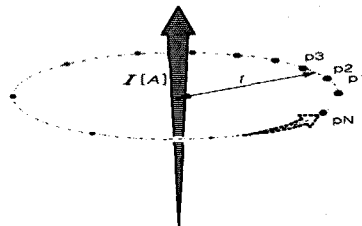


Fig. 2 무한직선도체에 의한 전자계생성

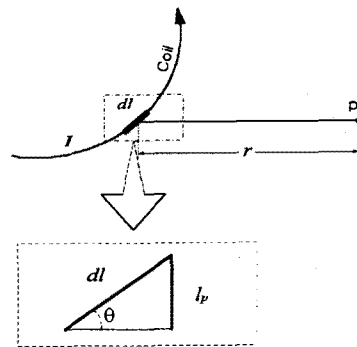


Fig. 3 미소전류원에 대한 한점에서의 자기적 특성

2.1.2 Biot-Savart의 법칙

Fig. 3에서 보는바와 같이 전류가 흐르는 도선의 미소변위 dl 로부터 거리 r 만큼 떨어진 점 p 에서의 미소자계 dH 의 영향을 알아보자. 미소변위 dl 에 대한 자계의 생성은 구형의 폐곡면을 형성한다.

$$dH = \frac{I dl \sin \theta}{4\pi r^2} \quad (4)$$

그러므로, (4)식을 기본으로 하여 전체 변위 I (1 turn 코일의 원주길이)에 대한 전 자계 H 를 구하기 위해 양변을 적분하면 아래와 같다.

$$H = \frac{I \sin \theta l}{4\pi r^2} [AT/m] \quad (5)$$

2.1.3 원형코일 중심에서의 자계에너지

위의 식 (5)으로부터

$$H = \int \frac{I \sin \theta}{4\pi r^2} dl \quad (6)$$

$$H = \frac{I}{2a} \quad (7)$$

즉, 코일 내측에서의 자계의 세기는

$$H_N = \frac{NI}{2a} \quad (8)$$

2.2 송신측 코일근처에 집중된 와전류

AC전류로 구동되는 송신측 코일에 의한 튜브의 길이 방향에 따른 와전류의 생성영역은 송신측 코일의 폭과 동일하다고 가정하여 해석 해 볼수 있다. 1차회로의 직렬저항은 송신측코일의 직류성분을 갖는 저항과 어떤 부적원인에 의한 저항 모두를 포함한다. 2차회로는 튜브 벽 영역의 인덕턴스 성분과 저항성분으로 표현 할 수 있다. 유도된 와전류의 크기는

$$I_2 = \frac{-(\omega^2 L_2 M + j\omega M R_2) I_1}{R_2^2 + \omega^2 L_2^2} \quad (9)$$

$$R_2 \approx \frac{\rho 2\pi r}{\tau d} \quad (10)$$

여기서, $r=(r1+r2)/2$ 이며, τ 는 튜브벽의 두께이다. 튜브부의 와전류간에서 발생하는 상호 인덕턴스의 값은

$$M = K (L_1 L_2) \quad (11)$$

3. 와전류 및 전자기 메카니즘 해석

전도도, 투자율에 따른 튜브내측 자계 분포특성을 분석함에 있어서 전류원에 의한 자계의 세기는 코일의 중심부에서는 모두 동일하며, 중심부에서 벗어나 바깥쪽으로 갈수록 감소한다. 각 입사각에 대한 굴절각의 크기비는 전도도와 투자율이 커질수록 더욱 커진다. 투자율 및 깊이 변화에 따른 자기장의 세기는 맥스웰의 방정식을 응용하여 도체내의 자하에 대한 한점에서의 자기장의 변화를 가장 일반적인 방법으로 해석해 볼 수 있다.

좀 더 정확한 개념의 이해를 돕기 위해 자속밀도의 개념을 생각해 보면, 단위면적을 지나는 자력선의 수는 자속밀도가 된다.

$$B = \frac{m}{4\pi r^2} \quad (12)$$

4. 근거리영역 및 원격장에서의 자계 분포특성

4.1 튜브 외측에서의 자계 분포

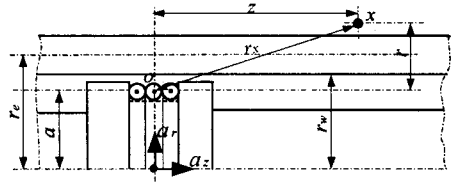


Fig. 4 원격장 자계분포 적용변수

한점 x 가 튜브의 외경보다 큰 경우의 자계의 세기를 추정하기 위해 비오-샤브르의 법칙을 이용하여 정량적인 해석을 해보고자 한다. 전류원은 자속을 생성하므로 이 위치에 자하 m 이 존재한다고 가정할 수 있다.

송신측 코일에 의한 방사방향과 축방향의 자계는

$$dH_r = \int \frac{I_1 \sin \theta}{4\pi r_x^2} dl_1 [AT/m] \quad (13)$$

$$dH_z = \int \frac{I_1 \sin \theta}{4\pi r_x^2} dl_1 [AT/m] \quad (14)$$

유도된 와전류축에 의한 방사방향, 축방향의 자계는

$$dH_r = \int \frac{I_2 \sin \theta}{4\pi r_x^2} dl_2 [AT/m] \quad (15)$$

$$dH_z = \int \frac{I_2 \sin \theta}{4\pi r_x^2} dl_2 [AT/m] \quad (16)$$

위의 공식 (13)~(16)을 조합해보면,

$$H_r \approx \frac{1}{4\pi} (m1 + m2) \frac{3rz}{(r^2 + z^2)^{5/2}} \quad (17)$$

$$H_z \approx \frac{1}{4\pi} (m1 + m2) \frac{2z^2 - r^2}{(r^2 + z^2)^{5/2}} \quad (18)$$

위의 공식(17)와 (18)은 진공중에서의 방사방향 및 축 방향에 대한 자계분포를 정량적으로 나타낸 것이다.

4.2 튜브재질내(內)에서의 자계 분포

4.2.1 원격장영역에서의 자계 확산

원격장 와전류에 대한 자속은 확산을 통해 이루어지므로 코일의 축방향인 z 방향에 대한 자속밀도는 아래의 식(19)에서와 같이 시간 및 축방향 함수로서 감소되고 위상이동이 발생한다.

$$B(z, t) = B_0(z, t) \times e^{-z/\delta - jz/\delta} \quad (19)$$

(19) 자계 에너지는 튜브의 외측으로부터 내측으로 이동시에는 자기장의 확산에 의해 자계가 감소한다. 송신코일로부터 점 X 까지의 축방향 거리가 상당히 멀리 떨어져 있다고 가정된 대략적인 자계의 세기는

$$H_r \propto \frac{1}{z^4}, \quad H_z \propto \frac{1}{z^3} \quad (20)$$

(20)

위의 공식에 대해 \log 함수를 취하고 축방향 및 방사방향에 대한 감쇠정수의 평균을 구하게 되면, 양 방향에 대해 동일한 지수 함수적 감쇠상수를 얻을 수 있다.

$$k = \frac{3.5}{z} \quad (21)$$

전류의 유기기전력에 의한 총 자속은

$$E_\phi = -\frac{j\omega\mu_0}{k} H_r \quad (22)$$

축 방향에 대한 함수로서의 감쇠정수는 위치 및 시간의 함수로 표현된다. 축 방향으로의 감쇠정수는 투자율 및 전도도의 영향을 많이 받는다. 전도체인 시험체 튜브

는 전도도의 크기 및 투자율의 영향을 받으며, 또한 시험주파수에 의한 각주파수의 영향을 받는다. 송신측 코일에 근접한 축 방향으로의 자계의 세기는 방사방향에 대한 감쇠정수에 반비례하고 축방향에 대한 감쇠정수에 비례한다.

$$H_{z,z=0} \propto \frac{a}{k} \quad (23)$$

축방향에 대한 감쇠정수

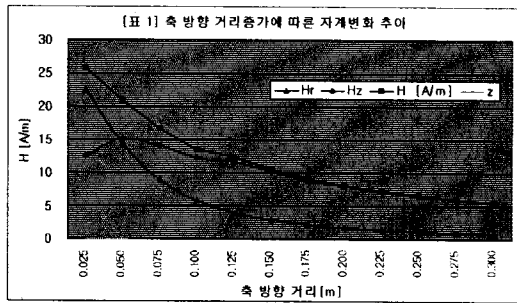
$$a = \sqrt{j\omega\mu_0\sigma - k^2} \quad (24)$$

위의 공식들을 조합하여 튜브재질내의 축 방향과 방사방향에 대한 자계의 세기를 도출하면,

$$H_r(r, z, t) \cong [(c_1 I_1 ar) + (c_2 K_1 ar)] e^{j\omega t - kz} \quad (25)$$

$$H_z(r, z, t) \cong \frac{a}{k} [(c_1 I_0 ar) - (c_2 K_0 ar)] e^{j\omega t - kz} \quad (26)$$

축 방향거리 증가에 따른 자계분포 변화추이를 살펴보면, 원격장 영역의 시작점은 H_r 과 H_z 의 세기가 반전된 지점에서 축방향으로 조금 더 먼 곳에 존재함을 알 수 있다.



[표 1] 축 방향 거리증가에 따른 자계변화 추이

4.2.2 Remote Field에서 원주방향으로의 위치증 따른 자계분포 변화추이

본 연구에서 자계분포 모델링을 위해 적용한 시험체는 비자성체 알루미늄이다. 시험체 및 송신측코일의 형태는 [Fig. 5]와 같으며 모델링과 관련한 주요 Factor는 아래와 같다.

재질: Aluminum

$$\mu : 4\pi \times 10^{-7} (\mu_R \neq 1)$$

$$\sigma : 3.82 \times 10^7 \quad [\text{mho/m}]$$

주파수: 10 [kHz]

1차인가전류: 5 [A]

전자계가 확산에 의해 전달되는 원격장 영역에서는 튜브외측의 자계가 내측의 자계보다 크다. 자성체 재료는 비자성체에 비해 대체적으로 외측이 4배 이상 크다.

[표 2]는 축 방향거리 z가 0.240m인 지점(Remote Field)에서 튜브재질내 방사방향(r) 거리증가에 따른 전자계의 변화를 나타낸 것이다.

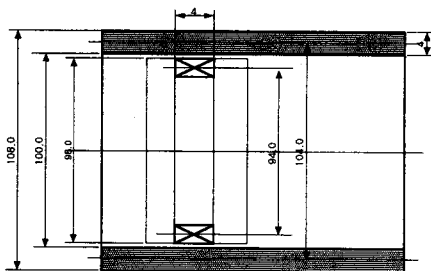
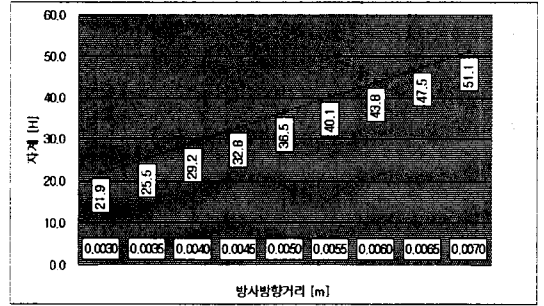


Fig. 5 튜브 및 코일 결합형태



[표 2] 튜브내 방사방향 자계분포 [z=0.240m]

5. 결 론

이상에서 살펴본 바와 같이 원격장 영역에서의 신호전달특성에 영향을 미치는 주요 요소로는 시험대상물의 투자율, 전도도, Fill Factor 등이 있음을 알 수 있다. 위에서 기술한 내용을 근거로 하여, 원격장 와전류검사 시스템 구현을 위해 고려해야 할 사항들로는 아래와 같다.

첫째, 튜브내 한 지점에서의 자기장의 세기는 코일의 유효반경의 크기에 비례하므로 튜브의 지름이 큰 재료일수록 코일의 반경을 크게 할 수 있으므로 신호의 수신 및 평가가 유리하다.

둘째, 원격장 와전류검사의 적용은 초기에는 비자성체에 주로 적용되다가, 이후에는 강자성체재료에 대해서도 광범위하게 이용되고 있으나, 자성(투자율)이 너무 큰 시험체는 전달신호의 세기가 매우 약하고 수신신호가 매우 약하므로 검사가 불가능하다.

셋째, 원격장에서의 전자계는 튜브의 축 방향으로 확산하기 때문에 코일에서 멀어질수록 감쇠비율은 적으며, 송신측 코일에 대한 수신측 코일에서의 위상차가 반드시 발생한다.

넷째, 원격장영역의 시작점은 방사방향의 자계의 세기가 축방향의 자계의 세기보다 반드시 적은 지역이 되며, 이 영역의 축 방향 거리가 일정한 어느 한지점에서 튜브 외측의 자계의 세기가 내측의 자계의 세기보다 커지기 시작하는 지점이다.

[참 고 문 헌]

- [1] William H. Hayt, "ENGINEERING ELECTROMAGNETICS", McGraw-Hill, 1988
- [2] S. Sullivan, D. L. Atherton, "Analysis of the Remote-Field Eddy Current Effect", Materials Evaluation, Vol 47, pp80-85, Jan 1989
- [3] David D. Mackintosh, David L. Atherton, Sean P. Sullivan, "Remote-Field Eddy Current Signal Analysis in Small-Bore Ferromagnetic Tubes", Materials Evaluation, pp492-493, April 1993
- [4] David L. Atherton, Sean P. Sullivan, "The Remote-Field Through-Wall Electromagnetic Inspection Technique for Pressure Tubes", Materials Evaluation, Vol 44, pp1544-1548, Dec 1986