Homogeneização de campo de um magneto resistivo com núcleo de ferro utilizando-se o método de *Shimming* passivo

Helka Fabbri Broggian Ozelo

Dissertação apresentada ao Instituto de Física de São Carlos, da Universidade de São Paulo, para a obtenção do título de Mestre em Ciências: Física Aplicada.

Orientador: Prof. Dr. Alberto Tannús

São Carlos - 2004

USP/IFSC/SBI

8-2-001582

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA INFORMAÇÃO

Ozelo, Helka Fabbri Broggian
´´Homogeneização de campo de um magneto resistivo com núcleo de ferro utilizando-se o método de *shimming* passivo´´
Helka Fabbri Broggian Ozelo - São Carlos, 2004

Dissertação (Mestrado) - Área de Física Da Universidade de São Paulo, 2004 - Páginas: 104

Orientador: Prof. Dr. Alberto Tannús

1. Homogeneização de campo

I. Homogeneização de campo de um magneto resistivo com núcleo de ferro utilizando-se o método de *shimming* passivo

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA
INFORMAÇÃO

UNIVERSIDADE
DE SÃO PAULO
Instituto de Física de São Carlos

Av. Trabalhador São-carlense, 400
Caixa Postal 369
13560-970 - São Carlos - SP - Brasil

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE HELKA FABBRI BROGGIAN OZELO APRESENTADA AO INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS, UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM 02-04-2004.

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Alberto Tannús (Orientador e Presidente) - IFSC/USP

Prof. Dr. Roberto José Maria Covolan – UNICAMP

Eduardo Ribeiro de Azevedo

Prof. Dr. Eduardo Ribeiro de Azevedo – IFSC/USP

À minha mãe Zuleika, que sempre apoiou-me em todos os momentos de minha vida.

IESC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA INFORMAÇÃO

Agradecimentos

Primeiramente, agradeço ao professor Alberto Tannús, meu orientador, pela confiança e respeito ao meu modo de trabalhar.

Ao professor Horácio Panepucci, pela paciência ao acompanhar meus primeiros passos na ressonância magnética.

Ao engenheiro Edson Vidoto, sempre presente durante todo o meu trabalho, tirando minhas dúvidas e colaborando para que eu não explodisse o laboratório.

Ao doutorando Carlos Garrido, por sua competência e seriedade e, sem o qual, esse trabalho não teria sido realizado.

Ao engenheiro Mateus Martins, pelas incansáveis horas que dedicou fazendo-me entender os códigos dos programas utilizados.

Aos técnicos: José Carlos Gazziro, João Gomes da Silva Filho, Odir Adolfo Canevarollo, Carlos Aparecido Pereira, Carlos Nazareth Gonçalves, pelos "pepinos" resolvidos.

Ao pessoal do laboratório: João, Fernando, Alessandro, Rogério e Bernd.

Aos meus amigos Lucian e Jason, entre outras coisas, pelas frutíferas discussões sobre RMN.

Às *Amigas*: Ju, Iara e Julita, que sempre "me botoram pra cima" nas horas de desânimo e estresse.

Aos amigos que fiz em São Carlos, os quais desejo conservar.

Agradeço especialmente às pessoas mais importantes de minha vida: pai, mãe, Kelly, Rogério e Érik, sempre presentes e apoiando-me em todos os momentos.

Finalmente, agradeço ao grande amor da minha vida: minha "cockinha" Nany, que sempre me recebeu abanando o rabinho e com muitos beijos.

Sumário

1 Fundamentos de Ressonância Magnética Nuclear **1**
1.1 Propriedades magnéticas dos núcleos 1
1.2 A magnetização resultante 4
1.3 O efeito da aplicação de um pulso de radiofreqüência sobre a magnetização 6
1.4 Processos de relaxação 8
1.4.1 Relaxação longitudinal 8
1.4.2 Relaxação transversal 9
1.5 Detecção do sinal de RMN *(FID)* 11

2 Teoria de Formação de Imagens **13**
2.1 Gradientes de campo magnético 13
2.1.1 Seleção de planos 14
2.1.2 Codificação espacial 15
2.2 Reconstrução de imagens 17
2.2.1 Espaço-k 17
2.3 Resolução espacial 19
2.4 Fundamentos de seqüências de pulsos 21
2.4.1 *Spin Echo* 22
2.4.2 *Gradient Echo* 23

3 Implicações da não-homogenidade de campo nas imagens **25**
3.1 Introdução 25
3.2 Distorção das imagens devido aos efeitos de campo 26
3.2.1 Distorção devido à componentes lineares de inomogeneidade de campo paralelas à direção de leitura 26
3.2.2 Distorção devido à componentes lineares de inomogeneidade de campo perpendiculares à direção de leitura 28
3.2.3 Distorção na seleção de fatias 30
3.3 Deslocamento do eco numa seqüência *Gradient Echo* 33

4 Projeto ToRM **36**
4.1 Histórico 36
4.2 Artro-ToRM 36
4.2.1 Descrição física do Artro-ToRM 37
4.2.2 Descrição matemática do campo magnético no entreferro 42
4.2.3 Cálculo dos coeficientes C_{nm} através da Transformada de Fourier . . 44
4.2.4 Cálculo computacional dos coeficientes C_{nm} 49

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA

5 Métodos de correção do campo do Artro-ToRM **51**
5.1 *Shimming* ativo 51
5.2 *Shimming* passivo 52
5.2.1 Efeito de peças ferromagnéticas inseridas na região de campo 53
5.2.2 Determinação do volume das peças 56
5.2.3 Correção dos harmônicos zonais com anéis ferromagnéticos 56
5.3 Métodos computacionais utilizados na correção passiva 60
5.3.1 Cálculo de dipolos magnéticos em linguagem C 60
5.3.2 Cálculo de dipolos magnéticos através do algorítmo evolução diferencial 62

6 Experimental **64**
6.1 Caracterização do campo original 65
6.2 Caracterização e critério de escolha das peças ferromagnéticas 68
6.3 Caracterização do campo corrigido e discussão dos resultados 73

7 Conclusões **79**

A Transformada de Fourier **81**
A.1 Teorema da Convolução 82

B Solução da Equação de Laplace em coordenadas esféricas **84**

C Ferromagnetismo **88**
C.1 Introdução 88
C.2 Materiais ferromagnéticos 88
C.3 Domínios magnéticos 89

Referências Bibliográficas **92**

Resumo

Este trabalho consistiu na implementação de um método de homogeneização de campo, denominado *shimming passivo.* Esse método é caracterizado pela inserção de pequenas peças ferromagnéticas no interior do magneto; a interação destas peças com o campo magnético principal produz campos locais capazes de corrigir inomogeneidades indesejadas, quando várias peças são estrategicamente combinadas.

Embora esse método já tenha sido bem discutido, implementado e publicado por D.I.Hoult na década de 80, ele ainda não havia sido desenvolvido para um magneto resistivo com núcleo de ferro e peças polares, como é o caso do Artro-ToRM.

Nosso objetivo era, através do Artro-ToRM, encontrar uma metodologia de modelagem e correção de campo que fosse útil para magnetos com a mesma geometria.

Foram utilizados métodos computacionais de ajuste numérico que, a partir de mapas originais de campo, foram capazes de encontrar configurações de peças magnéticas que pudessem reduzir as inomogeneidades presentes.

Um dos maiores desafios do trabalho, foi encontrarmos elementos passivos com comportamento previsível quando submetidos ao campo magnético principal, já que os programas de otimização presupunham que trabalhávamos com dipolos magnéticos, para efeitos de simplificação.

Finalmente, considerando uma região cilíndrica com raio de 5 cm e comprimento de 10 cm, mostramos uma melhora de 390 ppm para 250 ppm na homogeneidade, após a correção passiva.

Abstract

This work presents the implementation of a method for field correction, called *passive shimming*. The method is characterized by the insertion of small iron pieces in magnet bore; the interaction of these pieces with the main magnetic field produces local fields capable of correcting undesired inhomogenity, when some parts are strategically combined.

Although this method has been already proposed by D.I.Hoult in the eighties, it still has not been developed for resistive magnets with polar pieces, such as the Artro-ToRM.

Our objective were to find a method for field modeling and correction that could be useful for magnets with similar geometry.

Computational methods of numerical adjustment were used from the original field maps, it was possible to find the optimal the configurations of magnetic parts for reducing the field inhomogenity.

One of the biggest challenges of the work, was to find passive elements with previsible behavior when submitted to magnetic field main, since the optimization programs preassumed that we worked with magnetic dipoles, for the purpose of simplification.

Finally, considering a cilindrical region, we show an improvement of 390 ppm to 250 ppm in the homogenity, after the passive correction.

Lista de Figuras

1.1 Núcleos atômicos girando rapidamente e apresentando momento magnético podem ser vistos como pequenas barras magnéticas. 2
1.2 Precessão de um núcleo atômico em torno de um campo magnético aplicado. 3
1.3 O excesso de *spins* paralelos ao campo principal cria uma magnetização resultante. . . 6
1.4 Precessão da magnetização sob a influência de um campo magnético estacionário $\vec{B}_0$ e de um campo oscilante $\vec{B}_1(t)$ durante um pulso de $\pi/2$ (a) no sistema do laboratório e (b) no sistema girante. 7
1.5 Comportamento da magnetização longitudinal durante a relaxação. 9
1.6 Processo de relaxação T_2. Os *spins* individuais começam a precessionar *fora de fase* reduzindo a amplitude de M_T. 10
1.7 Comportamento da magnetização transversal durante a relaxação. 11
1.8 Medida de um sinal temporal (FID). 12

2.1 Gradiente de seleção aplicado em uma amostra. 15
2.2 Gradiente de leitura aplicado à fatia selecionada. 16
2.3 Codificação de fase feita através do gradiente G_y. 17
2.4 Conjunto de dados no espaço-k. 19
2.5 Diagrama de tempos para a seqüência *spin echo*. 22
2.6 Diagrama de tempos para a seqüência *gradient echo*. 23

3.1 Distorção no tamanho do objeto, causado por $G_x^{'}$, na reconstrução da imagem. 29
3.2 Distorções causadas nos *voxels* e no espaço-k, devido a $G_y^{'}$. 30
3.3 Distorção dos *voxels* devido a componente de inomogeneidade $G_z^{'}$. 31
3.4 Fatia selecionada por G_z/pulso RF. 31
3.5 Fatia excitada (a) apenas na presença do gradiente de seleção G_z e (b) com uma componente adicional de inomogeneidade, $G_z^{'}$. 32
3.6 seqüência *Gradient Echo* unidimensional. 34
3.7 (a) Magnitude e (b) fase de imagem adquirida pela seqüência *gradient echo* com T_E curto (da ordem de 5 ms); (c) magnitude e (d) fase da mesma imagem adquirida com T_E longo (da ordem de 15 ms), graças ao deslocamento do eco devido a inomogeneidade de campo [4]. 35

4.1 Esquema simplificada da estrutura do Artro-ToRM. 37
4.2 Bobina de corrente envolvida pela serpentina de cobre. 38
4.3 Conjunto de bobinas gradientes enroladas sobre uma placa de PVC. 39
4.4 Fotos do Artro-ToRM; superior esquerda: processo de montagem do núcleo de ferro; superior direita: magneto já com bobinas de corrente e de gradientes; inferior esquerda: eletroímã dentro de blindagem de cobre para evitar interferências; inferior direita: montagem completa incluíndo bobina de RF. 39
4.5 Diagrama esquemático de um eletroímã com entreferro. 40

4.6 Conjunto de pontos que definem o círculo onde são feitas as medidas de campo para a determinação dos harmônicos tesserais. 45
4.7 Conjunto de pontos a ser medidos com dois raios diferentes no plano z=0. 46
4.8 Tomada de dados em dois planos transversais. 48

5.1 (a) Gráfico do *shim* de primeira ordem ($n = 1$) ao longo do eixo z. O conjunto de bobinas necessário para criar este campo é idêntico ao conjunto de bobinas dos gradientes; (b) gráfico do *shim* de segunda ordem ($n = 2$) na direção z^2; (c) conjunto de bobinas necessário para produzir um campo de segunda ordem; (d) gráfico do *shim* de segunda ordem nas direções zy ou zx; (e) bobinas que produzem gradientes do tipo zy ou zx; (f) gáfico do *shim* de segunda ordem nas direções xy ou $x^2 - y^2$; (g) bobinas que produzem gradientes do tipo xy ou $x^2 - y^2$. 52
5.2 Efeito de uma peça ferromagnética, colocada num campo magnético estático, sobre um ponto P. 53
5.3 Efeito de um anel ferromagnético, colocado num campo magnético estático, sobre um ponto P. 57
5.4 Razão entre os anéis ferromagnéticos usados na correção dos harmônicos zonais ímpares. 59
5.5 Posições de colocação das peças magnéticas e região de interesse. 60
5.6 Distribuição de peças sobre as calotas polares em $z = -10cm$ (*à esquerda*) e em $z = +10cm$ (*à direita*). 62
5.7 Comparação entre os campos anterior e posterior à correção estocástica, feita pelo programa, em cada plano considerado; linha azul: campo experimental; linha vermelha: campo calculado após a correção. 63
5.8 Volumes e distribuição polar das peças ferromagnéticas. 63

6.1 Volume esférico circunscrito pela superfície cilíndrica, sobre a qual foram realizadas as medidas de campo. 65
6.2 Sonda de RMN acoplada ao Artro-ToRM. 65
6.3 (a) Região cilíndrica dividida em 11 planos; (b) plano dividido de forma polar. 66
6.4 Representação de peça magnética fixada em uma das peças polares. 69
6.5 Peças caracterizadas: (1)esfera com diâmetro de 5 mm; (2)paralelepípedo com dimensões 20x10x1.5 mm; (3)paralelepípedo com dimensões 25x15x5,5 mm; (4)moeda com diâmetro de 28 mm e espessura de 5 mm. 71
6.6 Comportamento das peças ferromagnéticas. 71
6.7 Variação de campo da peça 1. 72
6.8 Melhor distribuição de peças conseguidas pelo *Passivos*. 73
6.9 Configuração de peças que garantiu melhor correção. 74
6.10 Planos do cilíndro antes e após a correção. 77
6.11 Comportamento dos eixos x, y e z antes e após a correção passiva. 78

C.1 Rede cristalina sob um campo magnetizante. 89
C.2 Domínios magnéticos. 90
C.3 Curva típica de histerese magnética. 91

Lista de Tabelas

1.1 Relação entre número atômico, número de massa e número quântico de *spin*. 1
1.2 Concentração em tecidos biológicos e sensibilidade relativa de isótopos com *spin* não-nulo. 4
1.3 Alguns valores de T_1 e T_2 para tecidos humanos, medidos num campo de 0.5 Tesla. . . 11

4.1 Alguns Polinômios Associados de Legendre. 43
4.2 Algumas Funções Associadas de Legendre. 43

5.1 Harmônicos pares gerados. 58
5.2 Harmônicos ímpares gerados. 59

6.1 Coeficientes da expansão de campo $C_{nm}(Hz/cm^n)$ calculados pelo *Harmo*. 67
6.2 Influência dos coeficientes $C_{nm}(Hz)$ na região de interesse. 67
6.3 Análise de Fourier do campo magnético para $z = 0$ e $r = 5cm$. 68
6.4 Alguns harmônicos C_{nm} e suas dependências cartesianas. 68
6.5 Caracterização das peças ferromagnéticas. 70
6.6 Coeficientes da expansão de campo $C_{nm}(Hz/cm^n)$ após a correção passiva. 75
6.7 Influência dos coeficientes $C_{nm}(Hz)$, após a correção. 75
6.8 Análise de Fourier do campo magnético para $z = 0$ e $r = 5cm$, após a correção passiva. . 76

C.1 Alguns elementos ferromagnéticos. 89

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA
INFORMAÇÃO

Capítulo 1

Fundamentos de Ressonância Magnética Nuclear

1.1 Propriedades magnéticas dos núcleos

O centro de todos os átomos é o núcleo, formado por um conjunto de partículas neutras (nêutrons) ou positivamente carregadas (prótons) que contribuem para a massa da matéria. Certos núcleos atômicos possuem um momento angular total [1]. De fato, todos os núcleos que apresentam massa atômica (A) ou número atômico (Z) ímpar, possuem momento angular, e têm um número quântico de *spin* (I) maior que zero, como apresentado na tabela a seguir [2].

A	Z	I
ímpar	par ou ímpar	meio inteiro
par	ímpar	inteiro
par	par	zero

Tabela 1.1: Relação entre número atômico, número de massa e número quântico de *spin*.

A característica de rotação *(spin)* do núcleo, uma partícula carregada, induz ao surgimento de um campo magnético alinhado ao longo de seu eixo de rotação e com magnitude e direção representados pelo momento magnético $\vec{\mu}$, que é dado pela equação:

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{\mathbb{I}} \hbar, \tag{1.1}$$

na qual $\vec{\mathbb{I}}$ é o operador *spin* nuclear, $\hbar$ é a constante de Planck dividida por 2π e γ é o *fator giromagnético*, particular para cada núcleo.

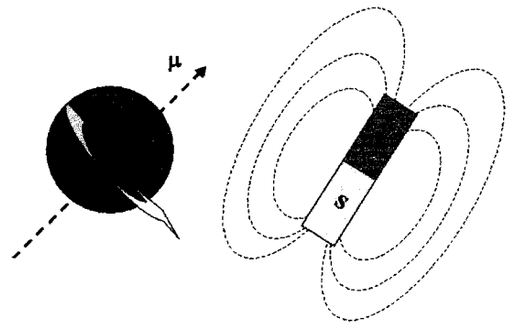


Figura 1.1: Núcleos atômicos girando rapidamente e apresentando momento magnético podem ser vistos como pequenas barras magnéticas.

Normalmente, os momentos magnéticos de um conjunto de núcleos estarão aleatoriamente orientados.

Quando um campo magnético estático $\vec{B_0}$ é aplicado, estes dipolos magnéticos tendem a assumir orientações bem definidas, paralela ou antiparalela ao campo aplicado. Estas orientações correspondem aos níveis de energia Zeemann, sendo o número de energias possíveis definido pelo número quântico de *spin* (I) [1].

Embora esse seja um fenômeno puramente quântico, daqui em diante adotaremos o tratamento clássico, cujo modelo representa uma maneira mais intuitiva para a compreensão do sistema.

Porém, o alinhamento do momento magnético com o campo aplicado ($\vec{B_0}$) não é perfeito. Classicamente, na presença de $\vec{B_0}$, os *spin* experimentam um torque $\vec{\tau}$, o qual os induz a efetuar um movimento de precessão em torno do eixo do campo aplicado:

$$\vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{B_0}. \tag{1.2}$$

Esse torque, representa a taxa de variação do momento angular $\vec{L}$ do núcleo e é dado por:

$$\vec{\tau} = \frac{d\vec{L}}{dt}. \tag{1.3}$$

Combinando as equações (1.1), (1.2) e (1.3) e, sabendo que na Mecânica Quântica $\vec{L} = \hbar\vec{\mathbb{I}}$, obtemos a equação de movimento de $\vec{\mu}$ em torno de $\vec{B_0}$:

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = \gamma\vec{\mu} \times \vec{B_0}. \tag{1.4}$$

Esse movimento de rotação, na forma de um cone, é denominado *precessão de Larmor.*

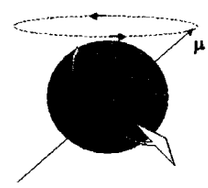


Figura 1.2: Precessão de um núcleo atômico em torno de um campo magnético aplicado.

A freqüência de precessão depende das características físicas do isótopo envolvido e da intensidade do campo magnético aplicado. Esta relação é expressa na forma:

$$\omega_0 = \gamma B_0, \tag{1.5}$$

na qual ω_0 é a *freqüência de precessão de Larmor.* Por exemplo, para o H^1, cujo γ é igual a 4,257595 $KHz/Gauss$, a frequência de Larmor é igual a 4,257595 MHz, num campo de 1000 Gauss.

1.2 A magnetização resultante

Apesar de qualquer isótopo que apresenta *spin* nuclear diferente de zero poder ser usado na geração de imagens por Ressonância Magnética (*MRI- Magnetic Resonance Imaging*), a utilização particular de cada um depende de vários fatores, incluíndo:

- abundância natural;
- sensibilidade, ou seja, a capacidade de emitir sinais de RM com maior ou menor intensidade.

Uma vez que possuímos interesse direto no estudo de imagens médicas, o tratamento a seguir será feito para núcleos presentes em tecidos biológicos. No entanto, a descrição é análoga para núcleos em outros materiais.

A tabela 1.2 apresenta uma lista dos isótopos mais comuns encontrados em tecidos biológicos, na ordem de sua abundância natural [4].

isótopos com spin não-nulo	**conc. molar (MOL/L)**	**sensibilidade relativa ***
H^1	99,0	1,0
P^{31}	0,35	0,066
C^{13}	0,1	0,016
Na^{23}	0,078	0,093
K^{39}	0,045	0,0005
O^{17}	0,031	0,029
H^2	0,015	0,096
F^{19}	0,0066	0,830

* a sensibilidade é geralmente apresentada relativamente à sensibilidade do H^1.

Tabela 1.2: Concentração em tecidos biológicos e sensibilidade relativa de isótopos com *spin* não-nulo.

Desde que o H^1 (próton) é o núcleo atômico mais utilizado em imagens por Ressonância Magnética, devido à sua alta abundância natural e sensibilidade, todas as considerações feitas neste trabalho referem-se a este núcleo. Porém, nem todas as partes do corpo humano com abundância de H^1 são passíveis de se obter imagens. Como exemplo, podemos

USP-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA UNIVERSITÁRIA

citar os ossos, nos quais o hidrogênio está ligado a sítios fixos, dificultando a obtenção de imagens. Por isso, ao falarmos de tecidos biológicos, estaremos sempre referindo-nos às partes moles do corpo humano.

Na seção anterior, foram feitas discussões individuais das propriedades físicas dos núcleos. No entanto, o corpo é composto de um vasto número de núcleos. Considerando um elemento de volume *(voxel)* de um tecido biológico, é possível definir uma magnetização macroscópica resultante, o qual corresponde a um simples vetor soma dos momentos magnéticos individuais:

$$\vec{M} = \sum_{i=0}^{N} \vec{\mu_i}. \tag{1.6}$$

Na ausência de um campo magnético externo aplicado, os momentos magnéticos individuais estão aleatoriamente orientados devido aos movimentos produzidos pela energia térmica, resultando em uma magnetização macroscópica nula.

Porém, vimos que quando um campo magnético externo é aplicado sobre um conjunto de prótons, os *spins* tendem a se alinhar com o campo magnético.

No caso do H^1, duas orientações possíveis são definidas pela Mecânica Quântica [1]: paralela ao campo magnético (estado α) ou antiparalela a ele (estado β).

As populações dos dois diferentes estados energéticos α e β, no equilíbrio térmico, são dadas pela distribuição de Boltzmann [5]:

$$\frac{N_\alpha}{N_\beta} = e^{\frac{-\Delta\epsilon}{kT}}, \tag{1.7}$$

onde $\Delta\epsilon = 2\mu B_0$ é a diferença em energia entre os níveis α e β, k é a constante de Boltzmann e T é a temperatura. Sabendo que a diferença de energia entre estas orientações é relativamente pequena quando comparada com a energia térmica à temperatura ambiente, a probabilidade de o *spin* ocupar qualquer orientação é praticamente idêntica

[5].

No entanto, existe um ligeiro favorecimento para a orientação de menor energia, paralela ao campo. Este pequeno desequilíbrio de probabilidade resulta em uma magnetização longitudinal resultante M_L orientada paralelamente ao campo aplicado.

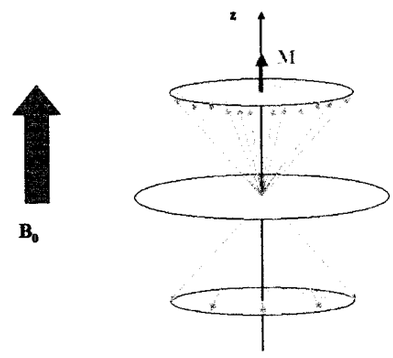


Figura 1.3: O excesso de *spins* paralelos ao campo principal cria uma magnetização resultante.

O vetor magnetização $\vec{M}$, apresenta componente transversal $\vec{M}_T$ nula, devido ao fato de que os núcleos individuais ainda estão aleatoriamente orientados relativamente à fase de seus movimentos de precessão [6].

1.3 O efeito da aplicação de um pulso de radiofreqüência sobre a magnetização

Se um sistema tem uma ressonância natural, ou uma freqüência de oscilação, a energia pode ser mais eficientemente transferida para o mesmo nesta freqüência. Portanto, se aplicarmos um pulso de radiofreqüência (RF), $\vec{B}_1$, com frequência ω_1 igual a freqüência de Larmor e que seja perpendicular a $\vec{B}_0$ [34], os *spins* absorverão energia do pulso passando para um estado de excitação.

Essa perturbação, provoca um deslocamento, dependente do tempo, da magnetização resultante a partir de sua condição de equilíbrio.

Se adotarmos um campo de RF circularmente polarizado [34] no plano xy e na direção correta de polarização com respeito a $\vec{B_0}$, podemos descrever o deslocamento da magnetização resultante utilizando um referencial girante de coordenadas, simplificando a visualização de movimentos que seriam complexos no referencial do laboratório.

Sobre o referencial girante, o efeito da aplicação de $\vec{B_1}$ é visto como uma precessão da magnetização em torno deste campo, girando a partir da direção vertical z no sentido do plano xy. Esse movimento é denominado *nutação*.

Esse pulso pode ter duração suficiente para fazer com que a magnetização resultante seja invertida (pulso π) ou para fazer com que ela seja totalmente levada ao plano transversal (pulso $\pi/2$), como mostra a figura 1.4.

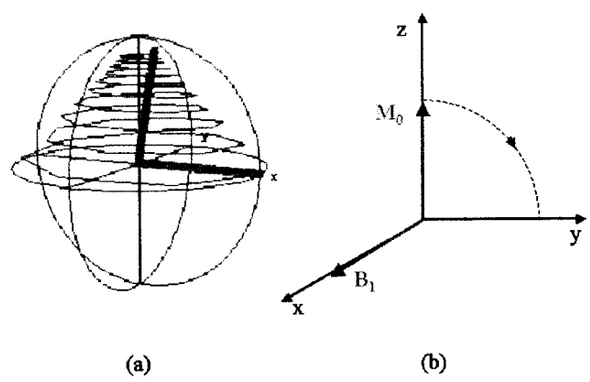


Figura 1.4: Precessão da magnetização sob a influência de um campo magnético estacionário $\vec{B_0}$ e de um campo oscilante $\vec{B_1}(t)$ durante um pulso de $\pi/2$ (a) no sistema do laboratório e (b) no sistema girante.

Imediatamente após o término do pulso $\pi/2$, a magnetização resultante continua efetuando um movimento de precessão em torno do campo magnético estático, obedecendo a equação de Bloch [8]:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma\vec{M} \times \vec{B_0} - \frac{\vec{M}}{T_2} - \frac{(\vec{M_L} - \vec{M_0})}{T_1}, \tag{1.8}$$

T_1 e T_2 são os tempos de relaxação longitudinal e transversal, respectivamente e serão abordados na próxima seção.

1.4 Processos de relaxação

Após a excitação, os núcleos retornam ao equilíbrio, perdendo energia pela emissão de radiação eletromagnética e pela transferência de energia para a rede ou entre eles. Este processo é denominado *relaxação*.

Após o processo de relaxação, as componentes longitudinal e transversal da magnetização resultante, retornam a seus valores de equilíbrio. Isso significa que a precessão dos *spins* deixa de ser coerente e volta a ser aleatória, ou seja, $\vec{M}_T$ desaparece e a magnetização resultante ao longo da direção de $\vec{B}_0$ retorna ao seu valor original $\vec{M}_0$, a qual é proporcional à densidade de *spins*.

Embora as componentes transversal e longitudinal da magnetização tenha certa dependência, sabemos que a magnetização transversal pode desaparecer antes da magnetização longitudinal ter retornado ao seu valor original.

1.4.1 Relaxação longitudinal

A rede molecular, na qual os núcleos residem, proporciona ampla oportunidade para a troca de energia entre os núcleos excitados e a rede. Conseqüentemente, o vetor magnetização resultante retorna à sua magnitude original exponencialmente, refletindo a probabilidade estatística das vibrações moleculares no interior da rede [34]. Esse processo, denominado *relaxação spin-rede*, é caracterizado por um valor T_1, o *tempo de relaxação longitudinal*.

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA INFORMAÇÃO

Escrevendo a componente longitudinal da equação (1.9), temos:

$$\frac{dM_z}{dt} = \gamma[\vec{M} \times \vec{B_0}]_z + \frac{(\vec{M_0} - \vec{M_z})}{T_1}. \tag{1.9}$$

A solução dessa equação diferencial, mostra o retorno da magnetização resultante ao seu valor original:

$$M_L = M_z = M_0(1 - e^{\frac{-t}{T_1}}). \tag{1.10}$$

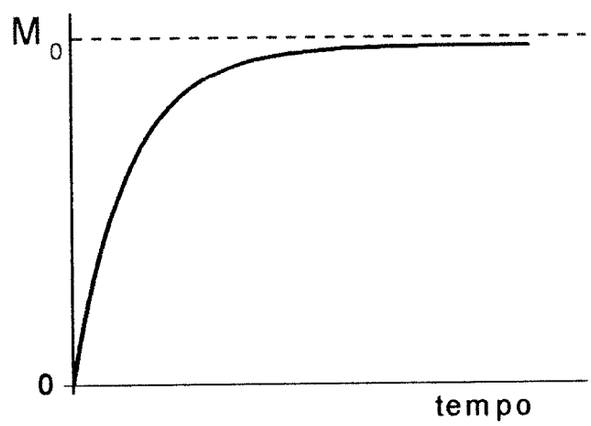


Figura 1.5: Comportamento da magnetização longitudinal durante a relaxação.

1.4.2 Relaxação transversal

A relaxação transversal ocorre devido às flutuações locais de campo causadas pela interação entre prótons. Este processo é denominado *interação spin-spin* e é medido através de T_2, o *tempo de relaxação transversal.*

Imediatamente após a excitação, os *spins* executam coerentemente o movimento de precessão (em fase), criando uma componente de magnetização transversal. No entanto, as interações existentes entre os *spins* individuais, criam campos locais aleatórios [9][10][34], os quais, por sua vez, causam flutuações na freqüência de precessão dos núcleos individuais.

Como resultado, ocorre uma defasagem gradual e aleatória destes *spins*, causando uma diminuição na magnitude da componente transversal $\vec{M}_T$.

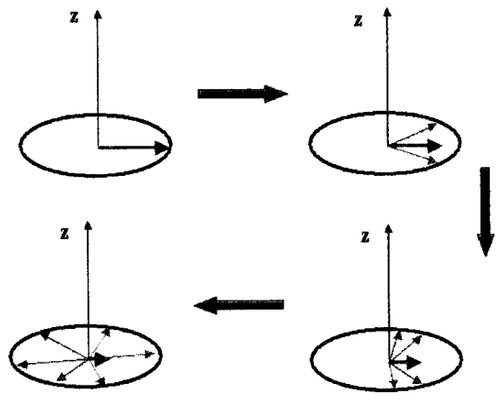


Figura 1.6: Processo de relaxação T_2. Os *spins* individuais começam a precessionar *fora de fase* reduzindo a amplitude de M_T.

Separando a equação (1.9) nas componentes x e y, temos:

$$\begin{cases} \frac{dM_x}{dt} = \gamma[\vec{M} \times \vec{B}_0]_x - \frac{M_x}{T_2}, \\ \frac{dM_y}{dt} = \gamma[\vec{M} \times \vec{B}_0]_y - \frac{M_y}{T_2} \end{cases} \tag{1.11}$$

O módulo da combinação das soluções destas duas equações diferenciais, mostra a evolução da magnetização transversal:

$$M_T = M_{xy} = M_0 e^{\frac{-t}{T_2}}. \tag{1.12}$$

Na tabela 1.3, estão mostrados alguns valores típicos de T_1 e T_2 em alguns tecidos biológicos [11].

Porém, se o único processo de defasagem fosse proveniente das interações *spin-spin*, o tempo de relaxação T_2 seria facilmente determinado. No entanto, a coerência dos *spins* também é afetada pela inomogeneidade do campo principal [12]. Neste caso, o

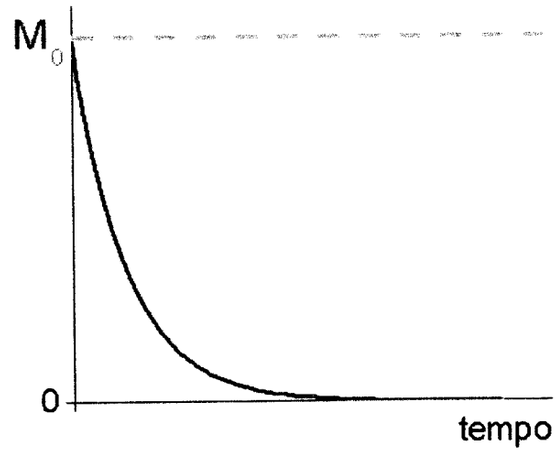


Figura 1.7: Comportamento da magnetização transversal durante a relaxação.

tecido	T_1 (ms)	T_2 (ms)
músculo esquelético	600	47
fígado	323	43
rim	449	58
baço	554	62
gordura	215	84
substância cinzenta	656	101
substância branca	539	92
fluido cerebro-espinhal	>4000	>2000
pulmão	600	79

Tabela 1.3: Alguns valores de T_1 e T_2 para tecidos humanos, medidos num campo de 0.5 Tesla.

decaimento exponencial do sinal é resultado da combinação da relaxação T_2 com o termo de relaxação devido à inomogeneidade de campo e é designado por T_2^* - *o tempo de relaxação transversal efetiva.*

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} + \frac{1}{T_2^{inom}} \tag{1.13}$$

1.5 Detecção do sinal de RMN *(FID)*

Na seção anterior, foi discutida a criação de uma magnetização no plano transversal, devido a aplicação de um pulso curto de RF.

Vimos que logo após a excitação, a magnetização percorre o plano transversal com a freqüência de Larmor, até que a mesma seja amortecida pelos processos de relaxação. Esta oscilação no plano xy, produz um sinal mensurável, que varia no tempo e que contém informações sobre o sistema de *spins*. Esse sinal, proveniente de toda a amostra, é conhecido como *FID*(*Free Induction Decay*) e tem a forma [13]:

$$S(t) = S_0 e^{i\omega_0 t} e^{\frac{-t}{T_2^*}}. \tag{1.14}$$

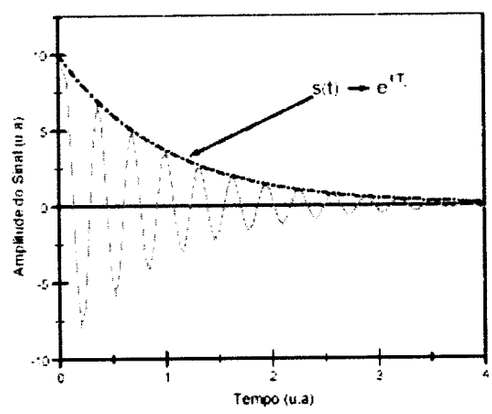


Figura 1.8: Medida de um sinal temporal (FID).

A subseqüente Transformada de Fourier *[Apêndice A]* do *FID*, produz o espectro de freqüências, no qual o procedimento de obtenção de imagens por RM é baseado [6].

USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO

Capítulo 2

Teoria de Formação de Imagens

No capítulo anterior, vimos como extrair informações físicas de um conjunto de núcleos através da ressonância magnética. Contudo, todos os núcleos de uma amostra, no nível macroscópico, ressoam à mesma freqüência, não sendo possível distingüir essas informações sobre a distribuição espacial dos *spins*.

Para gerar a imagem, é necessário codificar os sinais emitidos, para que seus componentes possam ser relacionados com a posição espacial dos núcleos que contribuíram para a sua geração. Este processo pode ser dividido em duas operações fundamentais:

- seleção de um plano (ou volume);
- codificação espacial do sinal proveniente do plano (ou volume) selecionado.

Ambas são conseguidas por meio da aplicação de gradientes de campo magnético, alterando a freqüência de ressonância em função da posição.

2.1 Gradientes de campo magnético

É possível superpor ao campo estático principal $\vec{B_0}$, um campo magnético fraco que varie linearmente com a posição para criar um gradiente de campo magnético.

Este gradiente pode ser aplicado em diferentes direções, fazendo com que a componente

z do campo magnético estático tenha um valor distinto para cada ponto do espaço.

$$\begin{cases} G_x = \frac{\partial B_z(\vec{r})}{\partial x} \\ G_y = \frac{\partial B_z(\vec{r})}{\partial y} \\ G_z = \frac{\partial B_z(\vec{r})}{\partial z} \end{cases} \tag{2.1}$$

Assim, o campo magnético num ponto da amostra, pode ser escrito como:

$$B(\vec{r}) = B_0 + \vec{G} \cdot \vec{r}. \tag{2.2}$$

Conseqüentemente, a freqüência em cada ponto é dada por:

$$\omega(\vec{r}) = \gamma(B_0 + \vec{G} \cdot \vec{r}). \tag{2.3}$$

2.1.1 Seleção de planos

Para distinguir um ponto específico da amostra, são aplicados três gradientes de campo (equações 2.1). Cada um deles terá a função de alterar a freqüência de precessão em cada uma das direções $\vec{x}$, $\vec{y}$ e $\vec{z}$.

Analisemos então o caso de uma imagem axial. Nesse caso, o gradiente z, conhecido como *gradiente de seleção*, varia o valor do campo B_z, e conseqüentemente, as freqüências de precessão dos *spins* ao longo do eixo z.

Na figura 2.1, a fatia colorida contém núcleos cujas freqüências de precessão são as mesmas, ω_0.

Se aplicarmos um pulso de RF $\pi/2$ seletivo às freqüências de precessão ω_0, apenas os *spins* com essa freqüência serão excitados, produzindo sinal. Porém, o pulso de RF não pode ser infinitamente longo no domínio do tempo, possuíndo uma determinada largura

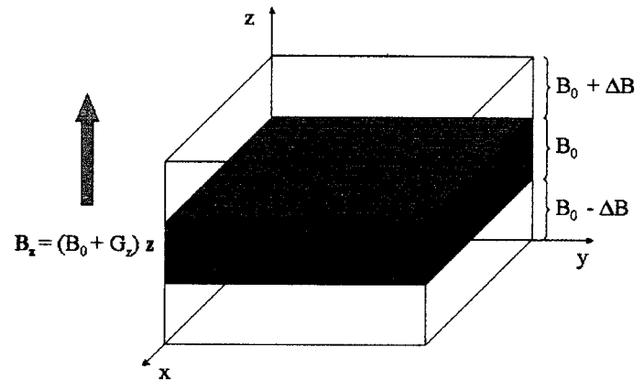


Figura 2.1: Gradiente de seleção aplicado em uma amostra.

$\Delta\omega$ no espaço de freqüências ou uma *banda de espectral*, centrada em ω_0. Essa banda, determina a espessura da fatia selecionada [7]:

$$\Delta z = \frac{\Delta\omega}{\gamma G_z}. \tag{2.4}$$

Porém, ao realizarmos um exame clínico, desejamos obter imagens de vários fatias do tecido analisado. Para isso, alteramos a posição do plano selecionado.

Através da equação (2.4), vemos que essa alteração pode ser feita pela variação da freqüência do pulso de RF ou pela descentralização do gradiente de seleção. Pode-se ainda variar a freqüência central ω_0 mudando-se o valor do campo principal $\vec{B_0}$.

Porém, por razões práticas de instrumentação, a posição do plano selecionado é sempre alterado com a variação da freqüência do pulso de RF.

2.1.2 Codificação espacial

O gradiente de seleção e o pulso de RF definen o plano tomográfico. Precisamos agora definir como o plano será resolvido espacialmente para gerar uma imagem.

Se um segundo gradiente de campo magnético, G_x, é aplicado ortogonalmente ao gradiente de seleção de planos durante a recepção do sinal, a freqüência do sinal emitido pode ser relacionada à posição ao longo do eixo x. O gradiente G_x é denominado *gradiente de codificação espacial de freqüências* ou *gradiente de leitura.*

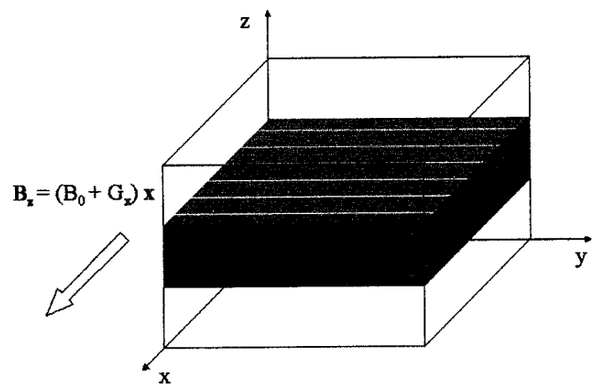


Figura 2.2: Gradiente de leitura aplicado à fatia selecionada.

Se introduzirmos ainda um terceiro gradiente de campo - o *gradiente de codificação de fase* G_y, que é aplicado antes e ortogonalmente a G_x, podemos completar a codificação espacial dos núcleos.

Depois da aplicação do gradiente de seleção, que é feita junto com o pulso de RF, todos os núcleos no plano selecionado iniciam o movimento de precessão em fase com a mesma freqüência. Se um gradiente de codificação de fase G_y é subseqüentemente aplicado, os núcleos terão suas freqüência de precessão, e portanto sua razão de precessão, alterados de acordo com sua posição ao longo do eixo y.

Quando o gradiente G_y é desligado, núcleos em pontos ao longo do eixo y, voltam a precessionar com a mesma freqüência, mas com fases distintas. Este comportamento é denominado *memória de fase* [4].

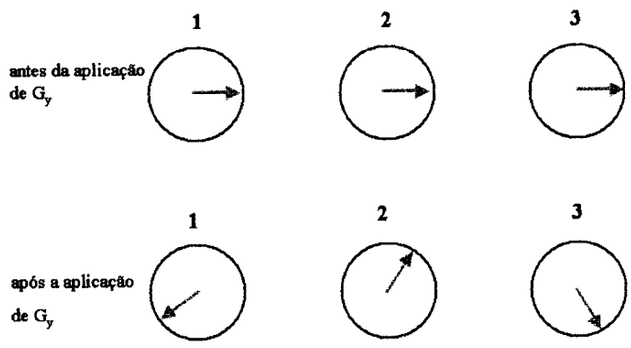


Figura 2.3: Codificação de fase feita através do gradiente G_y.

2.2 Reconstrução de imagens

Os sinais de RMN contêm informações sobre a distribuição espacial da magnetização de uma amostra, que por sua vez, reflete a densidade de *spins* e os tempos de relaxação T_1 e T_2. O processo de decodificação dos sinais consiste na Transformada de Fourier Bidimensional (2DFT - *Two Dimensional Fourier Transform*) [6] dos dados obtidos. Através do estudo dos componentes de freqüência que formam o sinal emitido, o método 2DFT busca diferenças entre os padrões de freqüência e fase destes sinais, que provêm de diferentes porções da amostra.

2.2.1 Espaço-k

Uma forma ilustrativa de representação dos gradientes é através do espaço recíproco, chamado *espaço-k*. Esta representação nos permite obter informações sobre resolução espacial.

Como vimos anteriormente, o *FID* é obtido pela excitação dos *spins* da amostra, através de um pulso de RF. O sinal adquirido, logo após o pulso $\pi/2$, depende da mag-

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA INFORMAÇÃO

netização do objeto. Para um *voxel*, a variação da magnetização pode ser escrita como:

$$dm = M_0 e^{i\omega t} e^{\frac{-t}{T_2^*}} dx. \tag{2.5}$$

Sabemos que a freqüência é codificada pela aplicação de gradientes de campo cuja forma, em uma dimensão, é:

$$B(x) = B_0 + G_x x, \tag{2.6}$$

conseqüentemente,

$$\omega(x) = \gamma(B_0 + G_x x). \tag{2.7}$$

Como resultado, o sinal medido é dado por [6]:

$$S(t) \propto \int M_0 e^{i\gamma(B_0 + G_x x)t} e^{\frac{-t}{T_2^*}} dx, \tag{2.8}$$

ou simplificadamente:

$$S(t) \propto \int M_0 e^{(i\gamma G_x x)t} e^{\frac{-t}{T_2^*}} dx. \tag{2.9}$$

O vetor do espaço recíproco é definido como:

$$k(t) = \gamma G_x t. \tag{2.10}$$

Substituíndo (2.10) em (2.9), temos:

$$S[k(t)] \propto e^{\frac{-k(t)}{\gamma G_x T_2^*}} \int M_0(x) e^{ik(t)x} dx. \tag{2.11}$$

Generalizando a expressão para duas dimensões, obtemos:

$$S[k_x(t), k_y(t)] \propto e^{\frac{-k(t)}{\gamma G_x T_2^*}} \int M_0(x) e^{i(k_x x + k_y y)} dx dy. \tag{2.12}$$

A substituição de $k_x(t) = \gamma G_x t$ e $k_y(t) = \gamma G_y t$, possibilita expressar o sinal de RMN em termos das freqüências espaciais, constituíndo o espaço-k.

Cada seqüência de aplicação de gradientes, específica para uma determinada técnica, resulta em diferentes trajetórias no espaço-k, sendo que cada ponto do espaço-k contém o sinal emitido por toda a amostra.

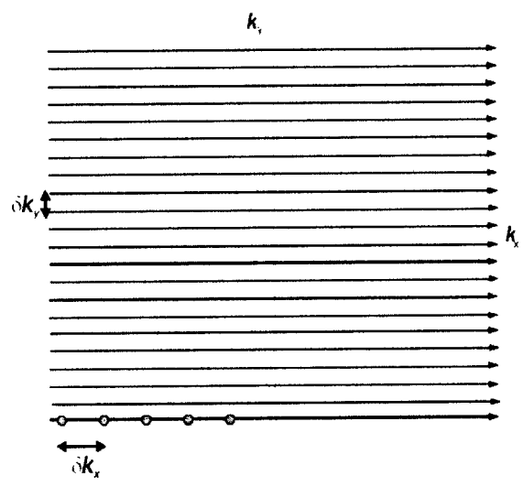


Figura 2.4: Conjunto de dados no espaço-k.

2.3 Resolução espacial

Na subseção anterior, vimos que o sinal de RMN pode ser codificado no espaço de freqüências. A codificação é determinada pelo modo como os gradientes variam no tempo.

Ignorando fatores de proporcionalidade, podemos reescrever $S[k(t)]$ de (2.12), no caso

unidimensional, como o produto de duas funções:

$$S[k(t)] \propto W[k(t)] \cdot G[k(t)], \tag{2.13}$$

no qual:

$$W[k(t)] = e^{\frac{-k(t)}{\gamma G_x T_2^*}} \tag{2.14}$$

$$G[k(t)] = \int M_0(x) e^{ik(t)x} dx. \tag{2.15}$$

A equação (2.15), relaciona a distribuição de magnetização $M_0(x)$ à função $G[k(t)]$ pela Transformada de Fourier. Usando o Teorema da Convolução *[Apêndice A]*, podemos escrever:

$$\mathcal{F}[S(k)] = \mathcal{F}[W(k) \cdot G(k)] = \mathcal{F}[W(k)] \otimes \mathcal{F}[G(k)]. \tag{2.16}$$

Agora, se denominarmos $P(x) = \mathcal{F}[W(k)]$ e $M_0(x) = \mathcal{F}[G(k)]$, temos:

$$\mathcal{F}[S(k)] = P(x) \otimes M_0(x). \tag{2.17}$$

A função $P(x)$ é conhecida como *Point Spread Function* [6], e determina o limite de resolução da imagem. Como a Transformada de Fourier de uma função exponencial corresponde a uma *Lorentziana* (para $k > 0$), a função

$$P(x) \propto \frac{1}{1 - (\gamma G_x T_2^{*2} x^2)}, \tag{2.18}$$

e a largura média dessa Lorentziana é dada por:

$$\Delta x = \frac{1}{\gamma G_x T_2^*}. \tag{2.19}$$

Assim, para que dois pontos separados por uma distância δx sejam resolvidos no espaço, é necessário que $\Delta x << \delta x$. Para que essa condição seja satisfeita, suponhamos que t_{max} corresponda ao tempo de medida. Desse modo, o valor de k é dado por: $k_{max} = \gamma G_x t_{max}$. Portanto, a resolução máxima δx permitida ocorre quando:

$$\delta x = \frac{1}{k_{max}} = \frac{1}{\gamma G_x t_{max}}. \tag{2.20}$$

Da condição $\Delta x << \delta x$, sabemos que:

$$\Delta x = \frac{1}{\gamma G_x T_2^*} \Rightarrow \frac{1}{\gamma G_x t_{max}} >> \frac{1}{\gamma G_x T_2^*}, \tag{2.21}$$

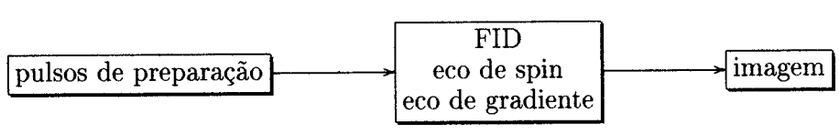
o que significa que:

$$T_2^* >> t_{max}. \tag{2.22}$$

Podemos então verificar como a resolução espacial está diretamente ligada aos parâmetros T_2^* e t_{max} e às limitações de preenchimentos específicos do espaço-k para a geração de certas seqüências de pulsos.

2.4 Fundamentos de seqüências de pulsos

A intensidade dos sinais de RMN é função de vários parâmetros, incluíndo densidade de prótons, tempos de relaxação T_1 e T_2 e movimento. Estes parâmetros são determinantes na seqüência de geração de imagens, também chamada de *seqüência de pulsos.*



Dentre os vários tipos de seqüências de pulsos, vale a pena destacar duas seqüências

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO

simples, *Spin Echo* e *Gradient Echo*, que formam a base para a formação se seqüências mais complexas.

2.4.1 *Spin Echo*

Uma típica seqüência de geração de imagens por ecos de *spin* é mostrada na figura 2.5 [13].

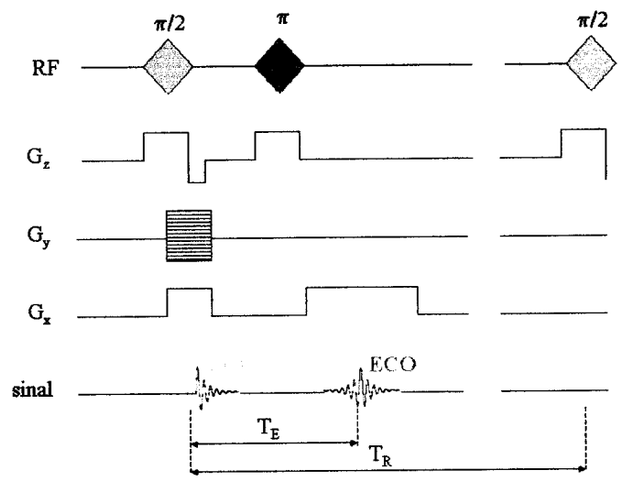


Figura 2.5: Diagrama de tempos para a seqüência *spin echo*.

A combinação de um pulso $\pi/2$ e do gradiente de seleção (G_z) definem o plano da imagem [6]. Este pulso $\pi/2$ traz a magnetização para o plano xy, como vimos na seção 1.3. Imediatamente após sua aplicação, os *spins*, que estão executando movimento de precessão no plano transversal, começam a perder coerência de fase devido às variações locais de campo produzidas por interações *spin-spin* e por inomogeneidades do campo magnético estático $\vec{B}_0$.

Um pulso π é então aplicado invertendo a ordem de precessão dos *spins* e recuperando a perda de coerência devido às inomogeneidades. Este pulso é chamado de *pulso refocalizador* e produz um *eco*.

O intervalo de tempo entre a excitação ($\pi/2$) e o ponto de refocalização do sinal,

que corresponde à máxima intensidade do eco, é conhecido como *tempo ao eco* (T_E). No entanto, este pulso refocalizador não recupera a perda de coerência dos *spins* devido às interações *spin-spin*, pois esse processo é irreversível [34]. Desta forma, o momento decorrido desde a excitação até a formação do eco é modulado por T_2. Essa modulação é caracterizada por uma redução exponencial da amplitude do sinal no tempo. Então, para que possamos continuar obtendo sinal da amostra com intensidade adequada, é preciso que façamos uma segunda excitação, repetindo todos os passos da seqüência.

O tempo decorrido entre a aplicação de dois pulsos de excitação $\pi/2$ é chamado de *tempo de repetição* (T_R) e deve ser longo o bastante para permitir a recuperação da magnetização longitudinal.

2.4.2 *Gradient Echo*

A figura 2.6 apresenta uma seqüência de *gradient echo* [13].

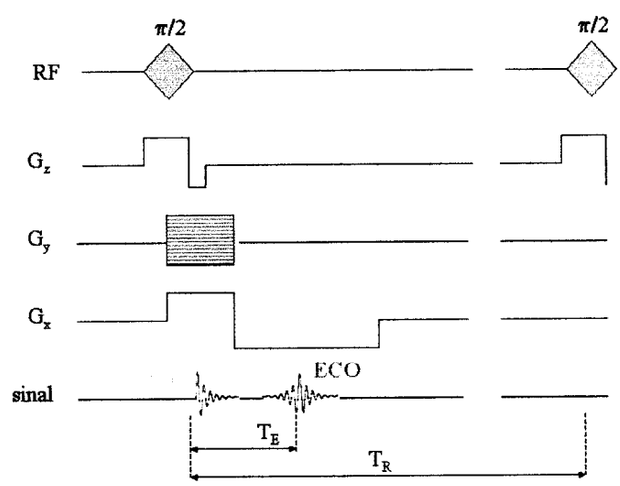


Figura 2.6: Diagrama de tempos para a seqüência *gradient echo*.

Em uma seqüência de imagens que utiliza ecos de gradiente, um gradiente é aplicado por um tempo limitado, na direção de leitura, seguindo o pulso de excitação. Isso faz com que os *spins* executem o movimento de precessão em taxas diferentes, de acordo com

suas posições ao longo do eixo x, de forma que ocorra uma perda de coerência de fase, diminuíndo o sinal. O gradiente é então invertido, para que os *spins* que estavam em um campo positivo, ou seja, maior que B_0, estejam agora em um campo negativo, menor que B_0. Essa reversão leva a uma refocalização dos *spins* e a formação de um eco.

Uma diferença significativa entre a formação de um eco no *gradient echo* e no *spin echo* é a sensibilidade às inomogeneidades do campo estático. Diferentemente da seqüência *spin echo*, a aquisição por *gradient echo* não cancela inomogeneidades de campo. Por isso, o eco formado agora é modulado por T_2^* e não mais por T_2.

Capítulo 3

Implicações da não-homogenidade de campo nas imagens

3.1 Introdução

No capítulo anterior, vimos que a resolução das imagens está diretamente relacionada ao parâmetro T_2^*, que incorpora os efeitos da não-uniformidade do campo magnético principal.

Normalmente, as inomogeneidades têm dependência espacial complexa. No entanto, essas variações de campo serão modeladas, nesse capítulo, por componentes lineares [4], como uma aproximação para facilitar o nosso entendimento.

Estas variações induzem perturbações denominadas *artefatos*, que podem ser agrupados em duas classes, segundo seus efeitos nas imagens.

O primeiro artefato é a *distorção da imagem*, refletida por uma diferença no posicionamento dos *voxels* no objeto real e na imagem reconstruída.

O segundo artefato é o *deslocamento de eco*, conhecido como *echo shifting*. Esse artefato afeta as imagens na seqüência *Gradient Echo*, mas não interfere nas imagens geradas pela seqüência *Spin Echo*.

Se observarmos a figura 2.6, veremos que o eco, numa seqüência *Gradient Echo*, acontece após um tempo T_E, no qual a soma das áreas acumuladas sob o gradiente de leitura

se anula.

Porém, na presença de um gradiente adicional na direção de leitura, causado por inomogeneidades do campo, esse eco será descentralizado, surgindo após um tempo $T_E' \neq T_E$. Essa descentralização causará uma diminuição na amplitude do sinal, como veremos na seção 3.3. O início da representação do sinal no espaço-k também será deslocado com a criação de uma fase adicional na imagem.

Veremos ao longo do capítulo, que o *echo shifting* pode também ser produzido pela presença de componentes de inomogeneidades perpendiculares à direção de leitura.

3.2 Distorção das imagens devido aos efeitos de campo

Um gradiente adicional de campo presente durante a codificação de freqüência de um objeto, causará uma localização espacial incorreta dos conjuntos de *spins*, distorcendo a imagem gerada. Esses efeitos de distorção serão idênticos para as imagens produzidas pelas seqüências *Spin Echo* e *Gradient Echo*.

As variações locais presentes no campo principal, podem também ser causadas pela grande diferença de susceptibilidade magnética nas interfaces entre os tecidos e o ar. Porém, estes artefatos não são significativos em baixos campos [31][32].

3.2.1 Distorção devido à componentes lineares de inomogeneidade de campo paralelas à direção de leitura

Considerando um experimento unidimensional, o campo magnético num ponto x é dado por:

$$\vec{B}(x) = \vec{B_0} + (G_x + G_x') \cdot \hat{x}, \tag{3.1}$$

em que G_x é o gradiente de leitura e G_x' é a componente linear da inomogeneidade do

campo na direção de leitura.

O efeito de $G_x^{'}$ sobre a imagem pode ser entendido se analisarmos o comportamento da fase dos spins durante a aquisição dos dados.

A fase do sistema de *spins* é dada por:

$$\begin{aligned} \Theta(\hat{x}, t') &= \vec{k}(t') \cdot \hat{x} \\ &= \gamma(G_x + G_x^{'})t'x \\ &= \gamma G_x t' x(1 + \frac{G_x^{'}}{G_x}). \end{aligned} \tag{3.2}$$

A equação (3.2), implica que os *spins* localizados numa posição x no objeto real, serão deslocados para uma posição x' na reconstrução da imagem, sendo:

$$x' = x(1 + \frac{G_x^{'}}{G_x}). \tag{3.3}$$

Portanto, a presença de $G_x^{'}$ causa um deslocamento da posição dos *spins* na direção de leitura. Como conseqüência desse deslocamento, haverá uma variação na densidade efetiva dos *spins* ($\hat{\rho}(x)$).

Analisando a equação (3.3), vemos que esse deslocamento poderia ser anulado, ou minimizado, se o gradiente de leitura G_x tivesse amplitude muito maior que a amplitude de $G_x^{'}$. Porém, um aumento de G_x implicaria numa diminuição da razão sinal/ruído [13] proveniente da amostra.

Uma outra análise da distorção causada por $G_x^{'}$, pode ser feita se recorrermos à relação de Nyquist [4]. Para um campo de visão, também chamado de *field-of-view* (FOV) de comprimento L e um intervalo de aquisição Δt, estão relacionados pela equação:

$$\gamma \left|G_x\right| \Delta t L = 1. \tag{3.4}$$

Acrescentando G'_x, o novo FOV seria dado por:

$$\begin{aligned} L' &= \frac{1}{\gamma\,|G_x + G'_x|\,\Delta l} \\ &= \frac{1}{\gamma\,|G_x|\,\Delta t}\frac{1}{\left|1+\frac{G'_x}{G_x}\right|} \\ &= L\underbrace{\frac{|G_x|}{|G_x+G'_x|}}_{\lambda} \\ &= \lambda L \end{aligned} \tag{3.5}$$

Portanto, se G_x e G'_x têm o mesmo sinal, o FOV é reduzido devido à distorção, levando a uma estimativa incorreta do tamanho do objeto.

Se A é o tamanho físico do objeto, então o número de *voxels* que o compõem passará de $A/\Delta x$ para $A/\Delta x'$, se Δx for o tamanho de um *voxel*.

Assim, o comprimento aparente do objeto será

$$A' = \frac{A}{\lambda}, \tag{3.6}$$

que resulta num estiramento ou encolhimento do objeto, dependendo dos sinais de G_x e G'_x.

Se $G'_x = -G_x$, por exemplo, seria como se não existisse um gradiente de leitura durante a aquisição do sinal; não havendo uma codificação espacial de freqüência, dois *voxels* com densidades de *spins* ρ_1 e ρ_2, respectivamente, estariam sobrepostos, resultando erroneamente em um único *voxel* com densidade $\rho = \rho_1 + \rho_2$.

3.2.2 Distorção devido à componentes lineares de inomogeneidade de campo perpendiculares à direção de leitura

Na seção anterior, vimos a distorção da imagem em uma dimensão, mas é necessário que vejamos o que acontece com a imagem em duas e três dimensões, na presença de

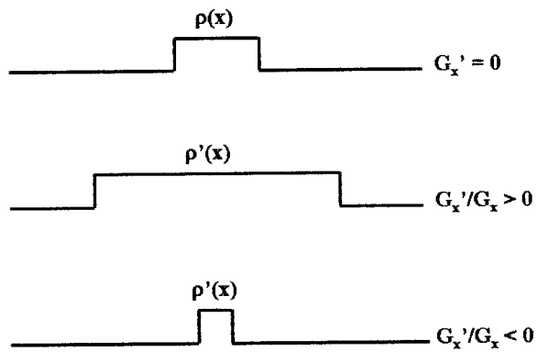


Figura 3.1: Distorção no tamanho do objeto, causado por G'_x, na reconstrução da imagem.

inomogeneidade.

Ao longo da direção de codificação de fase

Analogamente ao caso unidimensional, podemos analisar o comportamento da fase dos *spins*, na presença de uma componente linear de inomogeneidade na direção y (G'_y).

$$\begin{aligned}\Theta(\vec{r},t') &= \vec{k}(t')\cdot\vec{r} \\ &= \gamma(G_x x + G'_y y)t' \\ &= \gamma G_x t'(x + \frac{G'_y}{G_x}y).\end{aligned} \tag{3.7}$$

Portanto, agora a posição dos *spins* varia como função de y:

$$x' = x + \frac{G'_y}{G_x}y. \tag{3.8}$$

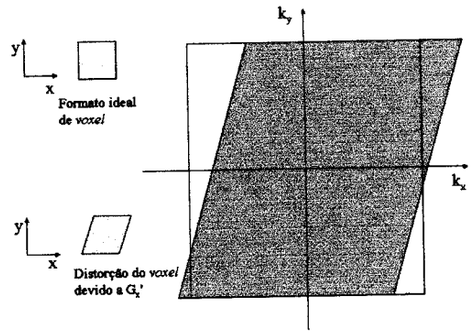


Figura 3.2: Distorções causadas nos *voxels* e no espaço-k, devido a G_y'.

Ao longo da direção de seleção

Na presença de uma componente de inomogeneidade na direção z (G_z'), a fase dos *spins* é dada por:

$$\begin{aligned}\Theta(\vec{r},t') &= \vec{k}(t')\cdot\vec{r} \\ &= \gamma(G_x x + G_z' z)t' \\ &= \gamma G_x t'(x + \frac{G_z'}{G_x}z).\end{aligned} \tag{3.9}$$

Nesse caso, a posição dos *spins* varia como função de z:

$$x' = x + \frac{G_z'}{G_x}z. \tag{3.10}$$

3.2.3 Distorção na seleção de fatias

Uma das principais distorções causadas por componentes de inomogeneidade na direção de seleção de plano, é a deformação do plano tomográfico escolhido.

No capítulo 2, vimos que a seleção de uma fatia é feita utilizando-se um gradiente de seleção G_z e um pulso de RF com largura de banda $\Delta\omega$, centrada em ω_0. Essa combinação,

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA INFORMAÇÃO

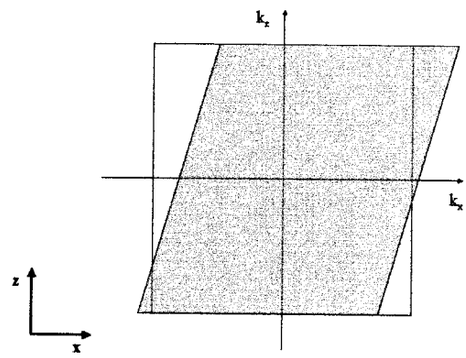


Figura 3.3: Distorção dos *voxels* devido a componente de inomogeneidade G_z'.

gerava uma fatia de espessura $\Delta z = \Delta\omega/\gamma G_z$ [7], cuja freqüência central era ω_0, como mostrada na figura a seguir.

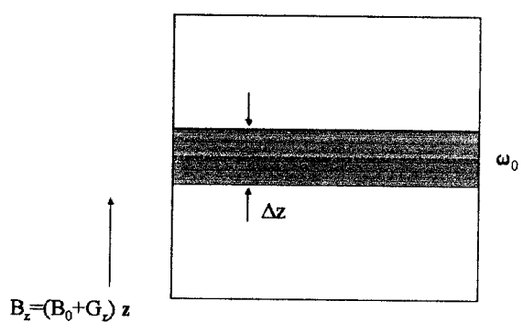


Figura 3.4: Fatia selecionada por G_z/pulso RF.

Porém, na presença de uma componente adicional G_z', a espessura da fatia passaria a ser:

$$\Delta z' = \frac{\Delta\omega}{\gamma(G_z + G_z')}. \tag{3.11}$$

A freqüência da linha central da fatia também seria alterada:

$$\omega_{centro} = \gamma(B_0 + G_z z + G_z' z)$$

$$
\begin{aligned}
&= \underbrace{\gamma(B_0 + G_z z)}_{\omega_0} + \gamma G_z' z \\
&= \omega_0 + \omega'. \qquad (3.12)
\end{aligned}
$$

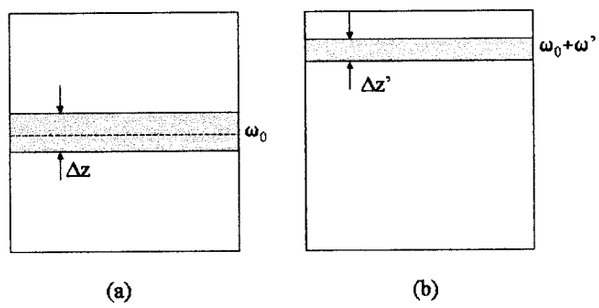


Figura 3.5: Fatia excitada (a) apenas na presença do gradiente de seleção G_z e (b) com uma componente adicional de inomogeneidade, G_z'.

Efeitos da inomogeneidade sobre imagens numa seqüência *Spin Echo-1D*

Na seção 2.4, vimos que, para uma seqüência *Spin Echo*, a refocalização dos *spins* ocorria após um tempo 2τ, independendo das inomogeneidades do campo $\vec{B}_0$. Porém, durante o intervalo da aquisição do sinal, as inomogeneidades estão presentes e produzem danos à imagem.

Consideremos a expressão do sinal medido para um experimento *Spin Echo* unidimensional, na presença de uma componente de inomogeneidade G_x'.

Como vimos anteriormente, no instante do eco, a fase acumulada pelos *spins* deve ser nula [6]. Então, para um tempo $t' = t - T_E$ definido durante a aquisição, o sinal do eco é dado por:

$$s(t') \propto \int \rho(x) e^{-iK(t')x} dx$$

$$
\begin{aligned}
&\propto \int \rho(x) e^{-i\gamma(G_x+G_x')xt'} dx \\
&\propto \int \rho(x) e^{-i\gamma G_x(1+\frac{G_x'}{G_x})xt'} dx \\
&\propto \int \rho(x) e^{-ik(1+\frac{G_x'}{G_x})x} dx \\
&\propto \int \rho(x) e^{-ik'x} dx, \qquad (3.13)
\end{aligned}
$$

em que

$$k' \equiv (1 + \frac{G_x'}{G_x})k = \frac{k}{\lambda}. \qquad (3.14)$$

Ao fazermos a Transformada de Fourier de $s(t')$, afim de encontrarmos a densidade local de *spins*, obtemos:

$$\rho'(x) = \lambda\rho(x), \qquad (3.15)$$

que gera uma distorção proporcional a λ na imagem, devido ao fato de G_x' não ser conhecido e, por esse motivo, não poder ser corrigido.

No entanto, é importante ressaltar que, apesar da distorção ocorrida na imagem, pela má distribuição de $\rho(x)$, a fase dos *spins* é totalmente recuperada pelo pulso π. Isso significa que a amplitude do eco não é reduzida pela componente de inomogeneidade.

3.3 Deslocamento do eco numa seqüência *Gradient Echo*

Consideremos um experimento do tipo *Gradient Echo* unidimensional. Através da figura 3.6, vemos que o eco ocorre quando a fase acumulada pelos *spins*, devido ao gradiente G_x, é nula. Isto é, se τ é a duração do pulso de preparação, a fase acumulada pelos prótons é [6]

$$\Theta(x, T_E) = \underbrace{-x\gamma G_x\tau}_{preparo} + \underbrace{x\gamma G_x(T_E - \tau)}_{leitura} = 0$$

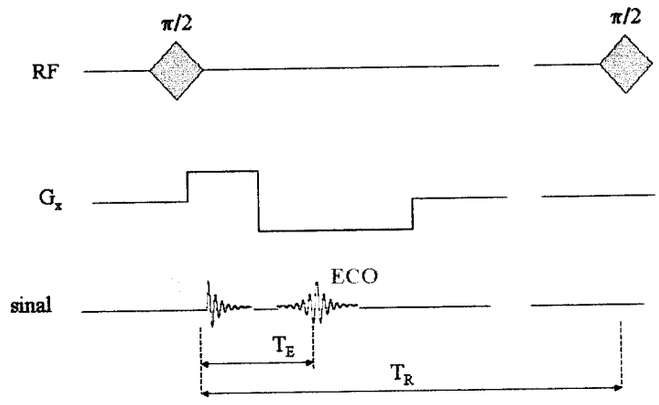


Figura 3.6: seqüência *Gradient Echo* unidimensional.

$$\Rightarrow T_E = 2\tau. \tag{3.16}$$

Portanto, o eco ocorre após um tempo 2τ.

Porém, na presença de uma componente de inomogeneidade na direção de leitura, G_x', o momento no qual o acúmulo de fase dos *spins* se anula, é dado por:

$$\begin{aligned} \Theta(x, T_E') &= \underbrace{-x\gamma G_x \tau}_{preparo} + \underbrace{x\gamma G_x (T_E' - \tau)}_{leitura} + \underbrace{x\gamma G_x' T_E'}_{inomogeneidade} = 0 \\ \Rightarrow T_E' &= \lambda 2\tau. \end{aligned} \tag{3.17}$$

Portanto, haverá um deslocamento do eco para a direita ou esquerda, dependendo do sinal de G_x'. Esse deslocamento é conhecido como *echo shifting*.

Além dos artefatos, tratados anteriormente, as inomogeneidades de campo têm como pior conseqüência uma perda na relação sinal/ruído e conseqüentemente na qualidade da imagem. Um campo pouco homogêneo exige a utilização de gradientes maiores tanto para leitura quanto para codificação de fase, e portanto larguras de banda mais largas, o que implica em filtros de áudio com banda mais larga na recepção e conseqüentemente maior

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA INFORMAÇÃO

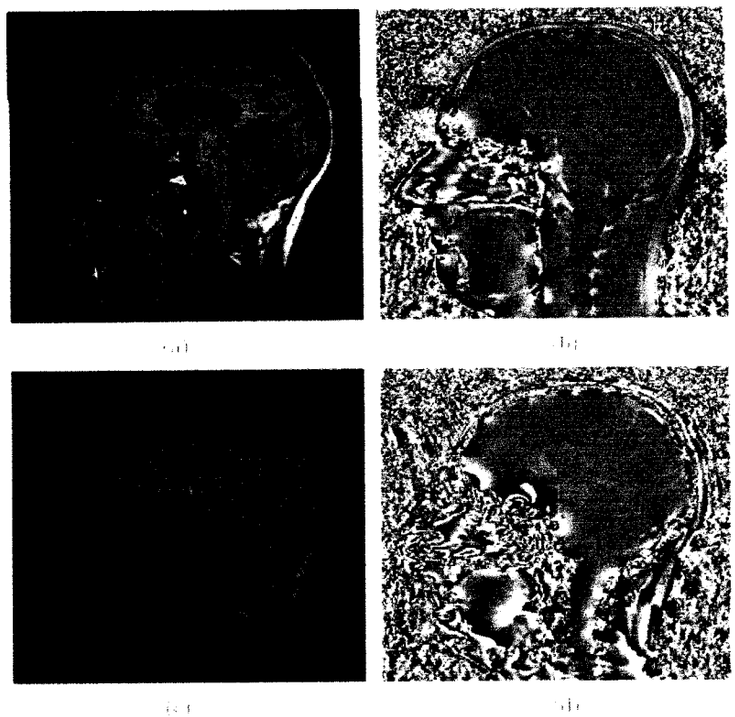


Figura 3.7: (a) Magnitude e (b) fase de imagem adquirida pela seqüência *gradient echo* com T_E curto (da ordem de 5 ms); (c) magnitude e (d) fase da mesma imagem adquirida com T_E longo (da ordem de 15 ms), graças ao deslocamento do eco devido a inomogeneidade de campo [4].

potência de ruído não-correlacionado.

Capítulo 4

Projeto ToRM

4.1 Histórico

O projeto ToRM iniciou-se no começo da década de 80 com o objetivo de dominar os princípios da tecnologia de aquisição de imagens por ressonância magnética [14].

Neste período, diversas técnicas e equipamentos foram desenvolvidos e uma equipe de profissionais especializados foi criada.

O ToRM-05 (0,5 Tesla) foi desenvolvido e atualmente opera clinicamente na Santa Casa de São Carlos.

Mais do que a implementação dos equipamentos, o projeto gerou uma equipe que detém hoje conhecimento estratégico necessário para a obtenção de imagens por ressonância magnética.

4.2 Artro-ToRM

Com os avanços nas pesquisas em MRI, surgiu a idéia de implementarmos as técnicas de construção de tomógrafos, afim de desenvolver um equipamento inteiramente nacional, minimizando gastos, já que os tomógrafos comerciais têm um custo muito elevado.

Para isso, foi construído o Artro-ToRM, um protótipo projetado para produzir um campo de 0,15 Tesla, idealizado para a realização de imagens clínicas de articulações.

O principal propósito para a escolha desse tipo de tomógrafo, foi o de possuirmos um equipamento com baixo custo de manutenção, pois trata-se de um eletroímã, não necessitando de sistemas criogênicos que utilizem Hélio e Nitrogênio.

Outro atrativo do projeto é o fato de que, por ser um magneto do tipo aberto, possibilitaria um maior conforto ao paciente, eliminando a sensação de claustrofobia causada pelos magnetos axiais.

4.2.1 Descrição física do Artro-ToRM

O Artro-ToRM é um magneto resistivo com núcleo de ferro e peças polares paralelas circulares. Levando em conta o tamanho médio das partes da anatomia humana para as quais foi destinado, o projeto fixou uma distância mínima entre essas peças em $d = 20cm$, limitando a região de imagem [25].

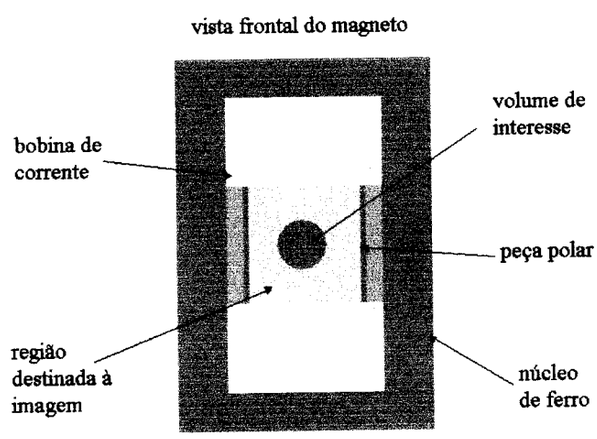


Figura 4.1: Esquema simplificada da estrutura do Artro-ToRM.

Em torno das peças polares [29], foram encaixadas bobinas com 360 espiras planas de cobre com 0.15 mm de espessura, como mostra a figura 4.2. A isolação elétrica entre estas

espiras foi feita através de fitas finas de poliéster. Porém, o aquecimento das peças polares poderia comprometer a estabilidade temporal do campo magnético, assim como limitar a intensidade do campo através da limitação de corrente, decorrente do super aquecimento do magneto. Por isso, sobre as bobinas, foram construídas serpentinas com canos de cobre pelas quais circula água utilizada para a refrigeração do sistema.

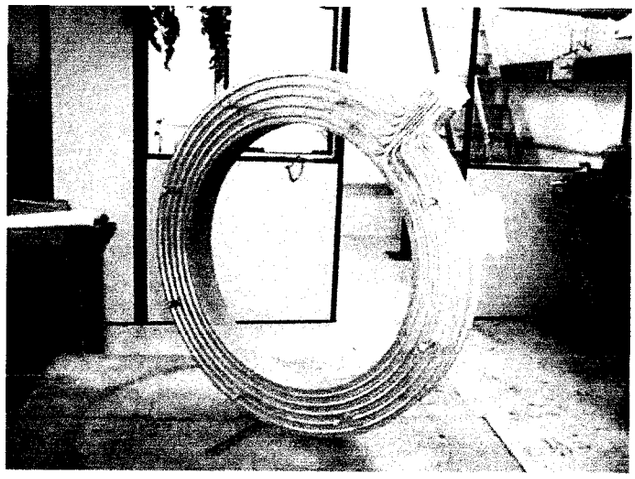


Figura 4.2: Bobina de corrente envolvida pela serpentina de cobre.

Devido à geometria do magneto, foram adotadas bobinas biplanares [27] de gradientes de campo magnético, tanto para o gradiente longitudinal (Z) como para os transversais ao campo estático, mostradas na figura 4.3 e calculadas com o auxílio do método de *Fast Simulated Anneling* [28].

Anéis de correção, denominados *anéis de shimming*, foram utilizados para auxiliar no processo de homogenização do campo estático.

Como mostra a figura 4.5, as linhas de campo tendem a curvarem-se nas bordas da região do entreferro, podendo haver fuga destas linhas para o corpo do magneto. Os anéis de correção aproximam as bordas evitando que essa fuga ocorra, corrigindo parcialmente o chamado *efeito de borda*.

Para modelar o campo magnético na região da imagem, podemos usar o modelo de

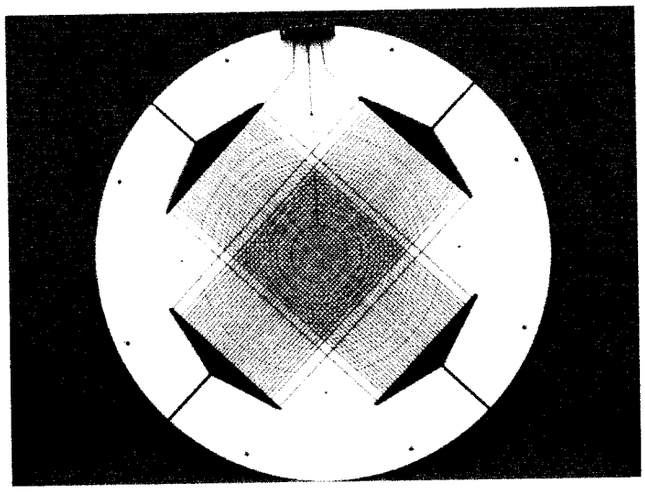


Figura 4.3: Conjunto de bobinas gradientes enroladas sobre uma placa de PVC.

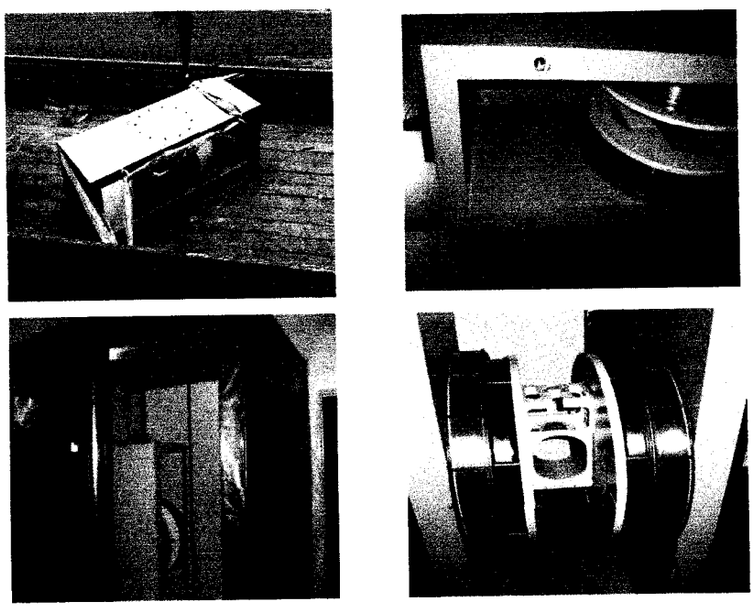


Figura 4.4: Fotos do Artro-ToRM; superior esquerda: processo de montagem do núcleo de ferro; superior direita: magneto já com bobinas de corrente e de gradientes; inferior esquerda: eletroímã dentro de blindagem de cobre para evitar interferências; inferior direita: montagem completa incluíndo bobina de RF.

um eletroímã ideal [3][10], como uma aproximação.

Considerando uma superfície fechada S, a qual tem uma face no *gap* e outra no ferro, vemos que o fluxo total de **B** que atravessa a superfície é nulo, pelo Princípio da Con-

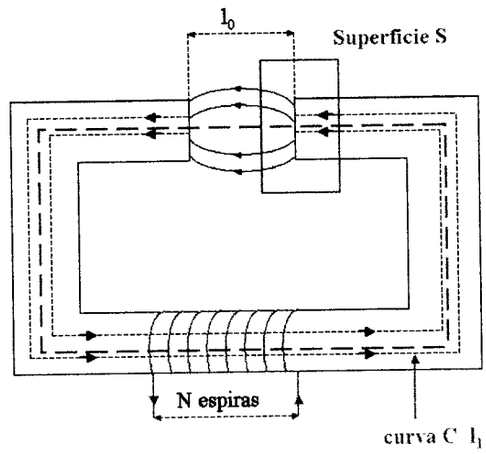


Figura 4.5: Diagrama esquemático de um eletroímã com entreferro.

tinuidade:

$$\Phi_1 - \Phi_2 = 0. \tag{4.1}$$

Mas, o fluxo através de uma superfície é dado por:

$$\Phi = B.A_{sup}. \tag{4.2}$$

Isso implica que:

$$B_1.A_1 - B_0.A_0 = 0. \tag{4.3}$$

Se escolhermos uma superfície S que não muda no entreferro, $A_0 = A_1$. Então:

$$B_1 = B_0. \tag{4.4}$$

Portanto, encontrando o valor do campo no interior do núcleo de ferro, também teremos o valor do campo induzido no *gap*.

Pela lei de Ampère, a corrente total que passa pela superfície definida pela curva C,

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA INFORMAÇÃO

gera uma força magnetomotriz $\mathcal{M}$, dada pela equação [3]:

$$Ni = \oint_C \vec{H_1} \cdot d\vec{l} = \mathcal{M}, \tag{4.5}$$

na qual N é o número de espiras de cobre, i é a corrente que circula nestas espiras e $\vec{H_1}$ é o campo de indução originado pela circulação de i nas espiras.

O fluxo de **B** - o campo induzido - através de uma das faces de S é dado pela equação:

$$\Phi = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = \frac{\mathcal{M}}{R}, \tag{4.6}$$

$R = \frac{l_1}{\mu_1 A} + \frac{l_0}{\mu_0 A} = \frac{1}{\mu_0 A}(l_0 + l_1 \frac{\mu_0}{\mu})$ é a relutância magnética do sistema.

- μ_0: permeabilidade magnética do vácuo;
- μ: permeabilidade magnética do ferro.

Como $\mu >> \mu_0 \Rightarrow R \approx \frac{l_0}{\mu_0 A}$. Isto é, a relutância do ferro é desprezível se comparada à relutância magnética do ar. Portanto,

$$\begin{aligned} \Phi &= \frac{Ni\mu_0 A}{l_0} = B_0 A \\ &\Rightarrow B_0 = \frac{Ni\mu_0}{l_0}. \end{aligned} \tag{4.7}$$

Dados do Artro-ToRM:

- $N = 720$ espiras;
- $i = 35,97$ A;
- $l_0 = 200$ mm;
- $\mu_0 = 4\pi.10^{-7} N/A^2$.

Utilizando estes valores, encontramos um valor teórico para o campo de 1627 Gauss. Porém, o valor real do campo no entreferro do Artro-ToRM é da ordem de 1570 Gauss. Essa diferença ocorre devido ao fato de termos considerado a relutância do ferro nula, o que não é verdadeiro.

A seguir, tentamos descrever matematicamente o comportamento espacial do campo magnético no entreferro do ímã.

4.2.2 Descrição matemática do campo magnético no entreferro

Resolvendo a equação de Laplace *[Apêndice B]*, vemos que o campo na região de interesse (entreferro) pode ser expandido nos chamados *harmônicos esféricos* [12]:

$$B_z(r,\theta,\phi) = \sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=0}^{n} C_{nm} r^n P_{nm}(cos\theta) cos[m(\phi - \psi_{nm})]. \tag{4.8}$$

Esses harmônicos, que descrevem completamente o campo, podem ser divididos em:

- zonais ($m = 0$);
- tesserais ($m \neq 0$).

Harmônicos Zonais

Os harmônicos zonais são aqueles que possuem apenas dependência em z.

Como $m = 0$, o termo $cos[m(\phi - \psi_{nm})]$ da equação (4.8) é igual a 1. Portanto, podemos reescrever a série da seguinte forma [15]:

$$B_{z_{n0}}(r,\theta,\phi) = \sum_{n=0}^{\infty} C_{n0} r^n P_{n0}(cos\theta), \tag{4.9}$$

na qual $P_{n0}(cos\theta)$ são os *Polinômios Associados de Legendre de ordem 0*, mostrados

na tabela 4.1 [12][15].

$P_{00}(cos\theta) = 1$
$P_{10}(cos\theta) = cos\theta$
$P_{20}(cos\theta) = \frac{3}{2}cos^2\theta - \frac{1}{2}$
$P_{30}(cos\theta) = \frac{5}{2}cos^3\theta - \frac{3}{2}cos\theta$
$P_{40}(cos\theta) = \frac{35}{8}cos^4\theta - \frac{30}{8}cos^2\theta + \frac{3}{8}$
$P_{50}(cos\theta) = \frac{63}{8}cos^5\theta - \frac{70}{8}cos^3\theta + \frac{3}{8}cos\theta$

Tabela 4.1: Alguns Polinômios Associados de Legendre.

Ao longo do eixo z, $\theta = 0 \Rightarrow P_{n0}(1) = 1$ e $r = z$. Assim, a expansão pode ser simplificada:

$$B_{z_{eixo}}(r, \theta, \phi) = \sum_{n=0}^{\infty} C_n z^n = C_0 + C_1 z + C_2 z^2 + \dots \tag{4.10}$$

Tomando medidas de campo ao longo do eixo z, podemos obter os coeficientes C_n por uma simples regressão polinomial. Estes coeficientes nos dão a contribuição de cada componente no campo medido.

Harmônicos Tesserais

Os harmônicos tesserais são aqueles para os quais $m \neq 0$, na equação (4.8). Agora, os termos $P_{nm}(cos\theta)$ são denominados *Funções Associadas de Legendre* e apresentam dependência senoidal, como é mostrado na tabela 4.2.

$P_{11}(cos\theta) = sen\theta$
$P_{21}(cos\theta) = 3sen\theta cos\theta$
$P_{31}(cos\theta) = \frac{15}{2}sen\theta cos^2\theta - \frac{3}{2}sen\theta$
$P_{22}(cos\theta) = 3sen^2\theta$
$P_{32}(cos\theta) = 15sen^2\theta cos\theta$
$P_{33}(cos\theta) = 15sen^3\theta$
$P_{44}(cos\theta) = 105sen^4\theta$

Tabela 4.2: Algumas Funções Associadas de Legendre.

Portanto, ao longo do eixo z ($\theta = 0$), constatamos que todos os harmônicos tesserais são nulos.

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA INFORMAÇÃO

Esses harmônicos ainda podem ser separados em:

- tesserais pares: $(n - m)$ é par;
- tesserais ímpares: $(n - m)$ é ímpar.

A determinação dos coeficientes C_{nm} tesserais pode ser feita através do uso da Transformada de Fourier, como veremos na seção seguinte [12][16].

4.2.3 Cálculo dos coeficientes C_{nm} através da Transformada de Fourier

Numa região esférica, dentro do magneto, vimos que o campo magnético é dado pela equação (4.8).

Considerando a tomada de medidas polares num determinado plano, podemos escrever:

$$\begin{aligned} B_z(r_1, \phi, \theta_1) &= \sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=n}^{\infty} C_{nm} \underbrace{r_1^n P_{nm}(cos\theta_1)}_{R_{nm}} cos[m(\phi - \psi_{nm})] \\ \Rightarrow B_z(r_1, \phi, \theta_1) &= \sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=n}^{\infty} C_{nm} R_{nm} cos[m(\phi - \psi_{nm})]. \end{aligned} \tag{4.11}$$

Mas, $C_{nm}cos[m(\phi - \psi_{nm}) = C_{nm_X}cos(m\phi) + C_{nm_Y}sen(m\phi)$.

Pela equação (4.11), vemos que um ponto no espaço real é caracterizado pela variável independente ϕ. Já o espaço de Fourier é caracterizado por um determinado valor de $m = M$ que se associa à freqüência correspondente ao harmônico C_{nM}.

Aplicando a Transformada de Fourier *[Apêndice A]* em (4.11), para um determinado m, temos:

$$\begin{aligned} \mathcal{F}^{(M)}[B_z(\phi)] &= \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} B_z(\phi)e^{iM\phi}d\phi \\ &= \frac{1}{2}\sum_{n=0}^{\infty} C_{nM_X}R_{nM} + \frac{i}{2}\sum_{n=0}^{\infty} C_{nM_Y}R_{nM}. \end{aligned} \tag{4.12}$$

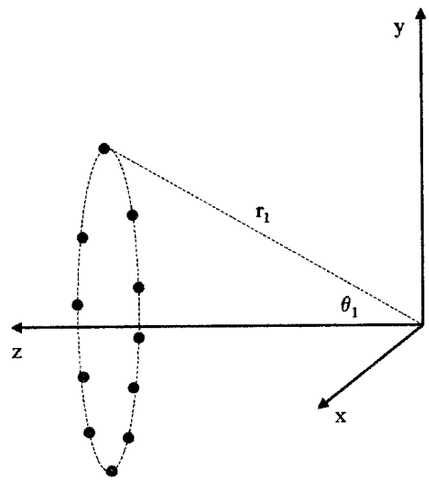


Figura 4.6: Conjunto de pontos que definem o círculo onde são feitas as medidas de campo para a determinação dos harmônicos tesserais.

Portanto, para todo m:

$$\begin{aligned} \Re[\mathcal{F}^{(M)}[B_z(\phi)]] &= \sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=n}^{\infty} \frac{C_{nmX}}{2} R_{nm} \\ \Im[\mathcal{F}^{(M)}[B_z(\phi)]] &= \sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=n}^{\infty} \frac{C_{nmY}}{2} R_{nm}. \end{aligned} \tag{4.13}$$

É conveniente que a determinação destes coeficientes seja feita separadamente para os tesserais pares e ímpares, por motivos de simplificação.

Harmônicos Tesserais Pares ($(n-m)$ par)

Podemos ainda reescrever a equação (4.8) da forma:

$$B_z(r,\phi,\theta) = \sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=n}^{\infty} T_{nm}(r,\phi)P_{nm}(cos\theta), \tag{4.14}$$

com $T_{nm}(r,\phi) = C_{nm}r^r cos[m(\phi - \psi_{nm})]$.

Tomando o plano transversal em $z = 0$, $\theta = 90^o$ e $cos\theta = 0$. Assim, os tesserais ímpares, que têm dependência cossenoidal, não estão presentes nas medidas referentes a este plano.

Medindo o campo em pontos sobre o plano $z = 0$ e para diferentes raios, obtemos as seguintes expressões:

$$\begin{aligned} B_z(r_1, \phi, \pi/2) &= \sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=n}^{\infty} T_{nm}(r_1, \phi) P_{nm}(1) \\ B_z(r_2, \phi, \pi/2) &= \sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=n}^{\infty} T_{nm}(r_2, \phi) P_{nm}(1). \end{aligned} \tag{4.15}$$

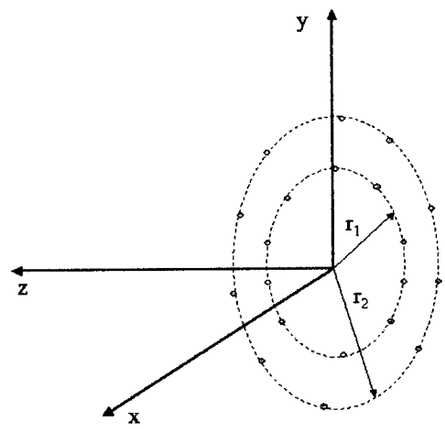


Figura 4.7: Conjunto de pontos a ser medidos com dois raios diferentes no plano z=0.

Aplicando a Transformada de Fourier, para $m = 1$:

$$\begin{aligned} \mathcal{F}^{(1)}[B_z(r_1, \phi, \pi/2)] &= C_{11} r_1 P_{11}(1) + C_{31} r_1^3 P_{31}(1) + \ldots \\ \mathcal{F}^{(1)}[B_z(r_2, \phi, \pi/2)] &= C_{11} r_2 P_{11}(1) + C_{31} r_2^3 P_{31}(1) + \ldots . \end{aligned} \tag{4.16}$$

Na forma matricial:

$$\left(\mathcal{F}^{(m)}[B_z] \right) = \left(r^n P_{nm}(1) \right) \cdot \left(C_{nm} \right)$$

$$\begin{pmatrix} \Re[\mathcal{F}^{(1)}[B_z(r_1)]] \\ \Re[\mathcal{F}^{(1)}[B_z(r_2)]] \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_1 P_{11} & r_1^3 P_{31} \\ r_2 P_{11} & r_2^3 P_{31} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} C_{11_X} \\ C_{31_X} \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \Im[\mathcal{F}^{(1)}[B_z(r_1)]] \\ \Im[\mathcal{F}^{(1)}[B_z(r_2)]] \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_1 P_{11} & r_1^3 P_{31} \\ r_2 P_{11} & r_2^3 P_{31} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} C_{11_Y} \\ C_{31_Y} \end{pmatrix}$$

Analogamente, podemos fazer a representação matricial para qualquer valor de m. Porém, observando as matrizes anteriores, vemos que o número de coeficientes C_{nm} que podemos determinar é igual ao número de raios nos quais tomamos as medidas [16].

Assim, a determinação de muitos coeficientes, que implica numa descrição mais precisa do campo, demanda um número maior de medidas.

Harmônicos Tesserais Ímpares

Para os harmônicos tesserais de diferença ímpar, os $P_{nm}(cos\theta)$ são funções ímpares, pois possuem dependência senoidal. Então, precisamos agora tomar medidas polares em um par de planos transversais, isto é, em $\theta = \theta_1$ e $\theta = \pi - \theta_1$:

$$\begin{aligned} B_z(r_1, \phi, \theta_1) &= \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=n}^{\infty} T_{nm}(r_1, \phi) P_{nm}(cos\theta_1) \\ B_z(r_1, \phi, \pi - \theta_1) &= \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=n}^{\infty} T_{nm}(r_1, \phi) P_{nm}(cos(\pi - \theta_1)). \end{aligned} \tag{4.17}$$

Resolvendo para $m = 1$, temos:

$$\begin{aligned} B_z^{(1)}(r_1, \phi, \theta_1) &= T_{11} P_{11}(cos\theta_1) + T_{21} P_{21}(cos\theta_1) + T_{31} P_{31} \cos\theta_1) + \ldots \\ B_z^{(1)}(r_1, \phi, \pi - \theta_1) &= T_{11} P_{11}(cos\theta_1) - T_{21} P_{21}(cos\theta_1) + T_{31} P_{31}(cos\theta_1) - \ldots . \end{aligned} \tag{4.18}$$

Tomando a diferença entre as expressões de (4.18), eliminamos os tesserais de diferença

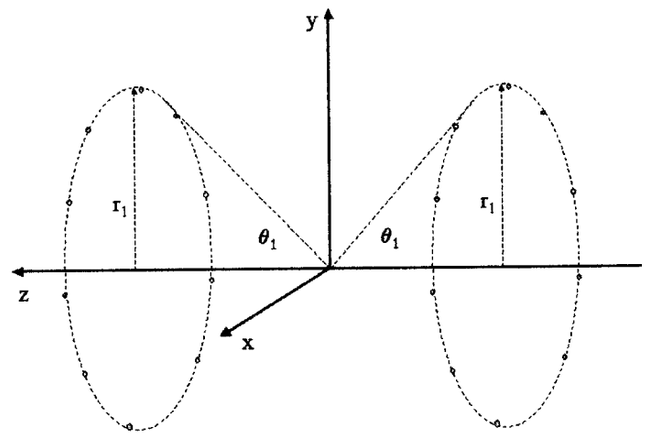


Figura 4.8: Tomada de dados em dois planos transversais.

par:

$$B_z^{(1)}(r_1, \phi, \pi - \theta_1) - B_z^{(1)}(r_1, \phi, \theta_1) = 2[T_{21}P_{21} + T_{41}P_{41} + \ldots]. \tag{4.19}$$

Aplicando a Transformada de Fourier:

$$\mathcal{F}^{(1)}[B_z(r_1, \phi, \pi - \theta_1) - B_z(r_1, \phi, \theta_1)] = 2[C_{21}r_1^2P_{21} + C_{41}r_1^4P_{41} + \ldots]. \tag{4.20}$$

Para determinarmos o coeficiente C_{21}, podemos escolher θ_1 tal que $P_{41}(cos\theta_1)$ seja nulo:

$$\begin{aligned} P_{41}(cos\theta_1) &= \frac{35}{2}sen(\theta_1)cos^3(\theta_1) - \frac{15}{2}sen(\theta_1)cos(\theta_1) = 0 \\ \Rightarrow \theta_1 &= 49^o. \end{aligned} \tag{4.21}$$

Assim:

$$C_{21} = \frac{\mathcal{F}^{(1)}[B_z(r_1, \phi, 49^o) - B_z(r_1, \phi, 131^o)]}{2r_1^2P_{21}(cos(49^o))}. \tag{4.22}$$

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA INFORMAÇÃO

4.2.4 Cálculo computacional dos coeficientes C_{nm}

Em nosso trabalho, usamos a subrotina *Harmo*, escrita pelo doutorando Carlos Ernesto Garrido Salmon, do Grupo de Ressonância Magnética, utiliza o algorítmo **FFT** (***Fast Fourier Transform***) [17][18] para calcular os coeficientes C_{nm}.

A partir de medidas de freqüência de ressonância em diferentes pontos na superfície de um cilindro de raio r, o programa manipula os dados usando a Transformada de Fourier e devolve uma matriz com os valores dos coeficientes.

O grau máximo (m_{max}) calculado é igual ao número de pares de planos nos quais foram realizadas as medidas. A ordem máxima calculada é $n_{max} = 3m_{max} - 1$. Então, se tivermos 5 pares de planos, por exemplo, o coeficiente máximo a ser calculado será o $C_{14,5}$.

O programa calcula ainda a influência de cada harmônico, em Hz, num determinado raio de interesse.

Variáveis de entrada:

- m_{max}: máximo grau a ser calculado;
- r: raio onde foram feitas as medidas (cm);
- r_{int}: raio de interesse para avaliar a influência de cada harmônico (cm);
- mapa de campo (Hz).

Variáveis de saída:

- C_{nm}: coeficientes dos harmônicos zonais e tesserais (Hz/cm^n);
- Influ: influência (Hz) dos coeficientes no raio de interesse.

Vale a pena ressaltar que a forma utilizada aqui para o cálculo destes coeficientes

é apenas uma das variantes que utilizam algorítmos de ajuste numérico. Entre estas variantes, podemos destacar o método de *mínimos quadrados* [30].

Capítulo 5

Métodos de correção do campo do Artro-ToRM

Como vimos no capítulo 3, as inomogeneidades do campo magnético do tomógrafo trazem grandes prejuízos à resolução das imagens. Por isso, o objetivo deste trabalho é corrigir as variações de campo presentes no Artro-ToRM.

Sabendo que pequenas distorções são originadas de vários fatores, como imprecisão na fabricação, impurezas aderidas ao magneto, efeitos de susceptibilidade, entre outros. Assim, no processo de correção, devemos utilizar métodos que corrijam, pelo menos parcialmente, estas variações do campo principal.

Esses métodos de correção, conhecidos como *shimming*, referem-se à remoção dessas inomogeneidades nos magnetos. Eles, segundo o elemento gerador do campo magnético de correção, podem ser classificados como *ativos* ou *passivos*, mas no processo de correção geralmente são combinados.

5.1 *Shimming* ativo

O *shimming* ativo utiliza bobinas, similares às bobinas de gradiente, desenhadas neste caso para cancelar harmônicos específicos presentes na expansão de campo.

O campo magnético criado por cada bobina é proporcional à corrente que circula através dela. Assim, combinando formas e posicionamentos das bobinas, bem como a

intensidade da corrente que as circula, podemos produzir os harmônicos desejados [19].

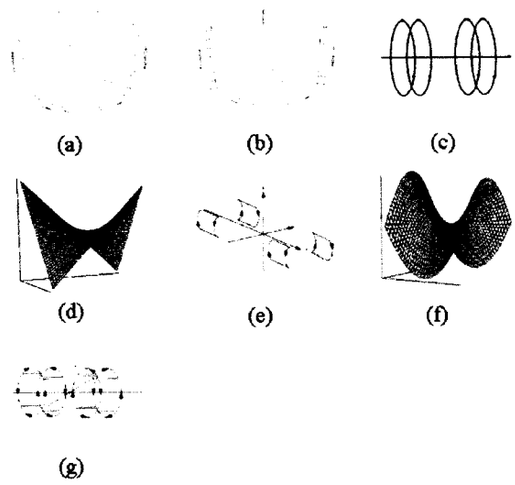


Figura 5.1: (a) Gráfico do *shim* de primeira ordem ($n = 1$) ao longo do eixo z. O conjunto de bobinas necessário para criar este campo é idêntico ao conjunto de bobinas dos gradientes; (b) gráfico do *shim* de segunda ordem ($n = 2$) na direção z^2; (c) conjunto de bobinas necessário para produzir um campo de segunda ordem; (d) gráfico do *shim* de segunda ordem nas direções zy ou zx; (e) bobinas que produzem gradientes do tipo zy ou zx; (f) gáfico do *shim* de segunda ordem nas direções xy ou $x^2 - y^2$; (g) bobinas que produzem gradientes do tipo xy ou $x^2 - y^2$.

5.2 *Shimming* passivo

O *shimming* passivo, método utilizado nesse trabalho, consiste na introdução de pequenas peças de ferro no interior do magneto [20], com a finalidade de homogeneizar o campo magnético principal.

Quando estas peças são submetidas ao campo magnético principal, os momentos magnéticos dos seus átomos se alinham com esse campo, produzindo uma magnetização nas peças. Essa magnetização é responsável por um segundo campo magnético, bem menos intenso, que, sobreposto ao campo principal, é capaz de produzir pequenas alterações de magnitude, corrigindo as inomogeneidades.

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA INFORMAÇÃO

5.2.1 Efeito de peças ferromagnéticas inseridas na região de campo

Consideremos um pedaço de material ferromagnético inserido numa região de campo magnético, como mostra a figura 5.2.

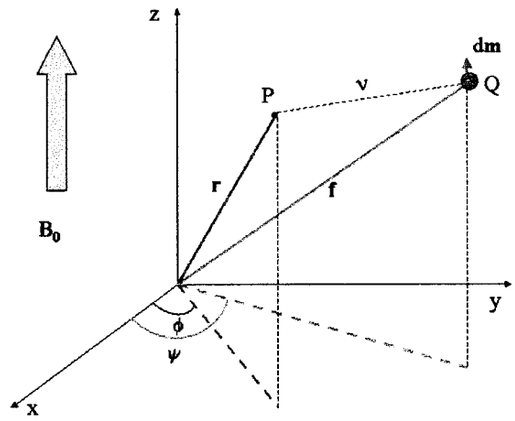


Figura 5.2: Efeito de uma peça ferromagnética, colocada num campo magnético estático, sobre um ponto P.

O campo magnético principal, H_z[1] induz um momento magnético na peça de volume dV, colocada em Q, que é dado pela equação [19]:

$$d\vec{m} = -\chi H_z dV \hat{z}, \tag{5.1}$$

na qual χ é a *susceptibilidade magnética* da peça.

Em conseqüência disso, o dipolo em Q produz um potencial escalar magnético num ponto P, dado por:

$$\begin{aligned} d\phi &= -\frac{dm}{4\pi}\nabla_Q(\frac{1}{\nu}) \\ &= \frac{\chi H_z dV}{4\pi}\frac{\partial(1/\nu)}{\partial z_Q}. \end{aligned} \tag{5.2}$$

[1] o campo magnético principal, $\vec{B}_0$, é agora chamado de H_z para não ser confundido com o campo magnético $\vec{B}$ induzido na peça ferromagnética

$1/\nu$ é a função de Green, cuja expansão em harmônicos esféricos é dada por [21]:

$$\frac{1}{\nu} = \sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=n}^{\infty} r^n \epsilon_m \frac{(n-m)!}{(n+m)!} P_{nm}(cos\theta)cos[m(\phi-\psi)], \tag{5.3}$$

sendo ϵ_m o fator de Neumann: $\epsilon_{m=0} = 1$ e $\epsilon_{m>0} = 2$.

Podemos agora escrever os harmônicos como:

$$\begin{cases} T_{nm} = r^n P_{nm}(cos\theta)cos[m(\phi-\psi)] \\ Y_{nm} = f^{-(n+1)} P_{nm}(cos\alpha)cos[m(\phi-\psi)], \end{cases} \tag{5.4}$$

sendo Y_{nm} o harmônico esférico inverso.

Assim,

$$\frac{\partial T_{nm}}{\partial z} = (n+m)T_{n-1m}. \tag{5.5}$$

Sabendo que $P_{nm}(cos\alpha) = P_{-(n+1)m}(cos\alpha)$, Y_{nm} pode ser escrito como:

$$Y_{nm} = f^{n'} P_{n'm}(cos\alpha)cos[m(\phi-\psi)] = T_{n'm}, \tag{5.6}$$

com $n' = -(n+1)$. Daí,

$$\begin{aligned} \frac{\partial Y_{nm}}{\partial z} &= \frac{\partial T_{n'm}}{\partial z} \\ &= (n'+m)T_{n'-1m} \\ &= -(n-m+1)Y_{n+1m}, \end{aligned} \tag{5.7}$$

o que implica que:

$$d\Phi = -\frac{\chi H_z dV}{4\pi}\sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=n}^{\infty} \epsilon_m \frac{(n-m+1)!}{(n+m)!}\frac{P_{n+1m}(cos\alpha)}{f^{n+2}} r^n P_{nm}(cos\theta)cos[m(\phi-\psi)]. \tag{5.8}$$

Mas,

$$dB_z = -\frac{\partial(d\Phi)}{\partial z_P}. \tag{5.9}$$

Então,

$$dB_z = \frac{\chi B_0 dV}{4\pi}\sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=n}^{\infty}\epsilon_m\frac{(n-m+2)!}{(n+m)!}\frac{P_{n+2m}(cos\alpha)}{f^{n+3}}r^n P_{nm}(cos\theta)cos[m(\phi-\psi)]. \tag{5.10}$$

Portanto, se não queremos gerar um determinado grau m, distribuímos duas peças separadas de 90º entre si:

- $+\pi/2 : dB_{z_1} = [\ldots]cos[m(\phi-\psi+\pi/2)] = [\ldots]sen[m(\phi-\psi)]$;
- $-\pi/2 : dB_{z_2} = [\ldots]cos[m(\phi-\psi-\pi/2)] = [\ldots](-sen[m(\phi-\psi)])$.

$dB_{z_1} + dB_{z_2} = 0$, desde que as peças sejam idênticas.

Assim, combinando pares de peças, não geramos determinados graus:

$$\psi = \frac{\pi}{2}(\pm\frac{1}{m_1} \pm \frac{1}{m_2} \pm \frac{1}{m_3} \pm \ldots). \tag{5.11}$$

Porém, quando mapeamos o campo principal do magneto, encontramos uma distribuição do tipo:

$$B_z(r,\phi,\theta) = \sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=n}^{\infty} C_{nm}r^n P_{nm}(cos\theta)cos[m(\phi-\varphi_{nm})], \tag{5.12}$$

sendo φ_{nm} a fase do harmônico C_{nm}.

Então, para não gerarmos os graus m, devemos levar em conta essa fase [16]:

$$\psi = \frac{\pi}{2}(\pm\frac{1}{m_1} \pm \frac{1}{m_2} \pm \frac{1}{m_3} \pm \ldots) + \varphi_{nm}. \tag{5.13}$$

Portanto, vimos que a determinação da fase φ e da posição polar ψ, serve para anular (ou gerar) grau m.

Para anularmos (ou gerarmos) as ordens n, devemos variar a posição azimutal α. Assim, anulamos $P_{n+2m}(cos\alpha)$ para a ordem n desejada e encontramos o valor, ou valores, de α que anulam o polinômio e, conseqüentemente, a ordem.

5.2.2 Determinação do volume das peças

Queremos determinar volumes de peças magnéticas que cancelem a distribuição de campo dada pela equação (4.8). Então, igualando-a à equação (5.10), podemos encontrar o volume de ferro necessário para anular (ou gerar) esses harmônicos.

$$\frac{\chi B_0 dV}{4\pi}\sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=n}^{\infty}\epsilon_m\frac{(n-m+2)!}{(n+m)!}\frac{P_{n+2m}(cos\alpha)}{f^{n+3}}r^nP_{nm}(cos\theta)cos[m(\phi-\psi)] =$$
$$= \sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}C_{nm}r^nP_{nm}(cos\theta)cos[m(\phi-\psi_{nm})] \qquad (5.14)$$

Somando para todas as N peças colocadas em cada plano e multiplicando pelos dois planos (α e $\pi-\alpha$), obtemos:

$$V = \frac{\pi C_{nm}}{\chi B_0}\frac{f^{n+3}(n+m)!}{(n-m+2)!P_{n+2m}(cos\alpha)\sum_{i=0}^{N}cos[m(\psi_i-\psi_{nm})]}. \qquad (5.15)$$

5.2.3 Correção dos harmônicos zonais com anéis ferromagnéticos

Diferentemente dos harmônicos tesserais, os harmônicos zonais são mais facilmente corrigidos com a utilização de anéis ferromagnéticos ao longo do eixo z [12][16].

O campo B_z no ponto P, devido a um anel de seção reta A em (f,α), é dado por [12][20]:

$$B_z = \frac{\chi B_0 A sen\alpha}{2f^{(n+2)}}\sum_{n=0}^{\infty}(n+1)(n+2)P_{n+2}(cos\alpha)r^nP_n(cos\theta). \qquad (5.16)$$

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA

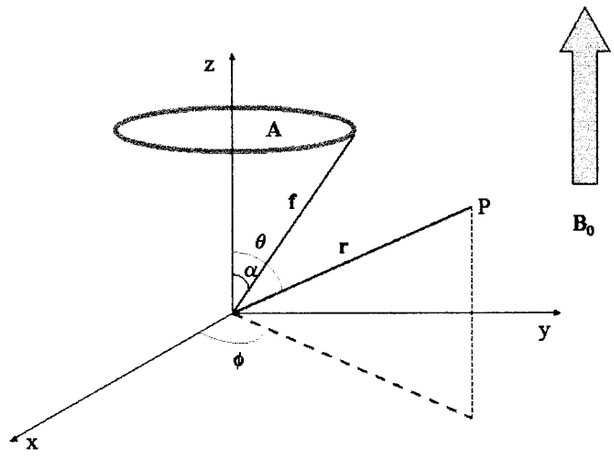


Figura 5.3: Efeito de um anel ferromagnético, colocado num campo magnético estático, sobre um ponto P.

Como vimos anteriormente, a expansão do campo principal em harmônicos zonais é dado pela equação (4.9). Combinando-a com a equação (5.16), temos os valores dos coeficientes C_n:

$$C_n = \frac{\chi B_0 A sen\alpha (n+1)(n+2) P_{n+2}(cos\alpha)}{2f^{(n+2)}}. \tag{5.17}$$

Portanto, para não gerarmos um harmônico C_n, precisamos de:

$$P_{n+2}(cos\alpha) = 0. \tag{5.18}$$

Por simetria:

$$P_n[cos(\pi - \alpha)] = (-1)^n P_n(cos\alpha). \tag{5.19}$$

Dessa maneira, podemos dividir a correção em zonais pares e ímpares.

Quero gerar n par: os ímpares não são gerados

Exemplo: Quero gerar C_{40} sem gerar o harmônico par mais próximo (C_{20}). Porém,

devemos levar em consideração o sinal do harmônico desejado.

$$C_{20} = 0 \Rightarrow P_{2+2}(cos\alpha) = 0 \tag{5.20}$$

- $\alpha_1 = 30,6^o \Rightarrow P_6(cos\alpha) < 0 \Rightarrow C_{40} < 0$ e $C_{20} = 0$
- $\alpha_2 = \pi - \alpha_1 = 149,4^o$
- $\alpha_3 = 70,1^o \Rightarrow P_6(cos\alpha) > 0 \Rightarrow C_{40} > 0$ e $C_{20} = 0$
- $\alpha_4 = \pi - \alpha_1 = 109,9^o$

Portanto, dois anéis devem ser colocados em α e em $\pi - \alpha$ para gerarmos o harmônico que desejamos.

A tabela 5.1, mostra valores de α para os quais conseguimos gerar determinados coeficientes sem gerar outros.

gera	**não gera**	α
$C_{20} > 0$	C_{40}	$76,2^o$
$C_{20} < 0$	C_{40}	$48,6^o$
$C_{40} > 0$	C_{20}	$70,1^o$
$C_{40} < 0$	C_{20}	$30,6^o$

Tabela 5.1: Harmônicos pares gerados.

Quero gerar n ímpar: os n pares não são gerados com a colocação de um segundo anel

Exemplo: Quero gerar C_{30} sem gerar o harmônico ímpar mais próximo (C_{10}).

$$C_{10} = 0 \Rightarrow P_{1+2}(cos\alpha) = 0 \tag{5.21}$$

- $\alpha_1 = 39,2^o \Rightarrow P_5(cos\alpha) < 0 \Rightarrow C_{30} < 0$ e $C_{10} = 0$

- $\alpha_2 = 140,8^o \Rightarrow P_5(cos\alpha) > 0 \Rightarrow C_{30} > 0$ e $C_{10} = 0$

Ao invés de colocarmos dois anéis (α e $\pi - \alpha$) como fazíamos para gerar os n pares, colocamos um anel em α e outro em $\alpha = 90^o$. Assim,

$$P_{n_{impar}}(0) = 0 \tag{5.22}$$

e cancelamos o harmônico mais próximo escolhendo uma razão entre as áreas dos dois anéis:

$$A_1 sen\alpha P_{n+2}(cos\alpha) + A_2 P_{n+2}(0) = 0. \tag{5.23}$$

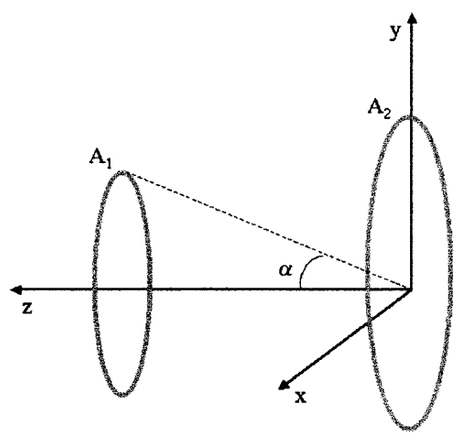


Figura 5.4: Razão entre os anéis ferromagnéticos usados na correção dos harmônicos zonais ímpares.

gera	**não gera**	α	A_1/A_2
$C_{10} > 0$	C_{30}	$122,6^o$	$1,291$
$C_{10} < 0$	C_{30}	$57,4^o$	$1,291$
$C_{30} > 0$	C_{10}	$140,8^o$	$1,983$
$C_{30} < 0$	C_{10}	$39,2^o$	$1,983$

Tabela 5.2: Harmônicos ímpares gerados.

5.3 Métodos computacionais utilizados na correção passiva

Como trabalhamos com um grande número de dados, seria muito trabalhoso se tivéssemos que otimizar a distribuição de peças manualmente.

Portanto, dois programas foram desenvolvidos para o cálculo desses coeficientes, utilizando dados de entrada referentes aos valores do campo, em Hz, em pontos pré-determinados.

5.3.1 Cálculo de dipolos magnéticos em linguagem C

O programa em linguagem C [22], desenvolvido pelo Professor Dr. Dardo Tomasi, do Brookhaven National Laboratory, de Nova Yorque, é uma otimização estocástica do campo magnético produzido a partir de dipolos magnéticos.

Este programa, calcula o número de peças magnéticas que devem ser colocadas sobre as peças polares de modo que sejam minimizadas as variações de campo medidas sobre uma região cilíndrica, entre as peças polares.

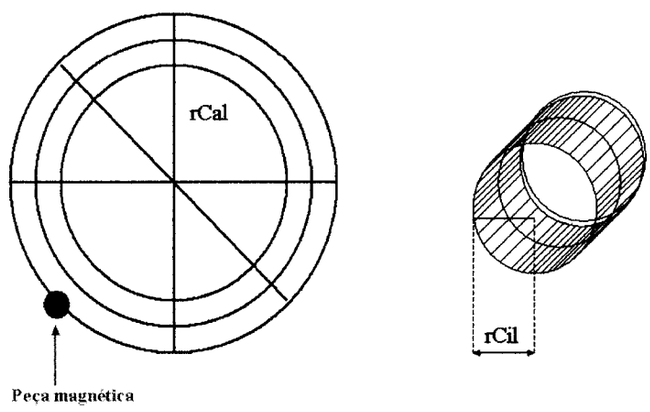


Figura 5.5: Posições de colocação das peças magnéticas e região de interesse.

Variáveis de entrada:

- dB: variação do campo magnético (Hz) produzida no isocentro do ímã por uma peça

magnética;

- Nmag: número máximo de peças magnéticas que devem ser colocadas na mesma posição;
- Niter: limite de interações do programa;
- AngD: número de posições polares (ϕ);
- RD: número de raios dos discos sobre as peças polares, nos quais serão distribuídos os dipolos;
- $rD_1 \ldots rD_{RD}$: raios dos discos (mm);
- AngC: número de posições polares no cilíndro de medição;
- ZC: número de posições axiais no cilíndro;
- $zC_1 \ldots zC_{ZC}$: posições axiais sobre o cilíndro (mm);
- B_{ij}: matriz de campo magnético feito antes da correção;
- Gap: distância entre as peças polares.

Variáveis de saída:

- número de peças magnéticas que devem ser colocadas em cada posição;
- B'_{ij}: distribuição de campo magnético esperada após a colocação das peças.

O programa, utiliza os valores de **dB** e da posição onde foi colocada a peça, quando causou essa variação, e calcula o momento magnético da peça considerando que ela seja um dipolo. Essa calibração é usada para sabermos o efeito das peças em todos os pontos desejados. Pelo método de *mínimos quadrados* [30], elas são distribuídas de modo a minimizar as variações de campo na região de interesse.

5.3.2 Cálculo de dipolos magnéticos através do algorítmo evolução diferencial

O programa *Passivos*, escrito pelo doutorando Carlos Ernesto Garrido Salmon, do Grupo de Ressonância Magnética, é um código que calcula o volume e o posicionamento de peças ferromagnéticas necessárias para a correção passiva do campo magnético experimental, mediante o algorítmo estocástico evolução diferencial [26].

O *Passivos* utiliza uma função objetiva, denominada *Unif*, que nos dá o campo magnético total ($B_{exp} + B_{dip}$) em pontos do volume de interesse.

Outro constituínte do *Passivos* é a subrotina *mydevec3*, um otimizador que utiliza o algorítmo evolução diferencial, tenta minimizar o desvio médio da função objetiva, minimizando assim, as variações de campo na região desejada. Gerando diferentes combinações para a distribuição de peças, o programa busca a configuração que resulte na menor variação de campo na região de interesse, retornando as posições polares, onde deverão ser fixadas as peças.

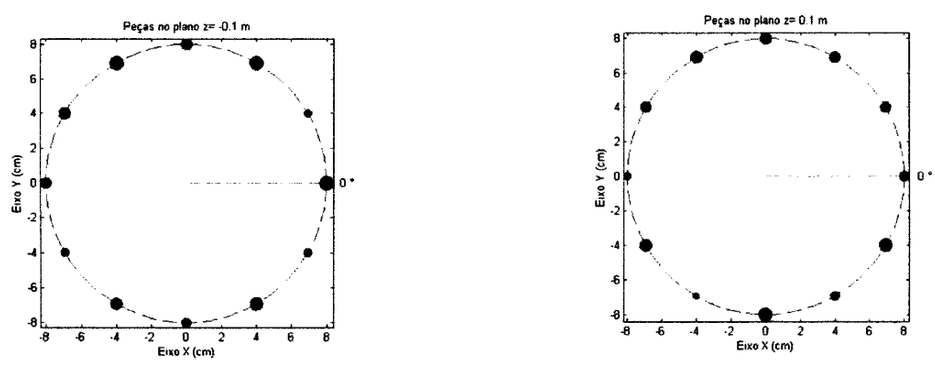


Figura 5.6: Distribuição de peças sobre as calotas polares em $z = -10cm$ (*à esquerda*) e em $z = +10cm$ (*à direita*).

Na figura 5.8, são apresentados os volumes (N) das peças ferromagnéticas, baseando-se numa peça padrão utilizada para a calibração do programa.

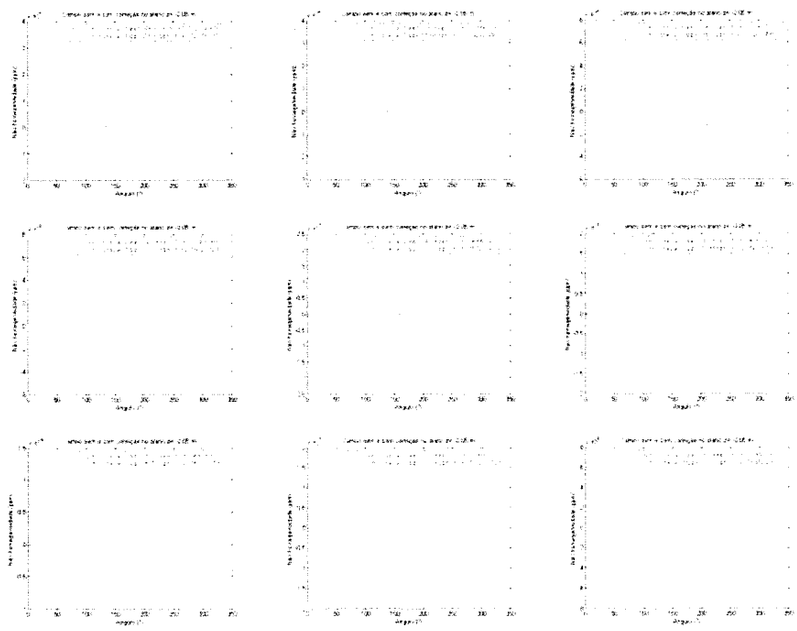


Figura 5.7: Comparação entre os campos anterior e posterior à correção estocástica, feita pelo programa, em cada plano considerado; linha azul: campo experimental; linha vermelha: campo calculado após a correção.

Peças no plano z= 0.1 cm
Peças no raio r= 0.1 cm

0° 2.602e-007
30° 3.969e-006
60° 4.952e-006
90° 1.303e-005
120° 0.06905
150° 9.078e-006
180° 2.836e-006
210° 9.344e-008
240° 3.686e-006
270° 3.716e-006
300° 6.784e-005
330° 7.719e-006

Peças no plano z= -0.1 cm
Peças no raio r= 0.1 cm

0° 1.808
30° 0.05637
60° 1.033
90° 1.893
120° 0.5879
150° 4.708e-006
180° 1.622e-006
210° 2.749e-007
240° 8.81e-006
270° 1.097e-005
300° 2.176
330° 0.005684

N =

Columns 1 through 7

0.0000 0.0000 0.0000 0.0000 0.0690 0.0000 0.0000

Columns 8 through 14

0.0000 0.0000 0.0000 0.0001 0.0000 1.8075 0.0564

Columns 15 through 21

1.0329 1.8934 0.5879 0.0000 0.0000 0.0000 0.0000

Columns 22 through 24

0.0000 2.1765 0.0057

Figura 5.8: Volumes e distribuição polar das peças ferromagnéticas.

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO

Capítulo 6

Experimental

O primeiro passo na homogenização de um magneto é a definição de uma região de interesse, ou seja, uma região preferencial na qual desejamos uniformizar o campo magnético.

No caso do Artro-ToRM, projetado para realizar imagens de articulações, optamos por uma região esférica com raio $r = 5cm$ e origem no isocentro do ímã.

Após definirmos esse volume, o segundo passo foi mapeá-lo, afim de conhecermos a real situação do campo magnético naquela região.

Embora o volume escolhido fosse esférico, por questões práticas, as medidas foram realizadas, ponto a ponto, sobre uma superfície cilíndrica, também com raio $r = 5cm$ e comprimento $l = 10cm$. Este procedimento de fato fez mais rigoroso o critério de correção, já que o cilindro circunscreve o volume esférico considerado.

O mapeamento de campo consistiu em medirmos o valor do campo magnético (Hz) sobre pontos, igualmente espaçados, na supefície cilíndrica. Essas medidas foram realizadas com o auxílio de uma sonda de RMN, projetada pelo engenheiro Edson Vidoto, do Grupo de Ressonância Magnética. Esta sonda consiste de uma amostra de água presa a uma haste que pode mover-se nas direções x, y e z e, cujo deslocamento é medido através

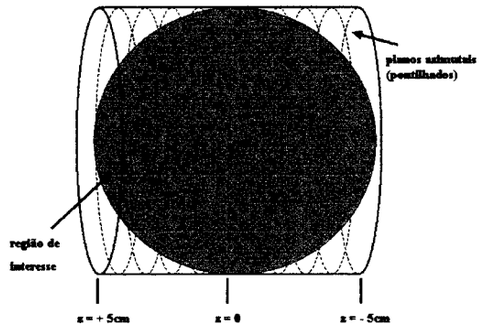


Figura 6.1: Volume esférico circunscrito pela superfície cilíndrica, sobre a qual foram realizadas as medidas de campo.

de réguas milimetradas fixadas a um suporte, como mostra a figura 6.2.

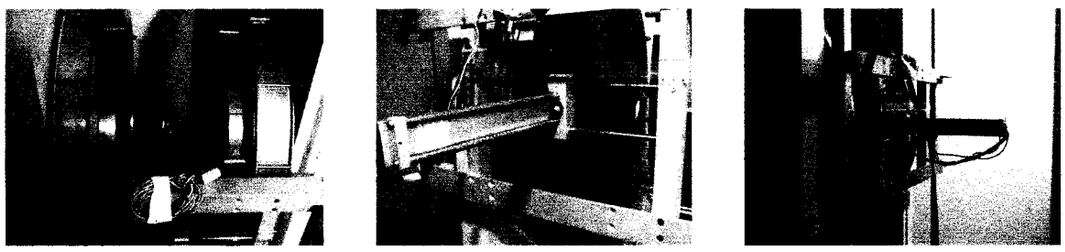


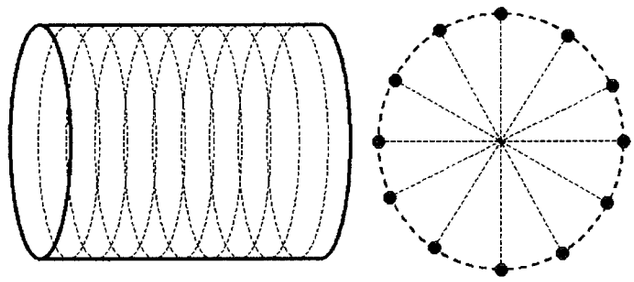
Figura 6.2: Sonda de RMN acoplada ao Artro-ToRM.

6.1 Caracterização do campo original

Para caracterizarmos o campo magnético, a superfície cilíndrica foi dividida em 11 planos, perpendiculares à direção de $\vec{B_0}$ ($z = -5, -4, ..., 4, 5$ cm), sendo cada plano dividido em 12 pontos separados de 30°.

Foram medidos os valores da variação de campo magnético (Hz), com relação ao campo medido no isocentro do ímã (6,70696 MHz).

Estes valores permitiram-nos calcular a homogeneidade (pico-a-pico) na região cilín-



(a) (b)

Figura 6.3: (a) Região cilíndrica dividida em 11 planos; (b) plano dividido de forma polar.

drica:

$$\begin{aligned} \delta B &= \frac{B_{max} - B_{min}}{B_0} 10^6 \\ &\cong 390 ppm. \end{aligned} \tag{6.1}$$

Isso significa que o campo magnético apresentou variação de 390 partes por milhão (ppm) na região cilíndrica, o que equivale a uma oscilação de 2,6 KHz em torno da freqüência central.

Utilizando os dados da variação de campo, o programa *Harmo* calculou os coeficientes da expansão de campo C_{nm} (Hz/cm^n) (tabela 6.1), bem como a influência dos mesmos dentro da região de interesse (tabela 6.2).

Podemos calcular as componentes de freqüência $m = 1$ a 5, presentes na expansão de campo. Para isso, utilizamos a análise de Fourier [33], que consiste em ajustar uma função aos dados obtidos. Por razões práticas, tomamos o plano $z = 0$. Neste plano, $\theta = 90^o$ fazendo com que os polinônios com dependência cossenoidal sejam nulos. Assim, o ajuste compreende os harmônicos com diferença $(n - m)$ par.

$C_{10} = -7.10^5$	$C_{11} = -2.10^3 + 50i$				
$C_{20} = -2.10^4$	$C_{21} = -3.10^3 - 142i$	$C_{22} = -9 - 1i$			
$C_{30} = -3.10^4$	$C_{31} = -99 - 1i$	$C_{32} = -12 - 0.5i$	$C_{33} = -0.1 - 9.10^{-3}i$		
$C_{40} = -404$	$C_{41} = -81 - 4i$	$C_{42} = -0.5 + 3.10^{-3}i$	$C_{43} = -0.06 - 4.10^{-3}i$	$C_{44} = -9.10^{-4} + 5.10^{-5}i$	
$C_{50} = -328$	$C_{51} = -2 - 0.02i$	$C_{52} = -0.3 - 0.01i$	$C_{53} = -3.10^{-3} - 2.10^{-5}i$	$C_{54} = -4.10^{-4} - 2.10^{-5}i$	$C_{55} = -8.10^{-6} - 1.10^{-6}i$
$C_{60} = -3$	$C_{61} = -1 - 0.05i$	$C_{62} = -9.10^{-3} + 1.10^{-4}i$	$C_{63} = -1.10^{-3} - 8.10^{-5}i$	$C_{64} = -2.10^{-5} + 1.10^{-7}i$	$C_{65} = -2.10^{-6} + 2.10^{-7}i$
$C_{70} = -2$	$C_{71} = -0.02 - 2.10^{-4}i$	$C_{72} = -4.10^{-3} - 2.10^{-4}i$	$C_{73} = -5.10^{-5} - 2.10^{-7}i$	$C_{74} = -7.10^{-6} - 4.10^{-7}i$	$C_{75} = -1.10^{-7} - 9.10^{-10}i$
$C_{80} = -0.01$	$C_{81} = -8.10^{-3} - 4.10^{-4}i$	$C_{82} = -9.10^{-5} + 1.10^{-6}i$	$C_{83} = -2.10^{-5} - 1.10^{-6}i$	$C_{84} = -3.10^{-7} + 2.10^{-9}i$	$C_{85} = -4.10^{-8} + 1.10^{-9}i$
$C_{90} = -4.10^{-3}$	$C_{91} = -9.10^{-5} - 8.10^{-7}i$	$C_{92} = -4.10^{-5} - 1.10^{-6}i$	$C_{93} = -5.10^{-7} - 2.10^{-9}i$	$C_{94} = -9.10^{-8} - 6.10^{-9}i$	$C_{95} = -1.10^{-9} - 4.10^{-11}i$
	$C_{101} = -3.10^{-5} - 2.10^{-6}i$	$C_{102} = -5.10^{-7} + 7.10^{-9}i$	$C_{103} = -2.10^{-7} - 9.10^{-9}i$	$C_{104} = -3.10^{-9} + 2.10^{-11}i$	$C_{105} = -5.10^{-10} + 2.10^{-11}i$
		$C_{112} = -2.10^{-7} - 6.10^{-9}i$	$C_{113} = -4.10^{-9} - 2.10^{-11}i$	$C_{114} = -9.10^{-10} - 5.10^{-11}i$	$C_{115} = -1.10^{-11} - 1.10^{-13}i$
			$C_{123} = -8.10^{-10} - 5.10^{-11}i$	$C_{124} = -2.10^{-11} + 2.10^{-13}i$	$C_{125} = -4.10^{-12} + 1.10^{-13}i$
				$C_{134} = -5.10^{-12} - 4.10^{-13}i$	$C_{135} = -2.10^{-13} + 4.10^{-15}i$
					$C_{145} = -3.10^{-14} + 2.10^{-15}i$

Tabela 6.1: Coeficientes da expansão de campo $C_{nm}(Hz/cm^n)$ calculados pelo *Harmo*.

Influência (Hz) dos coeficientes de diferença par no plano xy e $r = 5cm$					
$C_{00} = -2.10^5$	$C_{11} = 1.10^4 - 249i$	$C_{22} = -639 - 74i$	$C_{33} = 187 + 16i$	$C_{44} = -59 + 3i$	$C_{55} = 23 + 3i$
$C_{20} = 3.10^5$	$C_{31} = -2.10^4 - 232i$	$C_{42} = 2.10^3 - 16i$	$C_{53} = -464 - 3i$	$C_{64} = 131 - 0.7i$	$C_{75} = -48 - 0.4i$
$C_{40} = -9.10^4$	$C_{51} = 1.10^4 + 85i$	$C_{62} = -2.10^3 + 24i$	$C_{73} = 430 + 1i$	$C_{84} = -133 + 1i$	$C_{95} = 46 + 1i$
$C_{60} = 1.10^4$	$C_{71} = -3.10^3 - 26i$	$C_{82} = 715 - 8i$	$C_{93} = -208 - 0.7i$	$C_{104} = 73 - 0.6i$	$C_{115} = -24 - 0.2i$
$C_{80} = -1.10^3$	$C_{91} = 417 + 4i$	$C_{102} = -145 + 2i$	$C_{113} = 61 + 0.3i$	$C_{124} = -32 + 0.3i$	$C_{135} = 17 + 0.5i$
Influência (Hz) dos coeficientes de diferença ímpar no plano $\theta = 45^o$ e $r = 5cm$					
$C_{10} = -2.10^6$	$C_{21} = 1.10^5 - 5.10^3i$	$C_{32} = -8.10^3 - 328i$	$C_{43} = 996 + 58i$	$C_{54} = -189 - 9i$	$C_{65} = 42 - 3i$
$C_{30} = 6.10^5$	$C_{41} = 3.10^4 + 2.10^3i$	$C_{52} = -9.10^3 - 337i$	$C_{63} = 2.10^3 + 121i$	$C_{74} = -589 - 36i$	$C_{85} = 181 - 6i$
$C_{50} = 4.10^5$	$C_{61} = -4.10^4 - 2.10^3i$	$C_{72} = 4.10^3 + 15i$	$C_{83} = -190 - 12i$	$C_{94} = -135 - 9i$	$C_{105} = 99 - 5i$
$C_{70} = -2.10^4$	$C_{81} = -3.10^3 - 150i$	$C_{92} = 2.10^3 + 60i$	$C_{103} = -527 - 31i$	$C_{114} = 180 + 11i$	$C_{125} = -49 + 2i$
$C_{90} = -2.10^3$	$C_{101} = 821 + 44i$	$C_{112} = -152 - 6i$	$C_{123} = -4 - 0.3i$	$C_{134} = 29 + 2i$	$C_{145} = -26 + 1i$

Tabela 6.2: Influência dos coeficientes $C_{nm}(Hz)$ na região de interesse.

A tabela 6.3, indicou que a grande variação de campo na região devia-se principalmente à freqüência $m = 1$. Portanto, deveríamos concentrar nossos interesses no cancelamento dos harmônicos tesserais correspondentes aos coeficientes C_{n1}.

Porém, o programa *Passivos*, através da minimização do desvio médio quadrático do campo, busca soluções que minimizem o maior número de coeficientes possíveis, incorporando as correções necessárias também para as demais freqüências.

A tabela 6.4, mostra a dependência cartesiana de alguns dos coeficientes a serem corrigidos.

freqüência (m)	magnitude	fase ($m\psi$)
1	-2617	9.2^0
2	-100	46.2^0
3	15	66.2^0
4	-20	-8.5^0
5	15	15.6^0

Tabela 6.3: Análise de Fourier do campo magnético para $z = 0$ e $r = 5cm$.

coeficientes	Harmônico correspondente
C_{10}	Z
C_{20}	Z^2
C_{30}	Z^3
C_{40}	Z^4
C_{50}	Z^5
C_{11_x}	X
C_{11_y}	Y
C_{21_x}	XZ
C_{21_y}	YZ
C_{31_x}	XZ^2
C_{31_y}	YZ^2

Tabela 6.4: Alguns harmônicos C_{nm} e suas dependências cartesianas.

6.2 Caracterização e critério de escolha das peças ferromagnéticas

Na correção passiva, o campo produzido por uma peça ferromagnética, inserida no ímã, interage com o campo magnético principal aumentando ou diminuíndo-o de forma a torná-lo uniforme em toda a região. Para isso, necessitamos de um conjunto de peças combinadas em determinadas posições.

Porém, o cálculo do campo resultante tornar-se-ia muito complexo se tivéssemos que considerar a forma geométrica de cada peça.

Por isso, na correção passiva é conveniente utilizarmos peças cujas dimensões, quando comparadas às distâncias envolvidas, façam com que tenhamos dipolos magnéticos, que

produzem campos do tipo:

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi}[\frac{3(\vec{m}\cdot\vec{r})\vec{r}}{r^5} - \frac{\vec{m}}{r^3}]. \tag{6.2}$$

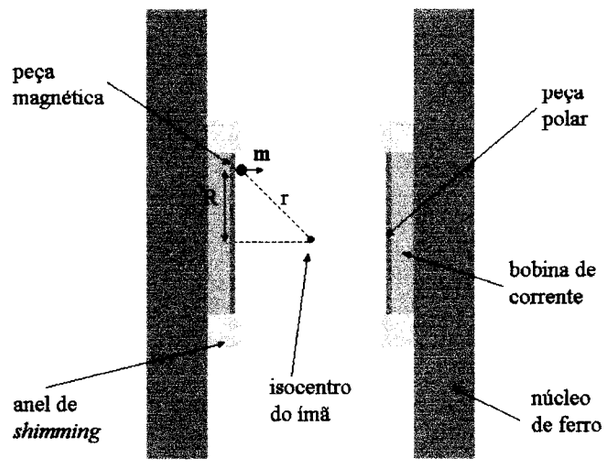


Figura 6.4: Representação de peça magnética fixada em uma das peças polares.

Baseando-se nas dimensões do ímã, escolhemos 4 tipos de peças ferromagnéticas, mostradas na figura 6.5.

As peças foram caracterizadas medindo-se a variação de campo produzida no isocentro para diferentes posicionamentos das peças. Os resultados são apresentados na tabela 6.5.

Traçando gráficos do campo produzido por cada peça colocada a diferentes ditâncias do isocentro, pudemos observar quais delas comportavam-se como dipolos magnéticos.

Constatamos que apenas a peça 1 comportava-se como um dipolo magnético, quando colocada nas posições radiais $5cm \leq R \leq 13cm$. Essa constatação é evidenciada na figura 6.6, que mostra que apenas o campo magnético produzido pela peça 1 varia perfeitamente como função de $1/r^3$, caracterizando o campo produzido por um dipolo magnético.

Através dos dados experimentais, foi possível calcularmos a susceptibilidade magnética χ da peça 1.

peça	R (cm)	variação de campo no isocentro (Hz)	peça	R (cm)	variação de campo no isocentro (Hz)
1	5	303,6	3	5	6124,8
	6	237,6		6	4554
	7	184,8		7	3445,2
	8	132		8	2494,8
	9	92,4		9	1980
	10	66		10	1478,4
	11	52,8		11	924
	12	39,6		12	620,4
	13	26,4		13	422,4
	14	13,2 *		14	277,2
	15	0 *		15	171,6
	16	0 *		16	92,4
	17	0 *		17	26,4
	18	0 *		18	$-13,2$ *
	19	0 *		19	$-26,4$
	20	0 *		20	$-52,8$
2	5	752,4	4	5	6294,4
	6	541,2		6	5412
	7	422,4		7	4844,4
	8	290,4		8	2468,4
	9	224,4		9	2138,4
	10	158,4		10	1359,6
	11	105,6		11	1056
	12	79,2		12	607,2
	13	52,8		13	462
	14	39,6		14	290,4
	15	26,4		15	184,8
	16	13,2 *		16	26,4
	17	0 *		17	0 *
	18	0 *		18	$-13,2$ *
	19	$-13,2$ *		19	$-26,4$
	20	$-13,2$ *		20	-66

* valores dentro do erro de medida do equipamento ($\pm 13,2$ Hz)

Tabela 6.5: Caracterização das peças ferromagnéticas.

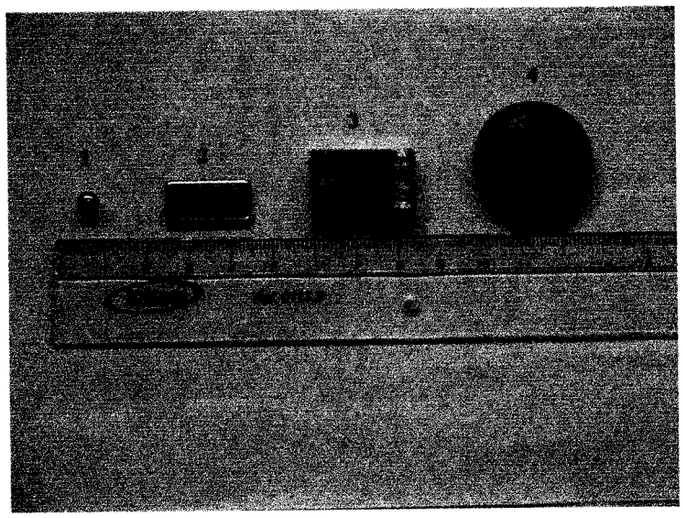


Figura 6.5: Peças caracterizadas: (1)esfera com diâmetro de 5 mm; (2)paralelepípedo com dimensões 20x10x1.5 mm; (3)paralelepípedo com dimensões 25x15x5,5 mm; (4)moeda com diâmetro de 28 mm e espessura de 5 mm.

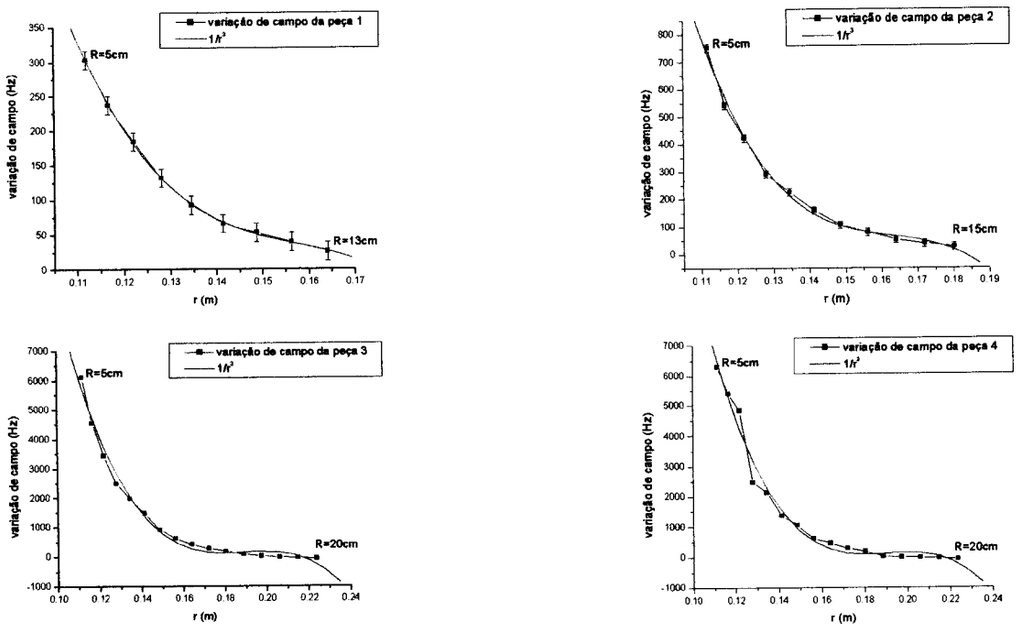


Figura 6.6: Comportamento das peças ferromagnéticas.

Combinando as equações (6.2) e (1.5), podemos escrever:

$$\Delta\omega = \frac{\mu_0 \chi H \gamma}{4\pi}[\frac{3cos^2\theta - 1}{r^3}]. \tag{6.3}$$

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA INFORMAÇÃO

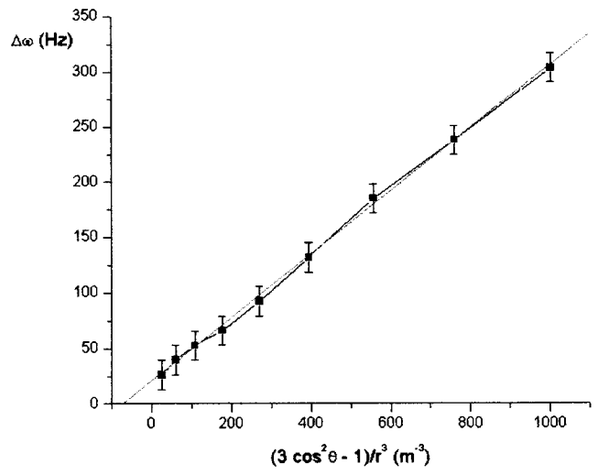


Figura 6.7: Variação de campo da peça 1.

Assim, o coeficiente angular da reta da figura 6.7 nos dá o valor de χ:

$$\frac{\mu_0 \chi H \gamma}{4\pi} = 0,28577. \tag{6.4}$$

- $\mu_0 = 4\pi.10^{-7}\ N/A^2$
- $\gamma = 4,257595\ KHz/Gauss$
- $H = \frac{NI}{d} = \frac{720x35,97}{0,2} = 129492\frac{Aespira}{m}$

Daí:

$$\chi \approx 5.10^{-3}. \tag{6.5}$$

O valor encontrado para a susceptibilidade magnética da peça 1, indica que ao invés de possuírmos uma peça ferromagnética, como era esperado, trata-se de um material fortemente paramagnético *[Apêndice C]*.

6.3 Caracterização do campo corrigido e discussão dos resultados

Após a identificação dos harmônicos presentes e a escolha da peça que será utilizada, introduzimos os dados de entrada nos programas de cálculo de dipolos, esperando que ambos nos dessem soluções semelhantes. Porém, o código em linguagem C não conseguiu alcançar uma convergência, não gerando uma distribuição de peças coerente. Suspeitamos que o problema devia-se a erros de sintaxe que não conseguimos localizar. Por isso, optamos por trabalhar com o programa *Passivos*.

Como havíamos constatado que a peça 1 comportava-se como um dipolo para distâncias radiais (R) entre 5 e 13 cm, utilizamos o programa *Passivos* para calcular distribuições de peças ferromagnéticas sobre as peças polares em todos os raios possíveis dentro desse intervalo. A melhor configuração, isto é, a distribuição que garantia melhor redução dos harmônicos, foi conseguida para $R = 10$cm e é apresentada na figura 6.8.

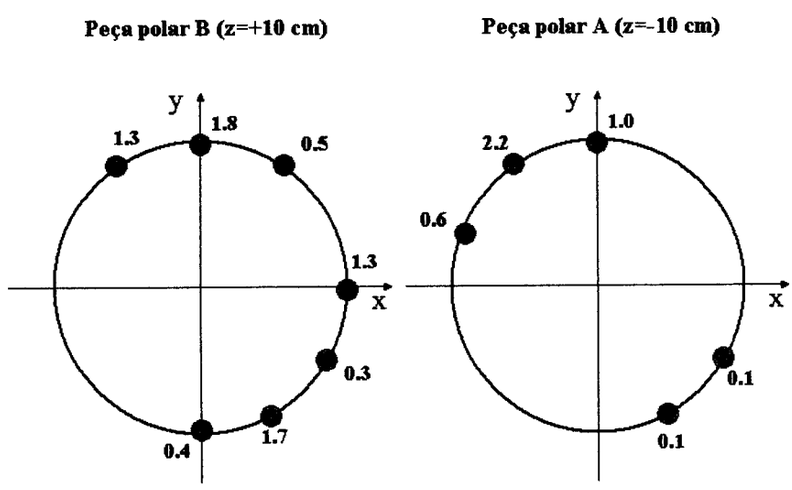


Figura 6.8: Melhor distribuição de peças conseguidas pelo *Passivos*.

As peças foram então distribuídas e um novo mapa de campo foi realizado. Porém,

pela observação do comportamento dos eixos x, y e z, pudemos fazer pequenas variações nas posições das peças, buscando uma maior linearidade de campo nas três direções.

Com esses ajustes, chegamos a configuração final, mostrada na figura 6.9.

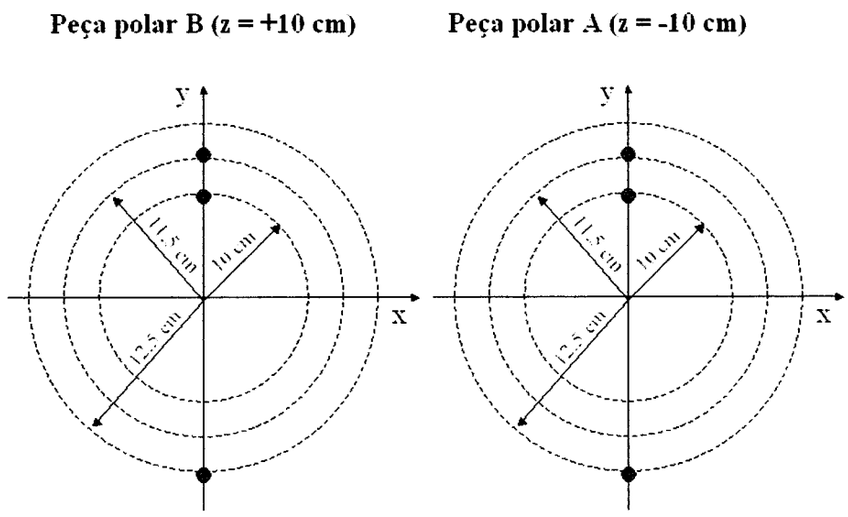


Figura 6.9: Configuração de peças que garantiu melhor correção.

Após a distribuição final de peças, um novo mapeamento de campo foi feito.

Com os dados de campo obtidos após a correção, pudemos repetir os cálculos anteriores (homogenidade, coeficientes C_{nm}, influência na região de interesse e análise de Fourier), afim de observarmos a nova dependência espacial do campo magnético principal.

A homogeneidade, após a correção, passou a ser:

$$\begin{aligned} \delta B &= \frac{B_{max} - B_{min}}{B_0} 10^6 \\ &\cong 250 ppm. \end{aligned} \tag{6.6}$$

A análise de Fourier (tabela 6.8), mostra uma redução significativa na componente de freqüência que desejávamos corrigir ($m = 1$). Esse comportamento é confirmado também

$C_{10} = 2.10^4$	$C_{11} = 14 - 97i$				
$C_{20} = 1.10^3$	$C_{21} = -49 - 103i$	$C_{22} = 1 - 0.8i$			
$C_{30} = 822$	$C_{31} = -0.6 - 4i$	$C_{32} = -0.2 - 0.6i$	$C_{33} = 1.10^{-3} + 5.10^{-2}i$		
$C_{40} = 23$	$C_{41} = -1 - 3i$	$C_{42} = -2.10^{-2} + 4.10^{-3}i$	$C_{43} = 3.10^{-3} + 2.10^{-3}i$	$C_{44} = 5.10^{-4} - 2.10^{-4}i$	
$C_{50} = 9$	$C_{51} = -1.10^{-2} - 7.10^{-2}i$	$C_{52} = -5.10^{-3} - 1.10^{-2}i$	$C_{53} = -6.10^{-5} + 3.10^{-4}i$	$C_{54} = -2.10^{-5} + 3.10^{-8}i$	$C_{55} = -5.10^{-7} - 3.10^{-6}i$
$C_{60} = 0.2$	$C_{61} = -2.10^{-2} - 4.10^{-2}i$	$C_{62} = -2.10^{-4} + 1.10^{-4}i$	$C_{63} = 7.10^{-5} + 4.10^{-5}i$	$C_{64} = -2.10^{-6} + 3.10^{-7}i$	$C_{65} = -9.10^{-8} + 9.10^{-8}i$
$C_{70} = 5.10^{-2}$	$C_{71} = 1.10^{-4} - 7.10^{-4}i$	$C_{72} = -7.10^{-5} - 2.10^{-4}i$	$C_{73} = -1.10^{-6} + 3.10^{-6}i$	$C_{74} = -4.10^{-7} - 4.10^{-8}i$	$C_{75} = -2.10^{-10} - 1.10^{-8}i$
$C_{80} = 6.10^{-4}$	$C_{81} = -1.10^{-4} - 3.10^{-4}i$	$C_{82} = -3.10^{-6} + 1.10^{-6}i$	$C_{83} = 1.10^{-6} + 6.10^{-7}i$	$C_{84} = 6.10^{-9} + 1.10^{-8}i$	$C_{85} = -2.10^{-9} + 4.10^{-10}i$
$C_{90} = 1.10^{-4}$	$C_{91} = -8.10^{-7} - 3.10^{-6}i$	$C_{92} = -6.10^{-7} - 2.10^{-6}i$	$C_{93} = -1.10^{-8} + 3.10^{-8}i$	$C_{94} = -6.10^{-9} + 2.10^{-10}i$	$C_{95} = 2.10^{-11} + 1.10^{-12}i$
	$C_{101} = -5.10^{-7} - 1.10^{-6}i$	$C_{102} = -2.10^{-8} + 6.10^{-9}i$	$C_{103} = -9.10^{-9} + 6.10^{-9}i$	$C_{104} = 5.10^{-11} + 7.10^{-11}i$	$C_{105} = -3.10^{-11} + 8.10^{-12}i$
		$C_{112} = -3.10^{-9} - 8.10^{-9}i$	$C_{113} = -8.10^{-11} + 3.10^{-10}i$	$C_{114} = -5.10^{-11} + 3.10^{-12}i$	$C_{115} = 6.10^{-14} - 2.10^{-13}i$
			$C_{123} = 5.10^{-11} + 3.10^{-11}i$	$C_{124} = 6.10^{-13} + 1.10^{-12}i$	$C_{125} = -3.10^{-13} + 5.10^{-14}i$
				$C_{134} = -4.10^{-13} + 8.10^{-15}i$	$C_{135} = 2.10^{-15} - 1.10^{-15}i$
					$C_{145} = -2.10^{-15} + 5.10^{-16}i$

Tabela 6.6: Coeficientes da expansão de campo $C_{nm}(Hz/cm^n)$ após a correção passiva.

Influência (Hz) dos coeficientes de diferença par no plano xy e $r = 5cm$					
$C_{00} = 1.10^4$	$C_{11} = -69 + 485i$	$C_{22} = 82 - 58i$	$C_{33} = -3 - 87i$	$C_{44} = 35 - 10i$	$C_{55} = 1 + 9i$
$C_{20} = -2.10^4$	$C_{31} = -122 - 821i$	$C_{42} = 98 - 19i$	$C_{53} = -11 + 55i$	$C_{64} = -13 - 2i$	$C_{75} = -7.10^{-2} - 5i$
$C_{40} = 5.10^3$	$C_{51} = 77 + 393i$	$C_{62} = -46 + 24i$	$C_{73} = 9 - 31i$	$C_{84} = 3 + 6i$	$C_{95} = -0.6 - 4.10^{-2}i$
$C_{60} = -870$	$C_{71} = -23 - 122i$	$C_{82} = 22 - 8i$	$C_{93} = -4 + 15i$	$C_{104} = -1 - 2i$	$C_{115} = 0.1 - 0.4i$
$C_{80} = 61$	$C_{91} = 4 + 16i$	$C_{102} = -5 + 2i$	$C_{113} = -1 - 5i$	$C_{124} = 0.8 + 1i$	$C_{135} = -0.2 + 0.2i$
Influência (Hz) dos coeficientes de diferença ímpar no plano $\theta = 45^o$ e $r = 5cm$					
$C_{10} = 8.10^4$	$C_{21} = 2.10^3 + 4.10^3i$	$C_{32} = -131 - 401i$	$C_{43} = -54 - 32i$	$C_{54} = -13 + 1.10^{-2}i$	$C_{65} = 2 - 2i$
$C_{30} = 2.10^4$	$C_{41} = 580 + 1.10^3i$	$C_{52} = -151 - 414i$	$C_{63} = -113 - 69i$	$C_{74} = -37 + 3i$	$C_{85} = 11 - 2i$
$C_{50} = -1.10^4$	$C_{61} = -713 - 1.10^3i$	$C_{72} = 69 + 183i$	$C_{83} = 11 + 7i$	$C_{94} = -9 + 0.3i$	$C_{105} = 7 - 2i$
$C_{70} = 489$	$C_{81} = -54 - 108i$	$C_{92} = 28 + 75i$	$C_{103} = 30 + 18i$	$C_{114} = 11 - 0.6i$	$C_{125} = -3 + 0.5i$
$C_{90} = 68$	$C_{101} = 15 + 30i$	$C_{112} = -3 - 7i$	$C_{123} = 0.2 + 0.2i$	$C_{134} = 2 - 5.10^{-2}i$	$C_{145} = -2 + 0.4i$

Tabela 6.7: Influência dos coeficientes $C_{nm}(Hz)$, após a correção.

pela melhora de 36% na homogeneidade do campo, que passou de 390 ppm para 250 ppm.

A figura 6.10, faz uma comparação entre as dependências espaciais do campo em cada plano, antes e após a correção passiva.

Apesar de termos conseguido uma melhora na homogeneidade de todos os planos e uma redução nos valores pico-a-pico da inomogeneidade, podemos observar que uma deformação no campo foi inserida para os planos mais externos do cilíndro. Deformação essa, que revela um aumento das componentes de ordem superior e que pode ser observada também na tabela 6.6, que mostra a variação nos coefientes C_{nm} correspondentes aos altos valores de n. Suspeitamos que essa deformação deve-se ao fato de que estes planos estão

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA

freqüência (m)	magnitude	fase ($m\psi$)
1	-142	20.2^0
2	162	-21.3^0
3	-54	79.3^0
4	26	-15.8^0
5	4	86.5^0

Tabela 6.8: Análise de Fourier do campo magnético para $z = 0$ e $r = 5cm$, após a correção passiva.

muito próximos às peças utilizadas na correção.

Podemos citar também, o fato de que a colocação de peças ferromagnéticas fez com que as peças polares se aproximassem, introduzindo ou acentuando as componentes zonais na expansão de campo.

Esse comportamento é claramente ilustrado no gráfico 6.11, que compara a dependência espacial dos eixos x, y e z, antes e após a introdução dos elementos passivos.

Como vimos no capítulo 5, a eliminação dessas componentes dos harmônicos zonais pode ser feita com a utilização de anéis ferromagnéticos. Nesse caso, poderíamos deslocar os anéis de *shimming* tentando compensar estas inomogeneidades devidas às componentes z e z^2, que são as maiores causadoras da deformação. Porém, experiências anteriores mostram que um pequeno deslocamento destes anéis é suficiente para causar variações bruscas também nas componetes transversais de campo, podendo tornar ainda pior sua dependência espacial como um todo.

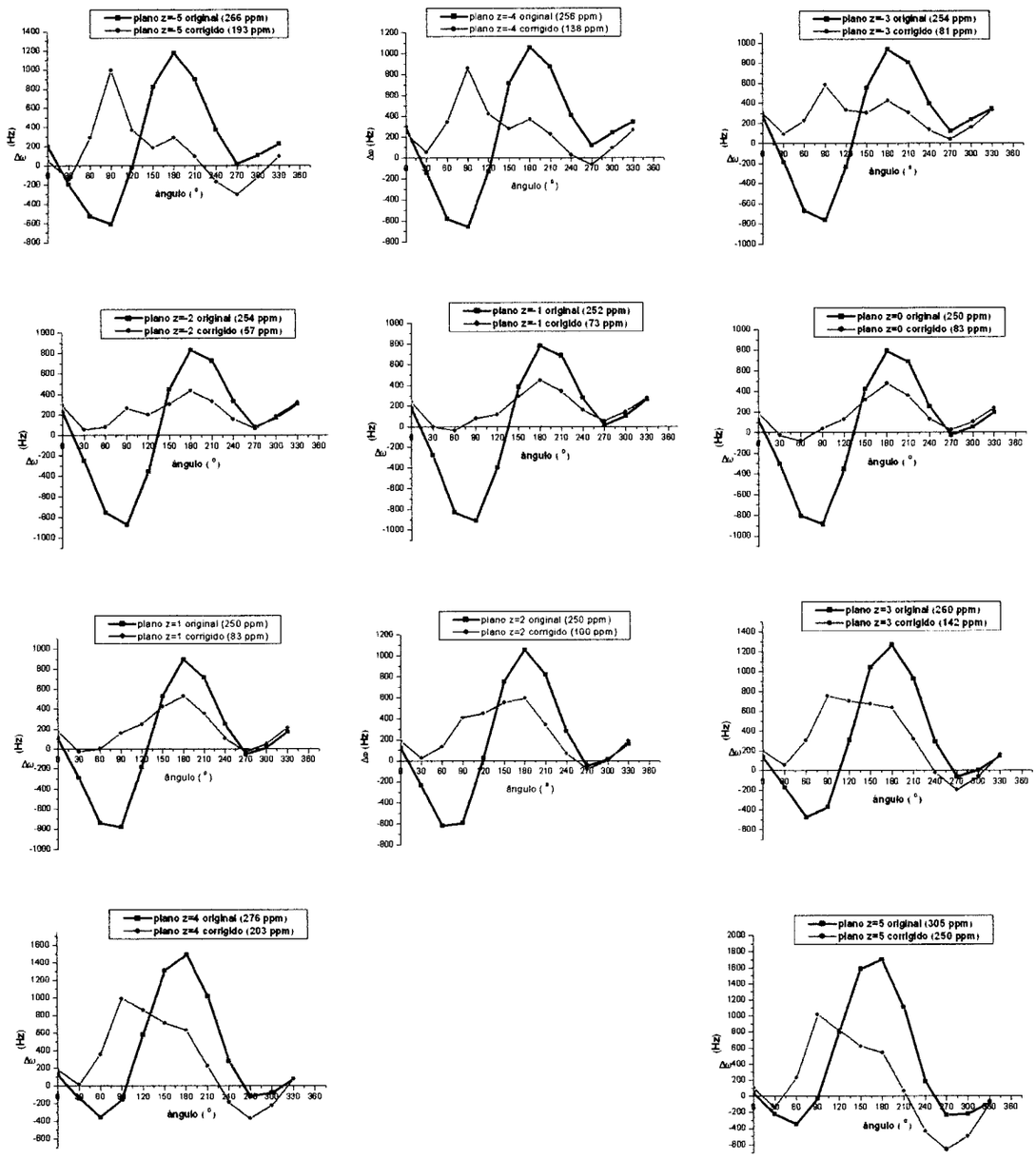


Figura 6.10: Planos do cilíndro antes e após a correção.

Por isso, achamos que a compensação das componentes zonais pode ser feita mais cuidadosamente através do método de *shimming* ativo, que utiliza bobinas de corrente e, por isso, permite fazer ajustes mais finos.

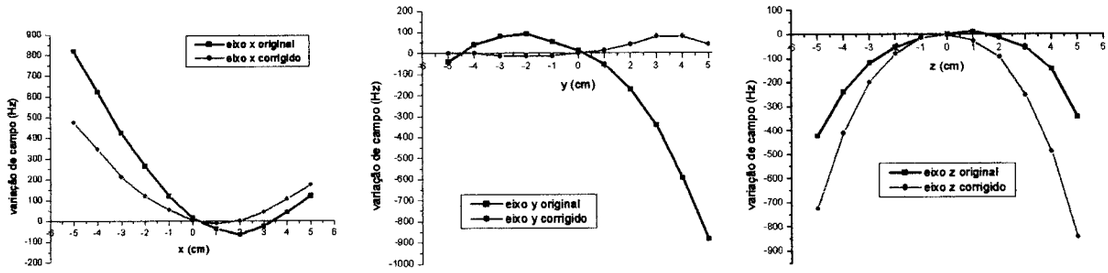


Figura 6.11: Comportamento dos eixos x, y e z antes e após a correção passiva.

Apesar disso, ficamos satisfeitos em observar os resultados da correção passiva. Pudemos comprovar a previsibilidade do método computacional utilizado e aperfeiçoar os cálculos de correção para magnetos com a geometria do Artro-ToRM.

Capítulo 7

Conclusões

Neste trabalho, foi possível desenvolver um método de correção passiva do campo magnético para magnetos com uma geometria particular.

Porém, observamos que a maior dificuldade desse tipo de correção, assim como em todos os trabalhos experimentais, são as limitações físicas do aparato experimental.

A correção passiva, utilizando o programa *Passivos*, funciona muito bem desde que as peças ferromagnéticas utilizadas, possam ser encaradas como dipolos magnéticos. Para isso, é preciso fazer uma calibração de diversas peças e relacionar seus efeitos ás distâncias entre elas e a região de interesse e à geometria de cada uma delas.

Apesar das limitações, foi possível obter uma melhora significativa através do método de correção utilizado. Em um volume cilíndrico com raio de 5 cm e comprimento de 10 cm, observamos uma variação de 390 ppm para 250 ppm de homogeneidade, após a correção.

Além do estudo dos instrumentos utilizados na correção passiva de magnetos, o trabalho possibilitou-me uma maior compreensão das técnicas de imagens por ressonância magnética e da necessidade de possuir um campo magnético altamente uniforme para garantir melhor qualidade nas imagens.

Como trabalho futuro, destacamos a possibilidade de refinamento da homogeneidade do Artro -ToRM através do uso de bobinas de corrente, método este, conhecido como *shimming ativo*.

Apêndice A

Transformada de Fourier

Em um sinal de ressonância magnética nuclear proveniente de uma amostra, encontramos uma mistura de diferentes freqüências e fases, que podem ser analisados diretamente por seu espectro de freqüências, obtido através da Transformada de Fourier.

Entretanto, a Transformada de Fourier pode ser utilizada também na reconstrução bi-dimensional (2FFT) de imagens em geral, por sua facilidade e rapidez de cálculo, comparado com a solução das integrais de Fourier algébricas.

A Transformada de Fourier [21][24] de uma função $f(x)$ é definida como:

$$\mathcal{F}[f(x)] \equiv \mathbf{F}(\omega_x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-2i\pi\omega_x x} dx, \tag{A.1}$$

e a transfomada inversa, que recupera a função original é definida como:

$$\mathcal{F}^{-1}[\mathbf{F}(\omega_x)] \equiv f(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{F}(\omega_x) e^{2i\pi\omega_x x} d\omega_x, \tag{A.2}$$

sendo ω_x a freqüência angular, e $i \equiv \sqrt{-1}$.

Para cada freqüência ω_x, integramos a função $f(x)$ sobre todos os valores da coordenada x. Se o valor da integral for grande para esta freqüência, então o sinal tem uma componente significativa nesta mesma freqüência.

Podemos também definir:

$$\mathcal{F}[f(x)] \equiv \mathbf{F}(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-i\nu x} dx, \tag{A.3}$$

e a transformada inversa, que recupera a função original:

$$\mathcal{F}^{-1}[\mathbf{F}(\nu)] \equiv f(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{F}(\nu) e^{i\nu x} d\omega_x, \tag{A.4}$$

sendo $\nu = 2\pi\omega_x$, chamada de *freqüência linear*. Note que:

$$e^{-i\nu x} \equiv cos(-i\nu x) + isen(-i\nu x). \tag{A.5}$$

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA INFORMAÇÃO

A condição suficiente para a existência da Transformada de Fourier de uma função $f(x)$ qualquer é que a função seja integrável e finita, isto é:

$$\int_{-\infty}^{\infty} |f(x)|\, dx < \infty. \tag{A.6}$$

As imagens que estamos interessados são sempre integráveis e finitas.

Embora a imagem seja real, a Transformada de Fourier é uma função complexa, com coeficientes reais e imaginários:

$$\mathbf{F}(\omega_x) = \Re[\mathbf{F}(\omega_x)] + i\Im[\mathbf{F}(\omega_x)]. \tag{A.7}$$

E o ângulo de fase é dado por:

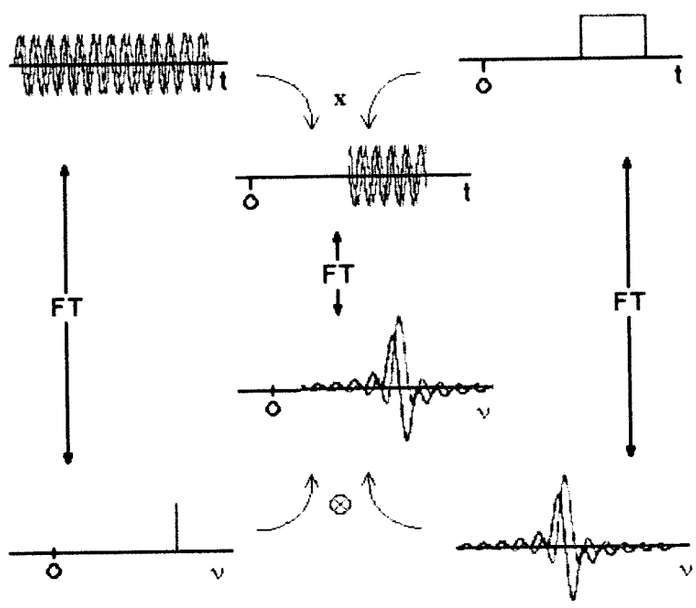
$$\phi(\omega_x) = tan^{-1}\frac{\Im[\mathbf{F}(\omega_x)]}{\Re[\mathbf{F}(\omega_x)]}. \tag{A.8}$$

A.1 Teorema da Convolução

A Transformada de Fourier de duas funções convoluídas no domínio do espaço é igual ao produto das transformadas das duas funções no domínio de Fourier:

$\mathcal{F}[f(x,y)] * h(x,y)]$=F$(\omega_x, \omega_y)$ H(ω_x, ω_y),

onde o operador $*$ denota a operação de convolução. Este teorema é de grande importância no processamento de imagens.



Consideremos o caso de uma imagem resultante g(x,y) de um sinal f(x,y) convoluído com uma função de espalhamento h(x,y):

$$g(x,y) = \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} f(\alpha,\beta)h(x-\alpha, y-\beta)d\alpha d\beta. \tag{A.9}$$

A Transformada de Fourier desta convolução pode ser obtida revertendo-se a ordem da integração:

$$\mathcal{F}[g(x,y)] \equiv \mathbf{G}(\omega_x,\omega_x) = \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} f(\alpha,\beta)[\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} h(x-\alpha,y-\beta)e^{-i(x\omega_x+y\omega_y)}dxdy]d\alpha d\beta. \tag{A.10}$$

Utilizando a propriedade de translação:

$$\mathcal{F}[h(x-\alpha,y-\beta)] = \mathbf{H}(\omega_x,\omega_x)e^{-i(\alpha\omega_x+\beta\omega_y)}, \tag{A.11}$$

obtemos:

$$\begin{aligned}\mathbf{G}(\omega_x,\omega_y) &= \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} f(\alpha,\beta)e^{-i(\alpha\omega_x+\beta\omega_y)}d\alpha d\beta\mathbf{H}(\omega_x,\omega_y)\\ &= \mathbf{F}(\omega_x,\omega_y)\mathbf{H}(\omega_x,\omega_y).\end{aligned} \tag{A.12}$$

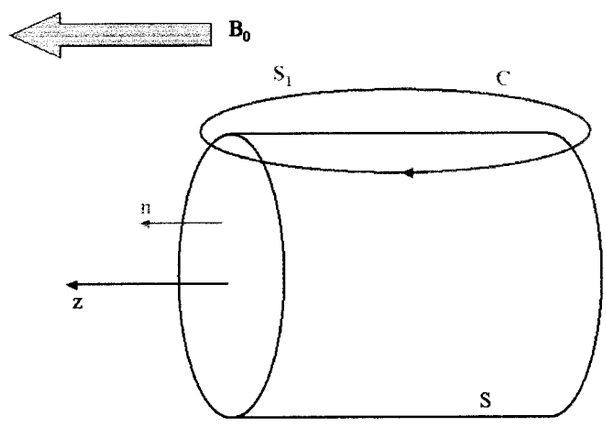
Desta maneira, utilizamos a propriedade de translação para demonstrar o teorema da convolução. Como, em geral, a operação de convolução é mais complexa de calcular do que a Transformada de Fourier, usa-se este teorema para calcular a convolução calculando-se a transformada das funções, sua multiplicação e a transformada inversa.

O teorema inveso afirma que:

$$\mathcal{F}[f(x,y)h(x,y)] = \frac{1}{4\pi^2}[\mathbf{F}(\omega_x,\omega_y) * \mathbf{H}(\omega_x,\omega_y)]. \tag{A.13}$$

Apêndice B

Solução da Equação de Laplace em coordenadas esféricas



O fluxo de campo magnético através da superfície S, com versor normal $\hat{n}$, é definido por [3]:

$$\Phi = \int_S \vec{B} \cdot \hat{n} dS. \tag{B.1}$$

Como não existem cargas magnéticas, isto é, dentro da superfície fechada S não há fontes nem sorvedouros de campo magnético:

$$\oint_S \vec{B} \cdot \hat{n} dS = 0. \tag{B.2}$$

Se V é o volume contido dentro da superfície S, pelo Teorema do Divergente:

$$\begin{aligned} \int_V \nabla \cdot \vec{B} dV &= \oint_S \vec{B} \cdot \hat{n} dS = 0 \\ &\Rightarrow \nabla \cdot \vec{B} = 0. \end{aligned} \tag{B.3}$$

Como $\nabla \cdot \vec{B} = 0$, as linhas de campo são necessariamente fechadas (possivelmente no

infinito). Logo, a *circulação* de B ao longo de uma curva fechada é necessariamente $\neq 0$:

$$\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{l} > 0. \tag{B.4}$$

Ampère descobriu que essa circulação é proporcional à intensidade da corrente total i que atravessa a curva C. Isso é válido para correntes estacionárias.

$$\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 i, \tag{B.5}$$

$\mu_0 = 4\pi 10^{-7} N/A^2$.

Como não há correntes livres que atravessam a curva C (cilíndro considerado está na região de campo formada entre as peças polares), então:

$$\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{l} = 0. \tag{B.6}$$

Pelo Teorema do Rotacional:

$$\begin{aligned} \int_{S_1} \nabla \times \vec{B} dS_1 &= \oint_C \vec{B} \cdot d\vec{l} = 0 \\ &\Rightarrow \nabla \times \vec{B} = 0. \end{aligned} \tag{B.7}$$

Tomando o rotacional de $\nabla \times \vec{B} = 0$:

$$\begin{aligned} \nabla \times (\nabla \times \vec{B}) &= \nabla \underbrace{(\nabla \cdot \vec{B})}_{0} - \nabla^2 \vec{B} = 0 \\ &\Rightarrow \nabla^2 \vec{B} = 0, (\textit{Equação de Laplace}). \end{aligned} \tag{B.8}$$

Separando nas compomentes cartesianas, temos:

$$\nabla^2 B_x = \nabla^2 B_y = \nabla^2 B_z = 0. \tag{B.9}$$

Como o nosso campo principal está na direção z, não levamos em conta B_x e B_y; pois, $B_x, B_y \ll B_z$. A nossa equação de Laplace se reduz a:

$$\nabla^2 B_z = 0. \tag{B.10}$$

Por conveniência, escreveremos o laplaciano em coordenadas esféricas [21]:

$$\nabla^2 B_z = \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}(\frac{r^2 \partial B_z}{\partial r}) + \frac{1}{r^2 sen\theta}\frac{\partial}{\partial \theta}(sen\theta \frac{\partial B_z}{\partial \theta}) + \frac{1}{r^2 sen^2\theta}\frac{\partial^2 B_z}{\partial \phi^2} = 0. \tag{B.11}$$

Podemos resolver a equação diferencial acima pelo método de separação de variáveis [21]. A solução é do tipo $B_z(r, \theta, \phi) = R(r)P(\theta)\Phi(\phi)$.

$$\frac{1}{R}\frac{d}{dr}(\frac{r^2 dR}{dr}) + \frac{1}{Psen\theta}\frac{d}{d\theta}(\frac{sen\theta dP}{d\theta}) + \frac{1}{\Phi sen^2\theta}\frac{d^2\Phi}{d\phi^2} = 0 \tag{B.12}$$

Resolvendo primeiro para a parte radial:

$$\frac{1}{Psen\theta}\frac{d}{d\theta}(\frac{sen\theta dP}{d\theta}) + \frac{1}{\Phi sen^2\theta}\frac{d^2\Phi}{d\phi^2} = -\frac{1}{R}\frac{d}{dr}(\frac{r^2 dR}{dr}) = -n(n+1). \tag{B.13}$$

Daí:

$$\frac{d}{dr}(\frac{r^2 dR}{dr}) - n(n+1)R = 0. \tag{B.14}$$

A solução desta equação diferencial é da forma:

$$R(r) = A_n r^n + B_n r^{-(n+1)}. \tag{B.15}$$

Porém, quando $r = 0 \Rightarrow r^{-(n+1)} \rightarrow \infty$. Mas, sabemos que o campo não é infinito na origem. Portanto, $B = 0$.

$$R(r) = A_n r^n \tag{B.16}$$

Agora a equação geral é:

$$n(n+1) + \frac{1}{Psen\theta}\frac{d}{d\theta}(\frac{sen\theta dP}{d\theta}) + \frac{1}{\Phi sen^2\theta}\frac{d^2\Phi}{d\phi^2} = 0. \tag{B.17}$$

Reescrevendo, temos:

$$n(n+1)sen^2\theta + \frac{sen\theta}{P}\frac{d}{d\theta}(\frac{sen\theta dP}{d\theta}) + \frac{1}{\Phi}\frac{d^2\Phi}{d\phi^2} = 0. \tag{B.18}$$

Resolvendo para ϕ:

$$n(n+1) + \frac{1}{Psen\theta}\frac{d}{d\theta}(\frac{sen\theta dP}{d\theta}) = -\frac{1}{\Phi sen^2\theta}\frac{d^2\Phi}{d\phi^2} = m^2. \tag{B.19}$$

Daí:

$$\frac{d^2\Phi}{d\phi^2} + m^2\Phi = 0. \tag{B.20}$$

Esta equação é análoga à equação do oscilador harmônico simples, que tem solução da forma:

$$\Phi(\phi) = C_{m1}cos(m\phi) + C_{m2}sen(m\phi) = C_m cosm(\phi - \psi). \tag{B.21}$$

Portanto:

$$n(n+1) + \frac{1}{Psen\theta}\frac{d}{d\theta}(\frac{sen\theta dP}{d\theta}) = m^2 \Rightarrow [n(n+1)sen^2\theta - m^2]P + sen\theta\frac{d}{d\theta}(\frac{sen\theta dP}{d\theta}) = 0. \tag{B.22}$$

Para resolver esta equação, fazemos uma mudança de variável:

$$u = cos\theta \Rightarrow \frac{du}{d\theta} = -sen\theta \Rightarrow \frac{d}{d\theta} = \frac{d}{du}\frac{du}{d\theta} = -sen\theta\frac{d}{du}. \tag{B.23}$$

Substituíndo na equação diferencial:

$$\begin{aligned} [n(n+1)(1-u^2) - m^2]P(u) - (1-u^2)\frac{d}{du}[(1-u^2\frac{dP(u)}{du})] &= 0 \\ \Rightarrow (1-u^2)\frac{d^2P(u)}{du^2} - 2u\frac{dP(u)}{du} + [n(n+1) - \frac{m^2}{1-u^2}]P(u) &= 0. \end{aligned} \tag{B.24}$$

Esta é a equação Associada de Legendre, que tem como solução os polinômios de Legendre $P(n, m, u)$. Mas $u = cos\theta \Rightarrow P_{nm}(cos\theta)$.

Portanto, o campo magnético na região desejada pode ser dado pela expressão:

$$B_z(r,\theta,\phi) = \sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=0}^{n} C_{nm} r^n P_{nm}(cos\theta) cos[m(\phi - \psi_{nm})], \tag{B.25}$$

- $C_{nm} \rightarrow$ coeficientes que determinam o *peso* de cada harmônico;
- $\psi_{nm} \rightarrow$ fases dos harmônicos;
- $n \rightarrow$ ordem e $m \rightarrow$ grau.

Apêndice C

Ferromagnetismo

C.1 Introdução

O ferromagnetismo é a parte do eletromagnetismo que trata de um grupo específico de materiais magnéticos com elevada densidade de momento magnético.

Quando materiais sólidos são produzidos, a composição química e os processos termodinâmicos utilizados, determinam uma estrutura atômica característica. Se os átomos da mesma amostra de um material estiverem dispostos numa única configuração cristalina, a amostra é denominada *monocristal*.

Os materiais sólidos também podem ser compostos por um aglomerado de grãos, cada um com uma determinada orientação cristalina. Estes materiais são denominados *materiais policristalinos*.

Se uma material policristalino possui grãos com uma distribuição aleatória das direções cristalinas, este material é chamado de *grãos não orientados (GNO)*. Caso o material policristalino possua grãos com direções cristalinas preferenciais, o material é chamado de *grãos orientados (GO)* [23].

Materiais produzidos por técnicas de solidificação rápida podem apresentar ausência completa de estrutura cristalina. Neste caso, estes materiais são denominados *amorfos*.

Quando um material qualquer é submetido a um campo magnetizante **H**, um processo de ordenamento ocorre na sua estrutura, induzindo um certo nível de magnetização **M**. Dependendo da intensidade e do princípio físico dessa magnetização, os materiais podem ser classificados em:

- paramagnéticos: fracamente atraídos por **H**; dependência com a temperatura;
- diamagnéticos: repelidos pela região na qual **H** é mais intenso;
- ferrimagnéticos;
- ferromagnéticos.

C.2 Materiais ferromagnéticos

Face ao elevado momento magnético que apresentam, os materiais ferromagnéticos têm grande importância tecnológica.

Modelos da Teoria Quântica do magnetismo atribuem o elevado momento magnético dos elementos ferromagnéticos ao desemparelhamento dos spins na banda 3d. Estes spins desemparelhados conferem aos átomos momentos magnéticos capazes de interagir com

campos externos, com os momentos dos átomos adjacentes ou com a prória estrutura cristalina.

Uma característica importante dos materiais ferromagnéticos é a capacidade de alinhamento dos momentos de cada átomo em uma mesma direção, produzindo dessa forma, uma magnetização espontânea.

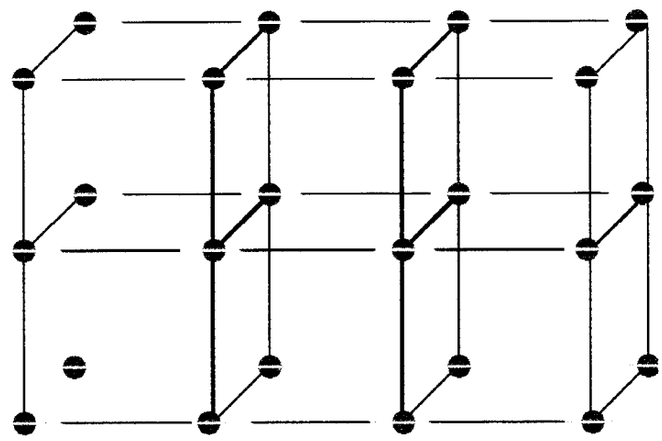


Figura C.1: Rede cristalina sob um campo magnetizante.

A indução magnética **B** pode ser expressa como [15]:

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}), \tag{C.1}$$

μ_0 é a permeabilidade magnética no vácuo.

A intensidade da magnetização em um material está correlacionada com a densidade de átomos por volume, com o tipo de acoplamento e com o nível do momento magnético de cada átomo. Portanto, existe um limite físico para a intensidade da magnetização de saturação para uma determinada composição química do material.

Existe uma temperatura onde ocorre a transição do ordenamento ferromagnético para o paramagnético. Esta temperatura é denominada *temperatura de Curie* (T_C), na qual o material ferromagnético perde sua propriedade de alta permeabilidade.

elemento	**densidade** (Kg/m^3)	**campo de saturação (T)**	T_C **(K)**
Fe	$7,58.10^{-3}$	2,16	1043
Co	$8,89.10^{-3}$	1,79	1404
Ni	$8,91.10^{-3}$	0,61	631

Tabela C.1: Alguns elementos ferromagnéticos.

C.3 Domínios magnéticos

No interior de um material ferromagnético, os momentos de cada átomo ordenam-se de tal forma a minimizar a energia total do sistema. Existem três tipos de energia importantes neste ordenamento:

- a energia de troca entre os spins dos átomos próximos, que é mínima quando estão alinhados na mesma direção;
- a energia magnetocristalina entre os momentos dos átomos e a rede cistalina, que é mínima quando os momentos estão alinhados com os eixos de menor energia de anisotropia;
- a energia magnetostática do sistema, que é resultado da formação de pólos magnéticos.

O mínimo de energia é obtido com o aparecimento de subregiões denominadas *domínios magnéticos.* Existe uma interface, que separa dois domínios adjacentes com sentidos opostos, denominada *parede de domínio magnético.*

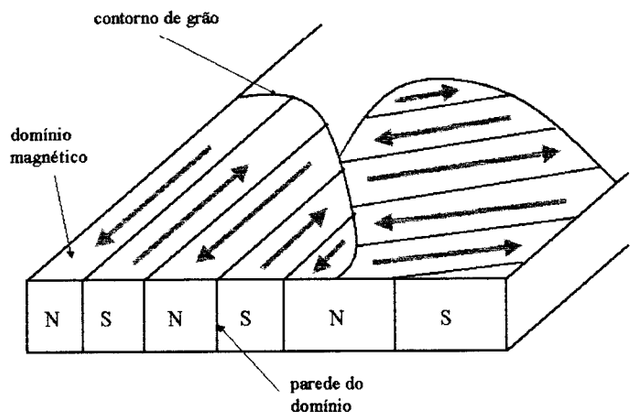


Figura C.2: Domínios magnéticos.

Quando o material ferromagnético é submetido a um ciclo de varredura de campo magnetizante **H**, ocorre um rearranjo da distribuição dos momentos magnéticos para manter reduzida a energia do sistema. Existem dois mecanismos relevantes que atuam para compensar o efeito do campo magnético exterior:

- o deslocamento das paredes de domínio: atua aumentando as regiões com as direções de magnetização mais alinhados com o campo externo. Este processo acaba suprimindo as demais paredes de domínio;
- a rotação dos momentos: quando o primeiro não é mais possível, ocorre então, a rotação dos momentos que tendem ao alinhamento com o campo magnético externo.

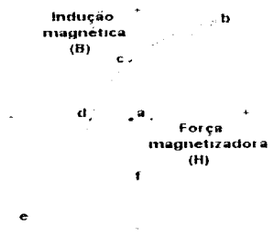


Figura C.3: Curva típica de histerese magnética.

Estes processos são dissipativos, resultando na curva de *histerese magnética*. A área interna do ciclo representa a energia dissipada para realizar um ciclo de histerese.

Referências Bibliográficas

[1] Cohen - Tannoudji, C., Diu, B., Laloë, F., *Quantum Mechanics*. New York, Wiley, v.1, 1977.

[2] Nascimento, C.J., Bloch Jr, C., *Ressonância Magnética Nuclear: Gradus Primus*. Biotecnologia, Ciência e Desenvolvimento, n.21,2001.

[3] Nussenzveig, H.M., *Curso de Física Básica - Eletromagnetismo*. Rio de Janeiro, Ed. Edgard Blucher Ltda, v.3, 1977.

[4] Haacke, E. M., Brown, R. W., Thompson, M. R., Venkatesan, R., *Magnetic Resonance Imaging - Physical Principles and Sequence Design*. New York, J. Wiley & Sons, 1999.

[5] Kittel, C., *Thermal Physics*. New York, Wiley, 1969.

[6] Panepucci, H. and Tannús, A. *The principles of magnetic imaging*. Publicação interna, IFSC - USP, 1994.

[7] Araújo, D. B., *Sobre neuroimagens funcionais por magnetoencefalografia e ressonância magnética: novos métodos e aplicações*. PhD Thesis, Universidade de São Paulo, 2002.

[8] Hobbie, R. K. *Intermediate physics for medicine and biology*. New York, J. Wiley & Sons, 1999.

[9] Griffiths, D.J., *Introduction to Electrodynamics*. Read College, Prentice Hall.

[10] Feynman, R.P.,Leighton, R.B., Sands, M., *Lectures on Physics*. Addison-Wesley.

[11] *Princípios Básicos de Imagens por RM*. Philips - Publicação Comercial.

[12] Chen, C-N., Hoult, D.I., *Biomedical Magnetic Resonance Technology*. New York, Adam Hilger, Bristol and New York.

[13] Hornak, J.P., *The Basics of MRI*. *http://www.cis.rit.edu/htbooks/mri/*.

[14] Vidoto, E., *Projeto e construção de um equipamento de imagens por ressonância magnética para uso clínico e em pesquisa*. PhD Thesis, Universidade de São Paulo, 2001.

[15] Reitz, J.R., Milford, F.J., Christy, R.W., *Fundamentos da Teoria Eletromagnética*. Editora Campus, sétima edição,1982.

[16] Salmon, C.E.G., *Correção de campo pelo método de shimming passivo*. Seminário de grupo, 2002.

[17] Brigham, E.O., *The Fast Fourier Transform.* Prentice Hall, Inc., p.163, 1974.

[18] *Numerical Recipes in C: the art of scientific computing.* Cambridge University Press, 1988-1992, *http : //www.nr.com.*

[19] Ròmeo, F., Hoult, D.I., *Magnet field profiling: Analysis and correcting coil design.* Magnetic Resonance in Medicine 1,44 – 65, 1984.

[20] Hoult, D.I., Lee, D., *Shimming a superconducting nuclear magnetic resonance imaging magnet with steel.* Rev.Sci.Instrum. 56(1), 131 – 135, 1985.

[21] Arfken, G., *Mathematical Methods for Physicists.* Academic Press, Inc., 1985.

[22] Schildt, H., Morais, M.R.A., *C completo e total.* São Paulo, Makron-McGraw Hill, 1990.

[23] Abele, M.G., *Structures of Permanent Magnets - generation of uniform fields.*

[24] Morse, P.M., Freshbach, H., *Methods of Theorical Physics.* McGraw Hill, Inc.,1953.

[25] Panepucci, H., Tannús, A., Vidoto, E., *Imaging Scanner para Articulações - Artro-TORM.* Relatório Técnico Final. Ministério da Ciência e Tecnologia. Publicação interna, IFSC - USP, 2003.

[26] Prince, K., Storn, R., *Differential Evolution.* Dr. Dobb's J., Issue 264, 18-24 and 78, Abril 1997.

[27] E. C. Caparelli, D. Tomasi and H. Panepucci, *Shielded Biplanar Gradient Coil Design* . Journal of Magnetic Resonance Imaging, 9, 725-731, 1999.

[28] Kirpatrick, S., Gelatt, C.D., Vecchi, M.P., *Optimization by Simulated Anneling* . Science 220 (1983), pag. 671-680.

[29] Rose, M.E., *Magnetic Field Corrections in the Cyclotron* . Phys. Rev. 53, 715 (1938).

[30] Carvalho Neto, J.T., *Descrição analítica da magnetização induzida pela metodologia GMAX.* Dissertação de Mestrado, IFSC, Universidade de São Paulo, 2003.

[31] Tomasi, D., Panepucci, H., Vidoto, E.L., Azevedo, E.R., *Use of a phase reference for field mapping with amplitude images at low field.* Journal of Magnetic Resonance 131, 310-314, 1998.

[32] Tomasi, D., Panepucci, H., *Magnetic fields mapping with the phase reference method.* Magnetic Resonance Imaging, Vol. 17, pp 157-160, 1999.

[33] Brateman, L., Bowman, T.T., et al, *Magnetic field shimming by Fourier analysis.* Magnetic Resonance in Medicine 6, 459-473, 1988.

[34] Slichter, C.P., *Principles of Magnetic Resonance.* Springer Verlag, III ed, New York, 1970.