

## 유한요소법에 의한 유도전동기 권선 인덕턴스의 계산\*

구 태 만  
전기전자자동화공학부

### Computation of Winding Inductances of Induction Motors by Finite Element Method.

Tae-Man Koo  
School of Electrical Engineering

#### <요 약>

유도전동기의 운전 특성의 평가와 시스템의 시뮬레이션을 위해서는 등가회로가 필요하다. 유도전동기의 인덕턴스는 이러한 등가회로에 반드시 필요한 중요한 회로 정수이다. 이 논문은 유한요소법에 의하여 유도전동기의 등가회로에 필요한 인덕턴스를 산정하는 한 방법을 제시한다. 이 방법은 유도전동기의 회전력을 산정할 때 사용하는 유한요소법과 같이, 전동기의 여러 권선이 여자되어 있는 상태에서 얻어진 자계로부터 인덕턴스를 계산한다. 그래서 이 방법은 유도전동기의 권선의 분포, 철심의 기하학적 형태, 그리고 자성재료의 비선형성을 고려할 수 있다. 한 유도전동기의 자속분포를 구하고 이로부터 등가회로 인덕턴스를 포함하는 회로정수를 얻었다. 그리고 표피효과에 의하여 슬립에 따라 변화하는 회전자 등가저항도 고찰하였다.

#### <Abstract>

The equivalent circuits are required to evaluate performance characteristics of induction motors and simulate systems. Inductances are important parameters of these circuits. This paper describes an inductance calculation method for the equivalent

\* 이 논문은 1997학년도 울산대학교 학술연구조성비에 의하여 연구되었음

circuit parameters of induction motors by finite element method. The proposed method utilizes the same finite-element field solution of induction machines under actual multiphase excitations as are used for torque calculations. So the actual distribution of windings, details of geometry, and the nonlinearity of magnetic materials of induction motors can be considered. The field distributions of an induction motor is obtained by FEM. The equivalent circuit parameters of the motor is calculated from the result. The equivalent resistance of rotor, which is changed according to slip by skin effect, is investigated.

## 1. 서 론

유도전동기는 그 구조가 간단하여 견고하고, 고장이 적어 여러 산업분야에서 동력으로 널리 사용되어 왔다. 특히 최근에는 마이크로프로세서와 전력용 반도체 소자의 발달로 제어장치에도 폭넓게 활용되고 있는 추세이다. 유도전동기를 해석하거나 설계를 할 때, 그리고 전동기를 포함하는 시스템의 특성을 추정하거나 시뮬레이션을 위해서는 반드시 해석 모델이 필요하다. 해석모델이 등가회로인 경우에는 유도전동기의 특성은 등가회로 정수에 의해 결정된다. 따라서 등가회로 정수는 가능한 정확하게 결정되어야 한다. 예를 들면 인버터로 구동되는 유도전동기의 벡터제어에서 정확도가 미흡한 등가회로 정수가 사용된다면 소기의 목적을 달성키 어려울 것이다. 한편 유도전동기의 등가 회로정수는 실제 운전조건이 고려된 무부하 및 구속시험을 통하여 구하는 것이 가장 적절한 것이다. 그러나 전동기를 설계하는 과정에서 이러한 시험은 불가능하다.

한편 유도전동기의 모델은 대부분 두 가지 방법을 이용하여 발전되어 왔다. 그 첫 번째 방법은 일반적인 전기기계 이론을 이용하는 것으로, 이 방법으로부터 등가회로를 구성할 수 있다[1]. 두 번째 방법은 유한요소법에 의한 전자계 해석을 이용하는 것인데, 이 방법을 이용하면 전기기계의 전자계 분포를 얻을 수 있고 이로부터 전동기의 여러 특성을 얻을 수 있다[2].

등가회로 해석모델에서 인덕턴스나 저항은 집중 회로정수가 사용되는데, 이러한 회로정수들은 획득이 용이하도록 몇 가지 가정들을 이용하여 구하게 된다. 일반적으로 이러한 가정에는 전기재료의 자기적 성질이 선형이라는 것을 포함하여, 슬롯과 회전자 및 고정자 모양을 단순화하여 이상적인 매우 단순한 기하학적 형태와 이상적인 매우 단순한 권선 분포에 의하여 회로정수가 얻어진다. 전기기계 내 자기회로에 자기포화가 있는 경우에는 이를 고려하지 않은 해석 결과와 실제 자계분포와는 상당한 오차가 있을 수 있다. 예를 들면 자기포화가 있으면 실제 전동기에서 얻어지는 자속밀도보다 자기포화를 무시한 해석모델에서 얻어지는 자속밀도가 더 높게 나타나 이로부터 계산되는 회전력은 실제 전동기의 회전력보다 더 크게 나타난다. 이러한 것이 바로 자기포화 때문에 나타나는 현상이다.

그래서 등가회로를 이용하는 전동기 특성 해석에서 정확도를 높이기 위하여 보다 정확한 인덕턴스의 계산방법이 필요하다. 유한요소법은 권선의 실제 분포, 기하학적 형태, 그리고 전동기 자성재료의 자기적 비선형성을 실제에 가깝게 고려할 수 있으므로 이러한 전자계 해석에 의하여 인덕턴스를 산출할 수 있다면 유도전동기의 회로정수는 보다 정확히 산

정될 수 있을 것이다. 전기기계 권선의 인덕턴스는 자계의 분포에 의하여 결정되는 자기 에너지나, 권선의 쇠교자속에 의하여 산정할 수 있다. 그러므로 유한요소법에 의하여 자계를 해석하고 이로부터 인덕턴스를 포함하는 등가회로의 회로정수를 산정하는 방법들이 연구되고 있다[3-6]. 한 권선의 자기 인덕턴스는 그 권선만을 여자하여 계산한다. 그런데 실제 다상 유도전동기에는 여러 권선이 있고, 또 철심에는 자기포화가 있으므로 각 권선의 여자에 의하여 얻어지는 인덕턴스는 여러 권선이 동시에 여자되는 전동기의 실제 인덕턴스는 아니다. 즉, 철심의 자기포화 현상은 인덕턴스 계산에서 오차의 원인이 된다.

한편 전기기계에서 에너지 섭동법 또는 전류 섭동법을 이용하면 여자되는 모든 권선의 인덕턴스를 함께 평가할 수 있다[7]. 이 방법은 하나의 행렬 방정식으로 여러 권선의 인덕턴스를 구할 수 있는 이점이 있다. 그러나 이 방법은 전기기계의 각 권선마다 전류섭동 아래서 유한요소법에 의한 자계해석이 얻어져야 한다. 그러므로 여러 차례에 걸친 자계해석 결과를 얻기 위해서는 많은 노력과 계산시간이 필요하다. 특히 기하학적 형태 변화에 따른 특성 변화가 검토되어야 하는 전기기계 설계에서는 더 많은 노력과 계산시간이 필요하다. 여기서는 인덕턴스 계산에 자계해석 결과에 의한 권선의 쇠교자속을 이용하는데, 이를 위한 자계해석법은 전동기의 회전력 계산에 사용하는 일반적인 유한요소법에 의한 해석법과 같다. 그리고 이 방법은 실제와 같이 여러 권선이 여자된다. 그래서 실제의 여자상태에서 자계를 해석하는 전동기의 유한요소법에 의한 자계해석은 인덕턴스, 회전력, 기타 다른 회로정수를 동시에 계산할 수 있다. 유한요소법에 의한 이 방법은 종래의 해석적인 방법에 의하여 등가회로 정수를 산정할 때 사용되었던 것처럼 약간의 가정이 포함되긴 하지만 자기포화 특성과, 상당히 정확한 수준의 기하학적 형태까지도 고려할 수 있다.

## 2. 자계 지배 방정식[8]

전기기계의 전기적 특성과 기계적 특성은 기계 내의 자계 분포와 밀접한 관계가 있다. 이 자계의 분포는 전기기계의 구조나 구성재료의 자기적 특성에 따라 결정된다. 한 영역의 자계분포는 Maxwell 방정식과 주어진 경계조건을 만족하는 해로부터 구할 수 있다. 유도전동기의 회전자 속도는 회전자계의 속도인 동기속도가 아니므로 고정자 자계에 대한 회전자의 상대적인 위치가 항상 변화하며, 슬립속도에 따라 비례하는 주파수의 정현파 전류가 회전자 도체에 유도된다. 전류가 시간에 대해 정현적인 변화를 하고, 계의 모든 재질이 선형성을 갖는다면 이 계의 전자장 역시 시간에 대해 정현적인 변화를 하게 된다. 유도전동기의 고정자는 고정되어 있어 속도가 0 이고, 회전자는 임의의 속도를 가질 수 있다. 따라서 유도전동기의 자계분포를 얻기 위해서는, 속도가 있는 회전자에서의 전자장 방정식을 유도하고 고정자 영역에서는 속도를 0으로 놓으면 전동기 전체의 자계분포를 해석할 수 있는 지배 방정식을 얻을 수 있다. 전기각속도  $\omega$ 로 변화하는 준정장에서의 Maxwell 방정식은 다음 식으로 표시된다.

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_o + \mathbf{J}_e \quad (2. 1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j \omega \mathbf{B} \quad (2. 2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2. 3)$$

여기서  $\mathbf{H}$ 는 자계의 세기,  $\mathbf{E}$ 는 전계의 세기,  $\mathbf{B}$ 는 자속밀도이며,  $\mathbf{J}_o$ 나  $\mathbf{J}_e$ 는 각각 전원전류와 유도된 전류로서 복소수이다. 그리고 속도  $\mathbf{v}$ 로 움직이고 있는 도체 내에 유기되는 전류  $\mathbf{J}_e$ 는 이 도체의 도전율을  $\sigma$ 라 할 때 옴의 법칙에 의하여 다음 식과 같다.

$$\mathbf{J}_e = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.4)$$

식 (2.3)에 의해 자속밀도  $\mathbf{B}$ 는 자기 벡터포텐셜  $\mathbf{A}$ 로서 다음 식으로 표시할 수 있다.

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (2.5)$$

그리고 식 (2.1)에 식 (2.2)과 식 (2.4)를 대입하고, Coulomb 게이지  $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$ 를 이용하면 다음 식을 얻는다.

$$-\frac{1}{\mu} \nabla^2 \mathbf{A} = \mathbf{J}_o + \sigma (-j\omega \mathbf{A} + \mathbf{v} \times \nabla \times \mathbf{A}) \quad (2.6)$$

여기서  $\mu$ 는 자성체의 투자율이며, 회전하는 유도전동기에서 속도  $\mathbf{v}$ 는 회전운동에 의한 것이므로 회전 각속도를  $\omega_m$ 이라 할 때, 회전반경이  $r$ 이면 속도  $\mathbf{v}$ 는 다음 식과 같다.

$$\mathbf{v} = r \omega_m \hat{\phi} \quad (2.7)$$

2차원 해석이 가능하도록 하기 위하여 전류  $\mathbf{J}$ 와 벡터포텐셜  $\mathbf{A}$ 는 축방향 성분인  $z$  성분만 존재한다고 가정한다. 이 가정은 일반적인 유도전동기의 구조에서 타당성이 있다. 가정에 의하여 벡터포텐셜  $\mathbf{A}$ 는 다음 식과 같이 회전방향으로 진행되는 파동 방정식으로 쓸 수 있다.

$$A(r, \phi, z) = A(r, \phi) \exp(j(\omega t - \beta\phi)) \hat{z} \quad (2.8)$$

여기서  $A(r, \phi)$ 는  $z$ 의 함수가 아님을 나타내며,  $\beta$ 는 파수이고, 동기속도  $\omega_s$ 는 다음과 같이 주어진다.

$$\omega_s = \frac{\omega}{\beta} \quad (2.9)$$

식 (2.7), (2.8), (2.9)를 식 (2.6)의 우변 두 번째 항에 대입하여 정리하면 다음 식이 된다.

$$-j\omega A \hat{z} + r\omega_m \hat{\phi} \times \frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial \phi} \hat{r} = -j\omega \left(1 - \frac{\omega_m}{\omega_s}\right) A \hat{z} = -js\omega A \hat{z} \quad (2.10)$$

여기서  $s$ 는 유도전동기의 속도를 나타내는 슬립이다. 따라서 식 (2.6)은 다음 식과 같이 표현된다.

$$-\frac{1}{\mu} \nabla^2 A_z = \mathbf{J}_o - js\omega A_z \quad (2.11)$$

식 (2.11)은 교류 자계의 지배 방정식이며 운동하고 있는 계에 슬립 주파수  $s\omega$ 를 정의

할 수 있다면, 운동을 하는 계도 슬립 주파수를 갖는 고정계와 같이 취급할 수 있다는 것을 의미한다. 따라서 유도전동기의 자계해석에서, 회전자 영역에서는 식 (2.11)을 그대로 적용하고, 고정자 영역에서는  $s = 0$  을 적용함으로써 전 영역의 자계해석이 가능하게 된다.

### 3. 유한요소법에 의한 자계 방정식의 해

식 (2.11)의 해를 유한요소법으로 구하기 위하여 모델의 해석영역을 유한 개의 삼각형 요소로 분할하고, 각 요소 내에서 벡터포텐셜  $A$ 는 요소의 절점치  $A_i$ 와 형상함수를 이용하여 근사식으로 나타낸다. 이 근사식과 해석영역의 경계에서 나타나는 자계의 경계조건을 이용하여 각 요소에서 식 (2.11)을 만족하는 식을 구하고, 이를 전체 요소에 적용하여 조합하면 해석영역 내의 모든 절점의 벡터포텐셜  $A_i$ 를 포함하는 매트릭스 형태의 계방정식을 얻을 수 있다. 전체 요소방정식의 해를 구하는 것은 곧 해석영역 내의 각 절점의 벡터포텐셜  $A_i$ 를 구하는 것이고, 모든 절점에 대한 벡터포텐셜  $A_i$ 를 구하면, 해석영역의 임의의 점에 대한 벡터포텐셜  $A$ 를 구할 수 있다. 즉, 유한요소법에 의하여 얻어지는 1차적인 해는 벡터포텐셜  $A$ 이다. 그런데 벡터포텐셜  $A$ 를 알면 식 (2.5)로부터 각 요소 내의 자속 밀도를 구할 수 있으며, 여기에 식 (2.1), (2.4)를 이용하면 도체에 유도되는 전류도 구할 수 있다. 또 벡터포텐셜과, 자속밀도, 전류밀도, 도전율, 투자율 등을 활용하면 쇄교자속, 저항손, 회전력, 출력 등 많은 전기적 량을 산정할 수 있다. 본 연구에서는 충분한 수의 요소수로 모델의 기하학적 형태를 최대한 살릴 수 있도록 하기 위하여 유한요소법에 의한 자계 방정식의 해를 구하는 데 Inpolytica의 MagNet를 이용하였다[9].

### 4. 쇄교자속 및 인덕턴스의 계산

전자계 해석영역의 한 영역을 통과하는 자속  $\Phi$ 는 그 영역의 경계를 따라 벡터포텐셜  $A$ 를 선적분하여 산정할 수 있다. 그러므로 2차원 유한요소 모델에서 한 영역을 통과하는 자속은 식(4.1)에 의하여 계산할 수 있다.

$$\Phi = (A_1 - A_2)l \quad (4.1)$$

$$\lambda = N\Phi = Li \quad (4.2)$$

$$\lambda = N \left( \frac{\int_{s_1} A_1 dS}{S_1} - \frac{\int_{s_2} A_2 dS}{S_2} \right) l \quad (4.3)$$

여기서  $l$ 은 축방향으로 철심의 유효 길이이고,  $A_1, A_2$ 는 2차원 유한요소 해석영역 중 한 영역을 나타내는 경계의 두 점의 자기 벡터포텐셜이다. 단면적을 0으로 간주할 수 있는 미세한 코일인 경우에는 자속  $\Phi$ 를 구하고 식 (4.2)와 같이 코일의 권선수  $N$ 을 곱하면 코일을 통과하는 쇄교자속  $\lambda$ 를 구할 수 있다. 그러나 여러 개의 코일로 구성된 권선이거나 단

면적을 무시할 수 없는 도체에서는 모든 자속  $\Phi$ 가 권선  $N$ 을 통과하는 것은 아니므로 식 (4.2)은 적합하지 않다. 그러므로 이 경우의 쇄교자속  $\lambda$ 는 식 (4.3)와 같이 각 권선의 단면적 상의 평균 벡터포텐셜로부터 구한 자속을 이용하여 계산해야 한다. 여기서  $S_1, S_2$ 는 각각 양의 방향의 전류와 음의 방향의 전류가 흐르는 도체, 또는 권선수가  $N$ 인 권선의 전체 권선면적을 나타낸다. 만약 권선이 구별되는 여러 개의 코일로 구성되어 있으면 각 코일에 대하여 식 (4.3)으로부터 쇄교자속을 구하고 이를 모두 합하여 전체 쇄교자속을 구한다. 유한요소 해석에서 전체 영역은 재료의 특성인 투자율, 도전율, 그리고 여자의 크기에 따라 영역을 구별한 후 유한 개의 작은 요소로 세분하고, 각 요소는 고유 번호가 주어진다. 일반적으로  $S_1, S_2$ 는 여러 개의 요소의 합으로 나타난다. 그러므로 위의 적분은 권선 또는 도체의 단면적  $S_1, S_2$  내에 있는 여러 개의 요소에서 이루어진다. 유한요소 자체해석의 결과로부터 자기 벡터포텐셜의 적분과 단면적의 계산은 비교적 간단히 실현할 수 있다.

쇄교자속  $\lambda$ 와 그 권선에 흐르는 전류  $i$ 를 구하면 그 권선의 인덕턴스  $L$ 은 식 (4.2)에 의하여 계산된다. 두 권선을 다 통과하는 쇄교자속으로부터 상호 인덕턴스를, 한 권선만 통과하는 자속으로부터 누설 인덕턴스를 구할 수 있다.

## 5. 모델 및 해석 결과

### 5-1. 해석모델

본 연구에 사용된 유도전동기 모델의 제원은 표 5.1과 같으며, 모델의 철심 및 슬롯 단면은 그림 5.1과 같다. 그림 5.1에서 고정자 슬롯의 단면에 표시된 점 S1-S4와, 회전자 슬롯의 단면에 표시된 점 R1-R5에서 폭은 슬롯의 폭을 의미하고, 깊이는 각각 고정자와 회전자의 공극면에서 폭의 중심점까지 길이이다.

표 5.1 해석모델의 제원Table  
5.1 Specification of model.

상 수	3
극 수	4
선간전압	460 V
주파수	60 Hz
축방향 길이	377 mm
공극	0.17431 mm
고정자 내경	0.350 mm
고정자 외경	0.5375 mm
고정자 슬롯 수	60
회전자 슬롯 수	50
철심 재료	M22
고정자 도체 도전율	5.77034E+07 S/m
회전자 도체 도전율	3.40252E+07 S/m
상당 고정자 권선수	60

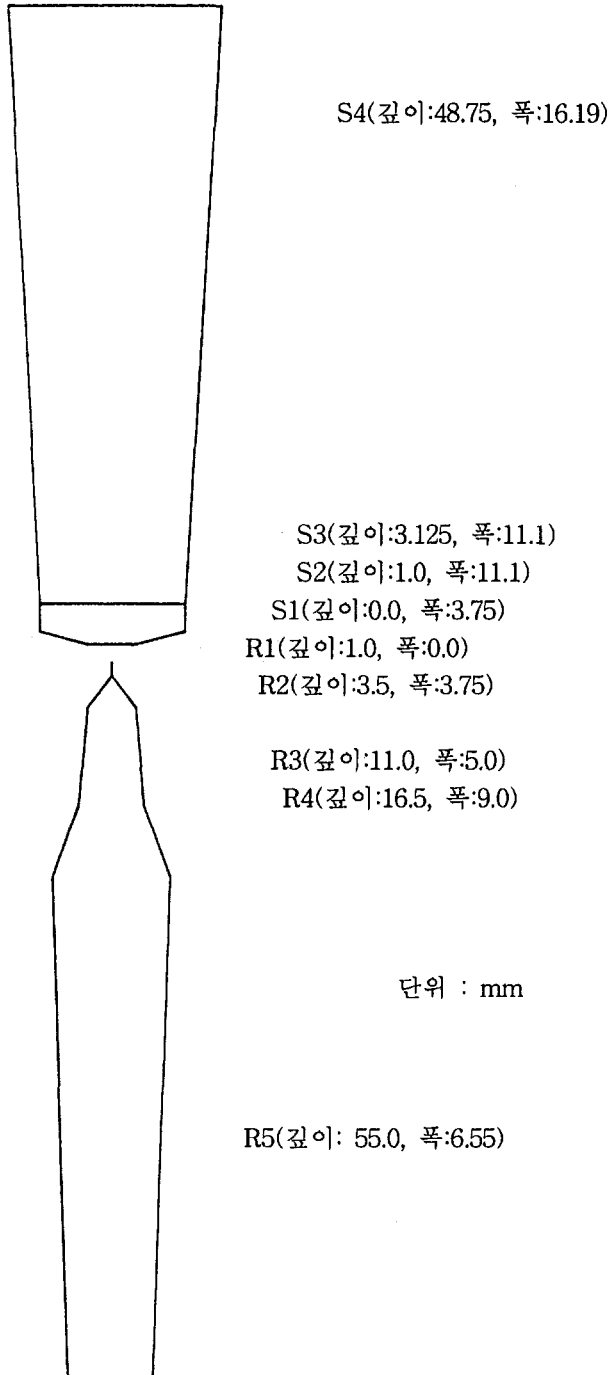


그림 5.1.a 슬롯 단면과 치수  
Fig. 5.1.a Slot dimensions.

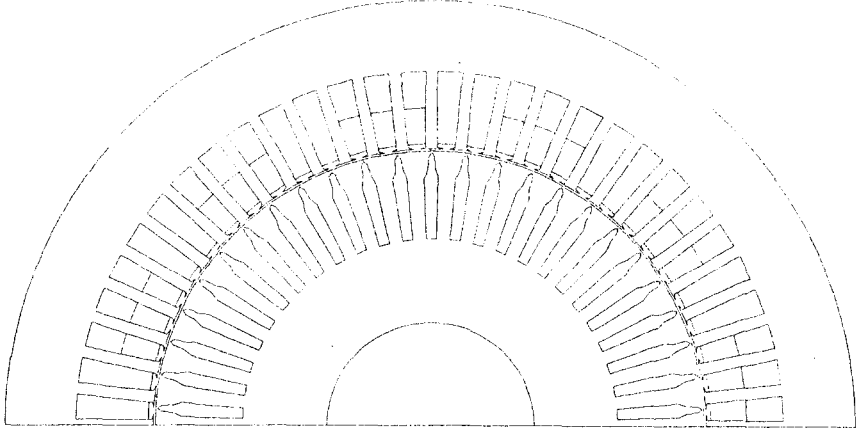


그림 5.1.b 모델의 철심  
Fig. 5.1.b Core of the model.

## 5.2. 해석결과 및 검토

유한요소법에 의하여 얻어지는 식 (2.11)의 해는 벡터포텐셜  $A$ 이다. 해석영역의 벡터포텐셜  $A$ 를 알면, 식 (4.1)에 의하여 한 영역을 통과하는 자속을 알 수 있고, 식 (4.2), (4.3)를 이용하면 권선을 관통하는 쇠교자속 및 누설자속을 계산할 수 있다. 또한 식 (2.1), (2.4), (2.5), 및 투자율을 이용하면 자계에 의하여 도체에 유도되는 전류밀도를 산정할 수 있고, 이 전류밀도를 적분하면 도체에 흐르는 전류의 계산이 가능하다. 그리고 도체의 도전을 또는 저항률을 활용하면 도체의 저항손도 산출할 수 있다. 그래서 이와 같은 전기량들은 자계의 해를 얻는 전산프로그램에서, 또는 그 결과를 전산처리할 수 있는 간단한 프로그램에서 획득할 수 있다. 표 5.1과 그림 5.1에 제시된 유도전동기의 유한요소 해석 결과에 의한 자속분포는 그림 5.2과 같다. 그림 5.2.a, 5.2.b, 5.2.c, 5.2.d는 slip이 각각 0.001, 0.01, 0.1, 1.0일 때의 자속분포이다. 슬립이 클수록 회전자 도체에서 표피효과가 크게 나타남을 볼 수 있다. 이 표피효과가 등가회로 정수에 영향을 줄 수 있으며, 특히 회전자의 등가저항 결정에 매우 큰 영향을 준다. 그림 5.3은 공극에서의 자속밀도의 변화를 나타낸다. 동기속도에 근접하는 무부하 속도에서는 위치에 따라 거의 정현파 형태로 변화하지만 슬립이 증가할수록 정현파 형태에서 멀어진다.



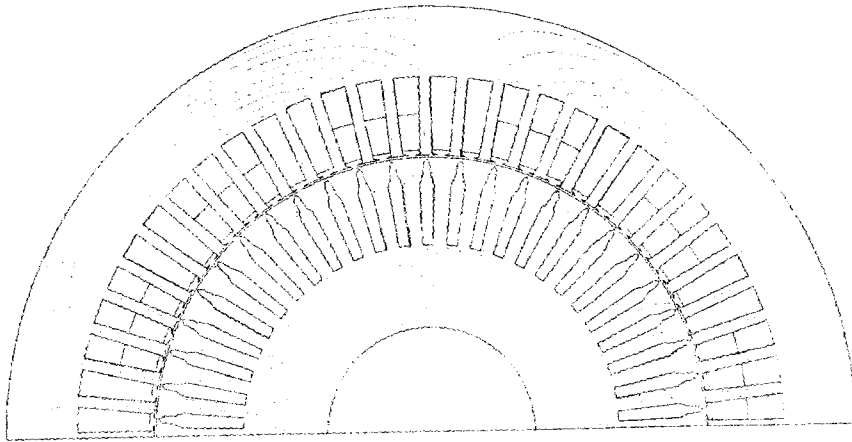


그림 5.2.a 자속분포(slip = 0.001)  
Fig. 5.2.a Field distribution(slip = 0.001).

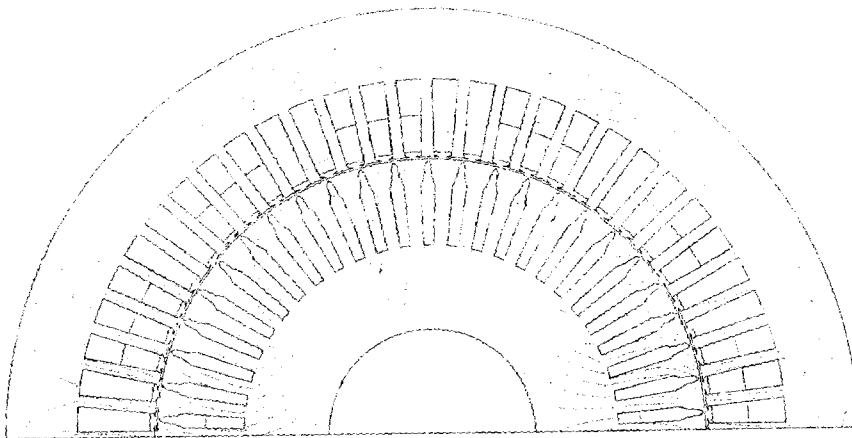


그림 5.2.b 자속분포(slip = 0.01)  
Fig. 5.2.b Field distribution(slip = 0.01).

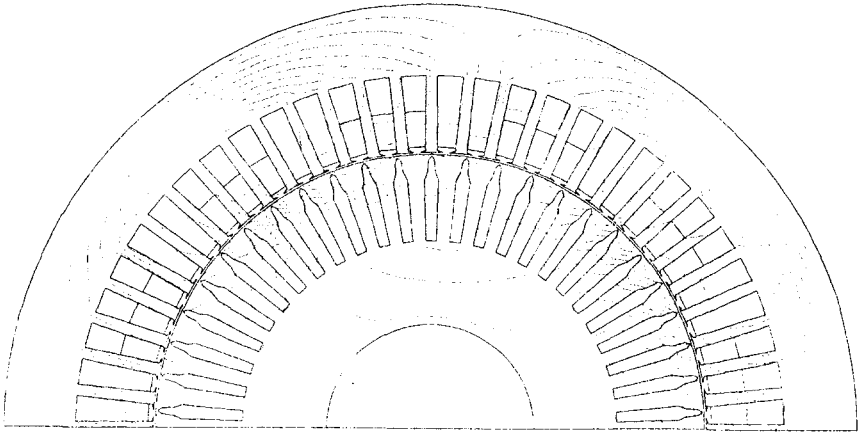


그림 5.2.c 자속분포(slip = 0.1)  
Fig. 5.2.c Field distribution(slip = 0.1).

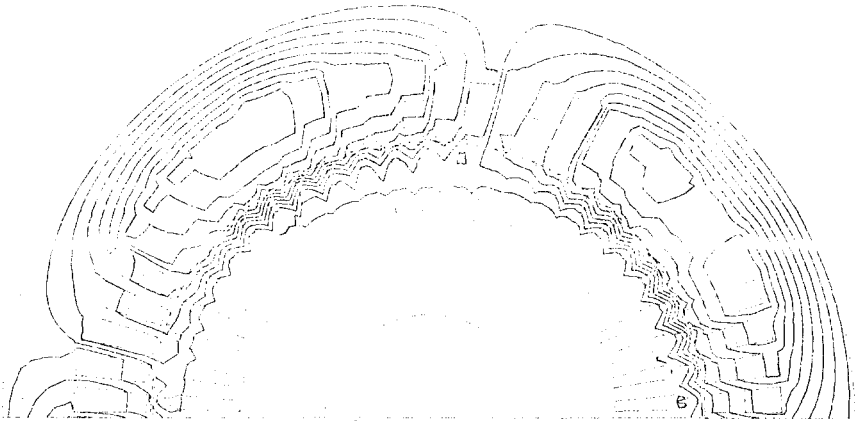


그림 5.2.d 자속분포(slip = 1.0)  
Fig. 5.2.d Field distribution(slip = 1.0).

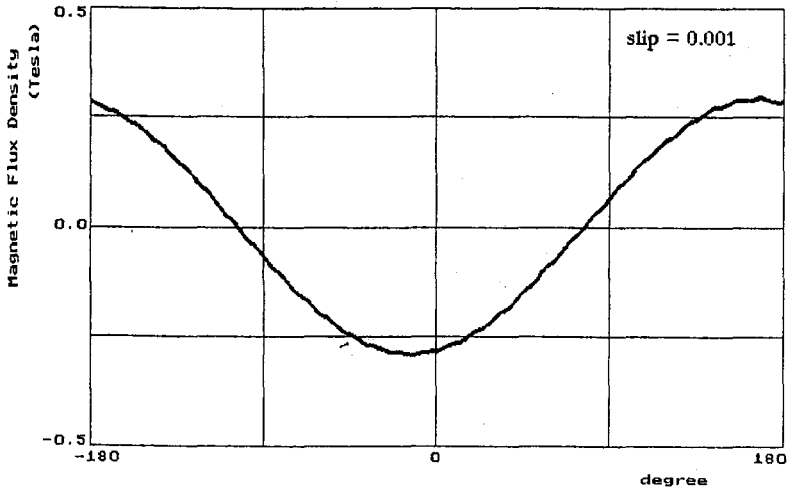


그림 5.3.a 공극에서 자속밀도(slip = 0.001)  
Fig. 5.3.a Flux density in airgap(slip = 0.001).

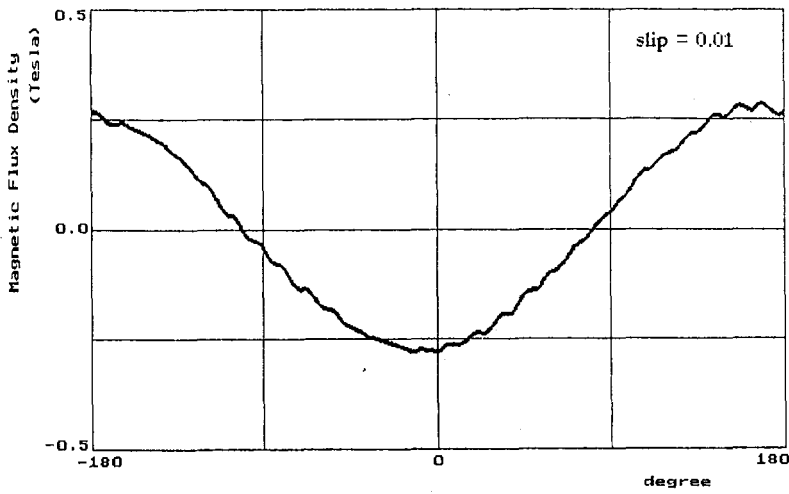


그림 5.3.b 공극에서 자속밀도(slip = 0.01)  
Fig. 5.3.b Flux density in airgap(slip = 0.01).

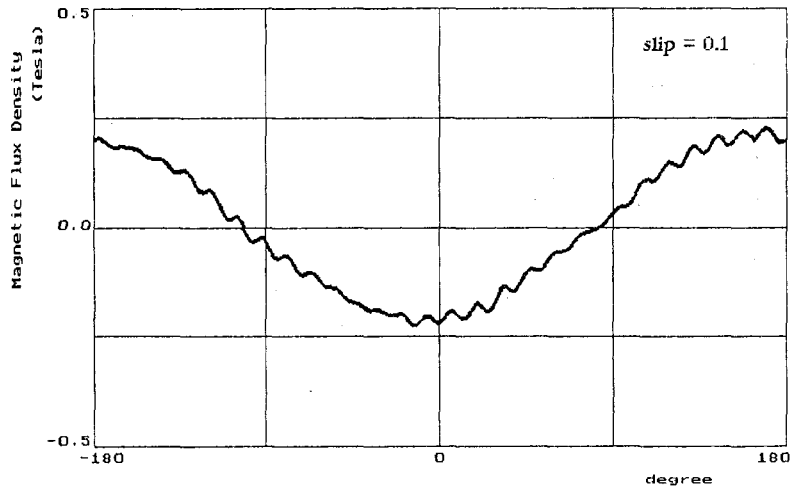


그림 5.3.c 공극에서 자속밀도(slip = 0.1)  
Fig. 5.3.c Flux density in airgap(slip = 0.1).

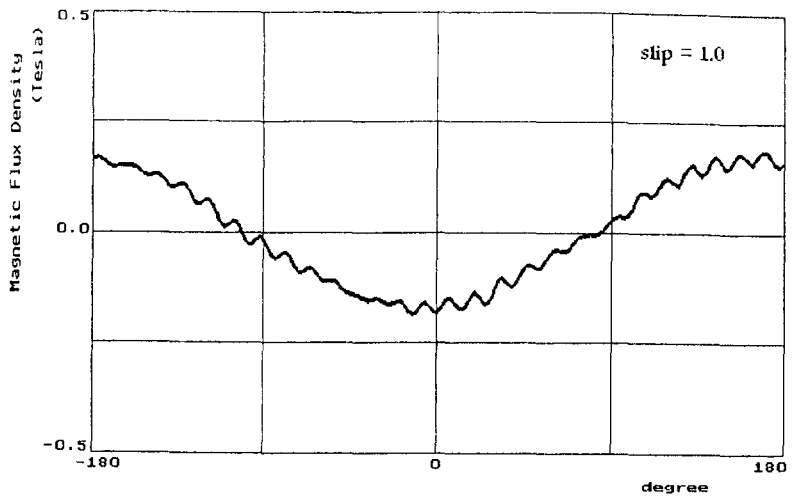


그림 5.3.d 공극에서 자속밀도(slip = 1.0)  
Fig. 5.3.d Flux density in airgap(slip = 1.0).

그리고 유도전동기 모델을 그림 5.4와 같은 등가회로로 나타내기 위하여, 이 해석 결과로부터 얻은 쇠교자속, 누설자속, 유도전류, 및 도체의 저항손으로부터 산정한 모델의 등가회로 정수는 표 5.2와 같다.

표 5.2 모델의 등가회로 정수

Table 5.2 Equivalent circuit parameters of the model.

$R_s$	$L_s$	$L_m$	$R_r$	$L_r$
0.0517 $\Omega$	1.33 mH	48.6 mH	0.245 $\Omega$	1.33 mH

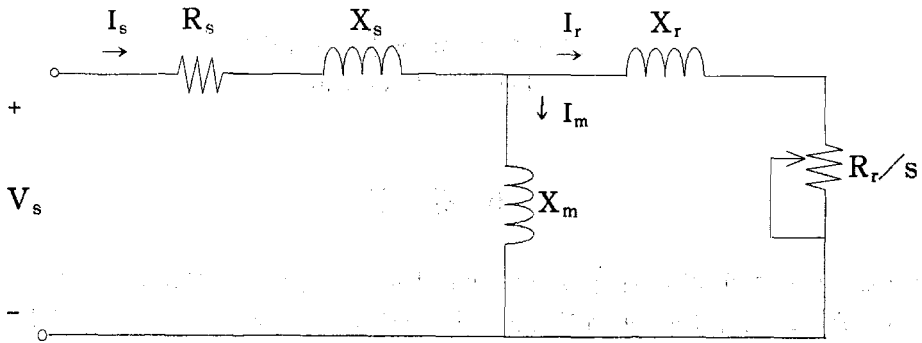


그림 5.4 유도전동기의 등가회로

Fig. 5.4. Equivalent circuit of induction motor.

표 5.2는 slip = 0.01 일 때 모델인 유도전동기의 등가회로 정수를 나타낸 것이며, 이 때 전동기의 특성은,  $\Delta$ 결선 460 V에서, 출력, 부하전류, 역률, 효율은 각각 196 kW, 170 A, 0.88, 97 % 이다. 유도전동기의 등가회로 정수는 회전자의 속도에 따라 다소 다르게 나타날 수 있다. 그림 5.5는 모델인 유도전동기의 회전자 등가저항이 속도에 따라 변화하는 정도를 슬립이 0.001일 때의 회전자 등가저항 값을 기준 값으로 하여 나타낸 것이다. 회전자 구속시의 등가저항 값은 속도가 동기속도에 근접하는 무부하시의 저항 값의 약 6.2배에 달한다. 그래서 이 전동기는 상대적으로 기동전류가 적으면서 기동토크는 비교적 큰 특성을 가지게 된다. 기동전류가 적으면서도 기동토크가 비교적 크도록 설계된 유도전동기에서 회전자의 등가저항은 속도에 따라 그림 5.5와 유사한 형태로 변하게 되는데, 이렇게 등가저항이 변화하는 이유는 그림 5.2의 자속분포에서 알 수 있는 바와 같이 회전자 도체의 표피효과에 기인한다.

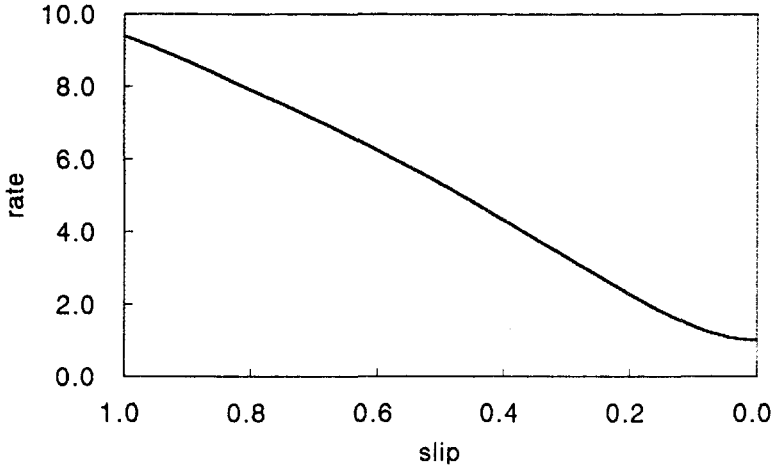


그림 5.5 속도와 회전자 등가저항

Fig. 5.5.  $R_r$  vs. slip.

## 6. 결 론

유한요소법에 의한 자계 해석 결과를 이용하여 유도전동기 등가회로의 인덕턴스를 계산하는 한 방법을 제시하고, 한 유도전동기의 인덕턴스를 포함한 등가회로 정수를 산출하였다. 그리고 표피효과에 의하여 속도에 따라 변화하는 회전자 등가저항의 특성을 고찰하였다. 종래의 인덕턴스 계산은 흔히 해당 권선만을 여자하여 쇠교자속 또는 자기 에너지로부터 산출한다. 그래서 다른 권선의 영향에 의한 자기포화효과가 무시되는 경우가 있다. 또 자기 에너지로부터 인덕턴스를 구하는 경우는 누설 인덕턴스와 상호 인덕턴스를 구별할 수 없다. 이 연구에서는 유한요소법에 의하여 실제의 조건대로 모든 권선이 여자되어 있는 상태의 자계로부터 쇠교자속을 구하고 인덕턴스를 산정하였다. 그래서 자성재료의 비선형 특성을 고려할 수 있고, 슬롯, 철심, 그리고 권선의 자세한 기하학적 영향까지도 고려할 수 있다. 따라서 이 방법은 자기포화나 슬롯, 도체 등의 기하학적 형태가 유도전동기의 특성에 미치는 영향에 대한 규명, 그리고 기동, 과도상태 등 특이한 운전조건에 적합한 인덕턴스를 산정하는 데도 이 방법을 활용할 수 있을 것이다.

### <참고문헌>

1. Paul L. Cochran, "Polyphase Induction Motors", New York, Marcel Dekker Inc., 1989.
2. D. A. Lowther and P. P. Silvester, "Computer-Aided Design in Magnetics", New York, Springer-Verlag, 1986.
3. Stephen Williamson and Danielle R. Gersh, "Finite element calculation of

- double-cage rotor equivalent circuit parameters", IEEE, Vol. EC-11, pp.41-48, 1996.
4. Liuchen Chang, "An improved FE inductance calculation for electrical machines", IEEE, Vol. MAG-32, No.4, pp.3237-3245, 1996.
  5. R. Belmans, et al., "A circuit approach to finite element analysis of a double squirrel cage induction motor", IEEE/PES 1990 Summer Meeting, 1990.
  6. S. Williamson, et al., "Calculation of cage induction motor equivalent circuit parameters using finite elements", IEE, Proceedings-B, Vol.138, No.5, pp.1126-1131, 1991.
  7. T. W. Nehl, F. A. Fouad, and N. A. Demerdash, "Determination of saturated values of rotating machinery incremental and apparent inductances by an energy perturbation method", IEEE, Vol. PAS-101, pp.4441-4451, 1982.
  8. M. V. K. Chari and P. P. Silvester, "Finite Elements in Electrical and Magnetic Field Problems", New York, John Wiley & Sons, 1980.
  9. MagNet 5.1 *User Guide*, Infolytica Corp. 1995.