

Oblate Spheroidal 좌표계를 이용한 자기 편향요크내의 자장 해석에 관한 연구

서 정 두*, 유 형 선**

A Study on the Analysis of Magnetic Field in Magnetic Deflection Yoke Based on the Oblate Spheroidal coordinates

Jeong-Doo Seo*, Hyeong-Seon Yoo**

ABSTRACT

This paper presents the study on the magnetic field analysis of magnetic deflection yoke using integral equation method. An integral equation method is developed for the computer modeling of the magnetic fields produced by color CRT and T.V. deflection yoke. Deflection of electron beams using magnetic fields is applied in a variety of display instruments such as television receivers, electron probe instruments, etc. The magnetic field is solved by dividing these into the finite elements in the whole domain : the saddle coil which deflects the electron beam horizontally, the toroidal coil which deflects it vertically, magnetic core which enhances the magnetic fields generated by the both coils. Using Oblate Spheroidal coordinates, this paper has had an easier access to the shape of magnetic deflection yoke chasing the boundaries than other coordinates.

Key Words : magnetic field(자계), magnetic deflection yoke(자기 편향요크), integral equation method(적분 방정식 해법), electron beam(전자빔), magnetic core(자기 코어), Oblate Spheroidal coordinates(Oblate Spheroidal 좌표계)

1. 서 론

지금까지의 편향 시스템(deflection system)의 설계는, 주로 경험많은 엔지니어들의 기술과 전문지식에 의한 경험적 접근을 통해 수행되어져 왔다. 지난 10년간 자기 편향요크의 이론적 이해와 컴퓨터 시뮬레이션의 해석을 통해 괄목할 만한 성장을 이루었으나, 아직까지

는 컴퓨터에 의한 완전한 설계의 수행면에서는 더 많은 연구가 요구된다고 볼 수 있다. 사실상, 편향요크(deflection yoke)의 모델링에는 많은 수학적 기법이 있으나, 모든 컴퓨터 모델링에서는 필수적으로 다음과 같은 두 가지 계산부를 포함하게 된다.

첫째는 편향요크내부 임의 공간에서의 자계(magnetic field)의 계산과, 둘째는 삼색의 빔(R. G. B)의 전자

* 인하대학교 대학원

** 인하대학교 자동화공학과(정회원)

궤적(electron trajectory)의 계산이다(1,2).

본 연구는 편향요크내부 임의 공간에서의 자기(magnetic field)의 계산에 관련된 것으로, 칼라 텔레비전 및 CRT 내부의 전자빔(electron beam)을 수평과 수직의 양 방향으로 편향시켜 주는 편향요크내의 주요 부분인 토로이달(toroidal), 새들(saddle) 코일 및 자기 코어(magnetic core)를 일정 간격의 유한개의 요소로 분할한 후, 각 요소의 좌표 및 형상에 대한 정보를 생성하며, 처리부에서 해를 구할 수 있는 방법을 제시 하였다.

해를 구하는데 있어서의 수치해석 방법으로는 적분방정식 해법(integral equation method)을 사용하였다(3,4). 칼라 텔레비전의 편향요크내에 생성되는 자기장을 컴퓨터 모델링하는데 이용되는 이 해법은 회전 대칭 정전계의 컴퓨터 시뮬레이션을 포함하는 정적, 동적인 계(field)해석에 매우 유용한 방법이다. 적분 방정식 해법의 알고리즘은 기존의 유한 차분(finite difference) 프로그램 보다 정교한 해석이 가능한 방법으로 알려져 있다(4).

좌표계는 편향요크내부의 자기 코어 및 코일 형상과 유사한 Oblate Spheroidal 좌표계(5)를 사용하여 경계에 따른 문제를 용이하게 하였다.

2. 해석대상 모델

본 연구는 CRT 내부에서의 전자빔(electron beam)을 수직 및 수평 양 방향으로 편향시켜주는 자기 편향요크(magnetic deflection yoke)에 대한 연구이다. Fig.1-2와 같이 자기 편향요크(magnetic deflection yoke)는 두 쌍의 코일로 구성되어 있다. 한 쌍은 주로 수평방향으로 전자빔을 편향시키며 다른 한 쌍의 코일은 주로 수직방향으로 빔을 편향시킨다. 그리고 자기 편향요크의 가장 중요한 부분인 자기 코어(magnetic core)가 있다. 이 자기 코어는 비 투자율(relative permeability)이 매우 높은 자성체인 페라이트(ferrite)로 이루어져 있다. 자기 편향요크는 기본적 형상에 따라 새들(saddle) 코일과 토로이달(toroidal) 코일로 분류할 수 있고, 다시 다음과 같이 세밀하게 세 그룹으로 분류할 수 있다. 새들형 수평 코일과 새들형 수직 코일의 S-S 요크형, 토로이달형 수평 코일과 토로이달형 수직 코일의 T-T 요크형, 본 논문에서 연구 대상으로 한 새들형 수평 코일과 토로이달형 수직 코일의 S-T형

등으로 나눌 수 있다.

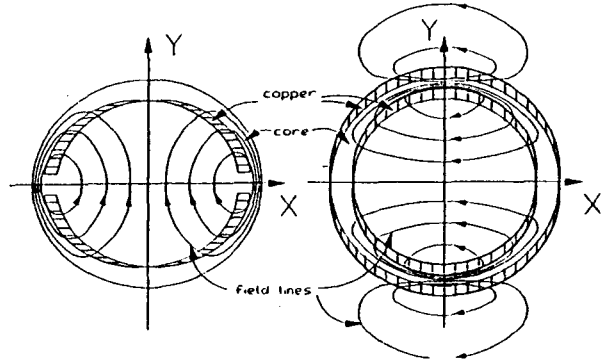


Fig.1 Cross sections of saddle coil and a toroidal coil

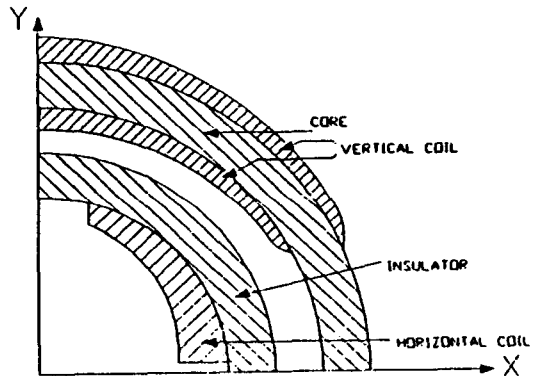


Fig.2 Cross section of a S-T yoke

3. 이론적 배경

3.1 좌표계 설정

Oblate Spheroidal 좌표계의 경우에는 다음과 같은 cartesian 좌표계와 관련이 있다(6).

$$\begin{aligned}
 z &= a \xi \eta \\
 x &= a \sqrt{(\xi^2 + 1)(1 - \eta^2)} \cos \phi \\
 y &= a \sqrt{(\xi^2 + 1)(1 - \eta^2)} \sin \phi
 \end{aligned}
 \quad (3.1)$$

Fig. 3에서의 같이 자기 코아의 형상과 유사한 이 좌표계는 타원의 단축(minor axis)에 대해 회전시킨 결과로 얻어진다.

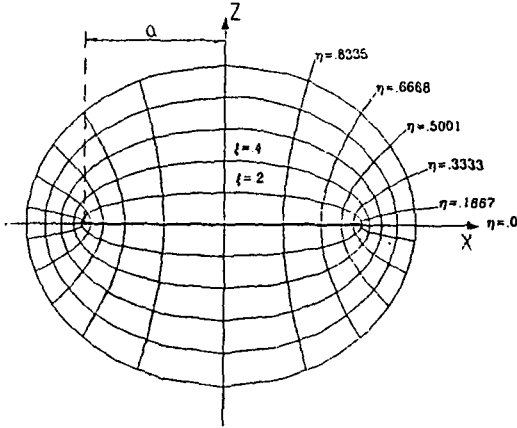


Fig. 3 Oblate Spheroidal coordinates

3.2 지배 방정식

전자장에서 일어나는 제반현상을 고찰하는데 있어서 전기장 E와 H로써 특성식을 표현한다. 그러나 실제 계산이 있어서는 포텐셜(potential)을 계변수로 하여 다루는 것이 매우 편리한 경우가 많으며 전자(電磁)현상의 해석에는 Maxwell 방정식에 의해서(7),

$$\nabla \times H = 0 \tag{3.2}$$

과 같이 보존적인 경우로 된다.

따라서 자기장 H를 자기 스칼라 포텐셜 ψ 로 정의할 수 있다.

$$H = -\nabla\psi \tag{3.3}$$

윗 식은 Maxwell 방정식에 의해서 다시 Laplace 방정식을 만족시켜야 하므로 자유공간에서,

$$\begin{aligned} \nabla \cdot B &= \nabla \cdot (\mu_0 H) \\ &= \nabla^2\psi = 0 \end{aligned} \tag{3.4}$$

와 같이 표시할 수 있다.

자기(磁氣) 문제를 해석하기 전에는 각기 다른 투자율(permeability)을 갖는 두 매질의 자속 밀도 B와 자기장 H를 알아야 한다. Fig. 4와 같이 경계면에 수직한 표면안의 폐경로에 대해 Ampere 법칙을 적용하면(7),

$$\begin{aligned} (H_2 - H_1) \cdot \vec{l}_0 &= K \cdot (\vec{n}_2 \times \vec{l}_0) \\ &= K \times \vec{n}_2 \cdot \vec{l}_0 \end{aligned} \tag{3.5}$$

여기서 \vec{l}_0 는 Δl 방향의 단위벡터를 나타낸다. 식(3.5)을 다시 정리하면,

$$\vec{n}_2 \times (H_2 - H_1) = K \tag{3.6}$$

가 된다.

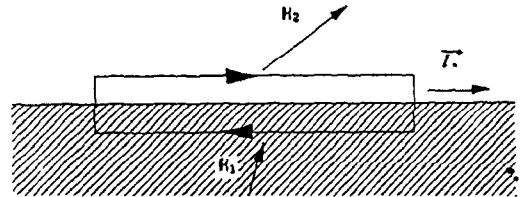


Fig. 4 Boundary condition on the field vector at the interface between two media

4. 적분 방정식 해법

4.1 적분 방정식 유도

만약 자기 코아가 균일한(uniform) 투자율을 가지고 자하밀도(magnetic charge density)가 표면을 제외 한 곳에서 제로값을 가진다면 (3.5)식의 해는 다음과 같이 나타낼 수 있다(4).

$$\psi(x) = \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{\sigma(x')}{R} da' + \psi^{(a)}(x) \tag{4.1}$$

여기서 $\sigma(x)$: 코아에서의 표면자하밀도

S : 코아의 표면

윗 식(4.1)은 자기 코아에서의 표면자하밀도와 임의의 공간에서의 자기 포텐셜(magnetic potential)을 계산하는 적분 방정식 해법(integral equation method)에 사용하는 기본 방정식이다. 자기 코아는 균일하고 무한 투자율(infinite permeability)을 지닌다고 가정한다. Fig. 5는 전형적인 자기 편향요크의 단면 형상을 나타낸 것이다. 그림에서 i_ξ 와 i_η 는 ξ 와 η 의 증가하는 방향으로의 tangent vector를 나타낸다.

식(4.1)에서의 $\psi^{(a)}(x)$ 는 다음과 같이 유도할 수 있다.

$$\psi^{(a)}(x) = \frac{1}{4\pi} \int_D \tau(x) \left[\vec{n} \cdot \nabla \left(\frac{1}{R} \right) \right] da \quad (4.2)$$

여기에서,

$$\tau(x) = \tau(\eta, \phi) = \sum_{n=1}^{\infty} [U_n(\eta) \sin n\phi - V_n(\eta) \cos n\phi] \quad (4.3)$$

$U_n(\eta)$: $[X(\eta), Z(\eta)]$ 에서의 n 번째 수평 harmonic 계수

$V_n(\eta)$: $[X(\eta), Z(\eta)]$ 에서의 n 번째 수직 harmonic 계수

경계 조건식(3.6)에 의해 다음과 같은 식을 유도할 수 있다.

$$\psi(\xi, \phi) = \sum_{n=1}^{\infty} [F_n(\xi) \sin n\phi - G_n(\xi) \cos n\phi] \quad (4.4)$$

$F_n(\xi)$: $[X(\xi), Z(\xi)]$ 에서의 n 번째 수평 harmonic 계수

$G_n(\xi)$: $[X(\xi), Z(\xi)]$ 에서의 n 번째 수직 harmonic 계수

그리고 나머지 변수 $\sigma(x)$ 를 다음과 같이 정의할 수 있다.

$$\sigma(\xi, \phi) = \sum_{n=1}^{\infty} [A_n(\xi) \sin n\phi - B_n(\xi) \cos n\phi] \quad (4.5)$$

$A_n(\xi)$: 표면자하밀도의 미지의 수평 harmonic 계수

$B_n(\xi)$: 표면자하밀도의 미지의 수직 harmonic 계수

Oblate Spheroidal 좌표계에서 Green 함수에 의해서 $\frac{1}{R}$ 을 확장하면 다음과 같이 나타낼 수 있다⁽⁶⁾.

$$\frac{1}{R} = \frac{2}{a} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) \sum_{m=0}^n \epsilon_m i^{n+1} \left[\frac{(n-m)!}{(n+m)!} \right]^2 \cos[m(\phi - \phi_0)] \cdot P_n^m(\eta_0) P_n^m(\eta) P_n^m(i\xi_<) Q_n^m(i\xi_>) \quad \epsilon_n = \begin{cases} 1 & (m=0) \\ 2 & (m \geq 1) \end{cases} \quad (4.6)$$

여기에서, $\xi_<$: ξ 와 ξ_0 중 작은 경우

$\xi_>$: ξ 와 ξ_0 중 큰 경우

P_n : 제1종 합성 Legendre 함수

Q_n : 제2종 합성 Legendre 함수

편의상, 이 후로는 $\xi \rightarrow X, \eta \rightarrow Y$ 로 표기한다.

식(4.6)-(4.9)를 식(4.1)로 대체하고, ϕ_0 에 대해 적분한 후 $\sin n\phi$ 와 $\cos n\phi$ 끼리 정리하면 식(4.1)의 면적분(surface integral)은 자기 코아 경계상에 다음과 같이 선적분(line integral)으로 변환된다.

$$\sum_{n=1}^{\infty} [F_n(\xi) \sin n\phi - G_n(\xi) \cos n\phi] = \frac{1}{4\pi} \int_S \left\{ \left[\frac{2}{a} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sum_{m=0}^l \epsilon_m i^{m+1} \left[\frac{(l-m)!}{(l+m)!} \right]^2 \cos[m(\phi - \phi_0)] P_l^m(Y(\xi)) P_l^m(Y(\xi_0)) P_l^m(iX(\xi_<)) Q_l^m(iX(\xi_>)) \right] \cdot \sum_{n=1}^{\infty} (A_n(\xi) \sin n\phi - B_n(\xi) \cos n\phi) \right\} \cdot a^2 \sqrt{(X(\xi_0)^2 + 1)(1 - Y(\xi_0)^2)} d\phi d\xi + \frac{1}{4\pi} \int_D \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} (U_n(\eta) \sin n\phi - V_n(\eta) \cos n\phi) \vec{n} \cdot \nabla \left\{ \frac{1}{R}(\xi, \eta) \right\} \cdot a^2 \sqrt{(X(\eta)^2 + 1)(1 - Y(\eta)^2)} d\phi d\eta \right\} \quad (4.7)$$

$$\begin{aligned} & \left\{ \begin{matrix} F_n(\xi) \\ G_n(\xi) \end{matrix} \right\} \\ & = a \int \left\{ \begin{matrix} A_n(\xi) \\ B_n(\xi) \end{matrix} \right\} \left[\sum_{l=n}^{\infty} (2l+1) i^{n+1} \left[\frac{(l-n)!}{(l+n)!} \right]^2 P_l^m(Y(\xi)) P_l^m(Y(\xi_0)) P_l^m(iX(\xi_<)) Q_l^m(iX(\xi_>)) \right] \cdot \sqrt{(X(\xi_0)^2 + 1)(1 - Y(\xi_0)^2)} d\xi \\ & + a \int \left\{ \begin{matrix} U_n(\eta) \\ V_n(\eta) \end{matrix} \right\} \vec{n} \cdot \nabla \left[\sum_{l=n}^{\infty} (2l+1) i^{n+1} \left[\frac{(l-n)!}{(l+n)!} \right]^2 P_l^m(Y(\xi)) P_l^m(Y(\eta)) P_l^m(iX(\xi)) Q_l^m(iX(\eta)) \right] \cdot \sqrt{(X(\eta)^2 + 1)(1 - Y(\eta)^2)} d\eta \end{aligned} \quad (4.8)$$

여기에서

$$P_l^m(iX(\xi_<)) Q_l^m(iX(\xi_>)) = i^{-n-1} \frac{(l+n)!}{(l-m)!} \frac{1}{2l+1} (X(\xi_<)^2 + 1)^{\frac{n}{2}} (X(\xi_>)^2 + 1)^{\frac{n}{2}} F\left(\frac{m-l}{2}, \frac{m-l+1}{2} \mid \frac{1}{2} - l \mid - \frac{1}{X(\xi_<)^2}\right) \cdot F\left(\frac{l+m+1}{2}, \dots\right)$$

$$\frac{l+m+2}{2} \mid l + \frac{3}{2} \mid - \frac{1}{X(\xi_>)^2} \quad (4.9)$$

이다.
편의상,

$$FA = F\left(\frac{m-l}{2}, \frac{m-l+1}{2} \mid \frac{1}{2}-l \mid -\frac{1}{X(\xi_<)^2}\right)$$

$$FB = F\left(\frac{l+m+1}{2}, \frac{l+m+2}{2} \mid l + \frac{3}{2} \mid -\frac{1}{X(\xi_>)^2}\right)$$

으로 놓는다.

여기에서,

$F(a, b \mid c \mid d)$: Hypergeometric 함수

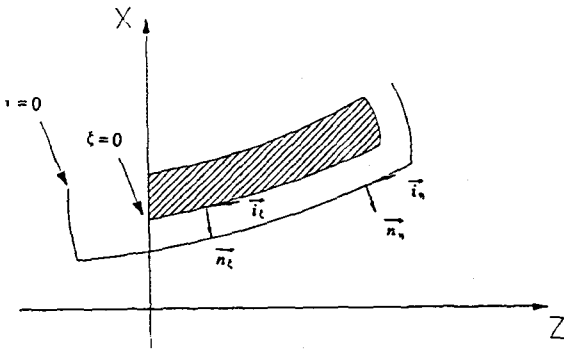


Fig. 5 Cross section of a representative D.Y.

4.2 자하 밀도계수

컴퓨터를 사용하여 식(4.8)을 풀기 위해서는 자기 코아 단면과 코일의 단면을 Fig. 6과 같이 작은 크기의 요소로 분할한다. 이때 각 요소내에서는 미지의 자하 밀도 계수 $A_n(\xi)$ 과 $B_n(\xi)$ 는 각 자기 코아 경계부분내에서는 일정하다고 가정한다. 식(4.8)의 양변을 각 자기 코아영역의 중심점에 근사시키면 다음과 같이 일련의 선형 방정식을 유도할 수 있다.

$$\sum_{q=1}^L C_{nkq} \begin{Bmatrix} A_n(k) \\ B_n(k) \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} F_n(k) \\ B_n(k) \end{Bmatrix} - \Psi_{nk}^{(a)} \quad k=1, 2, \dots, L \quad (4.10)$$

여기에서,

$$C_{nkq} = a \int_{\xi_q - \frac{D_q}{2}}^{\xi_q + \frac{D_q}{2}} \left[\sum_{l=n}^{\infty} \left\{ \frac{(l-n)!}{(l+n)!} \right\} P_l^*(Y(\xi_<)) P_l^*(Y(\xi_q)) [(X(\xi_<)^2 + 1)(X(\xi_>)^2 + 1)]^{\frac{n}{2}} FA FB \right] \cdot \sqrt{(X(\xi_q)^2 + 1)(1 - Y(\xi_q)^2)} d\xi_q \quad (4.11)$$

$$\Psi_{nk}^{(a)} = \sum_{m=1}^M \left\{ \frac{U_n(m)}{V_n(m)} \right\} \int_{\eta_m - \frac{D_m}{2}}^{\eta_m + \frac{D_m}{2}} \frac{1}{n} \cdot \nabla \left[\sum_{l=n}^{\infty} \left\{ \frac{(l-n)!}{(l+n)!} \right\} P_l^*(Y(\xi_<)) P_l^*(Y(\eta_m)) [(X(\xi_<)^2 + 1)(X(\eta_m)^2 + 1)]^{\frac{n}{2}} FA FB \right] \cdot \sqrt{(X(\eta_m)^2 + 1)(1 - Y(\eta_m)^2)} d\eta_m \quad (4.12)$$

식(4.13)에서 Gauss 소거법에 의해 자하밀도의 계수 $A_n(\xi)$ 와 $B_n(\xi)$ 을 구할 수 있고 C_{nkq} 와 Ψ_{nk} 의 적분계산은 $n = 4$ 인 Gauss 적분법을 사용하였다.

식 중에서,

$A_n(k), B_n(k)$: k번째 코아 요소상의 n번째 harmonic 자하밀도

$F_n(k), G_n(k)$: k번째 코아 요소 중심에서의 n번째 harmonic 포텐셜

$U_n(m), V_n(m)$: m번째 권선 중심에서의 n번째 harmonic 포텐셜

ξ_q : q번째 코아 요소의 중심 위치

D_q : q번째 코아 요소의 호 길이

η_m : m번째 권선 요소의 중심 위치

D_m : m번째 권선 요소의 호 길이

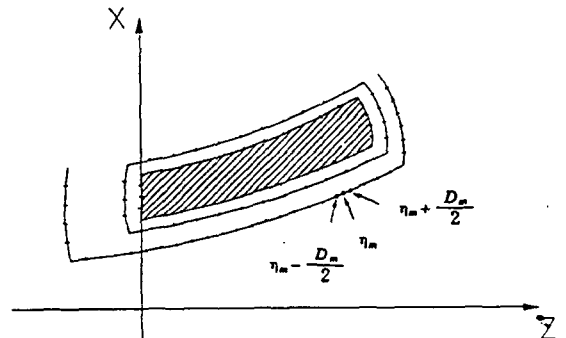


Fig. 6 Section of D.Y. boundaries

4.3 자기 스칼라 포텐셜

식(4.10)을 계산하고 표면자하밀도를 결정한 후에 공간상 임의의 점에서 자기 스칼라 포텐셜 $\Psi(X, Y, \phi)$ 를 구할 수 있다.

$$\Psi(X, Y, \phi) = \sum_{n=1}^N (\psi_n^{(H)}(X, Y) \sin n\phi - \psi_n^{(V)}(X, Y) \cos n\phi) \quad (4.13)$$

$$\begin{aligned} & \left\{ \begin{array}{l} \psi_n^{(H)}(X, Y) \\ \psi_n^{(V)}(X, Y) \end{array} \right\} \\ &= a \sum_{k=1}^L \left\{ \begin{array}{l} A_n(k) \\ B_n(k) \end{array} \right\} \int_{\zeta_k - \frac{D_k}{2}}^{\zeta_k + \frac{D_k}{2}} \sum_{l=n}^{\infty} \left(\frac{(l-n)!}{(l+n)!} \right) \\ & P_l^*(Y) P_l^*(Y(\zeta_k)) [(X^2+1)(X(\zeta_k)^2+1)]^{\frac{l}{2}} \\ & FA FB \cdot \sqrt{(X(\zeta_k)^2+1)(1-Y(\zeta_k)^2)} d\zeta_k \\ & + \sum_{m=1}^M \left\{ \begin{array}{l} U_n(m) \\ V_n(m) \end{array} \right\} \int_{\eta_m - \frac{D_m}{2}}^{\eta_m + \frac{D_m}{2}} \frac{1}{n\eta} \cdot \nabla \left(\sum_{l=n}^{\infty} \left(\frac{(l-n)!}{(l+n)!} \right) \right) \\ & P_l^*(Y) P_l^*(Y(\eta_m)) [(X^2+1)(X(\eta_m)^2+1)]^{\frac{l}{2}} \\ & FA FB \cdot \sqrt{(X(\eta_m)^2+1)(1-Y(\eta_m)^2)} d\eta_m \\ & + \sum_{p=1}^P \left\{ \begin{array}{l} F_n(\rho) \\ G_n(\rho) \end{array} \right\} \int_{\xi_p - \frac{D_p}{2}}^{\xi_p + \frac{D_p}{2}} \frac{1}{n\xi} \cdot \nabla \left(\sum_{l=n}^{\infty} \left(\frac{(l-n)!}{(l+n)!} \right) \right) \\ & P_l^*(Y) P_l^*(Y(\xi_p)) [(X^2+1)(X(\xi_p)^2+1)]^{\frac{l}{2}} \\ & FA FB \cdot \sqrt{(X(\xi_p)^2+1)(1-Y(\xi_p)^2)} d\xi_p \end{aligned} \quad (4.14)$$

4.4 자계

임의의 공간상에서 자계는 식(3.3)으로 쉽게 구할 수 있다.

$$H(X, Y, \phi) = H_x \vec{i}_x + H_y \vec{i}_y + H_\phi \vec{i}_\phi \quad (4.15)$$

$$\begin{aligned} H_x &= -\frac{1}{h_x} \frac{\partial \Psi}{\partial X} \\ &= \frac{1}{h_x} \sum_{n=1}^N \left[-\frac{\psi_n^{(H)}(X, Y)}{\partial X} \sin n\phi \right. \\ & \quad \left. + \frac{\psi_n^{(V)}(X, Y)}{\partial X} \cos n\phi \right] \end{aligned} \quad (4.16)$$

$$\begin{aligned} H_y &= -\frac{1}{h_y} \frac{\partial \Psi}{\partial Y} \\ &= \frac{1}{h_y} \sum_{n=1}^N \left[-\frac{\psi_n^{(H)}(X, Y)}{\partial Y} \sin n\phi \right. \\ & \quad \left. + \frac{\psi_n^{(V)}(X, Y)}{\partial Y} \cos n\phi \right] \end{aligned} \quad (4.17)$$

$$\begin{aligned} H_\phi &= -\frac{1}{h_\phi} \frac{\partial \Psi}{\partial \phi} \\ &= \frac{1}{h_\phi} \sum_{n=1}^N \left[(-n\psi_n^{(H)}(X, Y) \cos n\phi \right. \\ & \quad \left. - n\psi_n^{(V)}(X, Y) \sin n\phi) \right] \end{aligned} \quad (4.18)$$

5. 연산 프로그램

5.1 프로그램의 구성

본 연구의 전체적인 프로그램 흐름도는 Fig. 7과 같다.

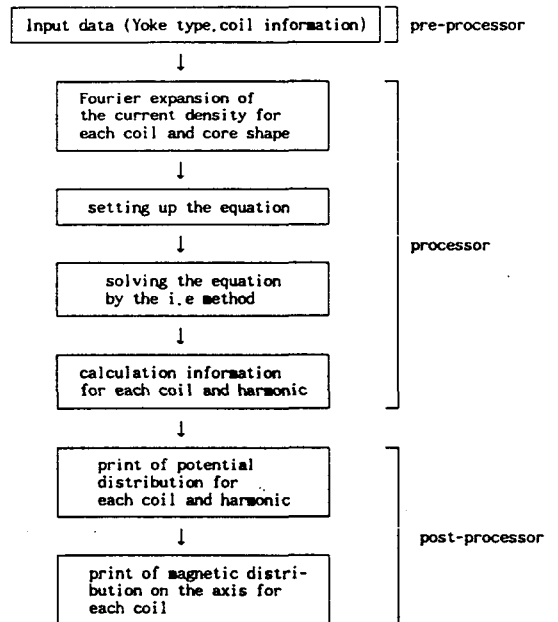


Fig. 7 Flow chart

1) pre-process

선행 계산에 필요한 미분 방정식을 세우고 요크의 종류와 코일에 관한 정보를 생성하여 적분 방정식

해법에 의해 해를 구할 수 있도록 자료를 입력한다.

2. process
전 처리부(pre-process)에서 받은 정보를 이용하여 각 코일과 harmonic에 대한 정보를 계산한다.
3. post-process
처리부(process)에서 계산된 정보를 화일에 저장하거나 자기분포를 시각적으로 출력하는 과정을 수행한다.

5.2 프로그램의 특성

- 1) IBM PC 32bit 호환기종, 램 메모리 8M Byte하에서 F77L-EM/32 compiler를 이용하였고 실행 File은 150K Byte 크기를 갖는다.
- 2) 선형 방정식의 해는 IMSL Library를 이용하여 정밀한 정확도를 꾀하였다.
- 3) 논문에서의 제 1, 2종 합성 Legendre 함수와 Hypergeometric 함수는 Mathematica V.2.0 수학용 package⁽⁶⁾를 이용하였다.

6. 결과 및 고찰

본 연구에서의 형상 좌표는 Oblate Spheroidal 좌표계에서의 초점에 따른 ξ, η 의 입력에 따른다. 초점은 45의 크기로 하였고, 자기 코일에서는 $\xi=0-1.2, \eta=0.8-0.875$ 이고 토로이달 코일에서는 $\xi=-0.05-1.25, \eta=0.775-0.9$ 이다. 새들 코일에서는 $\xi=-0.3-1.5, \eta=0.8-0.925$ 의 범위로 가능하면 실제 자기 편향요크의 크기와 비슷하게 하였다. 각 코일과 자기 코일은 35개의 요소로 분할하였고 1, 3, 5, 7차 harmonic 계수를 모두 합한 값 즉, $H_{total}=H_1+H_3+H_5+H_7$ 로 계산하여 스크린축 주위에서만 아닌 전체의 단면에서 정밀하게 자계의 분포를 나타낼 수 있게 하였다. 일부 수평, 수직 자계가 수직, 수평 방향으로도 빔을 편향시킬 수 있으나 무시하였다.

Fig. 8은 축상에서의 X, Y성분의 자속 밀도를 나타낸 것이다. 여기서의 단위는 Gauss로 표기하였는데 $1Wb/m^2=10,000$ Gauss이다. Fig. 9는 X=10일 때의 X, Y성분의 자속 밀도, Fig. 10은 X=30일 때의 X, Y성

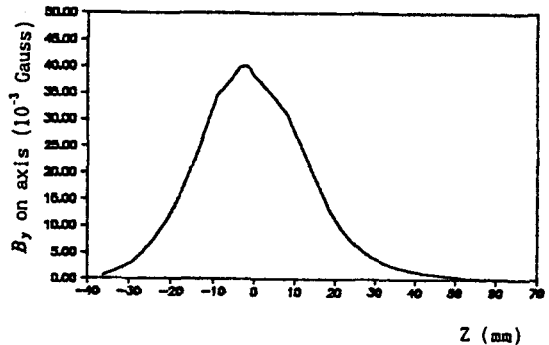
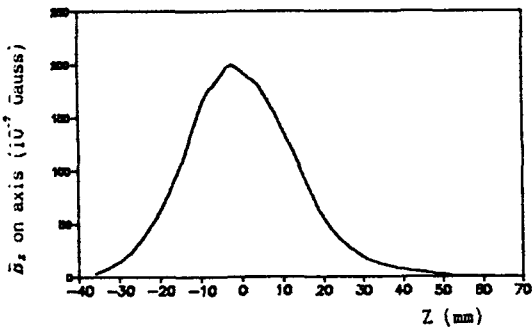


Fig. 8 On axis magnetic flux density for vertical and horizontal coil

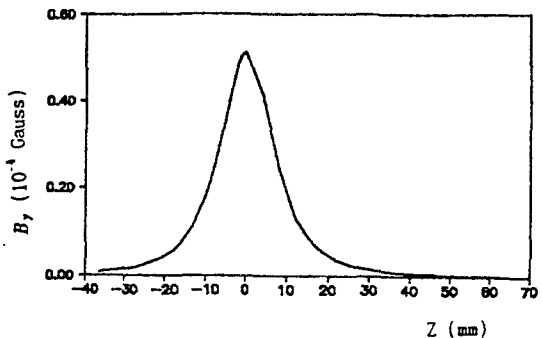
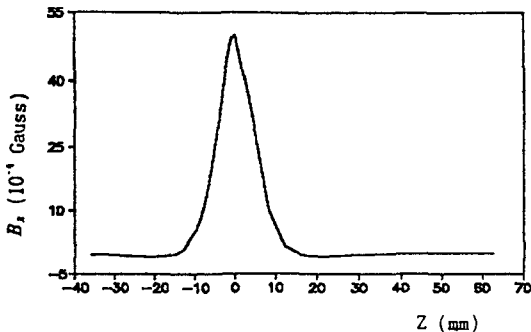


Fig. 9 Magnetic flux density for vertical and horizontal coil(X=10)

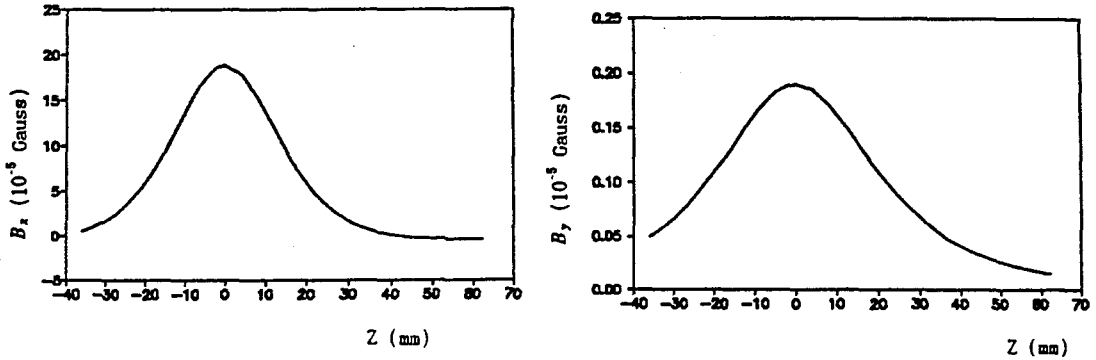


Fig.10 Magnetic flux density for vertical and horizontal coil(X=30)

분의 자속 밀도를 나타낸 것이다.

각 그림에서 나타난 것과 같이 축 상(X=0, Y=0)과 Z=0 부분에서 가장 많은 자장을 발생시키는 것을 알 수 있고, Donald M. Fye의 자장 분포와⁽⁴⁾ 유사한 결과를 얻을 수 있었다.

7. 결 론

본 논문은 적분 방정식 해법을 사용한 자장 해석에 관한 것으로서, 기존의 원통 좌표계와는 달리 자기 편향요크의 형상과 유사한 Oblate Spheroidal 좌표계를 이용하여 경계에 따른 자기 코아의 모양에 접근하여 자속 밀도의 산출을 가능하게 하였다. 또한, 적분 방정식 해법을 사용하여 코일 및 자기 코아를 유한개의 요소로 분할하여 자기 코아 경계면에 분포하는 자하 밀도의 수직, 수평 계수값과 자기 스칼라 포텐셜을 구하여 최종적으로 축 주위 일부가 아닌 전 영역에 대하여 자장 분석을 가능하게 하였다.

후 기

본 연구는 인하대학교 1992년도 연구비 지원에 의하여 수행되었음.

참고문헌

1. Anwar Osseyran, "Computer Aided Design of Magnetic Deflection System", (1986)
2. Yutaka Yokata, Tsutomu, etc, "The Calculation of the Deflection Magnetic Field and the Electron-beam Trajectory for Color Television", IEEE, Trans. on CE, Vol. CE 25, p.91~99, (1979)
3. B. Singer, M. Braun, "Integral Equation Method for Computer Evaluation of Electron Optics", IEEE Trans. Electron Devices ED-17, p.926, (1970)
4. Donald M. Fye, "An Integral Equation Method for the Analysis of Magnetic Deflection Yokes", J. Appl. Phys., Vol. 50, (1979)
5. Morse, Feshbach, "Method of Theoretical Physics", McGraw-Hill, Part 2, (1953)
6. Louis Baker, "C Mathematical Function Handbook", McGraw-Hill, Chap 21, (1992)
7. J. R. Reitz, F. J. Milford, R. W. Christy, "Foundations of Electromagnetic Theory", Addison-Wesley, Chap 8-9, (1979)
8. Wolfman, "Mathematica", Addison-Wesley, (1991).