

탄성 고투자율 자성체의 공극진동에 따른 전자기 특성에 관한 모델

논문
9-9-2

MODEL ON THE ELECTRO-MAGNETIC CHARACTERISTICS OF ELASTIC FERROMAGNETIC MATERIALS WITH VIBRATING GAP

김대수*, 김왕곤**, 홍진웅***

(Dae-Soo Kim, Wang-Gon Kim, Jin-Woong Hong)

Abstract

A model for predicting the characteristics of elastic ferromagnetic materials having a moving gap was presented. Based on the model parameters concerning behavior of material, such as the instantaneous field intensity, attractive force between the poles, length of gap, and the induced current/ emf in the circuit can be determined from the numerical integrations of the governing equations derived. From the results of the model it is found that when dc emf is imposed on the circuit the current sharply rise and fall for very short duration then stabilize at extremely low level which depends mainly on elasticity, permeabilities and ratio of resistivity.

Subsequently output emf is shown stabilized at constant value which depends on the previous parameters as well as the resistivity ratio of primary to secondary circuit after sufficient progress of time.

Key word(중요용어) : Ferromagnetic material(고투자율 자성체), Moving gap(진동 공극), Permeability(투자율), Elasticity(탄성)

1. 서 론

일반적으로 고투자율 연자성체는 미약한 외부자장에도 순간적으로 포화자화되므로 자화의 기울기가 매우 급해서, 미약한 전자기 신호를 이용 큰 자속변화가 요구되는 경우에 매우 효율적으로 이용될 수 있다.

그러나 이러한 재료는 높은 전자장을 취급하는 응용분야에서는 사용이 제한된다. 즉 포화 자장(Ms)의 값이 정해졌을때, 자기투자율이 증가하면 자기포화가 시작되는 한계자장의 값이 작아지므로 실제로 인가할 수 있는 외부자장의 크기는 감소된다.

이러한 경우, 인가 가능한 한계자장의 범위를 넓히게 되면 이는 필연적으로 투자율의 감소를 초래

하게 된다. 따라서 투자율 및 한계 자장 모두를 크게 하기 위해서는 Ms의 값이 크게 되어야 하나, 이때 상용 소재는 2 [T] 이상의 것을 찾을수 없는 것이 문제점이다.

일정한 투자율의 값을 가진 연자성체를 toroid 또는 이와 유사한 형태로 만들고 자성체 둘레에 코일을 입력측에 n_1 회, 출력측에 n_2 회 균일하게 감은후 전자기 특성을 살펴 보기로 한다.

자성체가 포화되도 자기회로에 존재하는 공극이 운동상태에 있다면 유효투자율을 얻을수 있어, 환상의 감자력이 없는 강자성체에 gap이 존재할 때, 유효투자율 μ 는 감소하게 된다. 이때 공극간에는 상호 인력이 작용하고 toroid 를 탄성체로 간주하면 변형에 따른 복원력이 발생하게 되어 결과적으로 공극은 진동을 하게 된다. 이러한 진동은 다시 투자율에 변화를 발생시켜 이 변화는 회로의 전류, 전압에 영향을 미치게 된다.^{1)~3)}

본 연구에서는 기본적으로 강자성체의 간극간에 발생하는 자기력인력과 이에 대항하는 탄성복원력 간의 차이가 자성체의 간극의 운동에 기여하며 이

* : 서울산업대학 광공학과

** : 서울산업대학 전기공학과

*** : 광운대학교 공대 전기공학과, 신기술연구소

접수일자 : 1996년 4월 20일

심사완료 : 1996년 8월 28일

운동에 의하여 결정되는 간극의 변화가 다시 자기력의 변화에 기여하는 과정의 변화를 Maxwell 전자유도 및 운동방정식에 입각하여 정량화 가능한 미분방정식을 세우고, 이들의 수치적인 해를 구하기 위한 computer model^[4]을 구성하였으며, 이 모델에 입각하여 탄성체의 탄성, 자성체의 투자율, 공극의 변화등 각종 요소들의 상호관련성을 도시하였다.

2. 관련 이론

투자율 μ , 단면적 A, 공극이 있는 환상 강자성체 1,2 차축 코일의 권수를 각각 n_1, n_2 로 두고 각 코일에 흐르게 되는 전류를 i_1, i_2 로 정의한다.

공극의 공기층 투자율은 자성체의 투자율에 비하여 현저하게 작으므로 공극의 크기 d 의 변화는 다음 식 [1]에 따라 자성체내의 자속밀도 B 에 큰 변화를 발생한다.

$$\mu = \frac{\mu_o}{1 + \mu_o \frac{d}{\ell}}, \quad B = \frac{\mu_o H_{ext}}{1 + \mu_o \frac{d}{\ell}} \quad [1]$$

단면적 내의 자장의 분포함수를 $B(r)$ 이라하고, 원통형 좌표계(θ, z -축대칭)에서 Maxwell 방정식을 적용하면 식 [2]와 같다.

$$\nabla \times \nabla \times B = \sigma \nabla \times E + \epsilon \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times E) \quad [2]$$

여기서, σ 와 ϵ 는 각각 전기전도도 및 유전율을 나타낸다.

자성체를 도전체 즉, $\epsilon/\sigma\mu \ll 1$ 로 가정하면, 식 [2]에서 우변의 두번째 항은 무시할 수 있어, Vector 정리를 이용하여 계산하면, 자장은 식 [3]과 같다.^{2,3)}

$$\frac{\partial^2 B}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial B}{\partial r} - \sigma\mu \frac{\partial B}{\partial t} = 0 \quad [3]$$

식 [3]의 일반해를 구하기 위해 공간내의 어떤 위치에서나 자장은 시간에 대해 조화적 (harmonically)으로 변한다고 가정하면 식 [4]가 성립한다.

$$B = B(r) \exp(j\omega t) \quad [4]$$

식 [4]를 식 [3]에 대입하고, 다시 정리하면 평면내 자속밀도에 관한 식이 식 [5]와 같이 구해진다.

$$r^2 \frac{\partial^2 B}{\partial r^2} + r \frac{\partial B}{\partial r} - j\omega r^2 \mu B = 0 \quad [5]$$

또한, 구해진 평면내 자장 분포에 관한 식 [5]의 해에 공간내의 어떤 위치에서나 자장은 시간에 대해 조화적으로 변한다는 가정을 고려하여 구한 식 [4]를 결합하면, 시간변화에 따른 자장의 평면분포를 Bessel함수로 나타내면 식 [6], [7]과 같다.

$$B(r, t) = B_0 \frac{\left\{ ber^2\left(\frac{\sqrt{2}}{\delta} r\right) + bei^2\left(\frac{\sqrt{2}}{\delta} r\right) \right\}^{\frac{1}{2}} e^{j\omega t}}{\left\{ ber^2\left(\frac{\sqrt{2}}{\delta} R\right) + bei^2\left(\frac{\sqrt{2}}{\delta} R\right) \right\}^{\frac{1}{2}}} \quad [6]$$

$$B_0 = \frac{\mu H_{ext}}{1 + \mu d / \ell} \quad [7]$$

여기서 $\delta = \sqrt{\frac{\rho}{\pi f \mu}}$ 이며 B_0 는 자성체 도체 표면에서의 자장의 세기, H_{ext} 는 자성체 둘레의 코일에 흐르는 전류에 의해 발생하는 자장을 나타낸다.

만약 $R/\delta \ll 1$ 조건이 충족 되는 경우, 즉 인가전류의 주파수, 투자율, 반경의 값이 상대적으로 작은 경우, 식 [6]의 값은 균일한 값을 갖게된다. 이러한 경우에 평면내에서 자장은 균일한 분포를 갖게 되며 식 [8]과 같이 투자율, 인가전류 및 공극의 크기의 함수로 표현할 수 있다.

$$B = \frac{\mu H_{ext}}{1 + \mu d / \ell} \quad [8]$$

그런데 식 [8]의 코일로부터 야기되는 외부 자장 H_{ext} 는 1, 2 차 코일의 감긴 방향에 따라 자장 및 자속(Φ)은 두가지 방식으로 표현이 가능하다.

2-1. 내부자속의 방향이 같은 경우

1, 2 차축 코일에 흐르는 전류의 방향이 반대인 경우에 자성체 내부의 자장의 세기는 각 코일로부터 발생하는 자장의 합으로 다음과 같다.

$$H_{ext} = n_1 i_1 + n_2 i_2 \quad [9]$$

식 [9]를 식 [8]에 대입하면 자성체 내부의 자속밀도는 식 [10]과 같이 표현된다.

$$B = \mu \frac{n_1 i_1 + n_2 i_2}{1 + \mu d / \ell} \quad [10]$$

이때, 단면적 A를 통과하는 총 자속은 식 [11]과 같이 구해진다.

$$\begin{aligned} \Phi &= \Phi_1 + \Phi_2 \\ &= \frac{\mu}{\ell} A \left[\frac{n_1^2 i_1 + n_2^2 i_2}{1 + \mu x / \ell} \right] \end{aligned} \quad [11]$$

또한 공극의 진동에 따른 자속의 변화에 의해 발생하는 유도 기전력 ϵ 은 식 [12]에서 구할 수 있다.

$$\epsilon = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{\mu A}{\ell} \frac{d}{dt} \left[\frac{n_1^2 i_1 + n_2^2 i_2}{1 + \mu x / \ell} \right] \quad [12]$$

그리고 1, 2차 코일의 전기저항을 각각 R_1, R_2 라고 하고 1차 코일에 외부 인가 기전력을 emf, 공극 크기를 x 라면, 키르히호프 식으로부터 아래와 같은 emf 와 전류의 상호 관계식이 얻어진다.

$$\begin{aligned} R_1 i_1 + \frac{d\Phi}{dt} &= emf \\ R_2 i_2 + \frac{d\Phi}{dt} &= 0 \end{aligned} \quad [13]$$

식 [13]을 식 [12]에 대입하여 정리하면, 1 차측 전류의 시간변화율 $\frac{d i_1}{dt}$ 이 식 [14]와 같다.

$$\begin{aligned} \frac{d i_1}{dt} &= \left[\frac{\mu}{\ell} \frac{dx}{dt} \frac{1}{(1 + \mu x / \ell)} - \frac{(1 + \mu x / \ell) R_1}{\mu / \ell A (n_1^2 + R_1 / R_2 n_2^2)} \right] i_1 \\ &- \left[\frac{(n_2^2 / R_2)(\mu / \ell) emf}{(1 + \mu x / \ell)} \frac{1}{(n_1^2 + R_1 / R_2 n_2^2)} \right] \frac{dx}{dt} \\ &+ \frac{n_2^2 / R_2}{(n_1^2 + R_1 / R_2 n_2^2)} \frac{d emf}{dt} + \frac{(1 + \mu x / \ell) emf}{\mu A / \ell (n_1^2 + R_1 / R_2 n_2^2)} \end{aligned} \quad [14]$$

이때, 공극간 체적내에 저장되는 에너지를 W 라고 하면,

$$W = \frac{1}{2} \int \frac{B^2}{\mu} dv \quad [15]$$

공극간 작용하는 인력은 공극간 체적내에 저장되는 에너지를 미분한 후, 식 [10]을 대입하면 식 [16]과 같다.

$$\begin{aligned} F &= \frac{\partial W}{\partial d} = \frac{\partial W}{\partial x} \\ &= \frac{\mu A (n_1 i_1 + n_2 i_2)^2}{2 \ell^2 (1 + \mu x / \ell)^2} \end{aligned}$$

$$= \frac{\mu A}{2 \ell^2 (1 + \mu x / \ell)^2} \left[(n_1 + n_2 R_1 / R_2) i_1 - n_2 / R_2 emf \right]^2 \quad [16]$$

자성체를 탄성계수 k 인 탄성체로 간주하고 공극간 인력과 공극의 변화에 따른 복원력의 차이가 탄성체의 운동에 기여한다. 따라서 탄성체의 질량을 m , 공극의 초기 크기를 d_0 라면 탄성체로 간주한 자성체의 운동방정식은

$$\begin{aligned} m \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} &= k \times (d_0 - x) - \frac{\mu^2 A / \ell^2}{(1 + \mu x / \ell)^2} \\ &\left[(n_1 + R_1 / R_2 n_2) i_1 - n_2 / R_2 emf \right]^2 \end{aligned} \quad [17]$$

로 된다.

2-2. 내부자속의 방향이 반대인 경우

1, 2 차 코일에 흐르는 전류의 방향이 서로 같은 경우, 자속 Φ 와 자속밀도 B 는 전류방향이 반대이므로

$$\begin{aligned} \Phi &= \Phi_1 - \Phi_2 \\ B &= \mu \frac{n_1 i_1 - n_2 i_2}{1 + \mu x / \ell} \end{aligned} \quad [18]$$

식 [18]을 기초로 전항에서와 마찬가지로 전개하면, 전류의 변화율과 공극에 관한 운동은 식 [19]-[21]과 같이 유도된다.^{4,5)}

$$\begin{aligned} \frac{d i_1}{dt} &= \left[\frac{\mu}{\ell} \frac{dx}{dt} \frac{1}{(1 + \mu x / \ell)} - \frac{(1 + \mu x / \ell) R_1}{\mu / \ell A (n_1^2 + R_1 / R_2 n_2^2)} \right] i_1 + \\ &\left[\frac{(n_2^2 / R_2)(\mu / \ell) emf}{(1 + \mu x / \ell)} \right] \frac{dx}{dt} - \frac{1}{(n_1^2 - R_1 / R_2 n_2^2)} \\ &\frac{n_2^2 / R_2}{(n_1^2 - R_1 / R_2 n_2^2)} \frac{d emf}{dt} + \frac{(1 + \mu x / \ell) emf}{\mu A / \ell (n_1^2 - R_1 / R_2 n_2^2)} \end{aligned} \quad [19]$$

$$\begin{aligned} F &= \frac{\partial W}{\partial d} = \frac{\partial W}{\partial x} = \frac{\mu A (n_1 i_1 - n_2 i_2)^2}{2 \ell^2 (1 + \mu x / \ell)^2} \\ &= \frac{\mu A}{2 \ell^2 (1 + \mu x / \ell)^2} \left[(n_1 - n_2 R_1 / R_2) i_1 - n_2 emf / R_2 \right]^2 \end{aligned} \quad [20]$$

$$m \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} = k \times (d_o - x) - \frac{\mu^2 A / \ell^2}{(1 + \mu x / \ell)^2} [(n_1 - R_1 / R_2) i_1 + n_2 / R_2 emf]^2 \quad [21]$$

자성체 회로를 통하여 외부 인가 기전력 emf 가 공급되기 시작하면, 앞에서 제시한 두가지 경우 공히, 자성체 내부에 자장이 형성되고, 형성된 자장으로 인해 유도전류 i_1, i_2 가 발생하게 된다. 따라서 공극간에 인력이 생기게 되며 공극은 식 [17], [21]에 따라 운동(진동)을 하게 된다. 이러한 운동에 의한 공극의 크기 변화 및 속도는 식 [14], [19]에 따라 매 순간의 전류를 예측 가능하게 한다.

시스템을 구성하는 인자들은 앞에서 유도한 식들을 computer를 이용한 수치적분의 결과로 그 값이 순간 순간 결정된다. 즉 공극의 크기, 인가 기전력 및 전류의 세기에 관한 초기 조건 ($t = 0$) [$d = x = d_o, emf$ 의 형태, 수치값 및 $i_1 = 0$]을 식 [14], [19]에 대입하면 바로 다음 순간 ($t + \Delta t$)에서의 전류의 값이 정해진다.⁶⁾ 새로 계산된 전류의 값을 식 [17], [21]에 적용하면, ($t + \Delta t$)에서의 공극의 속도 및 크기가 결정된다.

이와 같이 반복적인 계산(Rungekutta 4차법)에 의해 임의의 순간 t 에서의 시스템 구성 요소들의 값이 결정되어 진다. 자성체의 2차측 전류의 크기 i_2 와 기전력 ϵ_2 는 식 [13]으로 부터 식 [22], [23]와 같이 유도된다.

$$i_2 = \frac{R_1}{R_2} i_1 - \frac{emf}{R_2} \quad [22]$$

$$\epsilon_2 = R_1 i_1 - emf \quad [23]$$

3. 실험 결과 및 고찰

공극이 있는 고투자율 자성체에 시간 변화가 없는 기전력(emf)을 인가하였을때, 공극의 운동이 탄성자성체내의 자장의 변화에 미치는 영향은 이미 유도된 식 ([14], [17], [19], [21])의 수치해를 통하여 고찰하였고, 자성체 내부의 자장의 변화는 자성체 둘레에 감겨진 회로에 야기되는 물리양(유도전류, 기전력등)이므로서 예측이 가능하다. 또한 자성체의 물성(탄성율, 투자율 등)의 변화가 이러한 물리량에 어떠한 영향을 미치는가 예측해 본다.

고투자율 자성체에 감겨지는 1, 2차 코일의 상호 방향에 따라 자성체 내에 발생하는 유도 자장이

평행 또는 반평행이 되므로 분리하여 고찰한다.

3-1. 내부 자속의 방향이 반대 경우($\Phi = \Phi_1 - \Phi_2$)

고투자율 자성체에 있어서 그림 1과 같이 공극의 크기가 비교적 큰 경우 내부 자장은 투자율에 상관없이 공극의 크기에 반비례하게 된다.

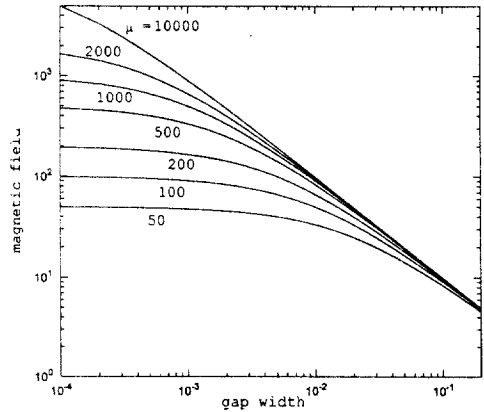


그림 1. 공극 변화에 따른 자장의 변화(투자율 변화)

Fig. 1. Variation of magnetic field against gap width due to varying permeabilities.

그러나 공극이 좁아질수록 투자율이 크게 영향을 미치며, 특히 고투자율 영역에서는 굉장히 작은 공극의 변화에도 자장의 크기에 큰 변화가 야기되는 것을 알수 있다. 따라서 자성체가 포화자화 상태에 있다고 해도 공극이 미소한 운동을 하고 있는 한 속도에 비선형적으로 비례하는 자속의 변화 ($\Delta\Phi$)가 기대할 수 있을 것이다. 그림 2는 공극의 변화속도와 시간의 관계를 나타낸 것으로, 기전력

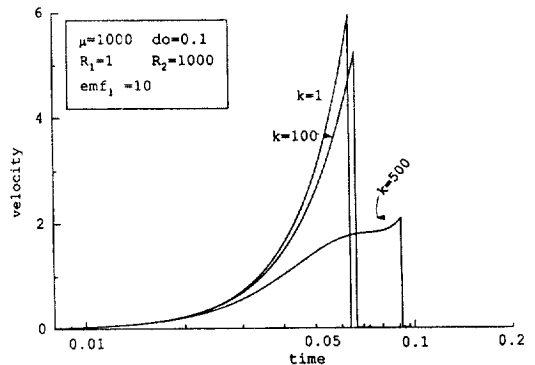


그림 2. 공극의 속도와 시간의 관계

Fig. 2. Relationship of time and gaps velocity

(emf_1)이 인가되면 공극간에 발생하는 인력의 작용으로 공극은 좁아지기 시작하게 된다.

탄성 복원력이 적은 경우 ($k < 200$)에는 속도의 증가율이 현저하며 이것은 그림 3, 4에서 보는 바와 같은 전류의 시간에 따른 억제를 야기한다.

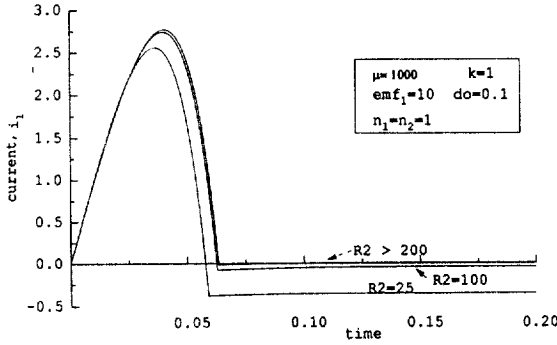


그림 3. 1차 유도전류의 변화

Fig. 3. Variation of induced current (i_1)

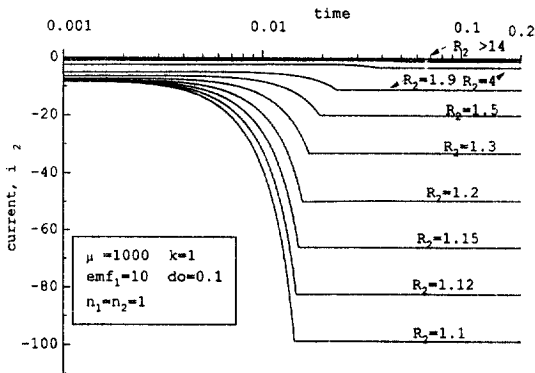


그림 4. 2차 저항 변화에 대한 2차 전류

Fig. 4. Variation of 2nd current (i_2) vs 2nd resistance

즉 앞에서 유도된 식에 따라 공극의 속도가 계속 증가하는 한 유도되는 전류의 시간 변화율 ($|di/dt|$)은 양의 값에서 시작된 후 공극이 접촉하는 순간 음의 최대치가 될때까지 계속 감소하게 되어, 전류는 양의 최대치를 경계로 증가-감소 형태를 이루는 것을 알 수 있다. 이것은 일반적인 RL 회로에서의 전류의 변화 형태와는 전혀 다른 것을 알 수 있다. 탄성 계수가 증가하면 복원력이 증가하게 되므로 속력의 증가율도 감소한다. 특히 $k=5000$ 인 경우에는 그림5에서와 같이 공극은 완만히 움직이다가 결국 비선형 진동을 하게 되는

것을 보여준다.

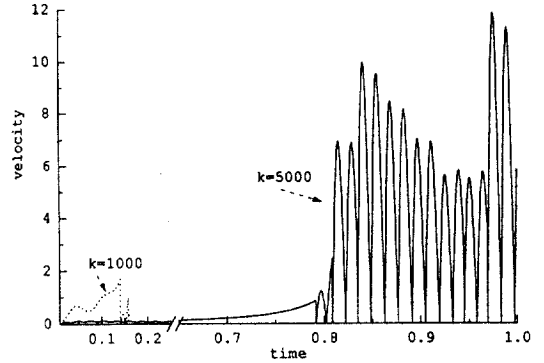


그림 5. 탄성이 클때 공극 속도 의존성

Fig. 5. Dependence of gap's velocity when k is large

그림 3, 4에서 나타나는 공통적인 현상은 1, 2차 축 유도전류는 최대치로부터 감소한 후 시간이 경과하여도 일정한 값으로 유지되고 있다. 이 값은 2차 축 저항의 크기에 크게 의존하고 있으며, 이것은 R_2 값이 작을 때에는 자성체내에서 큰 전류변화에 의해 발생하는 자장을 상쇄하는 방향으로 1, 2차 축의 전류가 형성되는데 기인한다. 전류가 최저치로 내려간후 더 이상 증가하지 않는 것은 일단 공극이 닫혀지게 되면 공극은 속력을 상실하게 되므로 전류는 다시 증가를 시작하게 될 것이다. 그러나 전류의 증가는 또다시 공극간 인력을 증대시키게 되므로 공극은 거의 닫혀진 상태를 유지할 수 있게 될 것으로 생각된다. 따라서 전류는 최저치에서 억제 유지될 것이다. 그림 6에서 탄성계수가 1500 이상인 경우에는 공극이 닫혀지게 되어도 그

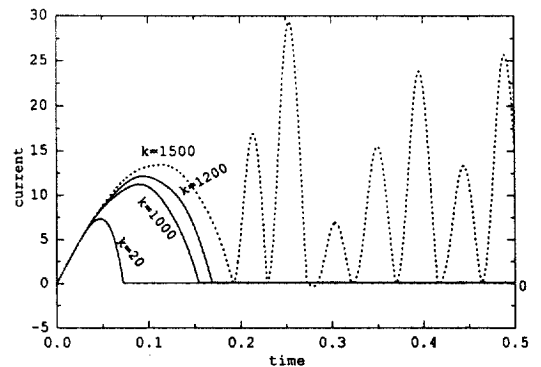


그림 6. 탄성에 따른 전류변화

Fig. 6. Variation of current against varying elasticity

상태에서의 전류로서는 탄성 복원력을 건디지 못하므로 다시 열리지게 되며 이에 따른 전류의 증가는 공극간 인력을 증가시켜 결과적으로 공극은 비선형 진동을 하게 된다.

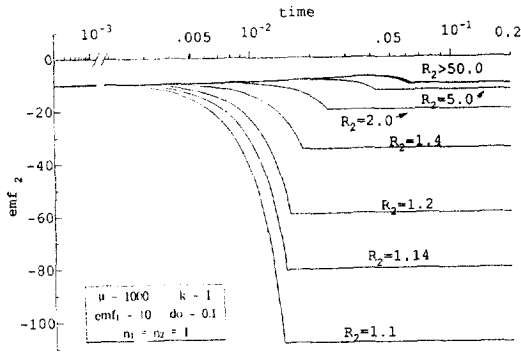


그림 7. 유기된 출력전압의 2차 저항효과
Fig. 7. Effect of 2nd resistance on the induced out put emf₂

또 공극이 없는 자성체의 경우 전류는 최종적으로 emf_1/R_2 의 값으로 수렴하며 이후 자성체는 포화자화이므로 2 차측에는 기전력이 유도되지 않는 데 반하여 위의 경우에는 공극이 거의 닫혀진 상태에서도 미소 진동에 의한 자속의 시간 변화율 ($d\Phi/dt$) 이 일정하게 유지되는 것으로 판단되고 따라서 2 차측에도 직류 기전력(emf_2)이 유도될 것이다. 그림 7은 기전력(emf_2)이 저항 R_2 에 따라 변하는 모양을 나타내고 있다. R_2 의 값이 R_1 에 가까워 질수록 기전력의 값이 증가하고 있다.

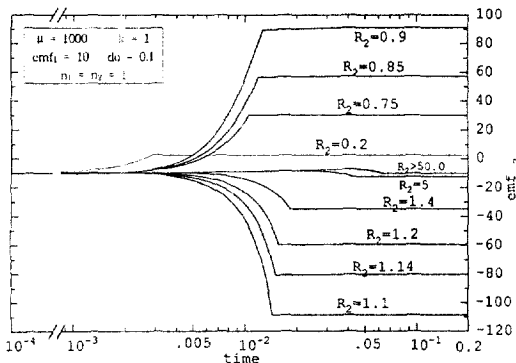


그림 8. 유기된 출력전압의 2차 저항효과
Fig. 8. Effect of 2nd resistance on the induced out put emf₂

특히 $R_2/R_1 > 50$ 인 경우 일정한 시간 간격 후 기

전력(emf_2)이 입력 기전력(emf_1)에 접근하는 것을 알 수 있다. 이것은 앞서 언급한 유도 전류의 경우와 같은 기구로 설명될 것이다. 특히 $R_2/R_1 < 1$ 인 경우에는 그림 8에서와 같이 기전력의 위상이 바뀌는 것이 관찰된다.

출력임피던스가 충분히 큰 경우 탄성율이 증가함에 따른 출력 기전력의 변화는 그림 9와 같고, $k < 2000$ 에서는 충분한 시간 경과 후 전류의 변화와 유사한 모양으로 입력 기전력과 같은 값을 나타내고 있다.

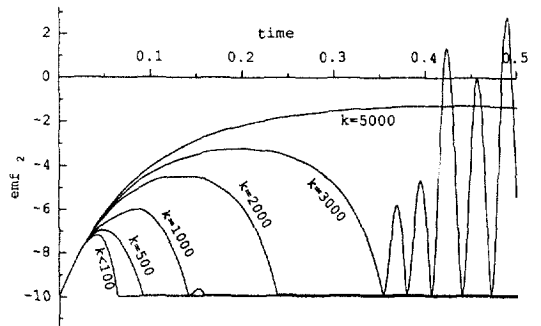


그림 9. 탄성변화에 대한 2차전압변화
Fig. 9. Variation of emf₂ against varying elasticity

탄성율의 증가는 최소 기전력이 시작되는 시간 간격의 증가를 수반하고 있다. $k > 3000$ 인 경우 앞서 예견된 바와 같이 기전력 역시 비선형 진동을 하게 되는 것을 알 수 있다. 그림 10 에서는 투자율이 증가할수록 순간 기전력의 피크값의 절대크기가 증가하며 동시에 시간이 경과한 후의 안정화된 기전력도 초기치(emf_1)에 접근하는 것을 나타내고 있다.

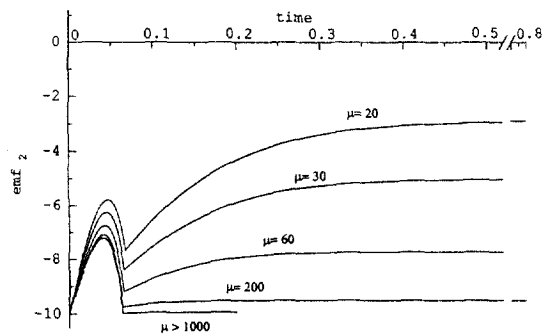


그림 10. 투자율에 대한 2차전압의 영향
Fig. 10. Effect of emf₂ against permeabilities

이것은 투자율이 증가할수록 작은 공극의 변화에도 큰 자기장의 변화가 발생되고, 따라서 급격한 전류의 억제효과가 발생하기 때문이다. 그림 11에서 보는 바와 같이 투자율이 극히 작은 경우에는 공극의 효과가 전혀 나타 나지 않는 일반적인 직류 R-L 회로의 경우와 유사하다.

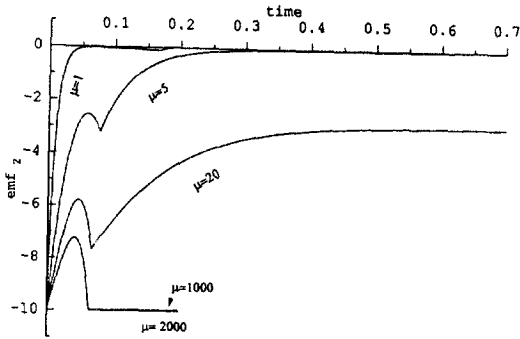


그림 11. 투자율이 2차전압의 영향
Fig. 11. Effect of μ against permeabilities

그림 12는 각 순간 출력측에 유도되는 기전력을 저항 R_2 의 값에 따라 변하는 모양을 가리키고 있다.

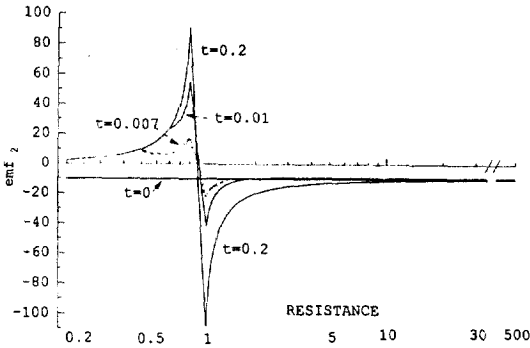


그림 12. 2차 저항에 대한 2차 전압
Fig. 12. Out put voltage against R_2^{nd} resistance

기전력은 $R_2=1$ 을 경계로 위상이 180° 바뀌며 또한 시간이 충분히 경과한 후에는($t > 0.2$) 이 경계 부근에서 기전력이 급격하게 변하는 것이 관찰되고, 이러한 현상을 이용한다면 입력/출력측의 코일의 권수를 변화시키지 않고도 직류 기전력의 증폭이 가능할 것으로 보여진다.

3-2. 내부 자속의 방향이 같은 경우($\Phi=\Phi_1+\Phi_2$)

그림 13은 전질과 유사하지만, 출력측에 유도되는 기전력(emf₂)은 R_2 값이 증가함에 따라 연속적으로 입력 기전력(emf₁)에 접근하는 것이 앞서 설명한 것과 다를 뿐이다.

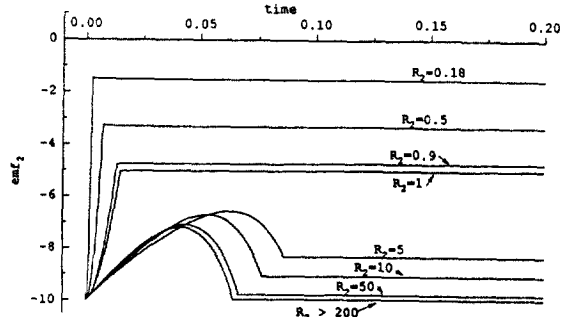


그림 13. 2차전압의 2차저항 효과 ($\Phi = \Phi_1 + \Phi_2$)
Fig. 13. Effect of R_2^{nd} resistance on the emf_2 ($\Phi = \Phi_1 + \Phi_2$)

이것은 R_2 의 값이 작을 때는 자성체 내부의 자기장은 출력측 유도 전류에 의해 형성되는 자장에 의해 감소되기 때문으로 판단된다.

그림 14는 시간이 충분히 경과한 후($t > 0.08$)에는 저항의 증가에 따라 출력 기전력(emf₂)의 크기가 감소하는 것을 보여주고 있다. 이 경우 입출력측의 권선수 비를 고정하고 저항에 의해 출력 기전력의 조정이 가능하다.

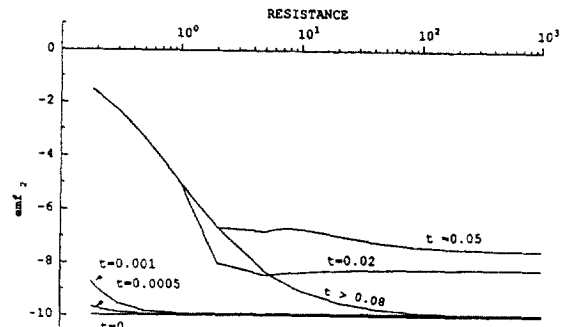


그림 14. 2차 저항에 대한 2차 전압 ($\Phi = \Phi_1 + \Phi_2$)
Fig. 14. Out put emf_2 against R_2^{nd} resistance ($\Phi = \Phi_1 + \Phi_2$)

탄성을 변화에 따른 출력 기전력 변화는 그림 15 및 그림 16과 같다.

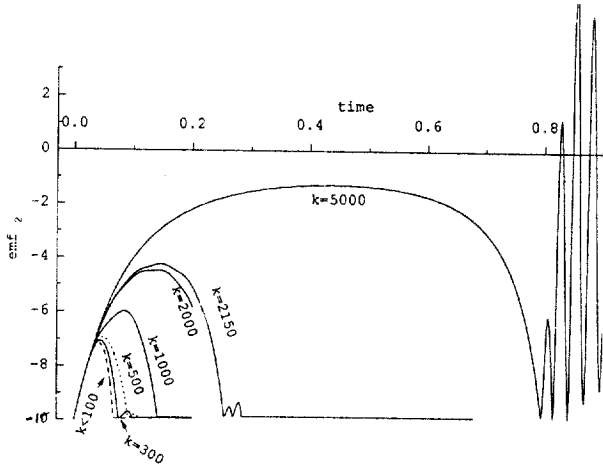


그림 15. 2차전압의 탄성효과 ($R_2 = 1000$)

Fig. 15. Effect of elasticity on the emf_2 ($R_2 = 1000$)

출력 임피던스가 큰 그림 15에서는 탄성율의 증가에 따라 출력 기전력이 입력 기전력의 값으로 안정화 되는 시간 간격이 길어지는 반면, 임피던스가 극히 작은 경우 (그림 16)에는 emf_2 의 값이 낮게 나타나는 것을 알 수 있다.

1, 2절 경우 저항 변화에 따른 emf_2 의 변화를 정리해 보면 그림 17과 같다.

즉 2절의 경우 emf_2 는 단조롭게 emf_1 값에 접근하지만, 1절에 있어서는 $R_2=1$ 부근에서 급격하게 변하고 있다.

IV. 결 론

고자기투자율 자성체는 공극의 미세한 변화에도 내부에 큰 자장의 변화가 발생 하므로, 공극의 운동방정식과 운동에 따른 자장의 변화를 기술하는 Maxwell 방정식을 결합하여 그 결과 매 순간의 공극의 운동과 자장의 세기를 예측할 수 있는 모델을 구현하였다.

외부 기전력이 자성체에 인가되었을때, 모델의 해들로부터 공극의 운동은 공극의 크기, 속도로 표현이 가능하였고, 자장의 변화는 회로에 유기되는 유도 전류 및 기전력 등으로 도시가 가능하였다. 직류 기전력이 자기회로에 인가될때, 유도 전류와 기전력은 짧은 시간 동안 급속히 증가/감소하였다가 감소/증가한 후, 최저치/최대치에서 안정 유지되는 것이 관찰되었다.

이들의 값은 탄성계수, 투자율, 저항치 등에 의

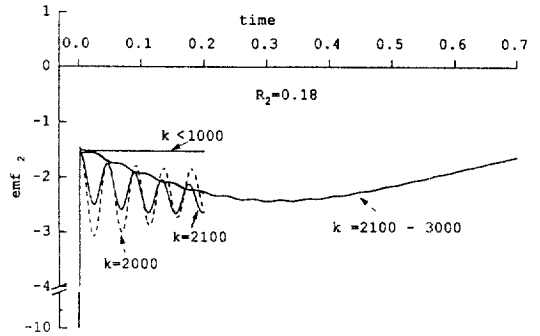


그림 16. 탄성변화에 대한 2차전압의 변화 ($R_2 = 0.18$)

Fig. 16. Variation of emf_2 on the varying elasticity ($R_2 = 0.18$)

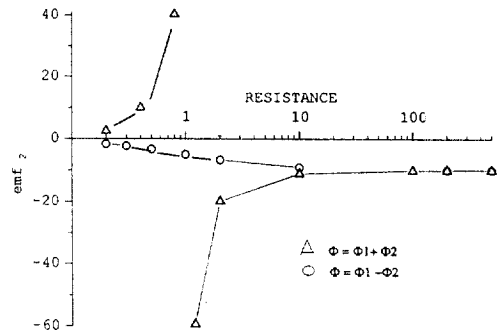


그림 17. 2차 저항에 대한 2차 전압

Fig. 17. Out put emf_2 against 2nd resistance

해 결정되며, 특히 출력측의 저항이 작은 경우 기전력은 저항에 의해 제어되는 것을 알 수 있었다.

참 고 문 헌

1. R. Boll et al, Soft Magnetic Materials, Ch.4, Siemens Aktiengesellschaft Heyden & Sons, Ltd., pp. 60~79, 1979
2. J. R. Reitz, Foundations of Electromagnetic Theory, Ch. 9, Addison Wesley, pp. 170~179, 1960
3. S. Chikazumi, Physics of Magnetism, Part 1, John Wiley & Sons, Inc., pp. 15~34, 1964
4. D. Kim, Model on the Dynamic Behavior of Conductive Ferromagnetic material with Negligible Coercivity, Presented at The Third International Symp. on Physics of

- Magnetic Materials , Aug. 21-25, pp. 208~212, 1995
5. B.D. Cullity, Introduction to Magnetic Materials, Ch.4, Addison Wesley, pp.117~138, 1972
 6. B.Carnahan et al, Applied Numerical Methods, Ch. 6, John Wiley & Sons, Inc., pp. 367~410, 1969
 7. S.D. Conte, Elementary Numerical Analysis, McGraw-Hill Co., pp 336~339, 1972

저자소개

김대수



1947년 11월 28일생. 1971년 서울대 물리학과 졸업. 1975년 서울대 대학원 물리학과 졸업(석사). 1980년 미국 Univ. of Utah 금속공학과 졸업(공학). 1980년-87년 한국동력자원연구소 특수금속 연구실장. 1987년-92년 LG금속(주) 기술

연구소 소재연구 담당이사. 1992년-현재 국립 서울산업대학교 광공학과 조교수.

홍진용



1955년 2월 23일생. 1982년 한양대 공대 전기공학과 졸업. 1984년 광운대 대학원 전기공학과 졸업(석사). 1987년 광운대 대학원 전기공학과 졸업(공학). 1992년-93년 일본 나고야대학 공학부 전기학과 객원연구원. 1989년-현재 광운대학교

공대 전기공학과 부교수, 본 학회 재무이사.

김왕곤



1940년 10월 5일생. 1963년 한양대 공대 전기공학과 졸업. 1970년 한양대 대학원 전기공학과 졸업(석사). 1987년 한양대 대학원 전기공학과 졸업(공학). 1974년-현재 국립 서울산업대학교 전기공학과 교수.