**DESENVOLVIMENTO E APLICAÇÕES CLÍNICAS DE UM SISTEMA
INTEGRADO TRANSDUTOR/ BOBINAS DE GRADIENTES DE ALTO
DESEMPENHO PARA OBTENÇÃO DE IMAGENS POR
RESSONÂNCIA MAGNÉTICA EM 0.5 TESLA**

Carlos Ernesto Garrido Salmon

Tese apresentada ao Instituto de Física
de São Carlos, da Universidade de São
Paulo, para obtenção do título de doutor
em Ciências: Física aplicada.

Orientador: Prof. Dr. Alberto Tannús

**São Carlos
2005**

Garrido Salmon, Carlos Ernesto

Desenvolvimento e aplicações clínicas de um sistema integrado transdutor/bobinas de gradiente de alto desempenho para obtenção de imagens por ressonância magnética em 0.5 Tesla/ Carlos Ernesto Garrido Salmon.--- São Carlos 2005. 159 p.

Tese (Doutorado) -- Instituto de Física de São Carlos, 2005.
Área: Física Aplicada.

Orientador: Prof. Dr. Alberto Tannús

1. Imagens por ressonância magnética. 2. Engenharia biomédica. 3. Transdutores de RF. 4. Bobinas de gradiente. 5. Angiografia. 6. SSFP I. Título.

A você

A meus seres mais queridos:
minha esposa Fani, minhas filhas Leni e Clara
meus pais César e Josefina
toda minha família cubana e brasileira

AGRADECIMENTOS

Muitos contribuíram ao bom desenvolvimento deste trabalho, aqui só expresso alguns agradecimentos para pessoas e instituições que são, com certeza, co-autores deste trabalho, porém a capa é pequena.

- In memoriam ao professor Dr. Horacio Carlos Panepucci pela confiança depositada e seu importante papel como coordenador deste projeto. Como seu último aluno resulta para mim um dever agradecer pelas várias gerações de profissionais que formou com sua peculiar forma de ser.
- Ao professor Dr. Alberto Tannús pela amizade e ajuda dispensada. Além de sua inteira disposição para o fechamento desta tese.
- Aos doutores Edson L. G. Vidoto, Bernd U. Foerster e Mateus J. Martin pela sua amizade, valiosas discussões e idéias que tanto aportaram neste trabalho.
- Ao Dr. Dardo G. Tomasi pela sua contribuição decisiva no desenvolvimento deste projeto.
- Ao meu amigo João Teles pela sua disposição e discussões produtivas a qualquer momento.
- Aos meus colegas de grupo Fernando Paiva, Rogério Xavier, Daniel Papoti, Alessandro Sá e Tadeu Lorenzo pela amizade, cooperação e as úteis discussões.
- À nossa secretaria Isabel A. Possatto pela amizade e ajuda nestes anos de trabalho.
- Aos técnicos do laboratório de ressonância magnética José C. Gazirola, Odir A. Canevarollo e João Gomes da Silva pelo apoio técnico.
- Aos médicos radiologistas da Santa Casa de São Carlos, em especial ao Dr. Luiz G. Menegazzo, pela sua ajuda na parte clínica e sua compreensão.
- Às Tec. Vanessa G. Marchetti e Crislady Antonio da Santa Casa de São Carlos por sua disposição e ajuda.
- Aos professores do curso de pós-graduação do IFSC, em especial ao Prof. Dr. Reginaldo Napolitano e os professores do grupo de Ressonância Magnética.

- A minha família cubana e brasileira. Em especial a minha esposa Fani e minhas filhas Leni e Clara pelos sacrifícios.
- Aos meus colegas e amigos do Centro de Biofísica Médica onde dei meus primeiros passos na RMN.
- À FAPESP pelo suporte financeiro deste projeto.
- Ao povo brasileiro que não me faz sentir um estrangeiro e possibilitou que uma entidade financiadora como FAPESP proporcionasse os recursos para a realização deste trabalho.
- Ao IFSC por facilitar o uso de suas instalações e o trabalho de seus funcionários. Em particular, aos técnicos Carlos A. Pereira e Ademir Moraes da oficina mecânica e em geral, a todos os funcionários da excelente biblioteca.

RESUMO

Este trabalho descreve o desenvolvimento de um sistema integrado transdutor/bobinas de gradientes de alto desempenho para Imagens por Ressonância Magnética. Este sistema é composto por um transdutor de radiofrequência tipo sela e um conjunto de 3 bobinas locais assimétricas. No desenho do transdutor foram otimizados os parâmetros: relação sinal ruído e uniformidade do campo magnético por ele gerado. A densidade de corrente de cada bobinas local foi otimizada mediante técnicas numéricas estocásticas para gerar um gradiente de campo magnético uniforme em cada uma das 3 direções do espaço numa região das dimensões do crânio. O conjunto de bobinas de gradientes construído possui um diâmetro livre de 31.5 cm e gera em média 25 mT/m/A por bobina, com indutâncias inferiores a 310 μ H. São mostradas as aplicações clínicas desenvolvidas nas áreas de imagens tridimensionais e angiografia, a partir das seqüências de pulsos implementadas e aproveitando o uso do sistema integrado, em um tomógrafo de ressonância magnética de 0.5 Tesla. Imagens de *phantom* foram adquiridas em menos de 500 ms usando o conjunto integrado e técnicas do tipo *Echo Planar Imaging*. Aspectos referentes à caracterização e correção de campos magnéticos estáticos e homogêneos são também comentados. As soluções descritas nesta tese têm um amplo conteúdo tecnológico e beiram nas fronteiras da Física Aplicada e a Engenharia Biomédica.

Palavras-chave: IRM, Engenharia biomédica, transdutor de RF, bobinas de gradientes, SSFP, Angiografia.

ABSTRACT

Here we describe the development of a high performance radio-frequency/gradient coil integrated system for Magnetic Resonance Imaging. A saddle radio-frequency coil and a three-axis asymmetric local gradient coil composed this system. Two parameters were optimized in the RF coil design: signal-to-noise ratio and magnetic field uniformity. The current density of each local coil was optimized using stochastic numerical techniques, in order to generate a uniform magnetic field gradient by axis in a region representing a human head. The build gradient coil set has an inner diameter of 31 cm. The average gradient efficient of the three-axis is 25 mT/m/A and the maximum inductance is less than 310 μ H. We show the clinical applications performed in three-dimensional and angiography imaging areas in a 0.5 Tesla magnetic resonance tomograph. These applications were optimized to taking advantage from the integrated system. Phantom images were acquired in less than 500 millisecond using echo planar techniques and the integrated set. Some aspects about static and homogeneous magnetic field characterization and correction are also commented. In this work we described solutions with wide technologic content close to the boundaries of the Applied Physics and Biomedical Engineering.

Keywords: MRI, Biomedical engineering, RF coil, gradient coils, SSFP, Angiography.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1- Esquema de transição entre os dois níveis de energia de um núcleo com spin $\frac{1}{2}$.	8
Figura 2- Movimento de rotação de um momento magnético em torno a um campo estático externo B_0 .	10
Figura 3- Representação gráfica do campo magnético estático e o campo circularmente polarizado no referencial do laboratório e no referencial girante de coordenadas.	11
Figura 4- Processo de captação de um sinal de RMN.	13
Figura 5 - Descrição gráfica da formação de um eco a partir de um pulso de RF de 90° e outro de 180° .	15
Figura 6- Representação dos campos magnéticos a serem gerados pelas bobinas de gradientes nas três orientações.	17
Figura 7- Codificação bidimensional de um objeto mediante a aplicação de campos de gradientes.	17
Figura 8- Representação da seleção de um plano na posição z_0 .	18
Figura 9- Diagramas de uma sequência <i>GRE</i> convencional.	22
Figura 10- Diagramas de uma sequência <i>SE</i> convencional.	22
Figura 11- Representação de um tomógrafo convencional para RMN.	25
Figura 12- Representação esquemática transversa de um sistema magnético local standard para crânio e sua comparação relativa a um sistema de corpo inteiro.	29
Figura 13- Representação esquemática de uma bobina tipo sela.	33
Figura 14- Comportamento dos diferentes parâmetros relativos à uniformidade do campo magnético numa RI circular em função da abertura angular e da largura do condutor.	36
Figura 15- Comportamento da diminuição teórica da sensibilidade da bobina de RF em função do diâmetro da blindagem de RF utilizada.	38
Figura 16- Modificações simuladas dos retornos de corrente na distribuição relativa do campo de RF ao longo do eixo Z.	40
Figura 17- Distribuição teórica relativa de não uniformidade do campo de RF ao longo do eixo Z para diferentes retornos de corrente numa bobina tipo sela.	40
Figura 18- Diagrama elétrico do transdutor sintonizado e acoplado na bancada.	41
Figura 19- Medidas do campo magnético gerado pela bobina por unidade de voltagem de alimentação ao longo dos diferentes eixos.	45
Figura 20- Diagrama elétrico do transdutor carregado sintonizado e acoplado no interior do magneto.	46
Figura 21- Medidas comparativas da RSR expressada em unidades arbitrárias em diferentes planos ao longo do eixo Z para três casos diferentes.	48

Figura 22- Mapas teóricos e experimentais de uniformidade do campo magnético de RF do transdutor padrão e do construído, sem blindagem.	49
Figura 23- Mapas teóricos de uniformidade do campo de RF em uma configuração de duas selas em quadratura com duas aberturas angulares diferentes.	51
Figura 24- Comportamento teórico do fator ou coeficiente de acoplamento em função do ângulo entre ambas as selas para duas aberturas (120° e 140°).	52
Figura 25- Comportamento do fator de acoplamento como função da capacidade elétrica entre as bobinas para duas frequências.	53
Figura 26- Diagrama elétrico do transdutor em quadratura, como receptor, sem blindagem, carregado, sintonizado e acoplado no tomógrafo.	54
Figura 27- Diagrama elétrico da híbrida em quadratura construída.	55
Figura 28- Representação gráfica da região de interesse definida para o desenho das bobinas de gradiente.	63
Figura 29- Esquema da seção transversal superior de uma bobina de gradiente blindada convencional.	65
Figura 30- Comportamento da derivada temporal da componente radial do campo ao longo do eixo Z em um diâmetro de 105 cm para desenhos assimétricos locais.	66
Figura 31- Gráfico de contorno que representa a região no plano XZ de 95 % de uniformidade do gradiente X para os desenhos otimizados com e sem blindagem.	67
Figura 32- Parâmetros teóricos necessários para gerar 20 mT/m de gradiente transversal em 250 μ s em função do número de voltas.	68
Figura 33- Comportamento teórico do tempo de chaveamento efetivo em função da potência efetiva necessária para gerar 20 mT/m para diferentes variantes de número de voltas.	69
Figura 34- Diagrama de uma metade do traçado das bobina de gradientes transversais locais.	70
Figura 35- Gráfico de contorno da pressão da força magnética teórica exercida sobre uma metade do suporte cilíndrico da bobina X gerando 20 mT/m em um campo de 0.5 T.	71
Figura 36- Comparação da região de uniformidade teórica de gradiente longitudinal, no plano YZ, gerado por diferentes configurações simétricas otimizadas de 32 cm de comprimento máximo e num diâmetro de 35.6 cm.	73
Figura 37- Comparação da região de uniformidade teórica de gradiente longitudinal, no plano YZ, gerado por diferentes configurações simétricas de duas camadas, com dois comprimentos máximos diferentes (32 e 34 cm) e dois diâmetros (31.4 e 35.6 cm).	74
Figura 38- Diagrama do enrolamento da bobina Z formado por 10 voltas em um cilindro de 356 mm de diâmetro e com um comprimento máximo de 340 mm.	75
Figura 39- Contornos teóricos de 95 % de uniformidade de gradiente das 3 bobinas propostas.	76
Figura 40- Comportamento teórico dos parâmetros funcionais das 3 bobinas desenhadas para diferentes intensidades desejadas de gradiente.	76
Figura 41- Fotografias de etapas da construção do conjunto das bobinas de gradientes locais.	77

Figura 42- Medidas de campo magnético gerado por cada uma das bobinas ao longo de cada eixo de interesse.	78
Figura 43- Imagem da diferença de fase dos campos gerados nos planos centrais por cada uma das bobinas de gradientes.	80
Figura 44- Medidas do tempo de subida para cada uma das bobinas do conjunto alimentadas com pulsos de 134 A.	83
Figura 45- Fotografias de: a) Conjunto integrado de transdutor de RF e bobinas de gradientes locais, b) Conjunto montado no interior do ToRM 05.	84
Figura 46- Conjunto de filtros construído e instalado no painel de passagem do ToRM 05.	85
Figura 47- Transdutor com voluntário de 90 Kg no conjunto local: a) Esquema elétrico, b) Gráfico das medidas da fase.	86
Figura 48- Medidas comparativas da relação sinal ruído do transdutor de RF construído, com diferentes bobinas de gradientes e em vários planos no eixo z.	87
Figura 49- Diagrama da sequência de pulsos utilizada para determinar as <i>eddy currents</i> .	89
Figura 50- Comportamento temporal do campo induzido a 10 cm do isocentro após a aplicação de um pulso de 15 A e 1 s em cada uma das bobinas de gradientes locais.	90
Figura 51- Medidas de gradiente de campo induzido após a aplicação de um pulso de gradiente de 7.2 mT/m.	91
Figura 52- Imagens do <i>phantom</i> de performance: Uniformidade de RF.	95
Figura 53- Imagens do <i>phantom</i> de performance: Resolução.	95
Figura 54- Imagens do <i>phantom</i> de performance: Distorção geométrica.	96
Figura 55- Imagens do <i>phantom</i> de performance: Distorção geométrica e contraste.	97
Figura 56- Imagens do <i>phantom</i> de performance: Contraste.	97
Figura 57- Diagramas da sequência utilizada para mapear o campo magnético estático: a) Temporal, b) Evolução de 4 diferentes isocromatas até o começo do módulo <i>SE</i> , supondo os dois primeiros pulsos de RF pelo eixo X.	103
Figura 58- Mapas de distribuição de campo magnético estacionário nas 3 orientações antes e depois das modificações feitas nas correntes dos <i>shims</i> .	104
Figura 59- Diagramas temporais das variantes de <i>SSFP</i> 3D implementadas durante um intervalo de tempo igual ao tempo de repetição.	107
Figura 60- Imagens da cabeça de um voluntário obtidas com a sequência 3D-GRE e diferentes ângulos de giro.	114
Figura 61- Imagens da cabeça de um voluntário nas três orientações principais obtidas com uma única sequência 3D-GRE e sua reconstrução tridimensional.	114
Figura 62- Reconstrução 3D da cabeça de vários voluntários a partir das suas respectivas imagens.	115
Figura 63- Imagens do joelho de um voluntário obtidas com a sequência 3D-GRE e diferentes ângulos de giro.	115
Figura 64- Imagens do joelho de um voluntário nas três orientações principais obtidas com uma única sequência 3D-GRE e sua reconstrução tridimensional.	115

Figura 65- Foto da bobina de RF específica para <i>TMJ</i> .	116
Figura 66- Imagens da região <i>TMJ</i> de um voluntário nas três orientações principais obtidas com uma única sequência 3D-GRE e sua reconstrução tridimensional.	116
Figura 67- Imagem de um corte transverso da coluna lombar de um voluntário obtida com a 3D-GRE.	117
Figura 68- Representação esquemática do funcionamento da sequência 2D-TOF.	120
Figura 69- Diagrama temporal do canal de excitação e dois canais de gradiente da sequência 2D-TOF implementada.	120
Figura 70- Foto da montagem experimental do <i>phantom</i> de fluxo.	122
Figura 71- Imagens projetivas do <i>phantom</i> de fluxo variando o TI na sequência 2D-TOF com um TR=800 ms.	122
Figura 72- Imagens projetivas do <i>phantom</i> de fluxo variando o TR na sequência 2D-TOF com um TI=400 ms.	123
Figura 73- Imagens coronais projetivas da cabeça de um voluntário obtidas com a sequência 2D-TOF variando o TI com um TR=600 ms.	123
Figura 74- Representação esquemática do funcionamento da sequência Angio-Flash.	124
Figura 75- Diagrama temporal do canal de excitação e os três canais de gradiente da sequência Angio-Flash implementada.	125
Figura 76- Variantes implementadas da sequência Angio-Flash.	126
Figura 77- Imagens coronais projetivas da cabeça de um voluntário obtidas com a sequência Angio1D-Flash variando o ângulo do pulso de saturação.	127
Figura 78- Representação dos parâmetros espaciais dos planos otimizados para visualizar cada uma das duas direções de fluxo cerebral.	127
Figura 79- Imagens da região das carótidas de 3 voluntários de diferentes idades e com diferentes FOV, obtidas com a sequência Angio2D-Flash e projetadas com o MIP nas 3 direções principais.	128
Figura 80- Projeções, em uma mesma direção angulada com respeito aos eixos principais, das imagens dos 3 voluntários mostradas na Figura 79.	129
Figura 81- Diagramas de uma sequência <i>EPI</i> de um único pulso de RF.	130
Figura 82- Imagens de dois planos transversos do <i>phantom</i> uniforme obtidas, em menos de 300 milisegundos cada, com diferentes matrizes de aquisição, com um <i>FOV</i> =256 mm e usando a sequência <i>EPI</i> e o conjunto de bobinas locais.	131
Figura 83- Transformação conforme no problema de uma fita condutora infinita em forma de arco.	154
Figura 84- Comportamento da densidade total de corrente normalizada em função do ângulo azimutal normalizado no interior de cada fita condutora para uma bobina tipo sela com 120° de abertura e diferentes larguras de fita.	156
Figura 85- Comportamento da densidade total de corrente normalizada em função do ângulo azimutal normalizado no interior de fitas com 20° de largura para uma bobina tipo sela com diferentes aberturas.	156

LISTA DE TABELAS

- Tabela 1: Expressões do sinal de RMN para 4 seqüências de pulsos em função das propriedades físicas e dos parâmetros da seqüência. Entre parênteses em cada seqüência são indicados os pulsos de RF aplicados e os tempos entre eles. 24
- Tabela 2: Medidas do fator de qualidade de um bobina simples com diferentes cargas fora e dentro de duas blindagens. As características das diferentes cargas são descritas no texto. 42
- Tabela 3: Comparação dos valores teóricos e experimentais de diferentes parâmetros que caracterizam a uniformidade de RF obtidos a partir dos mapas da Figura 21. 50
- Tabela 4: Parâmetros otimizados da *stream function* das bobinas de gradientes transversais. 67
- Tabela 5: Comparação de diferentes configurações de bobinas simétricas para gerar um gradiente de campo longitudinal uniforme. 72
- Tabela 6: Medidas de indutância e resistência a 100 Hz em diferentes etapas do conjunto de gradientes de cabeça e sua comparação com os valores teóricos. 78
- Tabela 7: Medidas de eficiência ($\text{mT/m}\cdot\text{A}$), com dois métodos diferentes, em duas etapas do conjunto local de gradientes e sua comparação com os valores teóricos. 81
- Tabela 8: Medidas de eficiência ($\text{mT/m}\cdot\text{A}$) das bobinas de gradientes de corpo e sua comparação com os valores usados no ToRM 05 para o cálculo das intensidades dos pulsos de gradientes. 81
- Tabela 9: *Duty cycles* limite sugeridos segundo a intensidade de gradiente gerada pelo conjunto. 83
- Tabela 10: Parâmetros finais de desempenho do conjunto local de bobinas de gradientes (X, Y, Z) com a fonte disponível (Techron 8606) em diferentes condições. 92
- Tabela 11: Caracterização do campo magnético estático para diferentes condições; segundo o desvio padrão de cada harmônico esférico, expressado em ppm do B_0 e avaliado num raio de 10 cm. As duas últimas linhas representam a homogeneidade resultante avaliada numa esfera de 10 cm de raio com o critério do desvio padrão e com o critério do máximo ou pico-a-pico. 102
- Tabela 12: Parâmetros temporais mínimos da seqüência 3D-GRE implementada usando um ou outro conjunto de bobinas. 108
- Tabela 13: Campos de visão (FOV, expressados em mm) usados nos protocolos definidos em diferentes regiões do corpo com a seqüência 3D-GRE. É indicada também a resolução mínima (Res., expressada em mm). 113
- Tabela 14: Principais características das seqüências implementadas, comparando o uso do sistema de bobinas de corpo e o conjunto de bobinas locais. 132

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

2D:	Imagens bidimensionais.
3D:	Imagens tridimensionais.
AWG:	<i>American Wire Gauge.</i>
DAC:	<i>Digital to Analog Converter.</i>
DE:	<i>Differential Evolution.</i>
DICOM:	<i>Digital Imaging Communication in Medicine.</i>
EPI:	<i>Echo Planar Imaging.</i>
FAST:	<i>Fast Acquisition in Steady State.</i>
FDA:	<i>Food and Drug Administration.</i>
FFE:	<i>Fast Field Echo.</i>
FLASH:	<i>Fast Low Angle Shot.</i>
FID:	<i>Free induction decay</i> (Sinal de indução livre).
FISP:	<i>Fast Imaging with Steady Precession.</i>
FOV:	<i>Field of view</i> (Campo de visão).
FSA:	<i>Fast Simulated Annealing.</i>
FT:	<i>Fourier Transform.</i>
GRASS:	<i>Gradient Recall in Steady State.</i>
GRE:	<i>Gradient Recall Echo</i> (Eco de Gradiente).
IRM:	Imagens por Ressonância Magnética.
LNA:	<i>Low noise amplifier.</i>
MIP:	<i>Maximum Intensity Projection.</i>
MRI:	<i>Magnetic Resonance Imaging.</i>
NEMA:	<i>National Electric Manufacturers Association.</i>
PVC:	<i>Polyvinyl chloride.</i>
RF:	Radiofrequência (≈ 30 KHz a 300 MHz).
RI:	Região de interesse.
RU:	Região de uniformidade dos gradientes (linearidade superior ao 95 %).
RMN:	Ressonância Magnética Nuclear.
SA:	<i>Simulated Annealing.</i>
SAR:	<i>Specific Absorption Rate.</i>
SE:	<i>Spin echo</i> (Eco de <i>spin</i>).

<i>SF:</i>	<i>Stream function</i> (Função corrente).
<i>SSFP:</i>	<i>Steady State Free Precession.</i>
TA:	Tempo de aquisição.
TE:	Tempo ao eco.
<i>TF:</i>	<i>Target field</i> (Campo alvo).
TI:	Tempo de inversão.
TR:	Tempo de repetição.
<i>TMJ:</i>	<i>Temporo-mandibular joint</i> (Articulação temporo-mandibular).
<i>TOF:</i>	<i>Time of flight</i> (Tempo ao voo).

LISTA DE SÍMBOLOS

a :	Raio da bobina de RF.
A :	Constante que contem as operações de filtragem e amplificação.
α :	Abertura angular do transdutor de RF.
$\vec{B}$:	Vetor indução magnética do campo magnético genérico aplicado.
B_0 :	Indução magnética do campo magnético estático.
B_1 :	Indução magnética do campo magnético circularmente polarizado.
$\vec{B}_{rec}$:	Vetor indução magnética do campo magnético da bobina receptora por unidade de corrente.
β :	Fase acumulada da magnetização transversal.
c :	Variável relacionada com abertura angular.
C :	Capacitância.
C_{ij} :	Coefficiente do harmônico esférico i, j .
co :	Posição dos retornos de corrente nas bobinas transversais de gradiente.
d :	Largura da fita condutora do transdutor de RF.
D :	Diâmetro.
δ :	Largura da fita condutora do transdutor de RF expressa em graus.
df :	Largura de banda do sinal de RMN.
ΔB :	Inomogeneidade do campo magnético dependente do tempo.
ΔB_0 :	Inomogeneidade do campo magnético estático.
Δf :	Largura de banda de frequência com atenuação inferior a 3 db.
E :	Energia.
$\vec{E}$:	Vetor intensidade do campo elétrico.
ε :	Força eletromotriz induzida na bobina receptora.
ε_0 :	Permissividade dielétrica no vácuo.
f_0 :	Frequência de ressonância.
ϕ :	Potencial elétrico.
$\vec{G}$:	Vetor gradiente de campo magnético.
γ :	Razão giromagnética.
H :	Operador Hamiltoniano.

h :	Função longitudinal da <i>stream function</i> assimétrica.
$\hbar$:	Constante de Planck dividida por $2\cdot\pi$.
i :	Indicação de componente imaginária de um número complexo ($\sqrt{-1}$).
I :	Número quântico de spin.
I_{rec} :	Corrente na bobina receptora.
Inh :	Inomogeneidade do campo magnético de RF na região de interesse.
J :	Densidade de corrente.
φ :	Ângulo azimutal em coordenadas cilíndricas.
$\vec{k}$:	Variável vetorial que caracteriza o espaço recíproco.
k :	Fator ou coeficiente de acoplamento (inclui elétrico e magnético).
k_n :	Componente enésima do vetor $\vec{k}$ no espaço recíproco.
$k_{\text{crítico}}$:	Coeficiente de acoplamento crítico.
k_B :	Constante de Boltzman.
k_m :	Fator ou coeficiente de acoplamento magnético.
L :	Indutância.
$\vec{L}$:	Vetor momento angular.
L_0 :	Comprimento.
λ :	Densidade de carga por unidade de comprimento.
$\vec{M}$:	Vetor magnetização por unidade de volume.
M_0 :	Magnetização de equilíbrio por unidade de volume.
$\vec{M}_t$:	Vetor da magnetização transversal por unidade de volume.
$\vec{\mu}$:	Vetor momento magnético.
N :	Número de núcleos por unidade de volume.
NU :	Não uniformidade do campo magnético de RF na região de interesse.
v_i :	Parâmetros da <i>stream function</i> .
Q :	Fator de qualidade.
θ :	Ângulo de rotação resultante de um pulso de RF.
R :	Resistência elétrica.
RSR :	Relação sinal ruído.
$\vec{r}$:	Vetor posição.
$\vec{r}'$:	Vetor posição representado na imagem.
ρ :	Densidade protônica.

$\hat{\rho}$:	Densidade protônica representada na imagem.
S:	Sinal adquirido.
S' :	Função corrente.
σ :	Condutividade.
t:	Tempo.
T:	Temperatura.
T_1 :	Tempo característico da relaxação longitudinal (spin-rede).
T_2 :	Tempo característico da relaxação transversal (spin-spin).
T_2^* :	Tempo de relaxação transversal efetivo, considerando as inomogeneidades do campo estático.
TP:	Duração do pulso de radiofrequência.
U:	Voltagem.
Unif:	Uniformidade relativa do campo magnético de RF na RI.
UI:	Uniformidade integral do campo magnético de RF na RI, segundo a NEMA.
V:	Volume da amostra.
w:	Variável de transformação no plano complexo.
ω :	Frequência angular do campo alternado B_1 .
ω_0 :	Frequência angular de precessão dos <i>spins</i> entorno ao campo B_0 .
Z:	Impedância complexa.

SUMÁRIO

INTRODUÇÃO	1
1 AS IMAGENS POR RESSONÂNCIA MAGNÉTICA	6
1.1 A Ressonância Magnética Nuclear como fenômeno físico	6
1.1.1 Descrição quântica	6
1.1.2 Descrição clássica	9
1.1.3 Relaxação e captação do sinal de RMN	12
1.1.4 Eco de <i>spins</i>	14
1.2 Formação das imagens de ressonância magnética	16
1.2.1 Gradientes de campo magnético	16
1.2.2 Seleção do plano de interesse	18
1.2.3 Espaço recíproco ou espaço k	19
1.2.4 Seqüências de pulsos	20
1.2.5 Contraste nas IRM	23
1.3 O tomógrafo de RMN	24
1.3.1 O ToRM 05	27
2 INTRODUÇÃO AOS GRADIENTES LOCAIS	28
2.1 Introdução	28
2.2 Objetivos específicos do trabalho	29
3 TRANSDUTOR DE RADIOFREQUÊNCIA	31
3.1 Introdução	31
3.2 Desenho teórico	32
3.3 Blindagem de RF	38
3.4 Caracterização dos transdutores construídos	40
3.5 Bobinas em quadratura	50
4 BOBINAS DE GRADIENTES LOCAIS	57
4.1 Introdução	57
4.2 Métodos de desenho	58
4.2.1 Métodos no espaço recíproco. <i>Target field</i> ou Campo alvo	58
4.2.2 Métodos no espaço direto. Algoritmos de otimização numérica	59
4.2.3 Metodologia aplicada	60
4.3 Desenho	62
4.3.1 Região de interesse	63
4.3.2 Bobinas blindadas	64

4.3.3 Bobinas transversas	67
4.3.4 Bobina longitudinal	71
4.3.5 Parâmetros finais	76
4.4 Construção e caracterização	77
5 CONJUNTO INTEGRADO (BOBINAS DE GRADIENTES E DE RF)	84
5.1 Instalação	84
5.2 Caracterização	86
5.3 Aspectos sobre a segurança do paciente	92
5.4 Testes finais	93
6 NOVAS APLICAÇÕES NO TORM 05: 3D E ANGIOGRAFIA	99
6.1 Homogeneização do campo magnético estático	99
6.1.1 Medidas do campo: Caracterização	100
6.1.2 Correção do campo: Resultados	101
6.2 Imagens tridimensionais	105
6.2.1 A sequência: GRE-3D	106
6.2.2 Variantes de <i>SSFP</i>	108
6.2.3 Aquisição e processamento dos dados	111
6.2.4 Resultados 3D	112
6.3 Angiografia	118
6.3.1 2D-TOF	119
6.3.2 Angio-Flash	124
6.4 <i>EPI</i>	129
6.5 Resumo das aplicações desenvolvidas	132
CONCLUSÕES	133
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	135
ANEXOS	150
Anexo A	150
Anexo B	153
Anexo C	157

INTRODUÇÃO

Este projeto de doutorado surgiu como parte da colaboração internacional de duas instituições: o Instituto de Física de São Carlos (IFSC) da Universidade de São Paulo, em especial o grupo de ressonância magnética, e o Centro de Biofísica Médica (CBM) da Universidade de Oriente em Santiago de Cuba.

O comum entre ambas as instituições é o desenvolvimento da tecnologia da Ressonância Magnética Nuclear (RMN) e especialmente na área de imagens. Ambos os grupos de pesquisa possuem uma experiência comprovada na instrumentação de RMN. De um lado os tomógrafos de baixo campo GiroImag desenvolvidos pelo CBM e instalados em dois hospitais cubanos, e do outro lado os ToRM desenvolvidos no IFSC.

A história das Imagens por Ressonância Magnética (IRM) no grupo de São Carlos tem seu início em meados dos anos 80. Nessa década, com os equipamentos construídos, obtiveram-se imagens de frutas, pequenos animais, além de espectroscopia de sólidos e caracterização de materiais. Já nos anos 90 começa-se a trabalhar com equipamentos de maiores diâmetros, mais confiáveis e profissionais que os anteriores, para serem usados em humanos. No começo desta nova década nasce o ToRM 005 de baixo campo (0.05 T) e no ano 1999 o ToRM 05 de campo médio (0.5 T). Este último equipamento encontra-se instalado na Santa Casa da Misericórdia de São Carlos e desde o ano 2000 tem possibilitado o diagnóstico de mais de 4000 pacientes, com um grande impacto social na comunidade de São Carlos.

O objetivo geral, estabelecido na cooperação, foi ampliar as capacidades diagnósticas dos equipamentos de Imagens por Ressonância Magnética (IRM) construídos por ambas as instituições, com uma mínima interferência na operação clínica dos tomógrafos. A tese aqui

apresentada foi desenvolvida no período de 2001 a 2004 no IFSC e direcionada ao tomógrafo ToRM 05.

O problema geral foi dividido em dois objetivos: o primeiro consiste em melhorar os parâmetros de *hardware* do tomógrafo mediante o desenvolvimento de um conjunto de bobinas de gradiente local (refere-se, neste caso, à especificidade da anatomia de interesse), integrado a uma bobina de radiofrequência (RF), específica para a cabeça. Embora resulte clara a importância de possuir gradientes mais intensos e rápidos nas IRM, comercialmente existem poucas ofertas deste tipo de produto, e seu preço varia entre 70 000 e 100 000 dólares. Os diferentes protótipos, reportados na literatura especializada, foram realizados de forma experimental por laboratórios de ponta dos Estados Unidos, Reino Unido e Canadá. Assim, para o nosso grupo representou uma meta possuir e dominar este tipo de tecnologia.

O outro objetivo é implementar, a partir das melhoras de *hardware*, seqüências de pulsos de relevância clínica que se beneficiam do alto desempenho e da elevada velocidade de chaveamento do conjunto integrado. Estas duas características resultam fundamentais para a implementação de seqüências rápidas sem a necessidade de custosas fontes de corrente que manipulem elevadas potências ($> 10 \text{ KW}$). Seqüências rápidas são indispensáveis para aumentar o número de pacientes atendidos numa jornada de trabalho e elevar, assim, a eficiência do equipo de IRM.

Esta tese obteve três contribuições fundamentais. Em primeiro lugar, desde o ponto de vista tecnológico aqui são tratados todos os passos para o cálculo, desenho, construção e caracterização de um sistema integrado transdutor de RF e bobinas de gradiente de alto desempenho para um equipamento de imagens por RM. Neste ponto, nossa contribuição resulta na integração do conhecimento de vários trabalhos, desenvolvidos em nosso grupo e de outros grupos citados ao longo do texto, para a geração de um produto otimizado. Dessa

forma, o trabalho é um exemplo de desenvolvimento tecnológico dentro das nossas universidades.

Do ponto de vista acadêmico-científico, foram publicados dois artigos que contém e refletem alguns dos conhecimentos adquiridos no período de desenvolvimento deste trabalho, foram eles:

- a) CARVALHO NETO, João Teles; SALMON, Carlos Ernesto Garrido; TANNÚS, Alberto. A convenient procedure for magnetic field homogeneity evaluation. **Journal of Physics - D (Applied Physics)**, Bristol, UK, v. 37, n. 4, p. 1877-1880, 2004.
- b) FORTÚN, Rigoberto Pérez de Alejo; SALMON, Carlos Ernesto Garrido; VILLA, Palmira; RODRIGUEZ, Ignacio; VAQUERO, Juan Jose; CABELLO, Jesus Ruiz; CORTIJO, Manuel. Automatic tuning and matching of a small multi-frequency saddle coil at 4.7 T. **Magnetic Resonance In Medicine**, New Jersey, USA, v. 51, n. 4, p. 869-873, 2004.

Alguns outros trabalhos foram apresentados em eventos nacionais:

- a) SALMON, Carlos Ernesto Garrido; TOMASI, Dardo Gustavo; PANEPUCCI, Horacio Carlos. Conjunto de bobinas de gradientes e radiofrequência para imagens de crânio por Ressonância Magnética. In: XXVII ENCONTRO NACIONAL DE FISICA MATERIA CONDENSADA, 2004, Poços de Caldas.
- b) SALMON, Carlos Ernesto Garrido; CARVALHO NETO, João Teles. Determinação da homogeneidade de um campo magnético estático em função da expansão em harmônicos esféricos. In: IV ESCOLA BRASILEIRA DE MAGNETISMO JORGE ANDRE SWIECA, 2003, São Carlos.
- c) SÁ, Alessandro; SALMON, Carlos Ernesto Garrido; TANNÚS, Alberto. Medida de Gradientes de Campo Magnético para Imagens por Ressonância Magnética Utilizando DSP. In: II WORKSHOP REGIONAL DE ENGENHARIA BIOMÉDICA, 2003, São Pedro. 2003.
- d) SALMON, Carlos Ernesto Garrido; VIDOTO, Edson Luis; PANEPUCCI, Horacio Carlos; LÓPEZ, Héctor Sánchez. Transdutor para imagens por RMN de alta uniformidade para região encefálica. In: VII JORNADA BRASILEIRA DE RESSONANCIA MAGNETICA, 2002, Maringá.

Finalmente, nos 4 anos de duração deste projeto de doutorado foram apresentados diferentes trabalhos no Workshop da pós-graduação do IFSC e seminários no grupo de ressonância magnética.

Uma última contribuição desta tese, porém não menos importante, é do ponto de vista social. Embora as técnicas de Angiografia e imagens tridimensionais estejam disponíveis nos equipamentos de IRM comerciais, este trabalho abriu o caminho para o desenvolvimento e aplicação destas técnicas em um equipamento brasileiro como o ToRM 05. Este desenvolvimento tem implicação direta na variedade dos serviços prestados por este tomógrafo à comunidade da região de São Carlos.

Para cumprir nossos objetivos o texto é dividido em 6 capítulos, com várias subseções e três tópicos em anexo. O primeiro destes capítulos apresenta uma introdução obrigatória ao fenômeno da **R**essonância **M**agnética **N**uclear (RMN) e em especial ao uso da técnica de imagens. Também é apresentado de forma geral o *hardware* que contém um tomógrafo de Ressonância Magnética e uma descrição sucinta do ToRM 05. A finalidade básica deste capítulo é introduzir conceitos das IRM utilizadas ao longo do texto.

No capítulo 2 é feita uma introdução aos gradientes locais, mostrando algumas de suas principais aplicações em outros tomógrafos. São discutidas vantagens e inconvenientes deste tipo de *hardware*. Neste ponto são explicitados os objetivos específicos deste trabalho. Os 4 capítulos restantes contêm os resultados desse desenvolvimento, tanto do hardware quanto das novas metodologias. Para uma melhor compreensão, cada etapa do trabalho foi representada como um capítulo.

No capítulo 3 são discutidos os detalhes sobre o desenho teórico e a otimização de um transdutor de radiofrequência tipo sela, para cabeça, considerando uma das dimensões dos elementos condutores. Aspectos referentes à blindagem de radiofrequência e seu efeito no desempenho do transdutor são abordados. Os diferentes passos seguidos na caracterização

eletromagnética dos transdutores construídos são também comentados. Finalmente, uma configuração em quadratura é também analisada e avaliada, especialmente no que diz respeito à sua viabilidade nas condições experimentais disponíveis em nosso sistema.

As bobinas de gradientes locais, como outra parte do conjunto integrado, são tratadas no capítulo 4. Particularmente são abordados os aspectos referentes ao desenho, construção e caracterização destas bobinas de gradientes locais, tanto as transversais como a longitudinal. O capítulo 5 resume a instalação e os testes do conjunto bobinas de gradientes locais-transdutor de radiofrequência, adequado à anatomia de crânio, no tomógrafo. Os testes incluem imagens feitas de um *phantom* de performance para avaliar de forma integral o conjunto. Alguns aspectos sobre a segurança do paciente são igualmente comentados.

No último capítulo são tratadas as novas aplicações desenvolvidas no ToRM 05, descrevendo as vantagens do uso do sistema gradientes-RF construído. As três aplicações desenvolvidas são: imagens tridimensionais, angiografia e imagens eco planares. Finalmente, são apresentadas as conclusões deste trabalho mostrando os resultados mais relevantes no cumprimento dos objetivos propostos.

Nos tópicos mostrados em anexo são desenvolvidos alguns aspectos físicos e matemáticos importantes para uma melhor compreensão desta tese. Esses aspectos referem-se fundamentalmente ao transdutor de radiofrequência e compreendem a análise de: relação sinal ruído, densidade de corrente analítica numa configuração cilíndrica de 4 fitas condutoras infinitas e circuitos ressonantes fracamente acoplados.

As soluções descritas nesta tese têm um amplo conteúdo tecnológico e interpõem-se nas fronteiras da Física Aplicada e da Engenharia Biomédica. Esperamos que seja mais um material de consulta e de motivações para os profissionais brasileiros destas áreas que trabalham com IRM, que são, no fim das contas, os destinatários do aqui apresentado.

Capítulo 1: As Imagens por Ressonância Magnética.

Este capítulo tem como objetivo dar ao leitor uma visão geral e intuitiva do fenômeno de **Ressonância Magnética Nuclear (RMN)**, além de introduzir a técnica de imagem baseada neste fenômeno físico. Embora esta introdução seja fundamental para a compreensão do conteúdo exposto ao longo desta tese, não é mais que um resumo de alguns conceitos básicos das imagens por ressonância magnética (IRM). Também é comentado, de forma geral, a respeito das diferentes partes de um tomógrafo de Ressonância Magnética Nuclear e suas funções. Outros trabalhos^[1-20], mesmo introdutórios em língua portuguesa^[6-20], abordam um conteúdo bem mais amplo do que o apresentado neste capítulo na área de IRM e são sugeridos como literatura a ser consultada.

1.1 A Ressonância Magnética Nuclear como fenômeno físico.

1.1.1 Descrição quântica.

A descrição quântica do núcleo atômico, feita por Dirac em 1930, prediz a propriedade de momento angular intrínseco ou spin nuclear. Desde 1924, Stern e Gerlach haviam observado a propriedade de spin eletrônico. Eles passaram um feixe de átomos neutros através de um campo magnético não uniforme e observaram o efeito de momento angular semi-inteiro, o que não podia ser explicado pelo modelo atômico de Bohr aceito na época.

O momento angular de spin nuclear é caracterizado pelo número quântico de spin I , que é uma propriedade intrínseca de cada núcleo atômico. Sob a ação de um campo magnético, cuja direção adotamos como sendo o eixo z ($\vec{B} = B_z \cdot \hat{z}$), o sistema físico assim constituído apresentara uma direção notável. Assim sendo, a componente do momento

angular (L_z) naquela direção do campo magnético aplicado estará quantizada, e pode ser expressa como:

$$L_z = m_l \cdot \hbar \quad (1)$$

sendo m_l os autovalores do problema que envolve a medida da quantidade física (L_z), com valores possíveis: $I, (I-1), \dots, -I$.

Da existência desta componente z resulta uma condição para que aconteça o fenômeno da RMN: o núcleo em questão deve possuir I diferente de 0. Na maioria dos experimentos de *Magnetic Resonance Imaging (MRI)* usa-se o núcleo do hidrogênio H^1 como núcleo de observação devido à sua abundância natural. Neste caso, ao aplicar o campo magnético, o sistema de *spins* só terá duas orientações possíveis:

$$L_z = \pm \frac{I}{2} \cdot \hbar \quad (2)$$

Para medir a energia deste sistema é necessário construir um Hamiltoniano. A forma deste operador (H) pode ser derivada do eletromagnetismo clássico a partir da energia associada a um momento magnético ($\vec{\mu}$) no interior de um campo magnético ($\vec{B}$):

$$E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} \quad (3)$$

Este momento magnético é proporcional ao momento angular total de spin ($\vec{L}$). A constante de proporcionalidade é denominada razão giromagnética (γ) e é, também, uma propriedade intrínseca de cada núcleo, $\vec{\mu} = \gamma \cdot \vec{L}$, cujo valor para prótons é $\gamma_H = 2.675 \cdot 10^8$ rad/s/T. Deste modo, o hamiltoniano Zeeman resulta:

$$H = -\hbar \cdot \gamma \cdot B_z \cdot I_z \quad (4)$$

Após aplicar a equação de Schrödinger com o Hamiltoniano construído e substituir os autovalores para o núcleo de hidrogênio, a energia de cada auto-estado pode ser encontrada como:

$$E = \pm \frac{1}{2} \cdot \hbar \cdot \gamma \cdot B_z \quad (5)$$

Desta forma, um conjunto de núcleos de hidrogênio, não interagentes, ao serem submetidos a um campo estático B_0 apresentará dois possíveis estados energéticos devido aos seus *spins* nucleares (Figura 1). Estes estados são denominados de *spin up* (menos energético) e *spin down* (mais energético).

Figura 1- Esquema da transição entre os dois níveis de energia de um núcleo com spin $\frac{1}{2}$. Reproduzido de Foerster^[10].

A transição entre ambos estados pode ser induzida por absorção ou emissão de fótons de frequência ω_0 , dada pela relação de Larmor:

$$\omega_0 = \gamma \cdot B_0 \quad (6)$$

A razão da população destes estados, em equilíbrio, é dada pela razão das probabilidades de cada estado, determinada pela estatística de Boltzman:

$$\left(\frac{N_-}{N_+} \right)_0 = e^{-\frac{\hbar \cdot \gamma \cdot B_0}{k_B \cdot T}} \quad (7)$$

Nos experimentos convencionais de RMN, as energias associadas com estas transições ($\hbar \cdot \gamma \cdot B_0$) são muito inferiores à energia térmica ($k_B \cdot T$). Desta maneira, a diferença de população por unidade de volume fica:

$$N_+ - N_- \approx \frac{N}{2} \cdot \frac{\hbar \cdot \gamma \cdot B_0}{k_B \cdot T} \quad (8)$$

Assim, a magnetização total do conjunto de *spins* pode ser descrita pelo produto da diferença da população pelo momento magnético.

$$M_o \approx \frac{N}{2} \cdot \frac{\hbar \cdot \gamma \cdot B_o}{k_B \cdot T} \cdot \frac{\hbar \cdot \gamma}{2} \quad (9)$$

Esta variável macroscópica é identificada, no tratamento clássico, com o modulo do vetor magnetização. Ao invés de calcular as energias através dos autovalores do operador hamiltoniano da interação (campo magnético - momento magnético), trabalhamos com um modelo clássico a partir da dinâmica do valor médio do operador Spin. Desta maneira, os valores esperados pela mecânica quântica correspondem aos valores esperados pela mecânica clássica. Isto significa que podemos trabalhar com o momento magnético clássico, como se um conjunto de *spins* nucleares fosse um pequeno ímã permanente.

1.1.2 Descrição clássica.

Do eletromagnetismo e da mecânica clássica sabemos que um momento magnético no interior de um campo magnético sofrerá um torque proporcional a variação temporal de seu momento angular total.

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{\mu} \times \vec{B} \quad (10)$$

Entretanto, do formalismo quântico, foi estabelecida a equivalência entre o momento angular de spin e o momento magnético, resultando, então, a equação do movimento de um momento magnético isolado (formado por um conjunto de núcleos não interagentes):

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = \gamma \cdot \vec{\mu} \times \vec{B} \quad (11)$$

Esta equação representa um movimento de precessão em torno do campo magnético aplicado (Figura 2) com a mesma frequência angular de rotação de Larmor em módulo (Equação 6), mas com sentido contrário ao campo $\vec{B}$.

Figura 2- Movimento de rotação de um momento magnético ($\vec{\mu}$) em torno de um campo estático externo B_0 . Reproduzido de Vidoto^[15].

Passando agora para a variável macroscópica magnetização por unidade de volume, podemos escrever:

$$\vec{M} = \frac{1}{V} \cdot \sum_i \vec{\mu}_i \quad (12)$$

Resultando na mesma equação de movimento (11), agora com a variável magnetização:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \cdot \vec{M} \times \vec{B} \quad (13)$$

Apesar dessa equação descrever a dinâmica de uma grandeza macroscópica à semelhança daquela utilizada para descrever a evolução do momento magnético isolado, há aqui uma diferença fundamental, pois a magnetização macroscópica não tem necessariamente que manter seu módulo constante.

Primeiramente, suponhamos a magnetização em um campo estacionário, de intensidade B_0 na direção z , gerado por um magneto. O vetor magnetização terá o mesmo movimento de precessão do momento magnético da Figura 2. Agora, apliquemos um segundo campo circularmente polarizado e perpendicular ao primeiro (Figura 3-a). Este campo de intensidade B_1 e inicialmente assumido na direção x possui uma dependência temporal harmônica de frequência ω .

Figura 3- Representação gráfica do campo magnético estático e o campo circularmente polarizado no: a) Referencial do laboratório. b) Referencial girante de coordenadas.

É conveniente introduzir um sistema girante de coordenadas (x', y', z), solidário ao campo B_1 (Figura 3-b). Neste novo sistema, o campo harmônico permanecerá estático e a equação (13) transforma-se em:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \cdot \vec{M} \times \vec{B}_{ef} \quad (14)$$

Onde
$$\vec{B}_{ef} = \left(B_0 - \frac{\omega}{\gamma} \right) \cdot \hat{z} + B_1 \cdot \hat{x}' \quad (15)$$

Da equação (14) pode-se notar que a magnetização tenderá a girar em torno deste novo campo efetivo, sendo retirada da sua posição de equilíbrio no eixo z . Se, a condição de ressonância $\omega = \omega_0$ é satisfeita, desaparece a componente z do campo efetivo e a magnetização simplesmente gira em torno do campo B_1 até que cesse sua ação. O ângulo de rotação (θ) pode ser determinado em função da intensidade e duração (TP) deste campo polarizado:

$$\theta = \gamma \cdot \int_0^{TP} B_1(t) \cdot dt \quad (16)$$

Este campo transversal ao B_0 e circularmente polarizado, é gerado por uma bobina de excitação. Na maioria dos experimentos de RMN são usados pulsos curtos (< 5 ms) que levam a magnetização a sofrer ângulos de rotação inferiores a 360° . Os mais comuns são os pulsos de 90° e 180° . O de 90° leva a magnetização para o plano transversal e o outro a inverte. Estes pulsos podem ser modulados em amplitude e/ou em frequência. A primeira modulação é

representada na função $B_I(t)$ na equação (16), isto é, a forma da envolvente do pulso (pode ser notada na Figura 7-a, onde é ilustrada uma envolvente tipo Sinc no pulso de RF). Já a segunda modulação é menos comum, usada mais freqüentemente nos chamados pulsos adiabáticos, e tem implicações no campo efetivo da equação (15). Geralmente, o pulso de excitação de radiofrequência possui uma única freqüência ω_0 , que no caso da RMN fica na faixa das freqüências de rádio (30 KHz-300 MHz). Por esta razão, é denominado pulso de radiofrequência (RF), que é produzido pela bobina de excitação de RF.

1.1.3 Relaxação e captação do sinal de RMN.

O retorno ao equilíbrio térmico do vetor magnetização é caracterizado por processos de intercâmbio de energia dentro do sistema de *spins*. Estes mecanismos de relaxação fazem com que a magnetização no plano transversal diminua exponencialmente com tempo característico T_2 , e com que a magnetização longitudinal se recupere exponencialmente com tempo característico T_1 . Com estas duas novas propriedades físicas, cada uma das componentes de $\vec{M}$ é descrita pelas chamadas equações fenomenológicas introduzidas por Bloch^[21] em 1946 e reescritas a partir da equação vetorial (14) como:

$$\frac{dM_x}{dt} = \gamma \cdot M_y \cdot \left(B_0 - \frac{\omega}{\gamma} \right) - \frac{M_x}{T_2} \quad (17)$$

$$\frac{dM_y}{dt} = \gamma \cdot M_z \cdot B_1 + \gamma \cdot M_x \cdot \left(B_0 - \frac{\omega}{\gamma} \right) - \frac{M_y}{T_2}$$

$$\frac{dM_z}{dt} = -\gamma \cdot M_y \cdot B_1 - \frac{(M_z - M_0)}{T_2}$$

A evolução da componente transversa desta magnetização girante representa uma variação de fluxo magnético, que pode ser captada por uma bobina receptora ou transdutor (Figura 4-a).

Figura 4- Processo de captação de um sinal de RMN: a) Magnetização transversa girante induz uma força eletromotriz na bobina receptora, b) Comportamento temporal do sinal induzido. Reproduzido de Vidoto^[15].

A intensidade deste sinal captado é regida pelo princípio de reciprocidade ^[22-26] que estabelece que:

$$\varepsilon = -\frac{d}{dt} \left(\iiint_V (\vec{B}_{rec} \cdot \vec{M}) \cdot d^3r \right) \quad (18)$$

Relacionando dessa forma o potencial induzido (ε) com o campo magnético, gerado por unidade de corrente da bobina receptora ($\vec{B}_{rec}$), em cada ponto da amostra e com a magnetização por unidade de volume. Assim, o sinal de RMN é proporcional à evolução da magnetização transversa ($\vec{M}_t(\vec{r}, t)$) integrada em todo o volume da amostra:

$$S(t) \propto \iiint_V |\vec{M}_t(\vec{r}, t)| \cdot e^{i\beta(\vec{r}, t)} \cdot d^3r \quad (19)$$

O parâmetro $\beta(\vec{r}, t)$ representa a fase acumulada pela componente transversa na posição $\vec{r}$ e no instante t. Se consideramos a ação de um pulso de 90° curto ($TP \ll T_2$), após aplicar as equações de Bloch, a expressão anterior transforma-se em:

$$S(t) \propto \iiint_V M_0(\vec{r}) \cdot e^{-\frac{t}{T_2}} \cdot e^{i\beta(\vec{r}, t)} \cdot d^3r \quad (20)$$

Este sinal é conhecido como sinal de indução livre ou por sua sigla em inglês, **Free Induction Decay, FID** (Figura 4-b). A fase acumulada pode ser escrita como uma soma de campos aplicados na direção z com diferentes comportamentos espaciais e temporais:

$$\beta(\vec{r}, t) = \omega(\vec{r}, t) \cdot t = \gamma \cdot [B_0 + \Delta B_0(\vec{r}) + \Delta B(\vec{r}, t)] \cdot t \quad (21)$$

Após ser captado pela bobina receptora, o sinal de RMN é submetido a uma série de operações antes de ser finalmente digitalizado. Estas operações incluem a amplificação, desmodulação e filtragem e podem ser levadas em consideração mediante uma constante (A) introduzida na equação (22) e uma multiplicação por uma exponencial complexa ($e^{-i\omega_0}$). O resultado após substituir (21) em (20) é:

$$S(t) = A \cdot \iiint_V M_0(\vec{r}) \cdot e^{-\frac{t}{T_2^*}} \cdot e^{i\gamma \cdot \Delta B(\vec{r}, t)t} \cdot d^3r \quad (22)$$

Onde um tempo de relaxação transversal efetivo é considerado:

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} + \gamma \cdot \Delta B_0(\vec{r}) \quad (23)$$

Aqui $\Delta B_0(\vec{r})$ representa as inomogeneidades do campo estático B_0 .

A desmodulação do sinal de RMN é um processo análogo a observar a magnetização desde o referencial girante de coordenadas, ilustrado na Figura 3. Deste modo, a expressão (21) da fase acumulada fica mais simplificada sem o termo B_0 e, em cada instante de tempo, estará unicamente influenciada pela inomogeneidade do campo magnético na direção z.

1.1.4 Eco de *spins*.

A ação da inomogeneidade do campo estático $\Delta B_0(\vec{r})$, conjuntamente com a taxa de relaxação transversal ($1/T_2$), eliminam toda a coerência da magnetização transversa (Figura 5-d), e atenuam o sinal do *FID* com um termo e^{-t/T_2^*} (Equação 22 e Figuras 4-b e 5-a), na ausência de inomogeneidades dependentes do tempo ($\Delta B(\vec{r}, t)$).

Ao invés de captar-se um *FID*, pode ser medido o denominado eco de *spins*. A formação deste eco é relacionada com a recuperação da coerência da magnetização transversa ou re-focalização, processo descrito por Hanh^[27] em 1950. Uma das formas de lograr essa re-

focalização é aplicando um segundo pulso de RF de 180° . O efeito deste pulso é análogo a inverter o sinal do campo magnético estático, e por conseguinte das suas inhomogeneidades. Esta troca de sinal matemático anula teoricamente o efeito dessas inhomogeneidades, num tempo igual ao dobro do tempo entre ambos os pulsos, possibilitando a aparição de uma máxima coerência da magnetização transversa. Este tempo entre o pulso inicial de RF e o máximo valor do eco é conhecido como **Tempo ao Eco (TE)**. Esse procedimento de geração de eco é ilustrado na Figura 5.

Figura 5- Descrição gráfica da formação de um eco a partir de um pulso de RF de 90° e outro de 180° : a) Diagrama temporal dos pulsos e do sinal captado no referencial do laboratório, b) Intervalo A: Durante a aplicação do de 90° , c) Instante B: Evolução da magnetização transversa, d) Intervalo C: Durante a aplicação do pulso de 180° , e) Instante D: Máximo do eco. De b)-d) representação no referencial girante.

No caso do eco, a eliminação do efeito das inhomogeneidades do campo estático, faz que o valor de T_2^* alcance o seu valor máximo: T_2 . Por este motivo em muitos experimentos de RMN é preferido a captação do sinal do eco.

1.2 Formação das imagens de Ressonância Magnética.

Em 1971 Damadian^[28] mostrou que diferentes tipos de tecidos e tumores possuíam diferentes tempos de relaxação. Este fato motivou os cientistas a considerarem a ressonância magnética como uma técnica de elevado potencial diagnóstico e a procurarem meios de obter imagens do interior de corpos opacos.

Para construir uma imagem o elemento chave é saber de que região da amostra provém cada sinal de RMN adquirido. Aproveitando a relação de Larmor, Lauterbur^[29], em 1973, usou um campo magnético com comportamento espacial conhecido para “codificar” o sinal de ressonância magnética. Desta forma foram obtidas as primeiras imagens de RMN com o método de *back projection*, já utilizado na tomografia de raio X. Em 1975, Ernst e colaboradores^[30] propuseram realizar uma codificação completa usando o formalismo da Transformada de Fourier (TF), levando em consideração a frequência e a fase do sinal. Pouco depois, muitos outros trabalhos pioneiros^[31-33] mostraram, na prática, a viabilidade desta técnica usada até hoje.

1.2.1 Gradientes de campo magnético.

O novo elemento codificador do sinal é um campo magnético não homogêneo e variável no tempo. Este campo tem uma componente paralela ao B_0 (eixo z) com dependência espacial linear, que é sobreposta ao mesmo. Para poder representar as 3 orientações espaciais de um objeto, são utilizados os gradientes de campo nas 3 direções ortogonais (Figura 6). As bobinas encarregadas de gerar esta distribuição de campo são denominadas bobinas de gradiente (Figura 6). Desta maneira, a componente z do campo resultante fica expressa como:

$$B_z(\vec{r}, t) = B_0 + \vec{G}(t) \cdot \vec{r} \quad (24)$$

Figura 6- Diagrama esquemático dos campos de gradiente magnético nas direções três direções: x, y, z (a-c), e as bobinas que são utilizadas para gerá-los (d-e).

Assim, cada conjunto de *spins* localizados em uma posição diferente, terá uma frequência de precessão diferente, dada pela expressão:

$$\omega(\vec{r}, t) = \omega_0 + \gamma \cdot \vec{G}(t) \cdot \vec{r} \quad (25)$$

A frequência de precessão não é a única variável que passa a ter uma dependência espacial. Após um dado tempo de aplicação de qualquer gradiente, o acúmulo de fase também será uma função da posição. Deste modo, estas duas variáveis formam as bases da codificação espacial (Figura 7).

Figura 7- Codificação bidimensional de um objeto mediante a aplicação de campos de gradientes: a) Sem gradientes b) Codificação ao longo do eixo x mediante a variação da frequência durante a ação do gradiente (G_x), b) Codificação ao longo do eixo y pelas diferentes fases acumuladas após um tempo de aplicação do gradiente (G_y).

O gradiente de campo introduzido corresponde ao termo $\Delta B(\vec{r}, t)$ da equação (22) .

Deste modo, supondo um gradiente constante, esta equação pode ser reescrita como:

$$S(t) = A \cdot \iiint_V M_0(\vec{r}) \cdot e^{-\frac{t}{T_2^*}} \cdot e^{i\gamma \cdot \vec{G} \cdot \vec{r} \cdot t} \cdot d^3 r \quad (26)$$

1.2.2 Seleção do plano de interesse.

Supondo um campo de gradientes constante, pode ser notado da equação (25) que um conjunto de núcleos com frequência constante (ω) são definidos por um plano no espaço. Assim, uma combinação conveniente das três componentes do vetor gradiente (G_x , G_y , G_z) definirá um plano qualquer, na amostra, com núcleos girando numa mesma frequência.

A frequência do pulso de RF serve como elemento seletor do plano da amostra que será excitado. Desta forma, torna-se possível excitar somente um plano da amostra combinando os gradientes e o pulso de RF, como é ilustrado na Figura 8, onde o plano na posição z_0 é excitado seletivamente.

Figura 8- Representação da seleção de um plano na posição z_0 : a) Pulsos necessários, b) Codificação.

O fato do pulso de RF não ter uma duração infinita implica em largura de banda no espectro de frequências e largura de excitação do plano finitas (Figura 8). A forma espectral do pulso estará relacionada com sua modulação em amplitude ($B_1(t)$). Esta última variável definirá, na presença de um gradiente constante, o perfil do plano selecionado.

1.2.3 Espaço recíproco ou espaço k.

Uma forma muito útil de ilustrar a ação dos gradientes de campo magnético na fase acumulada é introduzindo o conceito do espaço k. Este espaço vetorial recíproco de Fourier representa as frequências espaciais. Foi introduzido por Mansfield em 1973^[34] fazendo um análogo com a difração de raio X. O próprio autor em 1988 fez uma descrição mais completa^[35]. Usando este novo espaço, o tempo fica parametrizado da seguinte forma:

$$\vec{k}(t) = \frac{\gamma}{2 \cdot \pi} \vec{G} \cdot t \quad (27)$$

Neste caso, a equação (26) do sinal adquirido pode ser novamente escrita usando a variável $\vec{k}$ como:

$$S(\vec{k}) = A \cdot \iiint_V M_o(\vec{r}) \cdot e^{\frac{2 \cdot \pi \cdot k}{T_2 \cdot \gamma \cdot G}} \cdot e^{i \cdot 2 \cdot \pi \cdot \vec{k} \cdot \vec{r}} \cdot d^3 r \quad (28)$$

Se considerarmos uma amostra homogênea e um campo estático perfeitamente uniforme, a primeira exponencial pode ser extraída da integral volumétrica, resultando:

$$S(\vec{k}) = A \cdot e^{\frac{2 \cdot \pi \cdot k}{T_2 \cdot \gamma \cdot G}} \cdot \iiint_V M_o(\vec{r}) \cdot e^{i \cdot 2 \cdot \pi \cdot \vec{k} \cdot \vec{r}} \cdot d^3 r \quad (29)$$

A integral tem a forma de uma transformada inversa de Fourier. Assim, aplicando uma TF na variável $\vec{k}$ em ambos os membros da equação (29) obteremos o produto de convolução de duas funções. A primeira resulta numa função Lorentziana tridimensional^[17] e a segunda na própria magnetização:

$$TF\{S(\vec{k})\} = A \cdot \prod_{i=1}^3 \frac{1}{1 + \left(T_2 \cdot \gamma \cdot \frac{|\vec{G}|^2}{G_{x_i}} \right)^2} \otimes M_o(\vec{r}) \quad (30)$$

onde x_i são as componentes cartesianas x , y , z . O primeiro termo é conhecido como *Point Spread Function* e está diretamente relacionado com a máxima resolução possível da imagem^[8].

Para efeito de melhor compreensão, simplifiquemos nosso problema e desprezemos os mecanismos de relaxação ($T_2 \rightarrow \infty$). Usemos a proporcionalidade da equação (9) entre o número de núcleos e a magnetização de equilíbrio. Definindo uma nova propriedade, chamada densidade protônica (ρ), relacionada diretamente com o número de núcleos, a equação (29) pode ser escrita como:

$$S(\vec{k}) = A' \cdot \iiint \rho(\vec{r}) \cdot e^{i \cdot 2 \cdot \pi \cdot \vec{k} \cdot \vec{r}} \cdot d^3 r \quad (31)$$

Deste modo, nossa imagem pode ser obtida aplicando uma TF tridimensional aos dados adquiridos no espaço k :

$$\hat{\rho}(\vec{r}') = \iiint S(\vec{k}) \cdot e^{-i \cdot 2 \cdot \pi \cdot \vec{k} \cdot \vec{r}'} \cdot d^3 k \quad (32)$$

Isto indica que quanto melhor percorremos ou amostramos o espaço k , mais fiel será a representação do $\rho(\vec{r})$ a partir de $\hat{\rho}(\vec{r}')$, por conseguinte, a qualidade da imagem. Outros detalhes, que não serão comentados aqui, devem ser considerados pelo fato de que o sinal não é adquirido de forma contínua e ilimitada no tempo. Desta forma, os valores de t e k são discretos e limitados (veja equação 27).

1.2.4 Seqüências de pulsos.

Nas IRM, uma seqüência de pulso é formada por uma combinação de pulsos de RF e gradientes de duração determinada e em instantes específicos. A leitura ou aquisição dos dados também acontece num momento bem determinado. Muitas vezes, determinados blocos de uma seqüência são repetidos. O tempo no qual acontece um conjunto de pulsos acompanhado por uma aquisição de dados até o início do conjunto seguinte é conhecido como

Tempo de Repetição (TR). A duração desta aquisição é representada pelo **Tempo de Aquisição (TA)**. Outros tempos dentro de cada seqüência são também típicos da mesma. Por exemplo, o **Tempo ao Eco (TE)** e o **Tempo de Inversão (TI)**. Conjuntamente com as variáveis temporais, outras variáveis poderão ser características de cada seqüência, como por exemplo, o ângulo de rotação (θ) de um determinado pulso de RF. Desta maneira, cada seqüência possui um conjunto de parâmetros que podem ser variados em função do experimento de interesse.

O que diferencia essencialmente as seqüências de pulso usadas em *MRI* é a forma como é percorrido o espaço k. Cada seqüência possui um diagrama temporal e seu equivalente diagrama no espaço k. De uma forma mais geral, os campos com gradientes podem ser aplicados como uma função do tempo, por exemplo pulsados com uma duração finita t. Deste modo, a variável recíproca deve ser escrita como:

$$\vec{k}(t) = \frac{\gamma}{2 \cdot \pi} \int_0^t \vec{G}(t') \cdot dt' \quad (33)$$

Duas das seqüências mais usadas são a **Gradiente Recall Eco (GRE)** e a **Spin Echo (SE)**, em ambas é adquirido o sinal do eco (subseção 1.1.4). Na *GRE* a re-focalização é parcial pois unicamente é recuperada a magnetização perdida pela ação do gradiente de campo ($\Delta B(\vec{r}, t)$ na equação 22), na direção de leitura, no intervalo A-B da Figura 9. Nesta seqüência o mecanismo de re-focalização é mediante a inversão de sinal desse gradiente, intervalo B-C na mesma figura. Na *SE*, além do mecanismo de re-focalização do gradiente mencionado, as inhomogeneidades do campo são re-focalizadas como foi descrito na subseção 1.1.4. Nas figuras seguintes são representados os diagramas temporais e no espaço k de ambas as seqüências.

Figura 9- Diagramas de uma sequência *GRE* convencional: a) Temporal, b) No *k*-espaço. São indicados os instantes de tempo de A até E no diagrama temporal e seus equivalentes no espaço *k*.

Figura 10- Diagramas de uma sequência *SE* convencional: a) Temporal, b) No espaço *k*. São indicados os instantes de tempo de A até E no diagrama temporal e seus equivalentes no espaço *k*.

Pode-se notar no espaço *k* o efeito de acúmulo de fase da magnetização pela ação dos gradientes, convenientemente aplicados para percorrer totalmente este espaço recíproco. O pulso 180° ou π (Figura 10) inverte a fase do sistema de *spins* e por conseguinte inverte o sinal do vetor $\vec{k}$.

Outra observação interessante das duas figuras anteriores é a aquisição do sinal de RMN de forma limitada e discreta (nas figuras linha pontilhada vermelha), tanto no tempo

quanto no espaço k . Pela natureza recíproca deste espaço em relação à imagem é esperado que esta também seja discreta e limitada. Desta maneira, o valor máximo de k adquirido numa direção, corresponde com a mínima distancia entre dois *pixels* da imagem nesta mesma direção. Por outro lado, a discretização nos valores de k implica numa restrição nas dimensões da imagem. O mínimo intervalo entre duas aquisições no espaço k numa direção, dita a máxima dimensão da imagem nesta mesma direção. Este parâmetro máximo é conhecido como *Field Of View (FOV)* ou campo de visão.

1.2.5 Contraste nas IRM.

Para obter a equação (32) de forma simplificada, desprezamos os efeitos da relaxação. De uma maneira geral, o correto seria que nesta equação a densidade protônica fosse multiplicada por uma função dos tempos de relaxação. A relação entre estas propriedades físicas (ρ , T_1 , T_2 , T_2^*) e os parâmetros de uma seqüência dependerá do tipo de seqüência de pulsos aplicada.

Assim, cada ponto do objeto, representado em (31) por $\rho(\vec{r})$, terá uma contribuição diferente ao sinal total ($S(\vec{k})$) em função de suas propriedades e da seqüência de pulsos utilizada. Por conseguinte, cada ponto da imagem, representado em (32) por $\hat{\rho}(\vec{r}')$, possuirá esta relação funcional contida. Isto é, em cada *pixel* da imagem será refletida a intensidade do sinal proveniente da região da amostra associada com este *pixel*. Nisso se baseia a aplicação médica das IRM, sendo possível distinguir na imagem um tipo de tecido de outro pelas suas propriedades físicas. Esta distinção entre tecidos é conhecida como contraste e as propriedades físicas distinguíveis como mecanismos de contraste.

Na Tabela 1 são colocadas, a modo de título, algumas destas relações para 4 seqüências de pulsos.

Tabela 1: Expressões do sinal de RMN para 4 seqüências de pulsos em função das propriedades físicas e dos parâmetros da seqüência. Entre parênteses, são indicados os pulsos de RF aplicados e os tempos entre eles em cada uma das seqüências.

Seqüência	Expressão do sinal
Spin Eco (90° -TE/2- 180° -TE/2)	$S = A' \cdot \rho \cdot \left(1 - e^{-\frac{TR}{T_1}}\right) \cdot e^{-\frac{TE}{T_2}}$
Inversão Recuperação, <i>FID</i> (180° -TI- 90°)	$S = A' \cdot \rho \cdot \left(1 - 2 \cdot e^{-\frac{TI}{T_1}} + e^{-\frac{TR}{T_1}}\right)$
Inversão Recuperação, Eco (180° -TI- 90° -TE/2- 180° -TE/2)	$S = A' \cdot \rho \cdot \left(1 - 2 \cdot e^{-\frac{TI}{T_1}} + e^{-\frac{TR}{T_1}}\right) \cdot e^{-\frac{TE}{T_2}}$
Gradiente de Eco (θ° -TE)	$S = A' \cdot \rho \cdot \frac{\left(1 - e^{-\frac{TR}{T_1}}\right) \cdot \sin(\theta)}{\left(1 - e^{-\frac{TR}{T_1}} \cdot \cos(\theta)\right)} \cdot e^{-\frac{TE}{T_2}^*}$

Desta forma, poder-se-ia estabelecer protocolos para uma melhor visualização ou um melhor contraste de determinada substância. Entretanto outras complicações afetam este processo de otimização. Por um lado, os tempos de relaxação variam em função do campo estacionário. Inclusive, o tempo de relaxação transversal efetivo depende das inhomogeneidades deste campo (Equação 23). Outra complicação é devida aos artefatos, cujas causas são tão diversas quanto seus efeitos, mas sempre com o efeito de prejudicar a desejada correspondência entre o objeto e a imagem.

1.3 O tomógrafo de RMN.

Nas seções anteriores, aplicamos campos magnéticos com diferentes comportamentos espaciais e temporais, processamos sinais e até geramos imagens com artefatos. Entretanto, tudo isso foi feito em equações e teoria. O tomógrafo de RMN contém os elementos necessários para executar todas estas funções, incluindo os artefatos. Uma representação de um tomógrafo convencional é apresentada na Figura 11.

O chamado sistema magnético é o encarregado de gerar todos os campos magnéticos necessários em nossos experimentos. Ele é formado pelo magneto, pelas bobinas de gradientes e de excitação e pelo transdutor receptor. A maioria destes dispositivos necessita de fontes de correntes para seu funcionamento.

Figura 11- Representação de um tomógrafo convencional para RMN. A: Magneto, B: Bobinas de gradientes e C: Bobina excitadora de RF. As partes tracejadas indicam blocos que não são comuns a todos os equipamentos de imagens. Reproduzido de Vidoto^[15].

O magneto (A) gera o campo estático e homogêneo. Este grande imã pode ser permanente, um eletroímã ou um magneto supercondutor. Este último caso, que corresponde ao ToRM 05, não precisa de fonte de corrente permanentemente conectada. A homogeneidade do campo estático é melhorada com a ajuda das bobinas corretoras ou *shimmings* ativos que possuem uma fonte de corrente independente com até 16 canais na maioria dos equipamentos.

As bobinas de gradientes (B) geram a componente z do campo, que se soma ao campo principal, com dependência espacial linear e são alimentadas por três amplificadores de correntes pulsadas. Um gerador de formas de onda é usado para criar os sinais correspondentes aos três gradientes de campo magnético. Gerador semelhante é usado no módulo transmissor que deve permitir modulação em fase e amplitude da radiofrequência que entra no amplificador de potência de RF. A alta potência do amplificador é direcionada pelo discriminador (Controle T/R) e enviada à bobina de excitação (C) para produzir o campo de

RF. Quando a potência é desligada, o sinal de RMN, captado pela bobina receptora ou transdutor de RF (não indicado na Figura 11, mas próximo ao paciente), é direcionado (pelo Controle T/R) para o canal de recepção. Esse chaveamento, geralmente, é da ordem de dezenas de microssegundos em tomógrafos que manipulam potências de pico de até 15 kW.

O sinal captado tem apenas alguns microvolts e uma alta frequência. A primeira etapa deste canal receptor é formada por um pré-amplificador de baixo nível de ruído (LNA) que eleva a intensidade do sinal aproximadamente 1000 vezes. As outras etapas do canal de recepção, representadas como Receptor na Figura 11, amplificam, filtram, desmodulam e, finalmente, digitalizam este sinal de RMN, com intervalo de amostragem ou *Dwell Time* que pode variar de 5 a 200 microssegundos. O inverso do intervalo de amostragem determina a largura de banda da aquisição do sinal, podendo variar de 200 a 5 KHz. O sinal digital ($S(\vec{k})$) da equação 31) é enviado ao computador (CPU) para o processamento (resulta desta operação a variável $\hat{\rho}(\vec{r}')$ da equação 32), visualização, armazenamento e impressão.

Todo o processo que envolve geração de sinais de gradiente, amplitude e fase da RF e conversão analógico-digital é sincronizado por um módulo de geração de pulsos, que é programado pela CPU para gerar a seqüência de pulsos dedicada ao experimento.

As características técnicas de cada parte deste equipamento de imagens, fundamentalmente o sistema magnético, definem as potencialidades do mesmo. A intensidade e homogeneidade do campo estático gerado pelo magneto e a sensibilidade da bobina receptora determinam a intensidade do sinal de RMN. Esta intensidade do sinal e o ruído gerado em todo o canal de recepção ditam a relação sinal ruído que influência na duração do experimento. A intensidade do campo magnético linear e a velocidade de geração do mesmo por parte das bobinas de gradiente limitam o tempo de duração do experimento e o mínimo campo de visão. Este campo de visão combinado com a relação sinal ruído limitam a resolução. As seqüências implementadas permitem apreciar as variações de contraste entre

tecidos. Em fim, todos os parâmetros estão inter-relacionados, todos em seu conjunto, inclusive ferramentas de *software*, especificam as capacidades diagnósticas de um tomógrafo de RMN.

1.3.1 O ToRM 05.

O tomógrafo ToRM 05 é um equipamento de corpo inteiro com um magneto supercondutor Oxford (Magnet Technology Limited) de 0.5 T^[15]. Este equipamento possui uma bobina de excitação e um conjunto de bobinas de gradientes, ambos de corpo inteiro (diâmetros maiores que 56 cm). As bobinas de gradiente são energizadas com 6 gabinetes de amplificadores (Copley Controls Corp., modelo 232P) e na bobina excitadora é usado um amplificador de potencia para RF de 2 kW (Analogic Inc., modelo AN8063). Uma fonte de *shimming* com 14 canais (Oxford Instruments, Modelo 2113) alimenta as bobinas corretoras disponíveis no sistema. Imagens de diferentes regiões do corpo são obtidas mediante o uso de transdutores específicos para cabeça, joelho e coluna cervical, torácica, dorsal e lombar^[36].

Para o processamento do sinal de RMN e a geração da forma de onda dos gradientes e dos pulsos de RF é usado um espectrômetro fabricado pela Analogic Inc. (modelo AN9100 A). A geração da radiofrequência é mediante um sintetizador, PTS 250, fabricado pela Programmed Test Sources.

O computador de controle é um PC- Pentium II-333 MHz com sistema operacional Windows NT e com software de controle totalmente desenvolvido para IRM^[11-13]. Ele compila a seqüência de pulsos, programa o espectrômetro, adquire e processa os dados, visualiza e armazena as imagens.

Desde 1999 o ToRM 05 presta serviços clínicos no Centro Integrado de Imagens da Santa Casa da Misericórdia de São Carlos, com mais de 5 000 estudos realizados até a presente data.

Capítulo 2: Introdução aos gradientes locais.

2.1 Introdução.

O uso de bobinas de gradientes locais em Imagens por Ressonância Magnética^[37-62] tem sido muito amplo. Elas representam uma redução de tamanho, entre um 40 e um 60 %, com respeito às bobinas convencionais (Figura 12) para, essencialmente, aumentar a eficiência e diminuir a indutância. Deste modo, é possível gerar altas intensidades de gradientes de campo magnético com curtos tempos de chaveamento. Ambas as vantagens abrem o caminho à implementação das mais variadas e exigentes seqüências de pulsos. Estas seqüências contam com aplicações bem diversas que têm permitido melhoras em vários aspectos das IRM como: aumento da resolução espacial^[37-42], realização de imagens funcionais^[43-46], estudos de perfusão e difusão^[47-49], entre outros. Além destes sistemas locais terem sido desenvolvidos fundamentalmente para a região da cabeça^[50-59], sua aplicação a outras regiões, como extremidades^[42,60] e mamas^[61,62], tem sido reportada.

A redução do tamanho nestas bobinas traz algumas complicações relacionadas com sua forma e dimensões geométricas, impostas pelas dimensões e acessibilidade da zona em estudo. Por exemplo: no caso da cabeça a zona de uniformidade de gradiente de campo dos desenhos convencionais não cobre toda a região de interesse, usando-se assim configurações assimétricas para acoplar melhor ambas as regiões (a de uniformidade da bobina e a de interesse), mesmo que esta assimetria cause torques indesejáveis na estrutura^[50, 53-57]. Outros inconvenientes decorrentes dos curtos tempos de chaveamento e as altas intensidades de gradientes nestes sistemas locais são as prejudiciais *eddy currents* induzidas nas estruturas condutoras do tomógrafo^[63-65] e os elevados valores de gradientes concomitantes^[50]. Assim,

existe um forte compromisso entre os diferentes parâmetros a serem considerados no desenho de um conjunto local.

O conjunto local é formado por um transdutor de RF, uma blindagem de RF, duas bobinas de gradiente transverso e uma bobina de gradiente longitudinal. Uma representação esquemática das diferentes partes de um sistema local padrão para cabeça é mostrada na figura seguinte.

Figura 12- Representação esquemática transversa de um sistema magnético local padrão para crânio e sua comparação relativa a um sistema de corpo inteiro.

2.2 Objetivos específicos do trabalho.

Os objetivos centrais do trabalho foram divididos em outros mais específicos que respondem as diferentes partes do conteúdo da tese.

O desenvolvimento de um conjunto de bobinas de gradiente de campo magnético integrado a uma bobina de RF adequado à anatomia do crânio foi centrado em:

- Otimização e construção de um transdutor de RF tipo sela.
- Desenho e construção de um conjunto de bobinas de gradientes específico para cabeça.
- Integração de um sistema portátil RF-gradientes de alto desempenho.

Este conjunto deverá gerar os pulsos de gradientes necessários à implementação de seqüências de relevância clínica como:

- Metodologias de aquisição rápida de imagens (*EPI*, *SEPI*).
- Imagens tridimensionais (3D).
- Técnicas de angiografia do crânio pelo método de tempo ao vôo (*Time Of Flight*).

Capítulo 3: Transdutor de radiofrequência.

3.1 Introdução

Nas IRM o transdutor ou bobina de RF é o dispositivo capaz de gerar um campo eletromagnético na frequência de ressonância do núcleo de interesse. Ele pode ter a função de excitar o conjunto de núcleos da amostra e/ou captar a variação de magnetização no interior da mesma. Para o cumprimento de cada uma ou de ambas as funções o transdutor deve ser otimizado levando em consideração diferentes parâmetros, com diferentes níveis de prioridade^[66].

Na excitação, a variável fundamental é a uniformidade do campo magnético de RF gerado. Já na recepção, torna-se crucial a **Relação Sinal Ruído (RSR)**. Otimizar ambos os parâmetros em um único transdutor resulta uma tarefa não trivial e uma solução com compromissos deve ser obtida. Por esta razão existem, na maioria dos equipamentos comerciais de IRM, dispositivos excitadores e de forma separada dispositivos receptores. Mas em nosso caso, por falta de espaço físico, o mesmo transdutor deve ser usado para a excitação e para a recepção. A distância radial disponível entre a amostra e a primeira bobina de gradiente local é, na maioria dos casos de gradientes de cabeça, entre 30 e 50 mm. Nesse pequeno espaço, como pode ser notado na Figura 12, deveria ficar o transdutor de RF e sua blindagem.

Outro problema no desenho da bobina de RF relacionado com a falta de espaço é a presença muito próxima da blindagem de radiofrequência. Esta blindagem resulta indispensável para isolar eletromagneticamente o conjunto transdutor-amostra na frequência de ressonância. Desta forma, evitar a contaminação do sinal de RM e a interferência do campo excitador de RF em outros dispositivos. A blindagem reduz consideravelmente a eficiência do

transdutor, prejudicando seu desempenho. Uma variante bastante utilizada para elevar a RSR é o uso de transdutores em quadratura, o que resulta no dobro da eficiência na transmissão e em um incremento ideal de $\sqrt{2}$ na RSR^[67].

Este capítulo abordará detalhes sobre o desenho teórico e a otimização de um transdutor tipo sela para cabeça considerando uma dimensão dos elementos condutores. Aspectos referentes à blindagem de radiofrequência e seu efeito no transdutor serão tratados. Os diferentes passos seguidos na caracterização eletromagnética dos transdutores construídos são comentados. Finalmente, uma configuração em quadratura é também analisada, e avaliada sua viabilidade nas condições experimentais disponíveis em nosso sistema.

Neste capítulo é feita especial ênfase na otimização da uniformidade do campo magnético gerado por uma bobina tipo sela, para seu uso em *MRI*, considerando as dimensões do elemento condutor. A uniformidade foi quantificada por três diferentes parâmetros: a não uniformidade (NU), a inomogeneidade pico-a-pico (Inh), a uniformidade relativa (Unif). Estes são os parâmetros usados normalmente nos artigos publicados sobre a temática. Este trabalho de otimização em bobinas tipo sela não tem sido reportado na literatura consultada, constituindo portanto um assunto inédito, e foi corroborado com os resultados experimentais.

3.2 Desenho teórico

O projeto do transdutor é abordado como um problema de otimização eletromagnética. As variáveis, uniformidade de campo magnético gerado e RSR são maximizadas na **R**egião de **I**nteresse (RI). Esta região é definida, neste trabalho, como uma esfera de 20 cm de diâmetro representando a cabeça ou um elipsóide menor representando, aproximadamente, a zona da massa encefálica.

A forma da RI e do magneto sugerem a geometria apropriada para o transdutor de RF. Um dos parâmetros que mais influencia na RSR em transdutores receptores é o fator de

preenchimento^[68,69]. No Anexo A é mostrada sua definição e sua relação com a RSR. Assim, para garantir um ótimo fator de preenchimento na região da cabeça, foi escolhida como superfície de corrente, um cilindro de 256 mm de diâmetro (D) e 250 mm de comprimento (L_o , de centro a centro do condutor). Parte-se de uma configuração simples, muito comum em *MRI*, a sela (Figura 13). As dimensões mais usadas nesta configuração são 120° de abertura angular (α)^[70] e uma relação comprimento/diâmetro, aproximadamente igual a 1.

Figura 13- Representação esquemática de uma bobina tipo sela (D : Diâmetro, L_o : Comprimento, α : Abertura angular e d : Largura da fita condutora).

Após definir as dimensões do problema, deve ser escolhido um modelo para o cálculo do campo eletromagnético. Se o comprimento de onda do campo eletromagnético que gera o transdutor for muito maior que as dimensões do mesmo, a distribuição de corrente ao longo dele pode ser considerada constante. Neste caso, o campo magnético, em uma aproximação quase-estática, pode ser calculado usando a lei de Biot-Savart. Se o caminho elétrico no transdutor, obviamente sua maior dimensão, for comparável com o comprimento de onda o efeito de retardo dos campos deve ser considerado. Neste segundo caso é aplicado o método dos momentos para determinar a distribuição de corrente ao longo do transdutor, com este resultado é determinado o vetor potencial magnético que é finalmente usado para determinar a distribuição de campo magnético. Nossa frequência de interesse é de 21.29 MHz, o que representa um comprimento de onda no condutor (cobre) de 12 m aproximadamente,

comparado com 1.5 m de comprimento total de umas das selas de nosso transdutor para cabeça resulta relativamente grande. Nestas condições trabalharemos com a aproximação quase-estática.

Outra das suposições é relacionada com as dimensões do condutor utilizado no transdutor e a distribuição de corrente no mesmo. Se a frequência é muito baixa ou uma das dimensões do condutor é muito pequena, de tal forma que a profundidade de penetração é comparável com esta dimensão, podemos considerar uma densidade de corrente constante e aplicar um modelo filamental. No caso contrário, quase sempre em campos na faixa de radiofrequência, deve ser determinada a densidade de corrente no interior da superfície condutora. Neste último caso a componente normal do campo magnético sobre a superfície perfeitamente condutora deve ser nula, condição não satisfeita por uma densidade de corrente uniforme e também não por um modelo exponencial tipo efeito pelicular. Para nossa frequência a profundidade de penetração no cobre é de 5 μm , valor bem inferior com relação às espessuras de fitas de cobre normalmente usadas, de 100 a 1000 μm .

Na tentativa de aproximar o modelo teórico de cálculo a uma situação mais realista decidimos abandonar a tradicional suposição de corrente filamental e levar em consideração as dimensões do elemento condutor. Com o antecedente de um trabalho publicado por Carlson^[71] em 1986, nos baseamos na formulação de transformações conformes^[72] para determinar a densidade de corrente distribuída no interior das fitas condutoras para uma bobina tipo sela^[73]. No Anexo B, mostram-se as principais etapas do desenvolvimento matemático e as considerações feitas. Este método de cálculo de densidade de corrente em fitas condutoras tem sido amplamente usado nos ressoadores tipo *birdcage* por Forbes et al.^[74-76], mas sua aplicação em bobinas mais simples tem sido restringida ao trabalho de Carlson, já mencionado. Do Anexo B pode ser notado que o modelo aqui utilizado para o cálculo do campo eletromagnético resulta independente da frequência de trabalho, porém suas limitações

neste sentido estão nas suposições iniciais. Por um lado um limite inferior relacionado com uma profundidade de penetração muito menor que a menor dimensão do condutor e um limite superior na aproximação quase-estática de comprimento total do condutor muito menor que o comprimento de onda.

Centraremos, inicialmente, nossa atenção na uniformidade de RF. Para otimizar a configuração sela, duas características geométricas foram variadas: a largura da fita condutora e a abertura angular; mantendo constante o diâmetro e o comprimento do transdutor (Figura 13). Em cada caso, após serem conhecidos os valores de densidade de corrente, avaliou-se numericamente a uniformidade do campo mediante integração de superfície usando a lei de Biot-Savart. De maneira prática esta integração é realizada como se existissem muitos fios com diferentes correntes.

Nos desenhos teóricos de bobinas de RF têm sido usados vários parâmetros para quantificar a uniformidade do campo magnético na RI^[71,77,78]. Neste trabalho usaremos três deles. O desvio padrão que chamaremos de não uniformidade (NU) e será expresso em porcentagem do valor médio^[71]. A diferença entre o valor máximo e mínimo do campo que chamaremos de inomogeneidade pico-a-pico (Inh) e será expressa também em porcentagem do valor médio^[77]. Finalmente, a porcentagem de pontos com desvios absolutos inferiores a 5 % relativo ao valor central do campo, que chamaremos de uniformidade relativa (Unif)^[78]. Cada um deles aporta diferentes informações sobre a uniformidade do campo na RI. Nesta avaliação nos limitamos unicamente ao plano transversal central (Plano XY, $z=0$ cm), como é comum. Desta forma a RI fica como uma circunferência de 10 cm de raio no centro do transdutor. Normalizando os parâmetros geométricos, a largura da fita (δ) foi expressa em graus ($^\circ$) do perímetro da circunferência da bobina, no caso de $\delta=0^\circ$ corresponde à aproximação de corrente filamental. Assim, o valor real da largura da fita (d) é obtido pelo comprimento do arco $a \cdot \delta$, onde (a) é o raio da bobina. A abertura angular refere-se à abertura

de centro a centro das fitas condutoras. Os resultados numéricos são apresentados na Figura 14.

Figura 14- Comportamento dos diferentes parâmetros relativos à uniformidade do campo magnético numa RI circular de raio 10 cm em função da abertura angular e da largura do condutor: a) Não uniformidade, b) Inhomogeneidade pico-a-pico, c) Uniformidade relativa, d) Campo médio. A bobina tipo sela tem 256 mm de diâmetro e 270 mm de comprimento.

Da Figura 14 pode ser notado que os valores ótimos de cada um dos parâmetros não correspondem a uma mesma abertura angular, o que sugere que eles não representam exatamente um mesmo resultado. A inhomogeneidade pico-a-pico, por ser calculada com valores limites, aporta maior informação das regiões mais afastadas do centro; a uniformidade relativa usa um critério de porcentagem que avalia fundamentalmente a zona central e a não uniformidade é um parâmetro mais global que contém informação de toda a RI. Os resultados numéricos demonstram estas interpretações.

Se usássemos a inhomogeneidade pico-a-pico como critério de seleção do ângulo de abertura, o ângulo ótimo seria de 135°; se usássemos a uniformidade relativa, este seria entre 120° e 125°, mas um compromisso adequado seria a não uniformidade que sugere entre 125°

e 130°. O ângulo de abertura de 120° tem sido amplamente usado como ângulo ótimo em bobinas tipo sela^[70,78], mas esta escolha é verdadeiramente ótima em caso que a região de interesse seja uma pequena fração do volume do transdutor. Esta última idéia foi demonstrada numericamente para condutores filamentosos por Hanssum (1986)^[77]; obtida também numericamente para fitas por Carlson (1986)^[71], mas não comentada. Também foi avaliada experimentalmente com bobinas de fita por Hoult (1984)^[79], porém não discutida. Estes dois últimos autores sugeriram que o desvio do valor ótimo era devido à largura da fita; neste trabalho é mostrado numericamente que esse resultado é independente da fita escolhida para uma RI de 78 % da área transversa da bobina.

Pode ser notado que em todos os casos o aumento da largura da fita melhora a uniformidade, sendo mais sensível este aumento na inomogeneidade pico-a-pico (Figura 14-c) com uma variação de 20 % entre o uso de um fio e de uma fita de 20° de largura angular. É mostrado também na Figura 14-d que o valor do campo médio da bobina não é afetado com o aumento da largura da fita, o que mantém a sua eficiência, e por conseguinte, sua sensibilidade. Este aumento de largura sugere a tendência à configuração de *slotted tube*^[80].

Até aqui foi tratada a uniformidade do campo de RF, mas como foi comentado a RSR é outro parâmetro prioritário. Este parâmetro resulta difícil de avaliar teoricamente pela influência no mesmo de múltiplos fatores^[68,81,82], como pode ser apreciado no Anexo A. Uma forma simples de tratar o problema desde um ponto de vista teórico é a partir da sensibilidade ou eficiência da bobina (campo transversal gerado por unidade de corrente, $\mu\text{T/A}$), diretamente relacionada com a RSR pelo princípio de reciprocidade^[22-26]. Deste modo, na escolha de uma adequada abertura angular é fator também determinante a sensibilidade ou no caso o campo médio gerado (Figura 14-d). Finalmente, após contrabalançar as diferentes variáveis, uma configuração com 140° de abertura foi selecionada teoricamente, mesmo às

expensas de perder certa uniformidade de RF. Por facilidade construtiva e por similaridade com o transdutor usado no ToRM 05 foi escolhida uma fita de 3 cm de largura.

3.3 Blindagem de RF.

A necessária blindagem de RF interage fortemente com o transdutor quando a distância entre ambos resulta comparável com as dimensões do mesmo. Tal efeito foi considerado e simulado a partir do método das imagens. Este método é baseado na colocação de condutores imagens por cada elemento condutor do transdutor para impor uma superfície equipotencial na blindagem^[83]. Assim, para simular a presença de uma blindagem de raio R_b , por cada elemento existente em um raio R são colocados condutores imagens, ou mesmo fitas imagens, com correntes opostas a um raio R_i do centro geométrico dado pela expressão^[84,85]:

$$R_i = \frac{R_b^2}{R} \quad (34)$$

Essa forte interação afeta as duas variáveis que estamos avaliando para o desenho do transdutor. Em primeiro lugar aparece uma diminuição notável da sensibilidade ou eficiência da bobina de RF, como pode ser apreciado na figura abaixo.

Figura 15- Comportamento da diminuição teórica da sensibilidade da bobina de RF (25.6 cm de diâmetro) em função do diâmetro da blindagem de RF utilizada.

Essa diminuição causa uma redução em igual proporção na RSR e ainda maior proporção na indutância da configuração^[84]. A eficiência aqui é quantificada como o campo magnético médio na RI. Um segundo efeito é um aumento da não uniformidade de RF tanto ao longo do eixo Z como no plano XY, consequência do aumento da importância relativa dos arcos como geradores de campo^[86].

Devido à forte variação da sensibilidade mostrada na Figura 15 foi escolhida uma blindagem de 41 cm de diâmetro, na região entre os gradientes locais e a bobina de RF de corpo (Figura 12). Assim, com esta escolha, não existirá nenhum elemento que impeça a interação do transdutor de RF com as bobinas de gradientes locais, a qual deve ser minimizada pela presença de filtros de RF nos canais de gradientes (Capítulo 5). Uma vantagem neste caso é a diminuição do efeito das *eddy currents* induzidas na blindagem devido aos pulsos de gradientes. O valor de 41 cm foi o máximo possível para cumprir duas exigências do projeto: a portabilidade do conjunto e a mínima interferência com a operação clínica do tomógrafo. Por esta última exigência as dimensões da cama do ToRM 05 foram um fator limitante. A blindagem foi construída com 12 lâminas de cobre de 0.1 mm de espessura, 6 delas coladas do lado interno e as outras do externo de um tubo de fenolite. O tubo tinha 41 cm de diâmetro exterior, 60 cm de comprimento e 5 mm de espessura (Figuras 41-d e 45-a).

Tentando obter uma melhora na distribuição ao longo do eixo Z e para aumentar o campo magnético na parte traseira foram simuladas algumas modificações nos arcos traseiros ou retornos de corrente^[86]. Supondo retornadores: curvo, reto e cruzado (Figura 16). Eles, também, foram simulados curvados tentando seguir a geometria da cabeça com raios que variaram entre 0 e 5 cm.

Porém, essas últimas modificações perturbam notavelmente a simetria da configuração e os resultados ao longo do eixo Z pioraram. Na Figura 17 são mostrados os resultados com os melhores raios de curvatura para cada variante.

Figura 16 - Modificações simuladas nos arcs traseiros (em linhas descontinuas, região superior da cabeça do paciente) do transdutor: a) Curvo ou normal, b) Reto, c) Cruzado.

Figura 17- Distribuição teórica relativa (os valores em porcentagem estão referidos ao valor central de campo) de não uniformidade do campo de RF ao longo do eixo Z para diferentes retornos de corrente numa bobina tipo sela. Na legenda é indicada a melhor curvatura de cada retorno, menos na configuração curva, denominada de normal.

3.4 Caracterização dos transdutores construídos.

Baseados nos resultados da otimização teórica foi construída uma bobina na configuração sela com dimensões similares ao transdutor utilizado nos estudos de cabeça no tomógrafo ToRM 05^[87]. Para reproduzir-lo foi usada uma fita de cobre de 0.3 mm de espessura e 30 ± 1 mm de largura. Esta fita condutora ficou colada à superfície de um tubo de *Polyvinyl Chloride (PVC)* de 254 ± 2 mm de diâmetro interno que limita as dimensões do objeto em estudo. A diferença básica entre ambas as selas, de 250 mm de comprimento (de centro a centro da fita), foi o ângulo de abertura, $140 \pm 2^\circ$ no caso aqui estudado, diferente do

valor de 108° do transdutor usado na clínica. Este novo transdutor foi caracterizado eletromagneticamente na bancada e no tomógrafo para constatar a validade do modelo de cálculo e avaliar os fatores que possam prejudicar o desempenho desta bobina.

Na bancada, após a sintonia a 21.29 MHz e o acoplamento a $50\ \Omega$, foram realizadas medidas do fator de qualidade (Q) e do campo magnético no interior do transdutor. Para a sintonia foi usado um dos esquemas mais simples de sintonia balanceada capacitiva^[88,89]. Também foi colocado um capacitor no meio do enrolamento de cada sela para melhorar a distribuição de corrente e reduzir a voltagem ao longo do enrolamento, concentrando parte do campo elétrico neste capacitor^[90,91]. Na Figura 18 é mostrado o diagrama elétrico do transdutor com e sem carga.

Figura 18- Diagrama elétrico do transdutor sintonizado e acoplado na bancada: a) Sem carga, b) Carregado com cilindro II (descrito no texto).

Nesta figura pode ser notado como o efeito da carga faz aumentar a resistência equivalente e diminuir a indutância equivalente do transdutor, sugerindo a presença de uma capacitância parasita entre a amostra e a bobina. Um circuito equivalente simplificado poderia ter sido apresentado na Figura 18, mas consideramos conveniente uma representação mais real dos componentes envolvidos. Ambos os circuitos foram modelados com um programa de

simulação eletrônica^[92]. O valor da resistência em série equivalente apresentado resume as perdas do circuito e foi calculado a partir do fator de qualidade medido.

O Q foi medido, na bancada, para diferentes condições de blindagem e de carga. Duas blindagens foram usadas, uma de corpo inteiro (70 cm de diâmetro) existente no laboratório e similar à instalada no tomógrafo da Santa Casa, e outra blindagem de pequenas dimensões (31 cm de diâmetro), chamada aqui de blindagem menor. A carga foi variada usando 3 tipos de amostras com dimensões, formas e condutividades diferentes. Uma primeira carga foi um cilindro, que chamaremos de cilindro I, contém água e tem 12 cm de diâmetro e 18 cm de comprimento. Uma segunda amostra foi uma esfera de 10 cm de diâmetro e preenchida com uma solução de CuSO_4 (5 mM) e tem 10 cm. Por último o cilindro II que contém também uma solução de CuSO_4 (5 mM) mais foi adicionada uma pequena quantidade de NaCl (10 g). A carga do segundo cilindro simula, aproximadamente, a de uma cabeça e suas dimensões são 20 cm de diâmetro e 10 cm de comprimento.

As medidas do fator de qualidade^[89,93] foram realizadas a partir da curva de ressonância, com o transdutor alimentado por um sintetizador de frequências (General-Radio, modelo GR-1061) e recebendo com uma pequena antena de laço (bobina de *pick-up*) ligada a um osciloscópio (Tektronix, modelo TDS 380). A relação usada relaciona a frequência de ressonância $Q = f_0 / \Delta f$ (f_0) e largura de banda de frequência com atenuação inferior a 3 db (Δf). Na tabela seguinte são apresentados os valores de Q obtidos experimentalmente.

Tabela 2: Medidas do fator de qualidade de um bobina simples com diferentes cargas fora e dentro de duas blindagens. As características das diferentes cargas são descritas no texto.

Carga	Fora da blindagem de 70 cm		Na blindagem de 70 cm	
	Sem blindagem menor	Com blindagem menor	Sem blindagem menor	Com blindagem menor
Sem carga	273±4	182±1	276±4	204±2
Cilindro I	269±3	218±2	286±4	226±2
Esfera	244±3	210±2	255±3	217±2
Cilindro II	143±1	164±1	146±1	158±1

Normalmente quando é analisado o efeito da amostra em bobinas para RMI dois tipos de perdas são considerados: indutivas e dielétricas^[66,81,94,95]. O primeiro tipo é originado pela circulação de corrente em amostras condutoras, devido ao campo elétrico induzido pelo campo magnético variável no tempo (igual as *eddy currents* tratadas no capítulo 5). No caso das dielétricas são devido à oposição que sente as linhas de campo elétrico para atravessar uma amostra com propriedades dielétricas. Uma interpretação simples seria isolando o campo eletromagnético e dizendo: as indutivas representam a energia gastada para estabelecer uma corrente de condução na amostra, entretanto as dielétricas para estabelecer uma corrente de deslocamento. Ambas perdas são representadas como resistências equivalentes, adicionadas em série à resistência da bobina e que deterioram o fator de qualidade do circuito ressonante. No caso das perdas dielétricas adiciona também uma capacidade parasita que poderia tirar da sintonia o conjunto. Independente da amostra existem as perdas nos fios e as perdas por radiação (característica de antenas), ambas definem o Q sem carga.

O efeito da carga foi claramente visível; além de deslocar, no caso da água, a frequência de ressonância, o uso dos sais (CuSO_4 e NaCl) na amostra deteriora o fator de qualidade. Da relação entre $Q_{\text{carregado}}/Q_{\text{livre}}$ para o caso do cilindro II podemos estimar que a bobina testada deve aportar por volta de 50 % do ruído total no caso não blindado e entre 80-90 % do caso blindado.

O uso da blindagem menor reduz de forma considerável o Q (30 %) no vácuo, fato justificado pelas perdas introduzidas por esta blindagem próxima. Já no caso de usar a blindagem maior sozinha sem carga, seu efeito é quase imperceptível. Na medida que aumentamos a condutividade da amostra com a adição dos sais, aumentam as perdas indutivas e deteriora-se o fator de qualidade, como é predito pela teoria^[81]. Quando são usadas as blindagens a análise fica complicada, pois embora as blindagens aumentem as perdas, também diminuem o campo elétrico na região da amostra, reduzindo o outro mecanismo de

perdas, o dielétrico^[94]. Dessa forma, esses três fatores competem resultando no comportamento observado. Assim, o efeito contraproducente da blindagem é atenuado ou compensado na medida que as perdas indutivas e dielétricas na amostra são consideradas. Em nosso caso ao utilizar sal de sódio este efeito negativo reverter-se e é maior o fator de qualidade mesmo com a introdução da blindagem. Um comportamento similar ao aqui comentado é descrito no livro de Mansfield e Morris^[96]. Dentro da blindagem de 70 cm os valores de fator de qualidade são maiores quando comparamos com os medidos fora desta, independentemente da carga; isto pode ser atribuído ao afastamento desta blindagem e uma diminuição de perdas por radiação (relacionadas com campo distante), embora estas últimas são normalmente pequenas nesta frequência.

Para confirmar os cálculos teóricos de distribuição de campo magnético, foi medido o campo gerado pelo transdutor ao longo dos diferentes eixos dentro e fora da blindagem maior (Figura 19). Utilizamos uma sonda calibrada ligada ao osciloscópio e alimentamos a bobina com 1 V gerado pelo sintetizador de frequências. Foi usado um acoplador direcional (Minicircuits, ZDC 10-1) para fazer a leitura da voltagem de saída do gerador sem afetar a corrente no transdutor.

A influência da blindagem provocou uma diminuição da intensidade do campo entre 11-13 %, o que representa um valor consideravelmente superior ao valor de 4 % estimado no cálculo teórico ($6.30 \mu\text{T/A}$ sem blindagem e $6.08 \mu\text{T/A}$ com blindagem de 70 cm de diâmetro). Embora o comportamento espacial do campo não se vê afetado e reproduz os resultados teóricos esperados nos três eixos. A introdução da blindagem provocou um aumento de 192 KHz na frequência de ressonância, evidenciando a redução da indutância.

Figura 19- Medidas do campo magnético gerado pela bobina por unidade de voltagem de alimentação ao longo dos diferentes eixos, dentro e fora da blindagem do laboratório, comparadas com os valores teóricos esperados: a) Eixo X, b) Eixo Y, c) Eixo Z.

Os testes realizados com o transdutor no tomógrafo possibilitaram medir o fator de qualidade, a relação sinal ruído e obter os mapas do campo de RF no interior do mencionado cilindro II. Para corroborar a estimativa teórica da influencia da blindagem (Figura 15) o transdutor foi testado no interior do magneto com e sem a blindagem menor, já mencionada.

Sem o uso de blindagem alguma entre o transdutor construído e a bobina de corpo existente no sistema ToRM 05, a interação entre ambos os dispositivos ressonantes é muito forte. Este fato impossibilita a utilização do transdutor como excitador e limita seu uso para recepção, sendo necessária a adição de um circuito de desacoplamento^[89,97].

Figura 20- Diagrama elétrico do transdutor carregado sintonizado e acoplado no interior do magneto: a) Sem a blindagem pequena, incluindo o circuito de desacoplamento b) Com a blindagem.

O circuito de desacoplamento é representado na Figura 20-a pelos elementos D1, D2 e L3. Neste caso, pequenas variações de tensão (na ordem de milivolts, determinada pelo coeficiente de sobre-tensão do circuito de desacoplamento) no capacitor C12, induzidas pelos pulsos de RF gerados pela bobina de corpo, possibilitam a condução dos diodos cruzados D1 e D2. Com esta condução, a bobina L3 forma um circuito ressonante, na frequência de trabalho, junto com C12. Esta ressonância “elimina” o capacitor C12 e desintoniza o transdutor receptor durante a excitação. Assim, é possível usar o transdutor construído como receptor e bobina de corpo como excitadora.

Comparando a Figura 20-a com a Figura 18-b notamos uma ligeira variação na indutância equivalente pela diferença de ambiente elétrico entre o laboratório e o interior do magneto, além do efeito de introdução dos diodos. Já no caso da Figura 20-b, a presença da blindagem além de diminuir a indutância, muda consideravelmente a resistência. No interior do magneto os valores do Q foram obtidos a partir de medidas de impedância complexa realizadas com um medidor vetorial de impedâncias (Hewlett Packard, modelo 4193A). Isto foi obtido usando a definição do Q a partir da frequência para a qual as partes real e a imaginária da impedância complexa se igualam^[98].

O fator de qualidade estimado, sem a blindagem, foi de 117 ± 5 . Este valor não tem correspondência com o medido na bancada (146 ± 1 , Tabela 2). Este fato é atribuído à diferença de ambiente elétrico entre ambas as medidas. Já no caso blindado a correlação ficou melhor, com $Q=175 \pm 7$ no interior do magneto comparado ao valor de bancada (158 ± 1). Estes resultados corroboram o efeito da blindagem de redução do campo elétrico na região da amostra. Também foram feitas medidas com um voluntário de 90 Kg de peso, em ambos os casos sem e com blindagem foram obtidos valores de 108 ± 5 e 167 ± 7 , respectivamente. Estes valores evidenciam a equivalência do cilindro II como *phantom* de cabeça. As variações (diferença na carga: *phantom* e voluntário) do Q, impedância complexa e frequência de ressonância satisfazem as condições sugeridas pelas normas da *National Electric Manufacturers Association (NEMA)* para a carga da bobina de RF nos testes de RSR^[99]. A composição deste *phantom*^[100,101] (2 mM de CuSO_4) garante um $T_1 \approx 400 \text{ ms}$ ^[102] e simula a condutividade média de tecidos com a quantidade da sal (3.6 g/l de NaCl).

Para estimar a relação sinal ruído nas imagens e fazer os mapas de campo foi utilizado o protocolo de aquisição de imagens transversas com os parâmetros padrões usados no ToRM 05 para medir relação sinal ruído. Este protocolo (Spin eco, $TR=2 \text{ s}$, $TE=32 \text{ ms}$, $FOV=256 \text{ mm}$, Espessura 5 mm) concorda com as sugestões da *NEMA* para estes fins^[99,103]. Foram feitas imagens do plano central e de 15 planos transversos (7 mm de separação entre eles) do cilindro II para avaliar o comportamento da RSR ao longo do eixo do magneto. A modo de comparação foi medida a RSR, também, na bobina de cabeça atualmente usada nos estudos clínicos, que chamaremos de padrão. Neste trabalho a RSR foi estimada como^[104]:

$$SNR = \frac{\bar{S} - \bar{R}}{\sigma_s} \quad (35)$$

Onde $\bar{S}$ é o valor médio do sinal sobre o objeto, $\bar{R}$ é o valor médio do ruído de fundo e σ_s é o desvio padrão do sinal sobre o objeto.

Na figura seguinte é mostrado o comportamento da RSR ao longo do eixo do magneto, pode ser notado que o transdutor construído apresenta uma RSR 25 % maior que o transdutor padrão. Este fato é facilmente explicado a partir da Figura 14-d, onde a diferença de aberturas angulares contribui com 18 %; e o restante 7 % provém de uma ligeira diferença de 16 mm entre o diâmetro de ambos os transdutores.

Figura 21- Medidas comparativas da RSR expressa em unidades arbitrárias em diferentes planos ao longo do eixo Z para três casos diferentes: Bobina padrão usada nos estudos clínicos, bobina simples com 140 ° sem e com blindagem. Na legenda entre parênteses são indicados os valores médios.

A presença da blindagem pequena reduz em 60 % a relação sinal ruído, o que concorda com os valores de sensibilidade medidos no laboratório, onde a diminuição foi entre 58 e 63 %, e com os valores teóricos (redução de 62 %). Esta grande diminuição de RSR fortalece a estimativa teórica comentada na seção 3.3 e reafirma a escolha de uma blindagem de 41 cm de diâmetro. Nesta última variante de blindagem é esperada uma diminuição de 26 % na sensibilidade do transdutor (Figura 15), que implicaria teoricamente em uma RSR de 80, similar à do atual transdutor de cabeça.

Os mapas experimentais de campo de RF e sua comparação com os teóricos são apresentados na Figura 22, ambos foram obtidos usando o aplicativo de software MatLab^[105].

Figura 22- Mapas teóricos e experimentais de uniformidade do campo magnético de RF do transdutor padrão e do construído, sem blindagem, em um círculo de 9.2 cm de raio no plano $z=0$. Cada contorno, em todos os mapas, representa 2 % de não uniformidade com respeito ao valor central. As zonas vermelhas obscuras dentro do círculo são as regiões com não uniformidades maiores que 20 %.

Na visualização dos mapas experimentais, para ajudar na minimização dos efeitos do ruído, foi usado um filtro mediano (8x8) combinado com a eleição de um umbral de ruído^[106].

Para uma avaliação quantitativa da uniformidade do campo magnético de RF os parâmetros tratados no desenho teórico (seção 3.2) foram calculados (Tabela 3), além de um novo parâmetro sugerido pela *NEMA* neste tipo de teste: a uniformidade integral (UI), dado pela expressão seguinte^[103]:

$$UI = \frac{S_{max} - S_{min}}{S_{max} + S_{min}} \cdot 100 \quad (36)$$

Sendo S_{max} e S_{min} os valores máximo e mínimo do sinal na RI, respectivamente.

Tabela 3: Comparação dos valores teóricos e experimentais de diferentes parâmetros que caracterizam a uniformidade de RF obtidos a partir dos mapas da Figura 22.

Parâmetro	Transdutor já existente (108°)		Transdutor construído (140°)	
	Teórico	Experimental	Teórico	Experimental
NU (%)	15	14	10	9
Inh (%)	85	86	51	57
Unif (%)	34	33	41	46
UI (%)	±45	±46	±25	±27

O transdutor construído superou a bobina padrão, considerando o parâmetro uniformidade do campo magnético, em 35 % aproximadamente. A aproximação entre os cálculos teóricos e resultados experimentais, tanto qualitativamente (Figura 22) como quantitativamente (Tabela 3), sugere a validade do modelo teórico. Assim, este poderá ser usado no desenvolvimento de futuros transdutores.

Os resultados com o transdutor na blindagem final de 42 cm de diâmetro são apresentados no capítulo 5, pois por conveniência construtiva só foi montada a blindagem no conjunto final de gradientes e RF locais.

3.5 Bobinas em quadratura

Após a construção e caracterização do transdutor simples, na tentativa de elevar a RSR e reduzir a potência necessária na excitação^[67,79], passamos às bobinas em quadratura. Ao introduzir a quadratura é melhorada a uniformidade no plano axial, devido à compensação pontual realizada por cada componente de ambas as bobinas. Efeito visível teoricamente ao analisar o módulo do campo elipticamente polarizado resultante de duas bobinas (1 e 2) que geram campos linearmente polarizados principalmente e respectivamente nas direções X e Y^[79,107]. O módulo expressa-se como:

$$B_l(\vec{r}) = \frac{I}{2} \cdot \sqrt{(B_{2x}(\vec{r}) + B_{ly}(\vec{r}))^2 + (B_{2y}(\vec{r}) - B_{lx}(\vec{r}))^2} \quad (37)$$

Deste modo, procuramos incrementar a uniformidade do campo de RF modificando a abertura angular da configuração de 100 até 150° e avaliando cada um dos parâmetros já mencionados na seção 3.2. Os melhores resultados teóricos foram obtidos com 140°, onde quantitativamente todos os parâmetros foram minimizados (NU=4 %, Inh=27 %, Unif=87 %) e a melhora qualitativa é ilustrada na Figura 23.

Figura 23- Mapas teóricos de uniformidade do campo de RF em uma configuração de duas selas (D=256 mm e L=250 mm) em quadratura em um círculo de 10 cm de raio no plano z=0, para duas aberturas angulares diferentes: a) 120°, b) 140°.

Um dos principais problemas desta configuração em quadratura é o acoplamento entre ambas as bobinas^[79,108-110]. Para avaliar teoricamente o acoplamento magnético introduzido ao utilizar-se duas bobinas foi feito o cálculo do coeficiente de acoplamento magnético (k_m). Este cálculo foi a partir da determinação da indutância mútua entre cada um dos elementos de corrente. A variação de k_m foi simulada em função do ângulo existente entre as duas bobinas colocadas em uma superfície cilíndrica, para possuir uma idéia do efeito de possíveis erros construtivos. O resultado desta estimativa teórica de k_m é mostrado na Figura 24.

Do comportamento teórico notamos o já esperado valor nulo de acoplamento magnético quando ambas as selas estão perpendiculares. Agora, se analisamos a vizinhança

de 90° apreciamos que uma variação de uns $\pm 2.5^\circ$ como erro construtivo k_m tem um aumento significativo de 0.03. Este aumento é ligeiramente maior no caso de 120° , pois sua curva tem maior inclinação. Outro fato esperado é o máximo local em ambas as configurações na posição em que duas barras ficam superpostas. Passamos a construir um par de selas em quadratura tentando minimizar o erro de posicionamento entre elas, tendo como limite $\pm 2.0^\circ$.

Figura 24- Comportamento teórico do fator ou coeficiente de acoplamento em função do ângulo entre ambas as selas para duas aberturas (120° e 140°).

Foi

colocada sobre a sela simples, inicialmente construída, outra idêntica que chamaremos de bobina 1, mas girada azimutalmente de 90° . O fator de acoplamento (k) entre os enrolamentos foi medido a baixa frequência (1 KHz), a partir da razão entre a tensão induzida em uma bobina e a tensão de alimentação do outro enrolamento. O valor de k resultou ser muito elevado ($k=0.24$), assim como que a capacitância medida entre as bobinas, indicando a existência de um considerável acoplamento elétrico não desejado. Este efeito capacitivo era esperado se analisamos as grandes superfícies sobrepostas de ambos os enrolamentos como um capacitor de placas paralelas muito próximas, da ordem de 0.3 mm.

Visando diminuir este acoplamento foi construída novamente a bobina superior, mas desta vez com os arcos perpendiculares à superfície cilíndrica do transdutor para diminuir a

área de sobreposição. Ambas as bobinas foram sintonizadas de forma independente em 21.3 MHz e logo juntadas. Neste caso de circuitos ressonantes acoplados o k foi estimado mediante as frequências de ressonância resultantes (veja detalhes no Anexo C). Embora o valor diminuiu notavelmente ($k=0.051$) continuou sendo insatisfatório pois era impossível sintonizar as duas bobinas na mesma frequência.

Foi colocado um capacitor, numa posição adequada determinada por tentativa e erro, para diminuir o efeito do acoplamento indutivo^[109-111]. Esta posição é determinada pela fase deste acoplamento, que não é conhecida a priori. Isto é, não sabemos onde está a assimetria do transdutor em quadratura construído. O comportamento do coeficiente de acoplamento como função da capacidade entre ambas as bobinas em duas frequências de ressonância fora do magneto é mostrado na figura seguinte. As medidas do k em outra frequência (19 MHz) diferente da frequência de operação do ToRM 05 foram uma tentativa de explicar os efeitos de acoplamento.

Figura 25- Comportamento do fator de acoplamento (estimado a partir dos picos ressonantes) como função da capacidade elétrica entre as bobinas para duas frequências (19 e 21.3 MHz). Sem capacidade alguma é mostrada uma medida feita a menos de 10 MHz e com uma linha tracejada é ilustrado o valor de acoplamento crítico.

O comportamento da figura anterior ilustra a variação do k com a frequência, indicando que este parâmetro está formado em nossa faixa de frequências por um acoplamento indutivo (magnético) e outro capacitivo (elétrico) cuja ação conjunta afeta o acoplamento do sistema. Em baixas frequências predomina o acoplamento magnético, e à medida que a frequência é aumentada diminui o coeficiente de acoplamento e torna-se necessário um menor valor de capacidade entre as bobinas para minimizá-lo. Assim, indica que o procedimento de busca do capacitor adequado não é linear e tem forte dependência com a frequência de interesse, pois as capacitâncias parasitas contribuem para que seja menor o valor do capacitor necessitado. Desta Figura 25 pode ser apreciado também que o menor valor obtido de k na frequência de interesse foi 0.01 usando um capacitor de 68 pF.

Para alcançar a sintonia e acoplamento necessários dentro do magneto, foram ajustadas as capacidades elétricas até os valores mostrados na Figura 26. Note-se que foi mudado o valor de 68 pF para 47 pF entre as bobinas devido ao novo ambiente elétrico.

Figura 26- Diagrama elétrico do transdutor em quadratura, como receptor, sem blindagem, carregado, sintonizado e acoplado no tomógrafo.

Nessas condições, as larguras de banda de frequência das bobinas com atenuação menor que 3 db (Δf) foram de 300 KHz, o que significa uma deterioração considerável do fator de qualidade, comparada com a largura de 180 KHz da bobina simples. Este fato foi

explicado pelo acoplamento elétrico no novo ambiente elétrico, mesmo com pequenas variações de impedância de uma bobina ante a outra bobina aberta ou carregada com $50\ \Omega$. As variações de impedância foram usadas como medidas de uma minimização do acoplamento (Anexo C). O k estimado neste caso foi de 0.009.

Pela necessidade de usar as duas selas em quadratura tanto na excitação como na recepção foi construída uma híbrida em quadratura de parâmetros distribuídos^[112]. Esta híbrida é formada por dois cabos coaxiais de impedância característica $50\ \Omega$ e de um oitavo de comprimento de onda (λ), conectados em seus extremos por uma carga capacitiva de $50\ \Omega$ à frequência de trabalho, conforme a figura seguinte.

Figura 27- Diagrama elétrico da híbrida em quadratura construída.

Esta híbrida permite ter uma entrada isolada (indicada no amplificador de potência da Figura 27) com duas saídas para cada bobina com metade da potência defasadas em 90° e o outro extremo isolado do primeiro que pode por sua vez receber o proveniente das duas saídas mencionadas defasadas de forma inversa^[67,79,107]. Todos os extremos são acoplados a $50\ \Omega$.

Para a construção da híbrida, foi escolhido um coaxial RG-23 com dupla malha, com velocidade de propagação de 0.66 vezes a velocidade da luz e impedância característica de $50\ \Omega$. Na frequência de 21.3 MHz o comprimento que representa um $\lambda/8$ é de 116 cm, mas na prática o comprimento com melhor quadratura nessa frequência foi de 89.5 cm, o que pode ser atribuído a inevitável existência de indutâncias ou capacitâncias parasitas. A diferença de

fase aproximada entre os canais foi de $93 \pm 2^\circ$ e a relação de voltagem entre eles de $97 \pm 2\%$, o que garante uma eficiente divisão de potência. Comprovou-se o alto isolamento de ambas as portas de entrada (≈ 25 db), o que representa uma mínima influência na quadratura da configuração perante variações de carga numa das portas de entrada.

Uma vez possibilitada a alimentação da configuração em quadratura foram feitas medidas de RSR em imagens transversas. O valor médio obtido foi de 78, muito abaixo do teoricamente esperado para estas bobinas em quadratura ($\sqrt{2} \cdot 108 \approx 153$), evidenciando o efeito negativo do acoplamento mencionado (vide Anexo C). Este valor medido de RSR representa uma maior deterioração da esperada pela medida de k mediante as variações de impedância ($RSR_{esperada} \approx 112$), este fato é atribuível a que nesta medida de k a estimativa é indireta e usa um modelo com varias suposições. No interior do magneto, o acoplamento entre ambas as bobinas não foi possível reduzir-lo, com o método de um único capacitor entre os enrolamentos, até algum valor notavelmente inferior ao acoplamento crítico. Este valor crítico é bem pequeno em nosso caso de circuito de alto Q ($k_{crítico} = 1/Q = 0.01$) e resulta uma tarefa difícil em configurações onde existem capacitâncias parasitas distribuídas.

Pelos inconvenientes mencionados com a configuração em quadratura foi decidido usar o transdutor tipo sela simples construído para que seja integrado ao conjunto de gradientes locais. Ficou como sugestão para trabalhos futuros tentar usar um circuito de acoplamento indutivo no lugar do capacitivo aqui utilizado, e deste modo ambas as bobinas possuiriam um potencial flutuante, sendo portanto menos sensíveis a acoplamentos capacitivos entre elas^[79].

Capítulo 4: Bobinas de gradientes locais.

4.1 Introdução.

As bobinas de gradientes em um equipamento de imagem por ressonância magnética são encarregadas de gerar uma distribuição de campo magnético monótona conhecida. Este campo sobreposto ao campo magnético principal possibilita realizar a codificação espacial das frequências de precessão na região onde está o objeto em estudo e obter a imagem do mesmo. O desenho destas bobinas pode ser estabelecido como um problema inverso do eletromagnetismo. Neste caso, é conhecida a distribuição desejada de campo magnético na região de interesse, mas precisamos achar a densidade de corrente capaz de gera-la.

Neste capítulo serão tratados os aspectos referentes ao desenho, construção e caracterização das bobinas de gradientes locais. Inicialmente comentaremos sobre diferentes métodos de desenhos existentes na literatura e realizaremos uma breve descrição dos métodos aqui escolhidos. Em seguida é definida nossa região de interesse, partindo de critérios específicos com interesse clínico. Nas bobinas transversais são discutidos a conveniência de bobinas blindadas e o número de voltas adequado para gerar 20 mT/m em 250 μ s com a densidade de corrente otimizada já determinada. Diferentes variantes de desenho da bobina longitudinal são também analisadas, para lograr uma maior correspondência da região de interesse com a região de uniformidade. Finalmente, são comentados os diferentes testes realizados para avaliar os parâmetros elétricos de cada bobina construída e a região de uniformidade do gradiente de campo magnético por ela gerado.

Como resultado do capítulo fica descrito o projeto completo, desde o desenho até a caracterização, de um conjunto de 3 bobinas de gradientes locais para IRM da região da

cabeça. Estas bobinas de 32 cm de diâmetro interno livre têm uma eficiência aproximada de 0.24 mT/(m·A) e uma indutância inferior a 320 μ H.

4.2 Métodos de desenho.

Uma ampla gama de métodos de desenho de bobinas de gradientes têm sido descritos^[113], portanto, classifica-los torna-se uma tarefa difícil. Eles poderiam ser divididos em duas categorias, segundo o espaço onde são expressas as variáveis da densidade de corrente a ser otimizadas, como: técnicas no espaço recíproco ou inverso e técnicas no espaço real ou direto. Contudo, em alguns casos, ambas podem ser combinadas em diferentes etapas do processo de desenho.

4.2.1 Métodos no espaço recíproco. *Target field* ou Campo alvo.

Estes métodos estão baseados na expansão de todas as quantidades de interesse em termos de funções harmônicas no espaço recíproco e solucionando os coeficientes da densidade de corrente recíproca e continua mediante inversão matricial. Esta densidade de corrente é levada ao espaço real e discretizada usando o método da *Stream Function (SF)*^[114].

A variante mais difundida e aplicada é o *Target Field(TF)* ou Campo alvo. O *TF* parte da solução exata do campo magnético gerado por uma densidade de corrente em uma superfície condutora cilíndrica expresso no espaço inverso^[115]. Este método também tem sido aplicado a outras geometrias como: plana^[116-119], elíptica^[120,121] e esférica^[122]; além da cilíndrica^[123-125], e introduzido nele multiplicadores de Lagrange para minimizar outros parâmetros importantes da configuração (indutância ou potência)^[126].

Ainda que o *TF* seja tão aplicado, ele possui, entre outras, a desvantagem intrínseca dos métodos no espaço inverso, relacionada com a discretização de suas soluções no espaço real. Após o processo de discretização, uma nova densidade de corrente discreta não

otimizada é obtida. Outro inconveniente deste método provém do fato que a densidade de corrente é expressa em um espaço inverso, o que impossibilita definir restrições geométricas de forma simples^[127]. Esta limitação é muito importante em desenhos locais onde a relação comprimento/diâmetro está próxima da unidade. Também o *TF* tem limitações pelo uso de funções de apodização no espaço recíproco^[113,126] e por aproximações não totalmente válidas nas funções modificadas de Bessel que ele utiliza^[128]. Apesar de ter os inconvenientes mencionados foi desenhado e construído um protótipo local para a cabeça em uma variante simétrica^[51], impondo restrições na densidade de corrente para limitar as dimensões das bobinas^[129].

4.2.2 Métodos no espaço direto. Algoritmos de otimização numérica.

Estes métodos baseiam-se no ajuste iterativo de variáveis que controlam diretamente as posições dos condutores até atingir o critério desejado, com certa margem na função de erro predefinida. A principal diferença entre eles é o procedimento de ajuste utilizado para achar a solução aproximada, e a definição da função de erro ou função objetivo.

Os primeiros desenhos de gradientes para IRM com técnicas numéricas surgem em meados dos anos 80 com a aplicação do algoritmo de mínimos quadrados para resolver problemas lineares^[130] e depois envolvendo derivadas com o método de gradiente descendente^[131]. Como o desenvolvimento computacional da década dos 90 passou a utilizar-se algoritmos que demandam um maior volume de cálculo. Os mais usados têm sido os algoritmos estocásticos, pela sua habilidade de não ficar facilmente em mínimos locais, como o *Simulated Annealing* (SA)^[132-137] e o Genético^[55,138,139].

Estes métodos estocásticos, embora consumam certo tempo de cálculo, e o desenhista tenha pouco controle sobre o processo, têm sido os mais utilizados no desenho de gradientes locais por suas vantagens de permitir avaliar múltiplas soluções e ter uma função de erro que

ajude no compromisso de satisfazer as várias restrições de projeto^[50,53,54,60]. Outros algoritmos numéricos não estocásticos têm sido aplicados em desenhos de gradientes locais^[52,56,57,61,62].

4.2.3 Metodologia aplicada.

Um método muito eficaz foi proposto por Tomasi, o *Fast Simulated Annealing (FSA)*^[140]. O *FSA* combina elementos das técnicas no espaço recíproco e no espaço direto. Foi primeiramente aplicado a gradientes biplanares^[140] e depois generalizado em superfícies cilíndricas^[141]. O procedimento trabalha otimizando numericamente (usando *SA*) os parâmetros (ν_i) de uma *stream function*. Esta função é previamente definida na superfície cilíndrica como o produto de uma função angular e uma função ($h(\nu_i, z)$) das coordenadas longitudinais e os parâmetros da configuração:

$$S'(\nu_i, z, \phi) = h(\nu_i, z) \cdot \cos(m \cdot \phi) \quad (38)$$

O método da *SF* é usado para definir no espaço real e logo discretizar a densidade de corrente. Ele é baseado na equação de continuidade e estabelece a existência de uma função vetorial cujo rotacional representa a distribuição de corrente^[141]. A componente radial desta função vetorial é a chamada função corrente ($S'(\nu_b, z, \phi)$) e as restantes componentes são nulas. A existência de $S'(\nu_b, z, \phi)$ implica em uma densidade de corrente dada por suas componentes:

$$J_\phi(\nu_i, z, \phi) = \frac{\partial S'(\nu_i, z, \phi)}{\partial z} \quad J_z(\nu_i, r, z, \phi) = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial S'(\nu_i, z, \phi)}{\partial \phi} \quad (39)$$

Estas densidades são discretizadas na superfície cilíndrica e é possível calcular o campo magnético por ela gerado usando a lei de Biot-Savart. Desta forma é calculada a distribuição de gradiente de campo magnético gerado pela configuração com parâmetros α_i e avaliado o erro relativo à distribuição desejada. De certo modo é uma otimização indireta, pois se modifica a densidade de corrente, que é uma função contínua, e não diretamente as

posições dos caminhos de corrente. Finalmente, a condição de blindagem é obtida a partir do método de campo alvo de Turner^[142].

Os passos fundamentais do algoritmo de *Simulated Annealing* podem ser enumerados como:

1. Escolha inicial das variáveis livres (α^0), isto é, as variáveis que definem a forma e dimensões da bobina.
2. Avaliação da função inicial de erro (E^0) a ser minimizada (por exemplo: a não linearidade do gradiente numa região específica, implica o cálculo de campo a partir de α^0). Essa função pode possuir a somatória de múltiplos objetivos, por exemplo indutância, resistência, etc.
3. Determinação de novas variáveis livres (α^{i+1}), baseadas nas anteriores mais um passo aleatório (por exemplo: $\alpha^{i+1} = \alpha^i + d \cdot [\text{Número aleatório entre 0 e 1}]$).
4. Avaliação da função de erro com os novos parâmetros livres (E^{i+1}).
5. Cálculo da função de probabilidade para o aceite ou não de uma configuração, onde:

$$\Delta E = E^{i+1} - E^i$$

$\Delta E < 0$ Implica numa melhor configuração que a anterior, e é automaticamente aceita.

$\Delta E > 0$ Pior configuração que a anterior, mas é aceita segundo a probabilidade de Boltzman: $P = e^{-\Delta E / k \cdot T}$

Esta probabilidade é comparada a outro número aleatório e desta comparação é aceita ou não.

Se o módulo de ΔE é menor que um limite predeterminado é interrompido o processo tomando-se a configuração com menor função de erro.

6. Repete-se N vezes desde o ponto 3 ao 5 ou M vezes de configurações aceitas, o que acontecer primeiro.
7. É diminuída a temperatura $T^{j+1} = [\text{Parâmetro arbitrário constante}] \cdot T^j$.
8. Após X variações de temperatura o parâmetro que envolve o passo (d) é diminuído ligeiramente.
9. Após Y variações de temperatura é interrompido o processo tomando-se a configuração com menor função de erro ou reajustando alguns parâmetros e calculando tudo de novo.

Como pode ser notado, este algoritmo possui vários parâmetros escolhidos *ad-hoc*, o que deixa o processo bem dependente da perícia do avaliador, embora seja justificado como simulando um *annealing*.

No caso do *Fast Simulated Annealing* proposto por Tomasi^[141], refere-se unicamente ao caso de bobinas de gradiente blindadas. Neste caso é utilizada a condição de blindagem do método de *target field* para não ter que calcular, também, a forma da blindagem estocasticamente, reduzindo o número de variáveis livres e por conseguinte o custo computacional. O *FSA* foi o método escolhido para executar o nosso desenho de bobinas de gradientes transversais (bobinas X e Y); com uma experiência anterior num protótipo assimétrico de pequenas dimensões, já publicada^[50]. Maiores detalhes do método podem ser encontrados no artigo de Tomasi^[141]. A aplicação do mesmo foi feita mediante o uso da sub-rotina Gosa facilitada pelo seu autor^[143].

No caso da bobina de gradiente longitudinal (bobina Z) foi realizada uma comparação entre as posições sugeridas analiticamente por um simples par de Maxwell^[113] e outras configurações distribuídas obtidas por técnicas numéricas. Estas outras configurações foram avaliadas usando duas técnicas de otimização: o *SA* e o algoritmo *Differential Evolution (DE)*^[144]. A primeira técnica foi aplicando a sub-rotina Gosa, otimizando a densidade de corrente. A segunda mediante uma implementação em MatLab^[145], otimizando as posições discretas dos fios.

Em todos os casos o objetivo a ser otimizado foi a uniformidade do gradiente de campo magnético dentro da região de interesse definida.

4.3 Desenho.

Dois diâmetros ($D_x=34$ cm e $D_y=33.4$ cm) e dois comprimentos ($L_{ox}=55$ cm e $L_{oy}=53$ cm) diferentes foram utilizados para definir as dimensões dos cilindros que formam as

bobinas transversais. A bobina Z ou longitudinal, em uma aproximação inicial, foi escolhida como a mais externa, 35.6 cm de diâmetro, por sua maior eficiência se comparada com as bobinas transversais.

Para determinar a posição de cada uma das bobinas ao longo do eixo do magneto é imprescindível a definição da região de interesse do ponto de vista clínico. Esta região deve acoplar-se o mais possível à **Região de Uniformidade dos gradientes (RU)**. Em nosso caso esta última região foi aquela com um desvio da intensidade de gradiente inferior a um 5 % relativo ao valor central da intensidade.

4.3.1 Região de interesse.

Um ponto importante e característico no desenho aqui proposto é a **Região de Interesse (RI)**. Além da massa encefálica há outras duas regiões de muito interesse clínico na zona do crânio, a região da sela túrcica e a região orbital. A primeira delas contém a hipófise que resulta uma glândula estudada por excelência em imagens por RMN. Na segunda região encontra-se o nervo ótico, que resulta uma estrutura pequena de difícil observação mediante outras técnicas de imagens.

Figura 28- Representação gráfica da região de interesse definida para o desenho das bobinas de gradiente. As dimensões são indicadas em milímetros.

As dimensões da RI foram determinadas a partir de medidas realizadas em 20 imagens de crânio de uma zona definida por um especialista médico em Radiologia. Dos valores médios das medidas resultou um elipsóide de 15 cm de eixo em X, 17 cm em Y e 16 cm em

Z, e centrado a 16.5 cm (pelo eixo do magneto) da borda dos ombros de um paciente médio (Figura 28). Esta última medida limitou em 16 cm a distância do começo do enrolamento ao centro da região de interesse. Esta grande limitante representou uma forte restrição do projeto e obrigou o uso de bobinas de gradientes transversais assimétricas.

4.3.2 Bobinas blindadas

Como foi comentado no capítulo 2, um dos inconvenientes decorrentes dos curtos tempos de chaveamento e as altas intensidades de gradientes nestes sistemas locais são as prejudiciais *eddy currents* induzidas nas estruturas condutoras do tomógrafo, principalmente as partes frias do criostato em magnetos supercondutores. Estas correntes podem ser descritas a partir da equação de indução de Faraday, que na sua forma diferencial constitui uma das equações de Maxwell:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (40)$$

Esta equação mostra que uma das fontes de campo elétrico é um campo magnético variável no tempo. Num meio condutor ôhmico existe uma relação linear entre o campo elétrico (aqui induzido) e a densidade de corrente ($\vec{J} = \sigma \cdot \vec{E}$), onde o fator de proporcional é a condutividade do meio (σ). Dessa forma, nas superfícies condutoras, relativamente perto das bobinas de gradientes, surgem as chamadas *eddy currents* ou correntes de redemoinho. A intensidade destas correntes será maior quanto maior seja a condutividade do meio. Como seu nome indica, essas correntes terão forma de redemoinhos no meio condutor, explicado pelo rotacional da equação (40), e por sua vez gerarão um novo campo magnético prejudicial à IRM.

Para minimizar estas correntes parasitas são utilizadas bobinas de gradientes de campo blindadas. Estas bobinas consistem de um enrolamento com corrente oposta ao enrolado

primário, e colocado em um diâmetro maior que este. Sua função consiste em anular, teoricamente, as componentes variáveis de campo magnético, gerado pela configuração principal ou primária, sobre superfícies condutoras que se encontram mais próximas dessa bobinas de blindagem. Na Figura 29 é feita uma representação simples do método de blindagem ativo, cuja primeira aplicação nas bobinas de gradientes para IRM foi feita por Mansfield e Chapman^[146,147] em 1986.

Figura 29- Esquema da seção transversal superior de uma bobina de gradiente blindada convencional. Com setas vermelhas é indicado o campo gerado pela bobina principal e com setas azuis o gerado pela bobina secundária.

Para decidir a necessidade ou não de uma bobina blindada avaliamos a intensidade do campo elétrico induzido (Equação 40) na superfície metálica fria mais próxima no tomógrafo (105 cm de diâmetro) devido a uma bobina de gradientes de 34 cm de diâmetro. Foi comparada a derivada temporal da componente radial do campo magnético (supondo uma rampa de subida linear) em desenhos locais, com e sem blindagem (Figura 30). O diâmetro da bobina de blindagem foi de 54.8 cm para permitir seu acesso no interior da bobina de RF de corpo existente no ToRM 05. Na avaliação, feita ao longo do eixo Z, mantivemos constante o número de voltas e foi considerado um tempo de chaveamento de 100 μ s.

Figura 30- Comportamento da derivada temporal da componente radial do campo ao longo do eixo Z em um diâmetro de 105 cm para desenhos assimétricos locais: blindado e não blindado. Foi assumida uma rampa de subida linear em um tempo de chaveamento de 100 μ s.

A comparação foi estendida a uma bobina de Golay^[148] de corpo inteiro com 70 cm de diâmetro e similar à existente no ToRM 05, mas com um tempo de chaveamento de 1 ms. Notou-se que na bobina de corpo o valor máximo é de duas ordens de magnitude superior (-9.6 mT/A/s) com respeito aos desenhos locais (blindado 0.021 mT/A·s e não blindado -0.038 mT/A/s). Na figura 27 pode-se observar pouca diferença, em termos absolutos, no comportamento da derivada da componente radial do campo magnético gerado pelos desenhos com e sem blindagem, numa superfície tão distante.

Por outro lado foi avaliada a influência da blindagem na região de uniformidade do gradiente (Figura 31). Notando-se uma ligeira diminuição da região de uniformidade e um afastamento da mesma, relativo aos ombros do paciente. Foi concluído que neste diâmetro tão distante de 105 cm a eficácia da blindagem é pequena, e por tanto sua construção não foi considerada essencial.

Figura 31- Gráfico de contorno que representa a região no plano XZ de 95 % de uniformidade do gradiente X para os desenhos otimizados com e sem blindagem. Com linhas tracejadas são marcados os limites inferiores das bobinas que limitam o acesso dos ombros do paciente.

4.3.3 Bobinas transversais

A dependência longitudinal da *stream function* assimétrica (h) parametrizada foi definida como (ver seção 4.2.3):

$$h(z) = \begin{cases} v_1 \cdot \left(\frac{z}{a}\right) + v_2 \cdot \left(\frac{z}{a}\right)^2 + v_3 \cdot e^{v_4 \cdot (z-c)/a} + v_5 \cdot \left(1 - e^{-v_6 \cdot z/a}\right) & 0 \leq z \leq co \\ h(c) \cdot \frac{(Lo - z)}{(Lo - co)} & co < z \leq Lo \\ 0 & z < 0, z > Lo \end{cases} \quad (41)$$

Aqui Lo representa o comprimento total da bobina e co a posição do retorno de corrente. Os mesmos parâmetros otimizados usando esta função corrente foram obtidos para ambas as bobinas e são apresentados na Tabela 4. Assim, para garantir um máximo acoplamento entre nossa RI e a RU de cada bobina, elas foram ligeiramente deslocadas no eixo Z e as posições do retorno da corrente também foram diferentes ($co_x=32$ cm e $co_y=33$ cm). As posições dos enrolamentos foram limitadas a 16 cm do centro do centro da RI.

Tabela 4: Parâmetros otimizados da *stream function* das bobinas de gradientes transversais.

v_1	v_2	v_3	v_4	v_5	v_6
1,989842	7,393384	1,59194	14,90036	0,7825086	16,35387

Após a determinação da densidade de corrente otimizada foi realizado o processo de discretização com um fator de apodização^[113] $\lambda=0,02 \cdot D$, para suavizar a distribuição de corrente nas bordas ($z=0$ e $z=c$). Neste processo podem ser avaliados desenhos com diferentes desempenhos segundo o número de voltas escolhido. Dessa forma, este último parâmetro afeta os valores de corrente e o tempo de chaveamento que são necessários para obter uma determinada intensidade de gradiente. Sua escolha fica em estreita relação com o amplificador de potência disponível.

O amplificador que dispomos para alimentação dos gradientes locais é um Techron 8606 (Techron), que tem como limitantes uma fonte de alimentação com potência máxima de pico de 4 KW, uma voltagem máxima de 150 V e uma corrente de até 140 A^[149]. Foi utilizado este amplificador para preservar o usado nos estudos clínicos. Se tomamos como adequado um gradiente de 20 mT/m, o que é suficiente para a maioria das seqüências de pulsos, e 250 μ s de tempo de chaveamento podemos calcular a corrente e voltagem necessária para gerar estes valores em função do número de voltas utilizado (Figura 32).

Figura 32- Parâmetros teóricos necessários para gerar 20 mT/m em 250 μ s em função do número de voltas utilizado: a) Corrente, b) Voltagem. Com uma linha tracejada são marcados os valores limites da fonte de alimentação disponível.

Analisando a Figura 32-a notamos que o número mínimo para gerar os 20 mT/m com a fonte disponível é de 15 voltas. No outro item da mesma figura notamos que só pode ser

alcançada esta intensidade em menos de 250 μ s em configurações com menos de 30 voltas. Assim, nossa análise fica limitada a uma faixa entre 15 e 30 voltas.

Uma configuração com menos voltas permite obter o mesmo gradiente em um tempo de chaveamento efetivo menor (menor indutância), com o inconveniente de usar maior corrente (maior energia dissipada). Este último fato resulta ser um grande problema, pois eleva a potência dissipada, o que obriga a uma maior refrigeração. Conseqüentemente um equilíbrio deve ser alcançado. Para estabelecer um compromisso calculamos a potência efetiva necessária em função do tempo de chaveamento (Figura 33). Esta potência efetiva é uma fração (*duty cycle*) da potência instantânea, expressada em valores percentuais, em dependência com a seqüência de pulsos usada. Aqui foi suposto um valor de 25 %. Esta fração é entre 33 % e 20 % para o gradiente mais usado (leitura) na maioria das seqüências de imagens. O valor da potência efetiva pode ser menor ainda dependendo da forma do pulso do gradiente, em nosso caso foi suposta a variante mais crítica, um pulso retangular.

Figura 33- Comportamento teórico do tempo de chaveamento efetivo em função da potência efetiva necessária para gerar 20 mT/m com diferentes variantes de número de voltas. O número de voltas diminui à direita, sendo cada quadrado 40, 37, 34, 30, 27, 24, 20, 17, 14, 11 e 7 voltas. Com um círculo é marcada a configuração com 24 voltas.

Da Figura 33 observamos que a variação da inclinação da curva é menos notável a partir de uma configuração de 24 voltas o que implica que com pouca variação de potência será considerável o ganho em tempo de chaveamento efetivo. Com a escolha de 24 voltas os

parâmetros da impedância teóricos são: Indutância 315 e 304 μH , e resistência 0.155 e 0.149 Ω para as bobina X e Y respectivamente; que se encontram dentro da faixa de trabalho de carga para o amplificador^[149].

Na figura seguinte são apresentados os diagramas das posições dos 24 fios para gerar os gradientes transversos. É conveniente usar o fio de maior diâmetro possível para melhorar os parâmetros elétricos das bobina (diminuir a resistência e em menor grau a indutância). Nas bobinas transversais, pelas distâncias existentes entre cada duas voltas consecutivas foi possível usar um fio número 10, segundo o *American Wire Gauge (AWG)*, de 2.69 mm de diâmetro com isolante e 2.59 mm de condutor. O valor $z=0$ m na Figura 34 representa a borda dos cilindros suportes de ambas as bobinas.

Figura 34- Diagrama de uma metade do traçado das bobina de gradientes locais formado por 24 voltas em um cilindro de: a) Gradiente X, 346 mm de diâmetro; b) Gradiente Y, 334 mm de diâmetro. O valor $z=0$ mm indica o início do conjunto e o limite de acesso dos ombros do paciente.

Um dos problemas dos desenhos assimétricos é o torque que aparece na estrutura que contém as bobinas. Este torque é o resultado de uma distribuição de forças de interação eletromagnética não compensadas, entre a bobina de gradiente e o campo magnético estático, dirigidas na direção do gradiente e com o mesmo perfil da densidade de corrente. A magnitude desta força resultante não compensada é diretamente proporcional à intensidade do campo principal e à intensidade do pulso de corrente que circula na bobina de gradientes. Nos desenhos simétricos, o torque resultante é nulo e esta força é compensada pela resistência e

rigidez do material onde é feito o enrolamento. No caso assimétrico, este torque tem que ser compensado pelas estruturas utilizadas para suportar o conjunto de bobinas, o que representa uma preocupação adicional.

Na Figura 35 é mostrado, como exemplo, um mapa de contorno representando a pressão exercida por esta distribuição de forças sobre uma metade do suporte da bobina X ao gerar ela um campo de 20 mT/m no interior de um magneto de 0.5 Tesla.

Figura 35- Gráfico de contorno da pressão da força magnética teórica exercida sobre uma metade do suporte cilíndrico da bobina X gerando 20 mT/m em um campo de 0.5 Tesla.

Para ambas as bobinas transversais o torque teórico, resultante desta distribuição assimétrica de forças, foi de $1.13 \text{ N}\cdot\text{m}/(\text{T}\cdot\text{A})$ aplicado na posição $z=0.336 \text{ m}$ para a bobina X e $z=0.326 \text{ m}$ para a bobina Y. No exemplo da Figura 35 é de $46 \text{ N}\cdot\text{m}$.

4.3.4 Bobina longitudinal

Ainda que os ombros do paciente limitem o espaço disponível, partimos de uma configuração de bobina de gradiente longitudinal simétrica com origem no centro de nossa RI (Figura 28), restringindo inicialmente o desenho a um comprimento máximo de 32 cm. Uma bobina longitudinal simétrica nestas dimensões (35.6 cm de diâmetro e 32 cm de

comprimento máximo) deve possuir 10 voltas, no mínimo, para conseguir a intensidade de gradiente longitudinal desejado (20 mT/m) com menos de 100 A (para ter um comportamento elétrico similar aos outros gradientes já escolhidos).

Otimizamos numericamente a distribuição dos fios em 10 posições simétricas ao longo do eixo Z , usando os dois algoritmos estocásticos mencionados: *SA* e *DE*. No problema de otimização a distancia mínima entre posições foi fixada a partir de uma restrição mecânica de 1.5 vezes o diâmetro do fio. Este diâmetro foi adotado igual a 2 mm para permitir uma discretização suficiente que não prejudicasse a uniformidade gerada pela bobina.

Da otimização numérica com o *SA* as melhores posições foram bem distribuídas ao longo do eixo, já no caso do *DE* as posições otimizadas foram aos extremos da região disponível. Este último resultado pode ser explicado pela pequena relação comprimento/diâmetro ($L_0/D=0.90$). Foi feita uma nova otimização com duas camadas de 5 fios cada uma, para melhorar a uniformidade do desenho otimizado com *DE*. Todas as configurações foram comparadas com um simples par de Maxwell com os fios distribuídos centrados nas posições $z = \pm \sqrt{\frac{3}{8}} \cdot D$, mas em duas camadas de 5 fios cada pela limitação de comprimento.

Tabela 5: Comparação de diferentes configurações de bobinas simétricas para gerar um gradiente de campo longitudinal uniforme. O parâmetro *Desl* refere-se à distancia entre o centro da RI e o centro da configuração. O parâmetro *Uf* refere-se à porcentagem da área dentro da RI no plano YZ com uniformidade de gradiente maior que 95 %.

Descrição da distribuição de fios no eixo z para gerar gradiente longitudinal	L_{0max} (cm)	D (cm)	<i>Desl</i> (cm)	<i>Uf</i> (%)
10 posições otimizadas	32.0	35.6	0	83.6
5 fios em duas camadas nas posições otimizadas	32.0	35.6	0	91.8
5 fios, em duas camadas, centrados na posição do par de Maxwell	31.4	35.6	0	94.9
5 fios em duas camadas nas posições otimizadas	34.0	35.6	1.0	95.7
5 fios em duas camadas nas posições otimizadas	32.0	31.4	0	88.0
5 fios em duas camadas nas posições otimizadas	34.0	31.4	1.0	89.4

Nas três primeiras linhas da Tabela 5 é mostrada uma comparação entre estas configurações, relativa à uniformidade do gradiente longitudinal gerado por cada uma delas. O parâmetro U_f refere-se à porcentagem da área dentro da RI no plano YZ com uniformidade de gradiente maior que 95 %. Na Figura 36 é ilustrada a forma da RU do gradiente gerado por essas configurações.

Figura 36- Comparação da região de uniformidade teórica de gradiente longitudinal, no plano YZ, gerado por diferentes configurações simétricas otimizadas de 32 cm de comprimento máximo e num diâmetro de 35.6 cm. Os detalhes de cada configuração podem ser encontrados no texto. A região de interesse é sinalizada com um círculo preto.

Da avaliação destas propostas de desenho de 32 cm de comprimento máximo e 35.6 cm de diâmetro nota-se que para 10 fios distribuídos, em uma só camada, a uniformidade de gradiente é muito afetada. A configuração otimizada com o *DE* apresentou maior RU que a anterior, mas inferior à configuração par de Maxwell. Esta última apresenta uma melhor uniformidade nos eixos transversos (Figura 36).

Considerando que com duas camadas de fios e usando o algoritmo *DE* foi o melhor resultado dos otimizados, novos desenhos com estas características foram avaliados.

Foi testado o aumento do comprimento total da bobina em 2 cm ($L_0=34$ cm, $L_0/D=0.95$); neste caso a bobina toda necessita ser deslocada até a metade do referido aumento (parâmetro Desl na Tabela 5), para manter os 16 cm do centro da RI à borda do enrolamento. Também, visando melhorar ainda mais a relação L/D , foi avaliado o procedimento de colocar a bobina longitudinal na superfície mais interior do conjunto de bobinas de gradientes ($D=31.4$ mm, $L/D=1.02$ para $L_0=32$ cm e $L/D=1.08$ para $L_0=34$ cm). A comparação entre estas novas configurações com diferentes dimensões geométricas é apresentada numericamente na Tabela 5 e qualitativamente na figura abaixo.

Figura 37- Comparação da região de uniformidade teórica de gradiente longitudinal, no plano YZ, gerado por configurações simétricas de duas camadas, com dois comprimentos máximos diferentes (32 cm e 34 cm) e dois diâmetros (31.4 cm e 35.6 cm). A região de interesse é sinalizada com um círculo preto.

O aumento acima de 1 da relação comprimento/diâmetro (maior diâmetro) não teve um resultado satisfatório, pois a uniformidade diminuiu consideravelmente (Tabela 5), especialmente nos eixos transversais (Figura 37). O aumento do comprimento e com diâmetro maior resultou na melhor configuração, com um 95.7 % de acoplamento entre a RI e a RU (Tabela 5). Este valor foi superior ao obtido com a configuração do par de Maxwell. Por este

motivo a bobina escolhida para gerar gradiente de campo longitudinal teve 34 cm de comprimento e 35.6 cm de diâmetro.

A configuração escolhida foi enrolada com um fio número 13 AWG de 1.92 mm de diâmetro externo, o mais próximo possível à suposição de 2 mm feita no cálculo (Figura 38).

A indutância calculada foi de 171 μH e sua resistência foi de 0.149 Ω .

Figura 38- Diagrama do enrolamento da bobina Z formado por 10 voltas num cilindro de 356 mm de diâmetro e com um comprimento máximo de 340 mm.

4.3.5 Parâmetros finais

Com os desenhos propostos as uniformidades teóricas das bobinas de gradiente nos planos XZ e YZ são mostradas na Figura 39.

Figura 39- Contornos teóricos de 95 % de uniformidade de gradiente gerado pelas 3 configurações de bobinas propostas: a) Plano XZ, b) Plano YZ. Na legenda, entre parênteses, é indicada a porcentagem da área dentro da região de interesse, em cada plano, com uniformidade de gradiente maior que 95 %.

O comportamento teórico do tempo de chaveamento e a potência efetiva são mostrados na Figura 40, em função das intensidades de gradiente que são, teoricamente, possíveis alcançar com uma corrente de alimentação de 100 A nos desenhos propostos.

Figura 40- Comportamento teórico dos parâmetros das 3 bobinas desenhadas para diferentes intensidades desejadas de gradiente: a) Tempo de chaveamento efetivo, b) Potência efetiva necessária, assumindo um *duty cycle* de 25 %.

4.4 Construção e caracterização.

As bobinas de gradiente foram construídas usando como suporte tubos de fenolite usinados em uma fresadora de controle numérico da oficina mecânica do Instituto de Física de São Carlos e anéis de *PVC* para garantir a fixação das diferentes partes. A Figura 41 apresenta algumas etapas da construção do conjunto.

Figura 41: Fotografias de etapas da construção do conjunto das bobinas de gradientes locais. a) Usinagem das ranhuras da bobina Z, b) Conjunto dos tubos de fenolite ranhurados, c) Conjunto de bobinas já com os fios enrolados manualmente, incluindo os anéis de PVC para sua fixação na blindagem de RF, d) Bobinas de gradientes com blindagem de RF e anéis de PVC para sua fixação no tomógrafo.

Uma vez construídas, os parâmetros elétricos de cada uma das bobinas foram medidos, de forma individual, usando um multímetro RLC de precisão (Hewlet Packard, modelo 4284A) em 3 frequências diferentes (100 Hz, 1 KHz e 10 KHz). Estes parâmetros (Tabela 6)

variaram muito pouco após a montagem do conjunto das três bobinas, evidenciando um mínimo fator de acoplamento entre elas.

Tabela 6: Medidas de indutância e resistência a 100 Hz em diferentes etapas do conjunto de gradientes de cabeça e sua comparação com os valores teóricos.

Bobina	Isolada		No conjunto		Com blindagem		Teórico (CD)	
	L (μH)	R (mΩ)	L (μH)	R (mΩ)	L (μH)	R (mΩ)	L (μH)	R (mΩ)
X	314±2	163±3	314±2	161±2	310±12	174±8	315	155
Y	300±2	166±3	300±2	155±3	300±5	167±3	304	149
Z	165±1	161±3	165±1	151±5	166±1	168±5	171	149

Figura 42- Medidas de campo magnético gerado por cada uma das bobinas ao longo do eixo de interesse: a) Bobina X, b) Bobina Y, c) Bobina Z. É mostrado o ajuste a uma linha reta e o comportamento linear teoricamente esperado.

Alimentando cada uma das bobinas com um sinal de baixa frequência (185 Hz) proveniente do gerador de função (Minipa, Modelo MFG-4210) e com auxílio de uma sonda constituída por uma bobina de *pick-up*, foi medida a intensidade e a região de uniformidade de gradiente de campo magnético em cada uma das bobinas, inicialmente isoladas e logo em

seguida no conjunto. Na Figura 42 são mostradas as medidas de campo ao longo do eixo do gradiente de cada enrolamento, seu ajuste por regressão linear e sua comparação com o valor teórico esperado.

As medidas de campo magnético das bobinas isoladas e no conjunto tiveram pouca variação entre elas e uma boa correspondência com os valores teóricos, dentro do erro experimental. A região de 95 % de uniformidade de gradiente correspondeu de forma qualitativa com o esperado, sendo aproximadamente uma esfera de 16 cm de diâmetro em todos os casos.

Foi utilizada outra forma de se medir a eficiência e avaliar a RU, mediante uma técnica simples baseada em imagens^[150]. Nesta técnica são adquiridas duas imagens: uma de referência e outra com a bobina que se deseja obter o mapa de campo energizada. É feita uma diferença de ambos os dados complexos e com o resultado é calculada uma imagem de magnitude. Nesta imagem a intensidade é modulada pela fase adicional (Ψ), introduzida devido ao campo magnético gerado pela bobina de interesse. Esta fase adicional tem claramente uma dependência espacial e é igual a: $\Psi(r) = \gamma \Delta B_z(r) \cdot TE$, onde $\Delta B_z(r)$ representa a componente z do campo que se deseja mapear e TE o tempo ao eco da seqüência GRE utilizado. A intensidade de cada ponto na imagem resultante é proporcional a $|\sin(\Psi(r)/2)|$, isto é, uma transição de preto a preto indica uma variação de $2 \cdot \pi$ nesta fase adicional.

O conjunto de gradientes foi colocado no interior do tomógrafo ToRM 05. Foram obtidas imagens usando uma seqüência bidimensional *GRE* convencional, como a mostrada na Figura 9, com TR=580 ms e TE=60 ms. Este TE representa que $2 \cdot \pi$ de variação na fase adicional é igual a 3.93 mG, o que significa na imagem uma transição de preto a preto. Uma imagem com as bobinas de gradiente sem corrente e outra com as mesmas energizadas. As bobinas de gradientes foram alimentadas com uma bateria de 12 Volts, e a corrente limitada a aproximadamente 0.208 Amperes. As imagens, módulo da diferença complexa, de um

phantom homogêneo cilíndrico com 19.4 cm de diâmetro são mostradas na Figura 43-a e 43-b. No caso da bobina Z, Figura 43-c, foi usado um garrafão de 18.5 cm de diâmetro e 26 cm de comprimento. Em cada caso foram realizadas imagens invertendo a direção de fase e leitura. Os resultados mostrados são com o gradiente de leitura (menos afetado pela sua intensidade maior que o de fase) na direção do gradiente energizado. Nestas imagens o paralelismo e a equidistância das linhas representam a uniformidade do gradiente de campo magnético gerado por cada bobina.

Figura 43- Imagem da diferença de fase dos campos gerados nos planos centrais por cada um das bobinas de gradientes: a) Bobina X, b) Bobina Y, c) Bobina Z.

A bobina Z apresentou uma menor RU, como já era esperado pelas simulações feitas. Uma comparação entre os parâmetros teóricos esperados e os valores experimentais de eficiência de cada bobina é mostrada na Tabela 7.

Tabela 7: Medidas de eficiência (mT/m/A), com dois métodos diferentes, em duas etapas do conjunto local de gradientes e sua comparação com os valores teóricos.

Bobina	Conjunto com sonda <i>pickup</i>	Conjunto no ToRM05 com imagens	Teórico
X	0.222±0.020	0.234-0.240	0.237
Y	0.251±0.020	0.229-0.250	0.246
Z	0.279±0.020	0.247-0.250	0.257

A título de comparação com as bobinas locais foram realizados os mapas de gradientes, com o mesmo método de referência de fase, nas bobinas de corpo usadas na prática clínica no ToRM 05. Foram obtidas as imagens usando o protocolo de *GRE* com TR=400 ms e TE=30 ms, o que equivale a 7.97 mG entre cada listra da mesma cor na imagem. As medidas foram feitas uma vez com as bobinas de gradiente de corpo com um *offset* pequeno, ajustado por computador em unidades *Digital to Analog Converter (DAC)*, e outra com um *offset* maior gerado pelos amplificadores de gradientes do ToRM 05. A corrente usada esteve entre 725 e 780 mA. Também em cada caso foram realizadas imagens invertendo a direção de fase e leitura. Dos valores experimentais de eficiência mostrados nas Tabelas 7 e 8 pode-se notar o ganho na intensidade de gradiente com a introdução do sistema local.

Tabela 8: Medidas de eficiência (mT/m/A) das bobinas de gradientes de corpo e sua comparação com os valores usados no ToRM 05 para o cálculo das intensidades dos pulsos de gradientes.

Bobina	Experimentais	Usados no ToRM 05
X	0.139-0.141	0.136
Y	0.137-0.138	0.138
Z	0.137-0.139	0.146

Para avaliar a velocidade dos gradientes locais, cada bobina foi alimentada com diferentes pulsos gerados pelo espectrômetro (Analogic, Modelo AN9100A) e amplificados pela fonte de gradientes já mencionada. Os pulsos tiveram diferentes intensidades e diferentes rampas de subida e descida. A corrente em cada uma das bobinas foi monitorada com o

osciloscópio ligado a uma saída de monitoramento do amplificador. O campo magnético no interior do conjunto foi detectado com uma sonda solenoidal e integrado com um integrador ligado também ao osciloscópio.

Foram medidos os tempos de subida da corrente e do campo magnético, considerando este tempo como o transcorrido após a aplicação do pulso até o valor máximo da corrente ou do campo. Os resultados com o máximo valor de corrente testado (134 A, ≈ 30 mT/m) são mostrados na figura abaixo:

Figura 44- Medidas do tempo de subida para cada uma das bobinas do conjunto alimentadas com pulsos de 134 A: a) Corrente, b) Campo.

A

Figura 44-a evidencia os mínimos tempos de chaveamento para cada bobina com uma corrente elevada de 134 A: 360 μ s para X, 260 μ s para Y e 210 μ s para a Z. Estes valores são similares aos teóricos esperados a partir de uma extrapolação da Figura 40-a. O comportamento do campo (Figura 44-b) mostrou a presença de correntes induzidas na blindagem de RF de curta duração (≈ 200 μ s). Este fato ficou demonstrado após tirar a blindagem, pois o campo seguiu o comportamento da corrente da Figura 44-a, com um ligeiro deslocamento de apenas 20 μ s (Figura 44-b).

O comportamento térmico das bobinas foi avaliado mediante medidas de temperaturas na superfície das mesmas. O limite de temperatura máximo permissível foi estabelecido em 60°C. A partir deste valor foram determinados os *duty cycles* limite sugeridos para cada valor

de intensidade de gradiente de campo gerada pelo conjunto, estes valores são mostrados na Tabela 9.

Tabela 9: *Duty cycles* limite sugeridos segundo a intensidade de gradiente gerada pelo conjunto.

Faixa de intensidades de gradiente (mT/m).	$G \leq 7$	$7 < G \leq 12$	$12 < G \leq 15$	$15 < G \leq 21$	$21 < G \leq 25$	$25 < G \leq 35$
<i>Duty cycles</i> limites (%)	100	50	33	25	20	10

Capítulo 5: Conjunto integrado (Bobinas de gradientes e de RF).

Neste capítulo descrevemos a instalação e os testes do conjunto integrado de bobinas de gradientes locais e transdutor de radiofrequência. A caracterização é centrada na RSR e nas *eddy currents*. Alguns aspectos sobre a segurança do paciente são também comentados. Finalmente, mostramos imagens feitas de um *phantom* de performance para avaliar de forma integral o sistema gradientes-RF.

5.1 Instalação

Após a construção e caracterização do transdutor de RF e as bobinas de gradientes, ambos foram integrados num conjunto único e instalados no ToRM 05 (Figura 45). Para avaliar o resultado desta integração dentro do tomógrafo foram considerados dois parâmetros: RSR e as *eddy currents* ou correntes induzidas.

Figura 45- a) Foto do conjunto integrado de transdutor de RF e bobinas de gradientes locais, b) Conjunto montado no interior do ToRM 05.

Foi construído um conjunto de 3 filtros diferenciais (Figura 46), idênticos, para interligar as bobinas de gradiente, no interior da sala blindada, aos amplificadores de potência, no exterior da mesma. Estes filtros garantem que sinais de alta frequência ($> 1\text{MHz}$) não penetrem no recinto blindado através dos cabos de alimentação do conjunto de bobinas de

gradientes. Este ponto é muito importante em nosso caso, já que a blindagem de RF está do lado exterior do conjunto. Os filtros também minimizam a indução de pulsos de RF nos fios destas bobinas.

Figura 46- a) Diagrama elétrico de um filtro do conjunto, b) Foto do conjunto de filtros construído e instalado no painel de passagem do ToRM 05. Também são indicados parte dos filtros das bobinas de gradiente de corpo usadas na prática clínica.

O transdutor de RF, após a introdução no conjunto de gradientes e carregado com a cabeça de um voluntário de 90 Kg, foi novamente sintonizado, ficando seu esquema elétrico como se ilustra na Figura 47-a. Das medidas de fase da impedância (Figura 45-b) estimamos, de forma idêntica à comentada na seção 3.4, um fator de qualidade carregado de 95 ± 5 . Aqui pode ser notada uma nova diminuição do Q em relação ao medido com igual carga (108 ± 5 , seção 3.4), mas sem o conjunto e sem a blindagem de 41 cm de diâmetro. Novamente o novo ambiente elétrico poderia justificar a diferença. Com esta nova bobina excitadora, no lugar da bobina de corpo, foi necessário refazer a curva de calibração de amplitude de B_1 em função dos valores digitais de voltagem no computador; resultando numa correlação linear entre o valor digital e a amplitude do campo de excitação gerado pela bobina de RF. Estas providências se tornam necessárias à automatização do processo de sintonia e acoplamento a ser feito no caso de rotina de pacientes.

Figura 47- Transdutor com voluntário de 90 Kg no conjunto local: a) Esquema elétrico, b) Gráfico das medidas da fase.

Antes da avaliação do conjunto, tornou-se necessário corrigir os valores dos ganhos dos amplificadores de gradiente, em função das eficiências do conjunto de bobinas de gradientes, para que as dimensões da imagem correspondam às do objeto. Este procedimento é parte de um processo de calibração que é necessário toda vez que um novo conjunto de bobinas de gradiente é utilizado, para que as medidas geométricas na imagem final sejam fielmente compatíveis com as dimensões reais do paciente. Para isso foi utilizado um *phantom* com dimensões precisas, do qual foram feitas imagens nos três planos principais (axial, sagital, coronal). O objeto neste ajuste foi um cubo, de 10 cm de lado, preenchido com uma solução de $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ e água destilada numa concentração de 2mM e 2g de NaCl num litro de solução. Para o uso de nossas bobinas de gradientes, um novo ajuste nas correções de primeira ordem do campo principal precisou ser feita, uma vez que são as bobinas de gradientes que fazem esta correção.

5.2 Caracterização

A RSR do transdutor, como excitador-receptor, foi medida usando o mesmo procedimento de imagem comentado no capítulo 3, e inclusive com o mesmo *phantom*. Dois

casos foram avaliados, usando-se: as bobinas de gradientes de corpo instalados no ToRM 05 e as de gradientes construídas, bobinas locais. Neste último caso, as medidas foram feitas com duas condições de fixação do nosso conjunto local. Os resultados são mostrados na Figura 48 e comparados com a mesma medida de RSR (extraída da Figura 21) usando o transdutor de cabeça do sistema em operação.

Figura 48- Medidas comparativas da relação sinal ruído, expressada em unidades arbitrárias, do transdutor de RF construído, com diferentes bobinas de gradientes e em vários planos no eixo z. São também incluídas as medidas do sistema em operação (chamado de padrão e só usado como receptor) para fazer as imagens clínicas de cabeça. Na legenda entre parênteses são indicados os valores médios.

Das medidas de RSR com nosso transdutor e as bobinas de gradientes de corpo notamos que foi obtido aproximadamente o valor previsto ao usar a blindagem de 41 cm de diâmetro (≈ 80). O que permite usar esse transdutor, mesmo com blindagem, em igualdade de condições com o de cabeça já instalado. Por outro lado, a diminuição notada de 10 % na RSR ao usar nosso conjunto de gradiente está relacionada com a fixação do mesmo. Este fato foi verificado na medida feita com uma fixação mais débil onde a RSR diminuiu ainda mais. Este resultado pode ser explicado pela transmissão das vibrações ao *phantom*, o que aumenta a variância do sinal na região de medida da RSR.

Como já era conhecido da etapa de projeto, o torque não compensado é um problema nas bobinas de gradientes assimétricas, trazendo vibrações mecânicas e sonoras indesejáveis ao interior do equipamento. Tentou-se amortecer as vibrações com câmaras de ar, situadas entre o nosso conjunto e a bobina de corpo instalada no magneto, mas os resultados não foram totalmente satisfatórios (refere-se ao uso das bobinas de gradientes locais menos fixos da Figura 48). De forma empírica os melhores resultados foram obtidos fixando-se rigidamente o conjunto à bobina de corpo mediante um sistema mecânico de fixação. Este mecanismo simples foi formado por 4 amortecedores, colocados equidistantes no perímetro da blindagem de RF em ambos os lados deste cilindro. Cada um dos 4 amortecedores foi construído com uma borracha externa e uma peça de latão para transmitir movimento perpendicular (de longitudinal para axial) na hora do ajuste. Por último, foram fixados à blindagem mediante anéis de PVC (Figura 45-a). Como outra tentativa de amortecer as vibrações foi preenchido o espaço entre a blindagem e as bobinas de gradientes locais com espuma de poliuretano expandido.

As correntes induzidas foram uma preocupação desde o começo do projeto, por isso inicialmente foi proposto um conjunto de bobinas de gradientes blindadas. No transcorrer do projeto foi eliminada, do desenho, a blindagem das bobinas de gradientes. Deste modo, a avaliação destas correntes resulta fundamental para mostrar a viabilidade do projeto não blindado.

O procedimento utilizado na avaliação experimental das *eddy currents* foi descrito por Jehenson^[151] e já foi aplicado anteriormente neste tomógrafo para avaliar as bobinas de gradientes de corpo^[15]. A sequência utilizada é mostrada na figura seguinte.

Figura 49- Diagrama da sequência de pulsos utilizada para determinar as *eddy currents*. Reproduzido de Vidoto^[15].

As medidas foram realizadas, para as três bobinas de gradientes locais, com uma pequena amostra cúbica de 5 cm^3 de óleo mineral colocada a 10 cm da origem, no eixo de interesse em cada caso, correspondendo aos limites de nossa maior região de análise. Cada bobina foi alimentada com um pulso de 15 A ($\approx 3.6 \text{ mT/m}$, 0.36 mT em 10 cm) com tempos de subida e descida de $80 \mu\text{s}$ ($\text{dB/dt} \approx 4.5 \text{ T/s}$ nos extremos de nossa região de interesse) e 1 s de duração. O sinal de indução livre foi adquirido em 100 instantes de tempo diferentes (τ na Figura 49), cobrindo uma faixa de $680 \mu\text{s}$ a 1000 ms, para obter a resposta temporal do desvio de frequência, proporcional ao campo magnético induzido. Em cada instante de tempo foi aplicada a Transformada de Fourier ao sinal adquirido e determinado o desvio de frequência com máxima amplitude em relação à frequência central. Estes valores de desvios foram convertidos em valores de campo induzido e ajustado o comportamento temporal a uma função com uma ou duas exponenciais decrescentes para cada bobina e são mostrados na figura seguinte. Os degraus na mesma são resultado de falta de precisão na determinação da frequência de *offset*.

Figura 50- Comportamento temporal do campo induzido a 10 cm do isocentro após a aplicação de um pulso de 15 A e 1 s em cada uma das bobinas de gradientes locais. É mostrado o ajuste de cada conjunto de dados a uma função multiexponencial.

Pode-se notar que não existem constantes de tempo muito longas que são as mais prejudiciais nos experimentos de imagens. Além disso, o valor da distorção é pequena, no pior caso, 4 ppm com relação à intensidade do campo estacionário. Estes valores de distorção são 40 vezes menores que os existentes, nas mesmas condições e sem nenhuma correção, nas bobinas de gradientes de corpo instaladas no ToRM 05^[15], conforme as estimativas teóricas do capítulo 4. Nota-se que a bobina Z, embora esteja mais próxima das superfícies condutoras, é quem produz correntes induzidas menores e mais curtas, fato esperado pela sua geometria. Esta bobina também foi caracterizada por uma única constante de tempo de duração média, comparada com as duas constantes das bobinas transversais.

Procurando avaliar de forma simples o comportamento espacial do campo induzido foram feitas medidas com o mesmo procedimento em ± 10 cm. Cada bobina foi alimentada com 30 A, tempos de subida e descida de 160 μs (para manter o valor do dB/dt do experimento anterior) e 200 ms de duração. Pelo experimento anterior sabemos que as constantes de tempo são pequenas. Dessa forma, foram feitas 64 aquisições em um intervalo menor de tempo de 640 μs a 205 ms. Na Figura 51 é mostrado o resultado em forma de

gradiente de campo induzido obtido a partir da diferença dos valores medidos em ± 10 cm. Com a semi-soma destes mesmos valores foi calculado o coeficiente de ordem zero do campo induzido, que foi menor que $0.1 \mu\text{T}$ para todas as bobinas, o que representa apenas 0.2 ppm do campo principal.

Os valores máximos de gradiente induzido (por volta de $55 \mu\text{T/m}$ na Figura 51) representam menos de um 1% do gradiente aplicado ($\approx 7.5 \text{ mT/m}$), ficando experimentalmente justificada a ausência de blindagem de gradientes em nosso conjunto. Todas as bobinas comportam-se de forma similar com uma constante curta ($< 15 \text{ ms}$) e outra mais longa ($\approx 130 \text{ ms}$), ambas de semelhante amplitude. As constantes de tempo determinadas podem ser corrigidas usando a correção dos amplificadores de gradientes Techtron 8606, mas não consideramos necessário pelas amplitudes das distorções e o tempo exigido para estas correções.

Figura 51- Medidas de gradiente de campo induzido após a aplicação de um pulso de gradiente de 7.2 mT/m . É mostrado o ajuste de cada conjunto de dados a uma função multiexponencial. Os coeficientes temporais estão expressos em ms.

Os parâmetros finais de desempenho do conjunto local de bobinas de gradientes com a fonte disponível (Techtron 8606) são mostrados na Tabela 10. Por questões de segurança, referentes aos torques gerados, a aplicação no tomógrafo foi limitada a 25 mT/m .

Tabela 10: Parâmetros finais de desempenho do conjunto local de bobinas de gradientes (X, Y, Z) com a fonte disponível (Techron 8606) em diferentes condições.

Condição	Máxima intensidade de gradiente (mT/m)	Tempo de chaveamento com máximo gradiente (μ s)			<i>Duty cycle</i> máximo (%)
		X	Y	Z	
Limite máximo	35	360	260	210	10
Limite no tomógrafo	25	350	250	200	20
Uso rotineiro	20	300	250	200	25

5.3 Aspectos sobre a segurança do paciente.

Um aspecto de vital importância de todo projeto na área médica é a segurança do paciente. Dois parâmetros foram avaliados em nosso sistema gradientes-RF: a potência de radiofrequência depositada no paciente ou *Specific Absorption Rate* (*SAR*) e a taxa de variação dos gradientes. Ambos são limitados pelas agências reguladoras, como por exemplo a agência norte-americana *Food and Drug Administration* (*FDA*). No Brasil não existe regulamentação específica para esses parâmetros, por isso os limites estabelecidos pela *FDA* foram adotados.

O transdutor excitador-receptor de RF, por seu pequeno tamanho, possibilitou uma redução de 3 vezes na voltagem de excitação necessária em relação à bobina de excitação de corpo inteiro do ToRM 05. Isto significa que um pulso com a mesma duração necessitaria 9 vezes menos potência com o transdutor do conjunto, do que com a bobina de corpo para obter o mesmo ângulo de rotação. Porém esse transdutor é dedicado à região da cabeça, cuja massa representa uns 8 % da massa corporal. Deste modo, o *SAR* desta bobina local é aproximadamente 1.4 vezes maior que o *SAR* da bobina de corpo. Embora não seja fácil analisar o *SAR* quando formas diferentes de objeto estão presentes na bobina de excitação. No caso local apenas a cabeça esta exposta ao campo de RF, mas pela corrente sanguínea todo o corpo dissipa a energia deste campo. O equipamento existente no ToRM 05 cujo *SAR* é de 0.1 W/kg cumpre plenamente as regulamentações de *SAR*, que atualmente são de até 3 W/kg na

região mais crítica, a cabeça^[152]. Dessa forma, nosso sistema, cujo SAR é de 0.14 W/kg, cumpre com folga estas normas.

No caso da taxa de variação dos gradientes, o sistema de bobinas locais apresenta um valor máximo de 100 T/(m·s) para uso rotineiro (Gradiente Z na Tabela 10), muito superior à taxa do sistema de gradientes instalado, que é de 7.5 T/(m·s). O valor elevado dessa taxa de variação, no caso do conjunto local, é decorrente da sua vantagem de gerar um alto gradiente de campo magnético em um pequeno intervalo de tempo, resultado de maior eficiência associada à menor indutância das bobinas que compõem o conjunto. A regulamentação anterior, de 1997, estabelecia 20 T/s na região da cabeça (80 T/(m·s) em 25 cm)^[153], neste caso deveríamos limitar os parâmetros de desempenho do sistema integrado mostrados na Tabela 10. Mas os critérios mais recentes sugerem um limite bem subjetivo e cito literalmente a regulamentação:

“Any time rate of change of gradient fields (dB/dt) sufficient to produce severe discomfort or painful nerve stimulation.”^[152]

Outro parâmetro limitado por normas internacionais é o nível de ruído. Este parâmetro, embora não tenha sido avaliado quantitativamente, foi minimizado. Como nosso conjunto fica mais próximo do paciente que os sistemas convencionais, as vibrações mecânicas podem causar desconforto ao mesmo. Por isso, foi necessário algum esforço para reduzir essas vibrações indesejáveis comentadas na seção 5.1.

5.4 Testes finais

A forma mais utilizada de realizar o controle da qualidade de um tomógrafo de RM é mediante as imagens produzidas usando o próprio aparelho. Muitos parâmetros medidos nas imagens têm relação direta com os parâmetros técnicos do equipamento ao serem utilizados *phantoms* adequados. Vários trabalhos abordam esta temática e contém os conceitos básicos utilizados nesta seção^[99-101,103,154-162].

Usando o conjunto integrado foram obtidas imagens de um *phantom* de avaliação de desempenho da companhia *Philips Medical Systems* para avaliar de forma integral o próprio conjunto. O protocolo utilizado foi um *Spin Echo* (TR=1500 ms, TE=27 ms, FOV=256x256 mm, Matriz 256x256, 9 planos de 5 mm de largura e 20 mm entre eles). Este *phantom*, cilíndrico, de 20 cm de diâmetro, possui 9 seções diferentes separadas 20 mm entre elas, onde cada uma é dedicada a avaliar uma ou varias características próprias de uma imagem de RMN. Em cada uma das figuras que se seguem ao menos um parâmetro diferente foi avaliado, correspondendo a diferentes posições (não consecutivas) ao longo do eixo do *phantom*. Uma avaliação mais completa pode ser feita deslocando o *phantom* ao longo do eixo Z para ter uma noção integral de toda a região de interesse.

Para quantificar a uniformidade do campo de radiofrequência foram usados dois dos parâmetros já mencionados: a não uniformidade (NU) e a uniformidade integral. Os valores destes parâmetros foram 8 e 18 % em $z=-60$ mm e 6 e 10 % em $z=20$ mm em uma região de 15 cm de diâmetro. Ambos foram considerados satisfatórios^[100,101] e em concordância com as medidas já feitas com o transdutor e o sistema de gradiente convencional (seção 3.4). Esta não uniformidade presente nas imagens é característica do uso de uma configuração tipo sela de pequenas dimensões como bobina de excitação. Em ambas as posições a forma da NU não muda. Pode ser notado um aumento ligeiro do campo de RF (maior intensidade no *pixel*) na posição mais próxima da borda da bobina ($z=-60$) pela influência dos arcos da mesma. A NU é também apreciada em todas as figuras seguintes.

Figura 52- Imagens do *phantom* de performance: Uniformidade de RF em $z=-60$ e $z=20$ mm.

A seção do phantom da Figura 52 é usada também para a avaliação da RSR, mas não o consideramos necessário pois foi suficientemente discutida em seções anteriores. Um parâmetro da imagem muito importante e que está diretamente vinculado com a relação sinal ruído é a resolução, quantificada na próxima figura.

Na seção do *phantom* da esquerda na Figura 53, é possível resolver até a terceira linha de pontos, tanto na direção vertical como a horizontal, o que indica que nosso sistema reproduz a resolução nominal desejada na imagem (1 mm). O fato de que aconteça nas duas direções indica independência na direção de fase e de leitura. Na seção do *phantom* da direita, da 53, é possível observar até o último conjunto de círculos.

Figura 53- Imagens do *phantom* de performance: Resolução em $z=40$ mm e $z=-20$ mm.

A distorção geométrica é uma variável que avalia a qualidade da linearidade do sistema de gradientes. Essa variável também é influenciada pela a homogeneidade do campo magnético estático, mas como usamos uma sequência *Spin Echo* este fator pode ser desprezado. A retidão das linhas em $z=60$ mm e posição dos círculos em $z=-40$ mm revela a boa correlação entre a métrica da imagem e a do objeto real (Figura 54). Aprecia-se uma ligeira distorção na borda inferior esquerda do *phantom*.

Figura 54- Imagens do *phantom* de performance: Distorção geométrica em $z=60$ mm e $z=-40$ mm.

Na seção situada em $z=-80$ mm da Figura 55 pode ser notada uma distorção na forma circular dos elementos colocados a 17.5 cm de diâmetro. Nesta região periférica as bobinas de gradientes por desenho apresentam uma não linearidade superior ao 5 % (Figura 39). As medidas, em diferentes direções, das dimensões dos círculos mais intensos da Figura 55, foram 105 ± 5 mm (5 %) e 50 ± 1 mm (2 %)^[156]. Os círculos reais têm 100 e 50 mm de diâmetro, respectivamente.

Figura 55- Imagens do *phantom* de performance: Distorção geométrica e contraste em $z=-80$ mm e $z=0$ mm. Na imagem da esquerda os círculos de linhas tracejadas indicam três objetos circulares com sua forma distorcida.

Outro parâmetro avaliado foi o contraste, embora este seja mais característico da sequência de pulsos utilizada. Na Figura 56 pode-se ver facilmente 3 tipos de substâncias diferentes, com intensidades diferentes.

Figura 56- Imagens do *phantom* de performance: Contraste em $z=80$ mm. Do lado esquerdo $TE=27$ ms e direito $TE=100$ ms.

O contraste, embora não caracterize um parâmetro direto do sistema gradientes-RF, apresenta grande utilidade na procura de protocolos adequados para visualizar um determinado tipo de tecido. Uma variável comumente usada é a relação contraste-ruído que tem dependência instrumental e define a capacidade de resolver tons de cinza. Como

exemplo, foi feita outra imagem variando o TE, resultando em uma variação do contraste (Figura 56).

Outros parâmetros relacionados com o plano da imagem (largura, torção e distância entre os diferentes planos) podem ser avaliados da observação, em todas as figuras anteriores, dos três círculos que aparecem no *phantom* formando os vértices de um triângulo equilátero. Cada um desses círculos contém uma espiral de 20 mm de avanço, que por sua vez cada uma tem 120° de diferença de avanço angular em relação às outras duas.

Deste modo, se nosso plano de imagem tem 5 mm de largura, em cada seção só pode aparecer $\frac{1}{4}$ de seção circular. Além disso, se a distância entre planos é 20 mm, igual ao avanço, a seção circular visível não deve mudar de posição em cada um dos planos. Para ter certeza que cada plano não está oblíquo ou torcido cada espiral deve começar com 120° de diferença angular em relação às outras duas.

Os testes realizados neste capítulo permitiram avaliar qualitativamente e quantitativamente o nosso conjunto integrado de bobinas de gradientes e transdutor de RF. Assim, o conjunto integrado ficou pronto para realizar imagens em voluntários.

Capítulo 6: Novas aplicações no ToRM 05: 3D e Angiografia.

Neste capítulo, serão tratadas as novas seqüências de pulsos implementadas no tomógrafo ToRM 05, descrevendo as vantagens do uso do conjunto integrado construído neste projeto. Inicialmente o processo de re-homogeneização do campo magnético estático do tomógrafo é brevemente comentado. Na segunda seção apresentamos as imagens tridimensionais (3D) obtidas usando uma variante implementada de seqüências do tipo *Steady State Free Precession (SSFP)*. O objetivo central, nesta técnica 3D, foi obter um conjunto de dados que possua resolução espacial sub-milimétrica nas três direções principais de um determinado volume. Em algumas estruturas, como ligamentos nas articulações do joelho e articulação temporo-mandibular (*TMJ*), é fundamental que se obtenham imagens com resolução espacial isotrópica nas três dimensões, o que é um atributo natural da técnica de RMN na sua modalidade de aquisição tridimensional. Também foram obtidas imagens angiográficas baseadas na técnica de *Time Of Flight (TOF)*. São apresentados os resultados da implementação de três variantes de *TOF*. Finalmente, é comentado o teste de uma seqüência ultra-rápida do tipo *Echo Planar Imaging (EPI)*.

A seguir abordaremos o processo de homogeneização, que foi o ponto de partida antes da implementação das seqüências de pulsos.

6.1 Homogeneização do campo magnético estático.

Na maioria das seqüências de pulsos o fator homogeneidade do campo magnético estacionário é essencial. Deste fator depende fundamentalmente, desde o ponto de vista do equipamento, a duração e a amplitude do sinal de ressonância após a aplicação de um pulso de radiofrequência. Intuitivamente podemos dizer que: quantos mais *spins* num determinado

volume “sintam” o mesmo campo, maior vai ser a magnetização de equilíbrio e menor será a defasagem que experimentaram os núcleos desse volume no transcurso do tempo. Assim, o passo inicial para a implementação de novas seqüências de pulsos foi uma re-homogeneização do campo estático do ToRM 05.

Todo o procedimento de homogeneização é baseado na expansão do campo magnético em harmônicos esféricos^[163,164]. Esta expansão representa a solução da equação de Laplace para a componente z do campo magnético em coordenadas esféricas^[165,166]. A escolha desta geometria é porque historicamente em *NMR* a homogeneidade do campo estático é referida a um volume esférico.

6.1.1 Medidas do campo: Caracterização do magneto e das bobinas corretoras.

Para fazer a caracterização do campo magnético gerado pelo magneto foi usado como posicionador um disco de acrílico de 34 cm de diâmetro perfurado em 3 diâmetros diferentes (12, 20 e 28 cm). Em cada um destes diâmetros foram feitos 16 furos angularmente eqüidistantes. Uma pequena sonda solenoidal de 6 mm de diâmetro e 8 mm de comprimento foi construída. Esta sonda foi sintonizada à frequência aproximada do ToRM 05 e colocado em seu interior uma pequena amostra de água destilada (0.1 cm^3 e $T_2 > 1 \text{ s}$).

Foi usada uma seqüência composta por um pulso de 90° e uma aquisição simples. A partir da transformada de Fourier do sinal de indução livre foi determinada a frequência de ressonância, e portanto o campo magnético, em cada região onde foi colocada a sonda. As medidas de frequência foram realizadas em três regiões diferentes para determinar de cada uma delas um tipo de harmônico^[163,164,167]. Estas regiões foram: ao longo do eixo Z, em todas as posições angulares de cada um dos 3 diâmetros no plano central XY ($z=0 \text{ cm}$) e em todas as posições angulares de 20 cm de diâmetro com o disco em $z=\pm 8.7 \text{ cm}$. Estas posições foram

as necessárias para a determinação de vários coeficientes dos harmônicos esféricos. O significado dos valores dessas coordenadas será entendido a seguir.

Os coeficientes dos harmônicos zonais (C_{10} , C_{20} , C_{30} , C_{40}) são determinados por simples ajuste polinomial das medidas ao longo do eixo Z. Os tesserais de diferença par (C_{11} , C_{31} , C_{22} , C_{42}) são estimados a partir da transformada de Fourier das medidas obtidas nos diferentes diâmetros do plano central. Já os coeficientes dos harmônicos tesserais de diferença ímpar (C_{21} , C_{32}) foram calculados de forma similar aos anteriores, só que com a diferença dos dados em $z=\pm 8.7$ cm. Estes harmônicos foram escolhidos pois são os que podem ser corrigidos com o conjunto de bobinas de *shims* disponíveis no equipamento, excetuando o C_{32} que foi determinado adicionalmente como parte do processo de cálculo.

Foram realizadas medidas com a fonte das bobinas corretoras desligada, para obter a caracterização do campo sem correção nenhuma. Logo em seguida, foi ligada uma bobina corretora de cada vez com um valor de corrente suficiente para caracterizá-la. Obtendo assim os diferentes coeficientes dos harmônicos do campo magnético gerado por cada bobina.

6.1.2 Correção do campo: Resultados.

A partir da determinação dos coeficientes que caracterizam a distribuição do campo magnético estático foi proposto um conjunto de correntes nas bobinas corretoras para minimizar o desvio padrão do campo no volume de interesse (esfera de 20 cm de diâmetro). A estratégia seguida foi a diminuição do valor da variância de cada harmônico^[166]. Após definir na fonte de *shimming* os valores propostos de corrente, foi obtido o resultado mostrado na Tabela 11. Nesta tabela é apresentado o desvio padrão de cada harmônico, expressado em ppm da intensidade do campo principal e avaliado num raio de 10 cm. É feita uma comparação com os valores sem correção e com a correção que existia anteriormente. A melhora na uniformidade foi notável a partir da contribuição de cada harmônico ao desvio

padrão total no volume de interesse. Nas duas últimas linhas da Tabela 11 é avaliada a homogeneidade do campo mediante dois critérios: do desvio padrão^[166] e do máximo.

Tabela 11: Caracterização do campo magnético estático para diferentes condições; segundo o desvio padrão de cada harmônico esférico, expressado em ppm do B_0 e avaliado num raio de 10 cm. As duas últimas linhas representam a homogeneidade resultante avaliada numa esfera de 10 cm de raio com o critério do desvio padrão e com o critério do máximo ou pico-a-pico.

Condição Harmônico	Sem correção	Com correção anterior	Com correção proposta
C_{10}	8.25	0.29	0.17
C_{20}	2.42	0.64	0.05
C_{30}	0.04	0.07	0.02
C_{40}	0.02	0.02	0.01
C_{11x}	0.24	0.51	0.39
C_{11y}	25.6	1.13	<0.01
C_{31x}	0.62	0.03	0.13
C_{31y}	0.43	0.39	0.26
C_{22x}	1.58	0.86	0.24
C_{22y}	0.16	0.07	0.02
C_{42x}	0.04	<0.01	0.05
C_{42y}	0.15	0.01	<0.01
C_{21x}	0.04	1.28	0.27
C_{21y}	1.87	1.00	0.10
Desvio padrão	28.3	3.5	1.2
Pico-a-pico	69.5	8.7	3.0

Para ilustrar, de forma qualitativa, este aumento da homogeneidade do campo estacionário também realizaram-se mapas utilizando um método reportado em 1987^[168]. O método consiste numa sequência *SE* convencional, como a ilustrada na Figura 10, precedida por dois pulsos de 90° aplicados no mesmo eixo e seletivos em nosso caso. A separação temporal entre ambos os pulsos e do segundo até o começo do módulo *SE* é a mesma, e aqui denominada como TS. Na figura seguinte, representa-se a sequência e a evolução de diferentes isocromatas até o começo do módulo de *SE*. Aqui pode ser notado que a função dos dois pulsos iniciais é codificar a magnetização antes do módulo *SE* em função da inhomogeneidade estática existente. As isocromatas com fases adquiridas, durante a evolução de um TS, múltiplos pares de π , ficaram não eixo Z (Isocromatas 1 e 3 na Figura 57-b). As de fases com múltiplos ímpares ficaram no eixo Y (Isocromatas 2 e 4 na Figura 57-b) e as restantes fases em posições intermédias do plano XY.

Figura 57- Diagramas da seqüência utilizada para mapear o campo magnético estático: a) Temporal, b) Evolução de 4 diferentes isocromatas até o começo do módulo *SE*, supondo os dois primeiros pulsos de RF pelo eixo X. São indicados os instantes de tempo de A até D no diagrama temporal.

Nesta seqüência, o acúmulo de fase é proporcional a inhomogeneidade do campo estático, similar ao método para caracterizar os gradientes abordados no capítulo 4. Assim, uma imagem representa um mapa de contornos da distribuição de campo magnético. Neste caso uma diferença de fase de múltiplos de π entre duas regiões, implica que na imagem ambas terão a mesma intensidade.

Os parâmetros utilizados na medida foram: TR=290 ms, TE=29 ms, FOV=35 cm, Nplanos=5, Espessura=10 mm e TS=25 ms. Este TS representa que π de variação na fase é igual a 4.7 mG, o que significa na imagem uma transição de branco a branco (ou preto a preto). A amostra foi um objeto cilíndrico de 25 cm de diâmetro e de comprimento, preenchido com uma solução de $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ e água destilada em uma concentração de 2mM e 2g de NaCl em um litro de solução.

Na Figura 58 são mostrados os mapas de distribuição de campo para as diferentes orientações, antes e depois de efetuadas as modificações nas correntes dos *shims*. Nestes mapas, cada transição de branco para branco representa uma inhomogeneidade de 1ppm do B_0 .

Figura 58- Mapas de distribuição de campo magnético estacionário nas 3 orientações (transversal, sagital e coronal) antes e depois das modificações feitas nas correntes dos *shims*.

A partir da contagem do número de linhas em cada orientação podemos apreciar que a inhomogeneidade diminuiu consideravelmente, numa estimativa grosseira podemos dizer à metade. Além do fato de que a largura das zonas de similar intensidade de campo aumentou de forma considerável.

Para avaliar a influência da homogeneização do campo na duração do sinal de RMN, após um pulso de RF, foram realizadas medidas de T_2^* . Estas medidas foram em um objeto cúbico de $10 \times 10 \times 10 \text{ cm}^3$ preenchido com uma solução de 5 mM de MnCl_2 , com um T_2 estimado de $50 \text{ ms}^{[169]}$. Do ajuste do sinal de indução livre a uma função exponencial decrescente (Equação 22 e Figura 5-a do capítulo 1) foi determinado o T_2^* . O valor de T_2^* com a correção anterior foi de 7.5 ms e 12.8 com a nova correção. Usando a equação aproximada (23) do primeiro capítulo podemos estimar as inhomogeneidades que eles representam. Desta simples estimativa nota-se que a inhomogeneidade global nesse objeto cúbico passou de 10.6 a $5.4 \mu\text{T}$, isto é, 5.3 a 2.7 ppm do B_0 .

Outro parâmetro muito importante levado em conta em nossa comparação foi a relação sinal ruído. Depois de feita a correção, a RSR aumentou em 7 % em média ao longo dos diferentes planos transversais. Este pequeno aumento foi estimado na sequência *SE*, que é a mais freqüentemente usada nos protocolos clínicos do ToRM 05. Esta sequência é teoricamente imune às inomogeneidades de B_0 , assim, esperamos um aumento superior em outras seqüências de pulsos.

6.2 Imagens tridimensionais.

A modalidade de imagens tridimensionais (3D) apresenta várias vantagens com respeito ao experimento bidimensional (2D) de múltiplos planos^[170]. A primeira, relacionada com a resolução na terceira dimensão, encontra-se descrita mais adiante, na secção 6.2.1 deste capítulo. Nesta técnica é possível modificar essa resolução sem a limitação na amplitude e na duração dos pulsos de radiofrequência e do gradiente de seleção, simplesmente variando o número de codificações de fase. Outro benefício é que podem ser adquiridos “planos” consecutivos adjacentes, eliminando o espaço entre planos da técnica 2D. Uma terceira vantagem é a diminuição do tempo do pulso de radiofrequência (TP) devido ao uso de uma larga banda de excitação, pois é excitado o volume todo, contribuindo com uma redução do tempo ao eco (TE). Outro aspecto conveniente que surge como resultado da combinação da elevada resolução espacial e do curto TE é a redução da perda do sinal devido à defasagem por T_2^* . Por último, esta técnica 3D possui uma boa relação sinal ruído, mesmo para cortes finos, mas às custas de um incremento do tempo de imagem devido à sua principal dificuldade: o aumento do número de codificações de fase.

Nosso primeiro objetivo, com a implementação da técnica 3D, foi a redução da largura dos planos. Com o sistema de gradientes e RF disponíveis no ToRM 05 a largura mínima do plano em uma sequência 2D é de 3 mm, o que resulta insuficiente para o estudo de estruturas

com dimensões desta ordem. Mesmo com o uso de nosso conjunto de gradientes e RF locais e técnicas 2D a largura mínima atingida é de 1 mm. Assim, trabalhamos nesta modalidade 3D para atingir resoluções sub-milimétricas com experimentos de duração comparável aos convencionais 2D.

O fato de atingir resoluções sub-milimétricas permite obter de uma única imagem, informação suficiente para mostrar o volume de interesse em qualquer orientação possível, o que representa uma redução no tempo total do estudo. Por outro lado, o sistema de gradientes construído permite alcançar TE bem curtos, o que atenua o efeito das inomogeneidades, mas fundamentalmente reduz o tempo de repetição e por conseguinte o tempo total da imagem.

6.2.1 A seqüência: GRE-3D.

Foram implementadas diferentes variantes da técnica de estado estacionário, conhecida na literatura como *Steady State Free Precession (SSFP)*, formalmente introduzida por Carr em 1958^[171]. Nessa técnica, um trem de pulsos com curto tempo de repetição é aplicado à amostra até alcançar um estado de equilíbrio dinâmico, onde a magnetização antes e depois de cada pulso ou ciclo é a mesma^[10,172,173]. O sinal adquirido foi gerado mediante a refocalização de um *FID* usando uma seqüência *GRE*. Esta seqüência é a mais comum nos experimentos de *SSFP* por sua simplicidade e possibilidade de ser utilizada com tempos de repetição pequenos, como foi demonstrado nas primeiras variantes de imagens com *SSFP*^[174-176].

Para a implementação 3D partimos de uma *GRE* 2D de múltiplos planos, eliminando a excitação seletiva de cada plano e adicionando uma tabela de valores de gradiente de codificação de fase na direção da seleção. Os valores desta tabela são calculados para cobrir na direção da seleção todo o plano excitado com o número de codificações escolhido pelo

usuário. Um diagrama temporal simplificado (sem os possíveis gradientes de compensação de fluxo e de saturação) da sequência é mostrado na figura seguinte.

Figura 59- Diagramas temporais das variantes de *SSFP* 3D implementadas durante um intervalo de tempo igual ao tempo de repetição: a) Canal de excitação, os dois canais de gradientes de fase e o canal do gradiente de leitura no caso balanceado, b) Canal do gradiente de leitura na variante não balanceada, c) Canal do gradiente de leitura na variante com *spoiler*.

Nesta sequência, que chamaremos de 3D-GRE, definimos 3 variáveis temporais que foram minimizadas: **T**empo de **R**epetição (TR), **T**empo ao **E**co (TE), **T**empo de **A**quisição (TA) e **T**empo do **P**ulso de RF (TP).

A redução do TP é limitada pela intensidade máxima do gradiente de seleção, a largura do volume de excitação (como já foi mencionado não é normalmente crítico em imagens volumétricas) e o máximo valor de campo excitação gerado pela bobina excitadora. Dados estes parâmetros, usamos um pulso de RF gaussiano de 2 ms de duração para ambos os conjuntos de gradientes.

O tempo de aquisição é restringido pelo produto do número de pontos adquiridos e o intervalo de amostragem, além do tempo de chaveamento do gradiente de leitura. Escolhemos 256 pontos adquiridos como suficientes para ter resolução sub-milimétrica em imagens com campo de visão ou *Field Of View* (FOV) menor que 256 mm. O intervalo de amostragem, na sequência de pulsos, é limitado pelo campo de visão mínimo e a intensidade máxima do

gradiente de leitura. Como limite tomamos um *FOV* de 12 cm, o que implicou num *Dwell Time* mínimo de 50 μ s usando as bobinas de corpo e 16 μ s usando o sistema local. O valor de 16 μ s resultou uma imposição dos conversores analógicos-digitais do ToRM 05. Como esses valores de *Dwell Time*, o número de pontos escolhidos e os tempos de chaveamento das bobinas, obtivemos um TA mínimo de 13 ms e 5 ms, respectivamente.

A redução do TE é dependente, fundamentalmente, do tempo da aquisição, da intensidade do gradiente de fase e de preparação e do TP (Figura 59). Uma técnica de aquisição parcial do eco permite ter uma redução no tempo ao eco mediante o deslocamento da janela de aquisição. Com os valores mínimos de TA supostos, se usamos gradientes de corpo o TE pode ser reduzido até 10 ms e até 8 ms com o conjunto local construído.

Finalmente, a diminuição do TR é influenciada por todas as variáveis temporais anteriores e pela intensidade dos gradientes de compensação de fluxo (existem, mas não foram representados na Figura 59-a), de saturação (existe, mas não foi representado na Figura 59-a) e os *rewinders*. O TR mínimo adquirindo 256 pontos e usando os gradientes de corpo foi de 24 ms, e de 16 ms com o sistema local. Os valores dos parâmetros temporais para minimizar o tempo de repetição são resumidos na Tabela 12.

Tabela 12: Parâmetros temporais para uma duração mínima da sequência 3D-GRE implementada (Figura 59-a), usando um ou outro conjunto de bobinas.

Bobinas de gradiente	TP (ms)	TA (ms)	TE (ms)	TR (ms)
De corpo	2	13	10	24
Locais	2	5	8	16

6.2.2 Variantes de *SSFP*

O gradiente chamado de *rewinder* serve para anular o momento de ordem zero de cada gradiente (integral da equação 32 definida no intervalo de um TR) e atingir mais rapidamente o estado estacionário^[10]. A forma de aplicação ou a ausência desse gradiente na direção de leitura (Figura 59) resultou nas diferentes variantes aqui analisadas de *SSFP*.

Na literatura, muitas são as versões desta técnica para imagens rápidas descritas, e sobretudo, muitos são os acrônimos usados. Algumas revisões que resumem grande parte dessas variantes podem ser consultadas^[177,178]. Porém, em essência e de forma ampla, elas podem ser divididas em técnicas de estado estacionário coerente e incoerente. A coerência está relacionada com a magnitude da magnetização transversa antes de cada pulso de RF. Assim, no estado estacionário incoerente a magnetização transversa é anulada, forçada a desaparecer. Já no caso coerente, tanto a magnetização longitudinal quanto a transversa no final de cada ciclo contribuem ao sinal captado no ciclo seguinte.

As três variantes de *SSFP* aqui testadas, mostradas na Figura 59, são similares às 2D que foram comparadas no artigo de Frahm^[179] de 1986. A principal diferença é que em nosso foi feita a compensação de ambos os gradientes de fase. Duas dessas variantes são coerentes (Figura 59-a-b) e a outra incoerente (Figura 59-c). Para o análise de cada uma delas resulta conveniente usar a expressão da fase acumulada em cada ponto do espaço pela magnetização transversa, no referencial girante, no fim de um ciclo de intervalo de TR da seqüência mostrada na Figura 59. A expressão pode ser obtida usando as equações (21) e (33) e resulta:

$$\beta(\vec{r}, TR) = \gamma \cdot \Delta B_0(\vec{r}) \cdot TR + \gamma \cdot \int_0^{TR} B_{nduzido}(\vec{r}, t') \cdot dt' + \gamma \cdot \int_0^{TR} G(t') \cdot dt' \quad (42)$$

Onde cada parcela representa a contribuição de diferentes campos magnéticos: o primeiro contém as inomogeneidades do campo estático, o próximo representa o efeito das correntes induzidas e o último indica a contribuição de todos os gradientes. A fase acumulada por toda a amostra resulta da integração no volume da amostra da equação (42). Esta fase pode ser interpretada como um ângulo de precessão em torno ao eixo z, conhecido como *off-resonance precession*. Este ângulo tem um intenso efeito sobre a intensidade do sinal, chegando a anular a magnetização transversal resultante ao final do TR quando seu valor é um múltiplo de π . Sua influência foi estudada mesmo nos inícios da *SSFP* como modalidade de

imagem^[180]. No caso das imagens sua variação espacial pode afetar notoriamente o contraste e trazer por conseguinte uma interpretação errada da imagem.

A primeira variante de *SSFP*, usualmente conhecida como *True-FISP* ou *balanced FFE*, maximiza a magnetização transversa ao final de cada ciclo de intervalo TR. Este valor máximo é atingido minimizando a defasagem da fase acumulada, após anular a última integral da equação (42) mediante o balanceamento total dos três canais de gradientes (Figura 59-a). Outra variante é obtida se eliminamos o gradiente de *rewinder* na direção de leitura (Figura 59-b), conhecida como *FISP*, *FAST* ou *GRASS*. Com esta eliminação, ainda existe uma magnetização transversa residual, mas sua fase acumulada contém o último somando da equação (42) para o gradiente de leitura. A terceira variante resulta de substituir o *rewinder* na direção de leitura por um *spoiler* (Figura 59-c), conhecida como *Fast Low Angle Shot (FLASH)*, embora a técnica *FLASH* originalmente proposta por Haase et al.^[175] não tinha gradiente *spoiler* e era mais similar à variante anterior. Nesta última sequência a magnetização transversa no final de cada ciclo é totalmente destruída sob a ação do *spoiler*. O ângulo β da expressão (42) varia muito rapidamente ao longo da direção de leitura e seu valor em cada *pixel* resulta num valor médio^[10].

Todas as variantes foram testadas em *phantoms* e os melhores resultados foram com a técnica *FLASH*, que foi a finalmente utilizada nas imagens *in vivo*. Alguns artefatos apareceram nas técnicas coerentes como resultado da magnetização transversa remanescente. A contribuição desta magnetização no sinal adquirido resultou prejudicial, pois somou sinal de duas codificações de fase diferentes, similar ao já comentado por Frahm^[179]. Acreditamos que as correntes induzidas hajam tido um papel determinante neste efeito negativo (ver equação 42), pois o mesmo resultou mais evidente na sequência com mais rápidas variações de gradientes (Figura 59-a). Os artefatos não foram eliminados. Desta forma, sugerimos para

próximos trabalhos na área de imagens usando *SSFP* a solução deste problema para possuir um maior número de seqüências disponíveis com diferentes relações de contraste.

Um problema das técnicas de *SSFP*, recentemente re-avaliado, é relacionado com a aquisição de dados em estado transiente^[181-185]. Este fato implica em novas relações de contraste que podem provocar interpretações errôneas da imagem. Porém, nas aquisições 3D não acontece pelo grande número de codificações de fase.

6.2.3 Aquisição e processamento dos dados.

Na aquisição de imagens 3D, a diferença das seqüências 2D (Figuras 9 e 10), torna-se necessária a terceira dimensão do espaço k , que corresponde com a tabela de gradientes de fase 1 representada na Figura 59-a. A varredura total do espaço k tridimensional é representada por diversos planos k_y - k_x , que variam seu k_z segundo o valor do gradiente z na sua tabela, até percorrer todo o volume no espaço recíproco. Desta varredura resulta uma matriz tridimensional de dados ($N_z \times N_y \times N_x$).

Uma vez adquirido o conjunto de dados, no lugar de fazer uma transformada de Fourier tridimensional, foi feita uma bidimensional de cada plano k_z e logo $N_x \times N_y$ unidimensionais ao longo de k_z . Ao final de cada transformada é feita uma reestruturação dos dados para condicionar a visualização do período com início no centro do campo de visão. Foram aproveitadas as funções utilizadas no pacote de processamento do ToRM 05 destinado a imagens planares para processar as imagens tridimensionais.

Após a segunda reestruturação, usando uma interpolação linear, é eliminada a componente de ordem zero ou DC da transformada que aparece nos valores centrais do conjunto de dados. Todos os dados processados são normalizados e gravados em um arquivo de saída. Esta seqüência de operações foi agrupada em uma única função implementada em linguagem C^[186] (3DFFT), que após sua compilação é utilizada em um aplicativo de

visualização de imagens do ToRM 05 já existente no grupo de ressonância magnética: **TORM Image**^[187]. Esta função possibilita ao usuário gravar o conjunto de dados 3D como um conjunto de planos 2D com qualquer uma das 3 orientações principais (axial, sagital ou coronal). Seria conveniente salientar que mesmo escrita em uma linguagem de baixo nível, a execução desta função, pela grande quantidade de dados, consome um tempo razoável em um computador pessoal sem muitos recursos (exemplo: 10 s para uma matriz 256x256x256 em um Pentium IV, 1.2 GHz, 512 Mb RAM). Para realizar a reconstrução tridimensional, as imagens 3D obtidas foram processadas com o *software* livre **MRicro**, disponível na Internet^[188]. Para o uso neste software as imagens são convertidas ao formato DICOM^[189] utilizando uma das funções de arquivamento do **TORM Image**.

Procurando a redução do tempo total do estudo foi feita uma aquisição parcial do espaço k (o restante preenchido com zeros: *zero filling*). Assim as matrizes foram de 128x128x256. A duração média total de cada exame foi de aproximadamente 6.6 minutos com o conjunto de gradientes de corpo e 4.4 minutos com os gradientes locais. Ambos os valores são comparáveis aos 7 minutos dos protocolos bidimensionais com similar contraste (T₁-2D) nesta máquina de imagens.

6.2.4 Resultados 3D.

Aplicando a seqüência 3D-GRE (variante *FLASH* inclusa) foram definidos protocolos em diferentes regiões e obtidas imagens (Figuras 60-64, e 66-67) usando as bobinas de corpo. Na definição do protocolo adequado para cada região, uma das variáveis mais significativa é o campo de visão. Na Tabela 13 são mostrados os diferentes *FOV* e a resolução isotrópica alcançada em cada região de estudo.

Tabela 13: Campos de visão (FOV , expressados em mm) usados nos protocolos definidos em diferentes regiões do corpo com a sequência 3D-GRE. Res. é a resolução mínima expressada em mm.

Região	FOV_x	FOV_y	FOV_z	Res.
Cabeça	190	256	256	1
Joelho	160	160	160	0.7
Coluna lombar	220	200	300	1.2
<i>TMJ</i>	115	120	120	0.5
Hipófise	150	150	150	0.6

Outro importante parâmetro otimizado foi o ângulo de rotação ou *flip angle*. A otimização deste parâmetro foi necessariamente nas imagens anatômicas pela sua notável influência sobre o contraste^[10,190,191], como pode ser notado nas Figuras 60 e 63. A relação contraste-ruído é muito usada na avaliação de imagens médicas e resulta da combinação do contraste (ver capítulo 1), e a RSR mencionada no capítulo 3 e discutida no apêndice A.

Segundo a opinião de três especialistas em Radiologia da Santa Casa de São Carlos, as imagens com um ângulo de 60° apresentaram uma melhor relação contraste-ruído, tanto as de cabeça como as de joelho (Figuras 60 e 63). O valor de 60° concorda com um valor anteriormente obtido por Foerster^[10]. Abaixo de 20° e acima de 80° as imagens tinham uma baixa relação sinal ruído. Este resultado é curioso se comparado com os protocolos utilizados em algumas máquinas comerciais, onde o ângulo de excitação em sequência similares à 3D-GRE aqui implementada é muito pequeno ($\approx 20^\circ$). Isso pode ser atribuído ao fato que nosso tempo de repetição (≈ 24 ms) é bem maior com relação ao mínimo usado nestes equipamentos (≈ 3 ms) e a necessidade nestas máquinas de reduzir o *SAR*.

As duas primeiras imagens da Figura 60 mostram um contraste por densidade protônica, as quatro últimas imagens evidenciam um contraste por T_1 e as duas restantes (58-c e 58-d) uma combinação de ambas. Esta variação do contraste com o ângulo de giro pode ser deduzida da análise da expressão de sinal para este tipo de sequência (Tabela 1).

Figura 60- Imagens da cabeça de um voluntário obtidas com a seqüência 3D-GRE e diferentes ângulos de giro: a) 15, b) 20, c) 25, d) 30, e) 40°, f) 50°, g) 60°, h) 70°.

Figura 61- Imagens da cabeça de um voluntário nas três orientações principais obtidas com uma única seqüência 3D-GRE e sua reconstrução tridimensional.

Figura 62- Reconstrução 3D da cabeça de vários voluntários a partir das suas respectivas imagens.

a)

b)

c)

d)

Figura 63- Imagens do joelho de um voluntário obtidas com a sequência 3D-GRE e diferentes ângulos de giro: a) 40°, b) 50°, c) 60°, d) 80°.

Figura 64- Imagens do joelho de um voluntário nas três orientações principais obtidas com uma única sequência 3D-GRE e sua reconstrução tridimensional.

Foram obtidas imagens de uma anatomia específica: a articulação temporo-mandibular ou *Temporal-Mandibular Junction (TMJ)*. Isso foi possível com o uso de uma bobina de RF

também específica desenvolvida no grupo de Ressonância Magnética do IFSC (Figura 65). Em nosso caso usamos uma única bobina que sintonizamos e acoplamos agregando capacitores ao circuito já existente nela. Deste modo, foram feitas imagens unilaterais de voluntários (Figura 66).

Figura 65- Foto da bobina de RF específica para *TMJ*.

Figura 66- Imagens da região *TMJ* de um voluntário nas três orientações principais obtidas com uma única seqüência 3D-GRE e sua reconstrução tridimensional. Com um círculo de linhas tracejadas é indicada a região da articulação.

Estas imagens, obtidas com bobinas superficiais, apresentam uma variação de intensidades muito grande pelo perfil de campo destes transdutores. Nestas situações resulta conveniente aplicar filtros para melhorar a uniformidade da imagem. Nas imagens de *TMJ* o filtro aplicado elevou muito o ruído, conseqüentemente não foi conveniente seu uso. Já em

outras imagens feitas com bobinas superficiais resultou de grande valia, como por exemplo nas de coluna lombar (Figura 67).

Figura 67- Imagem de um corte transverso da coluna lombar de um voluntário obtida com a 3D-GRE: a) Sem filtro de correção de intensidade, b) Com filtro de correção de intensidade e deslocada pela função *aliasing*.

Pelo fato da técnica 3D possuir duas direções com codificações de fase é comum a aparição de *aliasing*^[192-193] nas imagens obtidas com ela (por exemplo parte superior da cabeça na Figura 61), ainda que também apareça com menor intensidade na direção de leitura. Para corrigir este artefato foi implementada em linguagem C uma função que após sua compilação é utilizada no aplicativo de visualização de imagens do ToRM 05 mencionado. Uma localização 3D do volume de interesse com *slabs* de saturação resulta uma tentativa lógica para atenuar o *aliasing*, mas neste caso a potência absorvida aumenta consideravelmente. Mesmo usando estes *slabs* em uma direção única, não resulta conveniente pois o tempo investido neste processo não compensa os resultados obtidos, já que por cada plano de saturação o TR aumenta aproximadamente 6 ms.

Uma desvantagem inerente a esta técnica 3D é sua sensibilidade aos movimentos do paciente, o que limita sua aplicação em determinadas situações e regiões do corpo afetadas por movimento. Esta sensibilidade ocorre devido ao fato que durante todo o experimento são realizadas codificações de fase do mesmo volume, diferente das técnicas 2D em que são realizadas de plano a plano e estas seqüências rápidas, “congelam” a maioria dos movimentos.

Devido ao uso da sequência *GRE*, outro inconveniente afeta nosso experimento. Esta sequência não compensa as inhomogeneidades do campo estático, o que restringe seu uso a regiões de boa homogeneidade e longe de elementos metálicos que possam perturbar consideravelmente esta homogeneidade (por exemplo determinados aparelhos dentários como foi testado por nós). Este inconveniente foi visualizado em imagens de coluna lombar, feitas com um *FOV* grande na direção *Z*.

6.3 Angiografia.

Nas IRM é possível usar o próprio fluxo sanguíneo como agente contrastante, assim, resulta um procedimento não invasivo e de grande utilidade clínica. Desde os inícios dos anos 80 esta técnica tem sido reportada como um novo tipo de exame médico: a angiografia de ressonância magnética^[194].

As metodologias para visualizar fluxos em Ressonância Magnética têm mais de 50 anos^[195], quase desde os primores da RMN estas metodologias vêm-se desenvolvendo. Com toda esta idade, classificar-las resulta difícil, mas podem ser divididas em dois grandes grupos, segundo a componente da magnetização que é utilizada.

O primeiro grupo contém as técnicas baseadas no método de tempo ao voo ou *TOF*, vinculado à componente longitudinal da magnetização. Este método foi utilizado em 1959 por Singer^[196] para medidas de fluxo sanguíneo em ratos, e em 1970 o mesmo autor, junto com Morse^[197], reportou a aplicação em humanos em outro artigo da *Science*. No segundo grupo podem ser contidas as técnicas cujo fundamento é o método de contraste por fase acumulada, relacionado com a componente transversa da magnetização. Este assunto foi mencionado por Hahn^[198] em 1960 para a detecção do movimento da água de mar e posteriormente ampliado por Stejskal^[199] em 1965 para medidas de coeficiente de difusão.

O $TOF^{[200]}$ é baseado na marca ou *labeling*, mediante um pulso de RF chamado de pulso de saturação ou de inversão, de um conjunto de *spins* móveis, que por seu próprio fluxo entrarão já marcados no volume a ser visualizado. Para eliminar o sinal do tecido estático pode ser usada uma técnica diferencial (similar à Angiografia convencional), com no mínimo dois volumes previamente excitados de forma diferente, como sugeriram Nishimura e colaboradores^[201,202].

O segundo método de visualização de fluxos^[203] é baseado na fase acumulada pelos *spins* móveis devido à ação de um gradiente de campo magnético na direção do movimento, chamado gradiente de codificação do fluxo^[204]. Neste caso também pode ser usada uma técnica diferencial para eliminar o sinal do tecido estático, mas, nesta variante, no mínimo duas formas de gradiente de fluxo diferentes deverão ser utilizadas.

Para a implementação no ToRM 05 foram escolhidas as técnicas de tempo ao vôo pela sua robustez, facilidade de implementação com o *hardware* disponível e possibilidade de melhorar sua eficácia com o uso de agentes contrastantes. Além de ser uma variante com ampla utilização na maioria das máquinas comerciais^[205-207]. O outro método resulta mais adequado para fluxos lentos e laminares^[208], sendo menos conveniente na região das carótidas que constitui-se como uma zona de grande interesse clínico.

6.3.1 2D-TOF.

Começamos implementando uma seqüência, chamada neste trabalho de 2D-TOF, baseada em uma técnica que utiliza a diferença de duas imagens de uma seqüência $GRE^{[209]}$. Uma das imagens é obtida com um pulso de inversão não seletivo colocado no início da seqüência e a outra com uma inversão seletiva sobre a região da imagem (Figura 68). Uma representação da seqüência implementada é mostrada na Figura 69.

Figura 68- Representação esquemática do funcionamento da sequência 2D-TOF. a) Imagem com inversão não seletiva, b) Imagem com inversão seletiva na própria região da imagem.

Figura 69- Diagrama temporal do canal de excitação e dois canais de gradiente da sequência 2D-TOF implementada, durante um intervalo de tempo igual ao tempo de repetição (TR). A linha tracejada indica uma inversão não seletiva em uma aquisição e seletiva na outra. As abreviações referem-se a: Sp *spoilers*, F1 e F2 gradientes de compensação de fluxo e Prep. gradiente de preparação. No terceiro canal de gradientes existe um pulso de gradiente durante a preparação para a defasagem dos *spins* nessa direção.

Nesta sequência foram utilizados vários pulsos de gradientes do tipo *spoilers* para destruir a magnetização transversa remanescente. Os gradientes de compensação de fluxo foram implementados até segunda ordem e baseados na técnica *Gradient Moment Nulling*, a partir do trabalho de mestrado de Azevedo^[210]. O gradiente de seleção do pulso de inversão é indicado na Figura 69 com linhas tracejadas para mostrar que em uma aquisição este pulso é seletivo e na outra não. Com esta forma de implementação conseguimos que o espectrômetro execute diretamente a subtração de cada par de linhas de dados (a seletiva e a não seletiva) diretamente, como se estivesse fazendo uma ciclagem de fase. O TE foi minimizado a 14 ms. Os tempos de repetição e de inversão (TI) foram variados procurando uma melhor visualização do fluxo de interesse.

Nesta sequência resultou de grande importância a seletividade do pulso de inversão, isto é, um perfil de inversão bem abrupto na borda. Com este objetivo foi usado um pulso adiabático^[17] de 8 ms de duração. A Figura 68-b foi usada com fins ilustrativos para entender facilmente a técnica TOF-2D, mas o pulso de inversão seletivo cobre, além da região da imagem, a parte superior. Isso é feito para inverter também o fluxo que circula em sentido contrário ao de interesse, deste modo, após a subtração este sinal é anulado. O pulso de excitação foi um tipo sinc de 5 ms de duração.

As imagens obtidas com este método são projetivas, pois em uma direção (direção de projeção, precisamente a não indicada na Figura 69 e comentada como terceiro canal de gradientes) é colocado um gradiente de defasagem^[211,212]. Este gradiente, aplicado no mesmo tempo que o gradiente de preparação, possui uma intensidade suficiente para anular o sinal proveniente de objetos relativamente grandes (por exemplo maiores que 2 cm). Desta forma é eliminada a maior parte do sinal estático e não do proveniente dos vasos sanguíneos, que são pequenos. Em nosso caso a intensidade desse gradiente de defasagem foi determinada experimentalmente, resultando 0.65 mT/m. Finalmente, os dados são obtidos em uma única matriz que contém informação do volume todo, e após uma transformada 2D de Fourier aparece uma imagem projetiva.

Para obter as primeiras imagens de fluxo foi construído um *phantom* de fluxo simples de PVC transparente. Este *phantom* foi formado por um cilindro de 20 cm de diâmetro e 4 tubos retos de 9 mm de diâmetro interior, dois deles ligados quase na parte inicial do *phantom* a um tubo de 12 mm de diâmetro interior. O cilindro foi preenchido com uma solução de CuSO₄ (5 mM), para simular o tecido estático e sem comunicação com os tubos que simularam os vasos sanguíneos. Os tubos foram fixados a algumas mangueiras de PVC conectadas, por sua vez, a uma bomba imersa em um reservatório com água para fechar o circuito. A foto da Figura 70 ilustra o *phantom* para fluxo construído. A vazão estimada no

circuito foi de 4-4.5 l/min, que representou uma velocidade aproximada em cada tubo de 50-67 cm/s, similar ao fluxo médio das artérias cerebrais e das carótidas^[207].

Figura 70- Foto da montagem experimental do *phantom* de fluxo.

Inicialmente foi escolhido um TR fixo (800 ms) e foi mudado o TI de 100 a 400 ms com um *FOV* de 256 mm e uma matriz de 256x256. Na Figura 71, notamos que com o aumento do TI aumenta o fluxo de entrada visível na imagem. Mas, mesmo usando um pulso de inversão na parte superior, aparece claramente o que seria o fluxo venoso. Este último fato é influenciado pela escolha do TR e o longo T1 do fluido, pois este fluxo de retorno era aquele que estava na região da imagem numa excitação anterior. Assim, esta parte do fluxo resulta “diferente” e não é anulada. Isso não deve acontecer no caso de circulação sanguínea, pois há uma maior demora em retornar o mesmo sangue excitado.

Figura 71- Imagens projetivas do *phantom* de fluxo variando o TI na sequência 2D-TOF com um TR=800 ms. O fluxo entra nos tubos exteriores (por baixo na imagem) e retorna pelos centrais (por cima na imagem).

Um $TI=400$ ms foi escolhido como um valor adequado para ver todo o fluxo que entra por baixo na imagem e variamos o TR de 450 a 1000 ms procurando ocultar o fluxo de retorno. Da Figura 72 escolhemos como valor mais conveniente $TR=600$ ms.

Figura 72- Imagens projetivas do *phantom* de fluxo variando o TR na sequência 2D-TOF com um $TI=400$ ms. O sentido de circulação é igual ao da Figura 71.

Uma vez definidos os valores de $TR=600$ ms e $TI=400$ ms usando o *phantom* de fluxo, passamos a executar o experimento em voluntários. Neste caso pela grande faixa de velocidades existente no cérebro variamos o TI e deixamos fixo o TR em 600 ms. Os parâmetros da imagem foram: $FOV=256$ mm, Matriz 256×256 , 2 médias (embora na prática são feitas 4 para executar a diferença) e um tempo total de 5 minutos. Os resultados mostrados na Figura 73 ilustram o aumento do sinal do fluxo com o aumento de TI, o que contribui para um melhor contraste na imagem. Foi escolhido $TI=200$ ms como suficiente para obter uma imagem com um contraste adequado.

Figura 73- Imagens coronais projetivas da cabeça de um voluntário obtidas com a sequência 2D-TOF variando o TI com um $TR=600$ ms.

Nas imagens realizadas com esta técnica subtrativa no *phantom* de fluxo, notamos uma boa eliminação do sinal estático (Figuras 71 e 72), não sendo tão eficiente no caso de humanos (Figura 73). Este fato é justificado por efeito do movimento e da composição

heterogênea e multi-estrutural da cabeça, diferentemente do nosso *phantom* homogêneo e uniforme.

6.3.2 Angio-Flash.

Na tentativa de melhorar a qualidade da imagem e reduzir seu tempo total foi implementada uma sequência angiográfica baseada na saturação dos *spins* em uma região que contém o plano a ser adquirido^[213]. Nesta técnica é visualizado o fluxo de *spins* não saturados que entram no plano, deste modo, os planos são escolhidos perpendiculares à direção do fluxo. A região ou plano da imagem, junto com o plano da saturação, avança em direção ao fluxo de interesse até cobrir todo o volume em estudo. Uma representação do seu funcionamento é ilustrada na figura a seguir.

Figura 74- Representação esquemática do funcionamento da sequência Angio-Flash: a) Aquisição do plano n, b) Aquisição do plano n+1.

Nesta

variante Angio-Flash torna-se importante a largura de ambos os planos (da imagem e da saturação), a distância relativa entre eles e o avanço entre um plano e o seguinte. Estas variáveis influenciam a velocidade do fluxo visível, sua intensidade e seu contraste com respeito ao tecido estático. Para obter a imagem usamos novamente uma sequência *GRE* por sua rapidez. A sequência implementada foi chamada de Angio-Flash e seu diagrama temporal é representado na figura abaixo:

Figura 75- Diagrama temporal do canal de excitação e os três canais de gradiente da sequência Angio-Flash implementada durante um intervalo de tempo igual ao tempo de repetição (TR). As abreviações referem-se a: Sp *spoilers*, F1 e F2 gradientes de compensação de fluxo e Prep. gradiente de preparação. No caso 1D o canal do gradiente de codificação de fase tem somente um gradiente de defasagem.

Procurando melhorar a resolução espacial, o avanço entre um plano e o seguinte foi de 1 mm. Também foi utilizado um pulso gaussiano de 5 ms para obter planos os mais finos possíveis, 2 mm de largura com o *hardware* existente no equipamento e 1 mm de largura com o conjunto local construído. Para a saturação foi usado um pulso tipo sinc de 3 ms para poupar tempo, já que a largura espacial do plano de saturação não é um fator crítico. Os tempos foram os mínimos possíveis: TR=55 ms, TS=11 ms, TE=21 ms para os gradientes de corpo e TR=27 ms, TS=8 ms, TE=13 ms para os gradientes locais.

Duas variantes de Angio-Flash foram implementadas (Figura 75). Uma unidimensional muito rápida, aqui denominada como Angio1D-Flash, em que um dos gradientes perpendiculares ao fluxo fica como gradiente de defasagem para minimizar o sinal estático^[214,215] (de forma similar à TOF-2D). Nesta variante, sobre cada linha de dados adquirida, é aplicada uma transformada unidimensional de Fourier e o resultado forma uma linha da imagem projetiva final. Esta transformada foi definida como uma função implementada em linguagem C que após sua compilação é utilizada no aplicativo de visualização de imagens do ToRM 05 mencionado. A intensidade do gradiente de defasagem foi a mesma que a utilizada na técnica anterior (0.65 mT/m). Por ser este um valor pequeno,

foi possível reduzir o TR mínimo na técnica Angio1D-Flash a 50 ms com as bobinas de corpo e 27 ms com o conjunto local.

Uma segunda variante resulta de colocar no lugar de um gradiente de defasagem um de codificação de fase, a que chamaremos de Angio2D-Flash. Assim, obtemos um conjunto de dados igual a um experimento multi-planos. Após executar a transformada de Fourier 2D obtemos um conjunto de planos que contém a informação sobre o fluxo que entrou no mesmo. A este conjunto de planos aplicamos um algoritmo de projeção comumente usado: **Maximum Intensity Projection (MIP)**^[216,217]. O *MIP* funciona tomando o valor máximo dos dados contidos no raio que indica a direção da projeção. Este algoritmo foi também implementado durante a fase de testes para ser usado no aplicativo mencionado, como uma função chamada **mip**, onde o usuário escolhe a direção da projeção. No caso que as imagens sejam adquiridas com uma única média, deve ser eliminada a componente de ordem zero ou DC da transformada dos dados antes de aplicar o algoritmo de projeção. O software **MRicro** também possui implementado o algoritmo *MIP* e resulta de fácil aplicação.

Figura 76- Variantes implementadas da sequência Angio-Flash: a) Unidimensional (Angio1D-Flash), gradiente de defasagem na terceira dimensão, b) Bidimensional (Angio2D-Flash), gradiente de codificação de fase na terceira dimensão.

O

experimento unidimensional, embora seja muito rápido (52 s com as bobinas de corpo e 26 s usando os gradientes locais com 4 médias), apresentou uma qualidade de imagem péssima. Os melhores resultados foram com o plano de imagem de 2 mm de largura centrado no plano de saturação de 3.5 mm de largura. Foi variado o ângulo de giro do pulso de saturação

procurando minimizar o sinal do tecido estático. A melhor supressão foi obtida com 110° (Figura 77).

a) 70° b) 90° c) 110° d) 130°

Figura 77- Imagens coronais projetivas da cabeça de um voluntário obtidas com a seqüência Angio1D-Flash variando o ângulo do pulso de saturação.

No experimento bidimensional foi variada a largura da saturação e a distância entre o plano da imagem e o da saturação (Figura 78). Escolhendo como adequados, no caso de fluxo arterial do cérebro, 10 mm de largura da saturação e 3 mm entre o centro de ambos os planos. O valor de 10 mm resulta suficiente para saturar o fluxo venoso que pode entrar no volume durante um TR. Os 3 mm permitem colocar o plano da imagem quase sobre a borda interior do plano de saturação e, dessa forma, eliminar grande parte do sinal do tecido estático. Já no caso do fluxo venoso os parâmetros foram 20 e 8 mm, respectivamente. Para visualizar este fluxo foi necessário somente inverter a posição do plano de saturação para eliminar o fluxo arterial e a direção do avanço para ir ao encontro do fluxo venoso.

a)

b)

Figura 78- Representação dos parâmetros espaciais dos planos otimizados para visualizar cada uma das duas direções de fluxo cerebral: a) Arterial, b) Venoso.

O tempo total de cada imagem depende do número de planos requeridos para cobrir o *FOV* de interesse. A relação é linear: por cada cm de *FOV* 53 s com as bobinas de corpo e 27 s com as bobinas locais. Notou-se uma considerável redução do sinal do tecido estático em relação às duas técnicas anteriores. Nas duas figuras seguintes são mostrados alguns dos estudos realizados com diferentes voluntários na região das artérias carótidas.

Figura 79- Imagens da região das carótidas de 3 voluntários de diferentes idades e com diferentes *FOV* (1- 21 anos, 256x256x128 mm; 2- 26 anos, 200x200x120 mm; 3- 30 anos, 256x256x160 mm), obtidas com a sequência Angio2D-Flash e projetadas com o *MIP* nas 3 direções principais.

a) Voluntário 1

b) Voluntário 2

c) Voluntário 3

Figura 80- Projeções, em uma mesma direção angulada com respeito aos eixos principais, das imagens dos 3 voluntários mostradas na Figura 79.

Foram realizadas tentativas em outras regiões do corpo, mas sem resultados satisfatórios. No caso da coluna lombar, pela presença de movimento respiratório e na coxa, por artefatos de fluxo pulsátil. Estes artefatos poderiam ser atenuados sincronizando nosso experimento com o ciclo cardíaco e/ou respiratório de cada paciente. Uma técnica que foi implementada mas que não teve bons resultados foi a Angio3D-Flash similar à Angio2D-Flash, a diferença é que no lugar de fazer uma imagem 2D multi-planos é feita uma 3D volumétrica.

6.4 Echo Planar Imaging (EPI)

A principal vantagem de nosso conjunto local de bobinas é que pode gerar elevadas intensidades de gradiente de campo magnético ($\sim 0.25 \text{ mT}/(\text{m}\cdot\text{A})$) com tempos de chaveamento bem pequenos ($\sim 250 \text{ }\mu\text{s}$), em relação ao *hardware* existente no ToRM 05. Essa característica possibilita o uso de seqüências ultra-rápidas como as do tipo *Echo Planar* introduzidas por Mansfield^[32,218,219]. Este tipo de seqüência caracteriza-se por varrer ou cobrir o espaço k mediante a aquisição de um trem de ecos, após um único (não segmentada) ou alguns poucos (segmentada) pulsos de excitação de RF. Um diagrama temporal de uma seqüência *EPI* convencional e sua cobertura do espaço k são mostradas na próxima figura.

Figura 81- Diagramas de uma sequência *EPI* de um único pulso de RF: a) Temporal, b) No k-espço. São indicados os instantes de tempo de A até G no diagrama temporal e seus equivalentes no espaço k.

Foram testadas duas metodologias *EPI* com varreduras diferentes do espaço k: em linha reta, chamaremos simplesmente de *EPI* (Figura 81-b), e em espiral, chamaremos de *SEPI* (de *Spiral Scanning EPI*). A implementação de ambas as metodologias e os resultados da aplicação da *EPI* com o nosso conjunto local no ToRM 05 aparecem descritos no trabalho de Bueno^[20].

Nas imagens de *EPI* foi utilizado o mesmo *phantom* uniforme mencionado no capítulo 3, chamado de cilindro II. O *phantom* foi colocado no interior do conjunto integrado e obtidas imagens com $FOV=256$ mm, um único pulso de RF e matrizes de aquisição de diferentes tamanhos, isto é, diferentes números de codificações de fase (N_{fase}) e de *samples* ou pontos amostrados ($N_{samples}$). A quantidade de codificações de fase variou de 32 até 128 (em potências de 2) e o número de pontos amostrados de 32 até 256 (em potências de 2), sempre com $N_{samples} \geq N_{fases}$. Nas imagens adquiridas foi feito um pós-processamento na tentativa de corrigir alguns artefatos característicos das imagens geradas por seqüências *EPI*^[220]. Na Figura 82 é mostrada uma comparação entre imagens com diferentes matrizes após o pós-processamento em duas posições transversas do *phantom* homogêneo. Não são mostradas as

imagens com matrizes 32x32 e 256x128, a primeira por muito baixa resolução e pouca definição, e a segunda por baixa RSR.

Figura 82 - Imagens de dois planos transversos do *phantom* uniforme obtidas, em menos de 300 milissegundos cada, com diferentes matrizes de aquisição, com um $FOV=256$ mm e usando a sequência *EPI* e o conjunto de bobinas locais: a) Plano central ($z=0$ cm), 64×32 , b) Plano central ($z=0$ cm), 64×64 , c) Plano deslocado ($z=3$ cm), 128×64 , d) Plano deslocado ($z=3$ cm), 128×128 . Tomadas de Bueno^[20].

As imagens obtidas apresentaram baixa resolução, forte distorção geométrica e de intensidade, e um fantasma do tipo $N/2$ ^[221]. Assim, a qualidade resultante ficou em um nível bem inferior ao necessário na prática clínica. Os melhores resultados consideramos que foram com uma matriz de 128×64 .

O efeito da inhomogeneidade do campo estático notou-se na borda inferior do *phantom* nas duas primeiras imagens da Figura 82. Esta inhomogeneidade, também limitou fortemente a duração do sinal após um pulso de 90° ($T2^*=14.6$ ms no *phantom* aqui utilizado). Por outro lado, os gradientes têm intensidades máximas limites e tempos de chaveamentos mínimos. Estes inconvenientes obrigam a fazer uma *EPI* segmentada, isto é, aplicar mais de um pulso de RF para cobrir todo o espaço k. Porém, nestas primeiras experiências não foi segmentada, limitando deste modo o número de codificações e por conseguinte a resolução.

Nossa sugestão para futuros trabalhos é fazer uma sequência que em função do tempo de duração do sinal, das intensidades máximas e dos tempos de chaveamentos mínimos das bobinas de gradiente, calcule o número de segmentos para uma varredura conveniente do espaço k. Outra proposta futura é a reconstrução da imagem a partir dos dados, que já foram adquiridos, da sequência tipo *SEPI*. Nesse caso a reconstrução da imagem requer o uso de um

algoritmo de interpolação, para transformar de um espaço k em coordenadas polares a outro em coordenadas cartesianas.

6.5 Resumo das aplicações desenvolvidas.

Nesta seção abordaremos de forma resumida os resultados obtidos com as seqüências implementadas. Na Tabela 14 são mostrados alguns parâmetros comparativos usando um ou outro conjunto de bobinas nestas seqüências.

Tabela 14: Principais características das seqüências implementadas, comparando o uso do sistema de bobinas de corpo e o conjunto de bobinas locais.

Seqüência implementada	Bobinas de corpo		Bobinas locais		Aplicação
	Tempo de imagem (s)	Resolução (mm)	Tempo de imagem (s)	Resolução (mm)	
3D-GRE	396	<1 mm	264	<1 mm	Imagens T ₁ 3D
2D-TOF	307	1 mm	307 por projeção	1 mm	Fluxo arterial cerebral
Angio1D-Flash	6.4	2	3.5 por projeção	2	Fluxo arterial cerebral
Angio2D-Flash	902	2	885	1	Fluxo arterial carótidas
<i>EPI</i>	-	-	0.26 por plano	2	Estudos dinâmicos

A qualidade das imagens obtidas com as seqüências Angio1D-Flash e *EPI* ficou muito abaixo do desejado. Consideramos como satisfatórias as técnicas 3D-GRE e Angio2D-Flash.

CONCLUSÕES

Com o objetivo central de projetar e construir um conjunto integrado de bobinas de gradientes locais e transdutor de radiofrequência para uso clínico e de pesquisa em IRM, este trabalho abordou inúmeros aspectos da teoria envolvida no desenvolvimento e da tecnologia instrumental para RMN.

O projeto do transdutor de RF, no capítulo 3, levou à otimização de uma bobina tipo sela para ser utilizada como transmissora e receptora. Na literatura consultada, o valor normalmente aceito e amplamente utilizado como ótimo para a abertura angular é de 120° . Como uma das contribuições originais deste trabalho, foi demonstrada a influência desta abertura angular na uniformidade do campo magnético gerado por este tipo de configuração, evidenciando que 120° não é necessariamente um valor ótimo. O efeito da blindagem de RF foi avaliado, mostrando sua significância na relação sinal ruído do transdutor. Nossos resultados mostram quão crítica se torna o dimensionamento da blindagem de RF. Os resultados obtidos com uma configuração em quadratura não foram satisfatórios. Comprovou-se a necessidade de diminuir o acoplamento entre as bobinas envolvidas bem mais abaixo do valor do acoplamento crítico, para poder usufruir das vantagens decorrentes da adoção da configuração em quadratura, proporcionadas pela contribuição individual de ruído não-correlacionado. Contudo, a abordagem linear mostrou-se suficiente, levando-se em conta os ganhos obtidos na RSR devidos à otimização angular.

Como foi tratado no capítulo 4 o desenho das bobinas de gradientes resultou em um problema inverso de eletromagnetismo cuja solução foi atingida mediante o uso de técnicas numéricas de otimização. O conjunto de bobinas de gradientes construído possui um diâmetro livre de 31.5 cm e gera em média 25 mT/m/A por bobina, com indutâncias inferiores a 310

μH . A instalação deste conjunto no ToRM 05, discutida no capítulo 5, usando uma fonte Techron 8606, possibilitou a geração de pulsos de gradientes com intensidades de até 25 mT/m em menos de 300 μs . Estes valores de gradientes representam uma melhora de três vezes quando comparados aos parâmetros iniciais do ToRM 05. Uma consideração importante a levar em conta em novos desenhos com configurações de bobinas de gradientes assimétricas é a fixação mecânica, pois ela resulta fundamental para conseguir absorver os torques indesejáveis que aparecem durante o funcionamento. Como foi visto, a vibração mecânica produzida compromete a qualidade da imagem reduzindo a resolução espacial.

Muito além das quantidades físicas encontra-se duas grandezas incomensuráveis, a satisfação inicial e a motivação da equipe médica pelas novas aplicações desenvolvidas. Estas aplicações, mesmo que tratadas de forma incipiente no capítulo 6, mostraram sua potencialidade em um tomógrafo não comercial de campo médio como o ToRM 05. As imagens tridimensionais obtidas chegaram a ter resolução isotrópica sub-milimétrica, o que constitui uma ferramenta de grande utilidade na resolução de pequenas estruturas. As imagens angiográficas abrem o caminho para novos experimentos que ampliem os mecanismos de contraste observáveis no ToRM 05, como por exemplo, difusão de *spins*. Os resultados da implementação da sequência *EPI* ainda não são satisfatórios, como foi comentado na seção 6.4, sugerindo-se encaminhar esforços futuros nesta direção. Como sugestão, indicamos o desenvolvimento de variantes segmentadas de aquisição de dados com *EPI*, bem como métodos mais eficientes de reconstrução da imagem final.

Para o grupo de Ressonância Magnética do IFSC este trabalho representou afiançar novas metodologias e técnicas de Imagens por Ressonância Magnética. Este trabalho reafirma também a vocação do grupo no desenvolvimento de tecnologia e a aplicação da Física na solução de problemas de fronteira de natureza interdisciplinar, como as aplicações médicas da Ressonância Magnética.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. MANSFIELD, P.; MORRIS, P.G. *NMR imaging in biomedicine*. New York, Academic Press, 1982.
2. CHEN, C-N.; HOULT, D.I. *Biomedical Magnetic Resonance Technology*. Bristol and New York, Adam Hilger, 1989.
3. CALLAGHAN, P.T. *Principles of Nuclear Magnetic Resonance Microscopy*. New York, Clarendon Press, 1995.
4. HAACKE, E.M. et al. *Magnetic Resonance Imaging Physical Principles and Sequence Design*. New York, John Wiley & Sons, 2001.
5. HORNAK, J.P. *The basics of MRI*. Disponível em: <<http://www.cis.rit.edu/htbooks/mri/>>. Acesso em: setembro de 2003.
6. PANEPUCCI, H. et al. Tomografia por Ressonância Magnética Nuclear: Novas imagens do corpo. *Ciência Hoje*, v.4, p.46-56, 1984.
7. BECKMAN, N. *Geração de imagens por ressonância magnética nuclear*. São Carlos, 1986. 100p. Dissertação (Mestrado) – Instituto de Física e Química de São Carlos, Universidade de São Paulo.
8. TANNÚS, A. *Desenvolvimento da tecnologia de Tomografia por Ressonância Magnética Nuclear – TORM*. São Carlos, 1987. 227p. Tese (doutorado) – Instituto de Física e Química de São Carlos, Universidade de São Paulo.
9. TANNÚS, A. et al. As mais novas imagens do corpo. *Ciência Hoje*, v.16, p.11-14, 1993. Suplemento Tecnologia.
10. FOERSTER, B. *Técnicas de aquisição rápida em tomografia de ressonância magnética nuclear*. São Carlos, 1994. 120p. Dissertação (Mestrado) – Instituto de Física e Química de São Carlos, Universidade de São Paulo.
11. MARTINS, M.J. *Desenvolvimento de um tomógrafo de Ressonância Magnética: Integração e otimização*. São Carlos, 1995. 78p. Tese (doutorado) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo.
12. FREIRE, H.J. *Proposta de um sistema de banco de dados para tomografia por ressonância magnética nuclear*. São Carlos, 1997. 211p. Dissertação (Mestrado) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo.
13. PORTUGAL, R.V. *Interface gráfica para um sistema de imagens por ressonância magnética*. São Carlos, 1999. 91p. Dissertação (Mestrado) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo.

14. XAVIER, R.F. *Desenvolvimento e construção de bobinas de gradientes com blindagem ativa (active shielding) com aplicação em imagens por RMN*. São Carlos, 2000. 109p. Dissertação (Mestrado) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo.
15. VIDOTO, E.L.G. *Projeto e construção de um equipamento de imagens por ressonância magnética para uso clínico e em pesquisa*. São Carlos, 2001. 109p., Tese (doutorado) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo.
16. ARAÚJO, D.B. *Sobre neuroimagens funcionais por magnetoencefalografia e ressonância magnética: novos métodos e aplicações*. Ribeirão Preto, 2002. 188p. Tese (doutorado) – Faculdade de Filosofia Ciências e Letras de Ribeirão Preto, Universidade de São Paulo.
17. TELES, J. *Descrição analítica da magnetização induzida pela metodologia GMAX*. São Carlos, 2003, 104p. Dissertação (Mestrado) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo.
18. PAIVA, F.F. *Metodologia de imagens de NMR que utiliza um único pulso adiabático de inversão*. São Carlos, 2004. 116p., Dissertação (Mestrado) – Instituto de Física e Química de São Carlos, Universidade de São Paulo.
19. TEDESCHI, W. *Novas metodologias em processamento de sinais cerebrais: aplicações em eletroencefalografia e ressonância magnética funcional*. Ribeirão Preto, 2004. 201p. Tese (doutorado) – Faculdade de Filosofia Ciências e Letras de Ribeirão Preto, Universidade de São Paulo.
20. BUENO, L.S. *Aquisição rápida de imagens com metodologias tipo Echo Planar Imaging - Implementação das seqüências EPI e SEPI*. São Carlos, 2004. 120p. Dissertação (mestrado), – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo.
21. BLOCH, F. Nuclear Induction. *Phys. Rev.*, v.70, p.460-474, 1946.
22. CHEN, C-N.; HOULT, D.I. *Biomedical Magnetic Resonance Technology*. Bristol and New York, Adam Hilger, 1989. Cap. 4, p.154-157: The principle of reciprocity.
23. JING, J. *Electromagnetic analysis and designs in Magnetic Resonance Imaging*, New York, Roca Dalton, 1998. Cap. 4, p.140-143: Concepts of Resonance and Reciprocity.
24. HOULT, D.I. The principle of reciprocity in signal strength calculations- a mathematical guide. *Concepts Magn. Reson.*, v.12, p.173-187, 2000.
25. HAACKE, E.M. et al. *Magnetic Resonance Imaging Physical Principles and Sequence Design*. New York, John Wiley & Sons, 2001. Cap. 7, p. 97-99: The MRI signal and the Principle of Reciprocity.
26. VIDOTO, E.L.G. *Projeto e construção de um equipamento de imagens por ressonância magnética para uso clínico e em pesquisa*. São Carlos, 2001. 109p., Tese (doutorado) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo. Apêndice I, p.108-109: O principio da reciprocidade.
27. HAHN, E.L. Spin Echoes. *Phys. Rev.*, v.80, p 580-594, 1950
28. DAMADIAN, R. Tumor Detection by NMR. *Science*, v.171, p.1151-1153, 1971.

29. LAUTERBUR, P. Image formation by induced local interactions examples employing Nuclear Magnetic Resonance. *Nature*, v.242, p.190-191, 1973.
30. KUMAR, A.; WELTI, D.; ERNST, R.R. NMR Fourier Zeugmatography. *J. Magn. Reson.*, v.18, p.69-83, 1975.
31. DAMADIAN, R.; GOLDSMITH, M.; MINKOFF, L. FONAR image of live human body. *Physiol. Chem. Phys.*, v.9, p.97-100, 1977.
32. MANSFIELD, P.; PYKETT, I.L. Biological and medical imaging by NMR. *J. Magn. Reson.*, v.29, p.355-373, 1978.
33. EDELSTEIN, W. A. et al Spin warp NMR imaging and applications to human whole-body imaging. *Phys. Med. Biol.*, v.25, p.751-756, 1980.
34. MANSFIELD, P.; GRANNELL, P. K. NMR 'diffraction' in solids?. *J. Phys. C: Solid State Phys.*, v.6, L.422-426, 1973.
35. MANSFIELD, P. Imaging by Nuclear Magnetic-Resonance. *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, v.21, p.18-30, 1988.
36. VIDOTO, E.L.G. *Projeto e construção de um equipamento de imagens por ressonância magnética para uso clínico e em pesquisa*. São Carlos, 2001. 109p., Tese (doutorado) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo. Seção 4.2.1, p.66-70: Transdutores de sinal.
37. RAND, T. et al. Intertarsal ligaments: High resolution MRI and anatomic correlation. *J. Comput. Assist. Tomo.*, v. 24, p.584-593, 2000.
38. WIESLER, D.G. et al. Improved field of view-reducing gradient insert: Artifacts and application to cardiac imaging. *J Magn. Reson. Imag.*, v. 10, p.209-215, 1999.
39. WIESLER, D.G. et al. Reduction of field of view in MRI using a surface –spoiling local gradient insert. *J. Magn. Reson. Imag.*, v.8, p.981-988, 1998.
40. MUHLE, C. et al. Tibiofibular syndesmosis: High-resolution MRI using a local gradient coil. *J Comput. Assist. Tomog.*, v.22, p.938-944, 1998.
41. DRAPE, J.L. et al. Standard and high resolution magnetic resonance imaging of glomus tumors of toes and fingertips. *J Am. Acad. Dermatol.*, v.35, p.550-555, 1996.
42. WONG, E.C.; JEZMANOWICZ, A., HYDE, J.S. High-resolution, short echo time MR Imaging of the fingers and wrist with a local gradient coil. *Radiology*, v.181, p.393-397, 1991.
43. ULUALP, S.O. et al. Functional magnetic resonance imaging of auditory cortex in children. *Laryngoscope*, v.108, p.1782-1786, 1998.
44. ELLERMANN, J.M. et al. Activation of visuomotor systems during visually guided movements: A functional MRI study. *J Magn. Reson.*, v.131, p.272-285, 1998.
45. HAMMEKE, T.A. et al., Functional Magnetic Resonance Imaging of somatosensory stimulation. *Neurosurgery*, v.35, p.677-681, 1994.

46. TURNER, R. et al. Functional mapping of the human visual cortex at 4 and 1.5 Tesla using deoxygenation contrast EPI. *Magn. Reson. Med.*, v.29, p.277-279, 1993.
47. THOMPSON, M.R. et al. Increased-contrast, high-spatial-resolution, diffusion-weighted, spin-echo, echo-planar imaging. *Radiology*, v.210, p.253-259, 1999.
48. TIENN, R.D. et al. MR-Imaging of high-grade cerebral gliomas—value of diffusion-weighted echoplanar pulse sequence. *Am. J. Roentgenol.*, v.162, p.671-677, 1994.
49. TURNER, R.; LEBIHAN, D.; CHESNICK, A.S. Echo-planar imaging of diffusion and perfusion. *Magn. Reson. Med.*, v.19, p.247-253, 1991.
50. TOMASI, D. et al. Asymmetrical Gradient Coil for Head Imaging. *Magn. Reson. Med.*, v.48, p.707-714, 2002.
51. CHRONIK, B.A.; ALEJSKI, A.; RUTT, B.K. Design and fabrication of a three-axis edge ROU head and neck gradient coil. *Magn. Reson. Med.*, v.44, p.955-963, 2000.
52. BOWTELL, R.; PETERS, A. Analytic approach to the design of transverse gradient coils with co-axial return paths. *Magn. Reson. Med.*, v.41, p.600-608, 1999.
53. CROZIER, S. et al. Design for an asymmetric gradient set and a compact superconducting magnet for a neural magnetic resonance imaging. *Rev. Sci. Instrum.*, v.70, p.4062-4066, 1999.
54. CROZIER, S.; DODDRELL, D.M. A simple methodology for elliptical cross-section transverse, asymmetric, head gradient coils for MRI. *IEEE Tran. Magn.*, v.45, p.945-948, 1998.
55. FISHER, B. et al. Design and evaluation of a transverse gradient set for magnetic resonance imaging of the human brain. *Meas. Sci. Technol.*, v.7, p.838-843, 1996.
56. ALSOP, D.C.; CONNICK, T.J. Optimization of torque-balanced asymmetric head gradient coils. *Magn. Reson. Med.*, v.35, p.875-886, 1996.
57. ABDULJALIL, A.M.; ALETRAS, A.H.; ROBITAILLE, P-M.L. Torque free asymmetric gradient coils for echo planar imaging. *Magn. Reson. Med.*, v.31, p.450-453, 1994.
58. THE MCW RESEARCH FOUNDATION, INC., WONG, E.C.; HYDE, J.S. *NMR local coil for brain imaging*. Int. Cl. A61B 005/055 G01R 033/48. U.S. Patent 5 474 069. December 12, 1995.
59. THE MCW RESEARCH FOUNDATION, INC., WONG, E.C.; HYDE, J.S. *NMR local coil for brain imaging*. Int. Cl. A61B 005/055 G01R 033/48. U.S. Patent 5 372 137. December 13, 1994.
60. CROZIER, S. et al. An "Openable" High-Strength Gradient Set for Orthopedic MRI. *J. Magn. Reson.*, v.139, p.81-89, 1999.
61. MAIER, C.F. et al. Practical design of a high-strength breast gradient coil. *Magn. Reson. Med.*, v.39, p.392-401, 1998.

62. SUN, L; OLSEN, J.O.; ROBITAILLE, P-M.L. Design and optimization of a breast coil for magnetic resonance imaging. *Magn. Reson. Imag.*, v.11, p.73-80, 1993.
63. JEZZARD P., BARNETT A.S., PIERPAOLI C. Characterization of and correction for eddy current artifacts in echo planar diffusion imaging. *Magn. Reson. Med.*, v.39, p.801-812, 1998.
64. SIMMONS A. et al. Source of intensity nonuniformity in spin-echo images at 1.5-T. *Magn. Reson. Med.*, v.32, p.121-128, 1994.
65. ECCLES C. et al. Temporal spherical harmonic expansion and compensation of Eddy current produced by gradient pulses. *J. Magn Reson. A*, v.103, p.135-141, 1993.
66. HAASE, A. et al. NMR probeheads for in vivo applications. *Concepts Magn. Reson.*, v.12, p.361-380, 2000.
67. CHEN, C.M.; HOULT, D.I.; SANK, V.J. Quadrature detection coils – a further $2^{1/2}$ improvement sensitivity. *J. Magn. Reson.*, v.54, p.324-327, 1983.
68. HOULT, D.I.; RICHARDS, R.E. The signal to noise ratio of the nuclear magnetic resonance experiment. *J. Magn. Reson.*, v.24, p.71-85, 1976.
69. DOTY, F.D. et al. Practical aspects of birdcage coils. *J. Magn. Reson.*, v.138, p.144-154, 1999.
70. GINSBERG, D.M.; MELCHNER, M.J. Optimum Geometry of Saddle Shaped Coils for Generating a Uniform Magnetic Field. *Rev. Sci. Instr.*, v.11, p.122-123, 1970.
71. CARLSON, J.W. Currents and fields of thin conductors in RF saddle coils. *Magn. Reson. Med.*, v.3, p.778-790, 1986.
72. DURAND E. *Électrostatique*, Tome II Problèmes Généraux Conducteurs. Paris, Mason et C^{ie}, 1966. Cap.4, p.234-347: Grandeurs complexes et transformations conformes.
73. GARRIDO, C.E.; PANEPUCCI, H.C. Otimização de transdutores tipo sela para imagens de Ressonância Magnética. In: WORKSHOP DA PÓS-GRADUAÇÃO DO IFSC, 7., São Carlos, 2003. *Resumos*. São Carlos, Instituto de Física de São Carlos, 2003, p.9.
74. FORBES, L.K.; CROZIER, S.; DODDRELL, D.M. Determining current distributions for RF resonators in magnetic resonance imaging. *Meas. Sci. Technol.*, v.6, p.284-292, 1995.
75. CROZIER, S. et al. Optimized small-bore, high-pass resonator designs. *J. Magn Reson. B*, v.109, p.1-11, 1995.
76. FORBES, L.K.; CROZIER, S.; DODDRELL, D.M. An analysis and optimization of elliptical RF probes used in magnetic resonance imaging. *Meas. Sci. Technol.*, v.7, p.1281-1290, 1996.
77. HANSSUM, H. The magnetic field of saddle-shaped coils: III. Improving the uniformity of $|B|$ in a large volume. *Appl. Phys.*, v.19, p.493-501, 1986.

78. LI, S.; YANG, Q.X.; SMITH, M.B. RF coil optimization: evaluation of B_1 field homogeneity using field histograms and finite element calculations. *Magn. Reson. Imag.*, v.12, p.1079-1087, 1994.
79. HOULT, D.I.; CHEN, C.M.; SANK, V.J. Quadrature detection in the laboratory frame. *Magn. Reson. Med.*, v.1, p.339-353, 1984.
80. SCHNEIDER, H.J.; DULLENKOPF, P. Slotted tube resonator: A new NMR probe head at high frequencies. *NMR in Biomedicine*, v.2, p.117-122, 1976.
81. HOULT, D.I.; LAUTERBUR, P.C. The sensitivity of the zeumatographic experiment involving human samples. *J. Magn. Reson.*, v.34, p.425-433, 1979.
82. EDELSTEIN, W.A. et al. The intrinsic signal to noise ratio in NMR imaging. *Magn. Reson. Med.*, v. 3, p.604-618, 1986.
83. JACKSON, J.D. *Classical electrodynamics*. 2nd edition. New York, John Wiley & Sons, 1962. Cap.2, p.26-27: Method of Images.
84. LU, D.; JOSEPH, P. A technique of double-resonant operation pf ^{19}F and ^1H quadrature birdcage coils. *Magn. Reson. Med.*, v.19, p.180-185, 1991.
85. JING, J. *Electromagnetic analysis and designs in Magnetic Resonance Imaging*. New York, Roca Dalton, 1998. Cap.4, p.164-170: Analysis of RF Shields.
86. GARRIDO, C.E. et al. Transdutor para imagens por RMN de alta uniformidade para região encefálica. In: JORNADA BRASILEIRA DE RESSONÂNCIA MAGNÉTICA, 7., Maringá, 2002. *Resumos*. Rio de Janeiro, Associação de Usuários de Ressonância Magnética Nuclear, 2002. p.11-12.
87. VIDOTO, E.L.G. *Projeto e construção de um equipamento de imagens por ressonância magnética para uso clínico e em pesquisa*. São Carlos, 2001. 109p., Tese (doutorado) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo. Seção 4.2.1.1, p.66-67: Transdutor para cabeça.
88. DECORPS, M. et al. An inductively coupled, series-tuned NMR probe. *J. Magn. Reson.*, v.65, p.100-109, 1985.
89. VIDOTO, E.L.G. *Processos de melhoria da relação sinal-ruído em um sistema de imagens por RMN de ultra baixo campo magnético*. São Carlos, 1995. 116p. Dissertação (Mestrado) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo.
90. TSUBOI, H. et al. Electromagnetic field analysis of RF Antenna for MRI. *IEEE Trans. Magn.*, v.24, p.2591-2593, 1988.
91. SCHMIDT, M.A. *Desenvolvimento de bobinas de radiofrequência para geração de imagens por ressonância magnética nuclear*. São Carlos, 1988, 242p. Tese (doutorado) – Instituto de Física e Química de São Carlos, Universidade de São Paulo.
92. SPECTRUM SOFTWARE. *Micro-CapV*. Version 2.01. 1997.

93. HAYES, C.E.; AXEL, L. Noise performance of surface coils for magnetic resonance imaging at 1.5 T. *Med. Phys.*, v.12, p.604-607, 1985.
94. GADIAN, D.G. Radiofrequency losses in NMR experiments on electrically conducting samples. *J. Magn. Reson.*, v.34, p.449-455, 1979.
95. REDPATH, T.W.; HUTCHISON, J.M.S. Estimating patient dielectric losses in NMR imagers, *Magn. Reson. Imag.*, v.2, p.295-300, 1984.
96. MANSFIELD, P.; MORRIS, P.G. *NMR in Biomedicine*, New York, Academic Press, 1982. p. 313.
97. EDELSTEIN, W.A.; HARDY, C.J.; MUELLER, O.M. Electronic Decoupling of Surface-Coil Receivers for NMR Imaging and Spectroscopy. *J. Magn. Reson.*, v.67, p.156-161, 1986.
98. RITZ, J.R.; MILFORD, F.J.; CHRISTY, R.W. *Fundamentos da teoria eletromagnética*. Rio de Janeiro, Campus, 1982. Cap.13, p.270-271: Ressonância.
99. NATIONAL ELECTRIC MANUFACTURERS ASSOCIATION. *Determination of Signal-to-Noise Ratio (SNR) in Diagnostic Magnetic Resonance Images, MS 1-1994*. Washington, 1994.
100. PRICE, R.R. et al. Quality assurance methods and phantom for magnetic resonance imaging systems: Report of AAPM Nuclear Magnetic Resonance Task Group No. 1. *Med. Phys.*, v.17, p.287-295, 1990.
101. OCH, J.G. et al. Acceptance testing of magnetic resonance imaging systems: Report of AAPM Nuclear Magnetic Resonance Task Group No. 6. *Med. Phys.*, v.19, p.217-229, 1992.
102. BUCCIOLINI, M.; CIRAIOLO, L.; RENZI, R. Relaxation rates of paramagnetic solutions: Evaluations by nuclear magnetic resonance imaging. *Med. Phys.*, v.13, p.298-303, 1986.
103. NATIONAL ELECTRIC MANUFACTURERS ASSOCIATION. *Determination of Image Uniformity in Diagnostic Magnetic Resonance Images, MS 3-1989 (R1994)*. Washington, 1994.
104. MUNIZ, B.A.T. *Ensaio de aceitação para avaliação da performance de tomógrafos de ressonância magnética nuclear*. Ribeirão Preto, 1993. 126p. Dissertação (Mestrado) – Faculdade de Filosofia Ciências e Letras de Ribeirão Preto, Universidade de São Paulo.
105. THE MATHWORKS, INC. *MatLab®*. Version 5.3.1.29215a (R11.1). September 28, 1999.
106. PRUESSMANN, K.P. et al. SENSE: Sensitivity encoding for fast MRI. *Magn. Reson. Med.*, v.42, p.952-962, 1999.
107. GLOVER, G.H. et al. Comparison of linear and circular polarization for magnetic resonance imaging. *J. Magn. Reson.*, v.64, p.255-270, 1985.

108. TROPP, J.; DERBY, K. The loss of signal to noise due to imperfect isolation between the channels of a quadrature nuclear-magnetic-resonance probe. *Rev. Sci. Instrum.*, v.11, p.2646-2653, 1991.
109. MEDRAD INC., MISIC, G.; REID, E. *Orthogonal adjustment of magnetic resonance surface coils*. Int. Cl. G01V 003/00-003/14. U.S. Patent 5 521 506. May 28, 1996.
110. SANK, V.J.; CHEN, C-N.; HOULT, D.I. A quadrature coil for the adult human head. *J. Magn. Reson.*, v.69, p.236-242, 1986.
111. GE YOKOGAWA MEDICAL SYSTEMS, NABETANI, A.; SATO, K.; ISHIGURO, T. *RF coil for magnetic resonance imaging having three separate non-overlapping coils electrically isolated from each other*. Int. Cl. G01V 003/00. U.S. Patent 6 348 794. February 19, 2002.
112. CHEN, C-N.; HOULT, D.I. *Biomedical Magnetic Resonance Technology*. Bristol and New York, Adam Hilger, 1989. p.223: Fig. 5.28.
113. TURNER, R. Gradient coil design- A reviews of methods. *Magn. Reson. Imag.*, v. 11, p.903-920, 1993.
114. GENERAL ELECTRIC COMPANY, EDELSTEIN, W.A.; SCHENCK, J.F. *Current streamline method for coil construction*. Int. Cl. B44C 001/22 H01F 007/06. U.S. Patent 4 840 700. June 20, 1989.
115. TURNER, R. A target field approach to optimal coil design. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, v.19, L147-L151, 1986.
116. PETROPOULOS, L.S. Finite size disc gradient coil set for open vertical field magnets. *Magn. Reson. Imag.*, v.18, 615-624, 2000.
117. CAPARELLI, E.D.; TOMASI, D.; PANEPUCCI, H. Shielded biplanar gradient coil design. *J. Magn. Reson. Imag.*, v.9, p.725-731, 1999.
118. MARTENS, M. et al. Insertable biplanar gradient coils for magnetic resonance imaging. *Rev. Sci. Instrum.*, v.62, p.2639-2645, 1991.
119. K. YODA Analytic design method of self-shielded planar coils. *J. Appl. Phys.*, v.67, p.4349-4353, 1990.
120. LIU, Q.; HUGHES, D.G.; ALLEN, P.S. Improved, minimum-inductance, elliptic-cylinder z-gradient coil using axial and azimuthal current flow. *J. Magn. Reson. B*, v.113, p.228-235, 1996.
121. PETROPOULOS, L.S. et al. An MRI elliptical coil with minimum inductance. *Meas. Sci. Technol.*, v.4, p.349-356, 1993.
122. LIU, H.Y.; PETROPOULOS, L.S. Spherical gradient coil for ultrafast imaging. *J. Appl. Phys.*, v.81, p.3853-3855, 1997.
123. BARBARA, T.M.; BRONNIMANN, C.E. Target field design for magic angle gradient coils. *J Magn. Reson.*, v.140, p.285-288, 1999.

124. BOWTELL, R.; PETERS, A. Magic-angle gradient-coil design. *J. Magn Reson. A*, v.115, p.55-59, 1995.
125. ECCLES, C.D. et al. Practical aspects of shielded gradient-coil design for localized in vivo NMR spectroscopy and small scale imaging. *Magn. Reson. Imag.*, v.12, p.621-630, 1994.
126. TURNER, R. Minimum inductance coils. *Meas. Sci. Technol.*, v.21, p.948-952, 1988.
127. WONG, E.C.; JESMANOWICZ, A.; HYDE, J.S. Coil optimization for MRI by conjugate gradient descend. *Magn. Reson. Med.*, v.21, p.39-48, 1991.
128. ENGELSBERG, M.; DE SOUZA, R.E.; PAZOS, C.M.D. The limitations of the target field approach to coil design. *J Phys. D: Appl. Phys.*, v.21, p.1062-1066, 1988.
129. CHRONIK, B.A.; RUTT, B.K. Constrained length minimum inductance gradient coil design. *Magn. Reson. Med.*, v.39, p.270-278, 1998.
130. TECHNICARE CORPORATION, COMPTOM, R.A. *Gradient-coil apparatus for magnetic resonance system*. Int. Cl. G01R 033/08. U.S. Patent 4 456 881. June 26, 1984.
131. WONG, E.C.; JESMANOWICS, A.; HYDE, J.S. Coil optimization for MRI by conjugate gradient descend. *Magn. Reson. Med.*, v.21, p.39-48, 1991.
132. DU, Y.P.; PARKER, D.L. Studies on the performance of circular and elliptical z-gradient coils using a simulated annealing algorithm. *Magn. Reson. Imag.*, v.15, p.255-262, 1997.
133. BUSZKO, M.L. et al. Optimization of transverse gradient coils with coaxial return path by simulated annealing. *J. Magn. Reson. B*, v.112, p.207-213, 1996.
134. CROZIER, S.; DODDRELL, D.M. A design methodology for short, whole-body, shielded gradient coils for MRI. *Magn. Reson. Imag.*, v.13, p.615-620, 1995.
135. CROZIER, S.; FORBES, L.; DODDRELL, D.M. The design of transverse gradient coils of restricted length by simulated annealing. *J Magn. Reson.*, v.107, p.126-128, 1994.
136. CROZIER, S.; DODDRELL, D.M. Design of shielded quadrupolar gradient coils for magnetic resonance microscopy by simulated annealing. *IEEE Tran. Magn.*, v.30, p.1242-1246, 1994.
137. CROZIER, S.; DODDRELL, D.M. Gradient coil design by simulated annealing. *J. Magn. Reson. A*, v.103, p.354-357, 1993.
138. WILLIAMS, G.B.; FISHER, B.J.; HUANG, C.L.H. Design of biplanar gradient coils for magnetic resonance imaging of the human torso and limbs. *Magn. Reson. Imag.*, v.17, p.739-754, 1999.
139. FISHER, B.; DILLON, N. Design of a biplanar gradient coil using a genetic algorithm. *Magn. Reson. Imag.*, v.15, p.369-376, 1997.

140. TOMASI, D. et al. Fast optimization of a biplanar gradient coil set. *J. Magn. Reson.*, v.140, p.325-339, 1999.
141. TOMASI, D. Stream Function Optimization for Gradient Coil Design. *Magn. Reson. Med.*, v.45, p.505-512, 2001.
142. TURNER, R.; BOWLEY, R. Passive screening of switched magnetic field gradient. *Meas. Sci. Technol.*, v.19, p.876-879, 1986.
143. TOMASI, D. GOSA. Gradient Optimization with fast Simulated Annealing Meted. Version 1.0. Universidad Nacional de General San Martín – Escuela de Ciencia y Tecnología, 07/2000.
144. STORN, R.; PRICE, K. Differential Evolution a Simple and Efficient Adaptive Scheme for Global Optimization over Continues Space. *Technical Report*, TR-95-012, 1992.
145. SÁNCHEZ, H.; GARRIDO, C. Multiobjective Resistive Magnet Optimization Using the Differential Evolution Algorithm. /Apresentado ao International Workshop on Inverse problems in electromagnetism, 6., Turín, 2000/.
146. MANSFIELD, P.; CHAPMAN, B. Active magnetic screening of coils in NMR imaging. *J. Magn. Reson.*, v.66, p.573-576, 1986.
147. MANSFIELD, P.; CHAPMAN, B. Active magnetic screening of coils for static and time-depend magnetic field generation in NMR imaging, *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, v.19, p.540-545, 1986.
148. GOLAY, M.J.E. *Magnetic field control apparatus*. U.S. Patent 3 515 979. November 4, 1957.
149. TECHRON DIVISION OF CROWN INTERNATIONAL, INC. *Techron 8606: Technical Manual*. Elkhart, 1992.
150. TOMASI, D.; PANEPUCCI, H. Magnetic fields mapping with the phase reference method. *Magn. Reson. Imag.*, v. 17, p.157–160, 1999.
151. JEHENSON, P.; WESTPHAL, M.; SCHUFF, N. Analytical method for compensation of eddy-currents effects induced by pulsed magnetic field gradients in NMR systems. *J. Magn. Reson.*, v.90, p.264-278, 1990.
152. CENTER FOR DEVICES AND RADIOLOGY HEALTH. *Guidance for industry and FDA Staff: Criteria for Significant risk investigations of Magnetic Resonance Diagnostic devices*. Washington, July 14, 2003. Disponível em: <http://www.fda.gov/cdrh/ode/guidance/793.pdf>.
153. CENTER FOR DEVICES AND RADIOLOGY HEALTH. *Guidance for Magnetic Resonance Devices - Criteria for Significant risk investigations*. Washington, September 29, 1997.
154. KNOWLES, R.J.R; MARKISZ, J.A. *Quality assurance and image artifacts in magnetic resonance imaging*. Boston, Little Brown, 1988.

155. LERSKI, R.A. et al. Multi-centre trial with protocol and prototype test objects for assessment of MRI equipment. *Magn. Reson. Imag.*, v.6, 201-214, 1988.
156. NATIONAL ELECTRIC MANUFACTURERS ASSOCIATION. *Determination of two-dimensional geometric distortion in Diagnostic Magnetic Resonance Images*, MS 2-1989. Washington, 1994.
157. NATIONAL ELECTRIC MANUFACTURERS ASSOCIATION. *Determination of slice thickness in Diagnostic Magnetic Resonance Images*, MS 5-1991. Washington, 1994.
158. NATIONAL ELECTRIC MANUFACTURERS ASSOCIATION. *Characterization of Special Purpose Coils for Diagnostic Magnetic Resonance Images*, MS 6-1991. Washington, 1994.
159. LERSKI, R.A.; DE CERTAINES, J.D. Performance assessment and quality control in MRI by Eurospin test objects and protocols. *Magn. Reson. Imag.*, v.11, 817-833, 1993.
160. FIRBANK, M.J. et al. Quality assurance for MRI: Practical experience. *Br. J. Radiology*, v.73, p.376-383, 2000.
161. GONZÁLEZ, E.R. *Descriptores cuantitativos de calidad para Tomógrafos por Resonancia Magnética*. Santiago de Cuba, 2003. 115p. Tesis de doctorado – Centro de Biofísica Médica, Universidad de Oriente.
162. COLOMBO, P. et al. Multicentre trial for the set-up of a MRI quality assurance programme. *Magn. Reson. Imag.*, v.22, p.93-101, 2004.
163. ROMEU, F.; HOULT, D.I. Magnetic field profiling: Analysis and correcting coil design. *Magn. Reson. Med.*, v.1, p.44-65, 1984.
164. CHEN, C-N.; HOULT, D.I. *Biomedical Magnetic Resonance Technology*. Bristol and New York, Adam Hilger, 1989. Cap. 3., p.76-116: Magnets and magnetic fields.
165. JACKSON, J.D. *Classical eletrodynamics*. 2nd edition. New York, Willey, 1975. p.54-75.
166. TELES, J.; GARRIDO, C.E.; TANNÚS, A. A convenient procedure for magnetic field homogeneity evaluation. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, v.37, 1877-1880, 2004.
167. GARRIDO, C.E.; PANEPUCCI, H.C. Homogeneização do campo magnético estático numa maquina de imagens por ressonância magnética./ Apresentado ao VI Workshop da Pós-graduação do IFSC, São Carlos, 2002/.
168. WILLCOTT, M.R.; MEE, G.L.; CHESICK, J.P. Magnetic field mapping in NMR imaging. *Magn. Reson. Imag.*, v.5, p.301-306, 1987.
169. SCHNEIDERS, N.J. Solutions of two paramagnetic ions for use in nuclear magnetic resonance phantoms. *Med. Phys.*, v.15, p.12-16, 1988.
170. HAACKE, E.M. et al. *Magnetic Resonance Imaging Physical Principles and Sequence Design*. New York, John Wiley & Sons, 2001. Cap.10, p. 194-196: 3D Volume Imaging.

171. CARR, Y. Steady-state free precession in nuclear magnetic resonance. *Phys. Rev.*, v. 112, p.1693-1701, 1958.
172. MANSFIELD, P.; MORRIS, P.G. In: *NMR imaging in biomedicine*. New York: Academic Press, 1982. Cap. 3, p.65-77: Steady-state free precession.
173. HAACKE, E.M. et al. *Magnetic Resonance Imaging Physical Principles and Sequence Design*. New York, John Wiley & Sons, 2001. Cap. 18, p.451-512: Fast Imaging in Steady State.
174. VAN DER MUELEN, P.; GROEN, J.P.; CUPPEN, J.J.M. Very fast MR imaging by field echoes and small angle excitation. *Magn. Reson. Imag.*, v.3, p.297-299, 1985.
175. HAASE, A. et al. FLASH Imaging. Rapid NMR imaging using low flip-angle pulses. *J. Magn. Reson.*, v.67, 258-266, 1986.
176. OPPELT, A. et al. FISP: A new fast MRI sequence. *Electromedica*, v.54, p.15-18, 1986.
177. VAN DER MUELEN et al. Fast field echo imaging: An overview and contrast calculations. *Magn. Reson. Imag.*, v.6, p.355-368, 1988.
178. HAACKE, E.M.; WEILOPOLSKI, P.A.; TKACH, J.A. A comprehensive technical review of short TR, fast magnetic resonance imaging techniques. *Rev. Magn. Reson. Med.*, v.3, p.53-60, 1991.
179. FRAHM, J.; HÄNICKE, W.; MERBOLDT, K.D. Transverse coherence in rapid FLASH NMR imaging. *J. Magn. Reson.*, v.72, p.307-314, 1987.
180. PATZ, S. Some factors that influence the steady-state free precession. *Magn. Reson. Imag.*, v.6, p.405-413, 1988.
181. HARGREAVES, B.A. et al. Characterization and reduction of the transient response in steady-state MR imaging. *Magn. Reson. Med.*, v.46, p.149-158, 2001.
182. HUANG, T-Y. et al. Are TrueFISP image T_2/T_1 -weighted?. *Magn. Reson. Med.*, v.48, p.684-688, 2002.
183. HENNING, J.; SPECK, O.; SCHEFFLER, K. Optimizations of signal behavior in the transition to driven equilibrium in steady-state free precession sequences. *Magn. Reson. Med.*, v.48, p.801-809, 2002.
184. SCHEFFLER, K. On the transient phase of balanced SSFP sequences. *Magn. Reson. Med.*, v.49, p.781-783, 2003.
185. GANTER, C. Off-resonance effects in the transient response of SSFP. *Magn. Reson. Med.*, v.52, p.368-375, 2004.
186. KERNIGHAN, B.W.; RITCHIE, D.M. *The C Programming Language*. New Jersey, Prentice- Hall, 1978.

187. Instituto de Física de São Carlos – Universidade de São Paulo. Grupo de Ressonância Magnética. *TORMImage*. Versão 2.0.11. São Carlos, 1999-2004.
188. Rorden Ch. *MRicro*. Disponível em: <http://www.cla.sc.edu/psyc/faculty/rorden/>. Acesso em: 26 de abril de 2004.
189. National Electrical Manufactures Association. *Digital Imaging Communications in Medicine*. Disponíveis em: <ftp://medical.nema.org/medical/dicom/2000/draft/>. Acesso em: 30 de abril de 2004.
190. HENDRIK, R.E.; KNEELAND, J.B.; STARK, D.D. Maximizing signal-to-noise and contrast-to-noise ratios in FLASH imaging. *Magn. Reson. Imag.*, v.5, p.117-127, 1987.
191. BUXTON, R.B. et al. Signal intensity in fast NMR imaging with short repetition times. *J. Magn. Reson.*, v.83, p.576-585, 1989.
192. BUENO, L.S. *Aquisição rápida de imagens com metodologias tipo Echo Planar Imaging - Implementação das seqüências EPI e SEPI*. São Carlos, 2004. 120p. Dissertação (Mestrado) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo. Apêndice C, p.97-100: Função *sampling* e Critério de Nyquist.
193. HAACKKE, E.M. et al. *Magnetic Resonance Imaging Physical Principles and Sequence Design*. New York: John Wiley & Sons, 2001. Cap. 12, p.231-264: Sampling and aliasing in image reconstruction.
194. MACOVSKI, A. Selective projection imaging: Application to radiologist and nmr. *IEEE Trans. Med. Imag.*, v.MI-1, p.42-47, 1982.
195. CARR, H.Y.; PURCELL, E.M. Effects of diffusion on free precession in nuclear magnetic resonance experiments. *Phys. Rev.*, v.94, p.630-638, 1954.
196. SINGER, J.R. Blood flow rates by nuclear magnetic resonance. *Science*, v.130, p.1652-1653, 1959.
197. MORSE, O.C.; SINGER, J.R. Blood velocity measurements in intact subjects. *Science*, v.170, p.440-441, 1970.
198. HANH, E.L. Detection of sea-water motion by nuclear precession. *J. Geophys. Res.*, v.65, p.776-777, 1960.
199. STEJSKAL, E.O.; TANNER, J.E. Spin diffusion measurements: Spin echoes in the presence of a time-dependent field gradient. *J. Chem. Phys.*, v.42, p.288-292, 1965.
200. NISHIMURA, D.G. Time-of-Flight MR Angiography. *Magn. Reson. Med.*, v.14, p.194-201, 1987.
201. NISHIMURA, G.N. et al. MR Angiography by selective inversion recovery. *Magn. Reson. Med.*, v.4, p.604-618, 1987.
202. NISHIMURA, G.N.; MACOVSKI, A.; PAULY, J.M. Consideration of Magnetic Resonance Angiography by selective inversion recovery. *Magn. Reson. Med.*, v.7, p.472-484, 1988.

203. NISHIMURA, G.N; MACOVSKI, A.; PAULY, J.M. Magnetic Resonance Angiography. *IEEE on Med. Imag.*, v.MI-5, p.140-151, 1986.
204. GROVER, T.; SINGER, J.R. NMR Spin-echo flow measurements. *J. Appl. Phys.*, v.42, p.938-940, 1971.
205. Siemens AG Medical Solution. *Magnetom Trio Catalog*, 2002.
206. Siemens AG Medical Solution. *Magnetom Avanto Catalog*, 2003.
207. GE Medical Systems. *Signa Application Guide*, Volume 3: Vascular imaging, 2003.
208. DUMOLIN, C.L. et al. Three-dimensional time-of-flight Magnetic Resonance Angiography using spin saturation. *Magn. Reson. Med.*, v.11, p.35-46, 1989.
209. NISHIMURA, G.N. et al. Magnetic Resonance Angiography by selective inversion recovery using a compact gradient echo sequence. *Magn. Reson. Med.*, v.8, p.96-103, 1988.
210. AZEVEDO, E.R. *Efeitos do movimento em imagens por RMN e implementação das técnicas "Gradient Moment Nulling" e pre-saturação espacial para redução de artefatos relacionados ao movimento*. São Carlos, 1998. 116p. Dissertação (Mestrado) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo.
211. DIXON, W.T. et al. Projection angiograms of blood labeled by adiabatic fast passage. *Magn. Reson. Med.*, v.3, p.454-462, 1986.
212. DUMOLIN, CH.L.; HART, H.R. Magnetic Resonance Angiography. *Radiology*, v.161, p.717-720, 1986.
213. DOYLE, M.; MATSUDA, T.; POHOST, G.M. A new acquisition mode for 2D inflow refreshment Angiography. *Magn. Reson. Med.*, v.18, p.51-62, 1991.
214. FRAHM, J. et al. Rapid line scan NMR Angiography. *Magn. Reson. Med.*, v.7, p.79-87, 1988.
215. MATSUDA, T.; DOYLE, M.; POHOST, G.M. Direct projective time-of-flight NMR Angiography within 4 s. *Magn. Reson. Med.*, v.18, p.395-404, 1991.
216. LAUB, G. Displays for MR Angiography. *Magn. Reson. Med.*, v.14, p.222-229, 1990.
217. BROWN, D.G.; RIEDERER, S.J. Contrast-to-noise ratios in maximum intensity projection images. *Magn. Reson. Med.*, v.23, p.130-137, 1992.
218. MANSFIELD, P.; MAUDSLEY, A.A.; BAINES, T. Fast scan proton density imaging by NMR. *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, v.9, p.271-278, 1976.
219. MANSFIELD, P. Multi-planar image-formation using NMR spin echoes. *J. Phys. C: Solid State Phys.*, v.10, L.55-58, 1977.
220. HAACKE, E.M. et al. *Magnetic Resonance Imaging Physical Principles and Sequence Design*. New York, John Wiley & Sons, 2001. Cap.19, p.546-552: Artifacts and phase correction.

- 221. HAACKE, E.M. et al. *Magnetic Resonance Imaging Physical Principles and Sequence Design*. New York, John Wiley & Sons, 2001. Cap.19, p.522-524: Filter effects and N/2 Ghosting.
- 222. JOHNSON, J.B. Thermal agitation of electricity in conductors. *Phys. Rev.*, v.32, p.97-109, 1929.
- 223. PÉREZ DE ALEJO, R. et al. Automatic tuning and matching of a small multi-frequency saddle coil at 4.7 T. *Magn. Reson. Med.*, v.51, p.869-873, 2004.
- 224. GUÉRON, M.; LEROY, J.L. NMR of water protons. The detection of their nuclear spin-noise, and a simple determination of absolute probe sensitivity based on radiation damping. *J. Magn. Reson.*, v.85, p.209-215, 1989.
- 225. CHURCHILL, R.V. *Variáveis complexas e suas aplicações*. McGraw-Hill, São Paulo, 1975. Cap.8-9, p.180-227: Transformações conformes.
- 226. MATHSOFT, INC. *MathCad*. Version 6.0 Student edition. 1995.

ANEXOS

Anexo A: Relação sinal ruído em um simples experimento de RMN.

Partindo do princípio de reciprocidade^[22-26], a força eletromotriz induzida na bobina receptora (ε) resulta do produto escalar da magnetização por unidade de volume ($\vec{M}$) e o campo magnético de radiofrequência gerado pela bobina receptora por unidade de corrente ($\vec{B}_{rec}$). Após uma integração por todo o volume da amostra o sinal de RMN será:

$$S = - \iiint_{V_{amostra}} \frac{\partial(\vec{B}_{rec} \cdot \vec{M})}{\partial t} \cdot dV \quad (43)$$

Consideremos esta magnetização como aquela após a aplicação de um pulso de 90° pela direção x:

$$\vec{M} = M_0 \cdot e^{\left(i\omega_0 - 1/T_2^*\right)t} \cdot \hat{y} \quad (44)$$

Supondo uma amostra uniforme no interior de um campo magnético estacionário totalmente homogêneo podemos desprezar os efeitos de T_2^* e eliminar a dependência do sinal com o tempo de relaxação. Após subsistir (43) em (44), aplicando a derivada temporal na equação resultante e tomando a amplitude máxima obtemos:

$$S = M_0 \cdot \omega_0 \cdot \iiint_{V_{amostra}} B_I \cdot dV \quad (45)$$

Onde B_I representa o módulo de $\vec{B}_{rec}$. O incremento da média quadrática do ruído térmico^[222] por unidade de largura de banda (df) pode ser expresso como:

$$\frac{d\bar{N}^2}{df} = 4 \cdot k \cdot (T_{bobina} \cdot R_{bobina} + T_{amostra} \cdot R_{amostra}) \quad (46)$$

Aqui temos considerado o efeito da amostra como uma resistência equivalente em série com o transdutor^[81].

A relação sinal ruído (RSR) é definida pela razão entre a equação (45) e a raiz quadrada de (46), após combinar ambas é obtido:

$$RSR = \frac{M_0 \cdot \omega_0}{2 \cdot \sqrt{k \cdot \Delta f}} \cdot \frac{\iiint_{V_{amostra}} B_1 \cdot dV}{\sqrt{(T_{bobina} \cdot R_{bobina} + T_{amostra} \cdot R_{amostra})}} \quad (47)$$

Esta ultima expressão em função de resistências equivalentes é pouco usada, mais comum é substituir essas resistências pelo fator de qualidade (Q), que pode ser medido facilmente. Desta maneira, usando a fórmula do fator de qualidade para um circuito ressonante R-L-C de parâmetros concentrados, e logo em seguida aplicando a definição integral da indutância resulta:

$$Q = \frac{\omega \cdot L}{R_{bobina} + R_{amostra}} = \frac{\omega}{R_{bobina} + R_{amostra}} \cdot \frac{1}{\mu_0} \iiint B_1^2 \cdot dV \quad (48)$$

Este valor do Q é geral, pode ser carregado ou no vácuo. Para unificar as temperaturas na equação (47) podemos supor também uma temperatura equivalente entre a amostra e o transdutor:

$$T_{equivalente} = \frac{(T_{bobina} \cdot R_{bobina} + T_{amostra} \cdot R_{amostra})}{R_{bobina} + R_{amostra}} \quad (49)$$

A partir das expressões (48) e (49) podemos deixar em evidência:

$$(T_{bobina} \cdot R_{bobina} + T_{amostra} \cdot R_{amostra}) = T_{equivalente} \cdot \frac{\omega}{Q} \cdot \frac{1}{\mu_0} \int B_1^2 \cdot dV \quad (50)$$

Finalmente substituindo (50) em (47) obtemos:

$$RSR = \frac{M_0}{2 \cdot \sqrt{k \cdot \Delta f}} \cdot \frac{C1 \cdot \sqrt{\mu_0 \cdot \omega_0 \cdot \eta \cdot V_{amostra}}}{\sqrt{T_{equivalente} \cdot C2}} \cdot \sqrt{Q} \quad (51)$$

Onde os coeficientes C1 e C2 representam uma medida da uniformidade de nosso campo de RF com respeito ao campo no centro (B_{1c}), η (fator de preenchimento) representa a fração de energia magnética na região da amostra com respeito à energia magnética total da bobina^[69]:

$$C1 = \frac{\int_{V_{amostra}} B_1 \cdot dV}{B_{1c} \cdot V_{amostra}} \quad C2 = \frac{\int_{V_{amostra}} B_1^2 \cdot dV}{B_{1c}^2 \cdot V_{amostra}} \quad \eta = \frac{\int_{V_{amostra}} B_1^2 \cdot dV}{\int_{\infty} B_1^2 \cdot dV} \quad (52)$$

A expressão (51) mostra a grande quantidade de fatores que afetam a RSR quando são consideradas as características da amostra e a distribuição do campo magnético de radiofrequência. Em campos baixos uma forma simplificada é usada por projetistas de bobinas, aproveitando a pequena influência da amostra, a atenção é centrada na relação $B_1 / \sqrt{R_{bobina}}$ da equação (47).

De uma forma mais geral, o interesse é focalizado no fator de preenchimento desde um ponto de vista de cálculo^[69] e no fator de qualidade desde um ponto de vista experimental^[66,223], estas duas quantidades juntas resultam um indicador de sensibilidade absoluta^[224]. A regra simples a seguir no projeto do transdutor receptor é aumentar ao máximo a sensibilidade com uma uniformidade razoável e poucas perdas (muitas vezes inevitáveis).

A expressão de RSR mais comum na literatura^[68] é similar a (51), mas sem os coeficientes C1 e C2. Estes coeficientes resultam significativos na otimização de bobinas com baixa uniformidade, por exemplo bobinas superficiais, e devem ser considerados.

Anexo B: Determinação analítica da densidade de corrente numa configuração de 4 fitas condutoras na superfície de um cilindro infinito.

Após aplicar as equações de Maxwell numa fita condutora de comprimento (ao longo do eixo z) e condutividade infinita, notamos que pode ser sustentado um modo eletromagnético transversal (TEM)^[71]. Neste modo as componentes longitudinais do campo são nulas e as transversas satisfazem uma equação de Laplace. A componente transversal do campo elétrico pode ser escrita com menos o gradiente transversal de uma função potencial. Assim, o problema equivalente para determinar esta componente transversa será a partir da determinação do potencial elétrico na superfície de um condutor similar ao problema eletrostático.

Da suposição de condutores infinitos no eixo z este problema torna-se bi-dimensional. Como o potencial elétrico neste caso é uma função harmônica podemos usar transformações conformes para determiná-lo^[225].

A geometria do problema que nós interessa é uma fita em forma de arco (Figura 83-a) cuja transformação adequada do plano complexo Z ($z=x+i\cdot y$) ao plano complexo W ($w=u+i\cdot v$) é do tipo^[72]:

$$w = i \cdot \left(\frac{z - a}{z + a} \right) \quad (53)$$

Neste novo plano W o arco condutor corresponde aos intervalos $[-\infty; -\cot(\delta/2)]$ e $[\cot(\delta/2); +\infty]$ no eixo real, e o infinito corresponde a um simples ponto ($w=-i$), como pode ser apreciado na Figura 83-b. Em ambas as regiões é conhecido o potencial. Na fita condutora podemos considerar potencial nulo e no infinito um potencial constante. Fazendo uma nova transformação do tipo:

$$w' = \sqrt{w^2 - c^2} \quad (54)$$

Onde a informação sobre a abertura angular da fita expressa em graus ($2\cdot\delta$) está em:

$$c = \cot(\delta/2).$$

Desta maneira, nesta última geometria colocamos um plano infinito de potencial nulo no plano real e um fio condutor infinito de densidade de carga por unidade de comprimento (λ) em $w' = i+c$. Aplicando o método das imagens podemos eliminar o plano de potencial nulo por outro fio infinito de densidade de carga $-\lambda$ em $w' = -(i+c)$ (Figura 83-c).

Figura 83- Transformação conforme no problema de uma fita condutora infinita em forma de arco: a) Plano real (XY), b) Plano transformado W (UV), c) Plano transformado W' e uso do método das imagens.

Neste

novo problema no plano W' o potencial terá uma solução simples:

$$\phi(w') = \frac{\lambda}{2 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot \ln \left(\frac{w' - i \cdot \sqrt{1+c^2}}{w' + i \cdot \sqrt{1+c^2}} \right) \quad (55)$$

Ou melhor em w:

$$\phi(w) = \frac{\lambda}{2 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot \ln \left(\frac{\sqrt{w^2 - c^2} - i \cdot \sqrt{1+c^2}}{\sqrt{w^2 - c^2} + i \cdot \sqrt{1+c^2}} \right) \quad (56)$$

Agora podemos calcular a componente transversa do campo elétrico no plano Z, ela fica expressa como:

$$E_t(z) = - \frac{d\phi(w)}{dw} \cdot \frac{dw}{dz} \quad (57)$$

Aplicando as derivadas nas equações (52) e (55) obtemos:

$$E_t(z) = - \frac{\lambda}{2 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \frac{2 \cdot w \cdot \sqrt{1+c^2}}{(w^2 + 1) \cdot \sqrt{c^2 - w^2}} \cdot \frac{-2 \cdot i \cdot a}{(a + z)^2} \quad (58)$$

Este campo elétrico avaliado no condutor representa a densidade superficial de carga do condutor vezes permissividade dielétrica. A superfície em forma de arco em coordenadas cilíndricas é $z=a \cdot \cos(\varphi)+i \cdot a \cdot \sin(\varphi)$, onde φ representa o ângulo azimutal. A partir da equação (53) pode ser notado que $w=-\cot(\varphi)$. Deste modo, a equação (57) pode ser reescrita em função do ângulo azimutal como:

$$E_t(\varphi) = -\frac{\lambda \cdot \sqrt{I+c^2}}{\pi \cdot \varepsilon_0 \cdot a} \frac{\cos(\varphi) \cdot \sin^2(\varphi)}{(I+\cos(\varphi)) \cdot \sqrt{\cos^2(\varphi)-c^2 \cdot \sin^2(\varphi)}} \cdot (\cos(\varphi)-i \cdot \sin(\varphi)) \quad (59)$$

De forma particular, na bobina tipo sela existem 4 barras (Figura 13). Neste caso, aplicamos o princípio de superposição no campo elétrico para determinar o campo elétrico resultante da ação de cada uma delas.

A relação entre campo elétrico, densidade superficial de carga e densidade de corrente é linear, só se diferenciam em algumas constantes. Desta forma, a densidade de corrente total (J_t) no ângulo φ da superfície do cilíndrico pode também ser escrita como uma soma de 4 termos, representando cada um deles as barras de uma configuração tipo sela de abertura angular α :

$$J_t(\varphi) = J(\varphi) - J(\varphi + \alpha) - J(\varphi - \pi) + J(\varphi - \pi + \alpha) \quad (60)$$

Normalizando a densidade de corrente e utilizando as expressões (56) e (60) podemos calcular analiticamente a densidade de corrente no interior de cada uma das barras da configuração tipo sela aqui abordada em função de φ , $2 \cdot \delta$ e α . Após este cálculo analítico, a distribuição do campo magnético gerado por esta configuração pode ser determinada numericamente usando a lei de Biot-Savart.

Nas duas figuras seguintes é mostrado o comportamento da densidade de corrente normalizada, usamos o aplicativo MathCad^[226], em função da largura da fita expressa em graus ($2 \cdot \delta$) e em função da abertura angular (α). Da Figura 84-b pode ser notado que na medida que aumenta a largura da fita condutora, aumenta a uniformidade da densidade de

corrente no interior da mesma. Na Figura 85-b pode ser apreciado como o efeito de proximidade entre as barras torna assimétrico o perfil de corrente para distancias angulares entre barras comparadas com as dimensões da fita. Existe uma descontinuidade no ponto $\varphi=0$ considerada desprezível.

Figura 84- Comportamento da densidade total de corrente normalizada (J_t) em função do ângulo azimutal normalizado (φ) no interior de cada fita condutora para uma bobina tipo sela com 120° de abertura e diferentes larguras de fita: a) Seção transversa da bobina infinita, b) J_t versus φ ($\varphi=0^\circ$ é o centro da fita).

Figura 85- Comportamento da densidade total de corrente normalizada (J_t) em função do ângulo azimutal normalizado (φ) no interior de fitas com 20° de largura para uma bobina tipo sela com diferentes aberturas: a) Seção transversa da bobina infinita, b) J_t versus φ (entre -40° e 40° , $\varphi=0^\circ$ é o centro de cada fita).

Anexo C: Análise de dois circuitos ressonantes com acoplamento indutivo.

Analisemos dois circuitos ressonantes idênticos, indutivamente acoplados, e formado cada um deles por um capacitor e um indutor. Se aplicamos as regras de Kirchhoff em ambas as malhas de correntes I_1 e I_2 :

$$j \cdot \omega \cdot L \cdot I_1 - \frac{j}{\omega \cdot C} \cdot I_1 + j \cdot \omega \cdot M \cdot I_2 = 0 \quad (61)$$

$$j \cdot \omega \cdot L \cdot I_2 - \frac{j}{\omega \cdot C} \cdot I_2 + j \cdot \omega \cdot M \cdot I_1 = 0 \quad (62)$$

Deixando I_2 em evidência em (61) e substituindo em (62), resulta:

$$\frac{2 \cdot L}{M \cdot \omega^2 \cdot C} - \frac{L^2}{M} - \frac{1}{M \cdot \omega^4 \cdot C^2} + M = 0 \quad (63)$$

Adotemos a frequência de ressonância do circuito isolado como $\omega_0^2 = 1/(L \cdot C)$. Pela definição do coeficiente de acoplamento ($k = M/L$) a expressão em função de estes parâmetros pode ser escrita como:

$$\frac{2 \cdot \omega_0^2}{k \cdot \omega^2} - \frac{1}{k} - \frac{\omega_0^4}{k \cdot \omega^4} + k = 0 \quad (64)$$

Sendo as soluções as duas novas frequências de ressonância:

$$\left(\frac{\omega_0}{\omega_{\pm}} \right)^2 = 1 \mp k \quad (65)$$

Este raciocínio é válido para um acoplamento forte e da expressão anterior pode ser determinado o coeficiente de acoplamento a partir das frequências de ressonância. Porém, quando o acoplamento é próximo ao acoplamento crítico ($k_c \approx 1/Q$, sendo Q o fator de qualidade), ambas as ressonâncias juntam-se em sua largura de banda e não aparecem mais dois picos de ressonância. Desta maneira, a medida a partir dos picos torna-se impraticável. Neste caso consideramos as variações de impedância num circuito a partir das variações de carga no outro.

Reescrevamos as equações (61) e (62) para circuitos diferentes da seguinte forma:

$$I_1 \cdot Z_1 + j \cdot \omega \cdot M \cdot I_2 = 0 \quad (66)$$

$$I_2 \cdot Z_2 + j \cdot \omega \cdot M \cdot I_1 = 0 \quad (67)$$

Se na equação (66) deixamos em evidencia I_1 e substituímos em (67) notamos que isto resulta equivalente a agregar no circuito 2 uma impedância igual a:

$$Z_{adicional} = \frac{\omega^2 \cdot M^2}{Z_1} \quad (68)$$

Assim, fazendo a diferença entre as medidas de impedância complexa de um circuito, com o outro em duas condições (aberto e carregado), é possível estimar o coeficiente de acoplamento.

Esta impedância adicional equivalente, após agregar as resistências equivalentes das bobinas, pode ser separada em uma componente resistiva e outra reativa:

$$R_{in} = \frac{\omega^2 \cdot k^2 \cdot L^2}{R^2 + \left(L \cdot \omega - \frac{1}{\omega \cdot C}\right)^2} \cdot R \quad (69)$$

$$X_{in} = \frac{\omega^2 \cdot k^2 \cdot L^2}{R^2 + \left(L \cdot \omega - \frac{1}{\omega \cdot C}\right)^2} \cdot \left(L \cdot \omega - \frac{1}{\omega \cdot C}\right) \quad (70)$$

Na frequência de ressonância nota-se que a resistência adicional pode ser escrita como: $R_{in} = \eta^2 \cdot R$. Onde $\eta = k \cdot Q$ é um coeficiente de acoplamento relativo. Assim, o fator de qualidade real será diminuído em $1 + \eta^2$ vezes.

Para avaliar o efeito do acoplamento sobre a relação sinal ruído num conjunto em quadratura nos baseamos no análise de um artigo de Tropp e Derby^[108]. Se em cada um dos circuitos em análise colocamos duas fontes de voltagem U_1 e U_2 na mesma frequência ω , ao aplicar Kirchhoff em cada malha:

$$\left(\omega_0^2 - \omega^2 + \frac{i \cdot \omega \cdot \omega_0}{Q} \right) \cdot I_1 - k \cdot \omega^2 \cdot I_2 = \frac{i \cdot \omega \cdot U_1}{L} \quad (71)$$

$$\left(\omega_0^2 - \omega^2 + \frac{i \cdot \omega \cdot \omega_0}{Q} \right) \cdot I_2 - k \cdot \omega^2 \cdot I_1 = \frac{i \cdot \omega \cdot U_2}{L} \quad (72)$$

Onde ω_0 e Q são a frequência de ressonância e o fator de qualidade de uma bobina isolada, respectivamente. Somando e restando ambas as equações obtemos:

$$I_1 \pm I_2 = \frac{i \cdot \omega \cdot (U_1 \pm U_2)}{L_{\pm} \cdot \left(\omega_{\pm}^2 - \omega^2 + \frac{i \cdot \omega \cdot \omega_{\pm}}{Q_{\pm}} \right)} \quad (73)$$

Sendo $L_{\pm} = (1 \pm k) \cdot L$ e $Q_{\pm} = (1 \pm k)^{1/2} \cdot Q$. Ficando a matriz de resposta para valores pequenos de k como:

$$G(\omega) = \Sigma \frac{(i \cdot \omega) |I\rangle \langle I|}{L \cdot \left(\omega_1^2 - \omega^2 + \frac{i \cdot \omega \cdot \omega_1}{Q} \right)} \quad (74)$$

Na frequência de ressonância o denominador fica como: $\omega_0 \cdot R \cdot (\mp \eta + i)$ e matriz pode ser expressa:

$$G(\omega_0) = \frac{1}{R \cdot (1 + \eta^2)} \cdot \begin{bmatrix} 1 & -i \cdot \eta \\ -i \cdot \eta & 1 \end{bmatrix} \quad (75)$$

Ao fazer uma estimativa da potência total dissipada em ambos os circuitos ao ser alimentado um deles com uma voltagem U :

$$P = (I_1^2 + I_2^2) \cdot R = \frac{U^2}{R \cdot (1 + \eta^2)} \quad (75)$$

Equivalente a um único circuito com resistência: $R \cdot (1 + \eta^2)$, como já foi obtido. Utilizando (75) podemos obter a corrente em cada circuito ao detectar um sinal em quadratura ($|e1\rangle + i|e2\rangle$). Depois de combinado adequadamente sua amplitude diminui como: $1/(1 + \eta^2)$.