

# 능동 차폐 MRI 초전도 자석에 대한 최적 설계 방법

論 文  
49B-6-8

## Optimal Design Method for an Actively Shielded MRI Superconducting Magnet

李光浩\* · 曹允鉉\*\*  
(Kwang-Ho Lee · Yun-Hyun Cho)

**Abstract** - This paper describes an optimal design method which is applied a weighted least square (WLS) method for Magnetic Resonance Imaging (MRI) system. An optimal design approach is presented for a homogeneity superconducting magnet with the superconducting active shield especially for a magnetic resonance imaging system. The WLS is used to obtain the optimal configurations using the least amount and minimum volume of conductor, exhibiting the smallest level of field inhomogeneity and resulting in the least level of stray field.

The proposed model is used to design a multiple-shield configuration for a 1.5 T MRI magnet. The field homogeneity is required less than 5 gauss stray field contour within 4m axially and 3m radially from origin. The designed magnet with the actively magnetic shielding coil out of main coils is analyzed by FEM and theoretical analysis method, investigated the field homogeneity.

**Key Words** : MRI, weighted least square (WLS) method, homogeneity, active shield method , passive shield method

### 1. 서 론

초전도 마그네트에 의한 강자장의 발생이 용이하게 됨으로서 강자장 응용 기기의 대형화, 고자장화가 추진되고 있다. 자기공명영상장치(MRI)나 핵 자기 공명장치(NMR)등 초전도 전자석을 이용하는 경우 고자장을 발생하며, 이에 필요 공간이외의 누설자장에 의한 계측기, 모니터, 인체 및 휴대품(자기카드, 시계 등)으로의 자기 환경문제를 유발하고 있다. 이를 극복하기 위한 누설자장 차폐기술이 중요한 문제로 대두되고 있다[1,2]. 특히, 자장을 이용한 기기로 대표적으로 널리 실용화되고 있는 MRI의 경우 의학분야에 폭넓게 사용되고 있다[3]. 그러나, 누설자장의 피해를 줄이기 위한 차폐를 위해 대량의 차폐재료와 설치공간이 필요하다. 이러한 단점을 극복할 수 있는 차폐기술로 초전도재료의 Meissner 효과를 이용한 초전도 차폐방법이 각광을 받고 있다[4,5]. 2 Tesla급 MRI에 초전도 차폐를 적용한 경우 미국 FDA가 권고하고 있는 5 Gauss MRI 관리구역을 얻기 위해서는 강자성체인 철을 이용한 경우 30 ton이 소요되며, 관리구역도 약 7m정도이나 초전도 차폐기법을 적용하면 약 3m로 가까워지는 유리한 효과가 있다. 이와 같은 초전도 차폐기법은 몇몇 선진국가에서는 이론적인 가능성이 충분히 입증되고 있으며, 실용화 연구가 수행되고 있는 실정이다[6].

국내에서는 이들 차폐기술에 대한 연구는 거의 전무한 실정이며, 앞으로 시장 개방화에 따른 국내기술의 자생력을 확보하기 위해서 관련 제반기술에 대한 연구가 절실히 요구되고 있다.

이상과 같이 MRI, NMR 등의 응용 기기용의 초전도 자석은 고 자장, 고 균일 자계의 발생을 요구한다. 이로 인해 누설 자장이 증가하기 때문에 자기 차폐 방법이 필요하게 된다. 자기 차폐 (Magnetic Shielding) 에는 수동차폐 (passive shield) 방법과 능동차폐(active shield) 방법이 있는데 주 코일 외부에 초전도 차폐 코일을 배치하여 역 자장을 발생시켜 누설 자장을 차폐하는 능동차폐 방법이 주로 사용되고 있다[4,5].

본 논문에서는 고 자계, 고 균일 초전도 마그네트의 누설 자장 억제 장치로 능동차폐를 사용하는 경우에 차폐 마그네트의 최적설계 방법 및 특성 해석에 대하여 논하였다. 최적설계방법으로는 가중 최소 자승법을 적용하여 능동차폐의 마그네트 배치와 형상 최적치수를 도출하고, 자속 분포 특성 등은 이론적 해석법과 유한요소법을 적용하여 해석하였다.

누설자장 차폐 설계의 해석 사례로는 본 연구에서 제안한 능동차폐와 기존의 수동차폐에 대해 비교, 분석하였다.

### 2. 자기 차폐에 이용되는 기본적인 계산식

#### 2.1 자기 벡터 포텐셜 $\vec{A}$ 를 이용한 자속밀도 $\vec{B}$ 값 계산

전류가 흐르는 도체에서 전류소 점 1에 의한 임의의 떨어

\* 正 會 員 : 東亞大 電氣工學科 博士課程  
\*\* 正 會 員 : 東亞大 電氣工學科 助教授 · 工博  
接受日字 : 2000年 3月 8日  
最終完了 : 2000年 4月 18日

진 점 P의 자계의 세기는 비오 사바르 법칙으로부터 식 (1)과 같이 표현할 수 있다[2].

$$d\vec{H}_2 = \frac{I_1 d\vec{L}_1 \times \vec{a}_{R12}}{4 \pi R_{12}^2} \quad [\text{A/m}] \quad (1)$$

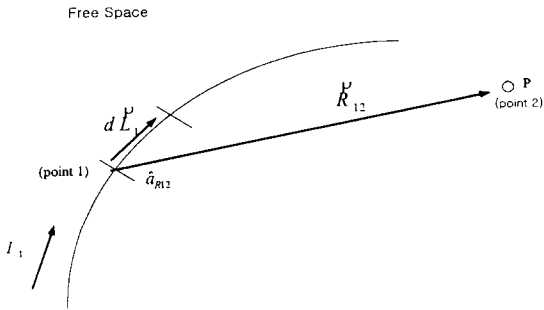


그림 1 미소 전류소  $I_1 d\vec{L}_1$  에 대한 자계의 세기  $d\vec{H}_2$   
 Fig. 1 Field intensity  $d\vec{H}_2$  of differential current element  $I_1 d\vec{L}_1$

식 (1)으로부터 그림 2와 같은 미소 선전류소에 대한 자기 벡터 포텐셜  $\vec{A}$ 로 나타내면 식 (2)와 같이 쓸 수 있다.

$$dA_z = \frac{\mu I dz}{4 \pi \sqrt{\rho^2 + z^2}} \quad dA_\phi = 0 \quad dA_\rho = 0 \quad (2)$$

전류밀도  $\vec{J}$ 를 갖는 체적내에서는  $I d\vec{L} = \vec{J} dv$  이므로 식 (2)는 식 (3)과 같이 표현되며

$$\vec{A} = \int_{vol} \frac{\mu \vec{J} dv}{4 \pi R} \quad (3)$$

식 (3)에 의해 자속밀도  $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$  를 얻을 수 있다.

### 2.2 힘에 대한 고찰

2개의 권선 사이에 작용하는 힘 F는 식 (4)와 같이 나타낼 수 있다.

$$F = I_b B_\rho(a, \rho = b, z = c) \int_0^{2\pi} b d\phi = 2\pi b I_b B_\rho(a, \rho = b, z = c) \quad (4)$$

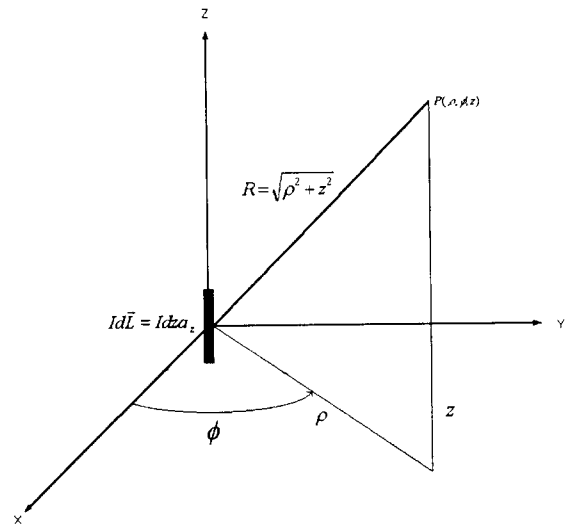


그림 2 임의의 점 P에서 벡터 자기 포텐셜  $\vec{A}$   
 Fig. 2 Vector potential  $\vec{A}$  at an arbitrary point P

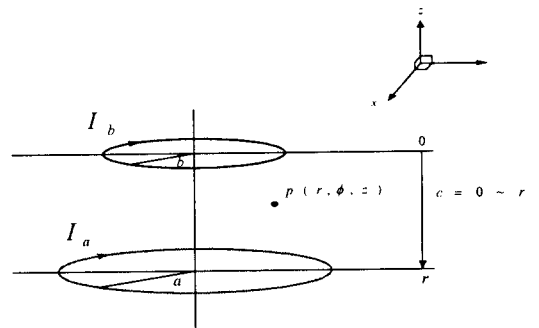


그림 3 전류 I가 흐르는 순환 루프  
 Fig. 3 A circular loop carrying current I

여기서,  $B_\rho$ 는 반경 b를 가지는 권선의 반경 자속 밀도 성분이며, 집중화된 권선 사이에 작용하는 힘은 식 (5)와 같이 쓸 수 있다[2,3].

$$F = \frac{\mu I_a I_b c}{\sqrt{[(a+b)^2 + c^2]}} \cdot \left[ \frac{a^2 + b^2 + c^2}{(a-b)^2 + c^2} E(k_1) - K(k_1) \right] \quad (5)$$

그림 4는 그림 3과 같이 두 개 코일 사이에 작용하는 힘을 거리의 함수로 계산하였다. 이때 전류 루프의 반경 a는 4[m], 전류  $I_a = 1.0 \times 10^6$  [A]가 흐르는 필라멘트와 반경  $b = 0.5$  [m]이고 전류  $I_b = 2.0 \times 10^6$  [A]가 흐르는 필라멘트 사이의 힘을 알기 위해 두 원형도선 사이의 거리를 변수로 두고 시뮬레이션 하였다. 그림 4는 그림 3과 같은 두 개 코일 사이에 작용하는 힘에 대한 결과를 보여주고 있다.

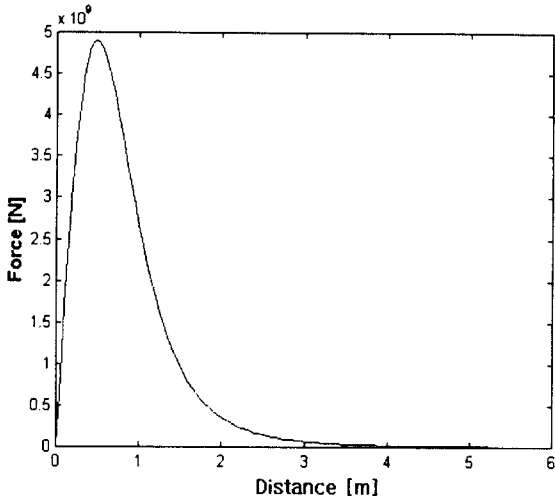


그림 4 전류 I가 흐르는 순환 루프의 힘  
 Fig. 4 Force of a circular loop carrying current I [A]

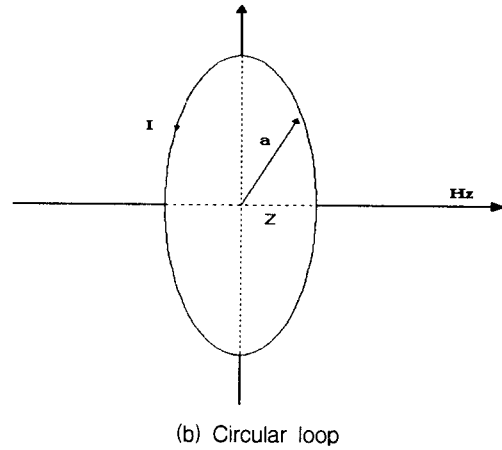


그림 5 전류 I가 흐르는 코일의 구조와 순환 루프  
 Fig. 5 A coil structure and circular loop carrying current I

3. 마그네트 누설자계 해석

3.1 솔레노이드의 자계 계산

시작하는 관점에서, 그림 5에서 보여진 기본적인 순환 루프 자계를 택한다.

이 루프 축상에서의 자계 H는 식 (6)과 같다.

$$H_z(z,0) = \frac{\pi I}{5} \frac{a^2}{(a^2 + z^2)^{3/2}} \quad (6)$$

여기서,

- H : 자계의 세기
- I(A) : 루프 전류
- a (cm) : 루프의 반경
- z (cm) : 루프에서 축상의 거리

그림 6은 실제적인 MRI 주 코일을 그림 7은 주 코일과 차폐코일이 같이 있을 때의 형상을 모델화 한 것이다.

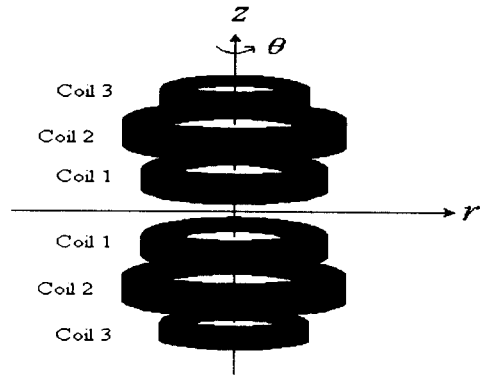
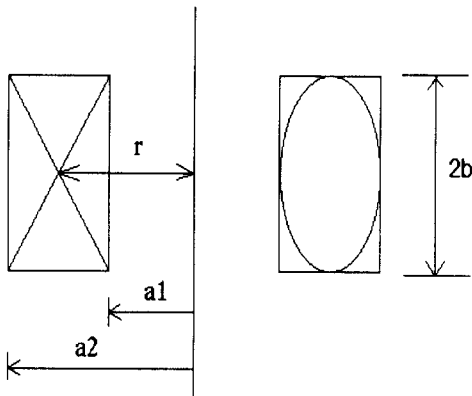


그림 6 MRI 자석의 주 코일  
 Fig. 6 The main coil of MRI magnet



(a) Coil structure

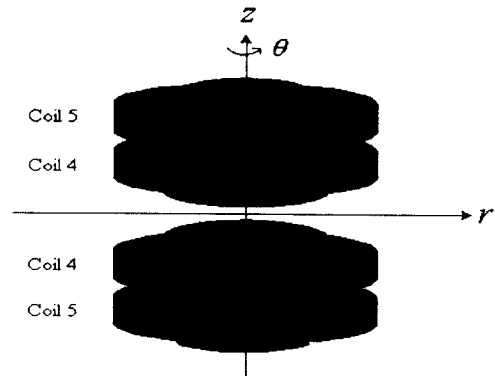


그림 7 MRI 자석의 주 코일과 차폐코일  
 Fig. 7 The main and shield coil of MRI magnet

루프의 중심 자계 ( z=0 )  $H_o$  는

$$H_o = \frac{\pi I}{5a} \quad (7)$$

식 (7)이 단일 루프에 대해 유도된다 할지라도, 팬케이크 (pancake)와 같은 얇은 전자석의 중심 자계 계산은 a 가 팬케이크의 평균 반경이라고 생각하고 식 (7)과 같이 계산한다. 일반적으로, 유한 길이의 코일과 유한 반경의 구조는 위에서 고려되어진 것처럼 많은 단일 루프의 집합처럼 고려되어 질 수 있다.

코일의 구조에서 중심 자계는 식 (8)과 같다.

$$H_o = \frac{2\pi}{10} (j\lambda) \int_{a_1}^{a_2} \int_{-b}^b \frac{a^2}{(a^2+z^2)^{\frac{3}{2}}} dz dr \quad (8)$$

$$= j\lambda a_1 \frac{4\pi\beta}{10} \left( \sinh^{-1} \frac{\alpha}{\beta} - \sinh^{-1} \frac{1}{\beta} \right)$$

여기서,  $\alpha = \frac{a_2}{a_1}$ ,  $\beta = \frac{b}{a_1}$  으로 나타낸다. (단  $a \geq 1$ )

전체 암페어 · 턴수 NI,  $2a_1$ ,  $2a_2$  그리고 2b 의 길이를 가지는 전자석의 중심 자계를 얻을 수 있다.

$$H_o = \frac{NI}{a_1} \frac{1}{2\beta(\alpha-1)} F(\alpha, \beta) \quad (9)$$

$$F(\alpha, \beta) = \frac{4\pi\beta}{10} \ln \left[ \frac{\alpha + (\alpha^2 + \beta^2)^{1/2}}{1 + (1 + \beta^2)^{1/2}} \right] \quad (10)$$

$$F(\alpha, \beta) = \frac{4\pi\beta}{10} \left( \sinh^{-1} \frac{\alpha}{\beta} - \sinh^{-1} \frac{1}{\beta} \right) \quad (11)$$

여기서,  $\alpha = \frac{a_2}{a_1}$ ,  $\beta = \frac{b}{a_1}$ ,

$F(\alpha, \beta)$  : 코일의 형상요소인 자계 계수(Field Factor)

$F(\alpha, \beta)$  는 그림 8 과 같이 나타난다.

자계에 대한 모든 계수를 기하학적 구조함수인 Fabry 계수(G 계수)로 표시하면 식 (12)와 같다.

$$H_o = G(\alpha, \beta) \sqrt{\frac{W\lambda}{\rho a_1}} \quad (12)$$

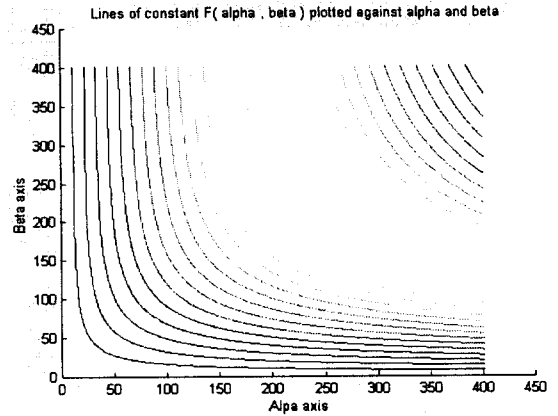


그림 8  $\alpha$  와  $\beta$ 에 대한 일정한  $F(\alpha, \beta)$  곡선

Fig. 8 Constant line  $F(\alpha, \beta)$  plotted for  $\alpha$  and  $\beta$

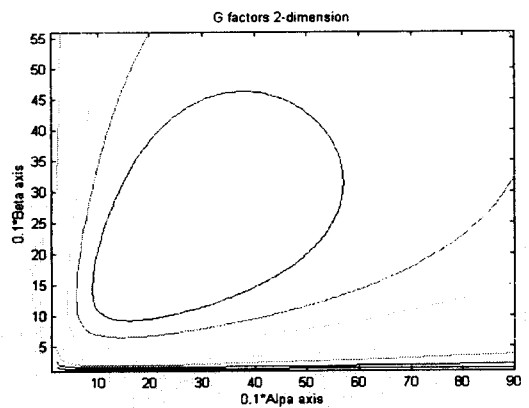
여기서,  $\lambda$ 는 코일의 점적율로 권선의 전체면적에 대한 권선이 차지하는 실제 면적을 나타낸다.  $\rho$  [ $\Omega \cdot m$ ]는 저항률, W [kwh]는 소요 전력량을 나타낸다.

G 계수에 대한 식은 식 (13)과 같다.

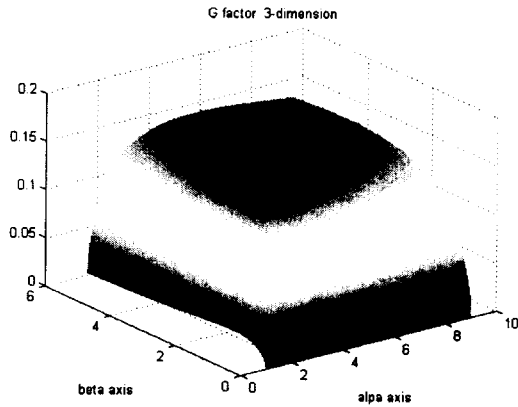
$$G(\alpha, \beta) = \frac{F(\alpha, \beta)}{\sqrt{2\pi\beta(\alpha^2-1)}} \quad (13)$$

$$= \frac{1}{5} \sqrt{\frac{2\pi\beta}{\alpha^2-1}} \left( \sinh^{-1} \frac{\alpha}{\beta} - \sinh^{-1} \frac{1}{\beta} \right)$$

식 (13)을 기초로  $\alpha$ ,  $\beta$ 의 변화에 대한 형상 계수  $G(\alpha, \beta)$ 는 그림 9와 같이 얻을 수 있다. 그림 9에서  $\alpha=3, \beta=2$  근처에서 최대 값이 되며 이때  $G=0.179$ 를 나타낸다. 이것은  $\alpha=3, \beta=2$ 에서 최소전력으로 최대의 자속을 발생한다는 것을 의미한다.



(a) Two dimensional contour line



(b) Three dimensional contour line

그림 9 기하학적인 계수 G  
Fig. 9 The geometry factor G

코일의 단면은 다음과 같이 주어진다.

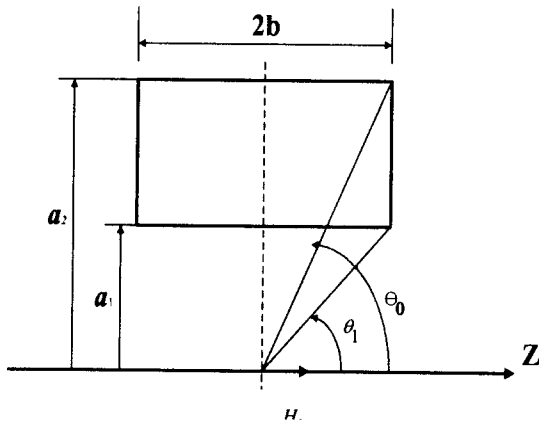


그림 10 일정 전류 밀도 코일의 유한 두께에 대한 파라미터의 정의  
Fig. 10 Definition of parameters for a finite thickness of uniform current density coil

$$\text{전체 단면적 } Sa = 2b(a_2 - a_1) = 2a_1^2\beta(\alpha - 1) \quad (14)$$

따라서,

$$\frac{NI}{2a_1\beta(\alpha - 1)} = \lambda j_c a_1 \quad (15)$$

여기서,

$j_c$  : 초전도 물질의 전류 밀도

$\lambda$  : 초전도체가 차지하는 단면적의 용적률

식 (15)를 식 (9)에 대입하면 중심 자계는 식 (16)과 같다.

$$H_o = \lambda j_c a_1 F(\alpha, \beta) \quad (16)$$

$\alpha$  와  $\beta$  의 제한적인 값들에 대해서, 식 (9)와 식 (16)은  $H_o$  의 근사적인 값들을 얻기 위해서 다음과 같이 단순화시킬 수 있다.

(가)  $(\frac{\alpha}{\beta})^2 \ll 1$ , 즉, "long" 코일인 경우 :

$$H_o = \frac{\pi NI}{5 a_1 \beta} = \frac{\pi NI}{5 b} \quad (17)$$

$$H_o = \frac{2\pi}{5} \lambda j_c a_1 (\alpha - 1) \quad (18)$$

(나)  $\beta \rightarrow 0$ , 즉, "thin" 코일인 경우 :

$$H_o = \pi NI \ln \frac{\alpha}{5 a_1 (\alpha - 1)} \quad (19)$$

$$H_o = \frac{2\pi}{5} \lambda j_c a_1 \beta \ln \alpha \quad (20)$$

(다)  $\beta \rightarrow 0$  and  $\alpha \rightarrow 1$ , 즉, "loop" 코일인 경우 :

$\alpha \rightarrow 1$ ,  $\ln \alpha \rightarrow \alpha - 1$ , 식 (19) 와 식 (20)은 다음과 같이 된다.

$$H_o = \frac{\pi NI}{5 a_1} \quad (21)$$

$$H_o = \frac{2\pi}{5} \lambda j_c a_1 \beta (\alpha - 1) \quad (22)$$

### 3.2 전류 밀도와 최소 도체 체적

코일의 체적은 식 (23)과 같이 나타낼 수 있다.

$$V = a_1^3 v(\alpha, \beta) \quad (23)$$

여기서  $v(\alpha, \beta) \equiv 2\pi\beta(\alpha^2 - 1)$

( $\because \alpha, \beta$  를 포함하는 식으로 둔다)

그림 11은 최소 체적점에 대한 기하학적 계수인  $F(\alpha, \beta)$  에 대한 그래프이다. 이 그래프를 참고로 하여 적절한 체적 계수를 결정할 수 있다.

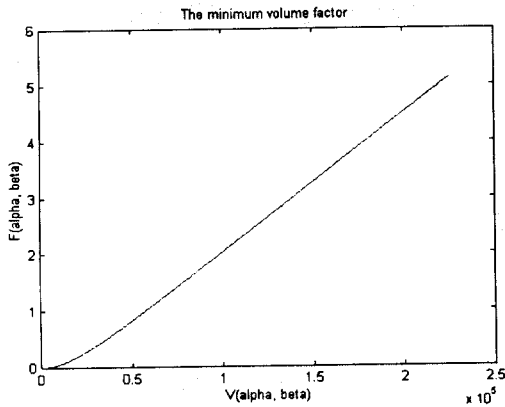


그림 11 최소 체적점에 대한  $F(\alpha, \beta)$  계수  
 Fig. 11 The  $F(\alpha, \beta)$  factor of the minimum-volume points

따라서, 도체의 체적은 식 (24)와 같이 간략하게 나타낼 수 있다.

$$V_c = \lambda V = \lambda 2\pi a_1^3 \beta (\alpha^2 - 1) \quad (24)$$

### 3.3 코일 체적과 균일성

일정한 전류 밀도 코일의 중심 점 주위의 자계는 Z축을 따라 형성하는 급수 형태로 표현 할 수 있다.

$$H = H_0 \left[ 1 + E_2(\alpha, \beta) \left(\frac{z}{a_1}\right)^2 + E_4(\alpha, \beta) \left(\frac{z}{a_1}\right)^4 + \dots \right] \quad (25)$$

$E_n(\alpha, \beta)$  계수는  $\alpha$  와  $\beta$  의 함수이다. 따라서, 어떤 주어진  $\frac{z}{a_1}$  에 대해서, 자계세기의 균일성은  $\alpha$  와  $\beta$  의 함수로 나타난다. 단순한 솔레노이드(solenoid)에 대해  $E_2(\alpha, \beta)$  계수는 음(negative) 이고 그 결과 자계의 세기는  $|Z|$  를 증가 함에 따라 전체적인 자계의 세기 H는 감소한다.

만일  $\frac{z}{a_1}$  가 1보다 작다면 급수로 된 항들은 급속하게 감소한다. 심지어  $\frac{z}{a_1}$  가 1에 접근해도  $n$  이 증가함에 따라 3번째 항부터 전체 크기에 큰 영향을 미치지 않으므로 무시할 수 있다. 즉 두 번째 항까지가 지배적인 항이 된다.

## 4. 형상 최적화 설계 기법

### 4.1 자계 균일도와 누설 자장 영역

주 코일(main coil) 과 차폐 코일(shielding coil)이 모두

다 1[m] 내에 위치하고 자계 균일도를 구하기 위해서 B 값의 측정위치를 1[m]의  $\frac{1}{4}$  되는 지점을 선택하였다. 따라서, 자계 균일도는 0.25[m] 내에서 최대값과 최소값으로 구한다.

$$0 \leq r_0 \leq 0.25 \quad , \quad 0 \leq z_0 \leq 0.25$$

중에서 가장 큰 값을  $B_{max}$ , 가장 작은 값을  $B_{min}$  으로 나타낸다.

그리고 중심  $r_0 = 0$ ,  $z_0 = 0$ 인 지점  $B_0(0,0)$  인 원점에서의 자속 밀도를 구해서 자장 균일도  $\eta$  를 정의한다.

$$\eta = \frac{|B_{max} - B_{min}|}{B_0} \times 10^6 \text{ [ppm]} \quad (26)$$

누설 자장영역은 중심으로부터 R, Z 방향으로 3, 4 [m] 떨어진 점에서  $B_z(3,4) \leq 5 \text{ [gauss]}$ 를 만족해야 한다.

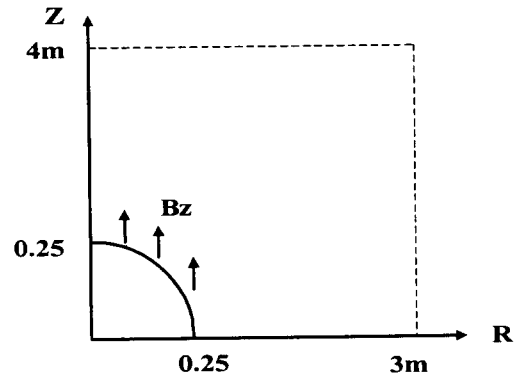


그림 12 균일 자계와 누설 자계 영역  
 Fig. 12 Homogeneous field and stray field area

### 4.2 초기치의 결정

코일에 흐르는 전류를 코일 두께가 거의 0에 가까운 선전류 라고 가정한다.

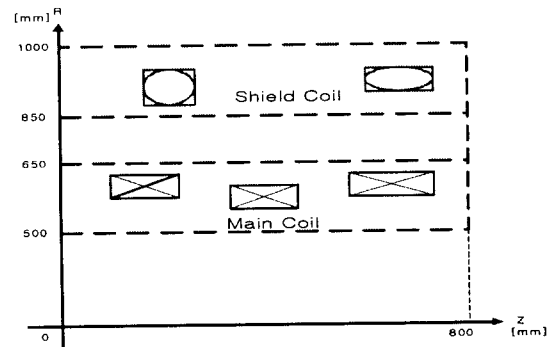


그림 13 코일 영역  
 Fig. 13 Coil region

(1) 코일 내경의 제약 조건

$$500mm \leq r_1, r_2, r_3 \leq 650mm \quad (27)$$

(2) 코일 배치 영역의 제약 조건

$$0 \leq z_1 \leq 150, 350 \leq z_2 \leq 500, 700 \leq z_3 \leq 850 \quad (28)$$

$$200 \leq z_2 - z_1 \leq 500, 200 \leq z_3 - z_2 \leq 500 \quad (29)$$

초기치를 결정할 때는 식 (30)을 10등분 한다.

$$500mm \leq r_1, r_2, r_3 \leq 650mm \quad (30)$$

코일의 내경 및 배치를 결정할 때는 평가점에 있는 목표치와의 빗나갠이 최소가 되는 경우에서 코일 내경 및 배치를 구한다. 평가점의 z좌표는 식 (31)로 주어지며, 여기서,  $i=1, 2, \dots, 12$  이다.

$$z_0 = \frac{40(i-0.5)}{12} [cm] \quad (31)$$

본 연구의 설계 과정에 있어서 제일 중점적으로 고려되어야 할 사항은 평가점에서 목표치 자속 밀도와의 오차가 최소가 되는 경우의 코일의 내경 및 내치를 구하는 것이다.

### 4.3 최적 설계치수 방정식

코일의 위치와 두께 및 내경 선정은 최소 자승법을 사용하여 풀 수 있다. 우선 주어진 기본적인 사양을 토대로 방정식을 세우면 다음과 같다.

$$(\mu_0 \sum \int_z^{z+i} H_z idz) \delta w + \mu_0 \sum \int_z^{z+i} \int_r^{r+w} H_z idzdr = B_{z0} \quad (32)$$

$$(\mu_0 \sum \int_z^{z+i} \int_r^{r+w} \frac{\partial H_z}{\partial r} idzdr) \delta r + \mu_0 \sum \int_z^{z+i} \int_r^{r+w} H_z idzdr = B_{z0} \quad (33)$$

$$(\mu_0 \sum \int_r^{r+i} H_z idr) \delta z + \mu_0 \sum \int_z^{z+i} \int_r^{r+w} H_z idzdr = B_{z0} \quad (34)$$

여기서  $w_a, r_a, z_a$  는 수정전 코일의 치수 및 위치이고  $w, r, z$ 는 수정후의 값이다.

$$w = w_a + \delta w, r = r_a + \delta r, z = z_a + \delta z \quad (35)$$

이 방정식을 토대로 가중 최소 자승법을 사용하여 제약조건을 만족하는 시스템 매트릭스 방정식을 세워서 설계치수를 구할 수 있다. 여기에 포함된 기본적인 이론은 앞에서 제시한 최적 형상을 위한 G 계수를 고려해서 설계를 하는 것이다.

### 4.5 가중 최소 자승법(Weighted least square method)을 이용한 알고리즘

미지수  $n$ , 식의 수  $m$ , 가중치  $p_1, p_2, \dots, p_m$  인 연립방정식은  $Ax = b$  형태가 된다.

$$a_{11}x_1 + a_{12}x_2 + \dots + a_{1n}x_n = b_1 \quad (\text{가중치 } p_1)$$

$$a_{21}x_1 + a_{22}x_2 + \dots + a_{2n}x_n = b_2 \quad (\text{가중치 } p_2)$$

.....

$$a_{m1}x_1 + a_{m2}x_2 + \dots + a_{mn}x_n = b_m \quad (\text{가중치 } p_m) \quad (36)$$

이다. 최소 자승법을 조금 수정한 가중 최소 자승법은 식 (37)과 같이 쓸 수 있다[8].

$$J(\hat{x}) = (b - A\hat{x})^T W (b - A\hat{x}) = V^T W V \quad (37)$$

식 (37)이 최소가 되는  $\hat{x}$  를 구하면 된다. 최소값을 구하기 위해서 행렬  $J$  의 미분을 생각해 보면 식 (38)과 같다.

$$\left( \frac{\partial J}{\partial \hat{x}} \right) = \begin{bmatrix} \frac{\partial J}{\partial \hat{x}_1} \\ \frac{\partial J}{\partial \hat{x}_2} \\ \vdots \\ \frac{\partial J}{\partial \hat{x}_n} \end{bmatrix} = 0 \quad (38)$$

식 (38)에서  $\left( \frac{\partial J}{\partial \hat{x}} \right) = 0$  이 되는 점에서 최소 값이 존재하게 된다.  $\partial J = 0$  을 만족하는 해는

$$A^T P A x = A^T P b \quad (39)$$

$A^T P A$  는  $n$ 차원의 정방행렬이고, 추정치  $x$ 는  $\hat{x} = (A^T W A)^{-1} A^T W b$  로 주어진다. 여기서  $W$  는 가중치(weighting)를 주기 위한 대칭이면서 양의 정부호성(positive definite)을 갖는 행렬이다. 만일 어떤 측정값이 다른 값보다 더 확실하다거나 불확실하면  $W$  를 통해 계산상

의 가중치를 주어 결과의 신뢰도를 높인다.

6. 시뮬레이션 및 분석

표 1은 각각의 가중 최소 자승법에 대한 결과로 기자력이 음인 것은 역자장을 발생시키도록 하기 위해서 코일의 권선을 반대로 감아서 전류의 방향이 주 코일과 반대인 경우이다.

그림 14는 능동차폐 장치의 해석모델에서 능동차폐를 하지 않은 경우와 능동차폐를 한 경우의 자속분포 특성을 나타낸다. 그림 14(a)의 수동 자기차폐를 한 경우는 자장 발생 영역으로부터 먼 거리까지 영향을 미치고 있는 반면에 그림 14(b)의 능동차폐를 한 경우에는 누설자장의 대부분이 차폐 코일로 인한 역 자장에 의해 상쇄되어 차폐장치 외부에서 누설자장이 급속히 떨어짐을 알 수 있다. 이것은 수동 자기차폐 때에는 자속이 Iron Shield 되는 거리까지 가는데 중심 자장의 값이 증가하면 Iron Shield 두께도 따라서 증가하게 된다. 하지만 자속밀도 증가로 인한 철의 포화상태에 도달하게 되므로 비능률적이고 비경제적인 문제가 있다. 반면에 능동차폐는 역 자장을 발생시키는 보조 전자석에 의해서 외부로 누설되는 주 자장과 상쇄되는 효과가 있어 누설되는 영역을 줄일 수 있다. 따라서 지정된 범위내에서 허용누설 자장안에 있으면 차폐체가 필요하지 않게 된다.

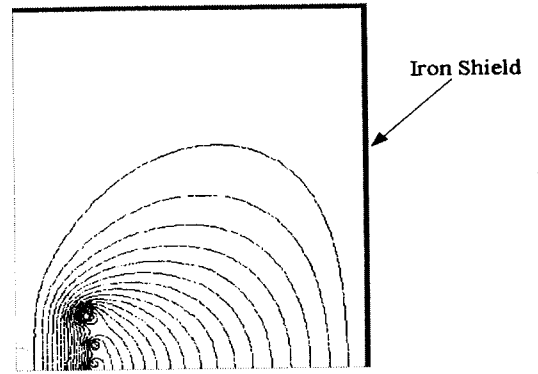
그림 15는 능동차폐와 수동차폐에 대한 중심부의 벡터도와 균일자장 분포를 나타낸다. 여기서 능동차폐는 초전도체로 역자계가 발생하도록 권선의 방향을 반대로 감아 여자시킨다. 따라서 수동차폐 때보다 중심자장이 조금 감소하고 외부 누설 자장의 급격한 감소를 가져온다.

그림 16은 최적화된 수동차폐와 능동차폐의 자속밀도 분포도를 나타내며, 그림 17은 허용범위 구역 안에서의 자속밀도 분포도를 수치적으로 나타낸 것이다. 수치적으로 비교해 볼 때 중심 자장의 값은 약 1.56 [T]에서 약 1.5 [T] 정도로 감소하였고 능동차폐의 누설자장 효과를 잘 보여 준다.

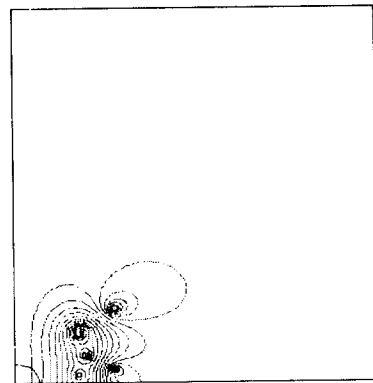
표 1 초전도체의 기자력

Table 1 MMF magnitude of superconductor

초전도체 권선 단면적 (mm <sup>2</sup> )	각 코일의 기자력 크기
x1	108 × 58.3      458,185.5 (AT)
x2	113 × 57.2      562,500.9 (AT)
x3	219 × 59.6      1,305,992.1 (AT)
x4	110 × 55.7      -505,876.6 (AT)
x5	112 × 59.5      -562,526.5 (AT)

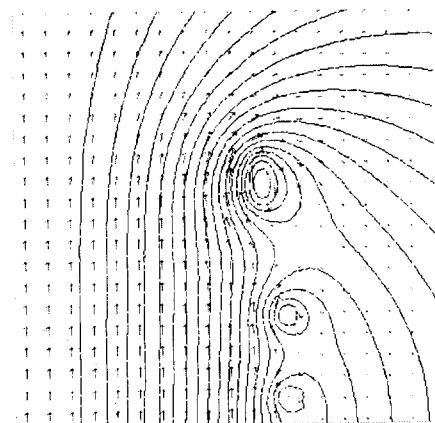


(a) Passively shielded MRI magnet



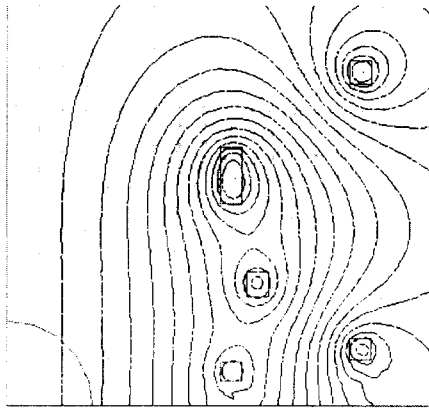
(b) Actively shielded MRI magnet

그림 14 MRI 초전도 자석의 형상과 자속선도  
Fig. 14 Shape of MRI superconducting magnet and magnetic flux

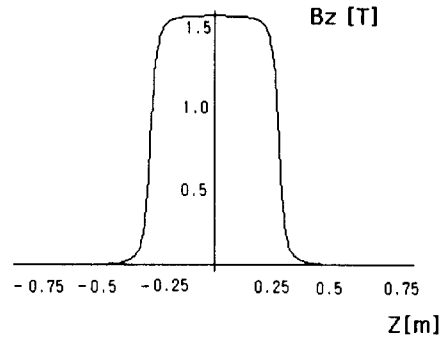


(a) Passive shield





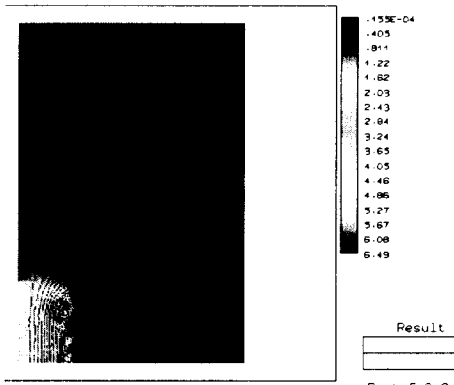
(b) Active shield



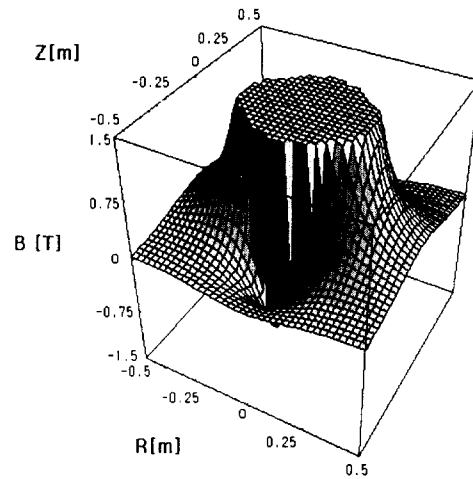
(a) Shielded Magnet Bz (2D)

그림 15 MRI 초전도 자속 밀도의 모양

Fig. 15 Shape of MRI superconducting magnetic flux density



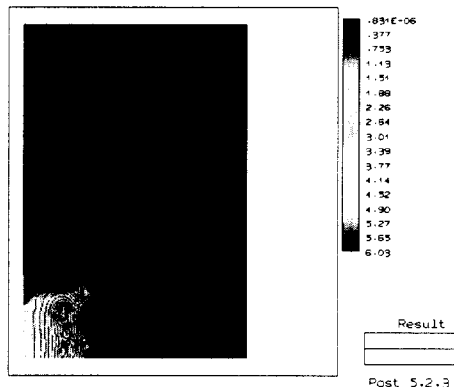
(a) Passive shield



(b) Shield Magnet B (3D)

그림 17 균일한 자속밀도 분포

Fig. 17 Homogeneous flux density distribution



(b) Active shield

그림 16 최적화된 MRI 초전도 자석과 자속밀도 분포

Fig. 16 Shape of optimized MRI superconducting magnet and magnetic flux density distribution

## 7. 결 론

본 연구에서는 강자계 발생시스템으로부터 필연적으로 발생되는 누설 자계 억제기술의 토대를 마련하기 위하여 마그네트의 형상과 배치를 중점적으로 연구하였다. 최적 설계방법을 구현하기 위해서는 수치 해석적인 방법의 일종인 가중최소 자승법을 적용하여 초기 형상 배치를 위해 설계방법을 개발하였다.

설계방법의 타당성을 검토하기 위해서는 수동차폐와 본 연구에서 최적 설계된 능동차폐에 대한 특성비교를 유한요소법을 적용하여 자속분포 등을 해석하였으며, 설계된 능동차폐의 균등자장 특성을 제시하였다.

이상의 결과로부터 강자장에 의한 차폐체의 포화현상에 대한 억제기법, 초전도체를 이용한 차폐기술 및 능동(Active) 차폐 기법 등 복합적 기술을 확보한다면 MRI의 누설자장 차폐뿐만 아니라, 초전도 변압기, 핵융합 장치 등의 강자장 발생장치의 자기차폐에 적용할 수 있을 것으로 생각된다.

감사의 글

본 연구는 1997년도 전력기술 기초연구(연구과제 97-024) 지원에 의하여 이루어진 연구로서, 관계부처에 감사 드립니다.

참고 문헌

[1] M.W.Garret , The Method of Zonal Harmonics in High Magnetic Field ,Willy, pp14-26 ,1961.  
 [2] D.B.Monthomery, Solenoid Magnet Design , Robert E. Krieger Pub. Co., 1980  
 [3] W.Conley, Computer Optimization Techniques, rev.ed. Princeton, NJ , Petrocelli , 1984.

[4] Alok Tripathi and T. S. Vedavathy, "Electromagnetic Shielding Using Superconductors", Applied Superconductivity, Vol.2, No.1,pp.1-5, 1994  
 [5] Hironori Matsuba, "Superconducting Magnetic Shield", Low Temperature Technology, Vol. 30, No.1, 1995.  
 [6] A. Ishiyama and H. Hirooka, Magnetic Shielding for MRI Superconducting Magnets , IEEE Trans. Magn., Vol.27, No.2, pp. 1692-1695, 1991.  
 [7] 戸田 博章, "磁氣 遮蔽", 一本 高壓カス工業株式會社 企劃室, 1990.  
 [8] 非線型 最適化 プログラシソグ, ASNOP 研究會, 日刊工業新聞社, 1991

저 자 소 개



이 광 호 (李 光 浩)

1971년 8월 26일 생. 1996년 동아대 전기 공학과 졸업. 1999년 동 대학원 전기공학과 졸업(석사). 1999년~현재 동 대학원 전기공학과 박사과정  
H·P : 011-9504-4730  
Tel : 051-200-6743, Fax : 051-200-7743  
E-mail : 1kh4730@thrunet.com



조 윤 현 (曹 允 鉉)

1961년 12월 25일 생. 1984년 한양대 전기 공학과 졸업. 1986년 동 대학원 전기공학과 졸업(석사). 1991년 동 대학원 전기 공학과 졸업(공학). 1986~1988년 삼성중 합기술원 선임연구원. 1990~1995년 한국 전기연구소 선임연구원. 1997년~현재 동아대 전기공학과 조교수  
H·P : 011-9504-4730  
Tel : 051-200-6743, Fax : 051-200-7743  
E-mail : yhcho@daunet.donga.ac.kr