

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA E INFORMÁTICA

**TRANSDUTORES DE RF PARA EXPERIMENTOS
DE IMAGENS EM PEQUENOS ANIMAIS.**

Daniel Papoti

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

Orientador: Prof. Dr. Alberto Tannús

São Carlos
2006

Papoti, Daniel

Transdutores de RF para experimentos de Imagens em pequenos animais/Daniel Papoti.– São Carlos, 2004.

144 p.

Dissertação (Mestrado) – Instituto de Física de São Carlos, 2006.

Orientador: Prof. Dr. Alberto Tannús

1. Ressonância Magnética Nuclear.
2. Transdutores de RF.

“O único lugar em que sucesso vem antes de trabalho é no dicionário”.

Albert Einstein

DEDICATÓRIA

Dedico este trabalho aos meus pais,
Santo e Florinda, e à minha namorada
Samanta.

AGRADECIMENTOS

Gostaria de agradecer inicialmente ao meu orientador, Prof. Dr. Alberto Tannús por estar me orientando desde a iniciação científica, pela paciência, atenção, amizade e confiança em mim depositadas.

Ao engenheiro Dr. Edson Luís Géa Vidoto, por quem tenho grande admiração e amizade, e por todos os ensinamentos transmitidos.

Ao amigo Dr. Carlos Ernesto Garrido Salmon pela imensa ajuda com o *software MATLAB* e pelas valiosas discussões sobre o trabalho.

Ao engenheiro Dr. Mateus José Martins e ao técnico José Carlos Gazziro, pela amizade e cooperação.

Aos demais membros do grupo de imagens por RMN: Odir Adolfo Canevarollo, João Gomes da Silva Filho e à secretária do grupo Isabel Possatto.

Aos técnicos e funcionários da oficina mecânica e da biblioteca do IFSC, pela competência e excelente qualidade de seus trabalhos.

Aos amigos do laboratório: Dr. Rogério Ferreira Xavier, Fernando Fernandes Paiva, João Teles, Felipe de Souza, Daniel Cesar Braz, pelo agradável e construtivo dia-a-dia.

Aos amigos de república: Carlos Renato (Baca), Paulino e Daniel Vieira, pela convivência e momentos de descontração.

As amizades mantidas desde a graduação, em especial aos amigos Marcel Nogueira, Vinícius Giacometti, Rubens Gonçalves Jr. (Alanis) e Sidney de Oliveira Freitas (Feinho). Também ao amigo Mardoqueu M. da Costa, pela ajuda com os ratos.

Aos amigos de Bauru: Balboa, Vitão, Cabelo, Wallace, Nerso e Pum, pela amizade de tantos anos.

Aos meus ídolos: meu pai, Santo e minha mãe, Florinda. Aos meus queridos irmãos Marcelo, João e Mônica, e a minha quase cunhada Francine.

As pessoas responsáveis pela minha formação em Física: meus tios Marta e Nelson Giraldi e minha prima Rosângela Giraldi Soila.

A minha segunda família, que gosto muito: Vera, Irineu, Davi e Érica.

A minha namorada Samanta, pelo carinho, amor e paciência em todos os momentos, sempre ao meu lado, me incentivando e apoiando.

Às agências financiadoras CAPES, FAPESP e CNPq, indispensáveis à realização deste trabalho.

SUMÁRIO

LISTA DE FIGURAS	v
LISTA DE TABELAS	xi
LISTA DE ABREVIATURAS	xii
RESUMO	xiii
ABSTRACT	xiv
Introdução.....	15
1 - Introdução às Imagens por RMN.....	17
1.1 - Interação entre núcleo atômico e Campo Magnético	17
1.2 - Magnetização de um Volume elementar-<i>Voxel</i>.....	23
1.3 - Efeitos do Pulso de Radiofrequência.....	25
1.4 - As Equações de Bloch	31
1.5 - O Sinal de RMN - <i>FID</i>.....	32
1.6 - Os mecanismos de Relaxação	34
1.7 - Codificação espacial: Imagens Unidimensionais	37
1.8 - Excitação seletiva	43
1.9 - Imagens Bidimensionais	44
2 - Transdutores de Radiofrequência.....	49
2.1 - Ressonadores: O <i>Birdcage Coil</i>	49
2.2 - Bobinas tipo sela: <i>Saddle coil</i>	57
2.3 - Relação Sinal - Ruído	59
2.3.a - Ruído produzido pelo Transdutor	59
2.3.b - Ruído introduzido pela amostra	62
2.3.c - Ruído captado do ambiente	64
2.4 - Homogeneidade de campo.....	64
2.5 - Efeitos da blindagem de RF	65
2.6 - Circuitos de sintonia e acoplamento	69
3 - Construção dos Transdutores.....	72
3.1 - <i>Birdcage</i> com 8 pernas-B8.....	74

3.2 - Birdcage com 16 pernas / 8 correntes-B16M	78
3.3 - Birdcage com 16 pernas/8 correntes cruzada-B16XM	82
3.4 - Sela Cruzada- SX	86
4 - Caracterização dos Transdutores	93
4.1 - Medidas do fator de qualidade	94
4.2 - Perfil de sensibilidade	96
4.3 - Determinação da relação Sinal/Ruído (SNR)	100
4.3.a - Método-1	100
4.3.b - Método-2	101
4.3.c - Medidas da SNR.....	101
4.4 - Avaliação da Homogeneidade de campo	106
4.4.a - <i>Compensated Double Angle Method (CDAM)</i>	107
4.4.b - Mapa de campo B_1	109
4.5 - Testes com Imagens	120
4.5.a - Birdcage-8	121
4.5.b - Birdcage-16M	122
4.5.c - Birdcage-16MX.....	123
4.5.d - Sela Cruzada	124
5 - Conclusões	127
5.1 - Considerações finais	127
5.2 - Perspectivas de trabalhos futuros	129
Referências Bibliográficas	130
Apêndice A	134
Apêndice B	141

LISTA DE FIGURAS

Figura 1-1: A carga distribuída no próton gera um momento magnético.....	18
Figura 1-2: Possíveis níveis energias para um sistema de $spin\ 1/2$ como resultado do Hamiltoniano de interação Zeeman.	19
Figura 1-3: Espectro Eletromagnético mostrando em destaque a banda de frequência de rádio.....	21
Figura 1-4: Analogia somente para o movimento de precessão, entre o $spin$ (a) e o Pião (b).....	23
Figura 1-5: Momentos magnéticos precessionando em torno do eixo z com mesma frequência e fase randômica, resultando na magnetização M_0 ao longo da direção z.....	24
Figura 1-6: Referencial do Laboratório sendo representado pelos versores $\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$ e referencial girante, representado por $\hat{x}', \hat{y}', \hat{z}'$	26
Figura 1-7: Magnetização vista do Referencial do Laboratório (a) e do Referencial Girante (b).....	26
Figura 1-8: Campo B_1 decomposto em duas componentes circularmente polarizadas que giram em sentido horário e anti horário, cada uma com metade da amplitude... ..	27
Figura 1-9: Magnetização precessionando em torno do campo de RF B_1 aplicado ao longo da direção x no referencial girante de coordenadas.	29
Figura 1-10: (a) ângulo de flip para um tempo τ originando uma magnetização transversal. (b) Pulso $\pi/2$ ou 90° . (c) Pulso π ou 180° , também conhecido como pulso de inversão.	30
Figura 1-11: Curvas mostrando a evolução no tempo da Magnetização longitudinal (a) e da Magnetização transversal (b).	32
Figura 1-12: (a) Figura mostrando um exemplo de montagem experimental para a captação de um sinal de RMN. (b) f.e.m. diminuindo exponencialmente com o tempo-FID.....	33
Figura 1-13: Seqüência de figuras mostrando os mecanismos de relaxação após a excitação por um pulso $\pi/2$	35
Figura 1-14: FID seguido por um <i>Echo</i> cuja amplitude segue a curva e^{-t/T_2} e o centro ocorre em um instante 2τ após a aplicação do pulso $\pi/2$	36
Figura 1-15: Seqüência de figuras mostrando a origem do fenômeno de <i>spin Echo</i> . Magnetização é levada ao plano transversal após um pulso $\pi/2$ (a), instantes depois	

- ocorre uma perda na coerência de fase dos spins (b). Após a aplicação de um pulso π no instante τ (c) há uma recuperação na fase dos spins (d), em que no instante 2τ os spins possuem máxima coerência de fase (e) e novamente os spins começam a precessionar fora de fase (f). 37
- Figura 1-16: Três tubos com quantidades diferentes de água sujeitos a um campo magnético com intensidade dependendo da posição..... 38
- Figura 1-17:FID's produzidos pelos tubos 1, 2 e 3 com freqüência dependendo da localização dos tubos e amplitude dependendo da quantidade de amostra..... 39
- Figura 1-18: (a)-Sinal $S(t)$ produzido pelos 3 tubos. (b) Decomposição espectral de $S(t)$ 39
- Figura 1-19: Função $W(k)$ e sua respectiva transformada de *Fourier*, conhecida como *Point spread function*..... 41
- Figura 1-20: Ilustração do critério de boa resolução, sendo a distância entre os *pixels* δx deve ser maior do que a largura média dos *pixels* Δx 42
- Figura 1-21: Campo magnético produzido pelas bobinas de Gradientes: (a) Gradientes na direção x (G_x). (b) Gradientes na direção y (G_y). (c) Gradientes na direção z (G_z)...... 44
- Figura 1-22: Seqüência de eventos para a obtenção de imagens bidimensionais (SE-2DDFT), com a seqüência de eventos no tempo (a) e sua correspondência no espaço-k (b). 46
- Figura 1-23: (a) Sinal codificado em freqüência e em fase no espaço-k. (b) *FT* feita na direção de codificação de freqüência. (c) *FT* feita nas direções de codificação de freqüência e Fase. (d) Intensidade do sinal sendo representada pela intensidade dos *pixels*. 48
- Figura 2-1: Cilindro condutor com uma densidade de corrente superficial que produz um campo magnético homogêneo e perpendicular ao eixo z. 50
- Figura 2-2: Geometria conhecida como *Birdcage Coil* com capacitores inseridos no meio dos condutores, conhecido como passa altas - (a), e na extremidade dos condutores, conhecido como passa baixas - (b). 51
- Figura 2-3: Análise dos circuitos equivalentes para os ressoadores do tipo *Birdcage passa-altas*. 52
- Figura 2-4: Gráficos em contornos e em escala de cinza do campo B_1 para um *BirdCage-16* passa altas. (a) modo $m = 1$. (b) modo $m = 2$ 55
- Figura 2-5: Mapa de contorno para o campo magnético normalizado pelo campo no centro para um *Birdcage* com 8 pernas (a), e para um *Birdcage* com 16 pernas (b). 56
- Figura 2-6: (a) Função seno discretizada em 6 pontos, tal que o valor da corrente para $\phi=0$, e π é nula. Para $\phi=\pi/6$, $5\pi/6$ tem valor I_0 e para $\phi=7\pi/6$, $11\pi/6$ tem valor $-I_0$.

(b) Vista frontal mostrando as correntes entrando (●) e saindo (×), sendo que a separação angular entre os condutores é de 120° (ou 30° em relação ao eixo-x)..... 57

Figura 2-7: (a) Mapa de contorno produzido por uma bobina tipo sela normalizado pelo campo central.(b) curva mostrando que o mínimo valor para o (Desvio Padrão)/Média do campo para uma região de 20% do diâmetro é mínimo para separação angular igual à 120° (ou 30° em relação ao eixo-x, como indicado na figura 2-6 (b)). 58

Figura 2-8: Circuito que representa as perdas devido à presença da amostra na bobina..... 63

Figura 2-9: Ilustração do método das imagens. (a) Problema Original para uma superfície plana. (b) problema equivalente da superfície plana. (c) Método das imagens aplicado para um superfície cilíndrica. 66

Figura 2-10: Simulações feitas para uma bobina convencional do tipo *BirdCage-8* mostrando (a) redução da sensibilidade V_s diâmetro da blindagem. (b) Inomogeneidade da bobina V_s diâmetro da blindagem..... 67

Figura 2-11: Mapa de campo para um *Birdcage-8* com diâmetro de 6 cm cujo o diâmetro da blindagem é (a) 7 cm e (b) 14 cm. 68

Figura 2-12: Blindagem de RF utilizada nos experimentos, com sistema de posicionamento acoplado. 69

Figura 2-13: Diagrama elétrico de uma rede de transformação de impedâncias. 69

Figura 2-14: Diagrama elétrico para circuitos balanceados. (a) Circuito com balanceamento capacitivo. (b) circuito com balanceamento indutivo. 71

Figura 3-1: Cilindro com dimensões escolhidas de modo que o crânio dos *Marmosets* ficasse no centro dos transdutores..... 73

Figura 3-2: (a) Cilindro de PVC com os encaixes para as fitas de cobre onde foram construídos os *Birdcages*. (b) Dimensões das fitas de cobre utilizadas. 73

Figura 3-3: Gráfico mostrando como a Frequência de ressonância varia com o valor para os capacitores entre cada perna do *Birdcage-8*. 76

Figura 3-4: Associação em paralelo de capacitores encontrada para que a frequência de ressonância seja de 85.24 MHz. 76

Figura 3-5: Circuito balanceado capacitivo que conecta o cabo coaxial com o *Birdcage-8*..... 77

Figura 3-6: *Birdcage* de 8 pernas pronto com os capacitores fixos e variáveis..... 78

Figura 3-7: Mapa de contorno mostrando o valor do campo magnético normalizado pelo campo no centro para (a) *Birdcage-8*. (b) *Birdcage-16M*..... 79

Figura 3-8: Gráfico mostrando como a Frequência de ressonância varia com o valor dos capacitores entre cada duas perna no <i>Birdcage</i> -16M.	80
Figura 3-9: Associação em paralelo de capacitores encontrada para a frequência de ressonância de 85.45 MHz no B16M.	80
Figura 3-10: Circuito balanceado capacitivo que conecta o cabo coaxial com o <i>Birdcage</i> -16M.	81
Figura 3-11: <i>Birdcage</i> de 16 pernas e 8 correntes pronto, com os capacitores fixos e variáveis.	81
Figura 3-12: Forma como as fitas e capacitores são dispostos no <i>Birdcage</i> (a) B16M. (b) B16MX, mostrando que as fitas se cruzam na metade do comprimento	82
Figura 3-13: B16MX durante etapa de fixação das fitas de cobre com os cruzamentos.	83
Figura 3-14: Gráfico mostrando como a Frequência de ressonância varia com o valor para os capacitores entre cada perna do <i>Birdcage</i> -16MX.	84
Figura 3-15: Associação em paralelo de capacitores encontrada para a frequência de 85.45 MHz no B16MX	84
Figura 3-16: Circuito balanceado capacitivo que conecta o cabo coaxial com o <i>Birdcage</i> -16MX	85
Figura 3-17: <i>Birdcage</i> de 16 pernas pronto com os capacitores fixos e variáveis.	86
Figura 3-18: Cada fio da sela convencional transportando corrente são duplicados e cada fio passa a transportar metade da corrente original.	87
Figura 3-19: Superfície mostrando o mínimo valor do (Desvio Padrão)/Média para os ângulos α e β	87
Figura 3-20: Caminhos percorridos pela corrente nos condutores que constituem a bobina SX. (a) Situação em que a distância percorrida pela corrente elétrica para ir de A até B é a mesma tanto pela fita 1 como por 2. (b) Ponto de retorno da corrente, sendo a distância elétrica é diferente: $d_1 < d_2$. (c) Solução encontrada, em que o cruzamento entre as fitas condutoras matem o comprimento elétrico constante.	88
Figura 3-21: Estrutura de cobre da SX antes de ser montada sobre tubo de PVC. O cruzamento entre os condutores pode ser visto nas extremidades da estrutura.	90
Figura 3-22: Gráfico mostrando como a Frequência de ressonância varia com o valor do capacitor para a Sela Cruzada.	90
Figura 3-23: Circuito balanceado capacitivo que conecta o cabo coaxial com a Sela Cruzada.	91

Figura 3-24: (a) Sela Cruzada pronta, enfatizando os capacitores de Matching e de Tuning. (b) Cruzamentos entre as fitas condutoras.....	92
Figura 4-1: Montagem experimental utilizada para a medida do fator de qualidade dos transdutores.....	94
Figura 4-2: Curva mostrando as frequências f_1 e f_2 cujas amplitudes estão 3 dB abaixo da amplitude correspondente à frequência de ressonância f_0	95
Figura 4-3: Corte mostrando o <i>phantom</i> cilíndrico de PVC com uma esfera no interior, preenchida com solução de CuSO_4 à 5 mM.	95
Figura 4-4: Montagem experimental utilizada para a determinação do perfil de sensibilidade dos transdutores.....	97
Figura 4-5: Gráficos mostrando o perfil de sensibilidade como função da tensão aplicada para a região central dos transdutores. (a) <i>Birdcage</i> -8. (b) <i>Birdcage</i> -16M. (c) <i>Birdcage</i> -16MX. (d) Sela Cruzada.	98
Figura 4-6: Ruído produzido por uma carga resistiva de 50Ω para região de interesse circular.....	103
Figura 4-7: As imagens da parte superior mostram o ruído obtido pelo método-1 (diferença entre as imagens), as da parte inferior mostram o ruído obtido pelo método-2 (sem excitação de RF) para (a) <i>Birdcage</i> 8. (b) <i>Birdcage</i> -16M. (c) <i>Birdcage</i> -16MX. (d) Sela Cruzada.	104
Figura 4-8: Imagens com escala exagerada no brilho mostrando artefatos devido à Eddy Currents. (a) Imagem com artefato na direção de codificação de fase. (b) Inversão do artefato ao se inverter a direção de fase.	105
Figura 4-9: Sequência do <i>Compensated Double Method Angle</i> (CDAM).	109
Figura 4-10: Gráfico mostrando o comportamento da NU em função do ângulo de excitação α_1 para a sequência CDAM.	110
Figura 4-11: À esquerda temos o mapa de B_1 obtido através das simulações. Na figura da direita temos o mapa de B_1 obtido experimentalmente através do método CDAM.	111
Figura 4-12: Comparação entre os histogramas teórico e experimental para o B-8.	112
Figura 4-13: À esquerda temos o mapa de B_1 obtido por simulação para o B16M, à direita o obtido experimentalmente.....	113
Figura 4-14: Histograma teórico (linha pontilhada) e experimental (linha contínua) para o <i>Birdcage</i> -16M	114
Figura 4-15: Mapa de B_1 e histograma obtidos experimentalmente para o <i>Birdcage</i> 16MX	115

Figura 4-16: À esquerda temos o mapa de B_1 obtido através de simulação. À direita o mapa de campo B_1 obtido experimentalmente. Ambos estão normalizados com relação ao campo central.	116
Figura 4-17: Histogramas obtidos por simulação (linha pontilhada) e experimentalmente (linha contínua).....	117
Figura 4-18: Vista frontal da Sela Cruzada evidenciando o efeito das indutâncias mútuas entre os condutores vizinhos.....	118
Figura 4-19: Mapa de B_1 teórico que leva em conta os efeitos das indutâncias mútuas entre os condutores para o lado da bobina que não há cruzamentos.....	119
Figura 4-20: Conjunto de Imagens de um rato mostrando cortes transversal, sagital e coronal, respectivamente, utilizando o B-8.....	121
Figura 4-21: Conjunto de Imagens de um rato mostrando cortes transversal, sagital e coronal, respectivamente, utilizando o B-16M.	122
Figura 4-22: Conjunto de Imagens de um rato mostrando cortes transversal, sagital e coronal, respectivamente, utilizando o B-16MX.	123
Figura 4-23: Imagens mostrando os cortes transversal, sagital e coronal do crânio de um roedor utilizando a bobina tipo Sela Cruzada.	124
Figura 4-24: Imagens do crânio de um <i>marmoset</i> adquiridas utilizando-se a bobina tipo Sela Cruzada.	125
Figura A-1: Localização de fios condutores na superfície de um cilindro.....	134
Figura A.2: Arco condutor localizado na extremidade superior de um sistemas de coordenadas.....	136
Figura A.3: Densidade de corrente para uma fita condutora de largura $2b$	139
Figura A.4:Fitas condutoras sendo aproximadas por dois fios conduzindo correntes no mesmo sentido para (a)retas e (b) Segmentos circulares	140
Figura A.5:componentes transversais do campo magnético gerado por (a) fio condutor. (b) Fita condutora.....	140
Figura B.1:(a) Circuito real. (b) Circuito equivalente.....	143

LISTA DE TABELAS

Tabela 1-1: Tabela contendo alguns núcleos com seus <i>spins</i> (em unidades em que o próton tem <i>spin</i> 1/2), momentos magnéticos em unidades do magneton nuclear ($\mu_n=5.05\times 10^{-27}$ A·m ²), fator giromagnético e abundância no corpo humano (1M=1mol/litro).	18
Tabela 4-1: Resultados obtidos para as medidas do fator de qualidade dos transdutores Livre (sem <i>phantom</i>), Carregado (com <i>phantom</i>) e o deslocamento de frequência.	96
Tabela 4-2: Cálculo teórico do Campo magnético central.	99
Tabela 4-3: Medidas da SNR para todos os ressoadores utilizando os métodos propostos pelo NEMA.	102
Tabela 4-4: Resultados teóricos e experimentais para a NU do B-8.	111
Tabela 4-5: Resultados teóricos e experimentais para a NU do B-16M.	113
Tabela 4-6: Resultados teóricos e experimentais para a NU e Unif do B-16M.	115
Tabela 4-7: Valores teóricos e experimentais para a NU da Sela Cruzada.	116
Tabela A.1: <i>Skin Deph</i> para vários condutores	138

LISTA DE ABREVIATURAS

B-8	<i>Birdcage com 8 condutores</i>
B-16M	<i>Birdcage com 16 condutores e 8 correntes</i>
B-16MX	<i>Birdcage com 16 condutores e 8 correntes, cruzado</i>
CDAM	<i>Compensated Double Angle Method</i>
DAM	<i>Double Angle Method</i>
f.e.m.	<i>força eletromotriz</i>
FID	<i>Free Induction Decay</i>
FOV	<i>Field of View</i>
FT	<i>Fourier Transform</i>
MRI	<i>Magnetic Resonance Imaging</i>
MSGRE	<i>Multi Slice Gradient Recalled Echo</i>
MSSE	<i>Multi Slice Spin Echo</i>
NEMA	<i>National Electrical Manufacturers Association</i>
NU	<i>Não Uniformidade</i>
PFD	<i>Percentage Field Deviation</i>
PSF	<i>Point Spread Function</i>
RF	<i>Radiofreqüência</i>
RG	<i>Referencial Girante</i>
RL	<i>Referencial Inercial do Laboratório</i>
RMN	<i>Ressonância Magnética Nuclear</i>
ROI	<i>Region of Interest</i>
SD	<i>Standard Deviation</i>
SE	<i>Spin Echo</i>
SE2DDFT	<i>Spin Echo two Dimensional Direct Fourier Transform</i>
SNR	<i>Signal to Noise Rate</i>
SX	<i>bobina tipo Sela Cruzada</i>
TE	<i>Tempo ao Eco</i>
TR	<i>Tempo de Repetição</i>
Unif	<i>Uniformidade Relativa</i>

RESUMO

O objetivo deste projeto é o desenvolvimento de transdutores de RF tipo gaiola (*birdcage coil*) e sela (*saddle coil*), com desenho especial inovador, que mantém elementos com comprimento elétrico constante, para um campo magnético de 2 Tesla. Este transdutor deve permitir o estudo e também o desenvolvimento de novas metodologias em imagens e espectroscopia por RMN de pequenos primatas como *marmosets*, exigidos pela interação deste grupo com o programa CInAPCe (Cooperação Interinstitucional de Apoio a Pesquisas sobre o Cérebro). Essas bobinas também se destinam ao uso em metodologias de imagens e espectroscopia “in vivo” por Ressonância Magnética Nuclear (RMN), que utilizem pulsos de RF caracterizados como Pulsos Adiabáticos. Outra perspectiva é a continuação do desenvolvimento de bobinas de RF que operam segundo as características de bobinas de superfície, que pode resultar deste trabalho.

Os resultados nos mostram que para as dimensões e frequência utilizadas, a interação entre os condutores que compõe os transdutores é mais relevante do que a perda de fase da corrente elétrica devido às diferenças no comprimento elétrico. O cruzamento entre os condutores consiste num bom desenho alternativo, melhorando a homogeneidade de campo de RF e a relação sinal/ruído.

ABSTRACT

The purpose of the present work is the development of birdcage- and saddle-like RF transducers which were based on a special and innovative approach. The aim of this design is to keep constant the electromagnetic length of its elements, for a magnetic field intensity of 2 Tesla. These resonators will allow both the study and the development of new imaging and spectroscopy methods addressed to the NMR research on small primates such as marmosets. Such studies are part of the cooperation between this group and other participants of the CInAPCe program, Portuguese acronym for Inter-institutional Cooperation to Support Brain Research. Other perspective is the continuing development of RF coils whose characteristics are similar to surface coils, also designed for anatomic specific studies of imaging and in vivo NMR spectroscopy that take advantage from the use of RF pulses characterized as Adiabatic Pulses.

From the results it could be verified that, for the frequency and dimensions used, the interaction between the conductive paths present in the transducers is more significant than the electric current phase losses due to differences in electric path. The crossing of the conductive paths constitute a good alternative design, improving the RF field homogeneity and the signal to noise ratio.

Introdução

É conhecido de longa data o efeito de carga que uma amostra qualquer, particularmente tecidos biológicos, provocam numa bobina de RF para captação de sinais de RMN¹. A qualidade de uma imagem ou de um espectro por RMN está diretamente relacionada com esse efeito de carga. A principal fonte de carga que prejudica a qualidade do sinal é o acoplamento elétrico entre a bobina e o objeto sob estudo. Muitas propostas clássicas já foram feitas^{2,3} para minimizar tal efeito e são satisfatórias na maioria das aplicações em RMN, desde que as frequências não sejam altas, como descrito por Doty et al⁴.

A proposta de estudo de parte deste trabalho é também buscar um método de minimizar tais perdas em altas frequências. As técnicas mais promissoras já experimentadas por nós levam a uma diminuição significativa da indutância das bobinas de RMN para altas frequências, o que por si só diminui significativamente as perdas por acoplamento elétrico e radiação eletromagnética. Permitem ainda a manutenção de uma sintonia estável sob diversas condições de carga. O desafio, porém, está em garantir baixa indutância com homogeneidade de campo para bobinas grandes (*birdcage*, por exemplo). Para isso, novas técnicas de projeto para distribuir correntes em condutores conectados em paralelo e com a manutenção de “comprimento elétrico” comum entre esses condutores permitem alcançar os objetivos propostos de manutenção de homogeneidade de campo com baixas perdas por acoplamento e radiação.

O propósito deste trabalho é desenvolver e analisar o desempenho de dois modelos de transdutores de RMN para a anatomia específica de pequenos primatas como *marmosets* (sagüis), baseados nos conceitos de ressoadores tipo gaiola (*birdcage coils*) e sela (*saddle coils*). Em ambos os projetos foram adotados o novo conceito de balanceamento de caminho elétrico, introduzido pelo cruzamento de condutores, o que leva à diminuição do desequilíbrio das distribuições de corrente na superfície de um cilindro, que produzem um campo de radiofrequência (RF) uniforme no interior do mesmo. No projeto dos *birdcage*, foram adotados, a título de

comparação, três modelos de bobinas: com oito condutores e oito correntes, com dezesseis condutores, cruzados, e oito correntes e com dezesseis condutores, não cruzados e oito correntes. Também foi desenvolvida uma bobina do tipo sela (batizada de sela cruzada), mas com algumas modificações em relação à bobina tipo sela convencional. O melhor desempenho em termos de relação sinal/ruído ficou com a sela cruzada, enquanto que em termos de homogeneidade de campo de RF o *birdcage* com 8 condutores e 8 correntes superou os demais transdutores. No entanto, notamos que os cruzamentos diminuem bastante o efeito de indutâncias mútuas entre condutores muito próximos, que consiste em um problema em transdutores de pequeno porte.

O objetivo de se desenvolver tais transdutores propiciou em caráter preliminar a análise da morfologia do cérebro de *marmosets* que apresentam mal de Parkinson, permitindo avaliar em primeira instância as estruturas relacionadas a essa patologia.

1 - Introdução às Imagens por RMN

Desde a descoberta do fenômeno da Ressonância Magnética Nuclear (RMN), em 1946 simultaneamente por Bloch⁵ e Purcell⁶, concedendo-lhes o prêmio Nobel de Física em 1952, muitas aplicações envolvendo RMN foram desenvolvidas, principalmente em espectroscopia. No entanto, em 1973 Lauterbur⁷ e Mansfield⁸ propõem a utilização da RMN para a obtenção de Imagens e a partir de então, esta que era apenas uma proposta inicial, se desenvolveu rapidamente por ser uma técnica de obtenção de imagem não invasiva, auxiliando fortemente no diagnóstico médico. Em 2003, a aplicação do fenômeno de RMN novamente foi o tema de um prêmio Nobel, mas desta vez pelo uso da Ressonância Magnética Nuclear para a obtenção de imagens médicas, concedendo em 2003 a Lauterbur e Mansfield o prêmio Nobel de medicina.

Neste capítulo apresentaremos os conceitos físicos básicos que descrevem o fenômeno RMN e como podemos utilizá-los para obter imagens por Ressonância Magnética (*Magnetic Resonance Imaging-MRI*).

1.1 - Interação entre núcleo atômico e Campo Magnético

A condição básica para que o fenômeno de RMN seja observado é de que o núcleo atômico do elemento que se deseja observar possua duas características:

- Momento angular intrínseco (*spin*)
- Momento magnético permanente (μ)

De acordo com a Mecânica Quântica, certos núcleos possuem um grau de liberdade intrínseco, conhecido como *spin*. Classicamente podemos imaginar esse grau de liberdade, para o caso de um próton, como sendo uma esfera (carregada) que gira em torno de um eixo e, uma vez possuindo massa, deve possuir também um momento angular. Como a carga elétrica está distribuída pela esfera, existe uma corrente elétrica circular a certa distância do eixo de rotação do próton, produzindo um pequeno campo magnético. Esse pequeno campo magnético gerado pelo núcleo recebe o nome de momento magnético, representado por μ .

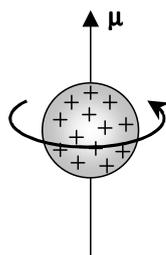


Figura 1-1: A carga distribuída no próton gera um momento magnético.

Existe uma relação entre o momento magnético e o momento angular **J** para o núcleo⁹ que é

$$\mu = \gamma \mathbf{J} = \gamma \hbar \mathbf{I} \tag{1-1}$$

sendo γ uma constante que depende do núcleo atômico conhecida como fator giromagnético (Tabela 1-1)¹⁰, $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ sendo h a constante de Planck e **I** o *spin* nuclear.

Núcleo	Spin	Momento Magnético (μ_n)	γ (MHz/T)	Abundância no corpo Humano
¹ H	1/2	2.793	42.58	88M
²³ Na	3/2	2.216	11.27	80mM
³¹ P	1/2	1.131	17.25	75mM
¹⁷ O	5/2	-1.893	-5.77	16mM
¹⁹ F	1/2	2.627	40.08	4 μ M

Tabela 1-1: Tabela contendo alguns núcleos com seus *spins* (em unidades em que o próton tem *spin* 1/2), momentos magnéticos em unidades do magneton nuclear ($\mu_n=5.05 \times 10^{-27}$ A·m²), fator giromagnético e abundância no corpo humano (1M=1mol/litro).

Para núcleos com número ímpar de prótons ou nêutrons torna-se impossível arranjar os *spins* de forma a produzir momento angular total nulo. Dizemos então que estes núcleos possuem *spin* nuclear. Em MRI observa-se o núcleo do átomo de hidrogênio porque além de possuir momento angular intrínseco (*spin*) e momento magnético, este é encontrado em maior abundância em tecidos vivos, como pode ser

observado na tabela acima. Também o fato do núcleo de hidrogênio possuir *spin* 1/2 nos chama a atenção porque núcleos com este valor para o *spin* possuem distribuição de carga com simetria esférica, apresentando propriedades de dipolos magnéticos.

Aplicando um campo magnético \mathbf{B}_0 , produzimos uma energia de interação entre os núcleos de $-\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}_0$. Isso nos dá uma Hamiltoniana de interação muito simples (*Interação Zeeman*):

$$\mathbf{H} = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}_0. \tag{1-2}$$

Expressando μ de acordo com a equação 1-1 e supondo o campo \mathbf{B}_0 na direção z de um sistema de coordenadas cartesianas, por convenção, o Hamiltoniano de interação Zeeman pode ser escrito como:

$$\mathbf{H} = -\gamma\hbar\mathbf{B}_0\mathbf{I}_z. \tag{1-3}$$

Os autovalores do operador dado pela equação. 1-3 são as energias permitidas para esta interação, e são dadas por:

$$E = -\gamma\hbar B_0 m \quad \text{com} \quad m = I, I-1, \dots, -I. \tag{1-4}$$

Em nosso caso, $I = 1/2$ e as energias são $E_+ = \frac{\gamma\hbar B_0}{2}$ e $E_- = -\frac{\gamma\hbar B_0}{2}$. Isso mostra que na presença de um campo magnético estático \mathbf{B}_0 o momento magnético $\boldsymbol{\mu}$ separa os níveis de energia do núcleo em E_+ e E_- .

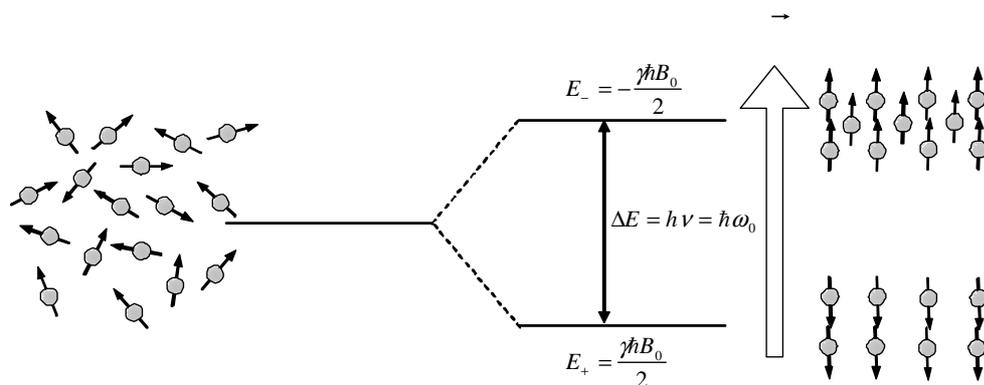


Figura 1-2: Possíveis níveis energias para um sistema de *spin* 1/2 como resultado do Hamiltoniano de interação Zeeman.

Dessa forma, a aplicação de um campo magnético externo em um sistema de *spin* ½ produz dois estados de equilíbrio, sendo um paralelo e outro antiparalelo ao campo \mathbf{B}_0 .

Se considerarmos uma amostra com muitos núcleos, antes da aplicação do campo externo B_0 , cada um dos núcleos se encontra orientado de forma aleatória (Figura 1-2). Já na presença de B_0 os núcleos podem estar alinhados paralelamente ou antiparalelamente ao campo. No entanto, de acordo com a estatística de Boltzmann há uma diferença de população entre os *spins* que se encontram no estado de mais alta e mais baixa energia. Essa diferença pode ser calculada¹¹, sendo dada por:

$$\frac{N_p}{N_a} = \exp\left(\frac{-\gamma \cdot \hbar \cdot B_0}{K_B \cdot T}\right) \quad (1-5)$$

sendo N_p e N_a o número de núcleos com *spins* alinhados paralelamente e antiparalelamente ao campo respectivamente, K_B é a constante de Boltzmann e T é a temperatura da amostra.

Em nosso caso, essa diferença de população pode ser calculada, uma vez que $T \approx 310\text{K}$ (temperatura interna do corpo), $B_0 = 2\text{T}$. Utilizando estas e outras constantes da eq. 1-5, o valor para a diferença de população é da ordem de 10^{-6} , ou seja, uma parte por milhão (ppm). É esta pequena diferença no número de núcleos que estão alinhados paralelamente ao campo que serão utilizados para a geração de imagens.

Para que seja possível retirar os *spins* do estado de equilíbrio, devemos fornecer fótons com energia equivalente à diferença de energia ΔE entre os estados E_+ e E_- que pode ser calculada, resultando na seguinte relação:

$$\Delta E = E_+ - E_- = \hbar \omega_0 \Rightarrow \frac{\hbar B_0}{2} - \left(-\frac{\hbar B_0}{2}\right) = \hbar \omega_0 \Rightarrow \hbar B_0 = \hbar \omega_0 \quad (1-6)$$

$$\boxed{\omega_0 = \gamma B_0} \quad (1-7)$$

A relação acima é de fundamental importância em Ressonância Magnética Nuclear, nos dizendo qual deve ser a frequência, conhecida como frequência de Larmor, da radiação necessária para excitar os *spins* dos núcleos atômicos. Em nosso

caso, como temos um magneto produzindo um campo estático $B_0=2T$ e sendo o fator giromagnético para o Hidrogênio $\gamma = \frac{\gamma}{2\pi} = 42.58 \frac{MHz}{T}$ (Tabela 1-1), a frequência utilizada será

$$\omega_0 = 2\pi f_0 = 2\pi\gamma \cdot B_0 \Rightarrow f_0 = 42.58 \cdot 2MHz \Rightarrow f_0 \approx 85.2MHz. \quad (1-8)$$

Observando o espectro eletromagnético vemos que f_0 se localiza na faixa de frequência de rádio (*Radiofrequency-RF*), que corresponde a todas as frequências da ordem de Megahertz (10^6 Hz).

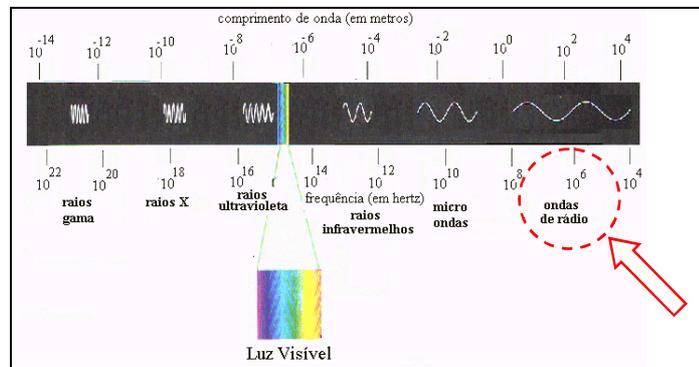


Figura 1-3: Espectro Eletromagnético mostrando em destaque a banda de frequência de rádio.

Devemos então entender como os momentos magnéticos de uma amostra interagem com a aplicação de um campo magnético externo e estático. Supondo um instante inicial $t = 0$ e que o momento magnético μ seja dado por:

$$\mu(0) = \mu_{x0}\hat{x} + \mu_{y0}\hat{y} + \mu_{z0}\hat{z}. \quad (1-9)$$

Existirá um torque produzido pelo campo magnético B_0 tentando alinhar o momento magnético em sua direção,

$$\vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{B}_0. \quad (1-10)$$

Sabemos da mecânica clássica que o torque é dado como a variação temporal do momento angular \vec{J} ,

$$\vec{\tau} = \frac{d\vec{J}}{dt}. \quad (1-11)$$

Combinando as equações 1-1 e 1-10, podemos reescrever a expressão para o torque, que nos dá:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\vec{\mu}}{\gamma} \right) = \vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{B}_0 \Rightarrow \frac{d\vec{\mu}}{dt} = \gamma(\vec{\mu} \times \vec{B}_0). \quad (1-12)$$

Calculando o produto vetorial entre $\vec{\mu}$ e \vec{B}_0 ,

$$\vec{\mu} \times \vec{B}_0 = \begin{pmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ \mu_x & \mu_y & \mu_z \\ 0 & 0 & B_0 \end{pmatrix} = \mu_y B_0 \hat{x} - \mu_x B_0 \hat{y} \quad (1-13)$$

e tomando as componentes x, y e z da equação vetorial 1-12 acima, temos o seguinte conjunto de equações:

$$\frac{d\mu_x}{dt} = \gamma \mu_y B_0 \quad (1-14)$$

$$\frac{d\mu_y}{dt} = -\gamma \mu_x B_0 \quad (1-15)$$

$$\frac{d\mu_z}{dt} = 0. \quad (1-16)$$

Para resolvê-lo basta combinarmos as equações 1-14 e 1-15 que obtemos a seguinte equação diferencial de segunda ordem:

$$\frac{d^2}{dt^2} \begin{pmatrix} \mu_x \\ \mu_y \end{pmatrix} + (\gamma B_0)^2 \begin{pmatrix} \mu_x \\ \mu_y \end{pmatrix} = 0. \quad (1-17)$$

Aplicando a condição inicial dada pela equação 1-9 e resolvendo 1-17, obtemos uma expressão para o momento magnético dependente do tempo:

$$\mu(t) = (\mu_{x0} \cos \omega_0 t + \mu_{y0} \sin \omega_0 t) \hat{x} + (\mu_{x0} \sin \omega_0 t - \mu_{y0} \cos \omega_0 t) \hat{y} + \mu_{z0} \hat{z} \quad (1-18)$$

A expressão para $\mu(t)$ mostra que o vetor momento magnético precessiona em torno do eixo z com frequência angular $\omega_0 = \gamma B_0$, que é a frequência de Larmor obtida na equação 1-7.

Uma analogia muito comum para esse movimento de precessão é um pião girando em torno de seu eixo com certa velocidade angular sujeito ao campo gravitacional. É importante deixar claro que a analogia entre os *spins* nucleares e o pião está somente no movimento de precessão. As causas físicas para esse movimento de precessão são completamente distintas, pois o pião gira com um ponto em contato com o solo, e os *spins* estão livres no espaço. Essa analogia entre os *spins* nucleares e o pião clássico é ilustrada pela figura abaixo:

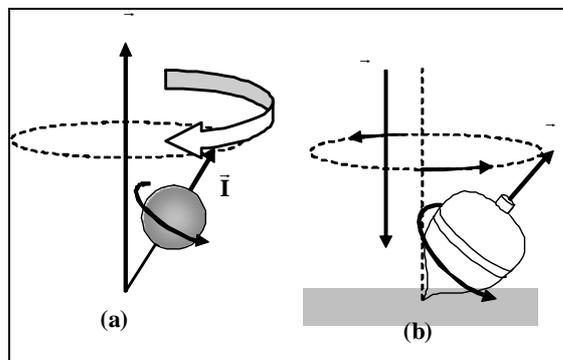


Figura 1-4: Analogia somente para o movimento de precessão, entre o *spin* (a) e o Pião (b).

1.2 - Magnetização de um Volume elementar-Voxel

Até o momento acompanhamos os efeitos de um campo magnético externo em apenas um único núcleo isolado. No entanto, é interessante entendermos qual o efeito de um campo externo em uma grande quantidade de núcleos, todos com momento magnético $\vec{\mu}$. Chamamos de *Voxel* um volume elementar da amostra, sendo considerada idealmente homogênea em sua composição, constituído por um número grande de núcleos de Hidrogênio. A magnetização resultante de um *Voxel* é dada pela soma vetorial de todos os momentos magnéticos:

$$\vec{M} = \sum_i \vec{\mu}. \tag{1-19}$$

Se nenhum campo magnético está presente nos núcleos, estes estarão orientados de forma randômica, logo $\vec{M} = 0$.

Com a presença de um campo \vec{B}_0 , uma diferença de população (ver equação 1-5) da ordem de ppm (partes por milhão) de núcleos que precessionam paralelamente ao campo com a mesma freqüência, mas não com a mesma fase, pois estão randomicamente orientados devido ao equilíbrio térmico. Dessa forma, na soma vetorial dada por 1-19 somente as componentes paralelas ao campo terão valor diferente de zero enquanto as componentes transversais a \vec{B}_0 terão soma resultante nula,

$$\vec{M}_T = 0. \tag{1-20}$$

No zero absoluto, um alinhamento completo dos *spins* com o campo deve ocorrer. No entanto, à temperatura T e devido à agitação térmica, ambas as orientações estão presentes, com uma pequena fração da ordem de $\mu B/KT$ na direção paralela ao campo. Isso resulta em uma magnetização de equilíbrio (M_0) no *Voxel*, paralela ao campo (Figura 1-5), dada por:

$$M_L = M_0 = N\mu \cdot \mu B / K_B T \tag{1-21}$$

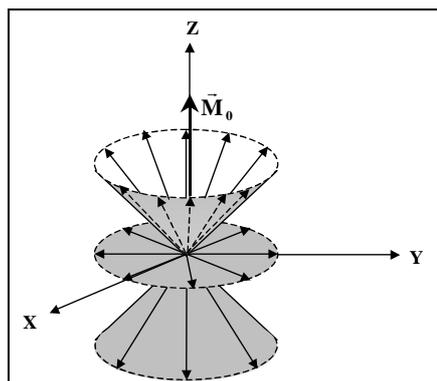


Figura 1-5: Momentos magnéticos precessionando em torno do eixo z com mesma freqüência e fase randômica, resultando na magnetização M_0 ao longo da direção z.

Conforme vimos anteriormente, o sistema de *spins* pode ser retirado de seu estado de equilíbrio se uma radiação com freqüência equivalente à freqüência de

Larmor é fornecida ao sistema. Neste caso, os valores para a magnetização transversal (M_T) e longitudinal (M_L) irão variar. A seção seguinte trata dos efeitos da radiação incidente (Radiofrequência) sobre o sistema de *spins*.

1.3 - Efeitos do Pulso de Radiofrequência

De acordo com a equação 1-21, a magnetização resultante M_L após a aplicação de um campo magnético estático ao longo da direção z é diretamente proporcional ao momento magnético μ . Dessa forma, esperamos que \mathbf{M} obedeça as mesmas equações diferenciais de μ quando sujeito à presença de um campo externo \mathbf{B}_0 .

Vimos que na presença de um campo magnético estático B_0 existe uma magnetização resultante da soma vetorial de todos os momentos magnéticos que precessionam em torno de B_0 com mesma frequência e fase diferente (Figura 1-5). Supondo que em $t = 0$ essa magnetização seja levada a uma posição inicial dada por

$$\vec{M}(0) = \vec{M}_{x0} \hat{x} + \vec{M}_{z0} \vec{z} \quad (1-22)$$

e fazendo um tratamento análogo ao que foi utilizado para os momentos magnéticos, a magnetização irá evoluir segundo as equações 1-14, 1-15 e 1-16, mas com M ao invés de μ . A solução para estas equações utilizando a condição de contorno dada por 1-22 é

$$\vec{M} = M_{x0} \cos \omega_0 t \hat{x} - M_{y0} \sin \omega_0 t \hat{y} + M_{z0} \hat{z}. \quad (1-23)$$

A trajetória da Magnetização no Referencial do Laboratório (RL) é dada pela Figura 1-7 (a). É muito comum em RMN utilizarmos um sistema de coordenadas que gire junto com a magnetização conhecido como Referencial Girante (RG)¹⁰. Neste novo sistema de coordenadas, que adotaremos os versores \hat{x}' , \hat{y}' , \hat{z}' , a direção z' coincide com a direção z do referencial do laboratório e as direções x' e y' giram em torno do eixo z' com frequência angular ω_r (Figura 1-6). As relações entre x,y,z e x',y',z' são dadas por

$$\hat{x}' = \cos \omega_r t \hat{x} - \sin \omega_r t \hat{y} \quad (1-24)$$

$$\hat{y}' = \sin \omega_r t \hat{x} + \cos \omega_r t \hat{y}. \quad (1-25)$$

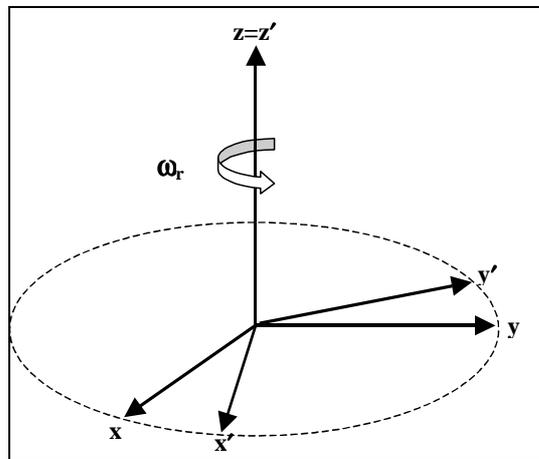


Figura 1-6: Referencial do Laboratório sendo representado pelos versores $\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$ e referencial girante, representado por $\hat{x}', \hat{y}', \hat{z}'$.

Podemos expressar a Magnetização dada pela equação 1-23 no RG,

$$M = M_{x0} \hat{x}' + M_{z0} \hat{z}' \quad (1-26)$$

indicando que nesse referencial a magnetização é estacionária, como ilustrado pela Figura 1-7(b).

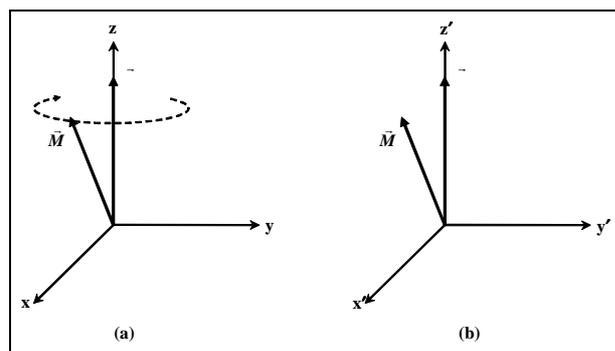


Figura 1-7: Magnetização vista do Referencial do Laboratório (a) e do Referencial Girante (b).

Estudaremos agora o que ocorre quando um campo magnético oscilante no tempo e linearmente polarizado, que chamaremos de \vec{B}_1 , interage com a

magnetização, que imediatamente antes da aplicação do campo B_1 se encontra em equilíbrio na direção z,

$$\vec{M}(0) = M_0 \hat{z}. \quad (1-27)$$

Podemos escrever o campo de RF da seguinte forma:

$$\vec{B}_1 = B_1 \cos \omega t \hat{x} = \vec{B}_1^+ + \vec{B}_1^- \quad (1-28)$$

sendo B_1^+ e B_1^- são campos magnéticos circularmente polarizados que giram em sentido horário e anti-horário, respectivamente:

$$\vec{B}_1^+ = \frac{1}{2} B_1 (\cos \omega t \hat{x} - \sin \omega t \hat{y}) \quad (1-29)$$

$$\vec{B}_1^- = \frac{1}{2} B_1 (\cos \omega t \hat{x} + \sin \omega t \hat{y}). \quad (1-30)$$

Assim, um campo linearmente polarizado sempre pode ser escrito em termos de dois campos circularmente polarizados com metade da amplitude e girando em sentidos contrários. A figura abaixo ilustra isso:

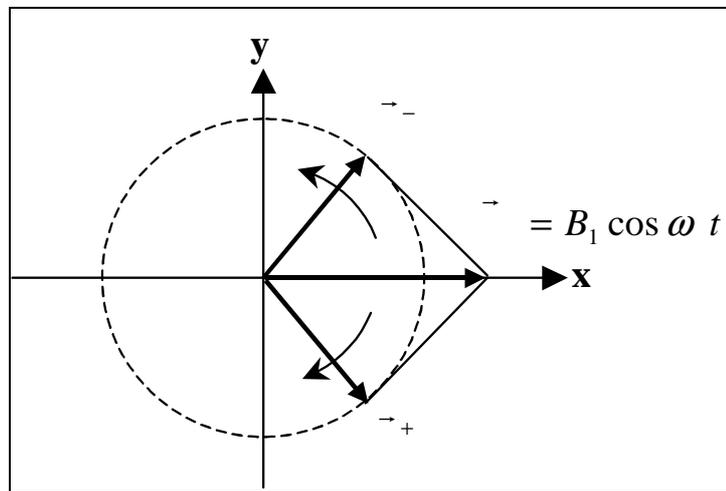


Figura 1-8: Campo B_1 decomposto em duas componentes circularmente polarizadas que giram em sentido horário e anti horário, cada uma com metade da amplitude.

Escrevendo o campo de RF no RG,

$$\vec{B}_1^+ = \frac{B_1}{2} \hat{x}' \quad (1-31)$$

$$\vec{B}_1^- = \frac{B_1}{2} (\cos 2\omega \hat{t}x' + \sin 2\omega \hat{t}y'). \quad (1-32)$$

Somente a componente que gira no mesmo sentido do referencial girante (\vec{B}_1^+) é que será responsável pela interação com a magnetização, de modo que a componente que gira no sentido contrário ao da magnetização (\vec{B}_1^-) gira com o dobro da frequência, podendo ser desprezada⁹.

Dessa forma, podemos tratar o problema no referencial girante, considerando os efeitos de B_1^+ através da equação de movimento para a magnetização:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times \vec{B}. \quad (1-33)$$

Calculando a derivada temporal da magnetização:

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{M}}{dt} &= \frac{d}{dt} (M_{x'} \hat{x}' + M_{y'} \hat{y}' + M_{z'} \hat{z}') \\ &= M_{x'} \frac{d\hat{x}'}{dt} + M_{y'} \frac{d\hat{y}'}{dt} + \hat{x}' \frac{dM_{x'}}{dt} + \hat{y}' \frac{dM_{y'}}{dt} + \hat{z}' \frac{dM_{z'}}{dt} \end{aligned} \quad (1-34)$$

e das equações 1-24 e 1-25 que definem os versores no RG,

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \hat{x}' \\ \hat{y}' \end{pmatrix} = \vec{\Omega} \times \begin{pmatrix} \hat{x}' \\ \hat{y}' \end{pmatrix} \quad (1-35)$$

de modo que $\vec{\Omega} = -\omega_r \hat{z}$. A derivada temporal de \vec{M} fica

$$\left(\frac{d\vec{M}}{dt} \right)_{RL} = \left(\frac{d\vec{M}}{dt} \right)_{RG} + \vec{\Omega} \times \vec{M} \quad (1-36)$$

sendo $\left(\frac{d\vec{M}}{dt} \right)_{RL}$ e $\left(\frac{d\vec{M}}{dt} \right)_{RG}$ a derivada temporal de \vec{M} no referencial do laboratório

e no referencial girante, respectivamente.

Combinando as Equações 1-33 e 1-36,

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\vec{M}}{dt}\right)_{RG} &= \left(\frac{d\vec{M}}{dt}\right)_{RL} - \vec{\Omega} \times \vec{M} = \gamma \vec{M} \times \vec{B} - \vec{\Omega} \times \vec{M} \\ &= \gamma \vec{M} \times \left(\vec{B} + \frac{\vec{\Omega}}{\gamma}\right) = \gamma \vec{M} \times \vec{B}_{eff} \end{aligned} \quad (1-37)$$

Os cálculos acima nos dizem que ao passarmos do referencial do laboratório onde um campo B_0 está presente, para o referencial girante, o campo magnético B_0 é acrescido do fator $\frac{\vec{\Omega}}{\gamma}$, sendo $\vec{\Omega} = -\omega_r \hat{z}$. Considerando ainda o efeito da aplicação do campo \vec{B}_1 (lembrando que somente a componente \vec{B}_1^+ é considerada), o campo efetivo sentido pela magnetização no RG é:

$$\vec{B}_1^{eff} = \left(B_0 - \frac{\omega_r}{\gamma}\right) \hat{z}' + \frac{B_1}{2} \hat{x}' \quad (1-38)$$

Se escolhermos a frequência de rotação do RG ser igual à frequência de Larmor $\omega_0 = \gamma B_0$, a componente z do campo efetivo será cancelada e o único campo exercendo influência sobre a magnetização é o campo de RF.

Como no RL com somente o campo B_0 aplicado a magnetização precessionava em torno deste, podemos prever que no RG a magnetização irá precessionar em torno de B_1 , conforme ilustra a figura abaixo:

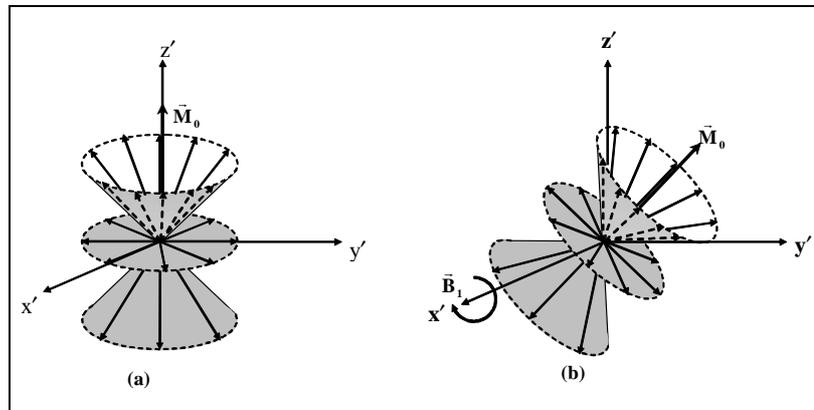


Figura 1-9: Magnetização precessionando em torno do campo de RF B_1 aplicado ao longo da direção x no referencial girante de coordenadas.

A frequência de precessão em torno do campo \vec{B}_1 será

$$\omega_1 = \gamma B_1. \quad (1-39)$$

Dessa forma, podemos controlar o ângulo entre a magnetização e o eixo z, conhecido como *ângulo de flip*, aplicando um pulso de RF com intensidade de B_1 constante e com duração τ ,

$$\theta = \omega_1 \tau = \gamma B_1 \tau. \quad (1-40)$$

Isso implica diretamente em uma magnetização transversal proporcional ao seno do ângulo de *flip* (Figura 1-10):

$$M_T = M_0 \sin \theta = M_0 \sin(\gamma B_1 \tau). \quad (1-41)$$

Esta é uma situação de não equilíbrio, associada com o aumento da energia interna dos *spins* nucleares devido à excitação ressonante por radiação na frequência de rádio. Dois ângulos de excitação são particularmente muito importantes em *MRI*, e são eles $\theta = \pi$ e $\theta = \pi/2$. Os pulsos que produzem esses *ângulos de flip* são chamados de pulsos π ou 180° e pulsos $\pi/2$ ou 90° , respectivamente.

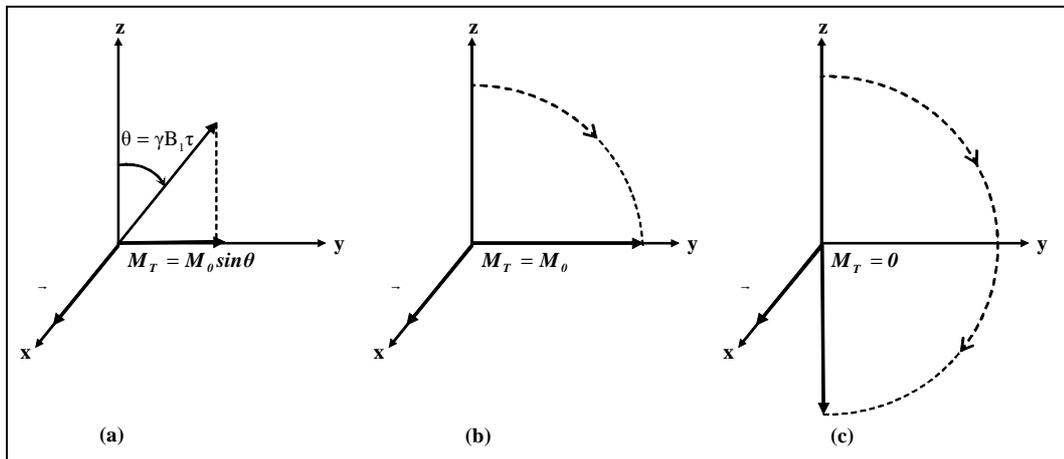


Figura 1-10: (a) ângulo de flip para um tempo τ originando uma magnetização transversal. (b) Pulso $\pi/2$ ou 90° . (c) Pulso π ou 180° , também conhecido como pulso de inversão.

1.4 - As Equações de Bloch

Após a aplicação de um pulso $\pi/2$ a magnetização irá precessionar no plano transversal, conforme descrito pela equação 1-33. No entanto, é observado experimentalmente que após um tempo característico a magnetização transversal se extingue dando lugar ao reaparecimento da magnetização longitudinal. Em 1946, Felix Bloch propôs um conjunto de equações utilizando argumentos fenomenológicos que descrevessem o comportamento dos momentos magnéticos na presença de um campo magnético externo após serem excitados^{12,13}. Esse conjunto de equações é conhecido como *Equações de Bloch*, sendo expressas no referencial girante de coordenadas por:

$$\begin{aligned}\frac{dM_x}{dt} &= \gamma M_y (B_0 - \omega_r / \gamma) - \frac{M_x}{T_2} \\ \frac{dM_y}{dt} &= \gamma M_z B_1 - \gamma M_x (B_0 - \omega_r / \gamma) - \frac{M_y}{T_2} \\ \frac{dM_z}{dt} &= -\gamma M_y B_1 - \frac{(M_z - M_0)}{T_1}\end{aligned}\quad (1-42)$$

sendo que T_1 e T_2 são conhecidos como tempos de relaxação longitudinal e transversal, respectivamente.

É importante mencionar o fato de que as equações de Bloch se aplicam no caso em que os termos responsáveis pela relaxação transversal são fracos, estando no regime da teoria *Bloemberg, Purcell e Pound* (BPP)¹⁴.

Resolvendo as Equações de Bloch supondo que para $t=0$ a magnetização M_0 encontra-se totalmente no plano transversal (consequência do pulso $\pi/2$), encontramos as soluções no referencial do laboratório como sendo:

$$M_x(t) = M_0 \cos(\omega_0 t) \cdot \exp(-t/T_2) \quad (1-43)$$

$$M_y(t) = M_0 \sin(\omega_0 t) \cdot \exp(-t/T_2) \quad (1-44)$$

$$M_z(t) = M_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{T_1}\right) \right] \quad (1-45)$$

Podemos escrever as componentes x e y utilizando notação complexa, definindo assim a magnetização transversal M_T :

$$M_T(t) = M_x(t) + i \cdot M_y(t) = M_0 \exp(i\omega_0 t) \exp(-t/T_2) \quad (1-46)$$

Sabemos então como a magnetização transversal (componentes x e y) e a magnetização longitudinal (componente z) evoluem com o tempo após a aplicação de um pulso de RF $\pi/2$. As figuras abaixo ilustram isso.

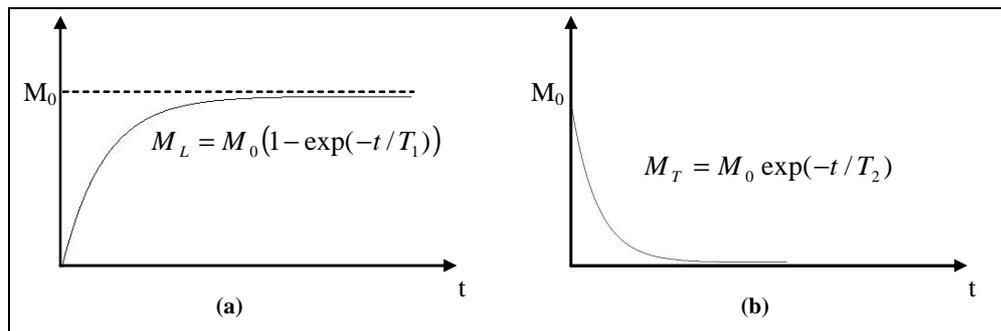


Figura 1-11: Curvas mostrando a evolução no tempo da Magnetização longitudinal (a) e da Magnetização transversal (b).

1.5 - O Sinal de RMN - FID

No momento em que a magnetização de uma amostra encontra-se precessionando no plano transversal após a aplicação de um campo B_1 oscilante com a frequência de Larmor, cada *voxel* de volume $d\mathbf{v}$ terá um momento magnético $M_T(\mathbf{t})d\mathbf{v}$, sendo que $M_T(t)$ é dada pela equação 1-46. Podemos supor que cada *voxel* irá se comportar como um pequeno magneto que gira na frequência de Larmor, de modo que podemos medir uma força eletromotriz (*fem*) se montarmos um aparato que permita uma variação do fluxo magnético (Φ) dentro de um condutor fechado, conforme prevê a Lei de Faraday¹⁵,

$$fem = -\frac{\partial\Phi}{\partial t}. \quad (1-47)$$

Este sinal induzido em uma bobina receptora terá a frequência de Larmor e sua amplitude será decrescente exponencialmente com o tempo, o que pode ser

previsto pela equação 1-46 que mostra a magnetização no plano transversal evoluindo com um termo decrescente e^{-t/T_2} , pois é a magnetização transversal que produz uma variação do fluxo magnético na bobina receptora. Este sinal que decresce com o tempo é conhecido por *Free Induction Decay (FID)*.

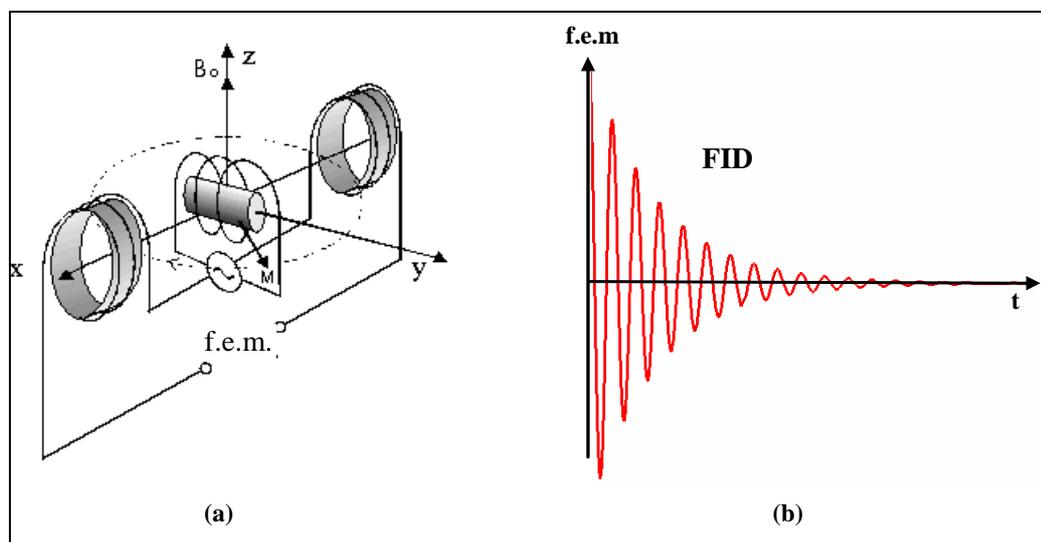


Figura 1-12: (a) Figura mostrando um exemplo de montagem experimental para a captação de um sinal de RMN. (b) f.e.m. diminuindo exponencialmente com o tempo-FID.

Até o momento, supomos que o campo magnético estático B_0 é perfeitamente homogêneo. No entanto, isso não é verdade e na prática o que temos é que o campo B_0 tem pequenas variações em função da posição. Uma vez que a frequência de precessão dos momentos magnéticos é proporcional à B_0 (equação 1-7) e como este não é perfeitamente homogêneo em todo o espaço, os *spins* irão precessionar com frequências ligeiramente diferentes em posições diferentes da amostra, afetando assim a magnetização total. Para um dado volume em que os *spins* precessionam com a mesma frequência, ou seja, estão sujeitos ao mesmo valor de campo B_0 dá-se o nome de *isocromata*. O sinal resultante de RMN será dado pela soma do sinal produzido pelos *voxels* e a amplitude do sinal será proporcional à quantidade de núcleos presentes na amostra.

1.6 - Os mecanismos de Relaxação

Após a excitação da magnetização através da aplicação um pulso $\pi/2$ e cessado logo em seguida, esta ficará exposta unicamente à ação do campo magnético estático B_0 e o vetor magnetização deverá retornar à sua posição de equilíbrio. Desta forma, sofrerá dois processos de relaxação, conhecidos como Relaxação Longitudinal ou *spin-rede*, com constante de tempo característica T_1 . E relaxação transversal ou *spin-spin*, com constante de tempo característico T_2 .

Para entendermos a origem do processo de relaxação longitudinal é conveniente argumentarmos em termos de energia. Vimos pela equação 1-2 que a energia associada com o momento magnético sob a presença de um campo magnético externo é dada pelo negativo do produto escalar entre os dois. Isso faz com que os *spins* tendam a se alinhar ao campo magnético para estabelecer a condição de mínima energia. A diferença de energia entre os *spins* estarem no plano transversal e na situação de equilíbrio possui frequência da ordem de RF, de modo que os átomos vizinhos que constituem a rede podem fornecer ou absorver energia nesse intervalo de frequência, o que leva a magnetização a relaxar mais rapidamente. Daí o nome de relaxação *spin-rede*, pois é a rede a responsável por estimular e absorver essa liberação de energia.

O segundo mecanismo de relaxação é devido ao fato de que os *spins* estão sujeitos a um campo local, que é uma combinação do campo externo aplicado e do campo produzido pelos outros *spins* vizinhos. Uma vez que variações no campo local produzem diferentes frequências de precessão, isso faz com que cada *spin* tenha uma frequência ligeiramente diferente dos outros, dando início a uma defasagem dos *spins* (Figura 1-13) resultando em uma diminuição da componente transversal do vetor magnetização total que é dado pela soma de cada *spin* individual, com um tempo característico T_2 .

De acordo com as equações 1-45 e 1-46 vemos que o tempo T_1 é o tempo necessário para que a magnetização longitudinal recupere 63% do valor inicial M_0 , enquanto que T_2 é o tempo para que a magnetização transversal recupere 36% de M_0 (Figura 1-13).

Existe ainda uma defasagem adicional na magnetização introduzida pela inhomogeneidade do campo estático B_0 , contribuindo para a diminuição da magnetização transversal, ou seja, contribuindo para a relaxação *spin-spin*. Isso se deve ao fato de que como o campo magnético tem uma pequena variação de intensidade dentro de um *voxel* ($\langle \Delta B \rangle$ é o valor médio quadrático do desvio de B_0), isso causa uma variação na frequência de precessão ($\Delta\omega = \gamma \langle \Delta B \rangle$) dos *spins*, originando uma defasagem entre os *spins* que estão precessionando. Com isto introduzimos uma outra constante de tempo T_2^* (T_2 estrela) ao considerarmos os efeitos dessa inhomogeneidade de B_0 . Em *MRI* sempre encontramos que $T_1 > T_2 > T_2^*$.

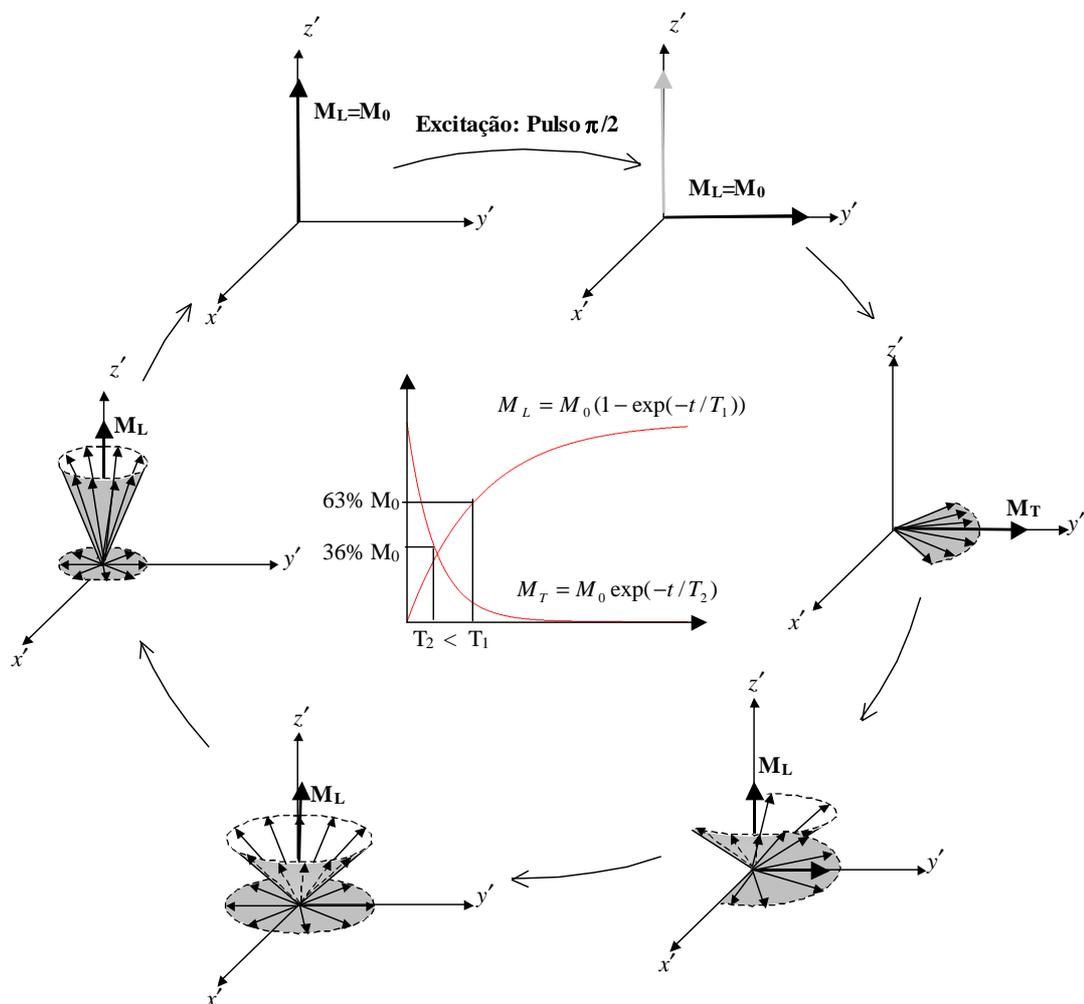


Figura 1-13: Seqüência de figuras mostrando os mecanismos de relaxação após a excitação por um pulso $\pi/2$.

Um efeito interessante causado pela inhomogeneidade de campo estático é o fato de que a perda de fase introduzida por pequenas variações na intensidade do campo pode ser reversível, dando origem ao fenômeno conhecido como *Spin Echo*¹⁶.

Se fizermos um experimento aplicando inicialmente um pulso $\pi/2$, esperar certo tempo τ e em seguida aplicarmos um pulso π , o que observamos ao conectar um osciloscópio na bobina receptora será um *FID* cuja envoltória dependerá da constante T_2^* (ver Figura 1-14). Logo em seguida outro sinal surgirá, crescendo até um máximo e diminuindo até desaparecer, de forma que o máximo desse sinal estará localizado no instante de tempo 2τ .

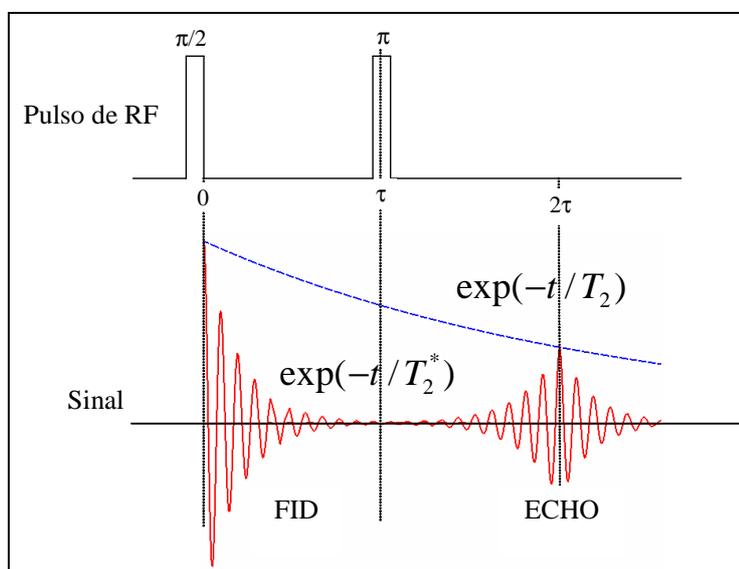


Figura 1-14: FID seguido por um *Echo* cuja amplitude segue a curva e^{-t/T_2} e o centro ocorre em um instante 2τ após a aplicação do pulso $\pi/2$.

Logo após a aplicação do pulso $\pi/2$ (Figura 1-15 (a)) os *spin* que compõem a magnetização transversal irão sentir os efeitos da inhomogeneidade de campo e começarão a precessionar com frequências diferentes, perdendo coerência de fase (Figura 1-15 (b)). Ao ser aplicado o pulso de inversão (Figura 1-15 (c)) os *spins* começam a recuperar a coerência originando uma recuperação da magnetização transversal (Figura 1-15 (d)) atingido máxima coerência e, portanto, máxima amplitude da magnetização transversal (Figura 1-15-(e)), e finalmente perdendo a coerência de fase dando origem ao desaparecimento da magnetização transversal (Figura 1-15 (f)).

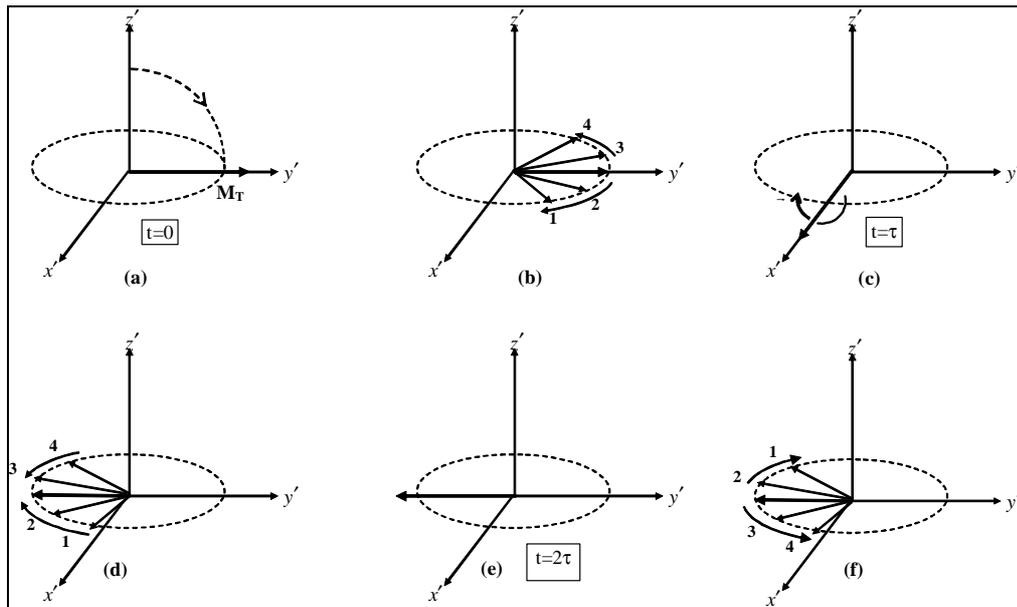


Figura 1-15: Seqüência de figuras mostrando a origem do fenômeno de *spin Echo*. Magnetização é levada ao plano transversal após um pulso $\pi/2$ (a), instantes depois ocorre uma perda na coerência de fase dos spins (b). Após a aplicação de um pulso π no instante τ (c) há uma recuperação na fase dos spins (d), em que no instante 2τ os spins possuem máxima coerência de fase (e) e novamente os spins começam a precessar fora de fase (f).

Um exemplo ilustrativo e bem didático do fenômeno de *Spin Echo* é o de uma corrida, onde inicialmente todos os competidores estão aos seus postos na largada (simbolizando a Magnetização transversal). No instante da largada os corredores começam a se distanciar uns dos outros por correrem com velocidades ligeiramente diferentes (simbolizando a perda de coerência na fase), quando escutam um apito ordenando que eles retornem à largada (simbolizando a aplicação do pulso π). Supondo que cada corredor mantém a mesma velocidade, eles devem chegar juntos no ponto de partida (simbolizando o *Echo* dos *spins*).

1.7 - Codificação espacial: Imagens Unidimensionais

Até agora vimos os conceitos envolvendo o fenômeno físico de RMN sem nos preocuparmos com a maneira em que utilizaremos a informação adquirida para a formação de imagens, o que será feito nesta seção.

A imagem por Ressonância Magnética Nuclear mostra basicamente a densidade de prótons de hidrogênio através do sinal de RMN emitido pela

magnetização após ser excitada. Devemos então de alguma forma conhecer a distribuição espacial dos *spins* nucleares através da amostra.

A equação 1-7 nos mostra a dependência da frequência com o campo magnético aplicado (frequência de Larmor). Superpondo um campo magnético com amplitude variando linearmente no espaço $\vec{G}_x = \partial B_z(\vec{r}) / \partial x$ ao campo B_0 , teremos um campo magnético que varia linearmente no espaço (equação 1-48) e conseqüentemente a frequência variando no espaço (equação 1-49):

$$\vec{B}(\vec{r}) = \vec{B}_0 + \vec{G}_x x \tag{1-48}$$

$$\omega(\vec{r}) = \gamma(B_0 + G_x x). \tag{1-49}$$

Podemos agora utilizar o fato de que a frequência possui uma dependência espacial para fazer um mapa da distribuição de prótons de uma amostra analisando inicialmente o exemplo de três tubos localizados nas posições x_1 , x_2 e x_3 com diferentes quantidades de água onde o campo magnético para cada posição é \vec{B}_1 , \vec{B}_2 e \vec{B}_3 respectivamente (Figura 1-16).

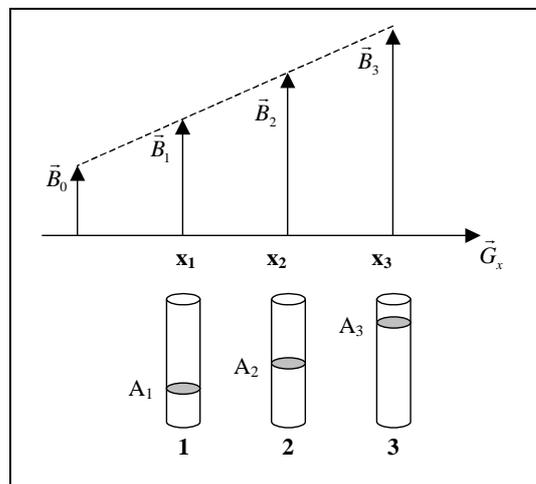


Figura 1-16: Três tubos com quantidades diferentes de água sujeitos a um campo magnético com intensidade dependendo da posição.

Os *spins* nucleares da mostra contida em cada tubo irão precessionar com frequências $\omega_1=\gamma B_1$, $\omega_2=\gamma B_2$ e $\omega_3=\gamma B_3$, por estarem sujeitos à ação de campos magnéticos de diferentes intensidades devido ao gradiente na direção x. Outro fato

importante é que uma vez que cada tubo contém quantidades diferentes de água, cada um produzirá uma amplitude de sinal proporcional à quantidade de água em cada tubo. O que teríamos se observasse o sinal produzido por cada tubo separadamente seriam *FID*'s com amplitudes A_1 , A_2 , A_3 e frequências ω_1 , ω_2 , ω_3 para os tubos 1, 2 e 3 respectivamente (Figura 1-17).

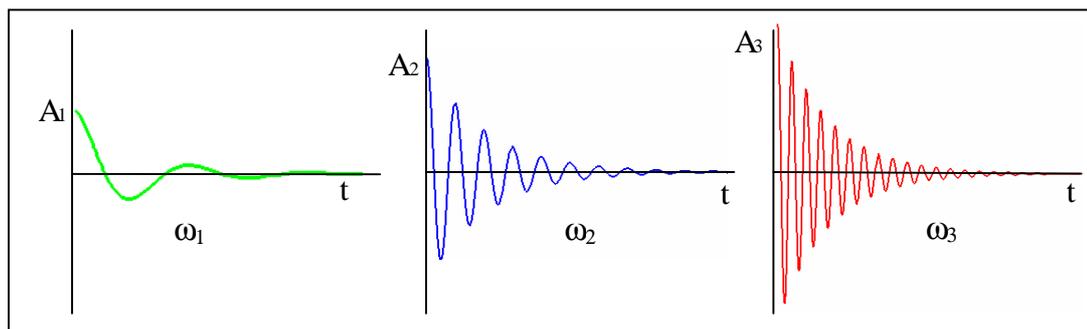


Figura 1-17: *FID*'s produzidos pelos tubos 1, 2 e 3 com frequência dependendo da localização dos tubos e amplitude dependendo da quantidade de amostra.

No entanto os três sinais são captados pela bobina receptora simultaneamente, de modo que o sinal dependente do tempo $S(t)$ é uma composição dos três sinais produzidos por cada tubo (Figura 1-18-(a)).

Para obter alguma informação desse sinal resultante devemos utilizar o formalismo de *Fourier* e obter a decomposição espectral deste sinal. O que obtemos ao aplicar a transformada de *Fourier* são a frequência e a amplitude correspondente aos sinais produzidos por cada tubo individualmente (Figura 1-18-(b)).

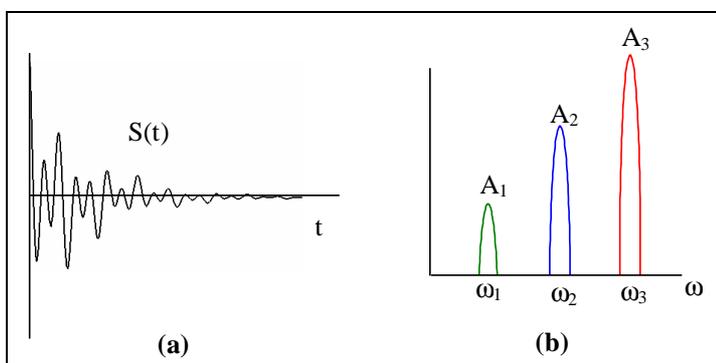


Figura 1-18: (a)-Sinal $S(t)$ produzido pelos 3 tubos. (b) Decomposição espectral de $S(t)$.

Uma vez que conhecemos bem a relação entre frequência e posição (equação 1-49), somos capazes de localizar e relacionar os sinais às suas fontes. A Figura 1-18-(b) é de fato uma imagem dos três tubinhos, pois nos informa o quanto de água existe em cada um e sua localização no espaço.

Podemos aplicar o exemplo acima para o caso de um objeto contínuo e de tamanho finito em que a densidade de magnetização logo após a excitação de RF para um elemento de volume dx localizado em x é:

$$dm(x, t) = M_0(x) \cdot \exp(i\omega(x)t) \cdot \exp(-t/T_2)dx. \quad (1-50)$$

Integrando através de todo o objeto, obtemos que o sinal obtido de todos os elementos de $dm(x, t)$ é proporcional a

$$S(t) \propto \int_x M_0(x) \cdot \exp[i\gamma(B_0 + G \cdot x)t] \cdot \exp(-t/T_2)dx. \quad (1-51)$$

Como fora da região do objeto obviamente $M_0 = 0$, podemos estender a integral acima para o infinito sem perda de generalidade, e com isso o termo oscilante $e^{i\omega_0 t}$ também pode ser colocado fora do integrando, nos fornecendo a seguinte equação:

$$S(t) \propto \exp(i\omega_0 t) \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} M_0(x) \cdot \exp(i\gamma G_x t) \cdot \exp(-t/T_2)dx. \quad (1-52)$$

Observamos que o sinal é um termo oscilante na frequência de Larmor modulado pela integral dada acima, de modo que a informação sobre a distribuição espacial dos *spins* está na envoltória.

Podemos definir uma nova variável $\vec{k}(t) = \gamma \cdot \vec{G} \cdot t$ e substituí-la na equação 1-52, obtendo:

$$S(k(t)) \propto \exp\left(-\frac{k(t)}{\gamma \cdot G_x \cdot T_2}\right) \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} M_0(x) \cdot \exp[ik(t) \cdot x]dx. \quad (1-53)$$

Se desprezarmos os fatores de proporcionalidade, a equação 1-53 pode ser escrita como o produto das funções abaixo:

$$W(k(t)) = \exp\left(-\frac{k(t)}{\gamma GT_2}\right) \quad (1-54)$$

$$G(k(t)) = \int_{-\infty}^{+\infty} M_0(x) \exp[ik(t) \cdot x] dx \quad (1-55)$$

lembrando que $k(t)$ tem sua dependência com o tempo explicitada acima.

A equação 1-55 mostra que a magnetização $M_0(x)$ esta relacionada com a função $G(k)$ através da transformada de *Fourier*. No entanto o que temos é o sinal $S(k)$ como produto das duas funções $W(k)$ e $G(k)$. Se tomarmos a Transformada de *Fourier* (*Fourier Transform-FT*) do sinal $S(k)$ o que obteremos será o chamado Produto de Convolução¹⁷ entre a *FT* das funções $W(k)$ e $G(k)$,

$$\mathfrak{S}\{S(k)\} = \mathfrak{S}\{W(k) \cdot G(k)\} = \mathfrak{S}\{W(k)\} \otimes \mathfrak{S}\{G(k)\} \quad (1-56)$$

sendo $\mathfrak{S}\{G(k)\} = M_0(x)$. A TF para a função $W(k)$, dada pela equação 1-54, é uma função do tipo *Lorentziana*.

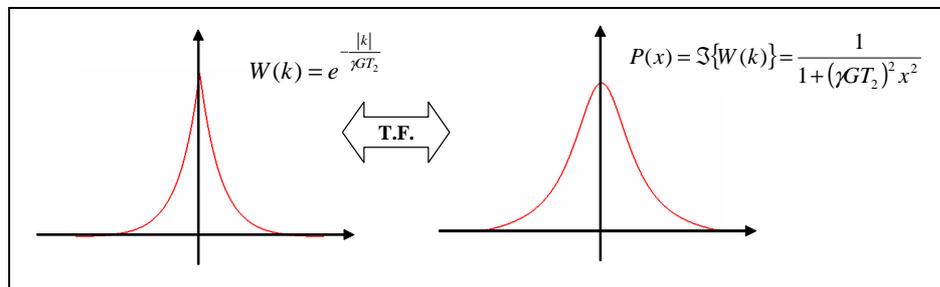


Figura 1-19: Função $W(k)$ e sua respectiva transformada de *Fourier*, conhecida como *Point spread function*.

A *FT* de $W(k)$ é chamada de *Point Spread Function* (PSF), cuja largura a meia altura vale:

$$\Delta x = \frac{1}{\gamma \cdot G \cdot T_2} \cdot \quad (1-57)$$

E assim a *FT* de $S(k)$ passa a ser definida por

$$\mathfrak{S}\{S(k)\} = P(x) \otimes M_0(x) \cdot \quad (1-58)$$

A grandeza Δx definida pela equação 1-57 nos diz o mínimo tamanho possível dos *pixels* da imagem, nos dando o limite para a resolução da imagem. Existe uma relação entre a distância entre os *pixels* na imagem resultante, δx , e a máxima frequência espacial contida no sinal amostrado, k_{\max} . Essa relação é $\delta x = 1/k_{\max}$, e sendo k dado por $k = \gamma \cdot G \cdot t$, podemos escrever:

$$\delta x = \frac{1}{\gamma G t_{\max}}. \tag{1-59}$$

A condição para se distinguir dois *pixels* (condição de boa resolução, Figura 1-20) é de que a separação entre eles δx seja maior do que a largura Δx de sua PSF, que é expressada pela relação abaixo:

$$\delta x > \Delta x \Rightarrow \frac{1}{\gamma G T_2^*} > \frac{1}{\gamma G t_{\max}}. \tag{1-60}$$

Sendo que passamos a utilizar T_2^* em vez de T_2 já considerando a inhomogeneidade do campo magnético estático B_0 .

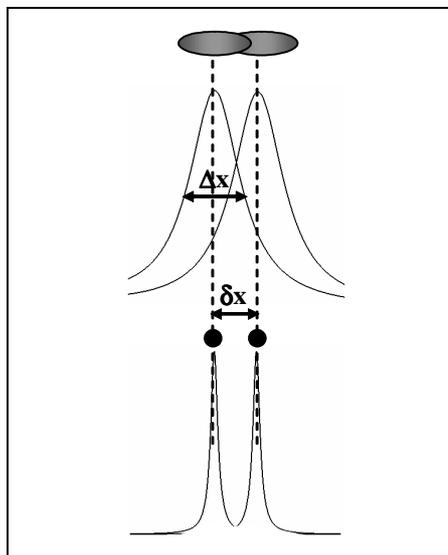


Figura 1-20: Ilustração do critério de boa resolução, sendo a distância entre os *pixels* δx deve ser maior do que a largura média dos *pixels* Δx .

Notamos pela equação 1-60 que para satisfazermos a condição de boa resolução devemos ter que $t_{\max} < T_2^*$. Já no caso em que $t_{\max} \ll T_2^*$ temos que a equação para a PSF (ver Figura 1-20) se aproxima de uma função do tipo delta, e de acordo com o teorema de convolução temos que o sinal pode ser escrito como:

$$S(k) \cong \int_x M_0(x) \cdot e^{ik(x)-x} dx. \quad (1-61)$$

Dessa forma, notamos que a imagem unidimensional $M_0(x)$ é a Transformada de *Fourier* do sinal de RMN adquirido $S(k)$.

1.8 - Excitação seletiva

Para a obtenção de imagens bidimensionais (tópico que será tratado na seção seguinte) deve-se selecionar apenas uma fatia de toda a amostra, o que torna desnecessária a excitação de todos os *spins*, poupando-se tempo e potência.

Para isto, utilizam-se os chamados pulsos de RF seletivos em conjunto com o gradiente de seleção. O pulso seletivo é na verdade um pulso de RF modulado por uma função cujo espectro de frequência apresenta uma densidade de energia dentro de certa banda de frequências. Já o gradiente de seleção é aplicado em direção perpendicular ao plano a ser selecionado gerando uma variação linear na frequência de precessão dos *spins* que compõem a amostra. Assim, quando o pulso de RF seletivo e o gradiente de seleção são aplicados simultaneamente, somente os *spins* cujas frequências de ressonância que correspondem ao espectro contido no Pulso de RF serão excitados, de modo que o perfil de excitação está diretamente relacionado à *FT* da função de modulação e suas imperfeições estão relacionadas aos efeitos da não linearidade de resposta dos *spins*¹⁸.

Por definição, a largura a meia altura do perfil de excitação determina a largura do plano selecionado. A espessura do mesmo é determinada por

$$\Delta z = \frac{\Delta \omega}{\gamma \cdot G_s} \quad (1-62)$$

sendo que G_s é a intensidade do gradiente de seleção e $\Delta\omega$ é a largura de banda do pulso de RF. Uma vez que γ é uma constante, temos que a espessura do plano selecionado é definido pelo gradiente de seleção G_s e pela largura de banda $\Delta\omega$ do pulso de RF seletivo.

1.9 - Imagens Bidimensionais

A codificação do Sinal de RMN para o caso bidimensional não pode ser realizada simplesmente fazendo-se com que a frequência varie com um campo dependente da posição nas duas dimensões $B(x,y)$, pois se assim fosse o que teríamos seria uma combinação da variação do campo resultando novamente em um gradiente unidimensional. A solução é fazer com que haja um gradiente de campo magnético em diferentes direções em tempos diferentes. Assim, o campo magnético passa a ser uma função do tempo e do espaço, o que possibilita a existência de um vetor gradiente que varie na amplitude, sendo função do tempo, com componentes:

$$G_x(t) = \left. \frac{\partial B_0^z}{\partial x} \right|_t, G_y(t) = \left. \frac{\partial B_0^z}{\partial y} \right|_t, G_z(t) = \left. \frac{\partial B_0^z}{\partial z} \right|_t. \quad (1-63)$$

Em equipamentos de Imagens por Ressonância Magnética Nuclear, o conjunto de bobinas responsáveis por gerar estes gradientes de campo magnético são as Bobinas de Gradientes¹⁹. Estas bobinas produzem um campo paralelo ao campo B_0 e variando ao longo dos eixos x, y e z, conforme ilustra a figura abaixo.

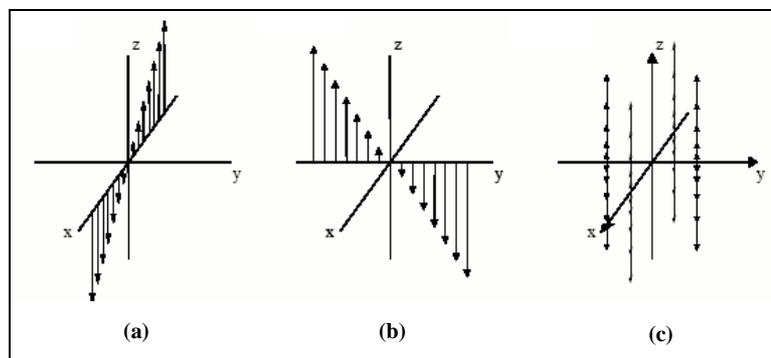


Figura 1-21: Campo magnético produzido pelas bobinas de Gradientes: (a) Gradientes na direção x (G_x). (b) Gradientes na direção y (G_y). (c) Gradientes na direção z (G_z).

Dessa forma, temos uma expressão para o campo magnético dependente da posição e do tempo:

$$B(\vec{r}, t) = B_0 + \vec{r} \cdot \vec{G}(t). \quad (1-64)$$

Isso resulta em uma frequência de precessão dos *spins* que também depende do espaço e do tempo,

$$\omega(\vec{r}, t) = \omega_0 + \gamma \vec{r} \cdot \vec{G}(t). \quad (1-65)$$

Encontrando a fase acumulada por um *voxel* de magnetização para um instante de tempo qualquer depois da excitação,

$$\Theta(\vec{r}, t) = \int_0^t \omega(\vec{r}, t') dt' = \omega_0 t + \gamma \vec{r} \cdot \int_0^t \vec{G}(t') dt' \quad (1-66)$$

de modo que k passa a ser definida por uma expressão mais geral,

$$\vec{k}(t) = \gamma \int_0^t \vec{G}(t') dt'. \quad (1-67)$$

Assim, podemos escrever a equação 1-66 no referencial girante em função de $k(t)$,

$$\Theta(\vec{r}, t) = \vec{r} \cdot \vec{k}(t) \quad (1-68)$$

Podemos fazer um desenvolvimento matemático análogo ao feito para o caso unidimensional, mas agora para um caso mais geral, de modo que encontramos para o sinal a seguinte expressão:

$$S(\vec{k}(t)) \cong \int_v M_0(\vec{r}) \cdot \exp[i\vec{r} \cdot \vec{k}(t)] dV \quad (1-69)$$

em que novamente a condição $\gamma G T_2^* \gg k_{\max}$ foi utilizada.

Assim, para obtermos uma imagem por RMN é necessário o conhecimento de $S(k)$ que é dado no espaço de fase, (espaço- k), em que toda informação está codificada em frequência em uma direção e em fase na outra. O método mais comum

para se obter imagens bidimensionais é conhecido por *SE-2DDFT* (*Spin Echo Two Dimensional Direct Fourier Transform*), cuja seqüência de eventos e correspondente trajetória no espaço k são ilustradas na figura abaixo:

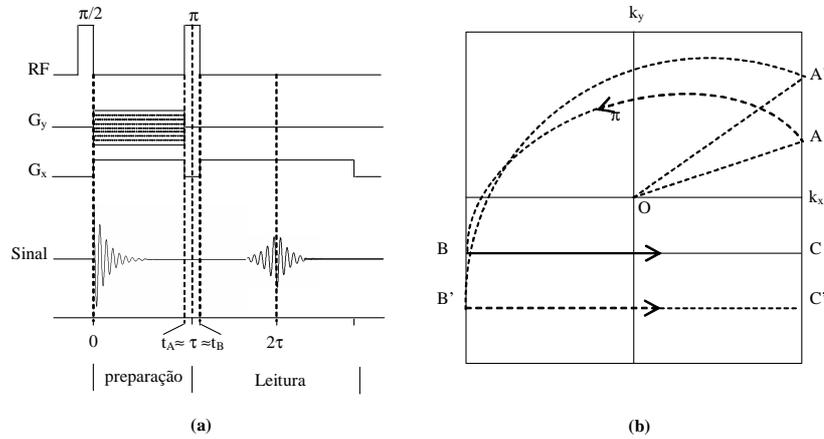


Figura 1-22: Seqüência de eventos para a obtenção de imagens bidimensionais (SE-2DDFT), com a seqüência de eventos no tempo (a) e sua correspondência no espaço-k (b).

O instante $t=0$ representado na Figura 1-22-(a) é quando toda a magnetização se encontra no plano transversal logo após a aplicação do pulso $\pi/2$. Esse instante corresponde ao ponto O no espaço-k representado pela Figura 1-22-(b). Em seguida há a aplicação de um gradiente na direção de codificação de frequência (G_x) e um gradiente na direção de codificação de fase (G_y) sendo representado pelo segmento \overline{OA} no espaço k, quando no instante $\tau = t_A$ um pulso π é aplicado invertendo a magnetização e levando para a borda do espaço-k (ponto B). Nesse ponto, a fase acumulada pelos *spins* dentro de um *voxel* é $\vec{r} \cdot \vec{k} = -\gamma G_y \tau - \gamma G_x \tau$, que é a fase inicial dentro do processo conhecido como codificação de fase. Em um instante t_B , tal que $t_B \approx \tau \approx t_A$, somente um gradiente G_x é aplicado (período de leitura) correspondendo à trajetória \overline{BC} do espaço-k, e é nesse período que o sinal $S(\vec{k}(t))$ é amostrado. Assim, a fase dependente do tempo para o *voxel* na posição (x,y) esta sobre a trajetória \overline{BC} , sendo dada por:

$$- \gamma G_y \tau - x \gamma G_x \tau + x \gamma G_x (t - \tau). \quad (1-70)$$

De acordo com a equação 1-69, o sinal induzido por cada *voxel* é dado por

$$s(t) = M_T(x, y) \exp[-i(-y\gamma G_y \tau - x\gamma G_x \tau + x\gamma G_x(t - \tau))]. \quad (1-71)$$

Integrando a expressão em toda a região da fatia selecionada temos a expressão para o sinal devido a todos os *voxels* que constituem a fatia,

$$S(t) = \int_{xy} M_T(x, y) \exp[-i(-y\gamma G_y \tau - x\gamma G_x \tau + x\gamma G_x(t - \tau))] dx dy. \quad (1-72)$$

Todo esse procedimento para a medida do sinal se repete com um novo pulso de excitação $\pi/2$ seguido por um gradiente G_x com a mesma amplitude e por um gradiente G_y cuja amplitude varia dentro de certo intervalo $(-G_{y\max}, G_{y\max})$. Dessa forma, uma região do espaço-k é adquirida e o sinal correspondente é

$$S(k_x, k_y) = S(\gamma G_x t, \gamma G_y t) = \int_{x,y} M(x, y) \exp[-i\gamma G_y y t] \cdot \exp[-i\gamma G_x x t] dx dy. \quad (1-73)$$

Finalmente, a magnetização bidimensional $M(x,y)$ é obtida fazendo-se a Transformada de *Fourier* bidimensional na direção de codificação de fase e frequência. Para o exemplo dos três tubinhos em duas dimensões, a Figura 1-23-(a) mostra o sinal adquirido no espaço-k codificado em fase e em frequência. Fazendo a FT na direção de codificação de frequências (Figura 1-23-(b)) e em seguida na direção de codificação de fase (Figura 1-23-(c)), temos a distribuição da magnetização bidimensional sendo representada pela intensidade dos *pixels*, como mostra a Figura 1-23-(d).

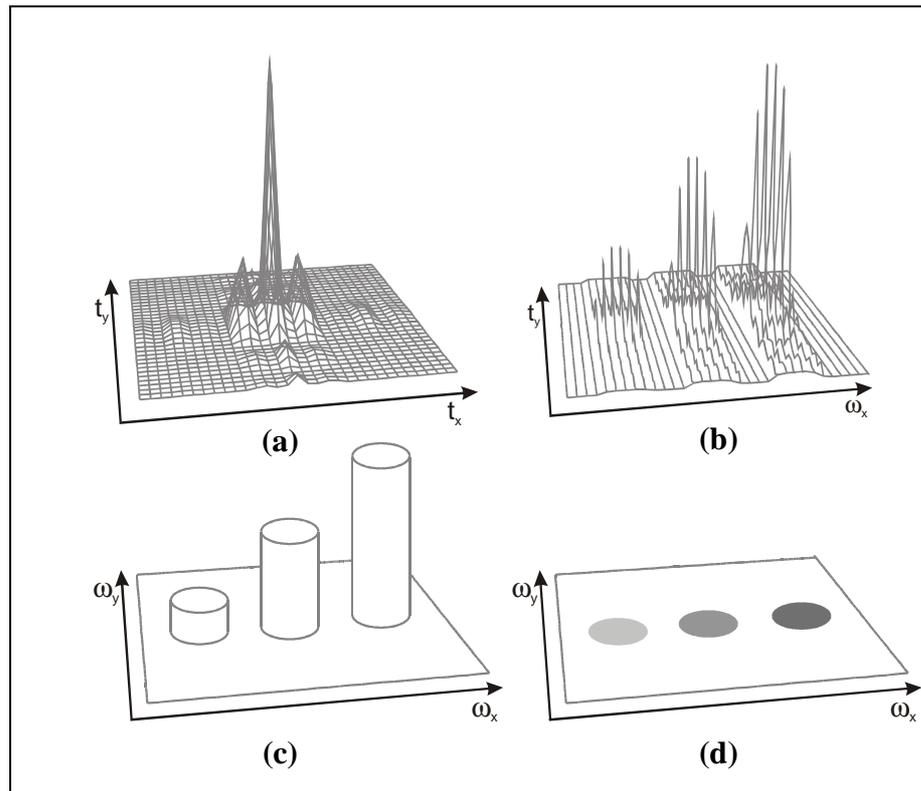


Figura 1-23: (a) Sinal codificado em frequência e em fase no espaço-k. (b) *FT* feita na direção de codificação de frequência. (c) *FT* feita nas direções de codificação de frequência e Fase. (d) Intensidade do sinal sendo representada pela intensidade dos *pixels*.

2 - Transdutores de Radiofrequência

O transdutor de radiofrequência é o componente-chave em um experimento de Imagem por Ressonância Magnética Nuclear, uma vez que são estes componentes os responsáveis por excitar os momentos magnéticos dos átomos de hidrogênio e captar o sinal induzido pela magnetização, dando origem as imagens.

Quando as bobinas são utilizadas para excitar os *spins* nucleares da amostra temos uma **bobina transmissora**. No caso das bobinas serem utilizadas para captar o sinal induzido pela magnetização de uma amostra temos uma **bobina receptora**. A principal exigência de uma bobina transmissora é o fato de que esta deve produzir um campo magnético mais homogêneo possível na região onde estará localizada a amostra, de forma a excitar todos os átomos da amostra com o mesmo ângulo de *flip*. Já no caso das bobinas receptoras a principal característica é que esta tenha o mínimo de perdas, de forma a maximizar a relação sinal/ruído, principal fator que determina a qualidade das imagens. É muito comum que uma mesma bobina funcione como transmissora e receptora, devendo neste caso satisfazer de maneira ótima as duas condições (homogeneidade e relação sinal/ruído) simultaneamente.

Neste Capítulo apresentaremos as principais geometrias utilizadas em experimentos com imagens, dando um enfoque às geometrias estudadas neste trabalho, assim como os parâmetros que caracterizam um transdutor de RF.

2.1 - Ressonadores: O *Birdcage Coil*

Chamamos de Ressonadores os transdutores de RF que podem ser descritos em termos de circuitos ressonantes apresentando modos de oscilação, conforme veremos nesta seção. Os Ressonadores se diferenciam das Bobinas, que levam este nome pela semelhança com os dispositivos condutores (geralmente solenóides) capazes de produzir campo magnético quando percorridos por uma corrente elétrica. No entanto, assumiremos neste trabalho que tanto os ressoadores quanto as bobinas têm o mesmo significado.

Conforme visto no Capítulo-1, para que haja a excitação dos momentos magnéticos de uma amostra, um campo magnético oscilante na frequência de Larmor (equação 1-7) deve ser aplicado perpendicularmente ao campo magnético estático B_0 . Poderíamos nos perguntar: porque simplesmente não posicionamos um solenóide perpendicularmente ao campo B_0 ? A resposta, e que exclui esta possibilidade, está no fato de que geralmente o acesso deve ser axial no Magneto que gera o campo B_0 , logo devemos projetar um tipo especial de enrolamento sobre a superfície de um cilindro cuja distribuição de corrente gere um campo magnético perpendicular ao campo B_0 . A Figura 2-1 ilustra esse problema.

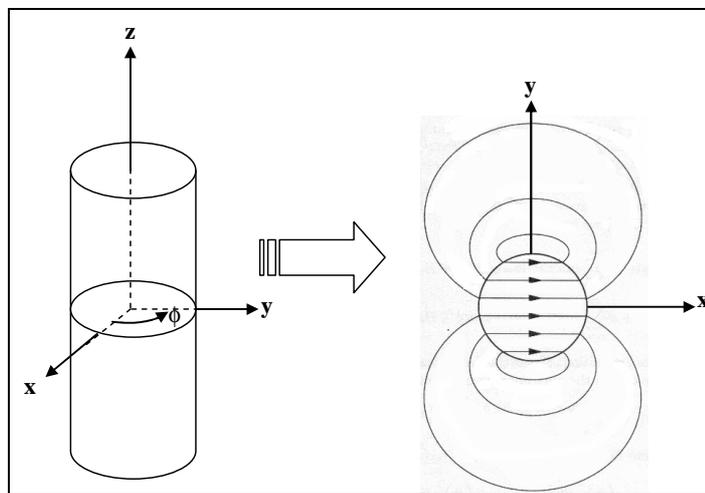


Figura 2-1: Cilindro condutor com uma densidade de corrente superficial que produz um campo magnético homogêneo e perpendicular ao eixo z.

O problema então se resume a encontrarmos uma densidade de corrente superficial que satisfaça as exigências mencionadas. Ao resolvermos este problema²⁰, encontramos a seguinte densidade de corrente que fornece um campo magnético \vec{B}_1 constante e perpendicular a \vec{B}_0 :

$$J_s = J_0 \sin(\phi) \hat{z} \quad (2-1)$$

sendo ϕ o ângulo polar em coordenadas cilíndricas indicado na Figura 2-1. Assim, se considerarmos um cilindro condutor infinito transportando uma densidade de corrente J_s na direção \hat{z} cuja intensidade tem dependência com o $\sin(\phi)$ teremos um campo magnético homogêneo e na direção \hat{x} .

Na prática é impossível obtermos uma distribuição de corrente contínua como exige a equação 2-1, e o que é feito é tornar discreta a densidade de corrente superficial. Em 1985 E. Hayes²¹ propôs uma geometria constituída por segmentos condutores e capacitores que se aproxima muito bem da densidade de corrente desejada, ficando esta geometria conhecida como *Birdcage* pela notável semelhança deste com uma gaiola de pássaros.

Esta estrutura consiste de N fios (ou fitas condutoras) igualmente espaçados com capacitores inseridos entre os fios nas extremidades das espiras (*Birdcage* passa-altas^{20,22}), ou entre os fios no meio de cada perna (*Birdcage* passa-baixas^{20,23}). É claro que quanto maior o número de pernas de um ressoador, mais discreta se torna a função seno e, portanto, mais homogêneo deve ser o campo em seu interior. Por questões de simetria costuma-se utilizar *Birdcages* cujo número de pernas seja igual a 8 ou 16.

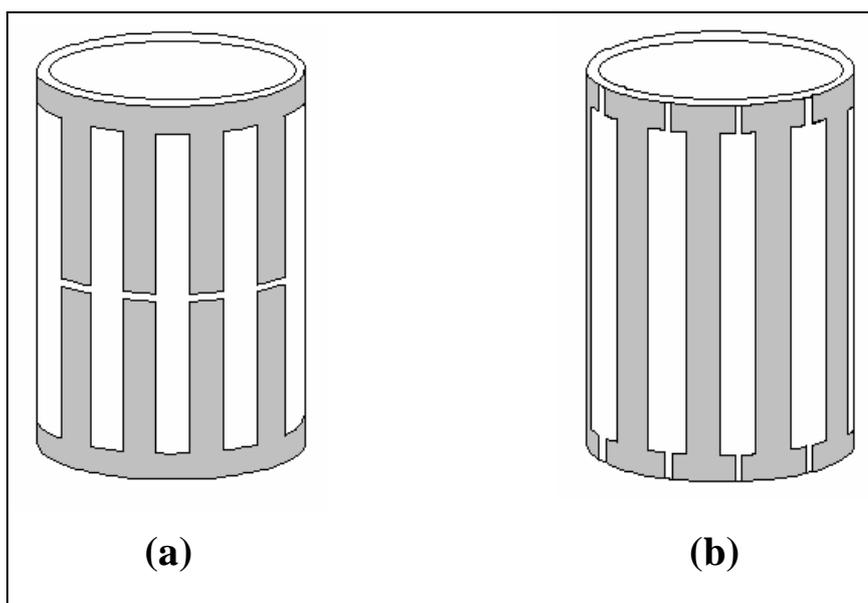


Figura 2-2: Geometria conhecida como *Birdcage Coil* com capacitores inseridos no meio dos condutores, conhecido como passa altas - (a), e na extremidade dos condutores, conhecido como passa baixas - (b).

Neste trabalho, nos restringimos a construção de *Birdcages* do tipo passa-altas, uma vez que os capacitores do *Birdcage* passa-baixa estão localizados muito próximos da amostra, facilitando o acúmulo de campo elétrico na amostra¹.

Para encontrarmos o campo magnético dependente do tempo para uma dada frequência, deveríamos resolver as equações de *Maxwell* em todos os pontos do *Birdcage*²⁴. No entanto este tratamento rigoroso exigiria tempo e sairia do objetivo central deste trabalho. Por isso, o método que empregamos para resolver este problema é conhecido por método dos circuitos equivalentes^{20,25} (Apêndice B). Este método consiste no fato de que cada segmento de fio (ou fita) condutor pode ser representado por um indutor e assim podemos tratar os circuitos equivalentes utilizando as Leis de *Kirchhoff* e calcular os campos magnéticos utilizando a Lei de *Biot-Savart*.

Como os ressoadores do tipo *Birdcage* são constituídos por segmentos com fitas condutoras e capacitores distribuídos (Figura 2-2) e utilizando a análise dos circuitos equivalentes, o que temos são vários circuitos ressonantes LC em série (Figura 2-3) com uma condição de contorno periódica, pois a corrente do (N+j)-ésimo circuito deve ser igual a corrente do j-ésimo circuito.

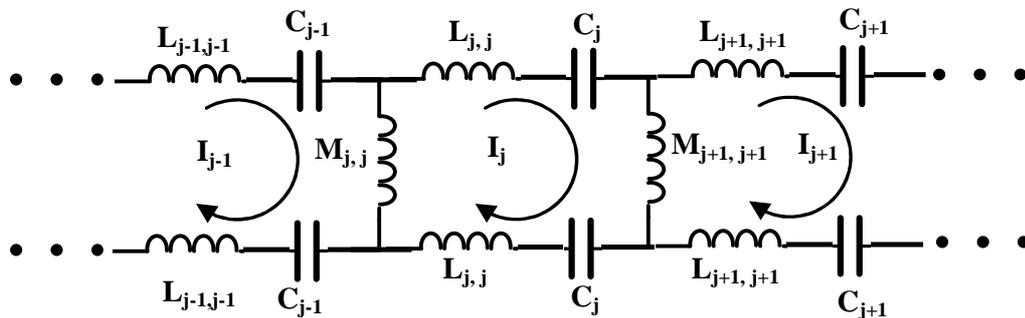


Figura 2-3: Análise dos circuitos equivalentes para os ressoadores do tipo *Birdcage* passa-altas.

De acordo com a figura acima, temos representado todas as auto-indutâncias e indutâncias mútuas ao longo da rede, sendo que cada símbolo da figura acima tem o seguinte significado:

- $M_{j,j}$: indica a auto-indutância da j^{th} perna;
- C_j : indica o capacitor situado entre a j^{th} e a $(j+1)^{th}$ perna;

- $L_{j,j}$: indica a auto-indutância dos condutores que conectam os capacitores nas extremidades do ressoador;
- $M_{j,k}$ ou $M_{k,j}$: indutância mútua entre a j^{th} perna e a k^{th} perna;
- $L_{j,k}$ ou $L_{k,j}$: indutância mútua entre o condutor conectando o j^{th} capacitor e o condutor conectando o k^{th} capacitor na mesma extremidade do ressoador;
- $\tilde{L}_{j,k}$ ou $\tilde{L}_{k,j}$: a indutância mútua entre o condutor conectando o j^{th} capacitor e o condutor conectando o k^{th} capacitor em diferentes extremidades do ressoador.

Inicialmente, podemos desprezar as indutâncias mútuas para simplificar a resolução do problema e supor que $C_1 = C_2 = C_3 = \dots = C$, $L_1 = L_2 = \dots = L$, e $M_{1,1} = M_{2,2} = \dots = M$. Devemos agora encontrar a corrente que circula em todas as (N-1) malhas utilizando a condição de contorno periódica de que $I_{j+N} = I_j$. Uma maneira é utilizar a conservação de energia para este sistema aplicando a conhecida *Lei da voltagem de Kirchhoff*¹⁵.

$$\sum_j V_j = 0 \quad (2-2)$$

Dessa forma, para a malha consistindo da j^{th} e $(j+1)^{\text{th}}$ fita condutora e do j^{th} capacitor devemos ter que a soma das tensões sejam nulas e sendo a tensão em um capacitor por onde passa uma corrente I dada por $V_C = -\frac{i}{\omega C} I$ e para um indutor $V_L = i\omega L I$ sendo $i = \sqrt{-1}$. Somando as tensões ao longo da j^{th} malha temos:

$$-i\omega M(I_j - I_{j-1}) - i\omega M(I_j - I_{j+1}) - 2i\omega L I_j + \frac{2i}{\omega C} I_j = 0 \quad (j=1,2,\dots,N) \quad (2-3)$$

sendo I_j a corrente na j^{th} malha. Desenvolvendo a equação acima, podemos reescrevê-la como segue:

$$M(I_{j+1} + I_{j-1}) + 2\left(\frac{1}{\omega^2 C} - L - M\right)I_j = 0 \quad (j=1,2,\dots,N) \quad (2-4)$$

Aplicando a condição de contorno periódica $I_{j+N} = I_j$ encontramos que a solução tem a forma

$$(I_j)_m = \begin{cases} \cos \frac{2\pi mj}{N} & m = 0, 1, 2, \dots, \frac{N}{2} \\ \sin \frac{2\pi mj}{N} & m = 1, 2, \dots, \frac{N}{2} - 1 \end{cases} \quad (2-5)$$

sendo $(I_j)_m$ o valor de I_j para o m^{th} modo. Com a expressão acima, podemos encontrar a corrente na j^{th} fita tomando a diferença entre as correntes na j^{th} e $(j+1)^{\text{th}}$ malhas respectivamente.

$$(I_j)_m - (I_{j-1})_m = \begin{cases} -2 \sin \frac{\pi n}{N} \sin \frac{2\pi n(j - \frac{1}{2})}{N} & m = 0, 1, 2, \dots, \frac{N}{2} \\ 2 \sin \frac{\pi n}{N} \cos \frac{2\pi n(j - \frac{1}{2})}{N} & m = 1, 2, \dots, \frac{N}{2} - 1 \end{cases} \quad (2-6)$$

Podemos notar que se fizermos $m=1$ (1° modo) na expressão acima, a variação de corrente em cada perna será similar a $\sin\phi$ ou $\cos\phi$, que é a condição procurada. Para os outros modos ($m=2,3,4,\dots$), o campo magnético no interior do ressonador não é homogêneo, como mostra a figura abaixo.

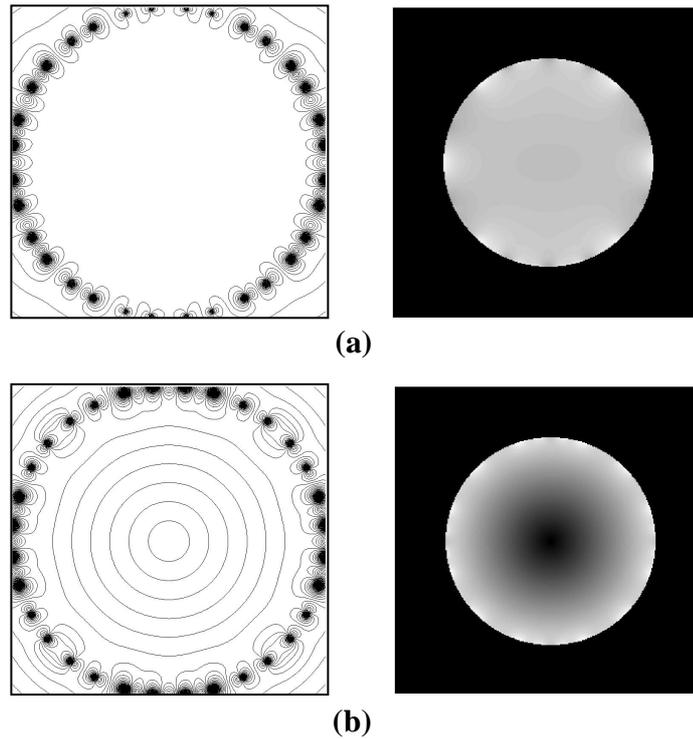


Figura 2-4: Gráficos em contornos e em escala de cinza do campo B_1 para um *BirdCage-16* passa altas. (a) modo $m = 1$. (b) modo $m = 2$.

Para todos os modos diferentes de 1 ($m > 1$) teremos figuras semelhantes à Figura 2-4, mostrando que o único modo relevante e que nos interessa é de fato o primeiro modo ($m=1$).

Com a expressão para a corrente, podemos encontrar uma expressão para as frequências de ressonâncias dos m modos se substituirmos a equação 2-5 na B-1, obtendo

$$M \cos \frac{2\pi n}{N} + \left(\frac{1}{\omega^2 C} - L - M \right) = 0. \quad (2-7)$$

Podemos obter então

$$\omega_m = \left[C \left(L + 2M \sin^2 \frac{\pi n}{N} \right) \right]^{-\frac{1}{2}} \quad \left(m = 0, 1, 2, \dots, \frac{N}{2} \right). \quad (2-8)$$

Dessa forma somos capazes (ou deveríamos ser) de prever, por exemplo, o valor dos capacitores C dos ressoadores para que este ressoe na frequência desejada,

que em nosso caso é de 85,24 MHz, sendo os valores da auto-indutância e das indutâncias mútuas possam ser calculados utilizando as equações descritas no Apêndice B. Na prática, o que notamos é que esses valores calculados teoricamente não correspondem com os valores que de fato são utilizados, dando somente um valor para utilizarmos como ponto de partida na busca dos capacitores definitivos. Esse problema será tratado com mais detalhes no Capítulo-3. Uma tentativa de se melhorar a descrição física dos *Birdcages* seria considerar as indutância mútuas entre os condutores verificando as alterações nos cálculos das frequências de ressonância²⁶, mas como foi mencionado anteriormente, este tratamento mais rigoroso desvia-se completamente do objetivo deste trabalho.

As figuras abaixo mostram o perfil de homogeneidade de campo produzido no interior de ressoadores *Birdcage* obtidas a partir do cálculo de campos magnéticos estáticos utilizando-se a Lei de *Biot-Savart* para segmentos retos e circulares de condutores (Apêndice A). Cada contorno representa o valor do campo magnético no ponto normalizado pelo valor do campo no centro do ressoador.

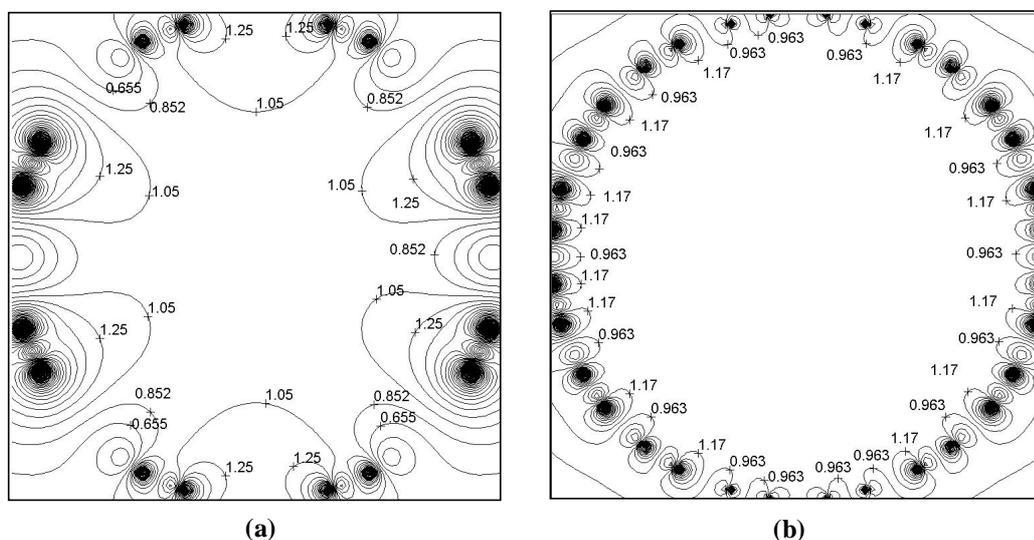


Figura 2-5: Mapa de contorno para o campo magnético normalizado pelo campo no centro para um *Birdcage* com 8 pernas (a), e para um *Birdcage* com 16 pernas (b).

Comparando o perfil de campo gerado pelos dois ressoadores, notamos claramente a superioridade do *Birdcage* com 16 pernas em termos de homogeneidade

de campo. No entanto a construção deste ressonador é consideravelmente mais complicada em função do grande número de capacitores que o constituem.

2.2 - Bobinas tipo sela: *Saddle coil*

Um caso particular e muito interessante dos ressoadores tipo *Birdcage* ocorre quando tornamos discreta a distribuição de corrente superficial de um cilindro, que deve ser proporcional ao $\sin(\phi)$ (Figura 2-1), da forma ilustrada pela figura abaixo.

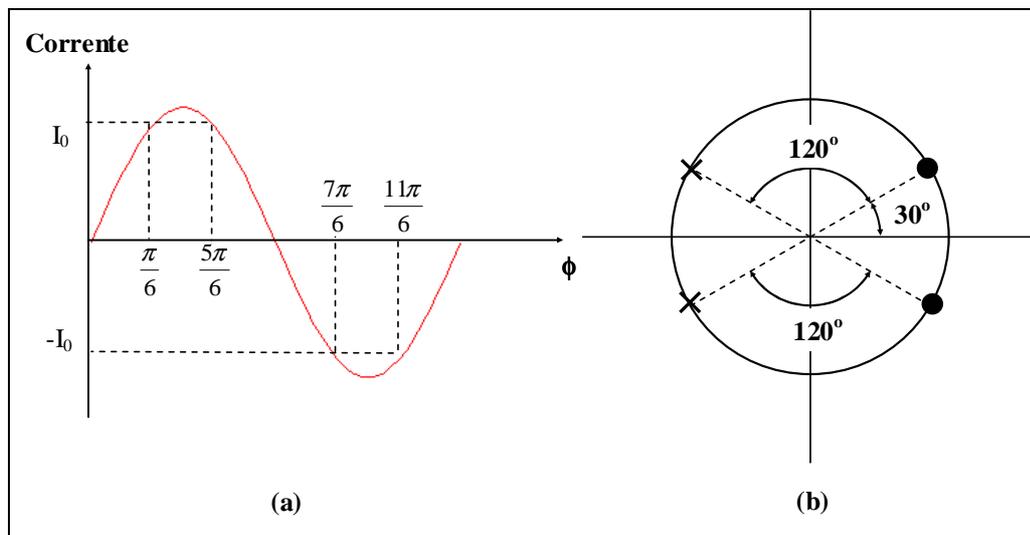


Figura 2-6: (a) Função seno discretizada em 6 pontos, tal que o valor da corrente para $\phi=0$, e π é nula. Para $\phi=\pi/6$, $5\pi/6$ tem valor I_0 e para $\phi=7\pi/6$, $11\pi/6$ tem valor $-I_0$. (b) Vista frontal mostrando as correntes entrando (•) e saindo (×), sendo que a separação angular entre os condutores é de 120° (ou 30° em relação ao eixo-x).

As correntes que percorrem as barras localizadas em $\phi=0$, π e 2π são nulas e, portanto, podemos deixar de colocar condutores nessas posições angulares. Já as barras localizadas nas posições $\phi=\pi/6$, $5\pi/6$, $7\pi/6$ e $11\pi/6$ têm o mesmo valor de corrente em módulo, diferindo apenas no sinal. Isso torna a bobina tipo sela muito fácil de se construir, pois devemos apenas nos preocupar com um único valor de corrente passando por todas as pernas ao invés de 8 (ou 16) valores de correntes, como é o caso para os *Birdcages*.

Pode ser calculado analiticamente, que para uma região pequena (menor do que 5% do diâmetro), no interior da bobina, o ângulo de abertura entre as pernas da

bobina deve ser de 120° para se alcançar máxima homogeneidade de campo²⁷. No entanto estudos recentes²⁸ mostraram que para uma região maior do que simplesmente o centro, os ângulos que localizam as barras na bobina têm valores ligeiramente diferentes de 120° para se alcançar máxima homogeneidade de campo. Neste trabalho procuramos otimizar a homogeneidade encontrando a posição angular das barras que minimizassem o termo (Desvio Padrão)/Média para uma região de 80% do diâmetro interno da bobina (Capítulo-3).

Abaixo temos um mapa de campo em forma de contornos mostrando o perfil de homogeneidade de campo para uma bobina tipo sela convencional com abertura angular entre as fitas de 120° e também uma curva mostrando que o parâmetro (Desvio Padrão)/Média do campo é mínimo em uma região de 20% do raio quando a abertura angular entre as fitas é de 120° (que equivale a 30° em relação ao eixo-x)

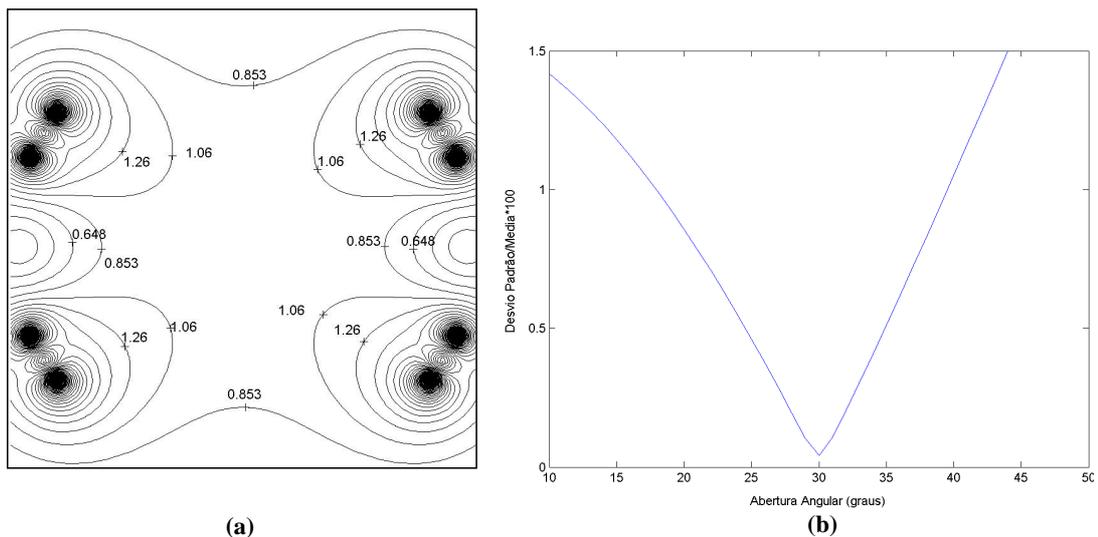


Figura 2-7: (a) Mapa de contorno produzido por uma bobina tipo sela normalizado pelo campo central.(b) curva mostrando que o mínimo valor para o (Desvio Padrão)/Média do campo para uma região de 20% do diâmetro é mínimo para separação angular igual à 120° (ou 30° em relação ao eixo-x, como indicado na figura 2-6 (b)).

2.3 - Relação Sinal - Ruído

No Capítulo 1 vimos que o sinal de RMN (equação 1-69) é captado a partir do vetor magnetização por algum instrumento que seja sensível a uma variação do fluxo magnético. Em nosso caso, este instrumento é o mesmo que foi utilizado para excitar os *spins* nucleares, ou seja, o transdutor de RF. Torna-se necessário que todas as perdas sejam minimizadas de forma que a razão Sinal/Ruído (*Signal to Noise rate-SNR*) seja a maior possível. Toda essa preocupação com a SNR porque em experimentos de imagens o que se deseja é observar detalhes e estruturas com a melhor resolução possível, principalmente em experimentos de *fMRI* (*functional Magnetic Resonance Imaging*).

Desde a captação do sinal até a digitalização dos dados, o sinal é acrescido de ruídos provenientes de diversas fontes, cujas mais relevantes serão analisadas separadamente.

2.3.a - Ruído produzido pelo Transdutor

Uma vez que todos os transdutores (ou bobinas) de RF são constituídos de material condutor não ideal, estes devem apresentar uma certa resistência elétrica à passagem de corrente, sendo basicamente uma fonte de ruído térmico, dado pela expressão²⁹

$$V = (4k_b T_c \Delta f R)^{1/2} \quad (2-9)$$

sendo que T_c é a temperatura da bobina, k_b é a constante de Boltzmann, R é a resistência da bobina e Δf é a banda passante de frequências.

A resistência R pode ser encontrada facilmente para baixas frequências. No entanto, para altas-frequências este cálculo torna-se mais complicado porque à medida que a frequência aumenta a corrente tende a ocupar apenas a superfície do condutor. Este efeito conhecido como *Efeito Skin* pode ser encontrado com mais detalhes em Jonson³⁰.

Deixando momentaneamente de lado a resistência, devemos calcular o sinal induzido na bobina, que corresponde a força eletromotriz induzida devido à variação

do vetor magnetização na amostra (Figura 1-12-(a)). O vetor magnetização pode ser considerado como um dipolo magnético, o que nos permite calcular a *f.e.m* utilizando o princípio de reciprocidade³¹:

$$\xi = -\frac{\partial}{\partial t} \{ \vec{B}_1 \cdot \vec{m} \} \quad (2-10)$$

sendo \vec{m} o momento magnético nuclear localizado no plano transversal após a aplicação de um pulso $\pi/2$. Logo, para um elemento de volume dV da amostra,

$$\vec{m} = M_0 \cdot e^{-\frac{t}{T_2}} \cdot e^{i\omega_0 t} dv. \quad (2-11)$$

Substituindo 2-11 em 2-10,

$$\xi = -B_1 M_0 \left(i\omega_0 - \frac{1}{T_2} \right) \cdot \exp \left[\left(i\omega_0 - \frac{1}{T_2} \right) t \right] dv. \quad (2-12)$$

E uma vez que $\omega_0 \gg 1/T_2$, a *f.e.m* pode ser escrita por

$$\xi = \omega_0 B_1 M_0 \exp \left[\left(i\omega_0 - \frac{1}{T_2} \right) t \right] dv. \quad (2-13)$$

A equação acima nos diz que o único parâmetro de fato relacionado com a bobina na captação da *f.e.m* é o campo magnético B_1 , sendo diretamente proporcional a este.

Com a equação para o ruído térmico (2-9) e para a *f.e.m* induzida na bobina (2-13) podemos calcular a relação sinal/ruído. Mas devemos antes calcular o valor *rms* (*root mean square*) para *f.e.m.*, uma vez que esta é dependente do tempo. Para isso tomamos a média do quadrado de ξ e em seguida calculamos a raiz quadrada,

$$\xi_{rms} = \sqrt{\langle \xi^2 \rangle} = \sqrt{\left(\frac{(\omega_0 B_1 M_0 V_a)^2}{T} \int_t^{t+T} \cos^2(\omega_0 t') dt' \right)} = \frac{\omega_0 B_1 M_0 V_a}{\sqrt{2}}. \quad (2-14)$$

Dividindo 2-14 por 2-9 teremos a seguinte expressão para *SNR*:

$$SNR_{rms} = \frac{\omega_0 B_1 M_0 V_a / \sqrt{2}}{\sqrt{4k_b T_c \Delta f R}} = \frac{\omega_0 B_1 M_0 V_a}{\sqrt{8k_b T_c \Delta f R}}. \quad (2-15)$$

Podemos escrever a equação acima em termos da energia armazenada no campo B_1 de forma conveniente se considerar que B_1 é homogêneo no plano transversal em toda a região da amostra

$$E = \frac{1}{2\mu_0} \int_{amostra} B_1^2 dV \approx \frac{B_1^2 V_a}{2\mu_0}. \quad (2-16)$$

Sendo a indutância na bobina dada por

$$L = \frac{1}{\mu_0} \int_{todoespaço} B_1^2 dV. \quad (2-17)$$

Definimos um novo termo, conhecido pela literatura^{4,28} como Fator de preenchimento (*filling factor*) que representa a fração de energia magnética na região da amostra com respeito a energia magnética total da bobina,

$$\eta = \frac{\int_{amostra} B_1^2 dV}{\int_{todoespaço} B_1^2 dV}. \quad (2-18)$$

Outra definição¹² para o fator de preenchimento encontrada e de mais fácil interpretação é

$$\eta = \frac{\text{Volume da amostra}}{\text{Volume da bobina}}. \quad (2-19)$$

Utilizando as equações 2-16 até 2-18 e introduzindo uma constante (K) que contém a inhomogeneidade do campo B_1 e depende somente do fator geométrico da bobina, podemos substituir na 2-15 e reescrevê-la como:

$$SNR_{rms} = KM_0 \left[\left(\frac{\omega_0 R}{L} \right) \frac{\eta \mu_0 V_a}{\sqrt{8k_b T_c \Delta f}} \right]^{1/2}. \quad (2-20)$$

O termo que aparece explícito propositalmente na equação acima ($\omega_0 R/L$) é definido como sendo o fator de mérito ou fator de qualidade da bobina³³.

O fator de qualidade de qualquer sistema físico que oscila é definido como 2π vezes a razão entre a energia armazenada pela energia dissipada em um ciclo. Assim, para um pêndulo ou um sistema massa mola, por exemplo, quanto menos energia é dissipada em uma oscilação maior é o fator de qualidade Q . Em nosso caso, temos energia magnética (U_M) sendo armazenada e energia elétrica (U_E) sendo dissipada. Calculando o fator de qualidade pela definição:

$$Q = 2\pi \frac{U_M}{U_E} = 2\pi \frac{LI^2/2}{T(I^2R/2)} = \frac{2\pi L}{T R} = \frac{\omega_0 L}{R} \quad (2-21)$$

que é o termo presente na equação 2-15. Reescrevendo a SNR_{rms} em termos do fator de qualidade,

$$SNR_{rms} = KM_0 \left[\frac{Q\eta\mu_0 V_a}{\sqrt{8k_b T_c \Delta f}} \right]^{1/2} \cdot \quad (2-22)$$

Uma das principais causas da diminuição do fator de qualidade de uma bobina são as perdas introduzidas pelas soldas que fixam os capacitores, de modo que estes também introduzem perdas elétricas por não serem ideais. Assim, a qualidade dos capacitores é fundamental no desenvolvimento de ressoadores que necessitam de alto Q .

A introdução do fator de qualidade na expressão para SNR nos permite comparar diferentes tipos de transdutores, uma vez que experimentalmente é muito fácil de se determinar o Q (Vidoto³⁴), sendo um possível indicador da relação sinal/ruído sem a necessidade de se calcular todos os parâmetros da expressão 2-15.

2.3.b - Ruído introduzido pela amostra

A equação 2-15 é a expressão comum encontrada na bibliografia²⁹ para a relação sinal/ruído. No entanto leva em conta somente o ruído produzido pela própria bobina, deixando de lado o ruído proveniente da amostra.

Em experimentos de imagens por RMN, as amostras geralmente apresentam alguma condutividade elétrica, como os materiais biológicos. O movimento *Browniano* de íons que constituem esses materiais possui componentes circulares

que são responsáveis por induzirem um sinal completamente aleatório na bobina receptora, e devido a sua própria natureza este sinal não pode ser evitado sendo, portanto, intrínseco do experimento.

Esses efeitos devido aos íons e dipolos magnéticos presentes na amostra também afetam a *SNR* no momento da excitação dos *spins*. Isso porque a potência que seria utilizada para excitar os *spins* nucleares acaba sendo dissipada, pois o campo magnético de RF induz uma corrente na amostra funcionando como uma espécie de blindagem ao próprio campo de RF, diminuindo a eficiência da bobina na excitação.

Um modelo citado pela bibliografia³¹ para se levar em conta os mecanismos de dissipação mencionados acima é a associação em série de resistores representando a dissipação elétrica (R_e), a dissipação magnética (R_m) e a resistência da própria bobina (R).

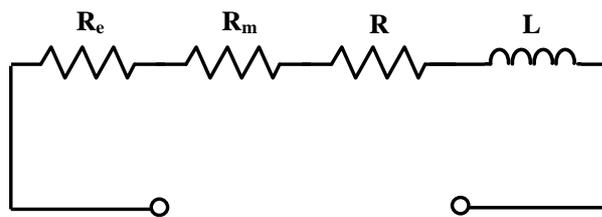


Figura 2-8: Circuito que representa as perdas devido à presença da amostra na bobina.

Quando uma amostra é inserida dentro da bobina, o fator de qualidade deve diminuir uma vez que aumentam as perdas introduzidas no sistema. Esse efeito pode ser levado em conta na expressão para a *SNR*³³ que antes só considerava as perdas devido à resistência da bobina (ruído térmico). Utilizando a equação 2-21, chamando de Q_v o fator de qualidade da bobina vazia e Q_a o fator de qualidade da bobina com amostra e considerando a Figura 2-8, temos:

$$\frac{Q_v}{Q_a} = \frac{R + R_e + R_m}{R} \quad (2-23)$$

Sendo a dependência da relação sinal/ruído com a resistência dada por

$$SNR_{rms} \propto R^{-1/2} \quad (2-24)$$

e expressando R de acordo com a equação 2-23, temos uma nova expressão para SNR que leva em contas as perdas devido a presença da amostra:

$$SNR' = SNR \cdot \left(\frac{Q_a}{Q_v} \right)^{1/2} . \quad (2-25)$$

2.3.c - Ruído captado do ambiente

Além do ruído térmico e do ruído gerado pela amostra, outra fonte de ruído é o próprio ambiente, que está imerso em grande quantidade de radiação, principalmente na frequência de rádio, emitida por equipamentos de telecomunicação, entre outros.

Este tipo de ruído só pode ser amenizado (não completamente evitado) com a utilização de blindagens eletromagnéticas envolvendo todo o conjunto bobina+amostra localizada no interior do magneto. No entanto é necessário evitar que um condutor contínuo seja inserido dentro do magneto, que está sujeito às variações de campos magnéticos causadas pelas bobinas de gradientes, com o objetivo de evitar que correntes induzidas (*Eddy Currents*) estejam presentes na superfície da blindagem. A interação entre a blindagem eletromagnética e o conjunto bobina+amostra será tratado com mais detalhes na seção 2.5.

2.4 - Homogeneidade de campo

Este é o principal parâmetro que deve ser otimizado em bobinas transmissoras para que haja pouca variação de brilho na imagem e uma relação sinal/ruído constante ao longo dela. No entanto, a homogeneidade de campo também influencia na recepção do sinal.

Se considerarmos que uma amostra homogênea em sua composição seja colocada no interior de uma bobina gerando um campo de RF com uma certa dependência espacial, para dois pontos diferentes da amostra, o ângulo de *flip* produzido pelos *spins* será diferente. Isso provocará uma variação na intensidade do sinal emitido pela amostra em função da posição, alterando a uniformidade do brilho na imagem bem como a SNR.

No caso da recepção do sinal, desconsiderando os efeitos de inomogeneidade de campo provocados na transmissão, a amostra terá o mesmo ângulo de *flip* em toda sua extensão. Considerando novamente dois pontos da amostra A e B, de modo que $\vec{B}_1(A,t) \neq \vec{B}_1(B,t)$, a f.e.m. induzida devido a cada um destes elementos de imagem pode ser encontrada pela equação 2-10,

$$\begin{aligned}\xi_A &= -\frac{\partial}{\partial t} \left\{ \vec{B}_1(A,t) \cdot \vec{m}_A \right\} \\ \xi_B &= -\frac{\partial}{\partial t} \left\{ \vec{B}_1(B,t) \cdot \vec{m}_B \right\}\end{aligned}\tag{2-26}$$

De acordo com a equação 1-73, vemos que a imagem de um objeto é dada pela *F.T.* do sinal emitido pela distribuição dos momentos magnéticos na amostra, podendo ser descrita como:

$$\begin{aligned}\text{SINAL} &\equiv \xi = \xi_A + \xi_B \\ \text{IMAGEM} &\equiv \mathfrak{S}(\xi_A + \xi_B) = \mathfrak{S}(\xi_A) + \mathfrak{S}(\xi_B)\end{aligned}\tag{2-27}$$

Supondo que a amostra seja homogênea, o que implica em $\vec{m}_A = \vec{m}_B$, e como $\vec{B}_1(A,t) \neq \vec{B}_1(B,t)$ notamos que os pontos A e B da imagem dada por 2-27 são diferentes, o que não corresponde com a realidade pois a representação fiel de uma amostra homogênea deveria ser uma imagem uniforme.

2.5 - Efeitos da blindagem de RF

Como sabemos, a bobina de RF funciona em conjunto com as bobinas de gradiente e a bobina de *Shimming*, havendo forte interação destas com o campo de RF gerado, degradando a performance do transdutor e também sua SNR.

Tentando minimizar essas interações e a captação de ruído externo utiliza-se uma blindagem de RF (*RF Shield*) que nada mais é do que um condutor (com detalhes experimentais que serão especificados posteriormente) envolvendo a bobina. Os efeitos deste condutor sobre o campo de RF gerado podem ser analisado através do método das imagens¹⁵.

De acordo com este método, o campo produzido pela corrente induzida na blindagem é idêntico ao campo produzido por uma “imagem” da corrente original, localizada a mesma distância do condutor, mas carregando uma corrente em sentido contrário (Figura 2-9). As correntes imagens aparecem da condição imposta de que a superfície condutora seja uma superfície equipotencial.

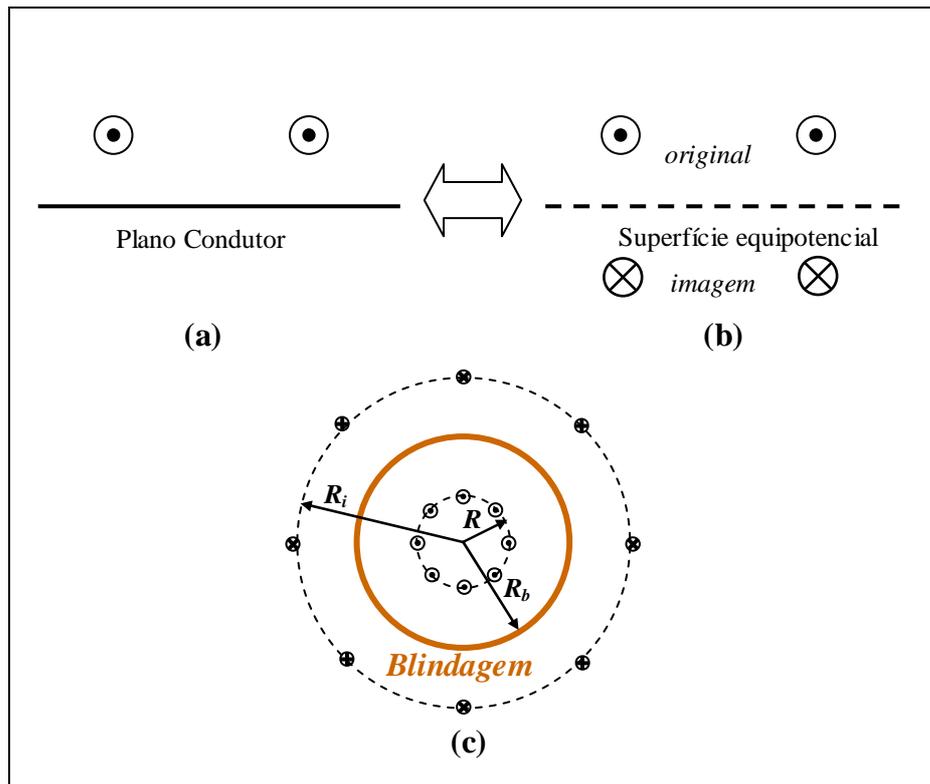


Figura 2-9: Ilustração do método das imagens. (a) Problema Original para uma superfície plana. (b) problema equivalente da superfície plana. (c) Método das imagens aplicado para um superfície cilíndrica.

Para o caso em que a superfície condutora (Blindagem) é um cilindro de raio R_b e cada elemento condutor sendo paralelo ao eixo do cilindro localizado em um raio R (raio da bobina), as imagens estarão localizadas à uma distância R_i do centro do cilindro (Figura 2-9(c)), obedecendo a seguinte relação^{20,35}:

$$R_i = \frac{R_b^2}{R} \tag{2-28}$$

Esse efeito reduz a auto indutância e a indutância mútua das partes que constituem a bobina e como $\omega \propto \frac{1}{\sqrt{LC}}$, a frequência de ressonância da bobina é deslocada para valores mais altos quando esta é colocada na blindagem.

É possível prever através do método das imagens que a intensidade do campo magnético produzido pela bobina diminui com a presença da blindagem. Isso pode ser mostrado através de simulações que calculam o campo magnético por *Biot-Savart* (Apêndice A) para uma bobina convencional *BirdCage-8*, mostrada pela Figura 2-10 (a). Como parâmetro para se analisar a redução da intensidade do campo com a presença da Blindagem medimos a redução da sensibilidade da bobina, dada por

$$\text{Redução da sensibilidade} = \left(1 - \frac{B_{c/ \text{Blindagem}}}{B_{s/ \text{Blindagem}}} \right) \times 100 \quad (2-29)$$

sendo o valor do campo com e sem a blindagem foram calculados no centro geométrico da bobina.

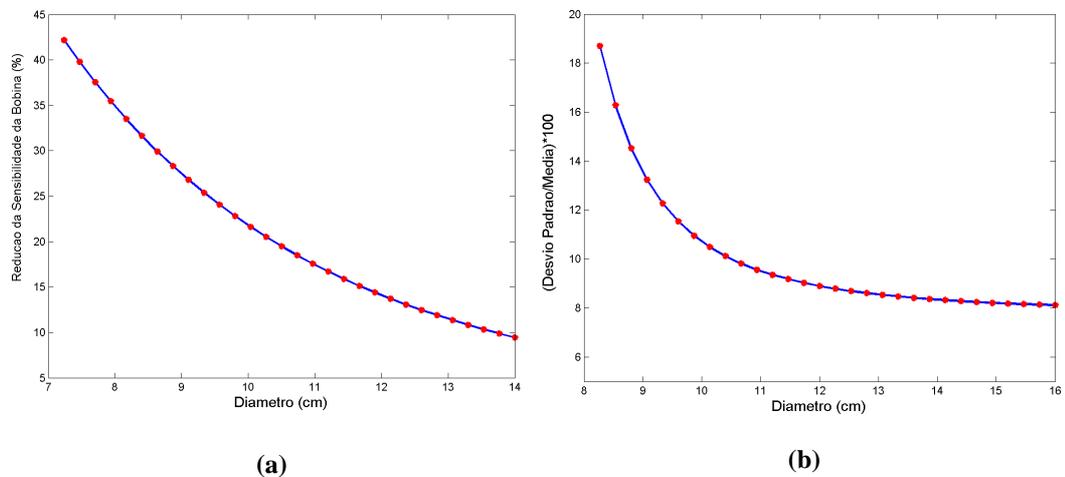


Figura 2-10: Simulações feitas para uma bobina convencional do tipo *BirdCage-8* mostrando (a) redução da sensibilidade Vs diâmetro da blindagem. (b) Inhomogeneidade da bobina Vs diâmetro da blindagem.

A homogeneidade de campo no interior da bobina também é afetada pela presença da blindagem³⁵, e a forma como isso ocorre pode ser observada pela Figura 2-10-(b), onde temos como parâmetro para a homogeneidade de campo a razão entre o desvio padrão em relação ao campo no centro sobre a média do campo dentro de uma certa região de interesse (80% do diâmetro interno).

A interação da blindagem com o campo de RF gerado reduz a homogeneidade e a intensidade do campo. Esse efeito deve ser levado em consideração em simulações onde se deseja conhecer a distribuição de campo magnético no interior de uma certa geometria de bobina. A Figura 2-11 mostra um mapa de contorno para o interior de um *BirdCage-8* com diâmetro de 6 cm cujo o campo magnético está normalizado em relação ao campo central, sendo que em (a) o diâmetro da blindagem é de 7 cm e em (b) o diâmetro é 14 cm. Assim, os dois efeitos (redução da homogeneidade e intensidade do campo de RF) provocados pela interação Bobina-Blindagem podem ser observados simultaneamente.

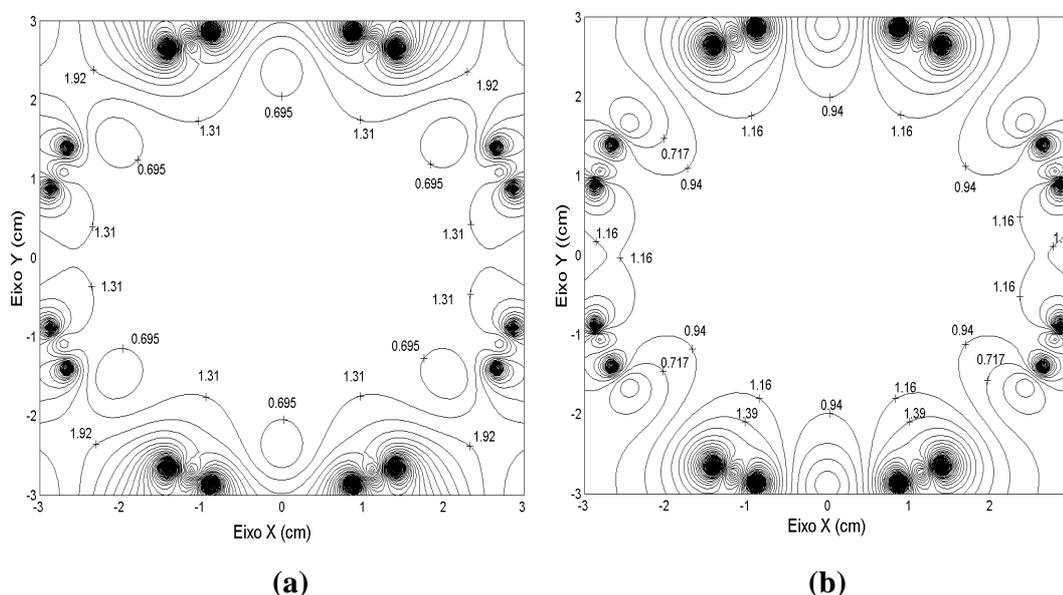


Figura 2-11: Mapa de campo para um *BirdCage-8* com diâmetro de 6 cm cujo o diâmetro da blindagem é (a) 7 cm e (b) 14 cm.

O fator limitante na escolha do diâmetro da blindagem foi o diâmetro interno das bobinas de gradientes. Dessa forma, a blindagem utilizada (Figura 2-12) tem diâmetro externo de 15 cm enquanto as bobinas utilizadas (ver detalhes no Capítulo-3) possuem diâmetro externo de 6 cm. O comprimento da blindagem é de 23 cm, estando acoplada a um sistema de posicionamento que consiste de uma pequena cama capaz de se deslocar nas três direções, especialmente projetada para animais de pequeno portes (como ratos e sagüis).

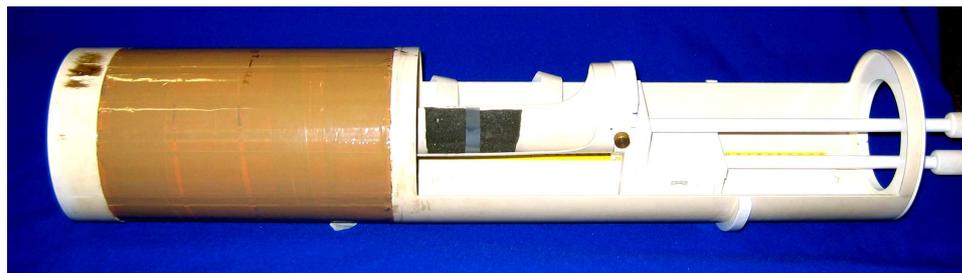


Figura 2-12: Blindagem de RF utilizada nos experimentos, com sistema de posicionamento acoplado.

2.6 - Circuitos de sintonia e acoplamento

Logo após a captação do sinal de RMN (*FID*) pela bobina receptora, (que em nosso caso também será a bobina transmissora), inicia-se toda uma etapa para se amplificar este sinal. Tentando introduzir o mínimo de ruído possível preservando assim a SNR, o circuito que liga a bobina receptora ao pré-amplificador é fundamental. Este circuito deve permitir que a energia captada seja convertida ao receptor com o mínimo de perdas. Deve também igualar a impedância de saída da bobina à impedância de entrada do pré-amplificador, mantendo assim a melhor figura de ruído possível.

Um esquema que ilustra este circuito de sintonia é representado pela figura abaixo³⁴.

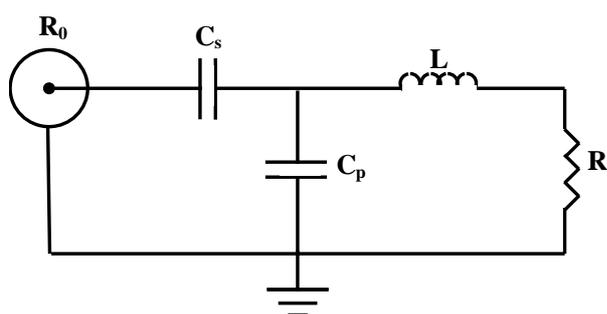


Figura 2-13: Diagrama elétrico de uma rede de transformação de impedâncias.

Este circuito é basicamente uma rede de transformação de impedâncias que tem em um dos extremos uma carga complexa altamente indutiva, devendo apresentar no outro extremo uma impedância real R_0 (tipicamente 50Ω).

Estudando as perdas e o acúmulo de energia em circuitos de sintonia encontra-se o conceito de circuitos balanceados, que são circuitos projetados de forma que a tensão distribui-se de maneira simétrica em relação ao comprimento total da bobina, enquanto que no circuito não balanceado o ponto de tensão nula se localiza em um dos extremos do comprimento da bobina. Esse balanceamento na tensão ao longo do comprimento da bobina faz com que as perdas por condutividade da amostra e a energia acumulada em forma de capacitâncias parasitas seja quatro vezes menor do que nos circuitos não balanceados³⁴. Isso faz com que as características elétricas em circuitos balanceados sejam menos afetadas do que em circuitos não balanceados. Dessa forma, como foi mostrado que em circuitos balanceados há uma menor variação no fator de qualidade com a presença de uma amostra³⁶, por ocorrer um menor acúmulo de energia pelas capacitâncias parasitas, o circuito ressonante balanceado sofre um desvio menor em sua frequência de operação³⁴.

Existem basicamente duas formas de se implementar o balanceamento de um circuito elétrico, que são através do **balanceamento capacitivo** e do **balanceamento indutivo**. Neste trabalho utilizamos o balanceamento capacitivo, cujo procedimento foi utilizar o próprio circuito da Figura 2-13, aumentando um dos capacitores em série para tornar simétrica a tensão sobre o indutor (Figura 2-14-(a)) e desta forma nenhuma extremidade do indutor fica conectada ao terra. Já o circuito com balanceamento indutivo consiste na utilização direta de um transformador de impedâncias, sendo o fato de o secundário do transformador estar “flutuante” implica necessariamente que as tensões sejam simétricas sendo, portanto, balanceado independentemente dos valores dos componentes ajustáveis (Figura 2-14-(b)).

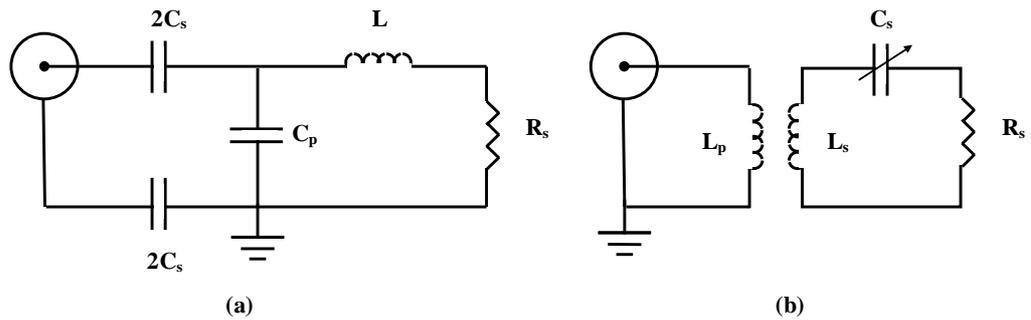


Figura 2-14: Diagrama elétrico para circuitos balanceados. (a) Circuito com balanceamento capacitivo. (b) circuito com balanceamento indutivo.

A principal vantagem dos circuitos com acoplamento capacitivo é apresentar uma estrutura mecanicamente mais estável em relação às pequenas vibrações mecânicas, pois todos os ajustes passam a ser realizados através de capacitores, não havendo também distorções no campo de RF produzido pela bobina. O mesmo não ocorre com o acoplamento indutivo por exigir um sistema de ajuste mecânico da indutância mútua sendo sensível a pequenas vibrações que podem surgir devido à aplicação dos gradientes. Além do fato de que o campo produzido pelos *loops* de acoplamento mútuo provoca uma distorção no campo da bobina de RF.

3 - Construção dos Transdutores

Iniciamos neste capítulo uma descrição das geometrias escolhidas para a construção dos transdutores que foram utilizados em experimentos com imagens. Simulações feitas para o cálculo do campo magnético utilizando a Lei de *Biot-Savart* (Apêndice A) nos mostram a superioridade dos ressoadores do tipo *Birdcage* com respeito à homogeneidade de campo de B_1 , mas não nos dão qualquer informação quanto a SNR. Como visto anteriormente, iremos utilizar os transdutores para transmissão e recepção, o que torna a SNR um parâmetro crucial além da homogeneidade de campo. Além dos *Birdcages*, uma nova geometria baseada na bobina tipo sela foi proposta motivada por simulações de homogeneidade de campo, tendo como principal característica a compensação no comprimento dos condutores de cobre mantendo o caminho percorrido pela corrente elétrica constante e balanceando a indutância mútua entre os condutores.

No projeto de construção de um transdutor de RF para *MRI*, devemos fixar alguns parâmetros que satisfaçam as necessidades do laboratório. Em nosso caso, o parâmetro que foi fixado inicialmente foi o tamanho (diâmetro e comprimento) das estruturas dos ressoadores. As dimensões escolhidas foram baseadas no tamanho médio da cabeça de primatas da espécie *Marmosets* (*Callithrix genus*^{*}) que serão utilizados para estudos futuros em neurociências, em cooperação com o projeto **CInAPCe** (Cooperação Interinstitucional de Apoio a Pesquisas sobre o Cérebro).

O crânio desses animais pode ser aproximado por uma esfera com 50 mm de diâmetro e, baseados nesta aproximação, construímos os ressoadores de forma a utilizar o máximo do volume interno, pois como vimos (equação 2-15) a SNR é proporcional ao fator de preenchimento η .

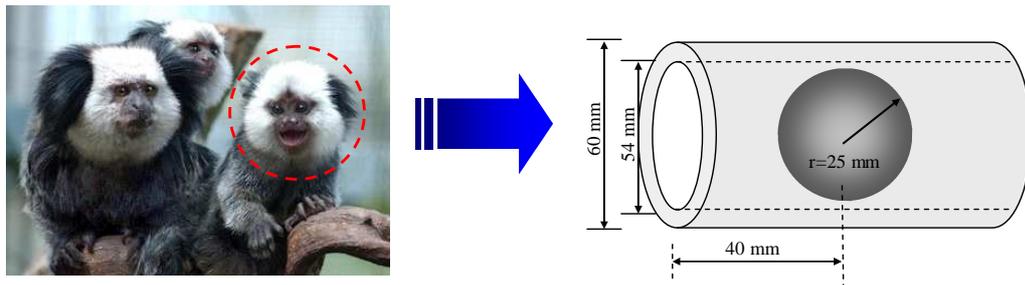


Figura 3-1: Cilindro com dimensões escolhidas de modo que o crânio dos *Marmosets* ficasse no centro dos transdutores.

O comprimento (40 mm) foi definido de forma que o centro do crânio ficasse localizado no centro dos transdutores, ocupando a região de campo de RF mais homogêneo.

Os ressoadores foram construídos sobre uma estrutura cilíndrica com diâmetro de 54 mm interno e 60 mm externo, comprimentos de 160 mm em que 80 mm foram utilizados para a fixação do cobre e os 80 mm restantes ficaram livres para eventuais manipulações, como o posicionamento e fixação dentro da blindagem.

As geometrias de ressoadores construídas foram do tipo *Birdcage* com 8 e 16 pernas, cujas características são escritas com detalhes nas seções 3.1, 3.2 e 3.3. Desenvolvemos uma estrutura de PVC comum a todos os *Birdcages*, conforme ilustra a figura abaixo.

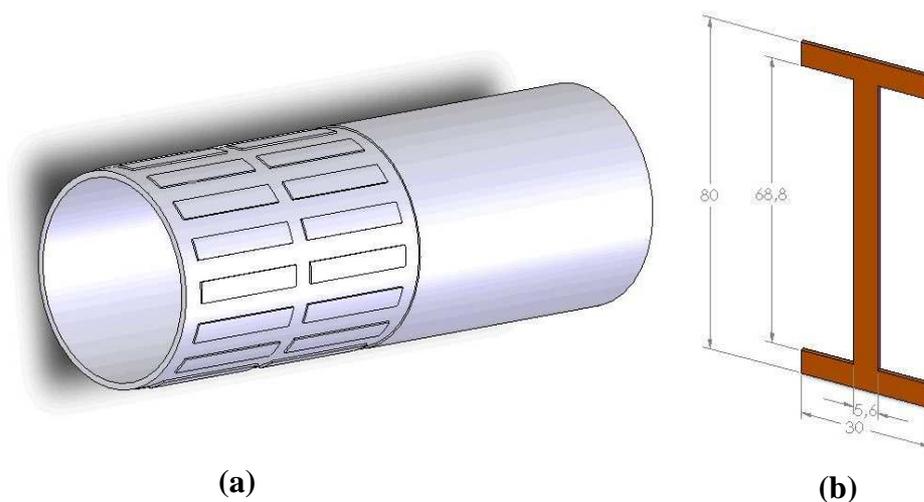


Figura 3-2: (a) Cilindro de PVC com os encaixes para as fitas de cobre onde foram construídos os *Birdcages*. (b) Dimensões das fitas de cobre utilizadas.

Este cilindro foi feito de modo que as fitas de cobre dos ressoadores se encaixassem perfeitamente, sendo rebaixado na mesma medida da espessura da fita (0.5 mm) na superfície, possuindo espaço para que 16 fitas igualmente espaçadas fossem fixadas no cilindro. As dimensões das fitas de cobre utilizadas na confecção das bobinas são vistas na Figura 3-2-(b).

Foram construídos e testados quatro transdutores diferentes, sendo 3 *Birdcages* e uma bobina tipo sela.

3.1 - *Birdcage* com 8 pernas-B8

Um dos ressoadores construídos foi um *Birdcage* com 8 pernas (B8), sendo que cada perna é na realidade uma fita com as dimensões mostradas na Figura 3-2 (b), que foram fixadas na estrutura de PVC da Figura 3-2-(a) utilizando adesivo instantâneo *LOCTITE 495*.

Estando fixado o cobre na estrutura de PVC, demos início à procura dos capacitores necessários para que o *Birdcage* entre em ressonância na frequência de 85.24 MHz para o primeiro modo de ressonância (m=1) de acordo com a equação 2-8.

Utilizando as equações para o cálculo das indutâncias do Apêndice B, tentamos estimar o valor dos capacitores (C) para cada malha do ressoador. Calculando M e L (auto-indutância das fitas e dos anéis respectivamente), pela equação B-4, temos que a auto-indutância dos condutores que conectam os capacitores é:

$$L = 0.002l_1 \left(\ln \frac{2l_1}{w} + \frac{1}{2} \right) = (10.6 \pm 0.3)nH \quad (3-1)$$

sendo $l_1=(2.10 \pm 0.05)cm$ é o comprimento e $w_1=(0.56 \pm 0.05)cm$ é a largura das fitas que conectam os capacitores. Calculando a auto-indutância das pernas:

$$M = 0.002l_2 \left(\ln \frac{2l_2}{w} + \frac{1}{2} \right) = (61.6 \pm 1,5)nH \quad (3-2)$$

sendo $l_2=(8.00\pm 0.05)cm$ o comprimento das pernas do *Birdcage*. Da equação 2-8 para as frequências de ressonâncias para os m modos e fazendo $m=1$, $N=8$ e $\omega = 2\pi \cdot 85.24 \times 10^6$, encontramos o seguinte valor para os capacitores C :

$$C = \frac{1}{\omega^2 \left(L + 2M \sin\left(\frac{m\pi}{N}\right)^2 \right)} = (122 \pm 6) pF . \quad (3-3)$$

Esse resultado concorda muito bem com o que de fato é utilizado na prática. No entanto, esses valores nem sempre estão de acordo com os valores obtidos experimentalmente. Na prática, o que se faz é encontrar os capacitores utilizando a dependência da frequência com L e C $\omega \propto \frac{1}{\sqrt{C}}$ partindo de um valor de capacitor qualquer (este valor inicial pode ser o estimado pela equação 3-3). Assim, para dado valor de capacitor medimos qual a frequência de ressonância correspondente, nos permitindo saber se devemos aumentar ou diminuir o valor de C para atingir a frequência desejada. O método utilizado para a medida da frequência de ressonância variando C consiste em transmitir RF varrendo certo intervalo de frequência com um gerador (*Sweper-Morris Instruments, Modelo 610NV+*) utilizando um pequeno *loop* feito de cabo coaxial *RG-058* próximo ao ressoador e captar o campo gerado, utilizando outro *loop* no interior do ressoador, cuja amplitude pode ser observada em um osciloscópio. No momento em que a amplitude for máxima temos a frequência de ressonância (f_0).

Repetimos este procedimento com o ressoador dentro e fora da blindagem e verificamos o valor de f_0 para alguns valores de C , que foram expressos no gráfico abaixo:

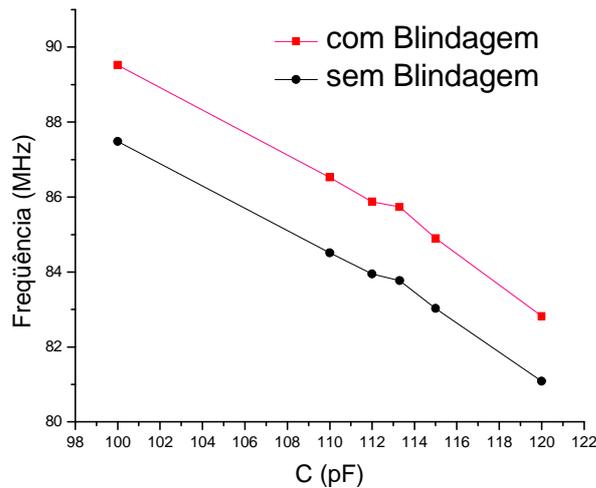


Figura 3-3: Gráfico mostrando como a Frequência de ressonância varia com o valor para os capacitores entre cada perna do *Birdcage-8*.

O valor encontrado para C que melhor se aproxima de $f_0=85.24$ MHz dentro da blindagem foi uma associação em paralelo de capacitores que resulta em uma capacitância equivalente de 113,13 pF.

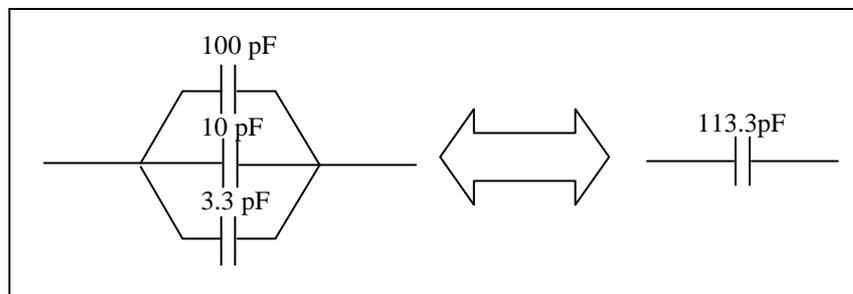


Figura 3-4: Associação em paralelo de capacitores encontrada para que a frequência de ressonância seja de 85.24 MHz.

Estando o *Birdcage* com f_0 próximo de 85.24 MHz, devemos passar do acoplamento indutivo para o capacitivo utilizando um circuito balanceado (Figura 2-14-(a)), encontrando os valores de C_s e C_p para que a impedância na frequência de ressonância seja de 50Ω . O circuito de acoplamento utilizado foi o seguinte:

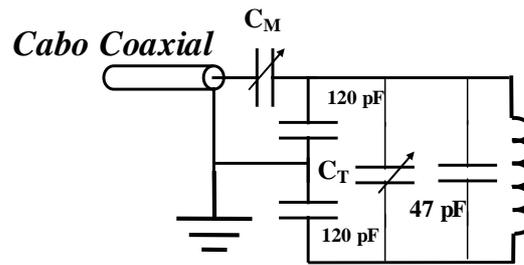


Figura 3-5: Circuito balanceado capacitivo que conecta o cabo coaxial com o Birdcage-8.

Os capacitores variáveis C_T (*Tuning*) e C_M (*Matching*) são responsáveis pelo ajuste da sintonia e do acoplamento da impedância respectivamente, sendo que o intervalo de capacitância para C_T é de 0-30 pF e para C_M de 33-63 pF. Chamamos a atenção para o fato de que o capacitor responsável pela sintonia (C_T) faz com que a capacitância total do Birdcage varie muito pouco porque uma variação de 10 pF é muito pequena frente aos valores dos capacitores em cada elo do Birdcage, fornecendo uma variação na frequência de $\Delta f=1\text{MHz}$.

Com um cabo coaxial RG-058 conectado ao circuito de acoplamento, medimos o módulo da impedância de entrada e o ângulo de fase entre a corrente e a tensão utilizando o VECTOR IMPEDANCE METER-HP-Modelo 4193A, 0.4-110 MHz para a frequência de 85.24 MHz. Com o ressoador dentro da blindagem estando carregado com um phantom preenchendo sua região interna contendo solução de CuSO_4 a 5 mM obtivemos os seguintes valores:

$$\begin{aligned} |Z| &= (50 \pm 2) \Omega \\ \phi &= (0.4 \pm 0.1)^\circ \end{aligned} \tag{3-4}$$

Estando o B-8 sintonizado e acoplado em 50Ω para 24 MHz, o próximo passo é caracterizá-lo medindo parâmetros como o fator de qualidade, sua relação sinal-ruído, homogeneidade de campo para uma região de interesse e testes com imagens, assunto que será tratado no Capítulo-4.

Abaixo temos o B-8 construído conforme descrito nesta seção.

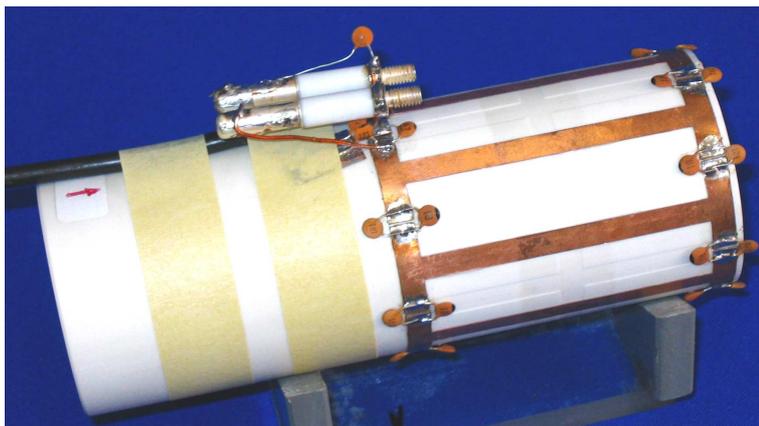


Figura 3-6: *Birdcage* de 8 pernas pronto com os capacitores fixos e variáveis.

3.2 - *Birdcage* com 16 pernas / 8 correntes-B16M

Conforme visto no capítulo-2, quanto maior o número de pernas de um *Birdcage*, mais próximo da situação ideal de distribuição de corrente e, portanto mais homogêneo deve ser o campo magnético em seu interior. No entanto, a dificuldade na construção aumenta consideravelmente em virtude do número de capacitores que também aumentam com o número de pernas. Uma tentativa de melhorar a homogeneidade poupando o trabalho de sintonizar o dobro de capacitores foi construir um *Birdcage* com 16 pernas tendo o mesmo valor de corrente para cada duas pernas. Para que não haja confusão com o *Birdcage* de 16 pernas convencional (B16), convencionamos chamar esse *Birdcage* “modificado” por *Birdcage*-16M (para experimentos com *Marmosets*). Dessa forma, o número de capacitores para ser encontrado é o mesmo que um de 8 pernas, no entanto esperamos que a homogeneidade seja melhor que o B8 uma vez que a corrente está mais bem distribuída pela superfície do cilindro. Isso pode ser confirmado através de simulações para o mapa de campo na região interna do ressoador.

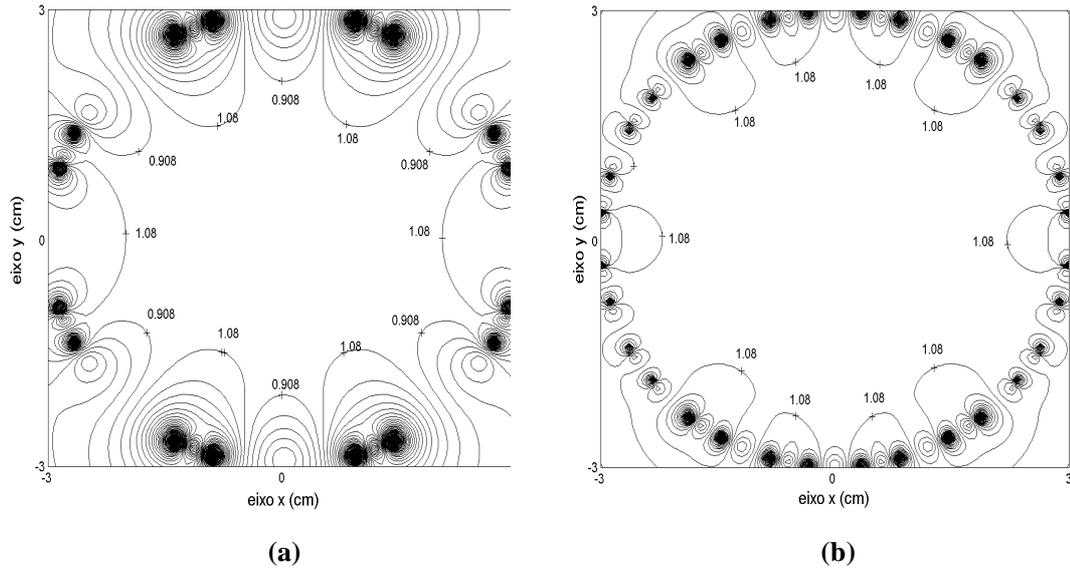


Figura 3-7: Mapa de contorno mostrando o valor do campo magnético normalizado pelo campo no centro para (a) Birdcage-8. (b) Birdcage-16M.

Se calcularmos o (Desvio padrão)/Média para os pontos dentro de uma região de 80% do diâmetro, temos para os dois ressoadores:

$$\left(\frac{\text{Desvio Padrão}}{\text{Média}} \right)_{B8} = 8.3 \tag{3-5}$$

$$\left(\frac{\text{Desvio Padrão}}{\text{Média}} \right)_{B16M} = 2.5$$

mostrando que a homogeneidade do B16M deve ser melhor do que o B8.

O método de construção do B16M foi o mesmo empregado para o B8, ou seja, utilizamos a mesma estrutura de PVC da Figura 3-2 e fixamos o cobre sobre a superfície rebaixada em 0.5 mm, mas utilizando o dobro do número de pernas.

Os cálculos que foram realizados para o B-8 não serão realizados para o B16M, uma vez que as contas não consideram as indutâncias mútuas, que neste caso são mais relevantes porque as pernas estão mais próximas umas das outras conduzindo a uma discrepância muito grande entre o valor calculado e o valor encontrado experimentalmente. Procuramos então os valores de capacitância na prática através de um acoplamento indutivo utilizando *loops* feitos de cabo coaxial. Os valores medidos das frequências de ressonância para diferentes capacitores são dados pelo seguinte gráfico:

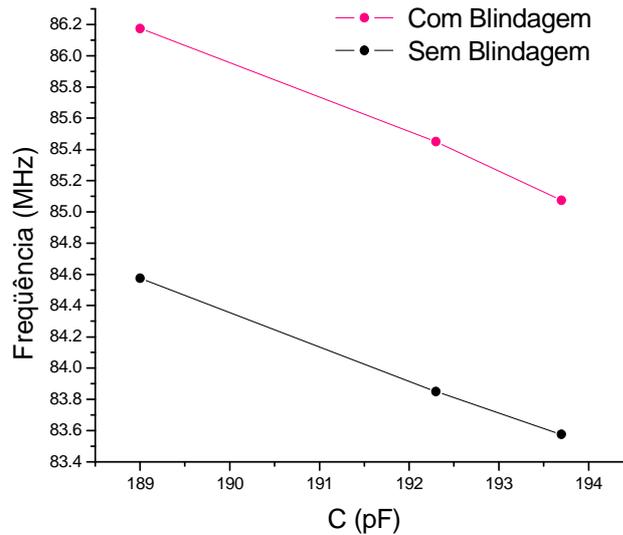


Figura 3-8: Gráfico mostrando como a Frequência de ressonância varia com o valor dos capacitores entre cada duas perna no *Birdcage-16M*.

O valor de capacitor que mais se aproximou da frequência de ressonância foi $C=192.3$ pF para um frequência de 85.45 MHz, cuja associação em paralelo é dada abaixo:

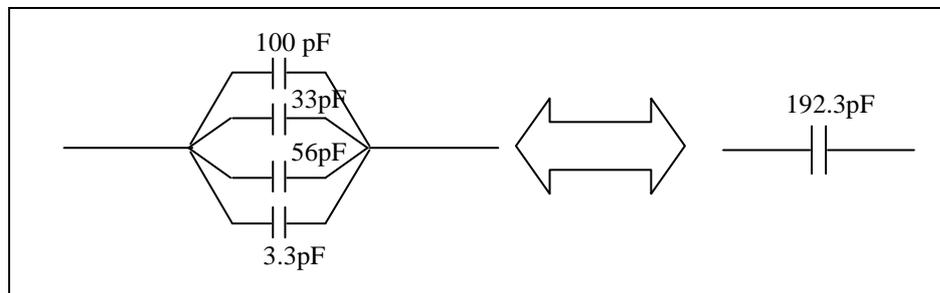


Figura 3-9: Associação em paralelo de capacitores encontrada para a frequência de ressonância de 85.45 MHz no B16M.

Passando do acoplamento indutivo para o acoplamento balanceado capacitivo (Figura 2-14-(a)) encontramos os capacitores C_s e C_p de forma que o ressoador tenha 50Ω de impedância de saída na frequência de 85.24MHz. Abaixo temos o circuito de acoplamento balanceado com os valores de C_s e C_p utilizados:

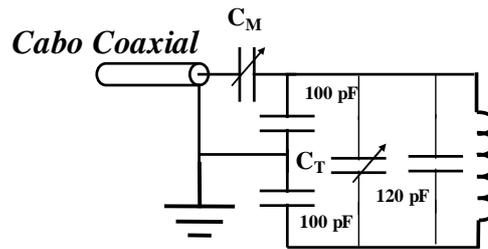


Figura 3-10: Circuito balanceado capacitivo que conecta o cabo coaxial com o *Birdcage-16M*.

Aqui, C_M varia de 150-180 pF enquanto que C_T de 0-30 pF sofrendo um deslocamento de frequência de $\Delta f=675$ kHz. Esse menor deslocamento na frequência em comparação com o B8 (que foi de 1MHz) é esperado porque os capacitores neste *Birdcage* são maiores e com isto uma variação de 30 pF frente à capacitância total implica em uma menor variação na frequência do ressoador.

A Impedância e o ângulo de fase entre a tensão e a corrente do B16M (dentro da blindagem e carregado com o mesmo *Phantom* utilizado para o B8) para 85.24MHz medidos foram:

$$\begin{aligned} |Z| &= (49 \pm 2) \Omega \\ \phi &= (0 \pm 0.1)^\circ \end{aligned} \tag{3-6}$$

Uma figura mostrando o *Birdcage* com 16 pernas e 8 correntes efetivas já com o circuito de acoplamento e o cabo coaxial é mostrada abaixo:

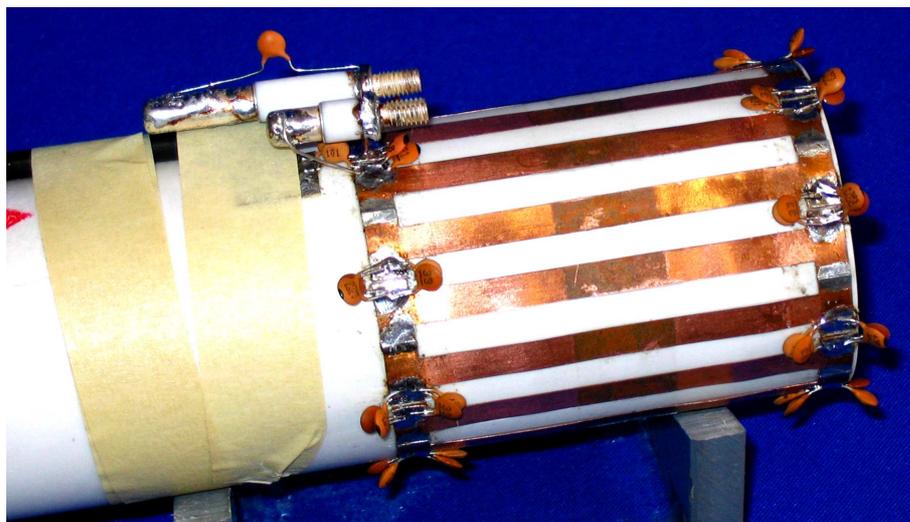


Figura 3-11: *Birdcage* de 16 pernas e 8 correntes pronto, com os capacitores fixos e variáveis.

3.3 - Birdcage com 16 pernas/8 correntes cruzada-B16XM

O último ressoador construído é semelhante ao B16M, em que a única modificação é que este apresenta um cruzamento entre as fitas (que permanecem isoladas) na metade do seu comprimento. Convencionamos chamar este *Birdcage* de B16MX e para entendermos melhor o motivo dos cruzamentos, consideremos a figura abaixo:

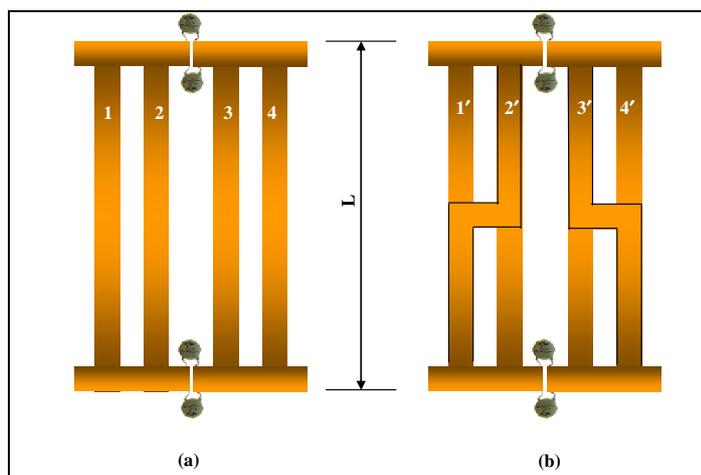


Figura 3-12: Forma como as fitas e capacitores são dispostos no *Birdcage* (a) B16M. (b) B16MX, mostrando que as fitas se cruzam na metade do comprimento

Sendo M_{ij} a indutância mútua entre a fita i e a fita j de modo que $M_{ij}=M_{ji}$. A Figura 3-12-(a) nos diz que M_{23} é sempre maior que M_{14} ao longo de todo o comprimento L das fitas. Já na Figura 3-12-(b), $M_{2'3'} > M_{1'4'}$ até a metade do comprimento L , e na a outra metade temos que $M_{1'4'} > M_{2'3'}$. Com os cruzamentos esse efeito torna-se simétrico, sugerindo que a distribuição de correntes na superfície de todo o B16MX seja mais simétrica do que o B16M, o que poderia melhorar a homogeneidade de campo.

O efeito desses cruzamentos sobre a homogeneidade de campo não pode ser previsto através de nossas simulações que utilizam a lei de *Biot-Savart* para o cálculo do campo magnético. Isso porque se considerarmos dois fios com as mesmas dimensões localizados muito próximos transportando correntes em sentidos opostos, o campo produzido por eles irá se anular, como se nem existissem os cruzamentos.

Portanto, somente a construção e os testes deste *Birdcage* poderão nos dizer as vantagens ou desvantagens em relação ao B16M.

A estrutura utilizada para a montagem novamente foi a mesma utilizada para os outros ressoadores (B8 e B16M), possuindo além dos encaixes para as fitas, encaixes também para os cruzamentos no centro. As fitas de cobre foram feitas sob medida para a estrutura de PVC sendo isoladas umas das outras no cruzamento através de uma lâmina de transparências para retro projetor com 0.1 mm de espessura. A figura abaixo mostra o B-16MX durante a etapa de fixação dos cobres, enfatizando o cruzamento na metade do comprimento das fitas.

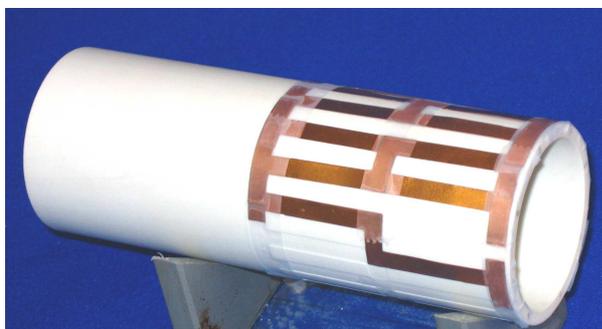


Figura 3-13: B16MX durante etapa de fixação das fitas de cobre com os cruzamentos.

Seguindo o mesmo procedimento feito para os outros *Birdcages*, o próximo passo foi encontrar o valor dos capacitores C_s e C_p para o circuito de acoplamento capacitivo balanceado (Figura 2-14-(a)). O valor da frequência de ressonância para o primeiro modo em função dos capacitores em cada elo para este *Birdcage* estão expressos no gráfico abaixo:

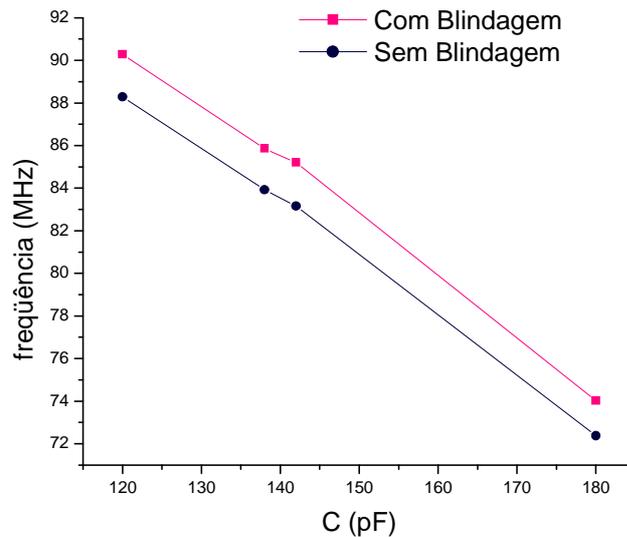


Figura 3-14: Gráfico mostrando como a Frequência de ressonância varia com o valor para os capacitores entre cada perna do *Birdcage-16MX*

O valor de capacitor encontrado que melhor se aproxima da frequência de ressonância foi $C=139.8$ pF, fornecendo uma frequência de 85.86 MHz. O valor de C é na verdade a capacitância equivalente de uma associação em paralelo de 3 capacitores.

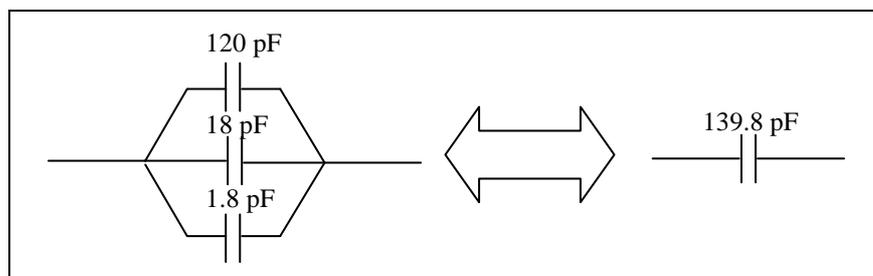


Figura 3-15: Associação em paralelo de capacitores encontrada para a frequência de 85.45 MHz no B16MX

A frequência de ressonância pôde ser atingida com uma impedância de entrada de 50Ω ao passarmos do acoplamento indutivo para o balanceado capacitivo com o auxílio dos capacitores variáveis de *Tuning* (C_T) e *Matching* (C_M), de acordo com o circuito abaixo:

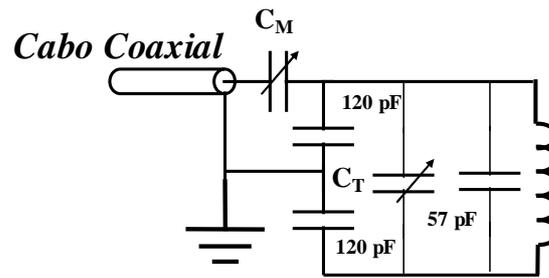


Figura 3-16: Circuito balanceado capacitivo que conecta o cabo coaxial com o *Birdcage-16MX*

Os intervalo de capacitância variável para C_M é de 250-280 pF, enquanto que C_T varia de 0-30 pF permitindo um deslocamento de frequências $\Delta f=1$ MHz.

Ao compararmos as capacitâncias em cada elo para os *Birdcages* B16M ($C=192$ pF) e B16MX ($C=139.8$ pF) concluímos que a presença dos cruzamentos aumenta a indutância total do B16MX, pois sabemos que $\omega \propto \frac{1}{\sqrt{LC}}$, logo para a mesma frequência ω a indutância deve ter diminuído. O fato de $\Delta f=1$ MHz ser maior do que para o B16M ($\Delta f=675$ KHz) era esperado uma vez que o conjunto de capacitores é menor, sendo portanto mais sensível à deslocamentos de frequências quando a capacitância é variada através de C_T .

Estando o ressoador dentro da blindagem e carregado com um *phantom*, o módulo da impedância e o ângulo de fase entre a tensão e a corrente medidos para a frequência de 85.24 MHz foram:

$$\begin{aligned} |Z| &= (53 \pm 2) \Omega \\ \phi &= (0 \pm 0.1)^\circ \end{aligned} \tag{3-7}$$

indicando que este ressoador está pronto para ser caracterizado. Uma figura do B16MX depois de acoplado ao cabo coaxial através do circuito balanceado capacitivo é mostrada abaixo:

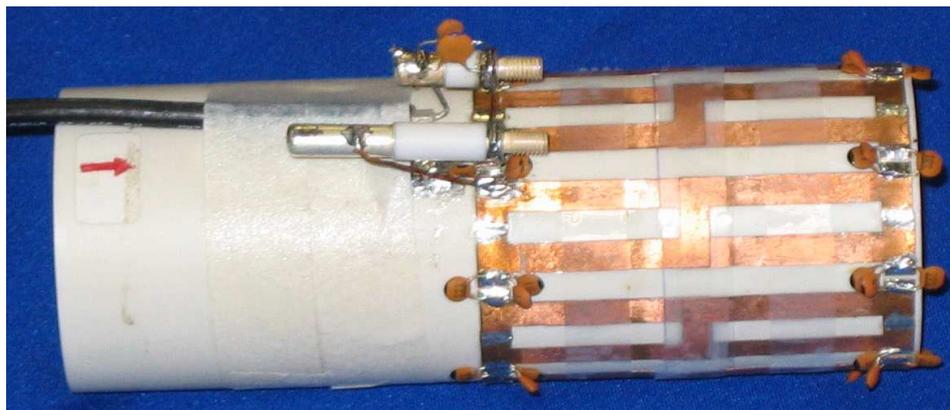


Figura 3-17: *Birdcage* de 16 pernas pronto com os capacitores fixos e variáveis.

3.4 - Sela Cruzada- SX

O último transdutor construído foi uma bobina e não um ressoador como os *Birdcages* descritos anteriormente. Esta bobina foi baseada nas clássicas bobinas tipo sela (*Saddle Coil*²⁷), mas com algumas modificações. Conforme veremos ao longo desta seção, essas modificações tentam unir as idéias de duplicar o número de pernas pré-existente (como feito com o B16M) com o cruzamento entre as barras paralelas no meio do comprimento das fitas (como feito para o B16MX). Aqui, convencionamos chamar essa bobina Sela com cruzamentos por SX.

Diferentemente da bobina tipo sela convencional, constituída basicamente por 4 fios transportando o mesmo valor de corrente com abertura angular entre os fios de 120° (ver Figura 2-6-(b)), cada fio transportando corrente dão origem a dois fios com metade da corrente original. A posição angular de cada fio foi otimizada através de simulações, da mesma forma como visto na seção 2.2.

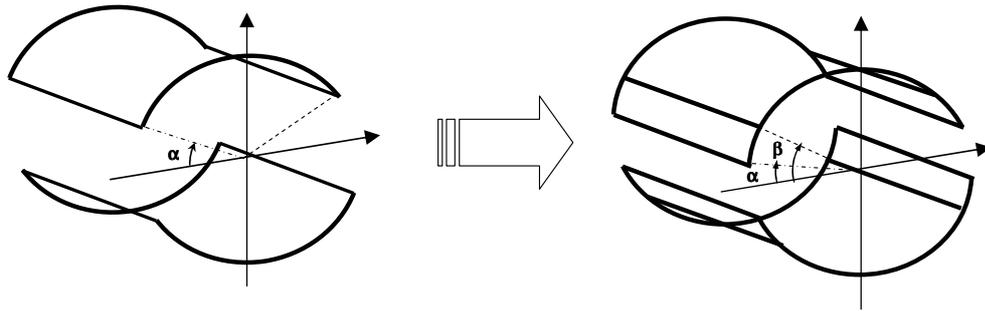


Figura 3-18: Cada fio da sela convencional transportando corrente são duplicados e cada fio passa a transportar metade da corrente original.

A figura acima ilustra a presente situação, com posição angular de cada fio na sela convencional de $\alpha=30^\circ$ (segundo o sistema de coordenadas da figura) para uma região de até 20% do diâmetro. Foi mostrado²⁸ que para uma região maior do que a região central o ângulo α tem valor ligeiramente diferente. Neste trabalho, o que temos são dois ângulos (α e β conforme Figura 3-18) que devemos encontrar de modo que tenhamos a melhor homogeneidade de campo.

Simulamos o campo magnético no interior da bobina e calculamos o (Desvio Padrão)/Média do campo em relação ao campo no centro para uma região de 80% do diâmetro para diferentes valores de α e β . Obtivemos uma matriz de pontos indicando a inhomogeneidade da bobina para cada par de valores α , β .

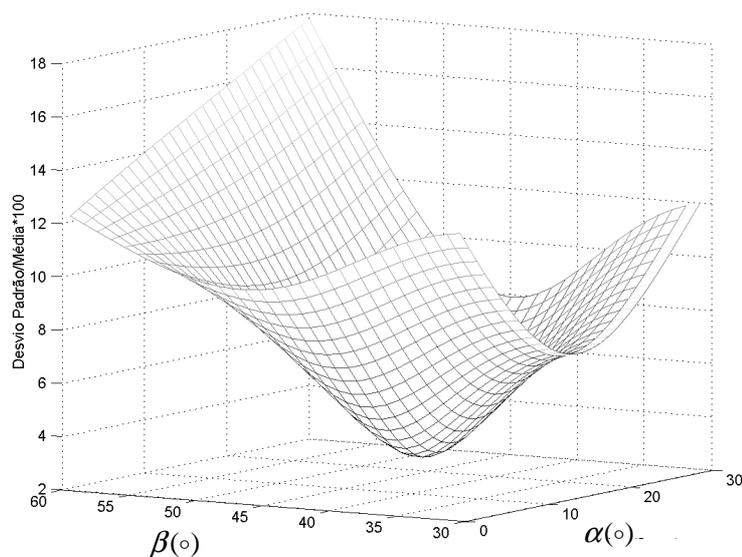


Figura 3-19: Superfície mostrando o mínimo valor do (Desvio Padrão)/Média para os ângulos α e β .

O ponto de mínimo observado na figura acima é obtido quando:

$$\begin{aligned} \alpha &= 14^\circ \\ \beta &= 47^\circ \end{aligned} \tag{3-8}$$

É importante lembrar que estes valores valem para o primeiro quadrante se considerarmos um sistema de coordenadas cartesianas como mostrado pela Figura 3-18, repetindo-se de forma simétrica os valores de α e β para os outros quadrantes.

Para entender a segunda modificação, que consiste no cruzamento das fitas condutoras na metade do comprimento da bobina, consideremos a seguinte figura:

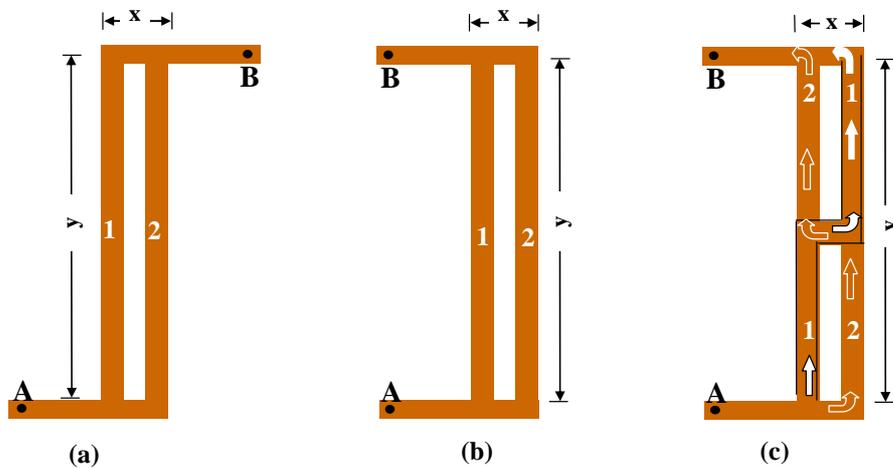


Figura 3-20: Caminhos percorridos pela corrente nos condutores que constituem a bobina SX. (a) Situação em que a distância percorrida pela corrente elétrica para ir de A até B é a mesma tanto pela fita 1 como por 2. (b) Ponto de retorno da corrente, sendo a distância elétrica é diferente: $d_1 < d_2$. (c) Solução encontrada, em que o cruzamento entre as fitas condutoras matem o comprimento elétrico constante.

As figuras Figura 3-20-(a),(b) e (c) são os caminhos que a corrente elétrica percorre na Sela Cruzada. Em (a), podemos notar que para ir do ponto A até o ponto B a distância a ser percorrida é $x+y$ tanto pelo caminho 1 como pelo caminho 2. Em (b), a distância percorrida pelo caminho 1 para ir do ponto A até B é de $d_1=y$ enquanto que pelo caminho 2 é de $d_2=2x+y$. Para a frequência de operação ($f_0=85.24$ MHz) o comprimento de onda da radiação de RF no condutor é de

$$\lambda = \frac{c}{f_0} = \frac{3 \times 10^8 \text{ m/s}}{85.24 \times 10^6 \text{ s}^{-1}} \approx 3 \text{ m}. \tag{3-9}$$

Assim, para esta frequência as dimensões da bobina são comparáveis às dimensões do comprimento de onda e o tratamento que deve ser utilizado é o de linhas de transmissão, que pode ser encontrado com mais detalhes em Johnson³⁰. Em linhas de transmissão o que temos é que parâmetros como resistências, capacitâncias e indutâncias estão uniformemente distribuídos ao longo da bobina, e para um pequeno elemento de comprimento Δx equivale um elemento $R \cdot \Delta x$ de resistência elétrica. A dependência da corrente que flui através da resistência $R \cdot \Delta x$ com os parâmetros da bobina depois de resolvidas as equações utilizando este tratamento é

$$i \propto e^{-\gamma x} \quad (3-10)$$

de modo que $\gamma = \alpha + i\beta$ é definida como constante de propagação com α chamada constante de atenuação e β constante de fase.

Voltando à Figura 3-20-(b), a corrente percorre caminhos diferentes (1 e 2) e de acordo com 3-10 se encontram no ponto B (tendo saído do ponto A) com uma diferença de fase, ocasionando uma atenuação em sua intensidade e conseqüentemente uma distorção no campo magnético produzido. A Figura 3-20-(c) mostra uma possível solução, sendo que a corrente percorre os caminhos 1 e 2 com a mesma distância $d_1 = d_2 = 2x + y$, que deveria diminuir consideravelmente o efeito da atenuação da corrente. Além disso, os efeitos dos cruzamentos também deve ser de balancear as indutâncias mútuas entre os condutores paralelos.

Tentando minimizar as perdas por dissipação elétrica construímos a estrutura de cobre da SX utilizando o mínimo de solda possível (ver Figura 3-21). Essa estrutura quando fixada sobre um cilindro de PVC com as mesmas dimensões dos *Birdcages* deixa os ângulos entre as fitas com os valores encontrados pelas simulações (3-8). Da mesma forma que o B-16MX, as fitas na região dos cruzamentos da SX são isoladas umas das outras.

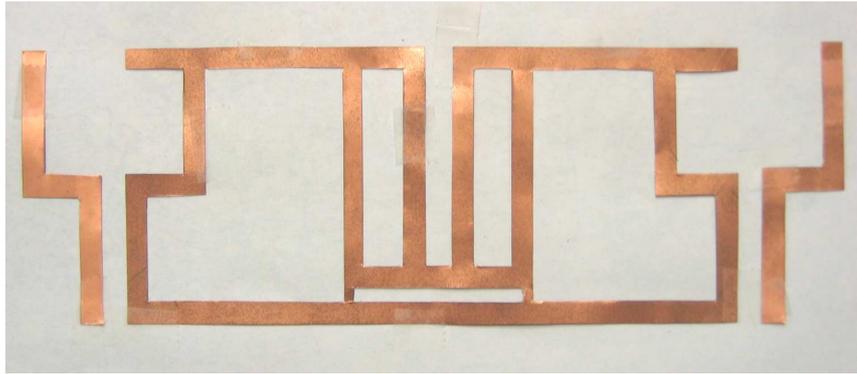


Figura 3-21: Estrutura de cobre da SX antes de ser montada sobre tubo de PVC. O cruzamento entre os condutores pode ser visto nas extremidades da estrutura.

A sintonia e o acoplamento dessa bobina são muito mais fáceis de se obter porque a corrente que circula através das fitas tem o mesmo valor, pois não estamos tratando de uma estrutura ressonante com muitos graus de liberdade (muitos pólos).

O circuito para o acoplamento balanceado capacitivo é o mesmo utilizado nos *Birdcages* (Figura 2-14-(a)). Fazendo $C_s = C_p = C$, testamos alguns valores de capacitores obtendo as respectivas frequências de ressonância, expressos no seguinte gráfico:

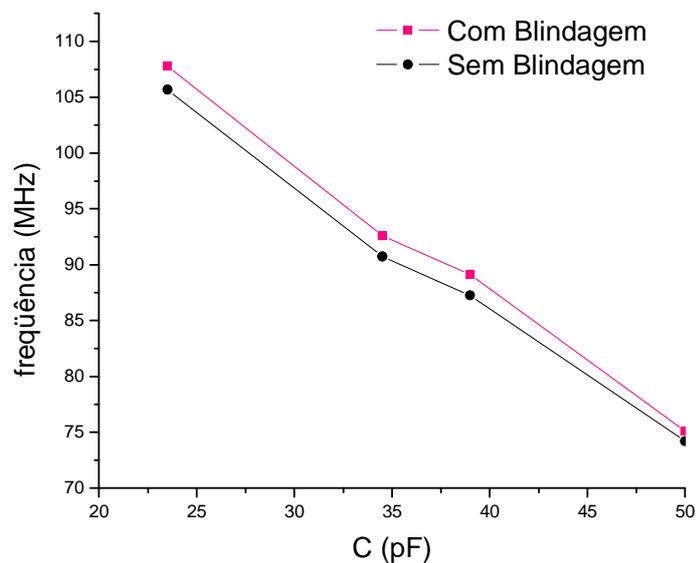


Figura 3-22: Gráfico mostrando como a Frequência de ressonância varia com o valor do capacitor para a Sela Cruzada.

O valor utilizado para C_s e C_p foi 78 pF para uma frequência de 89.13 MHz, obtido através da associação em paralelo de dois capacitores de 39 pF. Esse valor poderia ser obtido diretamente utilizando-se apenas um valor de capacitor como teste, pois sabemos que a relação entre frequência de ressonância e capacitância é $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$, por se tratar de uma bobina e não de um ressonador. Para $C = 35\text{pF}$ medimos $f=92.6$ MHz, e podemos determinar L.

$$\omega = 2\pi f = \frac{1}{\sqrt{LC}} \Rightarrow L = \frac{1}{(2\pi f)^2 C} \approx 86\text{nH} \quad (3-11)$$

Para $f_0=85.24$ MHz e utilizando o valor de L encontrado acima, podemos determinar C.

$$C = \frac{1}{(2\pi f_0)^2 L} = \frac{1}{(2\pi \cdot 85.24 \times 10^6)^2 \cdot (100 \times 10^{-9})} \approx 40\text{pF} \quad (3-12)$$

Assim, o valor estimado para os capacitores da bobina Sela cruzada se aproxima bem do valor que é utilizado experimentalmente, de modo que o valor exato pode ser atingido com o auxílio dos capacitores de *Matching* e *Tuning*, cujos intervalos de valores vão de 0-10 pF, se colocados em paralelo com C_p e C_s , respectivamente. O circuito utilizado para o acoplamento balanceado capacitivo foi:

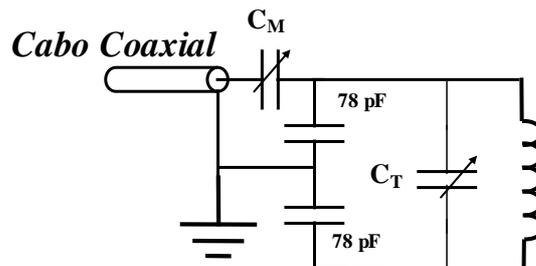


Figura 3-23: Circuito balanceado capacitivo que conecta o cabo coaxial com a Sela Cruzada.

Como as capacitâncias presentes nessa bobina são muito menores que nos *Birdcages* descritos nas seções anteriores, a frequência de ressonância deve variar muito mais conforme variamos C_T . Isso de fato foi observado quando variamos C_T de 0 - 10 pF resultando em um deslocamento na frequência $\Delta f=7.86$ MHz. Outro fato importante é que a impedância de 50Ω pôde ser alcançada para todos os valores de

frequência dentro do intervalo $\Delta f/2$ em torno de 85.24 MHz. Abaixo temos a Sela Cruzada já com o circuito de acoplamento capacitivo balanceado pronta para ser caracterizada.

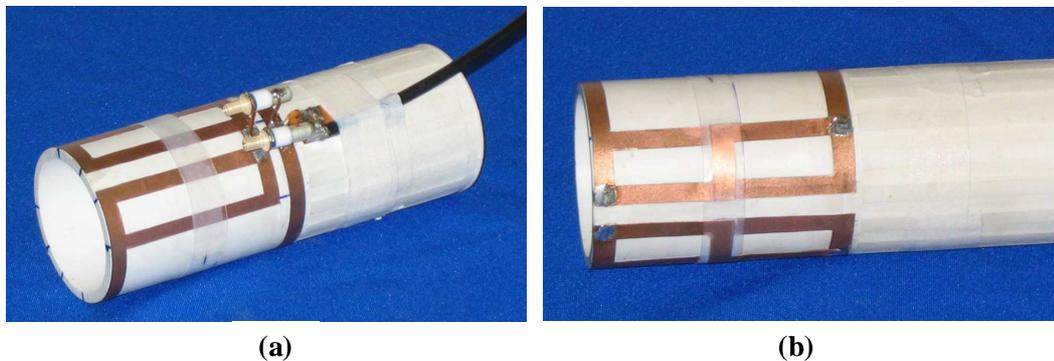


Figura 3-24: (a) Sela Cruzada pronta, enfatizando os capacitores de Matching e de Tuning. (b) Cruzamentos entre as fitas condutoras

4 - Caracterização dos Transdutores

Neste capítulo apresentamos as medidas dos parâmetros que caracterizam os ressoadores discutidos no capítulo-2, como o fator de qualidade, perfil de sensibilidade, relação sinal/ruído e homogeneidade de campo. Nas seções 4.1 e 4.2 apresentaremos os resultados obtidos para parâmetros que caracterizam o transdutor de forma indireta, como o fator de qualidade e o perfil de sensibilidade. Na seção 4.3 medimos o parâmetro responsável por indicar o melhor transdutor quanto à recepção do sinal: a relação sinal/ruído. (*SNR*). Já na seção 4.4 medimos o parâmetro que caracteriza um transdutor de RF como transmissor, ou seja, a homogeneidade de campo magnético. Dentro desta seção foram comparados os resultados experimentais com as simulações que calculam o campo magnético utilizando a lei de *Biot-Savart*, ressaltando os fatores responsáveis pela diferença entre simulação e experimento, como a não consideração das indutâncias mútuas entre as pernas dos transdutores. Finalmente na seção 4.5 são apresentadas as imagens obtidas de pequenos animais (roedores e *Marmosets*) utilizando os diferentes transdutores construídos, de modo que uma avaliação direta das imagens nos permite decidir qual geometria é a mais adequada para o ambiente de pesquisa do laboratório.

Os experimentos descritos neste trabalho foram realizados em um magneto supercondutor horizontal com campo de 2T da *OXFORD INSTRUMENTS*, modelo 85310HR. O *software* controlador do espectrômetro é uma integração feita pelo grupo baseada no conjunto de chamadas de API que constitui o aplicativo *NTNMR* da Tecmag Inc. A interface entre o PC e os equipamentos que compõem o espectrômetro é feita por um sistema denominado Apollo, também da Tecmag. O conjunto de bobinas de gradientes foi desenvolvido localmente, como resultado de um projeto que contou com auxílio individual da FAPESP e resultou numa dissertação de mestrado¹⁹, utiliza um sistema ativamente blindado³⁷ capaz de fornecer até 16G/cm em um cilindro de 15 x 15 (diâmetro. x comprimento). O conjunto de amplificadores utilizados foi parcialmente desenvolvido localmente sendo um Techron, modelo 8607. Para a etapa de transmissão de RF o sistema possui, um amplificador de potência Analogic, AN8063, de 2kW. Um sistema de

chaveamento ativo de RF, também construído localmente, provê a multiplexação entre transmissão e recepção de RF nas referidas bobinas.

4.1 - Medidas do fator de qualidade

A medida do fator de qualidade foi realizada utilizando-se um gerador de RF (*Sweper-Morris Instruments, Modelo 610NV+*) transmitindo através de um *loop* feito de cabo coaxial e observando-se a resposta no osciloscópio da *f.e.m.* induzida no transdutor. Este foi acoplado ao osciloscópio diretamente através do cabo coaxial conectado pelo circuito balanceado capacitivo de cada transdutor

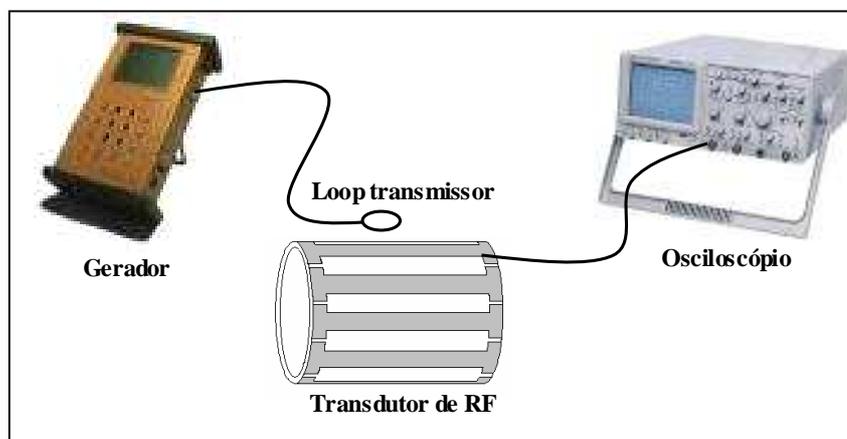


Figura 4-1: Montagem experimental utilizada para a medição do fator de qualidade dos transdutores.

A maneira utilizada para o cálculo do Q foi medir as frequências f_1 e f_2 cujas amplitudes estão 3 dB abaixo da amplitude máxima obtida na frequência de ressonância f_0 (condição de meia-potência, Figura 4-2). A relação entre Q e as frequências é dada por³⁴

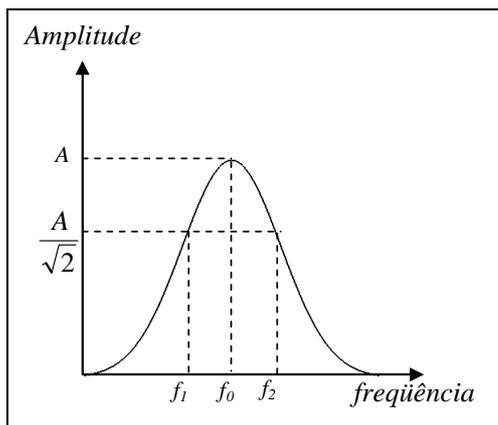


Figura 4-2: Curva mostrando as frequências f_1 e f_2 cujas amplitudes estão 3 dB abaixo da amplitude correspondente à frequência de ressonância f_0 .

$$Q = \frac{f_0}{f_2 - f_1} \quad (4-1)$$

Para os quatro ressoadores dentro da blindagem utilizada (Figura 2-12) medimos o Q da bobina livre (sem *phantom*) e carregada (com *phantom*) contendo solução de água e CuSO_4 a 5mM. O *phantom* utilizado foi um cilindro com 54 mm de comprimento e 50 mm de diâmetro externo com uma esfera de 44 mm de diâmetro interno (Figura 4-3) contendo solução suficiente para preencher o volume interno de aproximadamente 80% dos transdutores. Além do fator de qualidade, medimos também o deslocamento de frequência Δf devido à introdução do *phantom* nos transdutores, conforme discutido na seção 2.6.

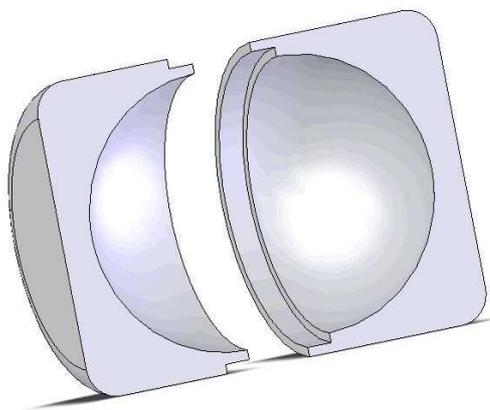


Figura 4-3: Corte mostrando o *phantom* cilíndrico de PVC com uma esfera no interior, preenchida com solução de CuSO_4 à 5 mM.

Os resultados obtidos para todos os transdutores são apresentados na tabela abaixo:

	Q LIVRE	Q CARREGADO	$\Delta F (\pm 1\text{KHZ})$
Birdcage-8	60 ± 1	55 ± 1	62.
Birdcage 16M	69 ± 1	66 ± 1	50
Birdcage 16MX	70 ± 1	69 ± 1	75
Sela Cruzada	175 ± 7	139 ± 5	312

Tabela 4-1: Resultados obtidos para as medidas do fator de qualidade dos transdutores Livre (sem *phantom*), Carregado (com *phantom*) e o deslocamento de frequência.

Notamos claramente a superioridade do fator de qualidade para a bobina Sela Cruzada em relação aos demais ressoadores. Isso pode ser explicado em partes devido ao fato desta bobina apresentar um número de capacitores muito inferior se comparado com os *Birdcages*, resultando na diminuição das perdas elétricas introduzida pela solda e conseqüentemente em um aumento do Q . No entanto a variação de frequência é muito maior porque a introdução da amostra introduz perdas por capacitâncias parasitas, interagindo muito mais com esta bobina também devido ao fato das capacitâncias serem bem menores.

De acordo com a equação 2-22 vemos que a SNR é proporcional à \sqrt{Q} , e de acordo com os resultados dessa seção, podemos prever de antemão que a bobina tipo sela possuirá uma SNR elevada.

4.2 - Perfil de sensibilidade

Outro parâmetro avaliado foi o perfil de resposta em amplitude de sinal produzido pelos transdutores em função da potência aplicada, ou seja, do ângulo de *flip* produzido nos *spins* da amostra. Essa informação nos diz qual transdutor é o mais eficiente na transmissão da radiofrequência aos momentos magnéticos.

Como sabemos, a amplitude do sinal depende da magnetização que precessiona no plano transversal e também que a magnetização transversal é proporcional ao seno do ângulo de *flip* (equação 1-41). Com o objetivo de mostrar essa dependência, medimos a amplitude do sinal variando-se o ângulo de *flip* através

da potência aplicada aos transdutores e obtivemos o perfil de resposta para cada transdutor. Utilizamos um *phantom* cilíndrico com dimensões 24 mm de comprimento e 12 mm de diâmetro interno contendo a mesma solução que o *phantom* utilizado para a medida do fator de qualidade. As dimensões deste *phantom* garantem uma região em que o campo B_1 é praticamente homogêneo, proporcionando igual distribuição de ângulos de *flip* por toda a amostra. A montagem experimental para a determinação do perfil de sensibilidade de cada transdutor está ilustrada pela figura abaixo:

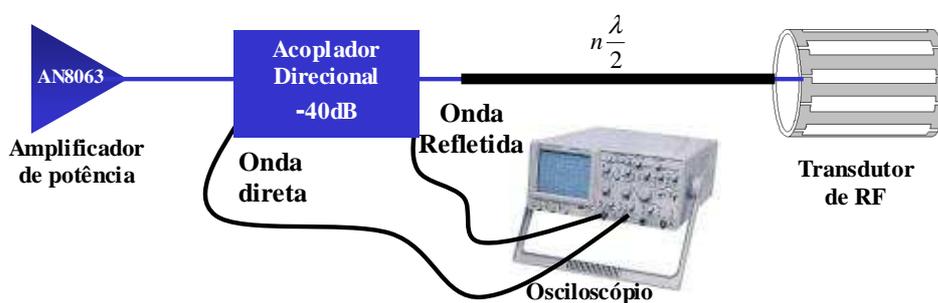


Figura 4-4: Montagem experimental utilizada para a determinação do perfil de sensibilidade dos transdutores.

De acordo com a figura acima, para cada valor de potência transferida aos transdutores, era observado no osciloscópio uma amostragem da onda direta e da onda refletida (ambas atenuadas em 40 dB). Assim, para cada valor de potência efetivamente transferida aos *spins* (dado pela diferença entre onda direta e refletida) corresponde um *FID*, originado logo após o pulso de RF. Portanto, para cada valor de potência medimos o valor correspondente da amplitude da Transformada de *Fourier* do sinal. Como a amplitude do sinal é proporcional ao seno do ângulo de *Flip*, o que obtivemos foram curvas descrevendo uma função seno.

Temos nos gráficos abaixo os resultados do perfil de sensibilidade para todos os transdutores construídos.

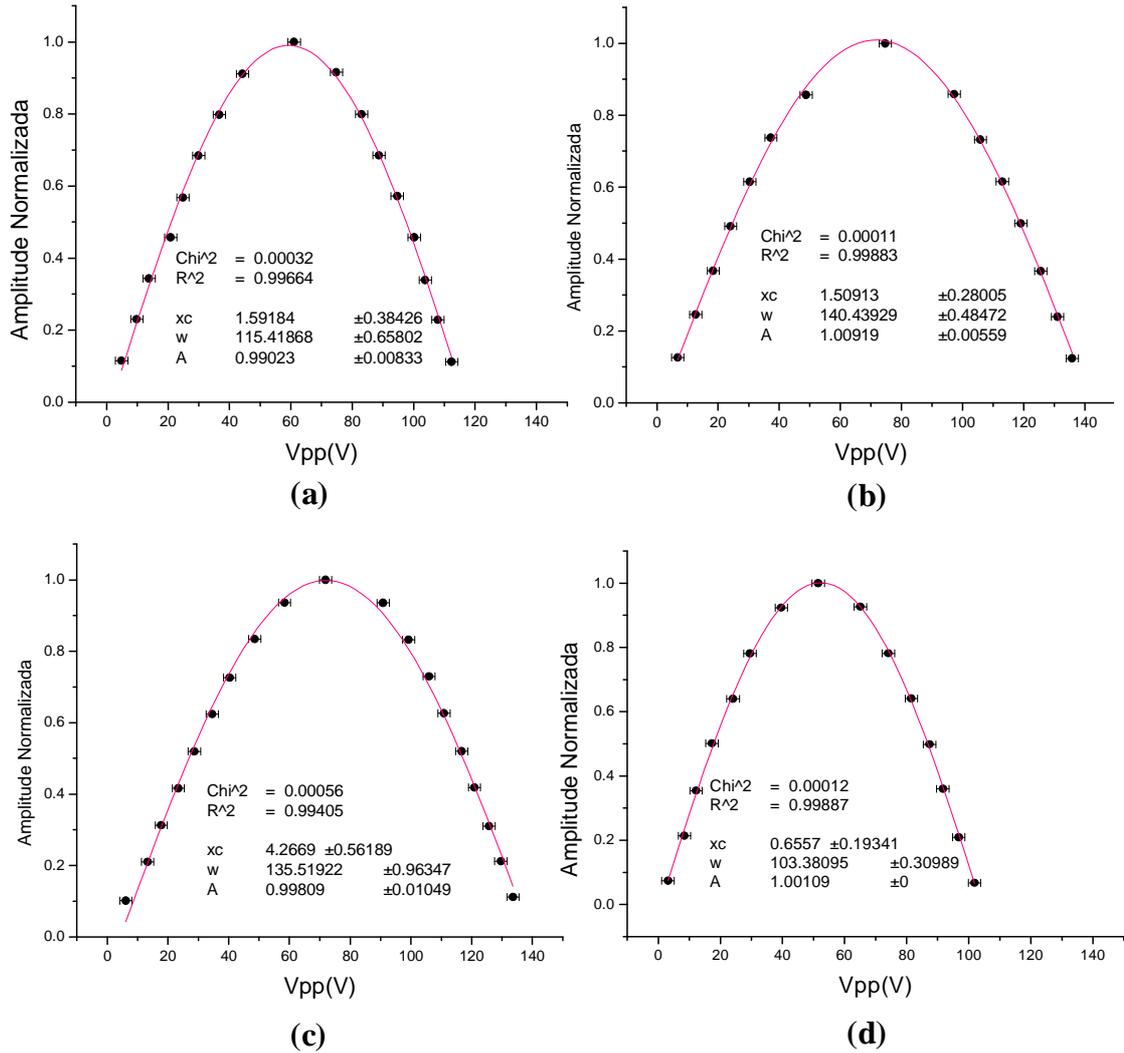


Figura 4-5: Gráficos mostrando o perfil de sensibilidade como função da tensão aplicada para a região central dos transdutores. (a) Birdcage-8. (b) Birdcage-16M. (c) Birdcage-16MX. (d) Sela Cruzada.

A potência pode ser encontrada diretamente se considerarmos que a tensão é dissipada sobre uma carga de 50 Ω utilizando a relação:

$$P = \frac{V_{rms}^2}{R} = \frac{V_{pp}^2}{400} \tag{4-2}$$

de modo que usamos a definição $V_{rms} = \frac{V_{pp}}{2\sqrt{2}}$.

Os gráficos acima mostram que o transdutor mais eficiente na excitação para um pequeno volume é a bobina tipo Sela Cruzada, seguida pelo Birdcage-8. Os Birdcages-16M e 16MX têm praticamente a mesma eficiência, como pode ser

observado no valor de tensão para o pulso de inversão (mínimo de sinal). Notamos também o comportamento senoidal esperado, uma vez que os pontos dos gráficos foram ajustados utilizando-se a função:

$$y = A \sin\left(\pi \frac{x - x_c}{w}\right) \quad (4-3)$$

com os parâmetros A, x_c e w dados na Figura 4-4. Esses resultados eram esperados, uma vez que a intensidade do campo produzido no centro dos transdutores calculado pela Lei de *Biot-Savart* seguem exatamente a ordem encontrada para a medida da eficiência. Os valores calculados teoricamente para o campo no centro dos transdutores são:

	CAMPO CENTRAL ($\mu\text{T/A}$)
Sx	33.5
B-8	31.0
B-16M	30.4
B-16MX	-----

Tabela 4-2: Cálculo teórico do Campo magnético central.

O ressoador B16MX não pôde ser simulado pela lei de Biot Savart devido aos cruzamentos.

4.3 - Determinação da relação Sinal/Ruído (SNR)

Conforme visto na seção 2.3, sabemos que esta é a característica que determina qual dos ressoadores terá melhor eficiência na captação do sinal, refletindo em uma melhor qualidade nas imagens.

Existem vários métodos para se determinar a SNR^{38,39}, no entanto os métodos que adotamos para realizar tal medida são os métodos propostos pelo NEMA⁴⁰ (*NATIONAL ELECTRICAL MANUFACTURERS ASSOCIATION*).

São dois os métodos propostos para a determinação da SNR de acordo com o *NEMA*.

4.3.a - Método-1

Este método consiste na aquisição de duas imagens consecutivas de um *phantom* homogêneo centralizado no interior do transdutor. As imagens obtidas devem estar livres de qualquer tipo de artefato, e entre a aquisição de uma imagem e outra (que não deve ultrapassar 5 minutos para evitar possíveis instabilidades do espectrômetro), nenhum tipo de ajuste ou calibração no equipamento devem ser efetuados.

Sendo *image1* a primeira imagem adquirida e *image2* a imagem adquirida instantes depois sob as mesmas condições da primeira, uma terceira imagem é definida como sendo a diferença *pixel a pixel* entre as duas imagens.

$$image3 = image1 - image2 \quad (4-4)$$

O sinal é calculado como o valor médio dos *pixels* da imagem 1 dentro de uma região de interesse (*ROI-Region Of Interest*), que definimos como sendo a região interna com 80% do diâmetro da bobina. O ruído é calculado como o desvio padrão da *ROI* da imagem3, sendo o desvio padrão (*Standard Deviation-SD*) dado por:

$$SD = \left[\frac{\sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^{m_i} (V(i, j) - \bar{V})^2}{\sum_{i=1}^n m_i} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4-5)$$

em que n o número de linhas da *ROI*, m_i é o número de colunas em cada linha, $V(i, j)$ é o valor do *pixel* na imagem 3, \bar{V} é o valor médio do *pixel* na imagem 3. Dessa forma, a expressão para o ruído utilizado no cálculo da SNR é:

$$Noise = \frac{SD}{\sqrt{2}} \quad (4-6)$$

4.3.b - Método-2

O segundo método proposto pelo NEMA consiste na determinação do ruído através da aquisição da imagem de um *phantom* sem excitação de RF. Dessa forma, como feito para o método-1, o sinal é encontrado pela média *pixel-a-pixel* da *ROI* de uma imagem do *phantom*. No entanto, o ruído é obtido através da aquisição de uma imagem do mesmo *phantom* sob as mesmas condições, mas sem excitação de RF (que em nosso caso utilizamos máxima atenuação na potência transmitida). A expressão para o ruído através deste método é dada pelo desvio padrão dos *pixels* dentro da *ROI* desta imagem de ruído:

$$Noise = \frac{SD}{0.66} \quad (4-7)$$

sendo o fator 0.66 no denominador devido à distribuição Rayleigh do ruído quando a imagem é de magnitude¹⁰.

4.3.c - **Medidas da SNR**

A relação sinal/ruído, tanto pelo método-1 como pelo método-2 é determinada por:

$$SNR = \frac{Signal}{Noise} \quad (4-8)$$

de modo que o ruído (*Noise*) é dado pelas equações 4-6 e 4-7 para os métodos 1 e 2 respectivamente.

Utilizando o *phantom* mostrado na Figura 4-3 preenchido com solução de CuSO_4 à 5 mM, e após centralizado nos transdutores, medimos a SNR através dos dois métodos.

A sequência utilizada para a aquisição das imagens foi *Spin Echo* convencional (*SE*)^{10,40}, e os parâmetros foram escolhidos de modo que as imagens estivessem livres de qualquer tipo de artefatos, conforme recomendado pelo *NEMA*⁴⁰. Os parâmetros foram os seguintes:

- $FOV_{Read} = 6\text{ cm}$
- $FOV_{Phase} = 6\text{ cm}$
- $TR = 2000\text{ ms}$
- $TE = 15\text{ ms}$
- $Thickness = 4\text{ mm}$
- $Average = 2$
- $SW_{\pm} = 15.625\text{ Hz}$
- $Dwell\ time = 32\ \mu\text{s}$

Os resultados obtidos para as medidas da *SNR* estão expressos na tabela abaixo.

MÉTODO-NEMA		B-8	B-16M	B-16MX	SX
1	Sinal	358 ± 8	381 ± 4	441 ± 1	474 ± 1
	Ruído	4.06 ± 0.06	3.7 ± 0.1	3.5 ± 0.01	4.2 ± 0.1
	SNR ₁	88 ± 3	103 ± 4	127.5 ± 0.4	113 ± 3
2	Sinal	358 ± 8	381 ± 4	441 ± 1	474 ± 1
	Ruído	3.58 ± 0.05	3.4 ± 0.1	3.3 ± 0.2	3.3 ± 0.1
	SNR ₂	100 ± 4	113 ± 5	133 ± 4	144 ± 5

Tabela 4-3: Medidas da SNR para todos os ressoadores utilizando os métodos propostos pelo *NEMA*.

Ao observarmos a tabela acima, notamos que pelo Método-1, a classificação em ordem decrescente da SNR para os transdutores é B-16MX, SX, B-16M e B-8. Pelo Método-2 esta ordem passa a ser SX, B16-MX, B-16M e B-8. Isso mostra uma incoerência nos resultados porque, independente do método utilizado, os transdutores deveriam concordar na classificação quanto a SNR. Isso mostra que há algo de errado com algum dos métodos de medida da SNR.

Tentando encontrar qual é o método com problemas para a determinação da SNR, medimos o ruído produzido por uma carga resistiva de $50\ \Omega$ através do método-2 utilizando os mesmos parâmetros que foram utilizados nas medidas da SNR anteriores e obtivemos:

$$Noise_{50\Omega} = 3.75 \pm 0.05 \quad (4-9)$$

A imagem do ruído produzido pela carga de 50Ω é mostrada abaixo:

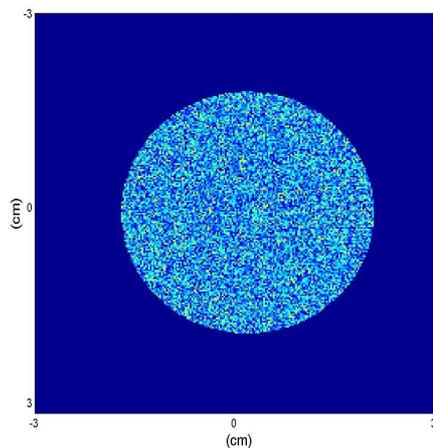


Figura 4-6: Ruído produzido por uma carga resistiva de 50Ω para região de interesse circular.

Lembrando que na realidade o ruído preenche todo o FOV, pois não há sinal algum sem excitação de RF. A região circular mostrada pela figura acima é somente com o intuito de representar a ROI.

Podemos comparar graficamente o ruído produzido pelos transdutores através dos dois métodos, com o ruído produzido pela carga de 50Ω . De acordo com o método-1 o ruído é dado pela diferença entre as imagens adquiridas consecutivamente sob as mesmas condições, enquanto que o ruído de acordo com o

método-2 é dado pelo desvio padrão dos *pixels* da imagem de ruído sem excitação de RF.

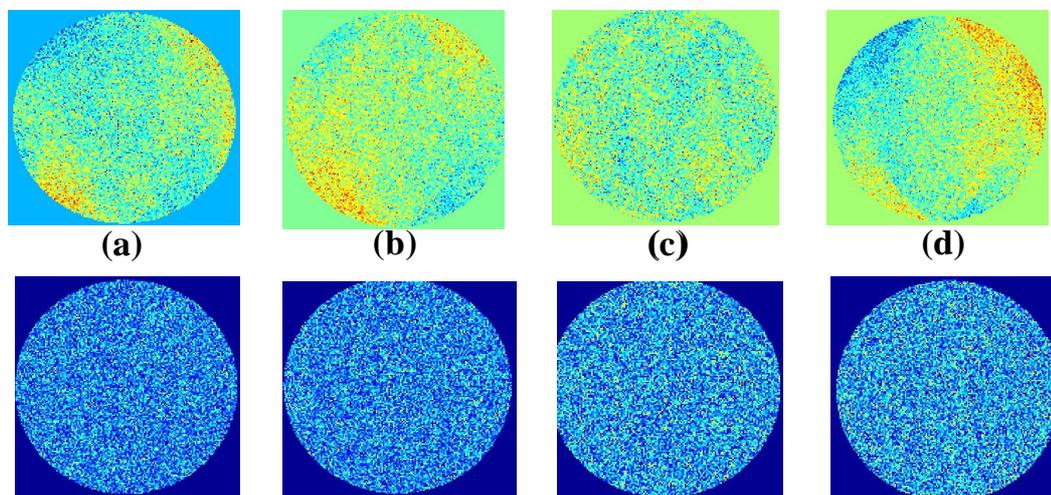


Figura 4-7: As imagens da parte superior mostram o ruído obtido pelo método-1 (diferença entre as imagens), as da parte inferior mostram o ruído obtido pelo método-2 (sem excitação de RF) para (a) *Birdcage 8*. (b) *Birdcage-16M*. (c) *Birdcage-16MX*. (d) *Sela Cruzada*.

Analisando a figura acima notamos que o ruído obtido pelo método-1 não apresenta um aspecto aleatório na imagem, característico de um ruído como o produzido pela carga de 50Ω (Figura 4-6). Esse aspecto aleatório é observado nas figuras que mostram o ruído obtido através do método-2, sendo muito semelhante com o ruído da carga de 50Ω .

Uma vez que o ruído obtido pelo método-2 se comporta como se fosse o de uma carga de 50Ω .(como era de se esperar), a SNR obtida por esse método deve estar correta.

O mesmo não ocorre com o ruído obtido pelo método-1 que leva em conta a subtração de duas imagens adquiridas sob as mesmas condições. Notamos claramente na Figura 4-7 que existem regiões com densidade de pontos maiores, resultado da diferença de duas imagens com possíveis artefatos nessas regiões. Essa suposição pode ser comprovada se analisarmos as imagens do *phantom* em escala de cinzas com parâmetro de brilho exagerado (Figura 4-8), que evidenciam tais artefatos.

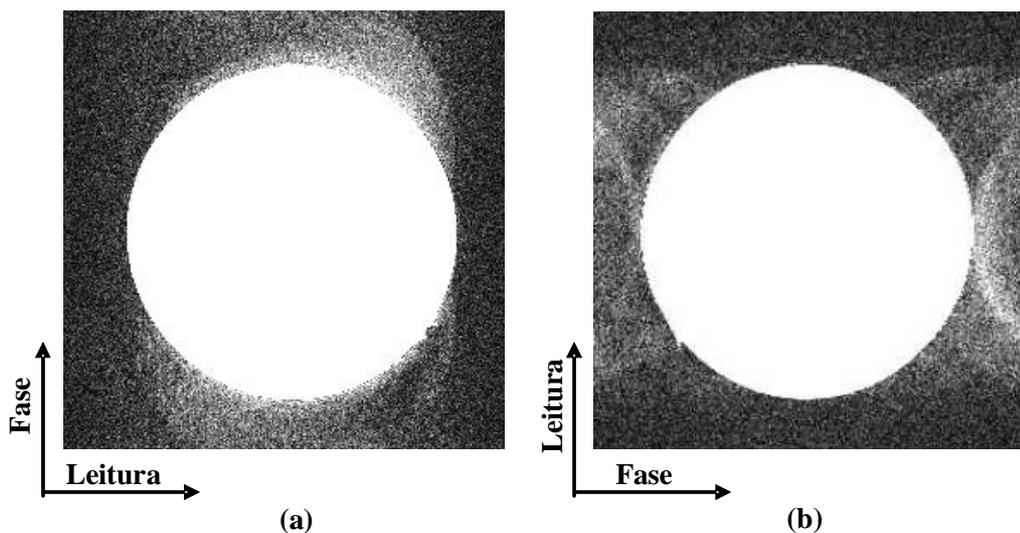


Figura 4-8: Imagens com escala exagerada no brilho mostrando artefatos devido à Eddy Currents. (a) Imagem com artefato na direção de codificação de fase. (b) Inversão do artefato ao se inverter a direção de fase.

Esses artefatos são devido à existência de correntes induzidas (*Eddy Currents*⁴¹), distorcendo os gradientes na direção de codificação de fase. Sendo assim, se fizermos uma imagem do mesmo *phantom* sob as mesmas condições, mas com a direção de codificação de fase trocada com a direção de leitura devemos observar alguma alteração nesses artefatos. De fato, tal alteração ocorre e pode ser observada na Figura 4-8-(b), confirmando a existência de *Eddy Currents* em nosso sistema.

Isso explica porque nos cálculos da SNR que utilizam a diferença entre duas imagens, a presença de artefatos contribui para o aumento do desvio padrão dos pontos contidos na imagem diferença, aumentando o ruído calculado por esse método e diminuindo a SNR, como observado na Tabela 4-3.

Portanto, o método-1 não deve ser levado em conta para o cálculo da SNR neste trabalho e os valores adotados serão os que utilizaram o método-2 proposto pelo *NEMA*.

Podemos finalmente classificar os transdutores em ordem decrescente de SNR medida, encontrando o seguinte *ranking* entre as bobinas:

- 1°) *Sela Cruzada*
 - 2°) *Birdcage-16MX*
 - 3°) *Birdcage – 16M*
 - 4°) *Birdcage – 8*
- (4-10)**

Esses resultados mostraram que o melhor transdutor, dentre os aqui estudados, para operar como receptor é sem dúvida a bobina tipo Sela Cruzada. No entanto nosso interesse é utilizar um transdutor que seja transmissor e receptor simultaneamente, e para decidir qual o mais indicado resta ainda analisar a homogeneidade de campo, tópico tratado na seção seguinte.

4.4 - Avaliação da Homogeneidade de campo

A homogeneidade de campo é o parâmetro mais importante para um transdutor com a função de transmissor. No entanto, este parâmetro além de ser importante na excitação dos *spins* nucleares também influencia na captação do sinal (equação 2-27). Nesta seção discutiremos os métodos utilizados e os resultados obtidos para a avaliação da homogeneidade de campo nos transdutores em estudo.

No projeto de um transdutor de RF existem vários indicativos⁴²⁻⁴⁴ para se quantificar a uniformidade do campo B_1 dentro de uma região de interesse. Neste trabalho utilizamos dois deles, sendo que um foi a não uniformidade (NU)^{28,42} que é definida como o desvio padrão dos pontos dentro de uma ROI dividido pela média dos pontos nessa região.

$$NU = \frac{\text{Desvio Padrão}}{\text{Média}} \times 100 \quad (4-11)$$

Na expressão acima multiplicamos por 100 somente para trabalharmos com números na casa das unidades por ser mais conveniente. Este parâmetro (NU) nos dá informações sobre a homogeneidade em praticamente toda a ROI, pois mede a diferença entre o campo em dado ponto e a média do campo.

O outro indicativo que utilizamos, conhecido como Uniformidade Relativa (*Unif*)^{28,43}, é a porcentagem de pontos com desvios absolutos inferiores a 5% relativo ao valor central do campo. Essa quantidade nada mais é do que a área, dentro de um intervalo de $\pm 5\%$ em torno do 0 sob um histograma⁴⁴, mostrando no eixo horizontal a quantidade PFD (*Percentage Field Deviation*), definida por:

$$PFD = \frac{B_1 - B_{1c}}{B_{1c}} \times 100 \quad (4-12)$$

sendo B_1 o campo em determinado ponto e B_{1c} o campo magnético no centro do transdutor. O eixo vertical obviamente é a população normalizada. Este parâmetro nos dá informações a respeito da homogeneidade em uma região mais central, pois mede basicamente o desvio do campo em relação ao campo do centro. Se estamos tratando de transdutores com boa homogeneidade, a média do campo deve ser bem próxima do campo no centro.

O método mais comum para se obter um mapa de B_1 em todo o espaço é medir diretamente com uma sonda (devidamente calibrada) a intensidade de B_1 . No entanto, as dimensões dos transdutores não nos permitem mapear a ROI com precisão desejada e o que fazemos é utilizar métodos para se obter a distribuição de B_1 através de experimento com imagens^{45,46}. Em nosso caso torna-se necessário a utilização de um método que desconsidere o fato do transdutor estar operando como transmissor e receptor simultaneamente, o que causa uma combinação dos efeitos da inhomogeneidade na excitação e na recepção. O método que utilizamos é o mais rápido e fácil de se implementar encontrado na bibliografia⁴⁶, sendo conhecido por *Compensated Double Angle Method (CDAM)*.

4.4.a - *Compensated Double Angle Method (CDAM)*

Este método de medida da distribuição do campo de RF é na realidade uma modificação do método *DAM (Double Angle Method)* tendo por finalidade tornar o experimento mais rápido, pois como veremos, enquanto a seqüência *DAM* utiliza um tempo de repetição $T_R \geq 5T_1$, já a seqüência *CDAM* permite realizarmos os experimentos com $T_R \approx T_1$.

Sendo $I(x)$ a intensidade do sinal para uma seqüência *Spin Echo* dada por

$$I(x) = k\rho(x)S(x) \sin \alpha(x) \sin^2 \frac{\beta(x)}{2} \cdot R_1(\alpha(x), \beta(x), TR, TE, T_1(x)) e^{-TE/T_2(x)} \quad (4-13)$$

sendo TR o tempo de repetição, TE o tempo ao *Echo*, $\alpha(x)$ o ângulo de excitação, $\beta(x)$ o ângulo de *flip* do pulso de refocalização, $\rho(x)$ a densidade de *spins*, k uma constante do sistema, $S(x)$ a sensibilidade da bobina e R_1 um termo que descreve a relaxação longitudinal. Para duas imagens feitas por *Spin Echo* com parâmetros idênticos, mas diferentes ângulos de excitação α_1 e α_2 , temos intensidades de sinais diferentes I_1 e I_2 . Dividindo I_1 por I_2 teremos:

$$\frac{I_1(x)}{I_2(x)} = \frac{\sin \alpha_1(x) R_1(\alpha_1(x), \beta(x), TR, TE, T_1(x))}{\sin \alpha_2(x) R_2(\alpha_2(x), \beta(x), TR, TE, T_1(x))} \quad (4-14)$$

A expressão acima é independente da sensibilidade da bobina $S(x)$, da densidade de *spins* $\rho(x)$ e do tempo de relaxação transversal. Quando $T_R \geq 5T_{1\max}$ (sendo $T_{1\max}$ é o máximo T_1 dentro da amostra), os termos de relaxação transversal igualam-se a 1 e a equação 4-14 depende somente dos ângulos de *flip* $\alpha_1(x)$ e $\alpha_2(x)$. Para o caso particular em que $\alpha_2(x)=2\alpha_1(x)$ e usando o fato de que $\sin \alpha_2 = \sin 2\alpha_1 = 2\sin \alpha_1 \cos \alpha_1$, podemos reescrever a 4-14 da seguinte forma:

$$\frac{I_1(x)}{I_2(x)} = \frac{\sin \alpha_1(x)}{\sin \alpha_2(x)} = \frac{\sin \alpha_1(x)}{2 \sin \alpha_1(x) \cos \alpha_1(x)} \quad (4-15)$$

$$\alpha_1(x) = \arccos \frac{I_2(x)}{2I_1(x)}$$

O que temos então é a distribuição de ângulos de *flip* da magnetização de cada *voxel* da amostra. No entanto, a relação entre ângulo de *flip* e o campo B_1 pode ser obtida da equação de Larmor, resultando em:

$$\alpha(x) = \gamma B_1(x) \int_{-t_p/2}^{t_p/2} f(t) dt \quad (4-16)$$

sendo γ a constante giromagnética, $f(t)$ a forma do pulso de RF e t_p a duração do pulso. Com as equações 4-15 e 4-16 podemos encontrar a distribuição do campo B_1 através de toda a amostra.

O maior problema da metodologia *DAM* é o longo tempo de duração dos experimentos, porque $T_R \geq 5T_{1\max}$. Esse problema é resolvido aplicando-se um pulso de compensação $\delta_{1,2}$ (Figura 4-9), que tem a finalidade de produzir a mesma magnetização longitudinal no começo do período de relaxação longitudinal para diferentes ângulos de *flip* na excitação. Isso faz com que os termos de relaxação longitudinal se aproximem de 1.0 com um tempo de repetição da ordem de $T_{1\max}$.

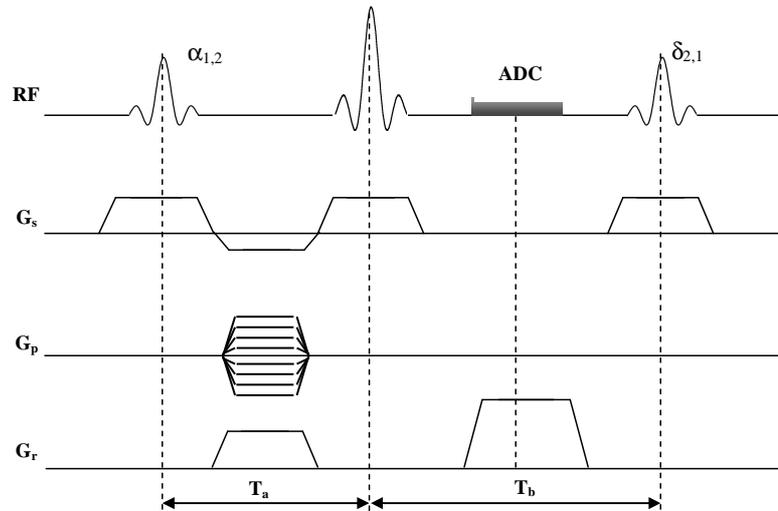


Figura 4-9: Sequência do *Compensated Double Method Angle (CDAM)*.

Os tempos T_a e T_b são $T_E/2$ e T_E respectivamente, e os ângulos de *flip* δ_1 e δ_2 para o pulso de compensação devem obedecer a regra:

$$\begin{aligned} \delta_1 &= \alpha_2 \\ \delta_2 &= \alpha_1 \end{aligned} \tag{4-17}$$

Podemos encontrar o mapa de campo de RF adquirindo uma imagem de um *phantom* com α_1 e outra com α_2 (com $\alpha_2 = 2\alpha_1$) utilizando a sequência *CDAM*.

4.4.b - Mapa de campo B_1

Para a determinação do mapa de campo B_1 utilizamos o mesmo *phantom* (Figura 4-3) da medida de SNR. As medidas foram realizadas para o plano central dos transdutores, como normalmente é feito. Os parâmetros utilizados na aquisição das imagens foram os seguintes:

- $FOV_{read} = 6cm$
- $FOV_{phase} = 6cm$
- $N_r = 256$
- $N_p = 256$
- $TE = 15ms$
- $TR = 600ms$
- Médias: 2

- *Thickness*=4mm
- *Dwell time*=32 μ s

O próximo passo foi definir o ângulo α_1 (e consequentemente o ângulo α_2) a ser utilizado na seqüência CDAM. Testamos alguns valores para α_1 verificando a dependência da NU para os 4 transdutores.

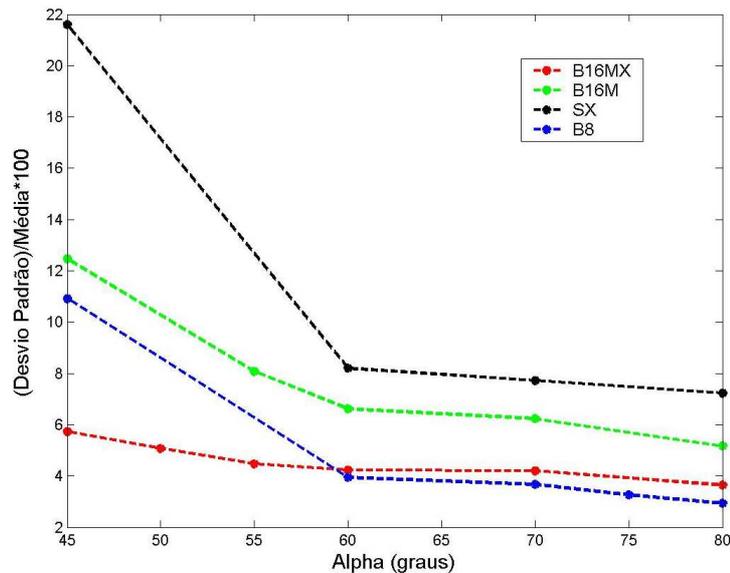


Figura 4-10: Gráfico mostrando o comportamento da NU em função do ângulo de excitação α_1 para a seqüência CDAM.

Essa variação da NU ocorre porque para baixos ângulos de *flip* ($\alpha_1 < 60^\circ$) o ruído afeta fortemente o cálculo do desvio padrão do campo na ROI. Esse aumento no desvio padrão provocado pelo ruído diminui com o aumento de α_1 , pois como o sinal passa a ser maior (porque o ângulo de *flip* é maior) o ruído passa a afetar cada vez menos o cálculo do desvio padrão. Como podemos observar no gráfico, a partir de $\alpha_1 = 60^\circ$ os valores da NU ficam praticamente constantes e podemos supor então o ângulo de 60° como sendo o ângulo de *flip* α_1 , que também foi utilizado pela bibliografia⁴⁶.

Obtivemos o mapa de B_1 para os 4 transdutores e comparamos com os obtidos através das simulações que calculam o campo magnético estático utilizando a Lei de *Biot-Savart* (Apêndice A), encontrando os seguintes resultados:

a) *Birdcage-8*

Medimos o mapa de campo B_1 para o B-8 normalizando todos os valores pelo campo no centro do ressoador. Comparamos os resultados experimentais com as simulações, sendo apresentadas abaixo:

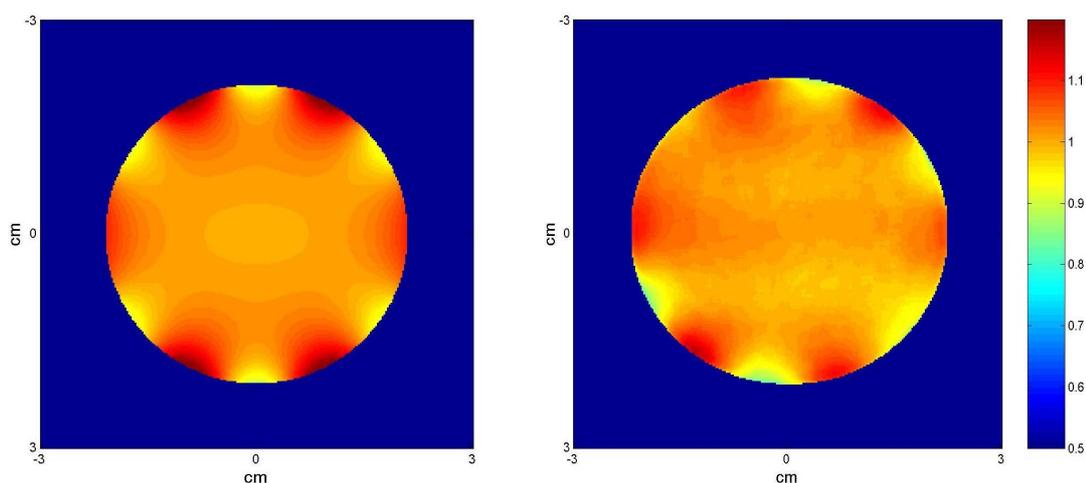


Figura 4-11: À esquerda temos o mapa de B_1 obtido através das simulações. Na figura da direita temos o mapa de B_1 obtido experimentalmente através do método CDAM.

Os valores encontrados teoricamente e experimentalmente para a não uniformidade (NU) estão expressos na tabela abaixo:

	TEÓRICO	EXPERIMENTAL
Média	1.024	1.01 ± 0.01
Desvio Padrão	0.041	0.041 ± 0.003
NU	3.968	4.1 ± 0.3

Tabela 4-4: Resultados teóricos e experimentais para a NU do B-8.

Observamos a excelente concordância da NU obtida experimentalmente com o obtido pela simulação, fato refletido pela semelhança entre os mapas de B_1 mostrados na Figura 4-11.

Avaliando a homogeneidade do ressoador para a região central, utilizando o parâmetro *Unif* definido pelo desvio absoluto de 5% do campo central do ressoador, construímos os histogramas teórico e experimental, dados abaixo:

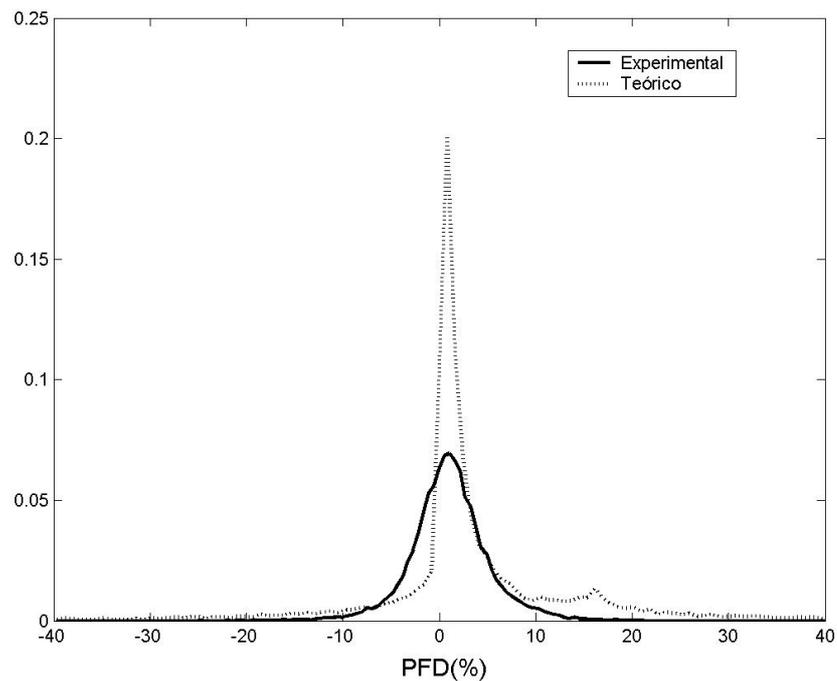


Figura 4-12: Comparação entre os histogramas teórico e experimental para o B-8.

As áreas sob os histogramas entre $\pm 5\%$, expressas em porcentagem que definem a uniformidade relativa para o B8 são:

$$\begin{aligned} Unif_{Teo} &= 62\% \\ Unif_{Exp} &= (80 \pm 3)\% \end{aligned} \quad (4-18)$$

Os valores obtidos experimentalmente (4-18) são melhores do que os dados pela simulação. Essa diferença entre teoria e prática é observada nos histogramas da Figura 4-12, de modo que os pontos com desvio nulo em relação ao campo central são muito maiores na simulação do que nos resultados experimentais. No entanto esse número cai rapidamente para as regiões de até $\pm 5\%$, enquanto que na prática o número de pontos diminui de forma mais suave, aumentando assim a *Unif*. Isso pode ser um reflexo da interação entre bobina e amostra devido aos efeitos de capacitâncias parasitas presentes na região próxima aos fios. Este efeito deve provocar um acúmulo de campo elétrico variável nas regiões próximas aos condutores, favorecendo o aparecimento de correntes induzidas nos íons da mostra, cuja consequência é uma atenuação do campo magnético nessas regiões próximas aos condutores.

b) Birdcage-16M

Sob as mesmas condições utilizadas para o B8, medimos o mapa de B_1 para o B16M. Os resultados experimentais foram novamente comparados com os obtidos pelas simulações. Abaixo temos os mapas de B_1 (teórico e experimental) normalizados em relação ao campo central.

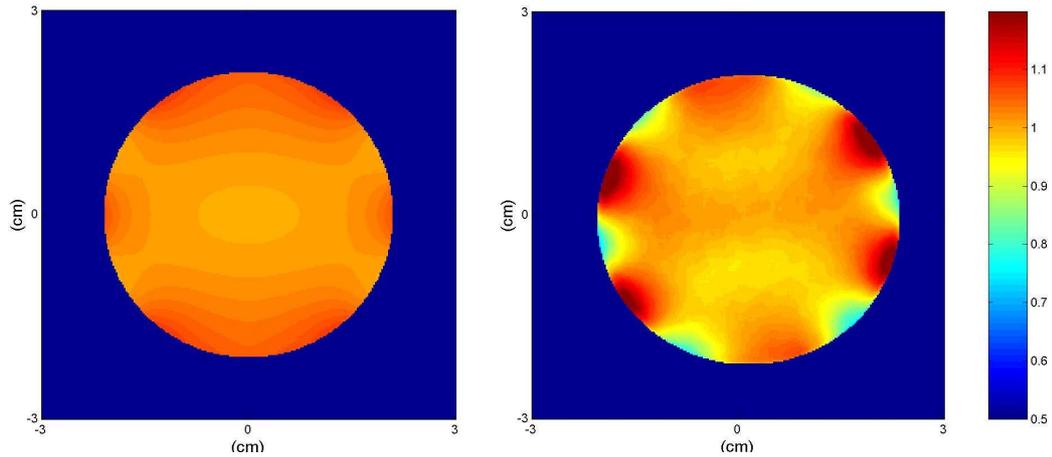


Figura 4-13: À esquerda temos o mapa de B_1 obtido por simulação para o B16M, à direita o obtido experimentalmente.

Os valores da NU obtidos teoricamente e experimentalmente para o B16M foram:

	TEÓRICO	EXPERIMENTAL
Média	1.023	1.03 ± 0.01
Desvio Padrão	0.018	0.067 ± 0.004
NU	1.728	6.5 ± 0.5

Tabela 4-5: Resultados teóricos e experimentais para a NU do B-16M.

Notamos uma grande diferença entre teoria e prática para este ressonador de acordo com a NU. Essa diferença provavelmente se origina dos efeitos provocados pela proximidade entre as fitas, fazendo com que aumente a indutância mútua (e com isso a reatância) causando distorções na distribuição de correntes nas fitas. Isto provoca uma distorção no campo produzido nas regiões mais afastadas do centro (fato observado pelos mapas de B_1), ocasionando em um aumento no cálculo do

desvio padrão do campo (Tabela 4-5). Esse efeito provocado pela proximidade entre as fitas foi estudado com detalhes por Carlson⁴², e provavelmente não é tão significativo para o caso do B8, pois as fitas estão distantes umas das outras quando comparado com o B16M, em que a distância entre as fitas condutoras é a metade da distância no B-8.

Construímos os histogramas (teórico e experimental) do desvio de campo em relação ao campo do centro expresso em porcentagem:

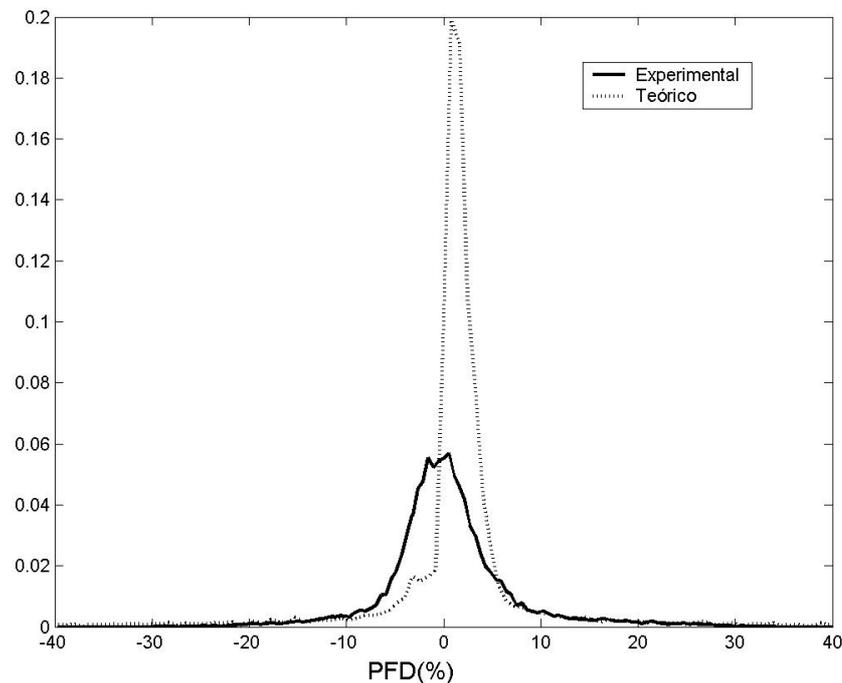


Figura 4-14: Histograma teórico (linha pontilhada) e experimental (linha contínua) para o Birdcage-16M

Os valores calculados para a área dentro de $\pm 5\%$ dos histogramas acima são:

$$\begin{aligned} Unif_{Teo} &= 79\% \\ Unif_{Exp} &= (73 \pm 4)\% \end{aligned} \quad (4-19)$$

Esses valores mostram que o campo na região mais interna do ressonador é pouco afetado pela proximidade entre as fitas, pois os valores dos campos para a região central do transdutor estão bem próximos do que foi previsto pelas simulações.

c) Birdcage-16MX

Para este ressoador, os efeitos dos cruzamentos entre as fitas condutoras não podem ser levados em conta nas simulações que utilizam a Lei de *Biot-Savart*, conforme mencionamos na seção 3.3. Dessa forma, apresentamos aqui somente os resultados experimentais e os comparamos com os resultados obtidos para os demais transdutores construídos.

O mapa do campo B_1 e o histograma obtido para o *Birdcage* 16MX sob as mesmas condições dos transdutores anteriores são apresentados abaixo.

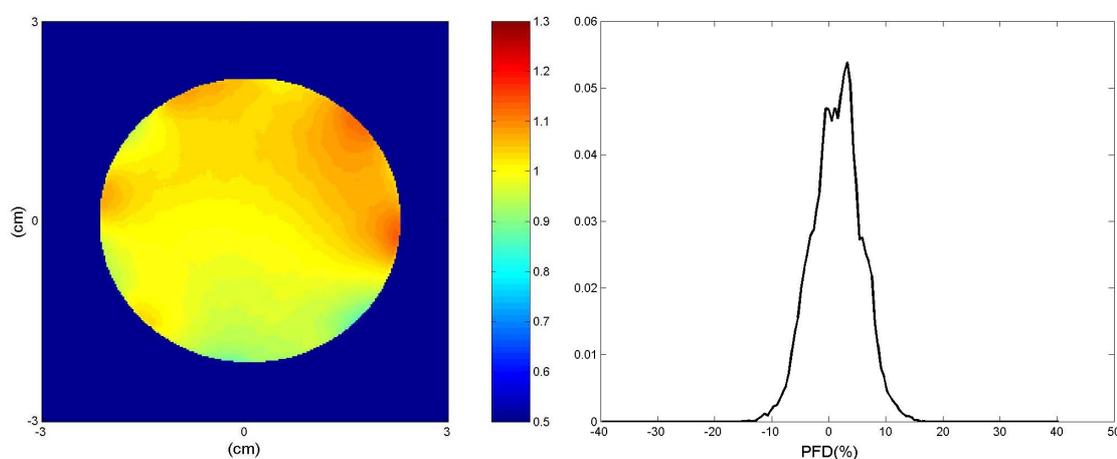


Figura 4-15: Mapa de B_1 e histograma obtidos experimentalmente para o *Birdcage* 16MX

Os valores da NU e da uniformidade relativa medidos foram:

	EXPERIMENTAL
Média	1.00 ± 0.01
Desvio Padrão	0.039 ± 0.002
NU	3.9 ± 0.2
Unif	$(73 \pm 4)\%$

Tabela 4-6: Resultados teóricos e experimentais para a NU e Unif do B-16M.

A análise da NU novamente sugere que a proximidade das fitas esteja aumentando as indutâncias mútuas entre as fitas, afetando a distribuição de correntes e a homogeneidade de campo na *ROI* do B-16MX. No entanto, é interessante notar

que o simples fato da existência dos cruzamentos melhora significativamente (40%) a NU quando comparada com a obtida para o B16M (que não possui os cruzamentos). Novamente notamos que o fator afetado foi o desvio padrão, de modo que a média permaneceu praticamente a mesma em todos os ressoadores.

Já a análise da uniformidade relativa mostra que o B16M e o B16MX possuem a mesma homogeneidade na região central do ressoador, pois a intensidade do campo no centro deve ser praticamente a mesma (fato observado pelos gráficos do perfil de sensibilidade da Figura 4-5(b) e 4-5(c)).

d)Sela Cruzada

Por fim, apresentamos os resultados obtidos para a bobina tipo Sela Cruzada juntamente com as simulações. Abaixo temos os mapas de B_1 (teórico e experimental).

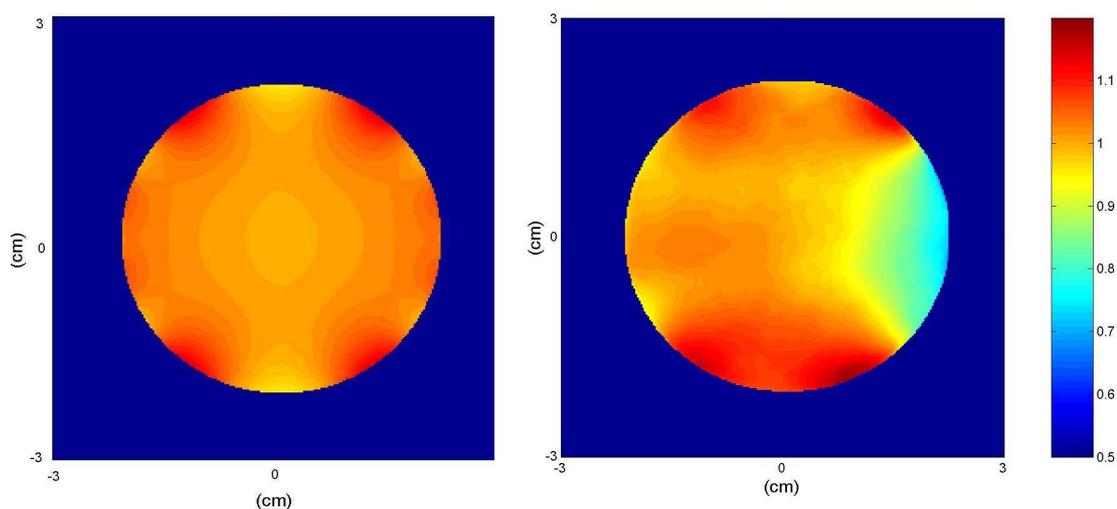


Figura 4-16: À esquerda temos o mapa de B_1 obtido através de simulação. À direita o mapa de campo B_1 obtido experimentalmente. Ambos estão normalizados com relação ao campo central.

Os valores (teórico e experimental) da NU para a Sela Cruzada são:

	TEÓRICO	EXPERIMENTAL
Média	1.0237	0.98 ± 0.01
Desvio Padrão	0.0249	0.081 ± 0.005
NU	2.4351	8.3 ± 0.6

Tabela 4-7: Valores teóricos e experimentais para a NU da Sela Cruzada.

Os histogramas que avaliam a uniformidade relativa, obtidos através das simulações e medidos experimentalmente, para a bobina tipo Sela Cruzada são mostrados na figura abaixo:

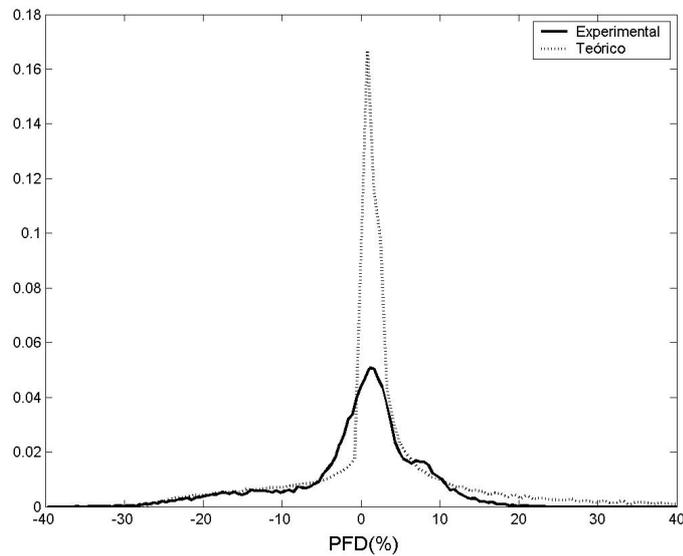


Figura 4-17: Histogramas obtidos por simulação (linha pontilhada) e experimentalmente (linha contínua)

Os cálculos da Uniformidade Relativa utilizando os histogramas acima nos fornecem os valores abaixo:

$$\begin{aligned} Unif_{Teo} &= 60\% \\ Unif_{Exp} &= (63 \pm 3)\% \end{aligned} \tag{4-20}$$

O mapa de B_1 obtido para esse transdutor mostra uma forte atenuação do campo magnético em um dos lados, como é visto pela Figura 4-16. A região que apresenta esta forte atenuação do campo magnético é a parte da bobina que não possui os cruzamentos entre as fitas condutoras. Essa região, assim como toda a estrutura de que é feita a SX pode ser observada pela Figura 3-21.

A idéia dos cruzamentos era inicialmente manter constante o caminho elétrico percorrido pela corrente, como é ilustrado pela Figura 3-20. Outra vantagem esperada devido aos cruzamentos era um maior equilíbrio entre as indutâncias mútuas, fato ilustrado pela Figura 3-12. As simulações não consideram qualquer efeito das indutâncias mútuas no cálculo do campo magnético. No entanto, se considerarmos o efeito das indutâncias mútuas sobre as correntes que circulam pelos

condutores na região em que não existem cruzamentos obtemos resultados muito interessantes. Para isto, consideremos a figura abaixo:

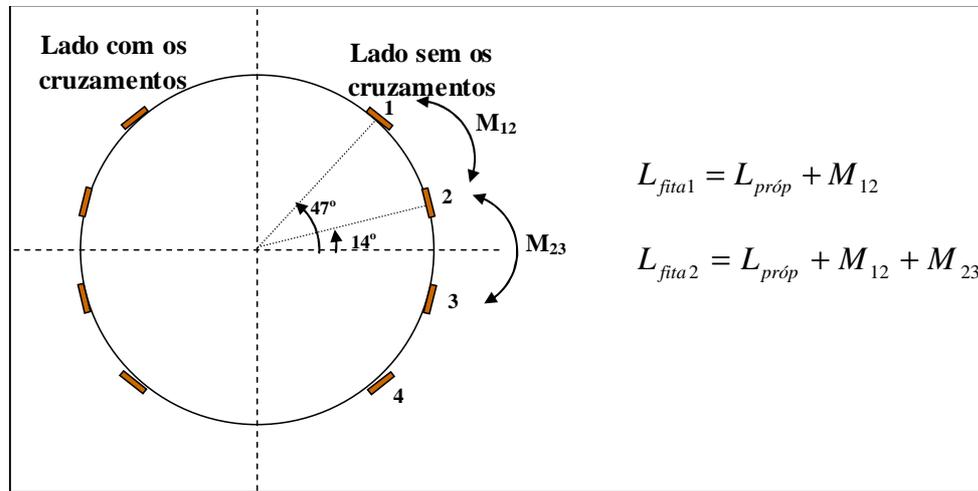


Figura 4-18: Vista frontal da Sela Cruzada evidenciando o efeito das indutâncias mútuas entre os condutores vizinhos.

De acordo com esta figura, vemos que as fitas 1 e 4 possuem uma indutância total dada pela soma da auto-indutância ou indutância própria (igual para todas as fitas, pois só depende das dimensões das mesmas) com a indutância mútua devida aos condutores vizinhos, podendo ser desprezados os condutores localizados do outro lado da bobina. Já as fitas 2 e 3 possuem uma indutância total dada pela soma entre as indutâncias próprias e as indutâncias mútuas M_{12} e M_{23} . Estimando o valor das indutâncias nas fitas através das equações descritas no Apêndice B, encontramos os seguintes valores:

$$\begin{aligned} L_{fita1} &= L_{fita4} = 69.2nH \\ L_{fita2} &= L_{fita3} = 82.2nH \end{aligned} \tag{4-21}$$

Essas diferenças nas indutâncias para as fitas localizadas no lado em que não há o cruzamento provocam uma diferença na corrente que percorre cada fita. Levado em conta esse efeito das indutâncias mútuas nas simulações para o cálculo do campo magnético, o que obtemos quando fazemos o mapa de B_1 é a figura abaixo:

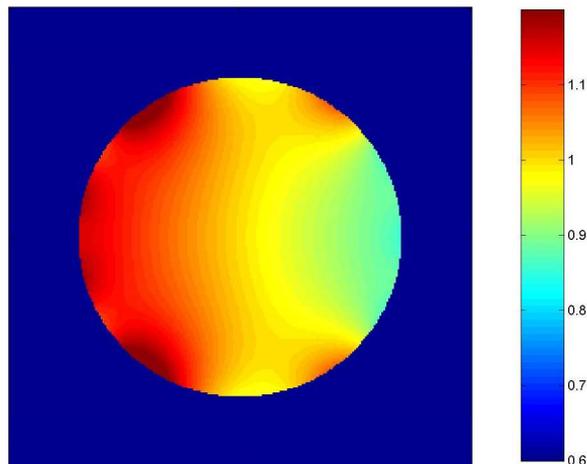


Figura 4-19: Mapa de B_1 teórico que leva em conta os efeitos das indutâncias mútuas entre os condutores para o lado da bobina que não há cruzamentos

Notamos claramente a semelhança da figura acima com os resultados obtidos experimentalmente. Calculando a NU para este novo mapa de B_1 teórico obtemos:

$$\begin{aligned}
 \text{Média} &= 1.02 \\
 \text{DesvioPadrão} &= 0.078 \\
 NU &= \frac{\text{DesvioPadrão}}{\text{Média}} \times 100 = 7.62
 \end{aligned}
 \tag{4-22}$$

Mostrando que esses valores se aproximam bem dos encontrados experimentalmente. Assim, vemos que os cruzamentos das fitas diminuem bastante os efeitos provocados pelas indutâncias mútuas, pois no lado da bobina em que os cruzamentos estão presentes praticamente não temos atenuação do campo B_1 . Mesmo com essa distorção na distribuição de B_1 para a SX, a homogeneidade na região central não foi tão afetada, como mostram os valores da *Unif* se comparados com os valores experimentais.

Após analisarmos os resultados obtidos teoricamente através das simulações e os obtidos experimentalmente, encontramos o seguinte *Ranking* para os transdutores em termos da homogeneidade de campo:

$$\begin{aligned}
 1^\circ) & \text{Birdcage} - 8 \\
 2^\circ) & \text{Birdcage} - 16MX \\
 3^\circ) & \text{Birdcage} - 16M \\
 4^\circ) & \text{Sela Cruzada}
 \end{aligned}
 \tag{4-23}$$

As causas para as discrepâncias entre teoria e prática discutidas durante a apresentação dos resultados são basicamente devido ao efeito de proximidade entre as fitas, que aumentam as indutâncias mútuas. A presença dos cruzamentos entre os condutores diminuiu consideravelmente esse efeito, como foi observado ao compararmos o B16M com o B16MX e evidenciado pela Figura 4-16 que mostra a diferença no campo produzido pelo lado com os cruzamentos com o lado sem os cruzamentos.

Embora encontramos problemas com a homogeneidade de campo em 3 dos 4 transdutores construídos, estes não foram tão críticos a ponto de evitar que o objetivo de nosso trabalho (obter imagens de pequenos animais) ficasse comprometido. A seção seguinte mostra imagens obtidas de pequenos animais com todos os transdutores, nos permitindo uma avaliação própria para a qualidade através das imagens.

4.5 - Testes com Imagens

Utilizando os quatro transdutores de RF em conjunto com todo o sistema de aquisição de imagens descrito no início do capítulo, adquirimos algumas imagens de pequenos animais. Inicialmente, adquirimos imagens do crânio de roedores utilizando a sequência *Multi Slice Spin Echo (MSSE)*¹⁰. Os parâmetros utilizados para a aquisição das imagens foram os mesmos para todos os transdutores, sendo apresentados abaixo:

- $FOV_{phase}=5cm$
- $FOV_{read}=5cm$
- $TR=300ms$
- $TE=14ms$
- $Médias=8$
- $N_{phase}=256$
- $N_{read}=256$
- $Thickness=2mm$
- $Interslice=2.5mm$

4.5.a - Birdcage-8

Utilizando o ressoador B-8, obtivemos as seguintes imagens do crânio de roedores:

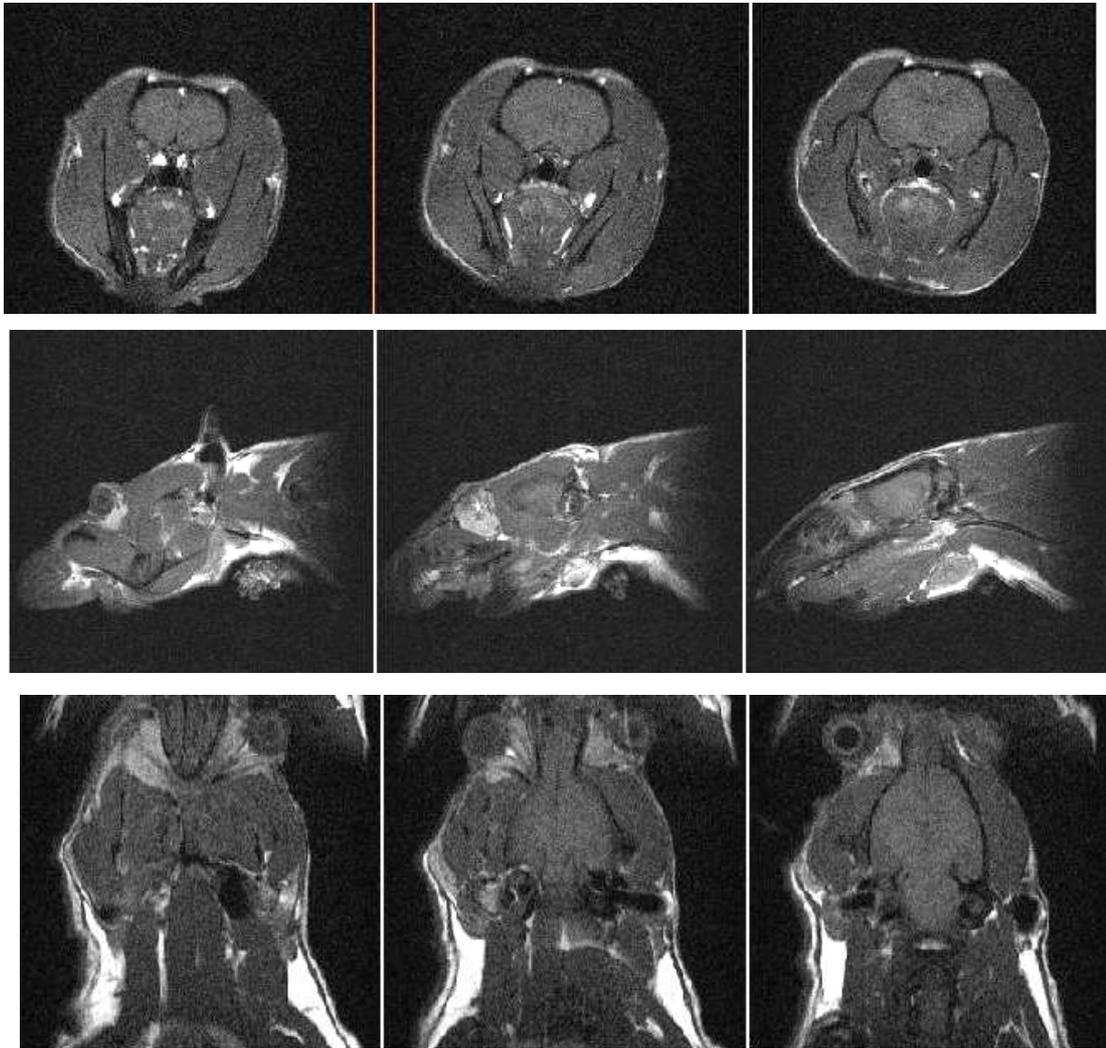


Figura 4-20: Conjunto de Imagens de um rato mostrando cortes transversal, sagital e coronal, respectivamente, utilizando o B-8.

4.5.b - Birdcage-16M

Com o ressoador B-16M, utilizando exatamente a mesma sequência e os mesmos parâmetros, obtivemos as seguintes imagens para roedores:

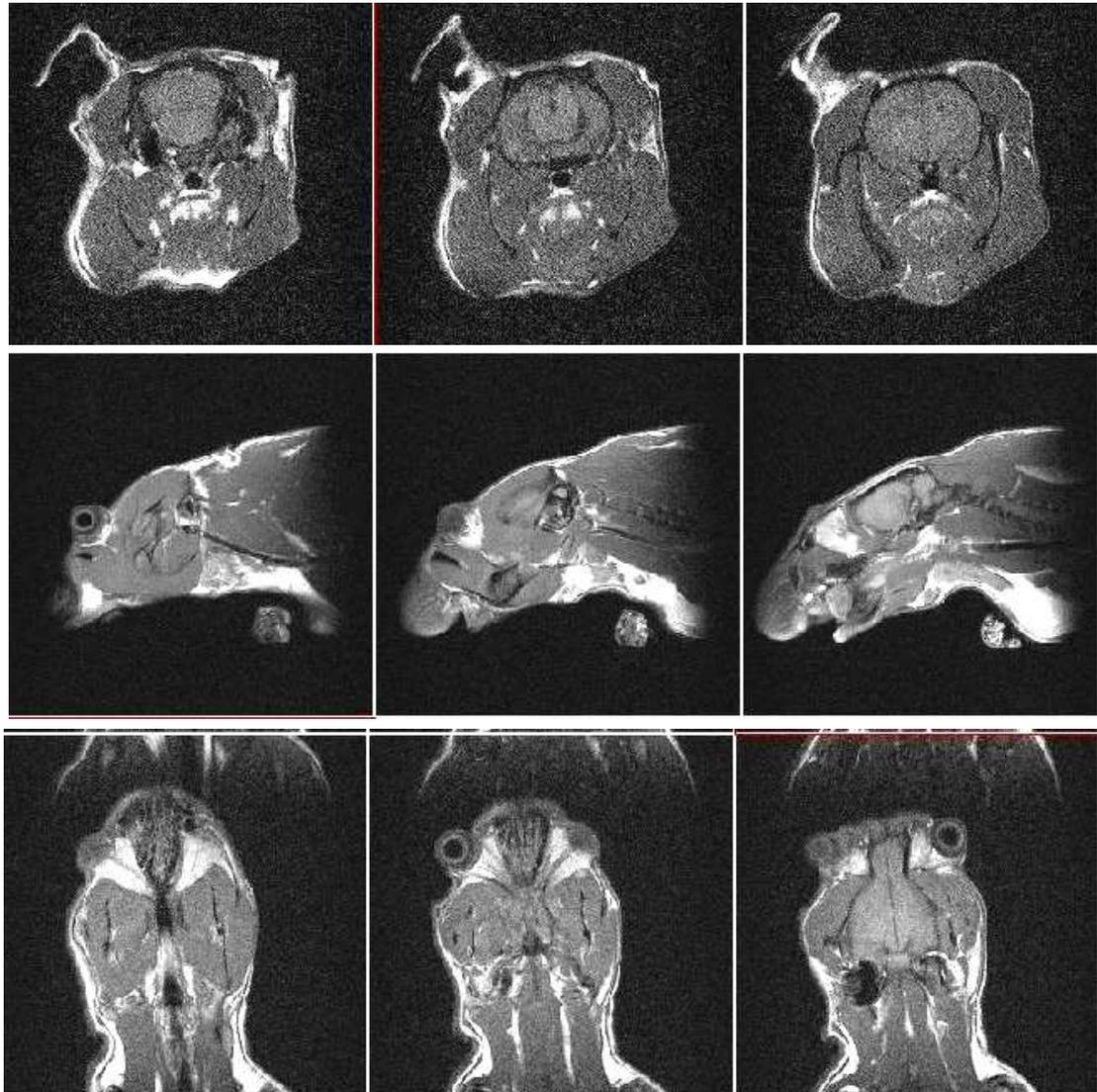


Figura 4-21: Conjunto de Imagens de um rato mostrando cortes transversal, sagital e coronal, respectivamente, utilizando o B-16M.

4.5.c - Birdcage-16MX

Utilizando agora o *B-16MX*, adquirimos as imagens, ainda do crânio de roedores com a sequência *MSSE*, cujos parâmetros utilizados foram definidos anteriormente.

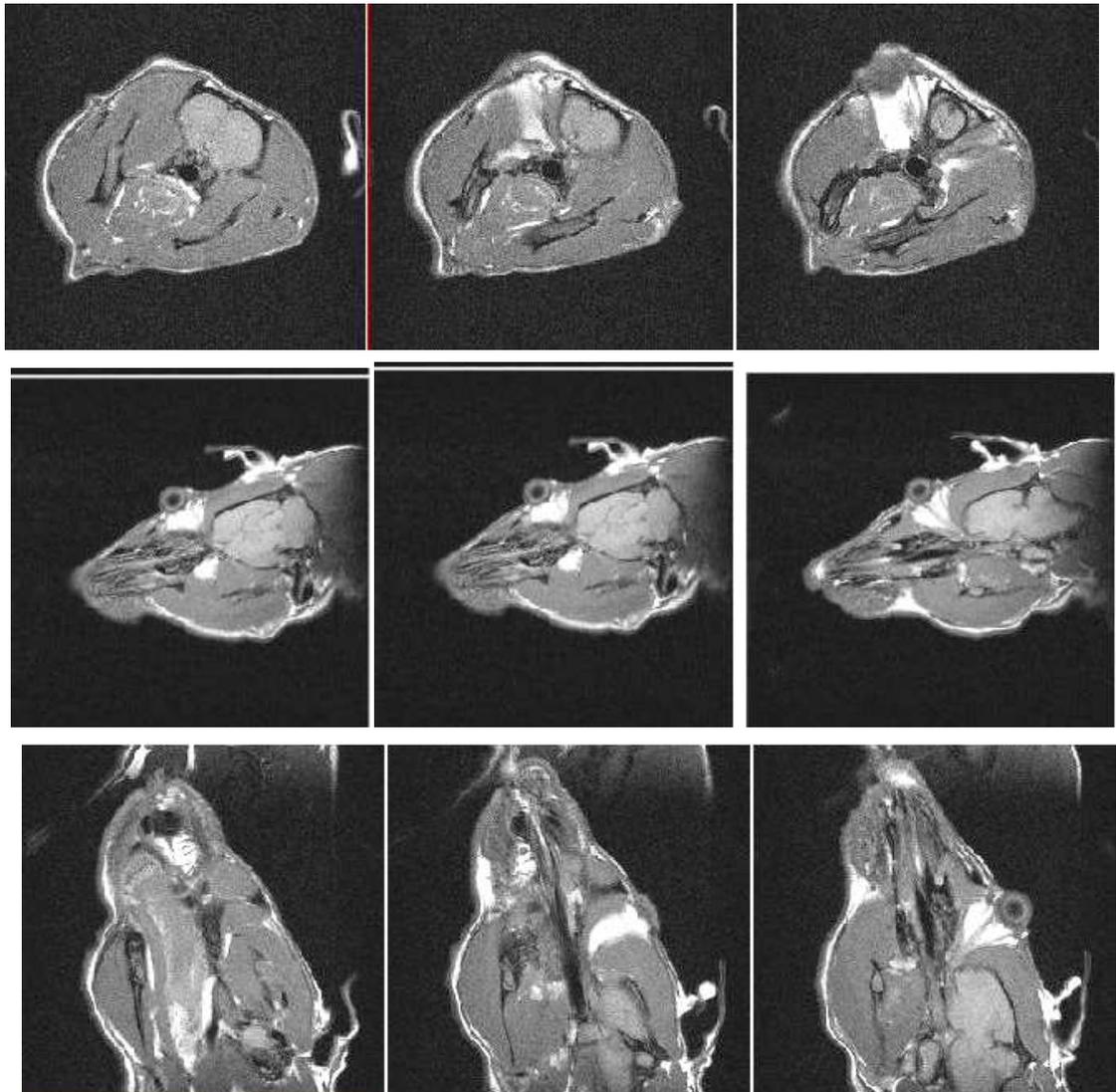


Figura 4-22: Conjunto de Imagens de um rato mostrando cortes transversal, sagital e coronal, respectivamente, utilizando o *B-16MX*.

4.5.d - Sela Cruzada

Finalmente obtivemos imagens utilizando a bobina tipo Sela Cruzada. Todas aquisições realizadas seguiram os mesmos padrões adotados com os demais transdutores.

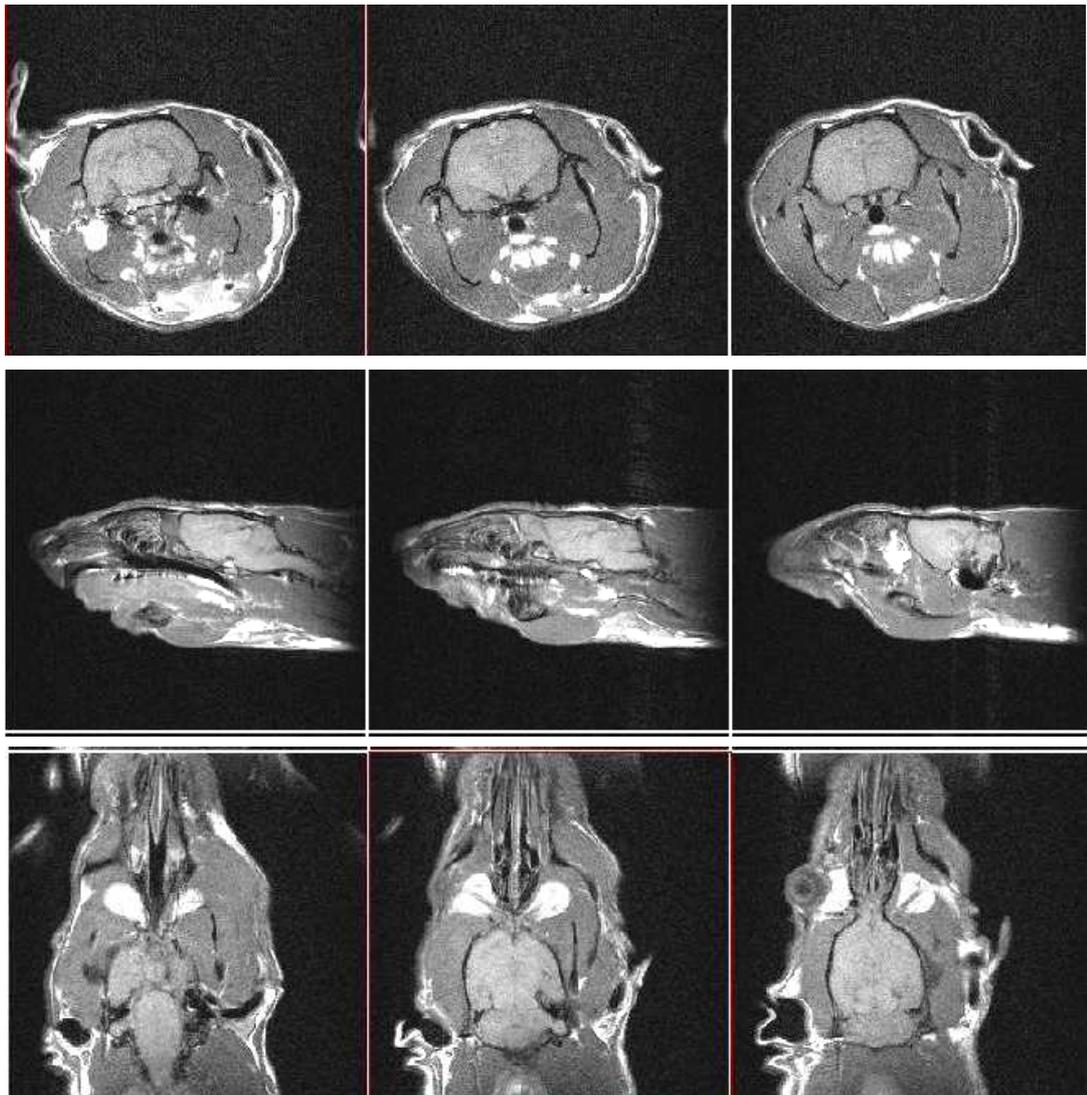


Figura 4-23: Imagens mostrando os cortes transversal, sagital e coronal do crânio de um roedor utilizando a bobina tipo Sela Cruzada.

Como vimos na seção 4.3-c, a bobina tipo Sela foi a que obteve a melhor relação sinal/ruído dentre os 4 transdutores construídos. Por essa razão a escolhemos para fazer experimentos de imagens preliminares de um *Marmoset*. As imagens foram adquiridas utilizando-se a seqüência *3-D MSGRE (Multi Slice Gradient Recall Echo)*, cujos parâmetros característicos da seqüência são dados abaixo:

- $FOV_{phase1}=5cm$
- $FOV_{phase2}=5cm$
- $FOV_{read}=5cm$
- $TE=6.5ms$
- $TR=13ms$
- $N_{phase1}=256$
- $N_{read}=256$
- $N_{phase2}=32$
- $Averages=8$

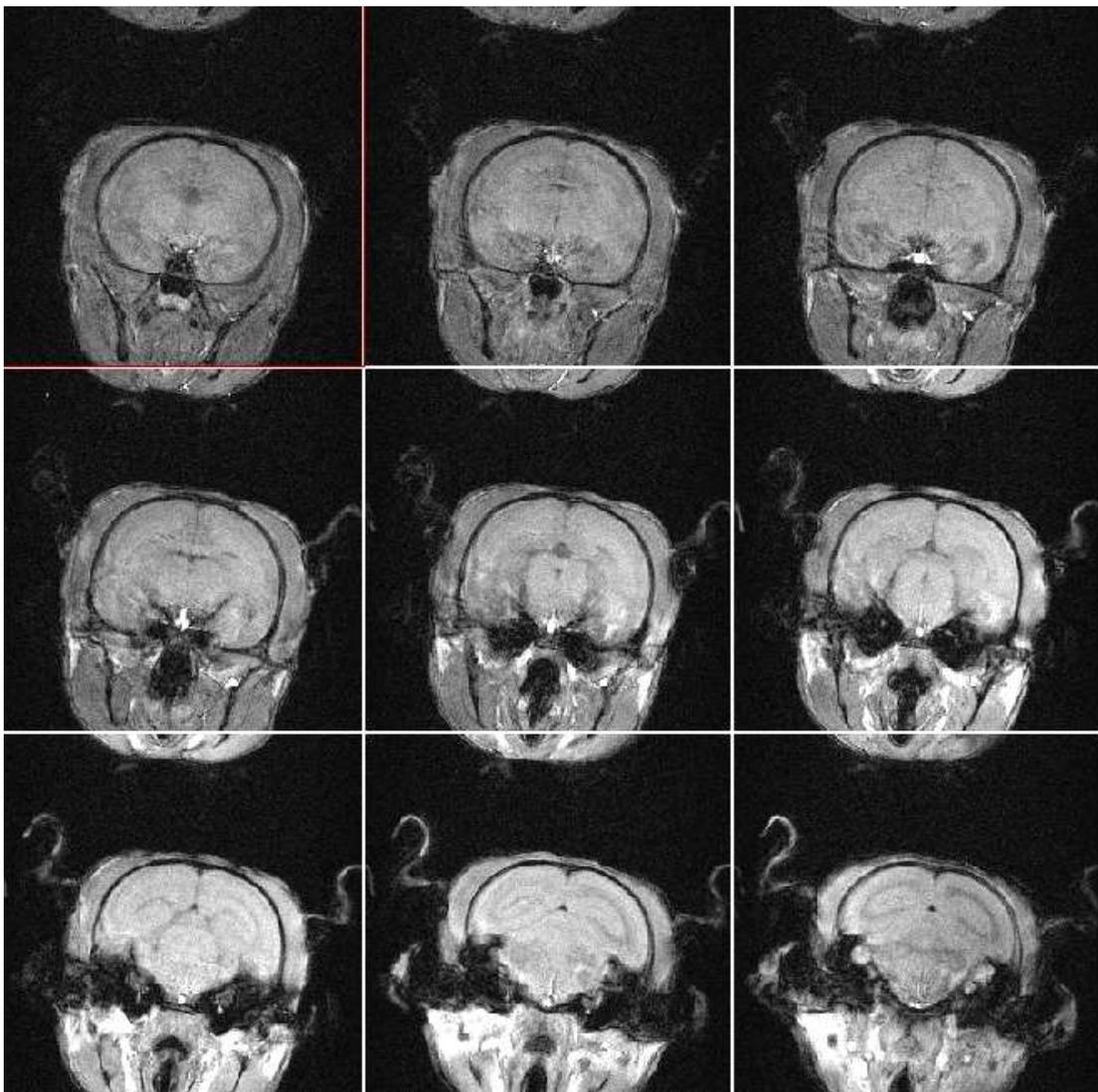


Figura 4-24: Imagens do crânio de um *marmoset* adquiridas utilizando-se a bobina tipo Sela Cruzada.

O tempo de experimento com o *marmoset* teve menor duração comparado com os experimentos que utilizamos os roedores em função do tipo de anestesia e devido ao estresse que o animal foi submetido devido ao ruído acústico gerado pelas

bobinas de gradientes, impossibilitando um ajuste mais refinado nos parâmetros da seqüência. Mesmo assim, as imagens obtidas são capazes de mostrar estruturas no cérebro do primata que permitem o estudo da patologia portada pelo animal, no caso o mal de Parkinson.

5 - Conclusões

5.1 - Considerações finais

Após caracterizarmos os transdutores em relação aos dois principais indicativos de sua qualidade, ou seja, a SNR e a homogeneidade de campo, notamos que há um transdutor que se destaca com relação a cada um desses parâmetros. As medidas da SNR mostram que a bobina tipo Sela Cruzada provou ser a melhor, como já era de se esperar desde as medidas do perfil de sensibilidade e do fator de qualidade. Para os ressoadores (B-8, B-16M e B-16MX) foi interessante notar que os cruzamentos no B-16MX contribuíram de alguma forma para o aumento da SNR, pois os cruzamentos são as únicas diferenças entre o B-16MX e o B-16M.

Com relação a avaliação feita sobre a homogeneidade do campo de RF produzido pelos transdutores, os resultados concordaram relativamente bem com os valores obtidos para a uniformidade relativa, que avalia a variação do campo magnético para uma região mais central, indicando que para essa região, o campo produzido por todos os ressoadores é relativamente bem homogêneo. Analisando os resultados previstos pelas simulações com os obtidos experimentalmente para o parâmetro NU, notamos que eles se mostraram bem distantes, com exceção do *Birdcage-8* em que a NU obtida experimentalmente foi melhor do que a prevista pelas simulações. Essas diferenças entre teoria e prática ocorrem basicamente por dois motivos:

- *Interação entre as regiões mais externas da amostra com as fitas condutoras*
- *Forte acoplamento magnético através da indutância mútua entre as fitas condutoras vizinhas.*

O primeiro efeito vem do fato de que existe uma diferença de potencial entre amostra e condutores nas regiões onde eles são próximos. Assim, estando condutor e amostra (que também possui certa condutividade) com potenciais diferentes e separados por meios como o PVC e o próprio ar, o que temos é um capacitor e a conseqüente exposição a um campo elétrico nas regiões da amostra próximas aos

condutores. Por sua vez, esse campo elétrico variável no tempo induz correntes na amostra, que produzem campos magnéticos que se superpõem ao campo B_1 ocasionando um aumento na inhomogeneidade de campo nessas regiões. Isso explica o fato de que somente o parâmetro NU se desvia consideravelmente do valor teórico, o que não ocorre com o parâmetro *Unif.* porque este avalia apenas regiões mais internas que não sofrem o efeito das capacitâncias parasitas.

O segundo efeito ocorre porque à medida que tentamos dobrar o número de pernas dos transdutores (B-16M, B-16MX e SX) com o intuito de distribuir melhor a corrente e, portanto, melhorar a homogeneidade de campo, as indutâncias mútuas passam a afetar fortemente a distribuição de corrente superficial. Esse efeito ficou evidenciado de forma clara ao observarmos o mapa de B_1 obtido experimentalmente da bobina Sela Cruzada (Figura 4-16), em que a região de mais baixo campo magnético (região azulada) corresponde ao lado em que não há cruzamento. Embora a bobina SX tivesse uma parte da *ROI* fortemente afetada em homogeneidade, percebemos que na região com os cruzamentos, o efeito das indutâncias mútuas é desprezível, sugerindo que realmente o cruzamento dos condutores na metade do comprimento dos ressoadores parece balancear as indutâncias mútuas. Uma prova disto é a semelhança entre o mapa de B_1 experimental com a figura obtida por simulação (Figura 4-19) que leva em conta o efeito das indutâncias mútuas na parte da SX sem cruzamentos. O efeito dos cruzamentos também explica a melhora na homogeneidade da B-16MX sobre a B-16M. A introdução de cruzamentos para balancear as indutâncias mútuas deve também melhorar a SNR, uma vez que a intensidade do campo magnético na região central aumenta com a presença dos cruzamentos.

Como considerações finas deste trabalho, podemos dizer que a bobina Sela Cruzada é a melhor opção para ser utilizada como bobina receptora, por possuir a melhor SNR. Como bobina transmissora, a *Birdcage-8* é a mais indicada para estas dimensões, pois os efeitos das indutâncias mútuas entre os condutores passam a ser considerados. No entanto, o cruzamento entre os condutores consiste numa nova técnica para se melhorar a homogeneidade e a SNR de um transdutor. Para o caso em que um transdutor necessite operar como transmissor e receptor simultaneamente para diferentes condições de carga (problema típico em ambiente de pesquisa), a bobina Sela Cruzada certamente é a melhor opção, pois além de possuir alta SNR, a

inogeneidade de campo presente não é perceptível no brilho das imagens. Isso ficou claro ao observarmos as imagens obtidas para o crânio de um *Marmoset* (Figura 4-24).

5.2 - Perspectivas de trabalhos futuros

O cruzamento dos condutores para se balancear as indutâncias mútuas em ressoadores abre novas perspectivas para estudos futuros. Um exemplo é a aplicação desta técnica para a construção de uma Sela Cruzada como a descrita neste trabalho, mas com os dois lados apresentado cruzamento entre as pernas condutoras e a comparação com a Sela Cruzada apresentada neste trabalho. Se estivermos corretos, a homogeneidade e a SNR devem ser significativamente melhoradas.

Além dessas bobinas volumétricas para geração de imagens, constitui como parte do projeto de doutoramento o desenvolvimento de um conjunto de bobinas de superfície baseadas no conceito de *Phased Arrays*, projetadas especialmente para a anatomia do crânio de *marmosets*.

Referências Bibliográficas

1. Gadian, D.G.; Robinson F.N.H. Radiofrequency Losses in NMR Experiments on Electrically Conducting Samples. *Journal of Magnetic Resonance*, v.34, p.449-455, 1979.
2. Heteren, J.G.V.; Henkelman, R.M.; Bronskill M.J. Equivalent Circuit for Coil-Patient Interactions in Magnetic Resonance Imaging. *Magnetic Resonance Imaging*, v.5, p.93-99, 1987.
3. Decorps, M.; Blondet, P.; Reutenauer, H.; Albrand, J.P.; Remy, C. An Inductively Coupled Series-Tuned NMR Probe. *Journal of Magnetic Resonance*, v.65, p.100-109, 1985.
4. Doty, F.D.; Entzminger, G.; Hauck, C.D.; Staab, J.P. Practical Aspects of Birdcage Coils. *Journal of Magnetic Resonance*, v.138, p.144-154, 1999.
5. Bloch, F.; Hansen, W.W.; Packard, M. Nuclear induction. *Physics Review*, v.69, p.127, 1946.
6. Purcell, E.M.; Torrey, H.C.; Pound, R.V. Resonance absorption by nuclear magnetic moments in a solid. *Physics Review*, v.69, p.37-38, 1946.
7. Lauterbur, P.C. Image formation by induced local interactions: examples employing nuclear magnetic resonance. *Nature*, v.242(5394), p.190-191, 1973.
8. Mansfield, P.; Grannell, P.K. NMR 'diffraction' in solids? *Journal of Physics C: Solid State Physics*, v.6(22), p.L422, 1973.
9. Slichter, C.P. *Principles of magnetic resonance*. New York, Springer-Verlag, v.1, 1989.
10. Haacke, E.M. *Magnetic resonance imaging: physical principles and sequence design*. New York, Wiley-Liss, 1999.
11. Reif, F. *Fundamentals of Statistical and Thermal Physics*. New York, MCGRAW-HILL, 1965.
12. Abragam, A. *The principles of nuclear magnetism*. Oxford, Oxford University Press, 1961.
13. Callaghan, P.T. *Principles of Nuclear Magnetic Resonance Microscopy*. New York, Oxford University Press Inc., 1995.

14. Bloembergen, N.; Purcell, E.M.; Pound, R.V. Relaxation Effects in Nuclear Magnetic Resonance Absorption. *Physical Review*, v.73(7), p.679-712, 1948
15. Wangsness, R.K. *Electromagnetic Fields*, New York, John Wiley, 1979.
16. Hahn, E.L. Spin Echos. *Physical Review*, v.77(5), p.746, 1950.
17. Brigham, E.O. *The Fast Fourier Transform*, Prentice-Hall, 1974.
18. Bonagamba, T.J. *Seleção de planos em tomografia por ressonância magnética nuclear*. São Carlos, 1986. Dissertação de Mestrado - FCM - IFQSC, Universidade de São Paulo.
19. Xavier, R.F. *Desenvolvimento e construção de bobinas de gradiente com Blindagem Ativa (Active Shielding) com aplicação em Imagens por RMN*. São Carlos, 2000. Dissertação de Mestrado - FFI - IFSC, Universidade de São Paulo.
20. Jin, J. *Electromagnetic Analysis and Design in Magnetic Resonance Imaging*, CRC Press series in biomedical engineering, 1997.
21. Hayes, C.E.; Edelstein, W.A.; Schenck, J.F.; Mueller, O.M.; Eash, M. An Efficient, Highly Homogeneous Radiofrequency Coil for Whole - Body NMR at 1.5 T. *Journal of Magnetic Resonance*, v.63(63), p.622-628, 1985.
22. Watkins, J.C.; Fukushima, E.; High-pass bird-cage coil for nuclear-magnetic resonance. *Review of Scientific Instruments*, v.59(6), p.926-929, 1988.
23. Tropp, J. The Theory of the Bird-Cage Resonator. *Journal of Magnetic Resonance*, v.82, p. 51-62, 1989.
24. Mahony, C.; Forbes, L.K.; Crozier, S. Doddrell, D.M. A novel approach to the Calculation of RF Magnetic and Electric Fields for NMR Coils of Arbitrary Geometry. *Journal of Magnetic Resonance*, Series B 107, p.145-151, 1995.
25. Harpen, M.D. Equivalent Circuit for Birdcage Resonators. *Magnetic Resonance in Medicine*, v.29, p.263-268, 1993.
26. Tropp, J. Mutual Inductance in the Bird-Cage Resonator. *Journal of Magnetic Resonance*, v.126, p.9-17, 1997.
27. Ginsberg, D.M.; Melchner, M.J. Optimum Geometry of Saddle Shaped Coils for Generating a Uniform Magnetic Field. *The Review of Scientific Instruments*, v.11(1), p.122-123, 1970.
28. Garrido, C.S. *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. São Carlos, 2005. Dissertação de Doutorado - FFI - IFSC, Universidade de São Paulo.

29. Hoult, D.I.; Richards, R.E. The Signal-to-Noise Ratio of the Nuclear Magnetic Resonance Experiment. *Journal of Magnetic Resonance*, v.24, p.71-85, 1976.

30. Johnson, W.C. *Linhas de transmissão e circuitos*, Guanabara Dois, 1980.

31. Hoult, D.I.; Lauterbur, P.C. The Sensitivity of the Zeumatographic Experiment Involving Human Samples. *Journal of Magnetic Resonance*, v.34, p.425-433, 1979.

32. Abragam, A. *Principles of nuclear magnetism*, New York, Oxford University Press, 1989.

33. Schmidt, M.A. *Desenvolvimento de Bobinas de Radiofrequência para geração de imagens por Ressonância Magnética Nuclear*. São Carlos, 1988. Dissertação de Mestrado - FFI - IFQSC, Universidade de São Paulo.

34. Vidoto, E.L.G. *Projeto de transdutores e otimização do sistema de recepção do tomógrafo de RMN de campo magnético ultra baixo*. São Carlos, 1995. Dissertação de Mestrado - FFI - IFSC, Universidade de São Paulo.

35. Collins, C.M.; Li, S.; Yang, Q.X.; Smith M.B. A Method for Accurate Calculation of B1 Fields in Three Dimensions. Effects of Shield Geometry on Field Strength and Homogeneity in the BirdCage Coil. *Journal of Magnetic Resonance*, v.125 p.233-241, 1997.

36. Boesch, J.M. An in Vivo NMR Probe Circuit for Improved Sensitivity. *Journal of Magnetic Resonance*, v.54 p.526-532, 1983.

37. Panepucci, H.; Tomasi, D.; Caparelli, E.C. Optimization of Gradient Coils Using the Fast Simulated Annealing Method. In: *Fourth Mexican Symposium*, Mérida - Yucatán - México, 2000. AIP Conference Proceedings. v.538 p 134-148.

38. Murphy, B.W.; Carson, P.L.; Ellis, J.H.; Zhang, Y.T.; Hyde, R.J.; Chenevert, T.L. Signal-to-Noise Measures for Magnetic Resonance Imagers. *Magnetic Resonance Imaging*, v.11 p.425-428, 1993.

39. Kaufman, L.; Kramer, D.M.; Crooks, L.E.; Ortendahl, D.A. Measuring signal-to-noise ratios in MR imaging. *Radiology*, v.173 p.265-267, 1989.

40. NEMA - National Electrical Manufacturers Association. Determination of signal-to-noise ratio (SNR) in diagnostic Magnetic Resonance images, v. MS 1, p 7, 1994.

41. Vidoto, E.L.G. Projeto e construção de um equipamento de imagens por Ressonância Magnética para uso clínico e em pesquisa São Carlos, 2001. Dissertação de Doutorado - FFI - IFSC, Universidade de São Paulo.
42. Carlson, J.W. Currents and fields of thin conductors in RF saddle coils. *Magnetic Resonance in Medicini*, v.3, p.778-790, 1986.
43. Li, S.; Yang, Q.X.; Smith, M.B. RF coil optimization: evaluation of B1 field homogeneity using field histograms and finite element calculations. *Magnetic Resonance Imaging*, v.12, p.1079-1087, 1994.
44. Yang, Q.X.; Li, S.; Smith, M.B. A Method for Evaluating the Magnetic Field Homogeneity of a Coil by Its Field Histogram. *Journal of Magnetic Resonance*, v.108, p.1-8, 1994.
45. Akoka, S.; Frankoni, F.; Seguin, F.; Le Pape, A. Radiofrequency map of an NMRcoil by maging. *Magnetic Resonance Imaging*, v.11, p.437-441, 1993.
46. Stollberger, R.; Wach, P. Imaging of the Active B1 Field in Vivo. *Magnetic Resonance in Medicine*, v.35(2), p.246-251, 1996.
47. Grover, F.W. *Inductance calculations: Working Formulas and Tables*. New York, Dover Publications Inc., 1962.

Apêndice A

Cálculo do campo magnético em condutores

Este Apêndice descreve os procedimentos utilizados no desenvolvimento de um aplicativo em *MATLAB* que simula o campo magnético produzido por ressoadores do tipo *Birdcage* e bobinas do tipo Sela. Somente é considerada a situação de campo estático, de modo que um tratamento mais rigoroso seria a resolução das equações de *Maxwell*.

A.1 - Cálculo do campo Magnético gerado por segmentos de retas em condutores

Se considerarmos que os principais transdutores são constituídos basicamente por segmentos de fios e arcos condutores devidamente posicionados no espaço, podemos utilizar a lei de *Biot-Savart*¹⁵ para calcular o campo magnético produzido por estes condutores. Consideremos então, fios localizados na superfície de um cilindro de raio a e comprimento L , conforme ilustra a figura abaixo:

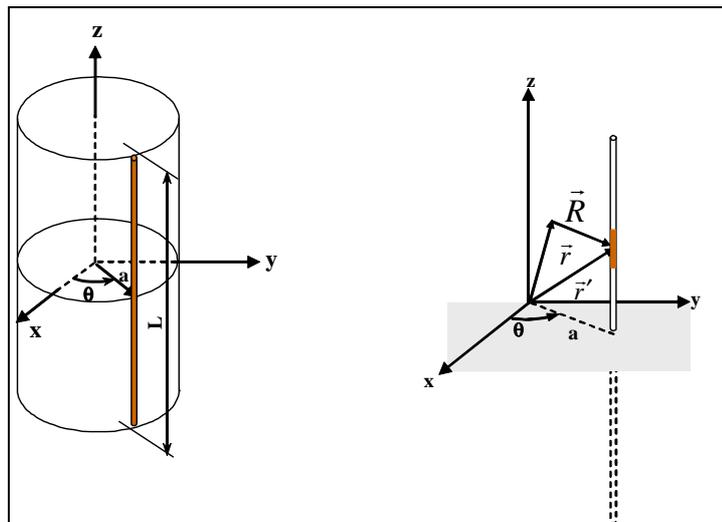


Figura A.1: Fio condutor de comprimento L localizado na superfície de um cilindro pelas variáveis a e θ .

De acordo com a Lei de *Biot-Savart*, o campo magnético em qualquer posição do espaço é dado por

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint \frac{I' d\vec{s}' \times \vec{R}}{R^3} \quad (\text{A-1})$$

sendo $\vec{R} = \vec{r} - \vec{r}'$ e $R = |\vec{r} - \vec{r}'|$. Na expressão acima \vec{r} é o vetor que liga a origem do sistema de coordenadas até um ponto qualquer do espaço, \vec{r}' o vetor que liga a origem ao elemento de corrente $d\vec{s}'$, e $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ N/A}^2$ é a permeabilidade do vácuo. Para nosso problema, \vec{r} e \vec{r}' são definidos da seguinte forma:

$$\begin{aligned} \vec{r} &= x\hat{i} + y\hat{j} + z\hat{k} \\ \vec{r}' &= a \cos \theta \hat{i} + a \sin \theta \hat{j} + z\hat{k} \\ d\vec{s}' &= dz\hat{k} \\ \vec{R} &= \vec{r} - \vec{r}' = (x - a \cos \theta)\hat{i} + (y - a \sin \theta)\hat{j} + (z - z')\hat{k} \\ R &= |\vec{r} - \vec{r}'| = \sqrt{(x - a \cos \theta)^2 + (y - a \sin \theta)^2 + (z - z')^2} \end{aligned} \quad (\text{A-2})$$

Tomando o produto vetorial entre $d\vec{s}'$ e \vec{R} , devemos resolver o seguinte determinante:

$$\begin{aligned} d\vec{s}' \times \vec{R} &= \begin{vmatrix} \hat{i} & \hat{j} & \hat{k} \\ 0 & 0 & dz' \\ (x - a \cos \theta) & (y - a \sin \theta) & (z - z') \end{vmatrix} \\ &= (x - a \cos \theta) dz' \hat{j} - (y - a \sin \theta) dz' \hat{i} \end{aligned} \quad (\text{A-3})$$

Substituindo em (A-1) e integrando de $-L/2$ até $L/2$, encontramos as seguintes expressões para as componentes x e y do campo em qualquer ponto do espaço gerado por um fio de comprimento L localizado à distância a do centro de um sistema de coordenadas e paralelo ao eixo z :

$$\begin{cases} B_x(x, y, z) = -\frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{(y - a \sin \theta)}{A^2} \left[\frac{(z + L/2)}{\sqrt{(z + L/2)^2 + A^2}} - \frac{(z - L/2)}{\sqrt{(z - L/2)^2 + A^2}} \right] \\ B_y(x, y, z) = -\frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{(x - a \sin \theta)}{A^2} \left[\frac{(z + L/2)}{\sqrt{(z + L/2)^2 + A^2}} - \frac{(z - L/2)}{\sqrt{(z - L/2)^2 + A^2}} \right] \end{cases} \quad (\text{A-4})$$

O termo A ($A^2=(x-a\cos\theta)^2+(y-asin\theta)^2$) foi introduzido para simplificar a expressão.

Assim, se posicionarmos adequadamente os fios em uma superfície cilíndrica, é possível calcular o campo magnético transversal ao eixo do cilindro em qualquer ponto do espaço se somarmos as componentes x e y dadas por (A-4). A componente z gerada pelo campo não entra nos cálculos porque estamos interessados somente no campo perpendicular ao eixo do cilindro, responsável pela excitação dos *spins* nucleares da amostra.

A.2 - Campo Magnético gerado por segmentos circulares em condutores

Para o caso de condutores em forma de segmentos circulares, que também compõem a estrutura dos transdutores, calculamos de maneira análoga a seção anterior, adotando o mesmo sistema de coordenadas e aplicando novamente a Lei de *Biot-Savart*.

Consideremos o arco na extremidade superior (ou inferior) de um cilindro, conforme ilustra a figura abaixo:

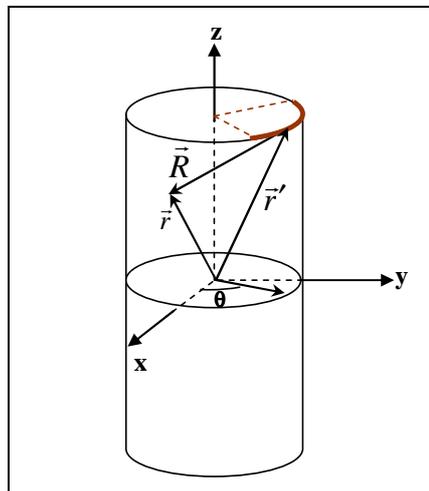


Figura A. 2: Arco condutor localizado na extremidade superior de um cilindro para um dado sistema de coordenadas.

O vetor \vec{r} da figura acima representa a distância da origem até um ponto de observação qualquer no espaço e \vec{r}' a distância da origem ao elemento de corrente $d\vec{s}'$, lembrando que $\vec{R} = \vec{r} - \vec{r}'$. Neste caso esses vetores são definidos como segue:

$$\begin{aligned}\vec{r} &= x\hat{i} + y\hat{j} + z\hat{k} \\ \vec{r}' &= a \cos \theta \hat{i} + a \sin \theta \hat{j} + z_0 \hat{k} \\ d\vec{s}' &= -a \sin \theta d\theta \hat{i} + a \cos \theta d\theta \hat{j} \\ \vec{R} &= \vec{r} - \vec{r}' = (x - a \cos \theta) \hat{i} + (y - a \sin \theta) \hat{j} + (z - z_0) \hat{k} \\ R &= |\vec{r} - \vec{r}'| = \sqrt{(x - a \cos \theta)^2 + (y - a \sin \theta)^2 + (z - z_0)^2}, \text{ sendo } z_0 = \pm L/2\end{aligned}\tag{A-5}$$

O sinal \pm indica que o arco pode estar localizado na extremidade superior (+) ou na extremidade inferior (-) do cilindro.

Definidos os vetores, tomamos o produto vetorial entre $d\vec{s}'$ e \vec{R} , e aplicamos a *Lei de Biot-Savart*.

$$\begin{aligned}d\vec{s}' \times \vec{R} &= \begin{vmatrix} \hat{i} & \hat{j} & \hat{k} \\ -a \sin \theta d\theta & a \cos \theta d\theta & 0 \\ (x - a \cos \theta) & (y - a \sin \theta) & (z - z_0) \end{vmatrix} \\ &= a \cos \theta (z - z_0) d\theta \hat{i} + a \sin \theta (z - z_0) d\theta \hat{j} - [a \sin \theta d\theta (y - a \sin \theta) + a \cos \theta d\theta (x - a \cos \theta)] \hat{k}\end{aligned}$$

O arco deve ter uma abertura angular que vai desde certo ângulo θ_1 até θ_2 , de modo que as componentes x e y do campo magnético são encontradas resolvendo-se as integrais abaixo (lembrando que R é expresso pela equação A-5).

$$\begin{cases} B_x(x,y,z) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{a \cos \theta (z - z_0)}{R^3} d\theta \hat{i} \\ B_y(x,y,z) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{a \sin \theta (z - z_0)}{R^3} d\theta \hat{j} \end{cases}\tag{A-6}$$

Estas integrais não apresentam uma solução analítica para θ_1 e θ_2 quaisquer, e devem ser resolvidas numericamente. Uma forma de verificarmos que as expressões acima estão corretas seria o caso em que $\theta_1 = 0$ e $\theta_2 = 2\pi$ com $L=0$ no ponto

$x=y=z=0$. O que temos é o campo no centro produzido por uma espira circular de raio a e corrente I , o qual se conhece bem a expressão que é $B_{centro} = \frac{\mu_0 I}{2a} \hat{z}$.

A.3 - Fitas Condutoras

Um efeito que deve ser levado em conta nas simulações é o *Efeito Skin*, que diz que à medida que a frequência aumenta a corrente tende a ocupar apenas a superfície do condutor³⁰. Considerando um fio cilíndrico, a corrente tende a se localizar em uma região cuja profundidade δ depende da frequência ω_0 e da natureza do material obedecendo a seguinte expressão:

$$\delta = \left(\frac{2\rho}{\mu\mu_0\omega_0} \right)^{1/2} \quad (\text{A-7})$$

	20 MHZ (μM)	85 MHZ (μM)
PRATA	13,3	6,94
OURO	16,8	8,13
COBRE	14,8	7,16
LATÃO	28,2	13,7
ALUMÍNIO	19	9,22

Tabela A. 1: *Skin Deph* para vários condutores.

Com o objetivo de minimizar a resistência elétrica é comum a utilização de fitas condutoras ao invés de fios condutores. Carlson⁴² mostrou que quando a espessura da fita é muito maior que o *skin deph* a distribuição de corrente na superfície de uma fita condutora é dada por

$$j(x) = \frac{I}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{b^2 - x^2}} \quad (\text{A-8})$$

sendo I a corrente transportada pela fita.

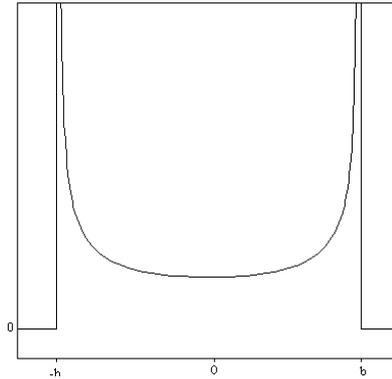


Figura A. 3: Densidade de corrente para uma fita condutora de largura $2b$.

Uma boa aproximação para este efeito é considerar que para uma fita condutora de largura $2b$ a corrente se localiza basicamente nas extremidades laterais da fita, permitindo aproximar uma fita condutora por dois fios condutores separados por uma distância $2b$. Essa aproximação deve ser levada em conta no aplicativo desenvolvido em *MATLAB* que calcula o campo magnético gerado pelos transdutores. Para isto, basta adaptar as expressões para as componentes dos campos de fios e arcos de forma a substituir cada fio por dois fios conduzindo corrente na mesma direção separados por certa distância (largura da fita). As fitas condutoras devem ser localizadas na superfície do cilindro pela variável θ (que define a posição angular das fitas) e as correntes que passam por essa fita são fios localizados nas posições angulares $(\theta + d/2r)$ e $(\theta - d/2r)$ sendo d a largura da fita. O mesmo ocorre para os segmentos de arcos quando são substituídos por fitas condutoras. Cada fita é representada por dois fios conduzindo correntes, sendo localizadas em $z_0 = \pm L/2$ e $z_0 = \pm(L/2 - d)$. Com as expressões A-4 e A-6 podemos fazer as alterações mencionadas acima em θ e z_0 para que possamos trabalhar com fitas condutoras ao invés de fios condutores. Essas alterações nas coordenadas são ilustradas nas figuras abaixo:

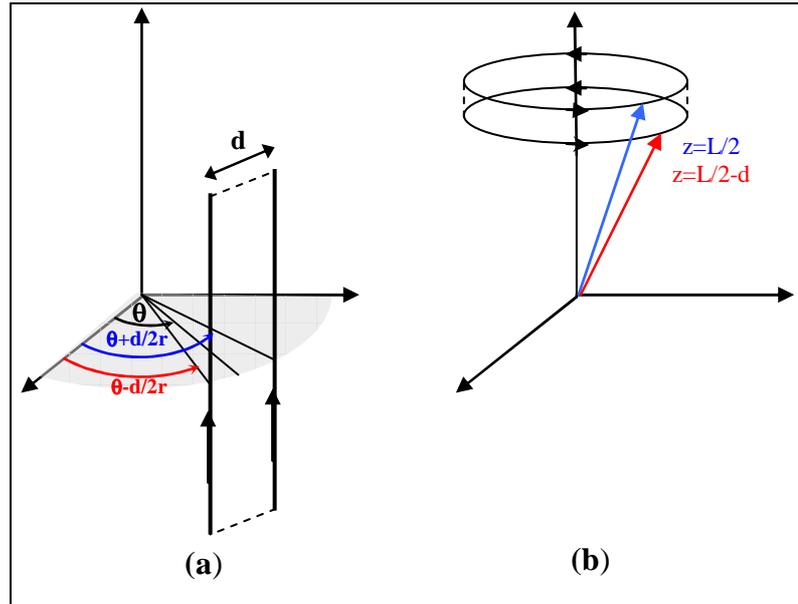


Figura A. 4: Fitas condutoras sendo aproximadas por dois fios conduzindo corrente no mesmo sentido para (a) retas e (b) Segmentos circulares.

Como todos os transdutores de RF que estudamos neste trabalho são constituídos de segmentos retos e circulares de fitas condutoras, podemos combinar as expressões para as componentes do campo magnético que já consideram a distribuição de corrente em fitas condutoras e simular o campo magnético estático gerado. A figura abaixo mostra as linhas de campo magnético para um fio infinito e para uma fita condutora.

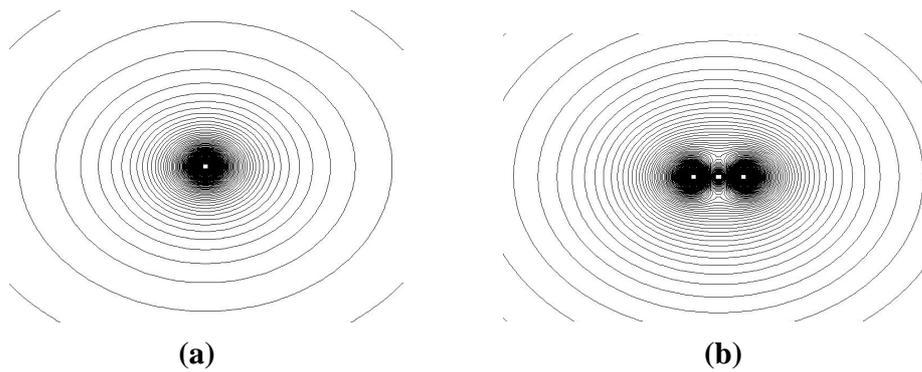


Figura A. 5: Componentes transversais do campo magnético gerado por um fio condutor (a) e por uma fita condutora (b).

Apêndice B

Método dos Circuitos Equivalentes

Como já dissemos, podemos deixar de resolver as equações de *Maxwell* se utilizarmos um tratamento mais simples que pode ser empregado quando o comprimento de onda da radiofrequência corresponde a uma pequena parcela ($\approx 1/10$) das dimensões dos condutores. Este tratamento é conhecido como método dos circuitos equivalentes²⁰ e consiste basicamente em se representar um segmento condutor (fio ou fita) por um indutor e, juntamente com os capacitores, analisar o circuito através das Leis de *Kirchhoff*¹⁵, calculando os campos magnéticos utilizando a Lei de *Biot-Savart*.

Neste Apêndice, desenvolvemos a teoria necessária para a descrição dos ressoadores utilizando método dos circuitos equivalentes, conforme mencionamos na seção 2.1. São demonstradas todas as equações utilizadas para o cálculo das auto-indutâncias e indutâncias-mútuas em fitas condutoras, aplicando-as a um exemplo simples descrito pelo método dos circuitos equivalentes.

B.1 - Cálculo da Auto-Indutância

Se considerarmos um condutor transportando uma densidade de corrente \vec{J} no vácuo é sabido que sua auto-indutância pode ser definida como^{15,20}:

$$L = \frac{\mu_0}{4\pi I^2} \iiint_V \iiint_V \frac{\vec{J}(r) \cdot \vec{J}(r')}{R} dv' dv \quad (\text{B-1})$$

sendo $R = |\vec{r} - \vec{r}'|$, I a corrente total que circula no condutor e $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{H/m}$ a permeabilidade do vácuo. Como estamos trabalhando sempre com fitas condutoras, iremos aplicar a equação B-1 para o cálculo da auto-indutância de uma fita condutora

de comprimento l e largura w , supondo que a distribuição de corrente é uniforme. Assim, aplicando a equação acima para a fita, temos:

$$L = \frac{\mu_0}{4\pi w^2} \int_{-w/2}^{w/2} \int_{-l/2}^{l/2} \int_{-w/2}^{w/2} \int_{-l/2}^{l/2} \frac{1}{R} dz' dx' dz dx \quad (\text{B-2})$$

com $R = \sqrt{(x-x')^2 + (z-z')^2}$. Essas integrais podem ser calculadas analiticamente, resultando na expressão abaixo:

$$L = \frac{\mu_0}{4\pi w^2} \left[\frac{(x-x')(z-z')}{2} \{ (x-x') \ln[(z-z') + R] + (z-z') \ln[(x-x') + R] \} - \frac{(x-x')(z-z')[(x-x') + (z-z')]}{4} - \frac{R^3}{6} \right]_{x'=-w/2}^{w/2} \Big|_{z'=-w/2}^{w/2} \Big|_{z=-l/2}^{l/2} \Big|_{x=-w/2}^{w/2} \Big|_{z=-l/2}^{l/2} \quad (\text{B-3})$$

Embora a expressão acima seja complicada, podemos simplificá-la bastante se considerarmos que $l \gg w$ e o que obtemos é uma expressão para a auto-Indutância de uma fita, dada por⁴⁷:

$$L = \frac{\mu_0 l}{2\pi} \left(\ln \frac{2l}{w} + \frac{1}{2} \right) \quad (\text{B-4})$$

B.2 - Cálculo da Indutância-Mútua

Para o cálculo da indutância mútua, consideremos dois condutores com densidades de correntes \vec{J}_1 e \vec{J}_2 ocupando volumes V_1 e V_2 , respectivamente. As indutâncias mútuas nesses condutores são definidas como:

$$M_{12} = M_{21} = \frac{\mu_0}{4\pi I_1 I_2} \iiint_{V_1} \iiint_{V_2} \frac{\vec{J}_1(\vec{r}) \cdot \vec{J}_2(\vec{r}')}{R} dv' dv \quad (\text{B-5})$$

Quando as fitas são perpendiculares, o produto escalar $\vec{J}_1 \cdot \vec{J}_2$ é nulo, não existindo indutância mútua. No entanto, para duas fitas de mesmo comprimento l separadas por uma distância d , a indutância mútua é dada por:

$$M_{12} = M_{21} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{-l/2}^{l/2} \int_{-l/2}^{l/2} \frac{dz' dz}{\sqrt{d^2 + (z - z')^2}} \quad (\text{B-6})$$

cuja solução analítica após resolvida a integral é

$$M_{12} = M_{21} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[R + z \ln(z' - z + R) + z \ln(z - z' + R) \right] \Big|_{z'=-l/2}^{l/2} \Big|_{z=-l/2}^{l/2} \quad (\text{B-7})$$

com $R = \sqrt{d^2 + (z - z')^2}$. Novamente podemos simplificar a expressão acima e o que obtemos é uma expressão para a indutância mútua entre duas fitas que depende do comprimento da fita e da distância entre elas.

$$M_{12} = M_{21} = \frac{\mu_0 l}{2\pi} \left[\ln \left(\frac{l}{d} + \sqrt{1 + \frac{l^2}{d^2}} \right) - \sqrt{1 + \frac{d^2}{l^2}} + \frac{d}{l} \right] \quad (\text{B-8})$$

B.3 - Aplicação do método dos circuitos equivalentes

Definidas as equações para o cálculo de indutâncias, podemos aplicar o método dos circuitos equivalentes a um exemplo simples. Para isto, considere a figura abaixo representando nosso problema.

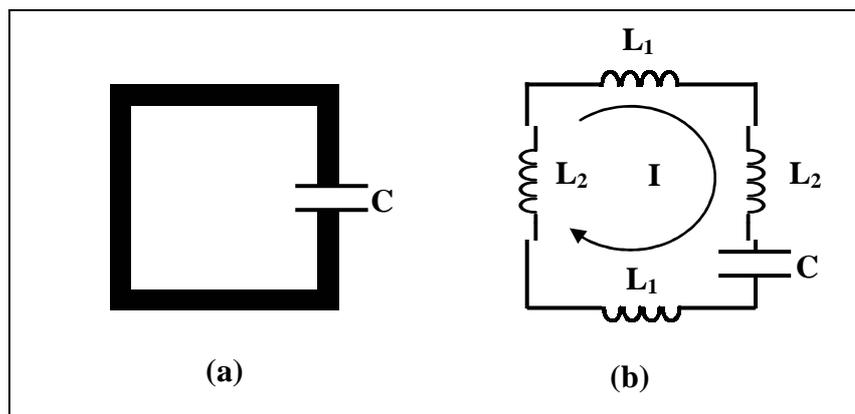


Figura B. 1: (a) Circuito real. (b) Circuito equivalente.

O que temos é um circuito constituído por um quadrado feito de material condutor e um capacitor. Pelo método dos circuitos equivalentes podemos tratar cada

segmento condutor como se fosse um indutor e assim aplicar as Leis de *Kirchhoff* para resolver esse circuito, nos fornecendo a equação:

$$\frac{i}{\omega C} I - 2i\omega L_1 I + 2i\omega M_1 I - 2i\omega L_2 I + 2i\omega M_2 I = 0 \quad (\text{B-9})$$

sendo M_1 a indutância mútua entre as barras verticais e M_2 a indutância mútua entre as barras horizontais, que podem ser calculadas com o auxílio da equação B-8.

Resolvendo-se a equação do circuito equivalente, encontramos que a frequência depende das indutâncias e da capacitância através da expressão:

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{2(L_1 + L_2 - M_1 - M_2)C}}. \quad (\text{B-10})$$

Supondo que o circuito seja um quadrado de lado $l=2.25\text{cm}$, a largura das fitas seja de $w=0.143\text{cm}$ e o capacitor de 90 pF , podemos calcular a frequência de ressonância resultante. Pela simetria do problema notamos que $L_1=L_2$ e $M_1=M_2$, de modo que a equação para a frequência dada acima se reduza a:

$$\omega = \frac{1}{4\sqrt{(L - M)C}} \quad (\text{B-11})$$

pois $L_1=L_2=L$, uma vez que a distância entre as fitas é o próprio lado do quadrado. Calculando o valor de ω para as dimensões dadas, substituímos na equação B-11 e usando que $\omega = 2\pi f$, encontramos que a frequência para este circuito é $f = 67.1\text{MHz}$, que tem excelente concordância com o valor obtido experimentalmente $f_{Exp} = 67.4\text{MHz}$ segundo Jianming²⁰.

O exemplo acima ilustra como o método dos circuitos equivalentes é aplicado na prática, mostrando sua validade. Neste trabalho utilizamos as equações descritas neste apêndice para estimar o valor dos capacitores utilizados na construção do *Birdcage-8* (seção 3.1), mostrando uma boa concordância com o valor utilizado experimentalmente.