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

DANIEL PAPOTI

DESENVOLVIMENTO DE BOBINAS DE RF TRANSMISSORAS E RECEPTORAS DO TIPO *PHASED ARRAYS* PARA EXPERIMENTOS DE IMAGENS POR RESSONÂNCIA MAGNÉTICA EM RATOS

São Carlos
2011

DANIEL PAPOTI

DESENVOLVIMENTO DE BOBINAS DE RF TRANSMISSORAS E RECEPTORAS DO TIPO *PHASED ARRAYS* PARA EXPERIMENTOS DE IMAGENS POR RESSONÂNCIA MAGNÉTICA EM RATOS

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação do Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo, para a obtenção do título de Doutor em Ciências.

Área de concentração: Física Aplicada.
Orientador: Prof. Dr. Alberto Tannús

Versão Corrigida

São Carlos
2011

AUTORIZO A REPRODUÇÃO E DIVULGAÇÃO TOTAL OU PARCIAL DESTE TRABALHO, POR QUALQUER MEIO CONVENCIONAL OU ELETRÔNICO, PARA FINS DE ESTUDO E PESQUISA, DESDE QUE CITADA A FONTE.

Ficha catalográfica elaborada pelo Serviço de Biblioteca e Informação IFSC/USP

Papoti, Daniel
Desenvolvimento de bobinas de RF transmissoras e receptoras do tipo phased arrays para experimentos de imagens por ressonância magnética em ratos./ Daniel Papoti;orientador Alberto Tannús.-- São Carlos, 2011.
138 p.

Tese (Doutorado em Ciências - Área de concentração: Física Aplicada – Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo.

1. Imagens por Ressonância Magnética. 2. Bobinas de RF. 3. NMR Phased Arrays. I. Título.

Aos meus pais, Santo e Florinda, pela admiração, dedicação e ensinamentos que levarei por toda a vida.

Agradecimentos

Gostaria de agradecer imensamente ao meu orientador Prof. Dr. Alberto Tannús e ao Eng. Dr. Edson Luis Gea Vidoto por terem aceitado me orientar desde o inicio de minha graduação em 2001 até o meu doutorado, me ensinando tudo que sei sobre bobinas e Ressonância Magnética e por proporcionarem o agradável ambiente de trabalho do grupo de imagens por RMN do IFSC. Por todos os ensinamentos, discussões e momentos que certamente guardarei em minhas melhores memórias. A vocês, Goiano e Edson, o meu sincero muito obrigado!

Ao Eng. Dr. Mateus José Martins e aos técnicos do grupo Odir, João Gomes e Aparecido Amorin, por toda ajuda e amizade estabelecida durante os anos em que trabalhei com vocês.

À nossa secretária Nílzeli Aparecida pela eficiência em seu trabalho e amizade estabelecida. Aos funcionários da oficina mecânica, da biblioteca, da criogenia e da pós-graduação pelo excelente trabalho prestado que faz do IFSC um dos principais centros de ensino e pesquisa em Física do Brasil.

Aos colegas de laboratório Gabriela Seco, Roberson Poli, Jaqueline Malheiros, Prof.ª Luciene Covolan, Anielle Ranulfi, Hilde Buzzá, Fernando Paiva, João Teles, Rogério Xavier, pelos momentos e pela amizade dentro e fora do laboratório.

Aos amigos da empresa Fine Image Technology: Fábio Hirata, Daniel Martelozo, Mure Mendonça, Cristina Torres, Leandro Martins e Kelly Cristina. Aos amigos e empresários Silvia Azevedo, Mauricio Arouca e Marcos Fernandes, obrigado pela oportunidade de trabalhar com bobinas fora da Universidade.

Aos meus amigos da graduação e parceiros de república em São Carlos: Carlos Renato Menegatti (Baca), Daniel Vieira, Paulino, Sidney, Everton (Botinho), Marcel, Rondinelli e Leonardo; valeu pela amizade e pelas melhores lembranças que tenho e sempre terei de São Carlos.

Aos amigos da equipe de maratonas aquáticas do São Carlos clube: André, João, Aléssio, Mauro, Maurício, Kátia, Cristiane, Fernanda, Fabíola, Victória, Gabriela, Flávia, Nathan, Júlia, Renato Gandolfi, Denis, Osiel e ao técnico Ricardo Colombo. Muito obrigado pelas inesquecíveis viagens, competições, churrascos, rotinas de treinos e pela amizade que fica. Percebi que na vida, assim como em uma prova de maratona aquática, começamos de um ponto, atravessamos e enfrentamos desafios sem enxergar a chegada, mas continuamos em frente motivados por saber que vale a pena todo o esforço de terminar mais uma etapa.

Às amigas da República “tô xocada”: Milena, Giu, Aline, Mariama e aos amigos André, Rafael e Gustavo. Obrigado pelos momentos de alegria e descontração e por eu me sentir parte dessa família.

À amiga Fátima Aparecida Lourenço Pinto, pela grande ajuda e incentivo que me deu em São Carlos nos momentos difíceis.

Aos grandes amigos de Bauru, o G7: Thiago Bianconi (Balboa), Wallace Nogueira (Valace), Bruno Santinoni (Nerso), Vitor Carrara (Vitão), Guilherme Pitolli (Cabelo), Luis Fernando Losnak (Pum) e também às esposas e filhas Fernanda, Claudinha, Andréia, Tainá, Luana e Manuela. Vocês são a prova de que verdadeiras amizades superam o tempo e a distância.

Aos meus irmãos Marcelo, João e Mônica e às minhas cunhadas Francine e Roberta, por serem tão especiais e importantes pra mim. Ao meu pai Santo e minha mãe Florinda, por serem a base dessa família e por me ensinarem os valores que realmente importam na vida. Vocês são meus ídolos!

Aos meus tios Marta e Nelson Giraldi e minha prima Rosângela Giraldi Soila por terem sido tão fundamentais na minha carreira e por sempre me apoiarem em minha formação em Física.

À minha noiva e futura esposa Ana Carolina de Campos, agradeço por todos os momentos em que você esteve ao meu lado me apoiando e sendo meu porto seguro, e por me fazer sentir tão especial.

À minha segunda família: Alzira, Karina, Jeferson, Antônio Júnior e João Pedro. Obrigado por me fazer sentir parte dessa família.

Aos amigos de Campinas, Luiz Eduardo Barreto Martins e Felipe Arruda Moura, agradeço por me acolherem tão bem nos meus primeiros meses em Campinas.

Por fim, agradeço ao CNPQ e a CAPES pelo financiamento de minhas bolsas de mestrado e doutorado e à FAPESP pelo financiamento do programa CInAPCe, essenciais para a minha formação acadêmica e para a realização deste trabalho. Gostaria de agradecer também à população Brasileira que, através dos seus impostos, financia toda a pesquisa e desenvolvimento tecnológico do Brasil, e aos quais temos o dever de retornar esse investimento.

Resumo

PAPOTI, D. *Desenvolvimento de bobinas de RF transmissoras e receptoras do tipo phased arrays para experimentos de imagens por ressonância magnética em ratos*. 2011. 142 p. Tese (Doutorado) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2011.

Experimentos de Imagens por Ressonância Magnética (IRM) em pequenos animais, assim como em humanos, exigem um conjunto especifico de bobinas de Radiofrequência (RF) para maximizar ambos a homogeneidade de campo durante a transmissão e a Relação Sinal Ruído (RSR) durante a recepção. As geometrias mais comuns de bobinas transmissoras utilizadas em sistemas de humanos são as bobinas tipo gaiola ou *Birdcage Coil*. Dentre as geometrias de bobinas receptoras, o conceito de bobina tipo *Phased Array* é amplamente utilizado em aplicações que necessitam de alta RSR em uma grande região de interesse, além de permitirem obter imagens com metodologias de aquisição paralela. Este trabalho descreve o desenvolvimento de um conjunto de bobinas transmissoras e receptoras especificamente projetadas para a aquisição de imagens do cérebro de ratos para o estudo do hipocampo. As geometrias de bobinas transmissoras estudadas foram dois *Birdcages* com 8 e 16 condutores e a geometria proposta por nós chamada *Double Crossed Saddle* (*DCS Coil*). Para a recepção desenvolvemos uma bobina de superfície com dois *loops* e um *Phased Array* com dois canais de recepção. Os resultados confirmam que dentre as bobinas transmissoras desenvolvidas a geometria do tipo *Birdcage* com 16 condutores é a mais homogênea, produzindo campos de RF com alta uniformidade em regiões de interesse de até 80% do diâmetro interno das bobinas. No entanto, o elevado número de capacitores em sua estrutura faz com que a geometria *DCS coil*, devido à sua simplicidade e reduzido número de capacitores, represente uma alternativa em experimentos onde as condições de carga da amostra possam variar. Dentre as geometrias de receptoras estudadas a bobina de superfície obteve maior desempenho em termos de RSR em comparação com o *Phased Array* de 2 canais. A comparação dos resultados utilizando bobinas específicas para a transmissão e recepção com uma bobina volumétrica operando como transmissora e receptora simultaneamente comprova a superioridade em termo de RSR dos sistemas que utilizam bobinas dedicadas, sendo confirmados através de imagens *in vivo* do cérebro de ratos, possibilitando aquisições com mesma resolução e RSR em um tempo reduzido de experimento.

Palavras Chave: Imagens por Ressonância Magnética. Bobinas de RF. *NMR Phased Array*.

Abstract

PAPOTI, D. *Development of RF transmitter coils and receivers NMR phased arrays for magnetic resonance imaging experiments on rats*. 2011. 142 p. Tese (Doutorado) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2011.

Magnetic Resonance Imaging (MRI) experiments on small animals, as well as in human, require a specific RF coil set in order to maximize the Radiofrequency (RF) field homogeneity during transmission and Signal-to-Noise Ratio (SNR) during reception. The most common geometries of RF transmitter coil used in human systems are the well known Birdcage resonators. Among the receiver coil's geometry the concept of NMR Phased Arrays or multi channel coils is widely employed in applications that need a high SNR in a large region of interest (ROI), further allowing parallel imaging acquisition methodologies. The work reported here describes the development of a transmit-only and receive-only RF coil set actively detuned specifically designed to MRI acquisition of rat's brain for purposes of neuroscience studies. The transmitter geometries developed were two Birdcages with 8 and 16 rungs and our proposed geometry named Double Crossed Saddle (DCS). For reception we developed one common surface coil made of two turn loops and a 2-channel Phased Array, both actively detuned during reception. The results have confirmed that the 16 rungs Birdcage are superior among other transmit coils in producing homogeneous RF field inside a ROI of 80% of coil´s inner diameter. However, the simplicity and reduced number of capacitors makes the DCS coil a good choice in experiments with different samples and load conditions. Among the receive coils developed, the surface coil showed a better SNR in comparison with the 2-channel Phased array, which has the advantage of producing a large area with high SNR. The SNR of both surface coil and 2-channel array was compared with a transceiver Saddle Crossed coil, available at our lab, specific designed to obtain rat brain images. These results have corroborated that transmit-only and receive-only RF coils have best performance than transceiver volume coils for obtain MRI images of rat's brain, allowing image acquisition with same resolution and reduced scan time.

Keywords: Magnetic Resonance Imaging, RF Coils, NMR Phased Array

Lista de Figuras

Figura 1 - Interpretação clássica da interação entre um núcleo com *spin* nuclear e momento magnético na presença de um campo magnético estático B_0 (Figura retirada do tutorial *Magnetic Resonance Imaging* do grupo de IRM do Instituo de Física de São Carlos, disponível no site http://mri.if.sc.usp.br/port/). 30

Figura 2 - Momentos magnéticos precessionando em torno do eixo z com mesma frequência e fase randômica, resultando na magnetização longitudinal M_0 ao longo da direção z e paralelo ao campo B_0 (Figura retirada do tutorial *Magnetic Resonance Imaging* do grupo de IRM do Instituo de Física de São Carlos, disponível no site http://mri.if.sc.usp.br/port/). 32

Figura 3 - (a) Esquema básico mostrando uma amostra submetida a um campo magnético estático B_0 sob a ação um campo B_1 perpendicular a B_0 e variável no tempo (Figura retirada do tutorial *Magnetic Resonance Imaging* do grupo de IRM do instituo de Física de São Carlos, disponível no site http://mri.if.sc.usp.br/port/). (b) Decomposição do campo B_1 linearmente polarizado em componentes circularmente polarizadas girando em sentidos contrários. 33

Figura 4 - (a) Vetor momento magnético sob a ação do campo B_1, resultando em um ângulo de *Flip* θ. (b) Pulso de excitação ou pulso $\pi/2$. (c) Pulso de inversão ou pulso π. 34

Figura 5 - Sinal típico observado em um experimento de RMN: *Free Induction decay* (FID). 35

Figura 6 - (a) Curvas de relaxação transversal e longitudinal em função do tempo. (b) Trajetória da ponta do vetor magnetização durante a relaxação vista do referencial do laboratório. Note-se que a grandeza representada aqui, a magnetização total, diferentemente das suas componentes elementares, os momentos magnéticos, muda de orientação sem que necessariamente seu módulo seja constante. 36

Figura 7 - Sequência de pulsos $\pi/2$-τ-π aplicados e a observação de um FID seguido por um Eco de *spins*. 37

Figura 8 - Três tubos contendo diferentes quantidades de água e localizados em posições com diferentes intensidades de campo magnético. 38

Figura 9 - FID´s emitidos com diferentes amplitudes e frequências correspondentes a cada um dos tubos com água da Figura 8 individualmente. 39

Figura 10 - (a) Sinal S(t) como sendo a composição dos FID´s de cada tubo individual. (b) Decomposição espectral do sinal S(t). 39

Figura 11 - Gradiente de campo paralelo a B_0 para as direções (a) $\hat{x}$ (b) $\hat{y}$ e (c) $\hat{z}$. (Figura retirada do tutorial *Magnetic Resonance Imaging* do grupo de IRM do instituo de Física de São Carlos, disponível no site http://mri.if.sc.usp.br/port/). 42

Figura 12 - Espaço de fases e correspondente FFT bidimensional para o exemplo dos três tubinhos. 43

Figura 13 - Diagrama mostrando os principais componentes de um sistema de IRM. 43

Figura 14 - (a) Distribuição de corrente ideal na superfície de um cilindro que gera um campo de RF homogêneo e perpendicular ao campo $\vec{B}_0 = B_0\hat{z}$. (b) Densidade de corrente senoidal *i(θ)* na superfície do cilindro ilustrado pela Figura 14-a. 48

Figura 15 - (a) Desenho esquemático de uma bobina tipo Sela, com abertura angular de 120° entre os condutores. (b) Respectivo mapa de campo de RF calculado utilizando a Lei de *Biot-Savart*, onde cada linha representa o módulo das componentes perpendiculares a B_0 com mesma intensidade..... 48

Figura 16 - (a) Exemplo de um *Birdcage* com 8 condutores passa-altas. (b) Segmento do circuito equivalente do *Birdcage* passa alta da Figura 16-a..... 50

Figura 17 - Mapas de campo magnético gerados pela lei de *Biot-Savart* para *Birdcages* com diferentes números de barras: (a) 8 barras. (b) 12 barras. (c) 16 barras. 52

Figura 18 - (a) Condutores localizados de acordo com os ângulos α e β utilizados para a otimização numérica. (b) DCS coil, mostrando os cruzamentos entre os condutores nos dois lados da bobina na metade de seu comprimento elétrico..... 53

Figura 19 - (a) Mapa de campo para a geometria da Figura 18-b com cruzamentos isolados em apenas um lado. (b) Cruzamentos em ambos os lados da bobina. 54

Figura 20 - (a) Circuito equivalente básico de uma bobina de RF. O sinal V é induzido pelo indutor L e o ruído N é produzido pela resistência R. (b) Ilustração do principio de reciprocidade. 55

Figura 21 - (a) Geometria básica de uma bobina de superfície de raio a, assumindo que o campo B_0 encontra-se ao longo do eixo-z. (b) Campo magnético normalizado ao longo do eixo-y gerado pela bobina de superfície..... 59

Figura 22 - Mapa de campo magnético produzidas por uma bobina de superfície para o plano xy da Figura 21-a (a) Distribuição das linhas de campo com mesma intensidade. (b) Mesmo mapa de campo, mas em escala de cinzas..... 60

Figura 23 - Ilustração de uma bobina de superfície tipo loop com *n* voltas, diâmetro médio d_m e diâmetro do fio ϕ..... 61

Figura 24 - (a) Resposta da bobina em função da frequência para: (a) Um loop sintonizado em uma frequência f_0. (b) dois loops idênticos sintonizados na mesma frequência f_0 que estão próximos um do outro e acoplados por uma indutância mútua M_{12}..... 63

Figura 25 - (a) Distância ótima entre dois loops de diâmetro unitário, resultando em um acoplamento magnético próximo de zero. (b) Coeficiente de acoplamento magnético em função da razão entre a separação *l* e o diâmetro *d* dos loops..... 64

Figura 26 - Modelo elétrico de um transformador representando a interação via indutância mútua ente duas bobinas de superfície. A bobina-2 possui um pré-amplificador com impedância de entrada R_p. V_1 e V_2 são os sinais induzidos nas bobinas. 65

Figura 27 - Exemplo de um *Phased Array* linear com 4 canais de recepção que utiliza sobreposição geométrica e pré-amplificadores de baixa impedância para o desacoplamento entre as bobinas. 66

Figura 28 - Esquema representando uma bobina de RF por uma caixa preta desconhecida, ilustrando o procedimento para o ajuste da sintonia e do acoplamento..... 68

Figura 29 - Circuito de sintonia e acoplamento capacitivo série. A indutância L e a resistência r representam a bobina de RF e C_T e C_M são os capacitores de *Tuning* e *Matching*, respectivamente..... 68

Figura 30 - Acoplamento existente entre bobina-amostra ilustrando a capacitância parasita existente. 69

Figura 31 - Circuito balanceado capacitivo com (a) S*pliting* no capacitor de *matching*. (b) S*pliting* no capacitor de *tuning*..... 70

Figura 32 - Esquema elétrico de um circuito com desacoplamento passivo para: (a) Bobina transmissora. (b) Bobina receptora. 71

Figura 33 - Pulso de RF do tipo *sin(x)/x* e sua correspondente TF (a) sem distorção de *cross over*. (b) com distorção de *cross over*..... 72

Figura 34 - (a) Esquema elétrico de uma configuração de circuito com desacoplamento ativo para (a) Bobina transmissora. (b) Bobina receptora..... 73

Figura 35 - Variação da resistência elétrica em função da corrente de polarização direta para o diodo PIN UM-4006 [62]..... 74

Figura 36 - (a) Fotografia do magneto supercondutor Oxford/2T com mesa para posicionamento e Blindagem com filtros na extremidade do magneto. (b) Vista de seção do conjunto Magneto, bobina de *Shimming* e bobina de Gradiente. 76

Figura 37 - (a) Desenho ilustrando a Blindagem de RF e o suporte de PVC utilizado para a construção das bobinas transmissoras com suas respectivas dimensões. (b) Suporte montado dentro da blindagem de RF com as varetas para o ajuste dos capacitores de sintonia e acoplamento. 77

Figura 38 - Fotografia das bobinas transmissoras construídas: (a) Birdcage-8. (b) Birdcage-16. (c) *DCS Coil*. (d,e) Birdcage-8 com a blindagem de RF. 80

Figura 39 - Medidas de S_{11} para um *span* de 150 MHz em torno de 85.24 MHz para (a) *Birdcage-8*. (b) *Birdcage-16*. (c) *DCS coil*. 81

Figura 40 - Bobina de superfície construída. (a) Esquema elétrico. (b) Fotografia da bobina posicionada em um *Phantom* esférico..... 84

Figura 41 - Medidas de S_{11} da bobina de superfície com frequência central de 85.24 MHz e *span* de 150 MHz para (a) Diodo PIN desligado (-34V). (b) Diodo PIN ligado (+5V). 84

Figura 42 - Posicionamento entre os dois elementos do *Phased Array* (a) Vista no plano zy. (b) Vista tridimensional. Cada bobina é livre para se deslocar de acordo com o ângulo ϕ em torno do eixo-x a uma distância de 2.5 cm em relação a origem do sistema de coordenadas. 86

Figura 43 - Variação do coeficiente de acoplamento magnético entre os dois elementos do *Phased Array* em função do ângulo ϕ. 86

Figura 44 - (a) Esquema elétrico do *2-Ch Phased Array* mostrando o circuito de tuning/matching com desacoplamento ativo. (b) Foto mostrando o posicionamento dos elementos que minimizam o acoplamento via indutância mútua. 87

Figura 45 - Exemplo de *Cable Trap* utilizado para reduzir modos de corrente na blindagem dos cabos coaxiais de bobinas receptoras. O capacitor e o indutor feito com a malha do próprio cabo coaxial formam um circuito ressonante na frequência de operação. 87

Figura 46 - (a) Caixa contendo o *Cable Trap* e os pré-amplificadores de 50Ω. Vista frontal do conector *SUBD mixed* da Bruker mostrando os pinos utilizados para a recepção e alimentação dos pré-amplificadores e diodos PIN. 88

Figura 47 - Medida do acoplamento entre os canais 1 e 2 na frequência de 85.24 MHz através do parâmetro S_{12}. 89

Figura 48 - Medidas de do coeficiente de reflexão S_{11} utilizando o *Network Analyzer* mostrada em escala logarítmica (coluna esquerda) e na carta de *Smith* (coluna direita) para (a)

Birdcage-8. (b) *Birdcage-16*. (c) *DCS coil*. (d) 2 *loops Surface Coils* (e) *Phased Array* – Canal 1. (f) *Phased Array* – Canal 2. 91

Figura 49 - Montagem experimental utilizada para a medida do fator de qualidade das bobinas..... 93

Figura 50 - Medidas de S_{12} com os diodos PIN ligados (S_{12}^{on}) e desligados (S_{12}^{off}) utilizando o *Network Analyzer* para (a) *Birdcage*-8. (b) *Birdcage*-16. (c) *DCS* Coil. (d) *2 loops surface coil*. (e) *Phased Aray-Ch1*. (f) *Phased Aray-Ch2*. 96

Figura 51 - Montagem experimental utilizada para as medidas do perfil de B_1 utilizando um suporte capaz de se deslocar nas direções x,y,z. 97

Figura 52 - (a) Vista da bobina transmissora e do *Phantom* utilizado para as medidas dos mapas de campo B_1. (b) Planos de referência adotados para as medidas..... 102

Figura 53 - Mapas de campo B_1 obtidos teoricamente pela lei de *Biot-Savart* (figuras de cima) e experimentalmente (figuras de baixo) para o *Birdcage-8*. (a) Plano XY. (b) Plano XZ. (c) Plano YZ..... 102

Figura 54 - Mapas de campo B_1 obtidos teoricamente pela lei de *Biot-Savart* (figuras de cima) e experimentalmente (figuras de baixo) para o *Birdcage-16*. (a) Plano XY. (b) Plano XZ. (c) Plano YZ. 103

Figura 55 - Mapas de campo B_1 obtidos teoricamente pela lei de *Biot-Savart* (figuras de cima) e experimentalmente (figuras de baixo) para o *DCS coil*. (a) Plano XY. (b) Plano XZ. (c) Plano YZ..... 103

Figura 56 - Posicionamento das RI para o calculo da RSR para (a) Bobina Sela Cruzada. (b) *Surface Coil*. (c,d) Canais 1 e 2 do *Phased Array*, respectivamente..... 107

Figura 57 - Mapas de RSR obtidos utilizando o *Surface coil* e o *2-Ch Phased Array*, mostrando os mapas do canal-1, do canal-2 e a reconstrução por SOS operando em conjunto com cada uma das bobinas transmissoras. (a) *Birdcage-8*. (b) *Birdcage-16*. (c) *DCS coil*. (d) Sela Cruzada operando como *TX/RX*. 109

Figura 58 - Imagens *in vivo* obtidas utilizando as bobinas transmissoras no modo *TX/RX*. (a) *Birdcage-8*. (b) *Birdcage-16*. (c) *DCS Coil*. 112

Figura 59 - Posicionamento da bobina de superfície para obtenção de imagens *in vivo* de ratos..... 113

Figura 60 - Imagens *in vivo* obtidas dos três planos axiais centrais do cérebro de um rato utilizando RX=*Surface Coil* e: (a) *TX=Birdcage-8*. (b) *TX=Birdcage-16*. (c) *TX=DCS Coil*. 113

Figura 61 - Posicionamento do *2-Ch Phased Array* para a obtenção de imagens *in vivo* do cérebro de ratos. 114

Figura 62 - Imagens *in vivo* obtidas dos três planos axiais centrais do cérebro de um rato utilizando *TX=Birdcage-8* e *RX=2-Ch Phased Array*. (a) Imagens do Canal-1. (b) Imagens do canal-2. (c) Imagens reconstruídas pela soma dos quadrados. 115

Figura 63 - Imagens *in vivo* obtidas dos três planos axiais centrais do cérebro de um rato utilizando *TX=Birdcage-16* e *RX=2-Ch Phased Array*. (a) Imagens do Canal-1. (b) Imagens do canal-2. (c) Imagens reconstruídas por SOS. 116

Figura 64 - Imagens *in vivo* obtidas de três planos centrais do cérebro de um rato utilizando TX=*DCS coil* e RX=*2-Ch Phased Array*. (a) Imagens do Canal-1. (b) Imagens do canal-2. (c) Imagens reconstruídas por soma dos quadrados. 117

Figura 65 - Posicionamento do rato dentro da bobina Sela Cruzada para a realização de experimentos *in vivo.* 118

Figura 66: Imagens *in vivo* obtidas dos três planos centrais do cérebro de um rato utilizando TX/RX=Sela Cruzada..... 118

Figura 67 - Imagens *in vivo* obtidas com o mesmo protocolo utilizado na seção 5.3, mas com apenas uma média para TX=*Birdcage-16*/RX=Bobina de superfície (esquerda) e TX/RX=Sela Cruzada (direita). 121

Figura 68 - Blindagem de RF e conjunto utilizado para o ajuste dos capacitores variáveis de *Tuning/ Matching* das bobinas transmissoras. 129

Figura 69 - (a) Suporte utilizado para o *Birdcage-8* com usinagem para encaixe das partes condutoras com rebaixo de 1 mm. (b) Partes de cobre de 0.3 mm utilizadas. (c) Esquema elétrico incluindo o circuito de desacoplamento ativo. 130

Figura 70 - (a) Suporte utilizado para o *Birdcage-16* com usinagem para encaixe das partes condutoras com rebaixo de 1 mm. (b) Partes de cobre de 0.3 mm utilizadas. (c) Esquema elétrico incluindo o circuito de desacoplamento ativo. 131

Figura 71 - (a) Suporte utilizado para a montagem do *DCS coil* com usinagem para encaixe das partes condutoras com rebaixo de 1 mm. (b) Lado oposto evidenciando os retornos e os cruzamentos isolados. (c) Parte condutora utilizada, incluindo o esquema elétrico com circuito de desacoplamento ativo. 132

Figura 72 - Representação de uma rede de duas portas sendo Z_s a impedância da fonte, Z_L a impedância da carga e E_{i1}, E_{r1}, E_{i2}, E_{r2} as ondas incidentes e refletidas nas portas 1 e 2, respectivamente..... 133

Figura 73 - Exemplos de medidas dos parâmetros *S* com o *Network Analyzer* para aplicações no desenvolvimento de bobinas de RF. (a) Detecção da frequência de ressonância. (b) Medidas do campo B_1. (c) *Tuning e Matching*. 135

Figura 74 - (a) Família de círculos de acordo com a equação 87 para diferentes valores de resistências *R*. (b) Círculos descritos pela equação 88 para diferentes valores de reatâncias *X*. 137

Figura 75 - Exemplo típico de uma Carta de Smith. (figura retirada do site: http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/c/c3/Smith_chart_bmd.gif, último acesso em 27/janeiro/2011). 138

Lista de Tabelas

Tabela 1 - Núcleos atômicos com seus *spins* (em unidades em que o próton tem *spin* 1/2), momentos magnéticos em unidades do magnéton nuclear (μ_n=5.05×10^{-27} A·m^2), fator giromagnético e abundância no corpo humano (1M=1mol/litro). 31

Tabela 2 - Valores teóricos de acordo com o software *BirdcageBuilder* e experimentais das capacitâncias necessárias para a sintonia dos *Birdcages* no primeiro modo de ressonância *(m=1)*. 79

Tabela 3 - Valores teóricos e experimentais de frequências obtidos para os diferentes modos de ressonância dos *Birdcages 8 e 16*..... 82

Tabela 4 - Medidas do coeficiente de reflexão S_{11} e da impedância complexa na frequência de 85.24 MHz para todas as bobinas construídas. 92

Tabela 5 - Medidas do fator de qualidade com e sem *Phantom* obtidas para todas as bobinas construídas..... 94

Tabela 6- Valores de S_{12}^{on} e S_{12}^{off} e do módulo da diferença obtidos para a frequência de 85.24 MHz. 96

Tabela 7 - Valores teóricos e experimentais do parâmetro *NU* obtidos a partir dos mapas de B_1..... 105

Tabela 8 - Valores teóricos e experimentais do parâmetro PFD obtidos à partir dos mapas de B_1... 105

Tabela 9 - Valores teóricos e experimentais do desvio máximo de campo (δ_{max}) obtidos à partir dos mapas de B_1..... 105

Tabela 10 - Valores de RSR obtidos utilizando as bobinas transmissoras *Birdcage-8* (BT8), *Birdcage-16* (BT16), *Double Crossed Saddle* (DCS) em conjunto com as bobinas receptoras *Surface Coil* e *2-Ch Phased Array*, também comparadas com a bobina *TX/RX* Sela Cruzada. 107

LISTA DE ABREVIATURAS

DAM	*Double Angle Method*
DCS	*Double Crossed Saddle*
DTI	*Diffusion Tensor Imaging*
f.e.m.	Força eletro motriz
FFT	*Fast Fourier Transform*
FID	*Free Induction Decay*
fMRI	*functional Magnetic Resonance Imaging*
FOV	*Field Of View*
IRM	Imagens por Ressonância Magnética
NU	*Non Uniformity*
PFD	*Percentage Field Deviation*
PSF	*Point Spread Function*
RF	Radiofrequência
RFC	*Radiofrequency Chocke*
RI	Região de Interesse
RMN	Ressonância Magnética Nuclear
RSR	Relação Sinal Ruído
RX	*Receive-Only*
SOS	*Sum Of Squares*
TF	Transformada de Fourier
TORO	*Transmit-Only/Receive-Only*
TX/RX	*Transceiver*
TX	*Transmit-Only*

Sumário

INTRODUÇÃO **25**

1 PRINCÍPIOS BÁSICOS DE IMAGENS POR RESSONÂNCIA MAGNÉTICA **29**

1.1 INTERAÇÃO ENTRE O *SPIN* NUCLEAR E UM CAMPO MAGNÉTICO ESTÁTICO 30

1.2 MAGNETIZAÇÃO DE UM *VOXEL* 31

1.3 EQUAÇÕES DE BLOCH E DETECÇÃO DO SINAL 34

1.4 FORMAÇÃO DE IMAGENS 37

1.4.1 Codificação em Frequências – Imagens Unidimensionais *37*

1.4.2 Excitação Seletiva e Imagens Bidimensionais *40*

1.5 O HARDWARE DE IRM 43

1.5.1 O Magneto *44*

1.5.2 Bobina de Gradiente *45*

1.5.3 Bobinas de RF *45*

2 BOBINAS DE RADIOFREQUÊNCIA: *RF COILS* **47**

2.1 BOBINAS TRANSMISSORAS: *TRANSMIT-ONLY COILS* 47

2.1.1 Bobinas tipo Sela: Saddle Coil *48*

2.1.2 Bobina tipo Gaiola: Birdcage Coil *49*

2.1.3 Bobina tipo Sela Duplamente Cruzada: Double Crossed Saddle *52*

2.2 BOBINAS RECEPTORAS: *RECEIVE-ONLY COILS* 54

2.2.1 A relação Sinal/Ruído *55*

2.2.2 Bobinas de superfície: Surface Coils *58*

2.2.3 Bobinas multicanais: Phased Array Coils *61*

2.2.4 Circuitos de Tuning e Matching balanceados *67*

2.2.5 Circuitos de desacoplamento ativo e passivo *70*

3 DESENVOLVIMENTO E CARACTERIZAÇÃO DAS BOBINAS DE RF **75**

3.1 O SISTEMA DE IRM PARA PEQUENOS ANIMAIS 75

3.2 DESENVOLVIMENTO DAS BOBINAS TRANSMISSORAS 76

3.3 DESENVOLVIMENTO DAS BOBINAS RECEPTORAS 82

3.3.1 Two loops surface coil *83*

3.3.2 Desenvolvimento do 2-Channel Phased Array *85*

3.4 CARACTERIZAÇÃO DAS BOBINAS NA BANCADA 89

3.4.1 Tuning / Matching *90*

3.4.2 Fator de Qualidade (Q) *92*

3.4.3 Desacoplamento Ativo *94*

3.4.4 Perfil de B_1 ..... *97*

4 RESULTADOS: HOMOGENEIDADE DE CAMPO, RSR E EXPERIMENTOS *IN VIVO* **101**

4.1 MAPAS DE CAMPO B_1 101

4.2 MEDIDAS DE RSR 106

4.3 IMAGENS *IN VIVO* 110

4.3.1 Transmissoras: TX/RX *110*

4.3.2 Surface coil: TX-Only/RX-Only *112*

4.3.3 2-Channel Phased Array *114*

4.3.4 Sela Cruzada como TX/RX *117*

5 CONCLUSÕES **119**

REFERÊNCIAS **123**

APÊNDICE A INFORMAÇÕES TÉCNICAS DAS BOBINAS TRANSMISSORAS **129**

A.1 BIRDCAGE-8 ..... **130**

A.2 BIRDCAGE-16 ..... **131**

A.3 DOUBLE CROSSED SADDLE **132**

APÊNDICE B PARÂMETROS S E CARTA DE SMITH **133**

B.1 PARÂMETROS-S **133**

B.2 A CARTA DE SMITH **136**

Introdução

Em sistemas de imagens por ressonância Magnética (IRM) as bobinas de Radiofrequência (RF) têm um papel fundamental na transmissão de potência e na captação do sinal induzido pelos *spins* nucleares que compõem a amostra, afetando diretamente a qualidade das imagens através da homogeneidade de campo e da relação sinal/ruído (RSR). Para aplicações envolvendo estudos com modelos animais onde as dimensões das estruturas estudadas são significativamente menores que em experimentos com humanos, a resolução espacial necessária e a RSR ficam limitadas pelo tempo de ação dos agentes anestésicos necessários para a realização dos experimentos. Dessa forma, torna-se indispensável a utilização de um conjunto específico de bobinas capazes de obter a máxima RSR na região de interesse (RI) correspondente às estruturas estudadas.

Uma vez que o Centro de Imagens e Espectroscopia *in vivo* por Ressonância Magnética (CIERMag) do Instituto de Física de São Carlos, na Universidade de São Paulo tem vocação para o desenvolvimento de instrumentação para IRM, o objetivo deste trabalho segue esta tradição com o desenvolvimento de um conjunto de bobinas de RF transmissoras e receptoras para um campo de 2.0 Teslas com desenho específico para a aquisição de imagens do cérebro de ratos para estudos em Neurociências. Esta é uma cooperação estabelecida entre o CIERMag e o grupo de Neurociências da Universidade Federal de São Paulo (UNIFESP), sendo que esta parceria entre os dois centros fazem parte do Programa CInAPCe (Cooperação Interinstitucional de Apoio à Pesquisa sobre o Cérebro), de modo que o CIERMag constitui a base de desenvolvimento tecnológico para esta rede, e é um dos *Main Research Centers* do programa CInAPCe.

Este trabalho traz no capítulo 1 uma introdução básica aos principais conceitos necessários para o entendimento do fenômeno de Ressonância Magnética Nuclear (RMN) com aplicação na formação de imagens, introduzindo e descrevendo também de forma resumida os principais componentes de um sistema de IRM, como o magneto, bobinas de gradiente, e bobinas de RF.

O capítulo seguinte traz uma descrição mais detalhada envolvendo o estudo das bobinas de RF e as principais geometrias utilizadas na transmissão e recepção, tendo como foco a maximização da homogeneidade de campo e da RSR durante a transmissão e recepção,

respectivamente. Dentro deste contexto, a abordagem mais eficiente consiste no desenvolvimento de geometrias de bobinas dedicadas exclusivamente para a transmissão e recepção separadamente (*TORO*, do inglês *Transmit-Only/Receive-Only*). Com isto é possível projetar bobinas visando a otimização exclusivamente da homogeneidade no caso da transmissão e a RSR no caso da recepção. Este capítulo mostra que para o desenvolvimento de bobinas transmissoras deve-se satisfazer a condição de que a densidade superficial de corrente varie com uma função senoidal do ângulo azimutal considerando coordenadas cilíndricas, como ocorre para geometrias conhecidas como *Birdcage Coil*[1]. No caso das bobinas receptoras, estas devem ser projetadas de modo que os elementos condutores fiquem o mais próximo possível da amostra, maximizando o chamado fator de preenchimento e, consequentemente, a RSR. Um exemplo típico de bobina receptora dedicada e com alto fator de preenchimento são as bobinas de superfície, que possuem uma alta sensibilidade nas superfícies próximas à amostra e que decaem rapidamente com a distância, sendo esta a sua principal limitação. Além das bobinas de superfície este capítulo descreve bobinas receptoras multicanais, originalmente denominada por *Roemer et al.*[2] em 1989 como *NMR Phased Array*, que possui a alta RSR das bobinas de superfície não se restringindo somente a uma região especifica. Essas bobinas consistem de um arranjo de bobinas de superfícies posicionadas sobre a amostra operando independentemente umas das outras e adquirindo o sinal de forma simultânea. A reconstrução da imagem normalmente é obtida pela raiz quadrada da soma dos quadrados das imagens de cada canal, resultando em uma imagem final com a alta RSR das bobinas de superfície estendida por uma região comparável às imagens obtidas com bobinas volumétricas. Outra importante aplicação da utilização de bobinas multicanais é a possibilidade da realização de experimentos de aquisição paralela como SENSE (*Sensitivity Encoding*[3]) para melhorar a resolução temporal mantendo a resolução espacial.

O capítulo 3 descreve o sistema de imagens utilizado e as geometrias de bobinas transmissoras e receptoras estudadas neste trabalho. Foram desenvolvidas e comparadas três geometrias de bobinas transmissoras com desacoplamento ativo durante a recepção utilizando diodos PIN: um *Birdcage* com 8 condutores (*8-rungs Birdcage*), um *Birdcage* com 16 condutores (*16-rungs Birdcage*) e uma geometria original, sendo esta nossa contribuição e batizada de Sela Duplamente Cruzada (*Double Crossed Saddle* [4]).

Para a recepção desenvolvemos uma bobina de superfície de dois *loops* com dimensões específicas para a aquisição de imagens do cérebro de ratos e um *Phased Array* com dois canais de recepção, sendo que cada elemento do *array* é idêntico à bobina de superfície de

dois *loops*. O objetivo inicial do projeto era o desenvolvimento de um *Phased Array* com quatro canais de recepção. No entanto, a dificuldade inicialmente na importação dos pré-amplificadores de baixa impedância necessários para o desacoplamento entre os elementos não vizinhos e a indisponibilidade de tempo dentro do programa de doutorado para a construção desses componentes restringiram o desenvolvimento a um sistema com dois canais, cujo desacoplamento entre os canais foi limitado e obtido exclusivamente por sobreposição geométrica.

Ainda no capítulo 3 são apresentados os procedimentos utilizados para a caracterização das bobinas na bancada utilizando o *Network Analyser* através da medida dos coeficientes de reflexão S_{11} e de transmissão S_{12}, necessários para o ajuste da sintonia e acoplamento, medida do fator de qualidade, medida da eficiência dos circuitos de desacoplamento ativo e determinação do perfil de campo B_1 gerado pelas bobinas.

O capítulo 4 apresenta os resultados obtidos para os mapas de campo de RF produzidos pelas bobinas transmissoras e utilizados para a medida da homogeneidade de campo. Apresenta também as medidas de RSR obtidas para as duas bobinas receptoras operando em conjunto com cada geometria de bobina transmissora. Como testes finais foram adquiridos imagens *in vivo* do cérebro de ratos utilizando a bobina de superfície e o *Phased Array* com dois canais em conjunto com as três geometrias de bobinas transmissoras. As imagens obtidas confirmam a superioridade em termos de RSR quando comparadas com uma bobina volumétrica tradicionalmente utilizada no laboratório, possibilitando uma redução significativa no tempo dos experimentos e mantendo a alta RSR quando a bobina de superfície é utilizada.

1 Princípios Básicos de Imagens por Ressonância Magnética

Desde a descoberta do fenômeno de Ressonância Magnética Nuclear em 1946 simultaneamente por Bloch[5] e Purcell[6], concedendo-lhes o premio Nobel em física em 1951, diversas aplicações nas áreas da espectroscopia e análises químicas foram e continuam sendo desenvolvidas e beneficiadas pela técnica. Entretanto, somente em 1973, quando Lauterbur[7] e Mansfield[8] propõem a utilização da técnica de RMN para fins de diagnóstico por imagens que os cientistas percebem o poder desta técnica no campo da medicina, dando inicio a técnica de diagnostico conhecida como Imagens por Ressonância Magnética (IRM). Lauterbur e Mansfield receberam em 2003 o premio Nobel em medicina pelo pioneirismo da aplicação da técnica de RMN para o diagnostico por imagens. Desde então, sua utilização na área da medicina se destaca por ser considerada uma técnica completamente não invasiva e por possuir alta resolução espacial. Além disso, com o avanço da tecnologia dos equipamentos de IRM, é possível se estudar a funcionalidade e conectividade do cérebro através das técnicas conhecidas como *funcional Magnetic Resonance Imaging* (*fMRI*[9]) e *Difusion Tensor Imaging (DTI)*, de modo que estas aplicações se tornaram as principais ferramentas para estudos em neurociência.

Neste capítulo são apresentados os principais conceitos físicos envolvidos na interação da radiação com a matéria no fenômeno de RMN e como é possível a aplicação desse fenômeno para a codificação da informação que resulta na formação de imagens. Além dos princípios físicos e da formulação matemática, são apresentados os principais componentes do Hardware, com suas respectivas funcionalidades, necessários para a realização de um experimento de IRM.

1.1 Interação entre o *Spin* nuclear e um campo magnético estático

O fenômeno de RMN ocorre quando certos núcleos atômicos que possuem um momento angular intrínseco (*spin* nuclear) e um momento magnético permanente interagem com um campo magnético estático, de modo que a relação entre ambos é dada pela seguinte equação[10]:

$$\boldsymbol{\mu} = \gamma \boldsymbol{I} \hbar \,. \qquad (1)$$

sendo $\boldsymbol{\mu}$ o momento magnético permanente, $\boldsymbol{I}$ o operador momento angular e $\hbar$ a constante de Planck.

Embora esta interação entre *spin* nuclear e campo magnético obedeça às leis da mecânica quântica, podemos utilizar uma descrição clássica se considerarmos um núcleo atômico isolado como sendo uma esfera carregada que gira em torno de um eixo que passa pelo seu centro, possuindo dessa forma um momento angular intrínseco e um momento de dipolo magnético permanente, conforme ilustrado pela figura abaixo.

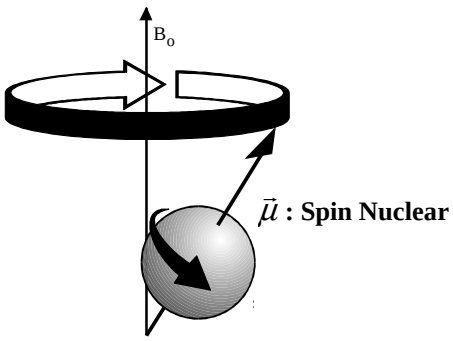


Figura 1 - Interpretação clássica da interação entre um núcleo com *spin* nuclear e momento magnético na presença de um campo magnético estático B_0 (Figura retirada do tutorial *Magnetic Resonance Imaging* do grupo de IRM do Instituo de Física de São Carlos, disponível no site http://mri.if.sc.usp.br/port/).

A Figura 1 mostra que o campo magnético $\vec{B}_0$ produz um torque sobre o momento magnético $\vec{\mu}$, que pode ser descrito através da seguinte equação:

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = -\gamma \vec{B}_0 \times \vec{\mu} \,. \qquad (2)$$

Resolvendo-se a equação acima obtemos uma solução que mostra o momento magnético $\vec{\mu}$ descrevendo um movimento de precessão em torno do campo $\vec{B}_0$ com frequência angular dada pela equação abaixo:

$$\omega_0 = \gamma B_0 . \qquad (3)$$

A equação acima é conhecida como equação de Larmor e a frequência de precessão ω_0 chamada de frequência de Larmor. Como se pode observar através da equação 1, ω_0 depende da natureza de cada núcleo atômico através do fator giromagnético γ, que varia para diferentes núcleos atômicos conforme a tabela abaixo[11].

Tabela 1 - Núcleos atômicos com seus *spins* (em unidades em que o próton tem *spin* 1/2), momentos magnéticos em unidades do magnéton nuclear (μ_n=5.05×10^{-27} A·m^2), fator giromagnético e abundância no cérebro (1M=1mol/litro).

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	4μM

De acordo com a equação 3 e considerando campos magnéticos no intervalo de 0.1 – 10 Teslas, obtemos frequências de precessão dos *spins* no intervalo de *4 – 420 MHz*, ou seja, a frequência da radiação utilizada para a excitação dos *spins* nucleares deve estar na banda de Radiofrequência (RF) conhecida como *High Frequency* (HF) e *Very High Frequency* (VHF).

1.2 Magnetização de um *Voxel*

Considerando a interação entre um campo magnético estático externo e uma amostra volumétrica, é comum a utilização do termo *voxel* para cada elemento de volume da amostra considerada idealmente homogênea com momentos magnéticos representados por $\vec{\mu}$. Na ausência de campo magnético externo os momentos magnéticos de um *voxel*, devido à agitação térmica, possuem orientação randômica de modo que a magnetização resultante seja nula. Ou seja:

$$\vec{M} = \sum_i \vec{\mu}_i = 0 . \qquad (4)$$

No entanto, no momento em que um campo magnético estático ($\vec{B}_0$) é aplicado, cada momento magnético da amostra passa a interagir com esse campo obedecendo a equação 2, ou seja, cada momento magnético precessiona com frequência de Larmor em torno do campo $\vec{B}_0$. Isso significa que as componentes transversais dos momentos magnéticos giram com mesma frequência ω_0 e fases distintas de tal forma que a magnetização transversal seja nula, ou seja:

$$\vec{M}_T = \sum_i \vec{\mu}_{T,i} = 0 . \qquad (5)$$

A mesma análise pode ser feita com relação à componente longitudinal dos momentos magnéticos. Neste caso as componentes de $\vec{\mu}$ podem ser paralelas ou antiparalelas ao campo $\vec{B}_0$. Pode-se demonstrar estatisticamente[12] que existe uma pequena fração de momentos magnéticos que, a uma dada temperatura *T*, estão alinhados paralelamente ao campo B_0, resultando em uma magnetização longitudinal dada por:

$$\vec{M}_L = N\vec{\mu} \cdot \vec{\mu} B / K_B T , \qquad (6)$$

sendo N o número de *spins* nucleares para um dado *voxel* e K_B a constante de *Boltzmann*.

A figura abaixo ilustra a o conceito de vetor magnetização como sendo a soma das componentes transversais e longitudinais de cada momento magnético individual.

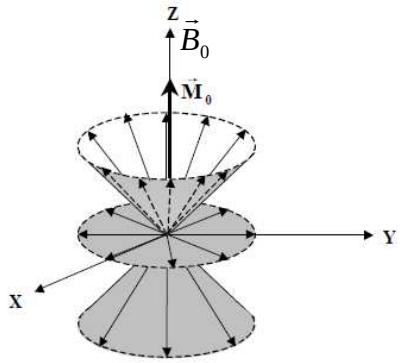


Figura 2 - Momentos magnéticos precessionando em torno do eixo z com mesma frequência e fase randômica, resultando na magnetização longitudinal M_0 ao longo da direção z e paralelo ao campo B_0 (Figura retirada do tutorial *Magnetic Resonance Imaging* do grupo de IRM do Instituo de Física de São Carlos, disponível no site http://mri.if.sc.usp.br/port/).

Uma vez que existe um vetor magnetização resultante em uma amostra devido à presença de um campo magnético estático, devemos de alguma forma retirar este sistema do equilíbrio

excitando os *spins* e analisando sua resposta, que é a origem de toda informação em um experimento de RMN. Isso é feito através da aplicação de pulsos de RF, geralmente representados por $\vec{B}_1$, em frequências próximas a frequência de Larmor. Para melhor entendermos este processo, considere o esquema ilustrado pela seguinte figura:

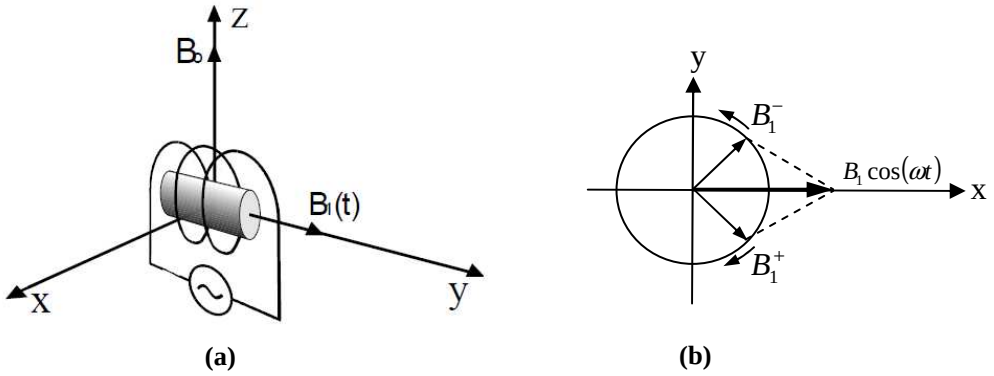


Figura 3 - (a) Esquema básico mostrando uma amostra submetida a um campo magnético estático B_0 sob a ação um campo B_1 perpendicular a B_0 e variável no tempo (Figura retirada do tutorial *Magnetic Resonance Imaging* do grupo de IRM do instituo de Física de São Carlos, disponível no site http://mri.if.sc.usp.br/port/). (b) Decomposição do campo B_1 linearmente polarizado em componentes circularmente polarizadas girando em sentidos contrários.

A Figura 3-a representa uma amostra com determinada densidade de *spins* submetida à ação de um campo magnético estático $\vec{B}_0$ e sob um campo magnético dependente do tempo $\vec{B}_1(t)$ aplicado perpendicularmente a $\vec{B}_0$. Assumindo um campo oscilante na frequência de Larmor com amplitude B_1 no plano *xy* da Figura 3-a, pode-se decompor este campo em duas componentes circularmente polarizadas como ilustra a Figura 3-b, sendo:

$$B_1^+ = \tfrac{1}{2} B_1 \left(\hat{x} \cos \omega t - \hat{y} \sin \omega t \right) \qquad (7)$$

$$B_1^- = \tfrac{1}{2} B_1 \left(\hat{x} \cos \omega t + \hat{y} \sin \omega t \right). \qquad (8)$$

Considerando um sistema de coordenadas que gira em torno da direção $\hat{z}$ na frequência de Larmor, é possível demonstrar[11] que a componente B_1^+ será estática em relação à magnetização, enquanto a outra componente que gira em sentindo contrário não tem efeito de primeira ordem sobre a magnetização, podendo ser desprezada. Este novo sistema de coordenadas que gira com a frequência de Larmor é o chamado Referencial Girante.

Nesse novo sistema de coordenadas o campo $\vec{B}_1$ produz um torque sobre o vetor magnetização fazendo com que este precessione com frequência $\omega_1 = \gamma B_1$, como ilustra a Figura 4-a.

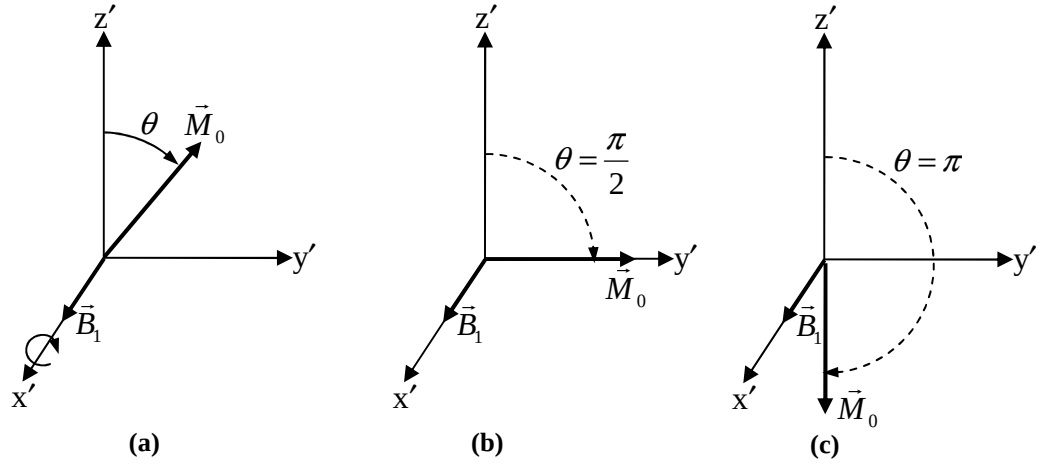


Figura 4 - (a) Vetor momento magnético sob a ação do campo B_1, resultando em um ângulo de *Flip* θ. (b) Pulso de excitação ou pulso π/2. (c) Pulso de inversão ou pulso π.

O ângulo θ formado entre o vetor magnetização e o eixo z' é chamado de ângulo de *Flip* e pode ser obtido da seguinte forma:

$$\omega = \frac{d\theta}{dt} = \gamma B_1(t) \Rightarrow \theta = \gamma \int_0^{\tau} B_1(t)dt \,. \qquad (9)$$

Para B_1 constante no tempo, θ depende basicamente da amplitude e da duração de aplicação do pulso, dando origem a uma componente transversal da magnetização dependente de θ dada por

$$M_T = M_0 \sin\theta \,. \qquad (10)$$

Dois casos particularmente importantes ocorrem quando a magnetização encontra-se totalmente no plano transversal ($\theta=\pi/2$) ou totalmente invertido ($\theta=\pi$), como ilustram as Figura 4-b e Figura 4-c, respectivamente. Esses casos caracterizam os chamados pulsos de excitação (ou pulso $\pi/2$) e pulsos de inversão (ou pulso π).

1.3 Equações de Bloch e detecção do sinal

De acordo com as equações apresentadas até o momento e com o modelo clássico adotado, após a aplicação de um pulso de excitação o vetor magnetização deveria precessionar no plano transversal por tempo indeterminado. No entanto, o que se observa experimentalmente é que logo após a aplicação de um pulso $\pi/2$, se um sistema capaz de detectar a variação do

fluxo magnético devido à precessão do vetor magnetização for utilizado, uma força eletromotriz (f.e.m.) será captada obedecendo à lei da Indução de *Faraday*[13], resultando em um sinal conhecido como *Free Induction Decay* (FID), cuja amplitude decai no tempo de acordo com a figura abaixo.

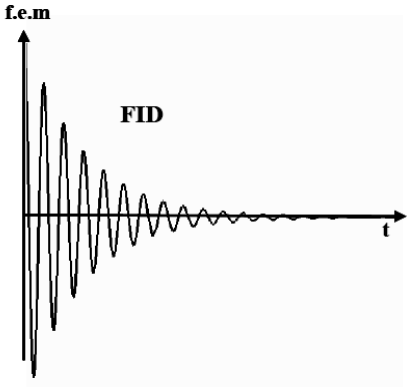


Figura 5 - Sinal típico observado em um experimento de RMN: *Free Induction decay* (FID).

Esse decaimento é explicado pelas equações de *Bloch*[5], podendo ser escritas da seguinte forma[14-15]:

$$\frac{d\vec{M}_{xy}}{dt} = \gamma\left(\vec{M} \times \vec{B}_0\right)_{xy} - \frac{M_{xy}}{T_2} \qquad (11)$$

$$\frac{d\vec{M}_z}{dt} = \gamma\left(\vec{M} \times \vec{B}_0\right)_z + \frac{M_0 - M_z}{T_1}. \qquad (12)$$

Onde os termos T_1 e T_2 das equações acima são chamados de tempo de relaxação longitudinal e transversal, respectivamente.

Podemos observar que as equações 11 e 12 são iguais a equação de movimento para um momento magnético isolado (Equação 2) adicionadas dos termos de relaxação, sendo que estes estão relacionados com a interação microscópica entre cada momento magnético e sua vizinhança atômica.

A origem do processo de relaxação caracterizado por T_1, também chamado de relaxação longitudinal ou relaxação *spin*-rede, se deve ao fato de que a magnetização que se encontra inicialmente no plano transversal logo após a aplicação de um pulso $\pi/2$ tende a retornar ao equilíbrio alinhando-se ao campo B_0 através da troca de energia entre os núcleos que compõem a magnetização e os núcleos vizinhos que compõem a rede. Já o processo de relaxação caracterizado por T_2, também chamado de relaxação transversal ou relaxação *spin-spin*, surge devido à interação entre os *spins* nucleares e o campo local produzido pelos *spins*

vizinhos. Esse segundo mecanismo de relaxação é mais eficiente que o primeiro, fazendo com que os tempos de relaxação T_2 sejam sempre mais curtos que os tempos T_1.

As soluções para as equações 11 e 12 podem ser encontradas supondo que em $t=0$ a magnetização encontra-se no plano transversal, ou seja, $M_z=0$ e $M_{xy}=M_0$. Logo:

$$M_x(t) = M_0 \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right)\cos(\omega_0 t) \qquad (13)$$

$$M_y(t) = -M_0 \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right)\sin(\omega_0 t) \qquad (14)$$

$$M_z(t) = M_L(t) = M_0\left(1-\exp(-t/T_1)\right). \qquad (15)$$

Podemos escrever M_x e M_y como o módulo do vetor magnetização transversal, logo:

$$M_T(t) = \sqrt{M_x^2 + M_y^2} = M_0 \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right). \qquad (16)$$

A Figura 6-a mostra as curvas de M_L e M_T em função do tempo, enquanto a Figura 6-b ilustra a trajetória do vetor magnetização inicialmente no plano transversal após a aplicação de um pulso de excitação $\pi/2$ até a situação de equilíbrio em que se encontra alinhada ao campo B_0 vista do referencial do laboratório.

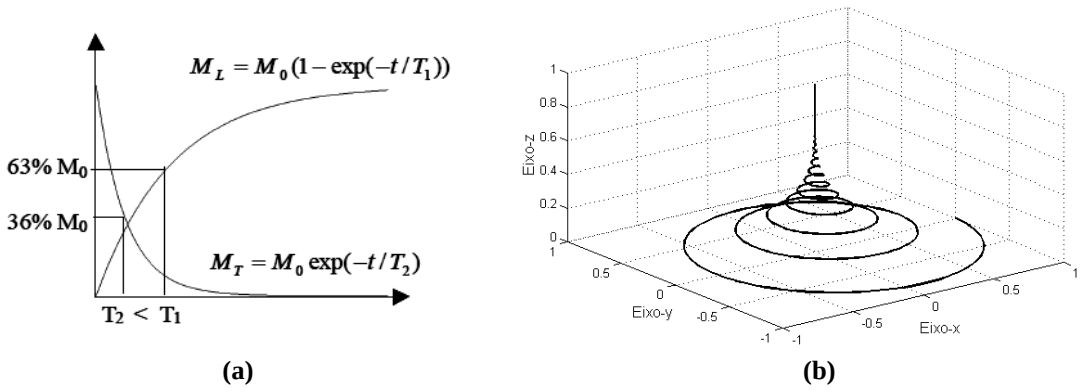


Figura 6 - (a) Curvas de relaxação transversal e longitudinal em função do tempo. (b) Trajetória da ponta do vetor magnetização durante a relaxação vista do referencial do laboratório. Note-se que a grandeza representada aqui, a magnetização total, diferentemente das suas componentes elementares, os momentos magnéticos, muda de orientação sem que necessariamente seu módulo seja constante.

Os processos de relaxação descritos anteriormente supõem uma distribuição espacial uniforme de B_0. No entanto, os magnetos não são capazes de produzir campos magnéticos perfeitamente homogêneos, de modo que devemos considerar a situação em que existe uma não uniformidade do campo magnético estático B_0 que contribuirá para o processo de

relaxação transversal. Se considerarmos $\langle \Delta B \rangle$ como sendo o valor médio quadrático do desvio de B_0 em um *voxel*, isso implica em uma variação de frequência dada por $\Delta\omega = \gamma\langle \Delta B \rangle$, dando origem a uma defasagem adicional entre os *spins* que precessionam com frequência de Larmor γB_0. Esse efeito de não uniformidade do campo magnético estático B_0 é incluído no processo de relaxação através da introdução de uma nova constante de tempo, denominada T_2 estrela (T_2^*), de modo que $T_1 > T_2 > T_2^*$.

Entretanto, o processo de relaxação T_2^* pode ser revertido, dando origem ao fenômeno conhecido como *Spin Echo*[16]. Esse fenômeno pode ser observado utilizando-se uma sequência de pulsos de RF $\pi/2$-τ-π que consiste da aplicação de um pulso $\pi/2$ seguido de um pulso π após um intervalo de tempo τ. O que se observa é um sinal FID com constante de decaimento T_2^* logo após a aplicação do pulso de excitação, e em seguida o aparecimento de um sinal que atinge o máximo após um intervalo de tempo 2τ e decai logo em seguida. Uma sequência do tipo $\pi/2$-τ-π e o aparecimento do FID e do Eco de *spins* podem ser observadas pela figura abaixo:

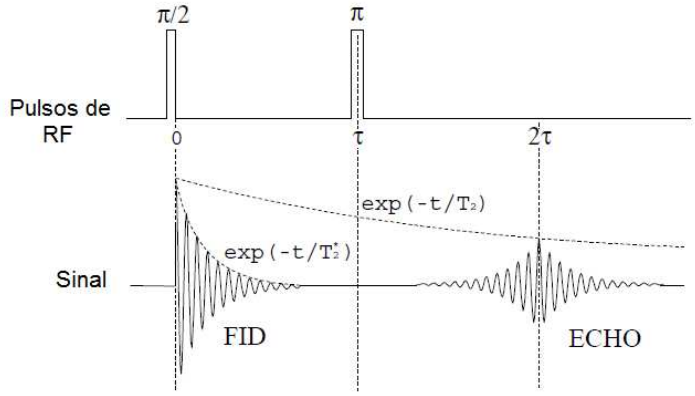


Figura 7 - Sequência de pulsos $\pi/2$-τ-π aplicados e a observação de um FID seguido por um Eco de *spins*.

1.4 Formação de Imagens

1.4.1 Codificação em Frequências – Imagens Unidimensionais

Até o momento vimos como os *spins* nucleares de uma amostra interagem com o campo magnético estático e com os pulsos de RF, dando origem aos sinais FID e Eco de *spins*.

Entretanto, para que seja possível a obtenção de imagens por RMN, devemos codificar espacialmente esses sinais emitidos pela amostra de forma conhecida.

Considerando inicialmente o caso unidimensional em que um gradiente de campo $G_x = \partial B_x(\vec{r})/\partial x$ é superposto ao campo estático B_0, o campo resultante será dependente da posição de acordo com a seguinte equação:

$$B_x(r) = B_0 + G_x x\,. \qquad (17)$$

Consequentemente, a frequência de precessão também será dependente da posição de acordo com a equação 3:

$$\omega(x) = \gamma(B_0 + G_x x). \qquad (18)$$

É essa dependência espacial na frequência de precessão que é utilizada para mapear a densidade de prótons da amostra. Um exemplo bastante didático para explicar a codificação espacial unidimensional é o famoso exemplo dos três tubinhos. Neste exemplo, três tubos contendo diferentes quantidades de água estão localizados em posições x_1, x_2 *e* x_3 e experimentam diferentes intensidades de campo magnético $\vec{B}_1$, $\vec{B}_2$ e $\vec{B}_3$, respectivamente, devido à presença de um gradiente unidimensional que se superpõe ao campo estático $\vec{B}_0$, como ilustra a figura abaixo:

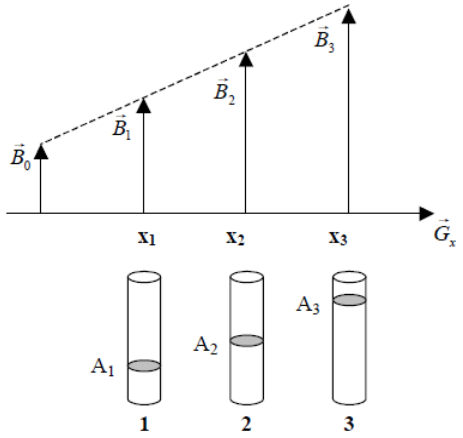


Figura 8 - Três tubos contendo diferentes quantidades de água e localizados em posições com diferentes intensidades de campo magnético.

Uma vez que cada tubo contém uma determinada quantidade de água e experimentam diferentes intensidades de campo para cada posição, os FID´s produzidos por cada tubo independentemente possuem amplitude proporcional a quantidade de água e frequência proporcional ao campo de acordo com a equação de Larmor de modo que: $\omega_1 = \gamma B_1$, $\omega_2 = \gamma B_2$ *e*

$\omega_3 = \gamma B_3$. A figura abaixo representa os FID´s emitidos por cada tubinho vistos individualmente.

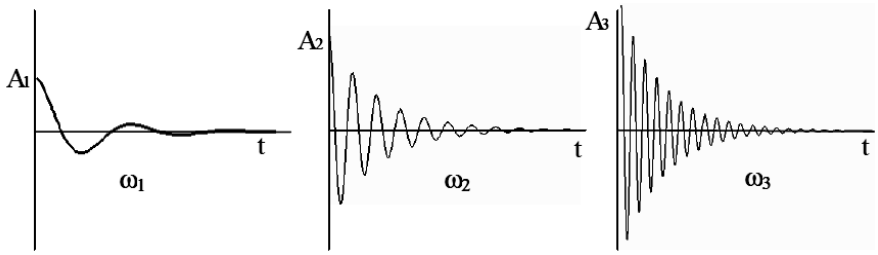


Figura 9 - FID´s emitidos com diferentes amplitudes e frequências correspondentes a cada um dos tubos com água da Figura 8 individualmente.

Uma vez que todos os tubos contendo água devem estar localizados dentro da mesma bobina receptora, o sinal obtido *S(t)* é uma composição dos três FID´s mostrados pela Figura 9. As informações contidas nesse sinal, como quantidade de água e posição de cada tubinho, podem ser obtidas através da transformada de *Fourier* (TF). A figura abaixo ilustra o sinal *S(t)* emitido e sua respectiva TF[17-18].

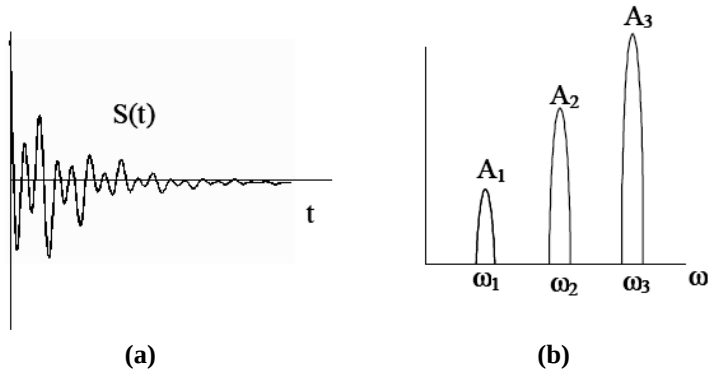


Figura 10 - (a) Sinal S(t) como sendo a composição dos FID´s de cada tubo individual. (b) Decomposição espectral do sinal S(t).

Utilizando a equação 17 podemos encontrar uma relação entre frequência e posição, de modo que a Figura 10-b represente diretamente uma imagem unidimensional dos três tubinhos.

Podemos considerar agora 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 dada por:

$$dm(x,t) = M_0(x) \cdot e^{i\omega(x)t} \cdot e^{-t/T_2} dx \,. \qquad (19)$$

O sinal emitido por esse elemento de magnetização *S(t)* pode ser obtido pela integração de todos os elementos *dm(x,t)* ao longo de todo o objeto:

$$S(t) \propto \int_x M_0(x) \cdot e^{i\gamma(B_0+G\cdot x)t} \cdot e^{-t/T_2} dx = e^{i\omega_0 t} \int_{-\infty}^{+\infty} M_0(x) \cdot e^{i\gamma G x t} \cdot e^{-t/T_2} dx . \quad (20)$$

Uma vez que $M_0(x)$ é nulo fora da região do objeto, a integral pode ser estendida de $-\infty$ a $+\infty$ e o termo $e^{i\omega_0 t}$ pode ser retirado da integral. A equação 20 significa que o sinal emitido pela amostra é um sinal de RF na frequência de Larmor e modulado por uma integral que contém toda a informação sobre a localização dos *spins*.

Introduzindo a variável $k(t) = \gamma \cdot G \cdot t$ e substituindo na equação 20, temos:

$$S(k(t)) \propto e^{-\frac{k(t)}{\gamma G T_2}} \int_{-\infty}^{+\infty} M_0(x) \cdot e^{ik(t)\cdot x} dx . \quad (21)$$

Pode-se notar na equação acima que, a menos do termo exponencial $e^{-\frac{k(t)}{\gamma G T_2}}$, $M_0(x)$ está relacionada com $S(k(t))$ por um par de TF, sendo uma curva do tipo *Lorentziana* e estando relacionada com a resolução máxima entre os pixels da imagem, sendo denominada *Point Spread Function* (PSF), de modo que se $k_{\max}(t) << \gamma G T_2^*$, a PSF se aproxima de uma função delta e $M_0(x)$ pode ser obtido pela TF do sinal medido $S(k(t))$. A constante T_2^* foi utilizada ao invés de T_2 já levando em conta os efeitos da não uniformidade do campo B_0 e $k_{\max}(t) = \gamma G t_{\max}$ é a máxima frequência espacial amostrada. A equação 21 pode então ser reescrita como

$$S(k(t)) \cong \int_{-\infty}^{+\infty} M_0(x) \cdot e^{ik(t)\cdot x} dx . \quad (22)$$

Assim, a imagem $M_0(x)$ é obtida através da TF do sinal medido $S(k(t))$.

1.4.2 Excitação Seletiva e Imagens Bidimensionais

Para a obtenção de imagens bidimensionais primeiro é necessário a excitação dos *spins* correspondentes a apenas uma fatia da amostra. Para isto, utilizam-se os chamados pulsos de RF seletivos em conjunto com um gradiente de seleção. Esses pulsos são modulados por uma função cujo espectro de frequências apresenta uma densidade de energia dentro de certa banda, sendo aplicados juntamente com gradientes de seleção perpendiculares ao plano

selecionado, gerando uma variação linear na frequência de precessão dos *spins* da amostra. Uma vez que o pulso 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 TF da função de modulação e suas imperfeições relacionadas aos efeitos da não linearidade de resposta dos *spins*[19].

Por definição, a largura a meia altura do perfil de excitação determina a largura Δz do plano selecionado, de modo que sua dependência com parâmetros como a intensidade do gradiente de seleção G_s e com a largura de banda do pulso de RF seletivo $\Delta\omega$ é dada por:

$$\Delta z = \frac{\Delta\omega}{\gamma \cdot G_s}. \qquad (23)$$

Em imagens bidimensionais, após a excitação e seleção de uma fatia da amostra o sinal emitido deve de alguma forma ser codificado em ao menos duas dimensões. A aplicação de gradientes em diferentes direções ao mesmo tempo resulta em outro gradiente unidimensional, impossibilitando a codificação bidimensional. A solução é codificar cada dimensão em intervalos de tempos diferentes de modo que $\vec{B}_0$ varie em somente uma direção, implicando que este seja uma função do espaço e do tempo $\vec{B}_0(\vec{r},t)$. Outra implicação é que esse processo de codificação de fase representa uma limitação temporal para o experimento, pois somente uma codificação de fase pode ser feita para cada intervalo de tempo.

Na prática, é necessário superpor ao campo $\vec{B}_0$ uma função vetorial $\vec{G}(\vec{r},t)$ que varie linearmente em amplitude nas direções $\hat{x},\hat{y},\hat{z}$ e tenha dependência temporal com as seguintes componentes:

$$G_x(t) = \left.\frac{\partial B_0^z}{\partial x}\right|_t, G_y(t) = \left.\frac{\partial B_0^z}{\partial y}\right|_t, G_z(t) = \left.\frac{\partial B_0^z}{\partial z}\right|_t. \qquad (24)$$

A figura abaixo ilustra essa função do campo de gradientes variando ao longo dos três eixos, todos com componentes paralelas à $\vec{B}_0$ (direção $\hat{z}$).

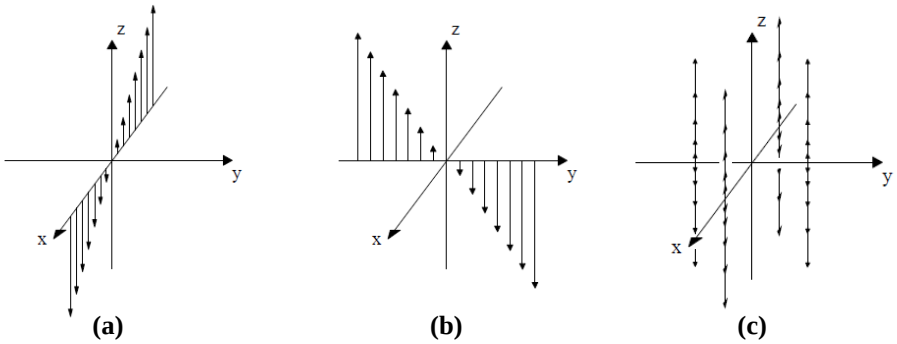


Figura 11 - Gradiente de campo paralelo a B_0 para as direções (a) $\hat{x}$ (b) $\hat{y}$ e (c) $\hat{z}$. (Figura retirada do tutorial *Magnetic Resonance Imaging* do grupo de IRM do instituo de Física de São Carlos, disponível no site http://mri.if.sc.usp.br/port/).

As equações 17 e 18 desenvolvidas para o caso unidimensional tornam-se:

$$B(\vec{r},t) = B_0 + \vec{r}\cdot\vec{G}(t) \qquad (25)$$

$$\omega(\vec{r},t) = \omega_0 + \gamma\,\vec{r}\cdot\vec{G}(t). \qquad (26)$$

Em um instante de tempo t após a excitação, a fase acumulada pela magnetização em um dado *voxel* pode ser calculada por:

$$\Theta(\vec{r},t) = \int_0^t \omega(\vec{r},t')dt' = \omega_0 t + \vec{r}\cdot\gamma\int_0^t \vec{G}(t')dt'. \qquad (27)$$

A variável *k(t)* do caso unidimensional pode agora ser substituída por uma expressão mais geral,

$$\vec{k}(t) = \gamma\int_0^t \vec{G}(t')dt'. \qquad (28)$$

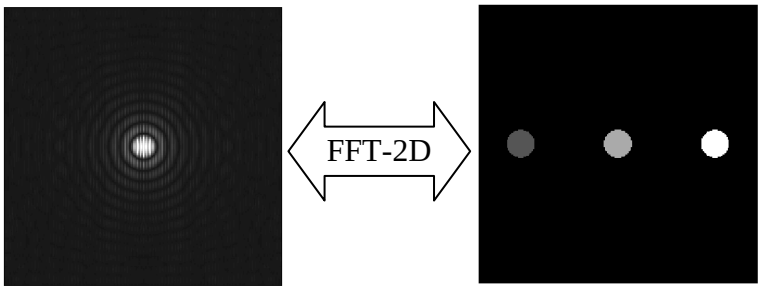
Utilizando as definições acima para o caso bidimensional e seguindo o mesmo raciocínio utilizado para o desenvolvimento da equação 19 até a equação 22, encontramos novamente que a imagem pode ser obtida pela TF, agora bidimensional, do sinal $S\left(\vec{k}(t)\right)$:

$$S\left(\vec{k}(t)\right) \cong \int_V M_0(\vec{r})\cdot e^{i\vec{r}\cdot\vec{k}(t)}dv. \qquad (29)$$

Para obter a imagem $M_0(\vec{r})$ é necessário conhecermos $S\left(\vec{k}(t)\right)$ no domínio do espaço de fase, também chamado de espaço-*k*. Os valores máximos de *k* nesse espaço de fases correspondem à resolução da imagem no espaço real, sendo que os valores de $S\left(\vec{k}(t)\right)$ são amostrados de forma discreta. Neste caso, ao invés da TF utiliza-se o algoritmo de

Transformada rápida de Fourier[17] (*Fast Fourier Transform-FFT*) para obter os valores discretos de $M_0(\vec{r})$.

A figura abaixo mostra o exemplo dos três tubinhos para o caso bidimensional. À esquerda vemos a amostragem do sinal no espaço-k e à direita a correspondente FFT-2D cujo resultado é uma imagem em que o brilho é proporcional à quantidade de água em cada tubo.



(a) **(b)**

Figura 12 - Espaço de fases e correspondente FFT bidimensional para o exemplo dos três tubinhos.

1.5 O Hardware de IRM

Esta seção descreve os principais componentes em um equipamento de IRM. A figura abaixo ilustra de forma esquemática como o magneto, as bobinas de gradiente, as bobinas de RF, os amplificadores e os receptores se relacionam com o espectrômetro.

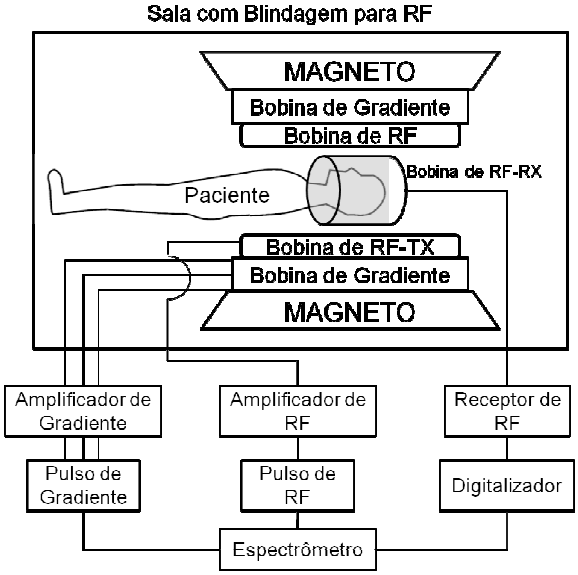


Figura 13 - Diagrama mostrando os principais componentes de um sistema de IRM.

1.5.1 O Magneto

Conforme mencionado nas seções anteriores, a frequência de Larmor dos *spins* da amostra é proporcional ao campo magnético estático B_0 gerado pelo magneto, devendo ser altamente uniforme em um dado volume de interesse. Em aplicações clínicas, essa uniformidade deve ser da ordem de algumas partes por milhão (ppm) dentro de um volume esférico em torno de *50cm* de diâmetro. Ainda assim, pequenas correções são introduzidas com as chamadas bobinas de *Shimming* com o objetivo de melhorar a uniformidade de campo dentro do volume de interesse.

Os tipos de magnetos podem ser resistivos, permanentes ou supercondutores. Geralmente, magnetos resistivos e permanentes são capazes de gerar campos magnéticos de até 1 Tesla, enquanto os magnetos supercondutores podem chegar até 7 Teslas em sistemas de humanos mais modernos. A principal vantagem de sistemas que utilizam magnetos resistivos e permanentes é o baixo custo em relação aos supercondutores por não necessitarem de elementos criogênicos para o seu funcionamento. As desvantagens são de que estes magnetos não são capazes de gerar campos tão intensos quanto os supercondutores e são extremamente sensíveis a pequenas variações de temperatura que podem modificar a intensidade do campo, e consequentemente, a frequência de Larmor em relação ao resto do equipamento.

Os magnetos supercondutores, como o próprio nome diz, são constituídos de bobinas tipo solenóide feitas de materiais como ligas de nióbio-titânio que se tornam supercondutores em temperaturas abaixo de 12 Kelvins, geralmente atingida pela imersão em hélio liquido, tornando este tipo de magneto extremamente caro. As grandes vantagens são de que magnetos supercondutores são capazes de produzir campos com alta intensidade, homogeneidade e estabilidade.

O tipo do magneto em um sistema de IRM afeta diretamente as geometrias das bobinas de RF, uma vez que estas bobinas devem ser capazes de gerar um campo magnético perpendicular ao campo B_0 e ainda permitir o acesso do paciente no equipamento.

1.5.2 Bobina de Gradiente

Para que seja possível a codificação espacial em frequência e fase é necessário superpor um gradiente de campo ao campo B_0 com componentes que variem linearmente em amplitude e sejam dependentes do tempo. Esses gradientes de campo que variam nas direções $\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$ são gerados por um conjunto de bobinas conhecidas como Bobinas de Gradientes[20-21].

Uma vez que o conjunto de bobinas de gradientes possui naturalmente uma indutância, a variação rápida de corrente nestas bobinas fica limitada por uma característica conhecida como *slew rate*, que é a razão entre a máxima amplitude do gradiente pelo tempo necessário para atingir esse máximo. Outra consequência da variação rápida dos gradientes são as chamadas *Eddy Currents*, que são correntes induzidas em partes condutoras vizinhas, como o magneto ou a blindagem de RF. Essas correntes causam distorções no campo de gradiente original resultando em artefatos nas imagens. Para compensar este efeito geralmente são introduzidas correções na forma dos pulsos de gradientes chamadas de pré-ênfase, com o objetivo de minimizar as *Eddy Currents*.

1.5.3 Bobinas de RF

As bobinas de RF[22-24] são os componentes responsáveis por transferir a energia necessária para excitar os *spins* da amostra na frequência de Larmor e também por captar o FID induzido pelos *spins* que compõem o vetor magnetização logo após a aplicação do pulso de excitação. Lembrando que, durante a transmissão, devem ser capazes de produzir um campo oscilante na frequência de Larmor cujas componentes sejam perpendiculares ao campo B_0 e que sejam altamente uniformes. As bobinas de RF utilizadas exclusivamente para a transmissão são denominadas Transmissoras ou *Trasmit-Only* (TX). Já as bobinas utilizadas somente durante a fase de recepção são classificadas como receptoras ou *Receive-Only* (RX). Existem algumas aplicações que utilizam bobinas que operam como transmissoras e receptoras, sendo conhecidas como *Transceivers* (TX/RX).

O capítulo seguinte trata exclusivamente sobre bobinas de RF, detalhando quais são as principais características de Bobinas TX e RX, descrevendo as geometrias utilizadas neste trabalho, incluindo bobinas do tipo multicanais (*Phased Arrays Coils*[2]).

2 Bobinas de Radiofrequência: *RF Coils*

Neste capítulo abordaremos em detalhes as principais características de bobinas de RF transmissoras e receptoras, enfatizando as principais exigências para cada uma. Para cada geometria descrita, uma avaliação do campo magnético produzido pelas bobinas foi feita por simulações de campo no regime quase estático utilizando a lei de *Biot-Savart* para o cálculo das componentes de campo perpendiculares ao campo $\vec{B}_0$.

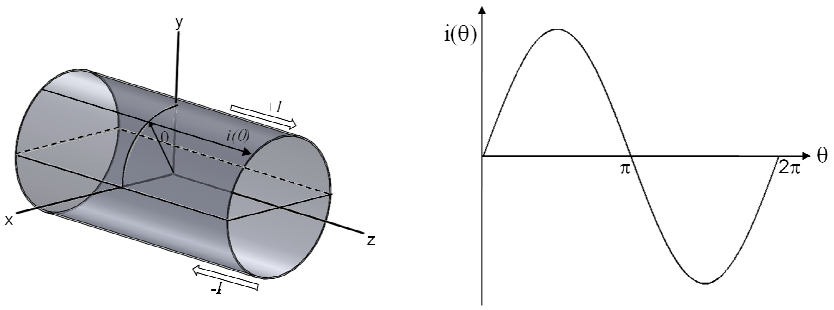
2.1 Bobinas Transmissoras: *Transmit-Only Coils*

As bobinas transmissoras são responsáveis por interagir com os *spins* da amostra transmitindo pulsos de RF na frequência de Larmor. Neste caso, a forma ideal seria se todos os *spins* da amostra fossem submetidos a um campo de RF homogêneo ao longo de toda a região de interesse de modo que o ângulo de *flip* fornecido aos *spins* seja o mesmo. Assim, a diferença no sinal induzido por cada *voxel* dependeria apenas de características da amostra e não do campo de RF transmitido, evitando uma interpretação errada dos resultados. Dessa forma, para bobinas transmissoras a principal característica é de que esta seja capaz de produzir um campo magnético altamente homogêneo em um dado volume de interesse.

Para magnetos com acesso axial em que a direção do campo magnético estático se encontra ao longo do eixo do cilindro (normalmente para magnetos supercondutores) é necessário produzir um campo de RF homogêneo e perpendicular a $\vec{B}_0$. Partindo deste problema, a densidade de corrente na superfície de um cilindro que satisfaz essas condições é dada por[23]:

$$\vec{J}_s(\theta) = J_0 \sin\theta \; \hat{z} \qquad (30)$$

sendo que θ e $\hat{z}$ são dados pela figura 14:



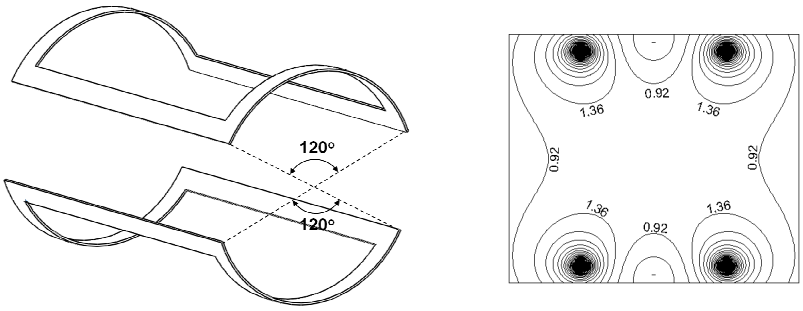
(a) **(b)**

Figura 14 - (a) Distribuição de corrente ideal na superfície de um cilindro que gera um campo de RF homogêneo e perpendicular ao campo $\vec{B}_0 = B_0\hat{z}$. (b) Densidade de corrente senoidal *i(θ)* na superfície do cilindro ilustrado pela Figura 14-a.

Na prática, é impossível de se obter essa densidade de corrente ideal e a solução é obtê-la de forma discreta.

2.1.1 Bobinas tipo Sela: *Saddle Coil*

Se considerarmos a Figura 14-b para os valores $\theta = \frac{\pi}{3}, \frac{2\pi}{3}, \frac{4\pi}{3}, \frac{5\pi}{3}$ de modo que $\sin\left(\frac{\pi}{3}\right) = \sin\left(\frac{2\pi}{3}\right) = I_0$ e $\sin\left(\frac{4\pi}{3}\right) = \sin\left(\frac{5\pi}{3}\right) = -I_0$, obtemos uma geometria de bobina conhecida como Sela (*Saddle Coil*[25]), cuja geometria é ilustrada pela figura abaixo.



(a) **(b)**

Figura 15 - (a) Desenho esquemático de uma bobina tipo Sela, com abertura angular de 120° entre os condutores. (b) Respectivo mapa de campo de RF calculado utilizando a Lei de *Biot-Savart*, onde cada linha representa o módulo das componentes perpendiculares a B_0 com mesma intensidade.

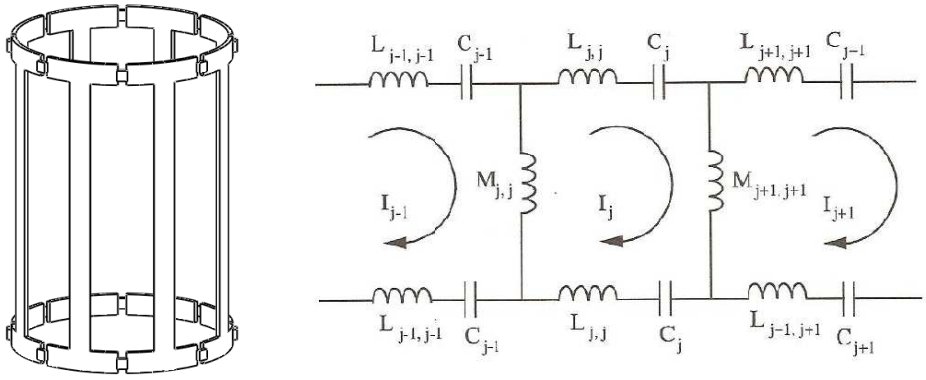
A bobina tipo Sela é apenas uma aproximação grosseira da densidade de corrente dada pela equação 30, mas é amplamente utilizada como bobina transmissora em sistemas de até 1.5 Teslas e bastante eficiente em termos de homogeneidade de campo e estabilidade na sintonia.

Para avaliar o perfil de campo magnético produzido por uma dada geometria de bobina, pode-se aplicar a lei de *Biot-Savart*[13, 22] para o cálculo das componentes transversais ao campo B_0 produzido por segmentos retilíneos e de arcos condutores[22], desde que as dimensões da bobina em estudo não sejam grandes comparadas ao comprimento de onda da RF utilizada (até $\lambda/10$), garantindo que o problema esteja no regime quase-estático. O cálculo do mapa de campo correspondente ao plano transversal central de uma bobina tipo sela é obtido resolvendo-se a integral de *Biot-Savart* para todos os elementos que compõem a bobina, sendo ilustrado pela Figura 15-b.

A configuração original dessa geometria com 120° de abertura angular entre os condutores é obtida calculando-se o campo magnético gerado no centro e expandindo em series de potências em torno da origem, anulando-se as componentes de segunda ordem. No entanto, se ao invés da região central uma RI de 80% do diâmetro interno da bobina for considerada, este valor ótimo pode variar para até 135° [26].

2.1.2 Bobina tipo Gaiola: *Birdcage Coil*

Uma geometria de bobina de RF capaz de gerar uma densidade de corrente com variação senoidal com o ângulo azimutal θ e que se aproxima bastante do caso ideal são as bobinas tipo gaiola ou *Birdcage Coil*[1, 27-30], sendo este tipo de bobina transmissora o mais utilizado em sistemas de imagens comerciais para magnetos supercondutores de até 3.0 Teslas. Esta geometria (Figura 16-a) consiste de um conjunto de barras condutoras igualmente espaçadas e conectadas por capacitores com valores específicos tais que a variação de corrente em cada barra segue um perfil senoidal. Os capacitores podem estar localizados na extremidade ou no meio das barras, caracterizando um *Birdcage* passa-alta[27] ou passa-baixa[28], respectivamente. A quantidade de barras condutoras influencia diretamente na homogeneidade de campo da bobina, pois quanto maior o numero de barras melhor é a representação de uma variação de corrente senoidal. No entanto, a dificuldade prática no desenvolvimento também aumenta proporcionalmente com o número de barras, pois aumenta o número de capacitores necessários para sintonia e desacoplamento da bobina.



(a) **(b)**

Figura 16 - (a) Exemplo de um *Birdcage* com 8 condutores passa-altas. (b) Segmento do circuito equivalente do *Birdcage* passa alta da Figura 16-a.

È possível modelar eletricamente os *Birdcages* utilizando-se o chamado método dos circuitos equivalentes[23], que considera cada fio ou fita condutora como sendo representado por uma indutância e utilizar as leis de *Kirchhoff* [13] para analisar os circuitos. A Figura 16-b mostra a representação de um segmento da Figura 16-a utilizando esse método, sendo $M_{j,j}$ a auto indutância da j-ésima barra, C_j o capacitor que conecta a j-ésima com a (j+1)-ésima barra e $L_{j,j}$ a auto-indutância do condutor usado para conectar o capacitor C_j.

Desprezando-se os efeitos devido à indutância mútua entre as barras condutoras e assumindo que $C_1 = C_2 = \ldots = C$, $L_1 = L_2 = \ldots = L$, $M_{1,1} = M_{2,2} = \ldots = M$ e que a bobina possui N barras paralelas igualmente espaçadas, para o loop consistindo da j-ésima e (j+1)-ésima barra (Figura 16-b) e aplicando a lei das tensões de *Kirchhoff*, obtemos:

$$-i\omega M\left(I_j - I_{j-1}\right) - i\omega M\left(I_j - I_{j+1}\right) - 2i\omega L I_j + \frac{2i}{\omega C} I_j = 0 \qquad (\mathrm{j} = 1,2,\ldots,\mathrm{N}). \qquad (31)$$

Reagrupando os termos com I_{j+1}, I_{j-1} *e* I_j da equação acima, podemos reescrevê-la como:

$$M\left(I_{j+1} + I_{j-1}\right) + 2\left(\frac{1}{\omega^2 C} - L - M\right) I_j = 0 \qquad (\mathrm{j} = 1,2,\ldots,\mathrm{N}). \qquad (32)$$

Uma vez que a corrente I_j deve satisfazer a condição de contorno periódica $I_{j+N} = I_j$ devido a simetria cilíndrica do problema, a solução para a equação 32 obtida é:

$$\left(I_j\right)_m = \begin{cases} \cos\dfrac{2\pi m j}{N} & m = 0,1,2,\ldots,\dfrac{N}{2} \\ \sin\dfrac{2\pi m j}{N} & m = 1,2,\ldots,\dfrac{N}{2} - 1 \end{cases} \qquad (33)$$

sendo que $\left(I_j\right)_m$ é a m-ésima solução para I_j. Dessa forma, podemos obter que a corrente na j-ésima barra é dada por:

$$\left(I_j\right)_m - \left(I_{j-1}\right)_m = \begin{cases} -2\sin\dfrac{\pi m}{N}\cos\dfrac{2\pi mj}{N} & m = 0,1,2,...,\dfrac{N}{2} \\ 2\sin\dfrac{\pi m}{N}\sin\dfrac{2\pi mj}{N} & m = 1,2,...,\dfrac{N}{2}-1 \end{cases} . \qquad (34)$$

Como podemos observar, existem várias soluções *m* para o conjunto de equações acima, significando que existem vários modos de ressonância na bobina. No entanto, somente o modo *m=1* fornece uma variação de corrente do tipo $\sin\phi$ ou $\cos\phi$ que é a condição ideal de corrente dada pela equação 30.

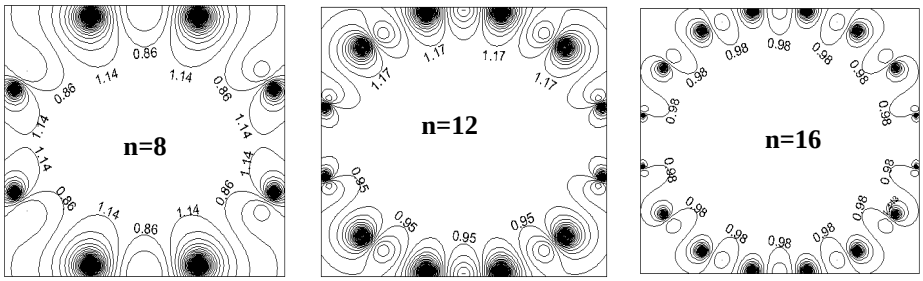
Para se obter as frequências de ressonância da bobina para os diferentes modos, podemos substituir a equação 33 em 32 e resolver para ω, obtendo:

$$\omega_m = \left[C\left(L + 2M\sin^2\frac{\pi m}{N}\right)\right]^{-1/2} \qquad \left(m = 0,1,2,...,\frac{N}{2}\right). \qquad (35)$$

Como vimos anteriormente, o modo de corrente que possui variação senoidal de corrente ocorre para *m=1*, sendo este o modo da frequência de interesse na equação acima.

É importante lembrar que o modelo acima despreza os efeitos devido a indutância mútua entre as barras vizinhas, cuja validade depende da distância entre as barras. Uma descrição mais detalhada pode ser feita levando-se em conta os efeitos da indutância mútua nos cálculos da frequência de ressonância e pode ser encontrada em detalhes na bibliografia [23, 31-32].

Para uma análise do campo magnético gerado no regime estático utilizamos a lei de *Biot-Savart* e calculamos o campo magnético gerado por segmentos retilíneos e circulares de condutores transportando uma corrente variando de forma senoidal de acordo com a equação 34. Os mapas de campo mostrados pelas figuras abaixo evidenciam de forma qualitativa que a homogeneidade de campo é proporcional ao aumento do número de barras.



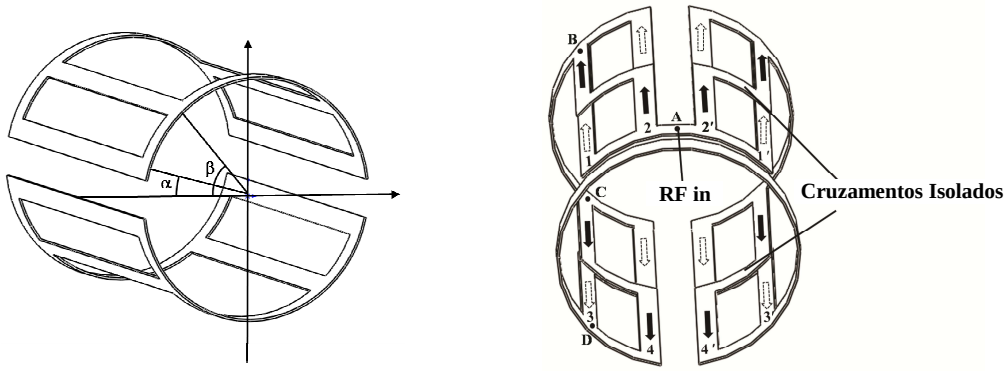
(a) (b) (c)

Figura 17 – Linhas de campo magnético normalizados em relação ao campo central obtidos pela lei de *Biot-Savart* para *Birdcages* com diferentes números de barras: (a) 8 barras. (b) 12 barras. (c) 16 barras.

Uma das grandes vantagens da utilização de *Birdcages* como bobina transmissora, além da alta estabilidade e homogeneidade de campo, é de que esta geometria pode ser alimentada em quadratura gerando campos de RF circularmente polarizados, que fazem com que a potência necessária para os pulsos de excitação e inversão seja metade da potência utilizada em bobinas linearmente polarizadas. No entanto, a grande quantidade de capacitores e outros componentes necessários para o desacoplamento durante a recepção tornam o processo de sintonia extremamente trabalhoso, dificultando também a manutenção dessas bobinas.

2.1.3 Bobina tipo Sela Duplamente Cruzada: *Double Crossed Saddle*

Essa é uma geometria de bobina originalmente desenvolvida em nosso grupo no início deste projeto de doutorado, sendo uma continuação do trabalho de mestrado que resultou na geometria tipo Sela Cruzada[33], prevendo a possibilidade do desenvolvimento de uma bobina capaz de produzir um campo de RF com homogeneidade superior ao *Birdcage* com 8 condutores e com alta RSR se utilizada no modo TX/RX. A principal característica dessa geometria é a presença de cruzamentos em ambos os lados da bobina (diferentemente da geometria Sela Cruzada que possui cruzamentos em apenas um dos lados) entre os condutores na metade do comprimento elétrico com o objetivo principal de minimizar a interação entre os condutores vizinhos via indutância mútua. Por sua semelhança com a bobina tipo sela e por possuir cruzamentos nas duas metades da bobina, esta geometria foi batizada de Sela Duplamente Cruzada ou *Double Crossed Saddle* (DCS Coil[4]). Consiste basicamente de uma otimização numérica da posição angular de oito condutores na superfície de um cilindro, dispostos de acordo com a Figura 18-a.



(a) **(b)**

Figura 18 - (a) Condutores localizados de acordo com os ângulos α e β utilizados para a otimização numérica. (b) DCS coil, mostrando os cruzamentos entre os condutores nos dois lados da bobina na metade de seu comprimento elétrico.

Utilizando a lei de *Biot-Savart* para o cálculo do campo magnético no interior da bobina e avaliando a homogeneidade através da razão (Desvio Padrão)/Média do campo dentro de uma RI de 80% do diâmetro interno, encontramos que o valor mínimo de não uniformidade de campo ocorre para os valores de $\alpha=14^o$ e $\beta=47^o$. Outra característica dessa geometria é a presença de cruzamentos isolados em ambos os lados da bobina (Figura 18-b), com a finalidade de minimizar os efeitos da interação devido a indutância mútua entre os condutores vizinhos próximos. Para um melhor entendimento, considere as seguintes expressões para o cálculo da auto-indutância ($\tilde{L}$) e da indutância mutua (M_{ij}) entre duas fitas de largura *w*, comprimento *l* e separadas por uma distância *d* [34,23]:

$$\tilde{L} = \frac{\mu_0 l}{2\pi}\left(\ln\frac{2l}{w} + \frac{1}{2}\right) \qquad (36)$$

$$M_{ij} = M_{ji} = \frac{\mu_0 l}{2\pi}\left[\ln\left(\frac{l}{d} + \sqrt{1+\frac{l^2}{d^2}}\right) - \sqrt{1+\frac{d^2}{l^2}} + \frac{d}{l}\right]. \qquad (37)$$

Assim, de acordo com as indicações da Figura 18-b, a indutância total para as fitas 1 e 2, que por simetria são as mesmas das fitas 1′ e 2′, são dadas por:

$$L_1^{Total} = L_{1'}^{Total} = \tilde{L} + M_{12} \qquad (38)$$

$$L_2^{Total} = L_{2'}^{Total} = \tilde{L} + M_{12'} + M_{22'}. \qquad (39)$$

Ou seja, a indutância total nas fitas 2 e 2′ são maiores do que nas fitas 1 e 1′, implicando que a corrente na fita 2 e 2′ sejam menores do que em 1 e 1′. Uma vez que a corrente através

dos condutores possui diferentes intensidades, isso implica em uma diminuição na homogeneidade de campo. A introdução dos cruzamentos na metade do comprimento elétrico força a indutância mútua entre as fitas vizinhas a ficar balanceada, de modo que hora $L_1^{Total} > L_2^{Total}$ e hora $L_2^{Total} > L_1^{Total}$, minimizando o efeito de diferentes correntes nas fitas. Para ilustrar esse efeito, a figura abaixo mostra os mapas de campo de uma bobina com cruzamento em somente um lado da bobina e com cruzamentos em ambos os lados.

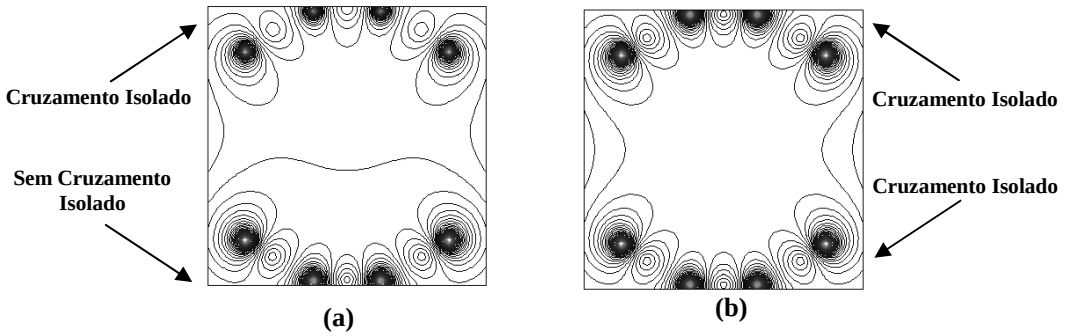


Figura 19 - (a) Mapa de campo para a geometria da Figura 18-b com cruzamentos isolados em apenas um lado. (b) Cruzamentos em ambos os lados da bobina.

Notamos na Figura 19-a que há uma forte não homogeneidade de campo na região em que não há cruzamento, enquanto que na Figura 19-b esse efeito não ocorre.

Embora a geometria dessa bobina não permita excitação em quadratura, sua grande vantagem em relação aos *Birdcages* é a facilidade de construção e sintonia devido ao reduzido número de capacitores em sua estrutura, além de permitir a sintonia para diferentes condições de carga, representando uma grande vantagem para aplicações em laboratório que necessitem de experimentos com animais de diferentes tamanhos.

2.2 Bobinas receptoras: *Receive-Only coils*

Uma vez finalizada a fase de excitação dos *spins* nucleares pela Bobina transmissora, inicia-se o processo de captação do sinal de RMN pelas bobinas receptoras, que devem ser sensíveis o suficiente para captar uma f.e.m. induzida pela precessão dos momentos magnéticos nucleares após o pulso de excitação, como previsto pela lei da indução de *Faraday*[13]. Dessa forma, a principal exigência de uma bobina receptora é de que esta seja sensível o suficiente para a captação do sinal, ou seja, que possua alta relação sinal/ruído

(RSR) (*SNR,* do inglês *Signal to Noise Ratio*)[35-36], assunto que será discutido com mais detalhes na seção seguinte.

2.2.1 A relação Sinal/Ruído

No desenvolvimento de bobinas receptoras, o parâmetro de maior interesse e que deve ser maximizado é a RSR, pois afeta diretamente a qualidade da imagem, sendo o fator limitante de sua resolução. Para entendermos os mecanismos de geração do sinal e do ruído, podemos considerar um modelo simples de bobina de RF (Figura 20-a[24]) em termos de um circuito equivalente composto por uma indutância *L* em série com uma resistência *R* que representa todos os mecanismos de perdas combinados. Nesse modelo, V é uma tensão representando o sinal de RMN, que é superposta a uma tensão N representando o ruído.

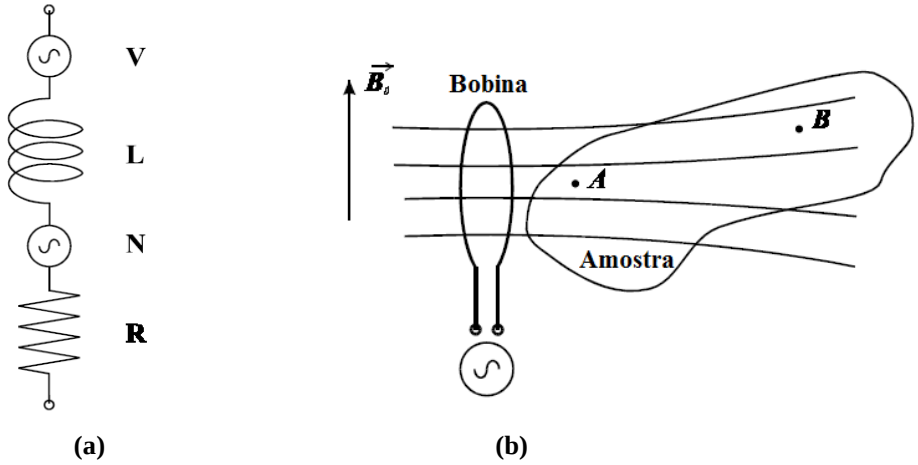


Figura 20 - (a) Circuito equivalente básico de uma bobina de RF. O sinal V é induzido pelo indutor L e o ruído N é produzido pela resistência R. (b) Ilustração do principio de reciprocidade.

Se considerarmos uma corrente qualquer circulando através do indutor L, sabemos pela lei de *Biot-Savart* que um campo $\vec{B}_1$ será gerado com intensidade inversamente proporcional a distância da bobina. Supondo dois *spins* localizados em dois pontos A e B como ilustrado pela Figura 20-b, o campo gerado no ponto A será maior do que no ponto B devido a sua proximidade com a bobina. No entanto, estamos interessados no sinal produzido pelos *spins* e captado pela bobina durante a recepção do sinal. O principio de reciprocidade[35] estabelece uma dependência entre transmissão e recepção do sinal. Se durante a transmissão o campo gerado pela bobina no ponto A é maior do que no ponto B, na recepção o sinal produzido pelo

spin localizado em A também será maior do que o sinal produzido pelo *spin* localizado em B. Isso significa que a intensidade do campo gerado por uma bobina para uma dada potência fixa durante a transmissão equivale à sensibilidade da bobina durante a recepção. Assim, para se obter uma bobina com alta sensibilidade é necessário maximizar a intensidade de B_1 na região da amostra, podendo ser feito de duas formas:

1) Dimensionando a bobina de modo que fique o mais próximo possível da amostra, ou seja, aumentando o parâmetro conhecido como fator de preenchimento[37].
2) Minimizando todos os mecanismos de possíveis perdas, sendo que este parâmetro é quantificado pelo chamado fator de qualidade (Q) da bobina[24].

Considerando que a resistência R do circuito equivalente mostrado pela Figura 20-a é a soma atribuída aos diferentes mecanismos presentes nas bobinas de RF e sendo N a tensão de ruído térmico produzido devido a essa resistência, em aplicações em NMR, N pode ser calculado de acordo com a seguinte expressão[38]:

$$N = \sqrt{4k_B TR\Delta\upsilon}\,, \qquad (40)$$

sendo T a temperatura, $\Delta\nu$ a largura de banda de frequências durante a aquisição e k_B a constante de *Boltzmann*. Considerando a expressão acima, o único termo possível de ser controlado na prática durante o desenvolvimento de uma bobina de RF é a resistência total equivalente R, cuja origem se deve principalmente a quatro tipos de perdas:

- ***Perdas devido aos tipos de condutores***: São causadas basicamente devido à resistência ôhmica intrínseca dos condutores utilizados, dependendo da condutividade e da geometria para cada tipo de bobina. Para frequências típicas utilizadas em RMN a resistência é sempre maior do que a prevista em regime de baixas frequências devido ao fato de que a corrente flui somente pelas superfícies mais externas dos condutores, conforme descrito pelo efeito *skin*[39]. Outro efeito que pode prejudicar o desempenho das bobinas e que ocorre em altas frequências é o acoplamento entre os condutores próximos, conhecido como efeito de proximidade[40]. Juntamente com as perdas por resistência ôhmica, todos os componentes utilizados para transferir o sinal da bobina até o receptor do sistema de RMN possuem perdas (como os capacitores, cabos de RF, diodos PIN, etc.) que podem ser minimizadas utilizando-se componentes de baixa perda específicos para alta frequência.
- ***Perdas devido a interações magnéticas com o campo próximo da bobina***: Pode-se considerar que o campo produzido pela bobina de RF durante a transmissão

encontra-se no regime de campo próximo (*near field*). De acordo com as equações de *Maxwell*, o campo de RF deve induzir uma corrente em materiais condutores que estão dentro do campo, inclusive a própria amostra, de modo que parte da potência transmitida seja dissipada. Durante a recepção do sinal, a aplicação do principio de reciprocidade diz que as correntes de RF induzidas na amostra representam uma fonte de ruído para os experimentos. Como o acoplamento magnético entre bobina e amostra é essencial para a recepção do sinal de RMN, essas perdas devido a amostra não podem ser evitadas, mas podem ser minimizadas com um projeto de bobina que produza um campo magnético restrito à região de interesse contendo a amostra, minimizando as componentes de $\vec{B}_1$ paralelas ao campo $\vec{B}_0$. Perdas devido a interação magnética do campo próximo da bobina com a amostra são dominantes em experimentos *in vivo*, principalmente em altas frequências, exigindo um bom projeto de bobinas receptoras[41].

- ***Perdas devido a interações elétricas com o campo próximo das bobinas:*** Esse tipo de perda ocorre devido ao fato de que os campos elétricos em algumas partes da bobina, principalmente nos capacitores, dissipam correntes de RF em meios condutores, incluindo a amostra. Em meios dielétricos esses campos geram uma corrente de deslocamento, de modo que se o dielétrico possui uma perda associada, essas correntes contribuem para o ruído sem nenhuma contribuição para o sinal. Para evitar este tipo de perda é necessário projetar as bobinas de modo que o campo elétrico dos capacitores fique longe da amostra e também escolher partes dielétricas da bobina com baixa perda dielétrica associada.
- ***Perdas devido a Radiação Eletromagnética:*** Esse mecanismo de perda está relacionado à perda da radiação no regime de campo distante (*far field*) que não é utilizada nos experimentos de RMN. Esse mecanismo de perda pode ser facilmente evitado utilizando-se blindagens de RF, cuidando para que esta superfície condutora, ao mesmo tempo em que blinde os efeitos da RF no regime de campo distante, evite o aparecimento de *Eddy Currents* devido à rápida variação dos gradientes de campo. Isso é feito com a inserção de capacitores ao longo da blindagem, de modo que a capacitância represente uma baixa impedância para a RF e uma alta impedância para as *Eddy Currents*.

Considerando a expressão para o ruído dada pela equação 40 e que uma expressão para o sinal V pode ser obtida como[35]:

$$V = \frac{\omega_0 B_1 M_0 V_a}{\sqrt{2}} \qquad (41)$$

sendo M_0 a magnetização de equilíbrio e V_a o volume da amostra, obtemos a seguinte expressão para a RSR:

$$RSR = \frac{\omega_0 B_1 M_0 V_a}{\sqrt{8 k_B T \Delta \nu R}}. \qquad (42)$$

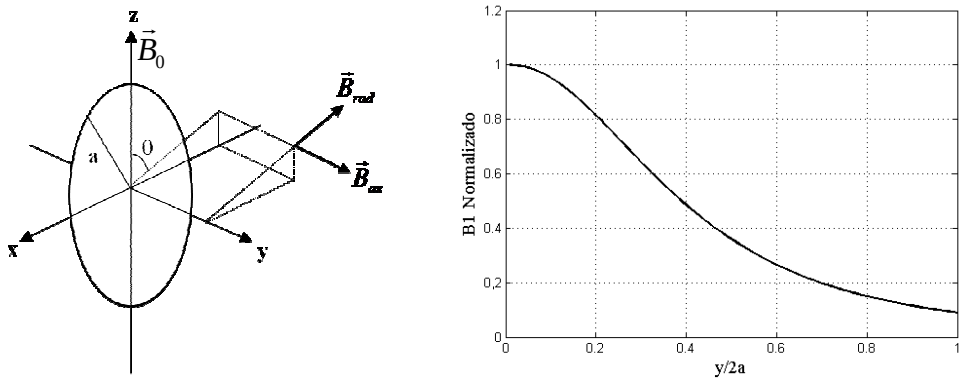
Podemos ainda reescrever a expressão acima em termos do fator de preenchimento η e do fator de qualidade Q, obtendo:

$$RSR = K M_0 \left[\frac{Q \eta \mu_0 V_a}{\sqrt{8 k_B T \Delta \nu}} \right]^{1/2}. \qquad (43)$$

Embora seja difícil quantificar cada um dos parâmetros da equação acima, é possível avaliar a RSR entre diferentes bobinas através de medidas do fator de qualidade Q, sendo este um importante parâmetro para a avaliação do desempenho de bobinas receptoras.

2.2.2 Bobinas de superfície: *Surface Coils*

A bobina de superfície (*surface coils*[22, 42]), introduzida inicialmente em 1980 por Ackerman *et al.*[43] com o objetivo de se mapear metabolitos de tecidos vivos em tempo real e de maneira não invasiva é a geometria mais indicada para se operar como RX em experimentos que necessitem de alta RSR em regiões bem localizadas. Consiste basicamente de loops de fios (ou fitas) condutoras (Figura 21-a), cujo campo magnético gerado diminui rapidamente com a distância do plano da bobina, conforme ilustrado pelo perfil de campo magnético na Figura 21-b[22, 44].



(a) **(b)**

Figura 21 - (a) Geometria básica de uma bobina de superfície de raio a, assumindo que o campo B_0 encontra-se ao longo do eixo-z. (b) Campo magnético normalizado ao longo do eixo-y gerado pela bobina de superfície.

Observamos que a intensidade de campo é maior próximo ao plano da bobina, decaindo rapidamente de modo que, de acordo com o principio de reciprocidade, só a região próxima à superfície da amostra se beneficia da alta sensibilidade produzida. Na prática, é possível se obter imagens com boa RSR para uma profundidade igual ao diâmetro da bobina. A grande vantagem da utilização de bobinas de superfície como RX é de possuir alta sensibilidade durante a recepção em comparação com bobinas volumétricas, considerando que a amostra foi excitada uniformemente por uma bobina transmissora.

Para se avaliar o campo magnético gerado podemos considerar o caso ideal de um loop simples no regime estático [45]. O campo produzido pode ser decomposto em uma componente axial e uma radial, descritos em função de integrais elípticas de primeira e segunda ordem (K e E, respectivamente[22, 46]), dadas por:

$$B_{rad} = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{y}{\left(x^2+y^2\right)\left[\left(a+\left(x^2+z^2\right)^{1/2}\right)^2+y^2\right]^{1/2}} \left[-K(k)+\frac{a^2+x^2+y^2+z^2}{\left[a-\left(x^2+z^2\right)^{1/2}\right]^2+y^2}E(k)\right] \quad (44)$$

e também

$$B_{ax} = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{1}{\left[\left(a+\left(x^2+z^2\right)^{1/2}\right)^2+y^2\right]^{1/2}} \left[K(k)+\frac{a^2-x^2-y^2-z^2}{\left[a-\left(x^2+z^2\right)^{1/2}\right]^2+y^2}E(k)\right] \quad (45)$$

sendo k dado por

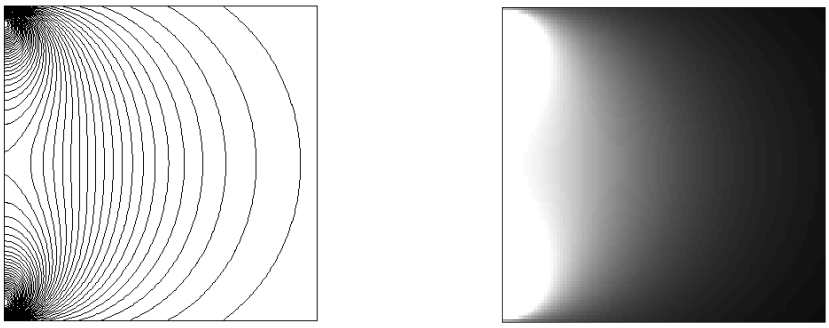
$$k^2 = \frac{4a\left(x^2+z^2\right)^{1/2}}{\left[\left(a+\left(x^2+z^2\right)^{1/2}\right)^2+y^2\right]}. \quad (46)$$

Uma vez que o campo $\vec{B}_0$ encontra-se alinhado ao longo do eixo-z de acordo com a Figura 21-a, as componentes que são relevantes para experimentos de RMN são B_x e B_y, dados por:

$$B_x = B_{rad} \sin\theta \qquad (47)$$

$$B_y = B_{ax} \ . \qquad (48)$$

Com as equações acima é possível simular o campo produzido por bobinas de superfície em condições muito próximas as obtidas experimentalmente, como mostra a figura 22.



(a) **(b)**

Figura 22 - Mapa de campo magnético produzido por uma bobina de superfície para o plano xy da Figura-21. (a) Distribuição das linhas de campo com mesma intensidade. (b) Mesmo mapa de campo, mas em escala de cinzas.

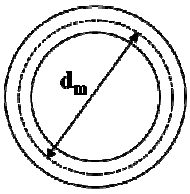
Notamos claramente pela Figura 22-b a alta intensidade de campo na região próxima ao plano da bobina e como esta intensidade decai rapidamente ao longo do eixo axial. No entanto, se a amostra for localizada muito próxima da bobina o fator de qualidade diminui drasticamente devido às perdas introduzidas pelo fato da amostra ser condutiva. Para evitar esse efeito geralmente posiciona-se a amostra a certa distância da bobina, sendo de aproximadamente 1/10 do diâmetro.

Portanto, as dimensões da bobina são determinantes para o seu projeto, influenciando diretamente a região que será sensível nos experimentos, a RSR e parâmetros elétricos como a indutância. Se as dimensões forem escolhidas de modo que a reatância indutiva X_L ($X_L = \omega L = 2\pi f_0 L$) para uma dada frequência seja muito baixa, as perdas devido às soldas dos capacitores tornam-se dominantes. Por outro lado, se para uma determinada frequência a reatância indutiva é muito alta, as perdas dielétricas na amostra passam a ser dominantes. Existe ainda a possibilidade de que bobina seja auto-ressonante na frequência de interesse, diminuindo drasticamente o seu fator de qualidade e, consequentemente, sua RSR. Na prática, a bobina deve ser projetada para ter uma auto-indutância (L) tal que sua reatância indutiva esteja no intervalo de 20Ω a 200Ω[22] na frequência de operação. Ou seja,

$$20\Omega < 2\pi f_0 L < 200\Omega . \qquad (49)$$

Pode-se aumentar ou diminuir a auto-indutância alterando-se suas características geométricas, como o diâmetro do loop, o diâmetro do fio ou mesmo variando-se o número de loops. Para frequências altas, em que o comprimento de onda se aproxima das dimensões da bobina, utilizam-se capacitores distribuídos em série com a bobina com o objetivo de diminuir o comprimento elétrico dos condutores[47].

A estimativa da auto-indutância de algumas geometrias conhecidas de bobinas de superfície pode ser feita utilizando-se fórmulas tabeladas[48]. Para a geometria do tipo loop com *n* voltas que utiliza fio condutor de diâmetro ϕ, a auto-indutância pode ser calculada pela fórmula indicada na figura 23.



$$L = \frac{\pi}{5} n^2 d_m \left[\ln\left(\frac{8 d_m}{\phi} \right) - 2 \right]$$

Figura 23 - Ilustração de uma bobina de superfície tipo loop com *n* voltas, diâmetro médio d_m e diâmetro do fio ϕ.

A expressão acima é uma aproximação de uma expressão mais complexa para a auto-indutância de um loop circular de fio que pode ser encontrada em expressões tabeladas[48] juntamente com a expressão para outras geometrias, lembrando que a indutância obtida é dada em *nH* e as dimensões devem estar em *mm*.

2.2.3 Bobinas multicanais: *Phased Array Coils*

Como vimos anteriormente, bobinas de superfície são capazes de fornecer uma alta RSR em regiões bem localizadas, cuja profundidade com alta sensibilidade é igual ao diâmetro das bobinas. Em aplicações que necessitam de um grande campo de visão (*Field of View, FOV*), como imagens de coluna ou de outros órgãos mais extensos, o uso de bobinas de superfície comum torna-se inviável devido ao comprimento elétrico das bobinas se aproximarem do comprimento de onda da RF para magnetos de alto campo (maior que 1.5 T). Para solucionar esse problema, em 1990 Roemer et. al sugerem um conjunto de bobinas receptoras denominado *NMR Phased Array*[2] capaz de produzir imagens com RSR semelhante às bobinas

de superfície mas para grandes FOV´s. Esse tipo de bobinas receptoras, também conhecidas como bobinas multicanais (*multi-channel coils*), consiste basicamente de um conjunto de bobinas de superfície localizadas de modo que cada bobina opere de forma independente durante a recepção do sinal de RMN de uma dada região, cobrindo um dado volume de interesse. Dessa forma, cada bobina necessita ter um pré-amplificador e um receptor associado, implicando na necessidade de que o sistema de IRM possua mais de um canal de recepção.

Para cada bobina compondo o *Phased Array*, o sinal é adquirido, digitalizado e combinado de diferentes formas[2], resultando em uma imagem com alta RSR em um grande volume. Esse conceito de recepção simultânea utilizando um conjunto de bobinas de RF é análogo a operação de arranjos de antenas utilizados em radares e aparelhos de ultra-sons.

Além da grande vantagem de possibilitar a aquisição de imagens com alta RSR para grandes FOV´s, com desenvolvimento do *NMR Phased Array* tornou-se possível a implementação de técnicas de aquisição paralela (*Parallel Imaging*[49-51]) amplamente utilizada atualmente em aplicações de IRM que necessitem de boa resolução temporal, como imagens cardíacas e *fMRI*.

2.2.3.1 Interação e Desacoplamento entre os elementos do Phased Array

O problema central no desenvolvimento de bobinas multicanais é obter o desacoplamento entre cada elemento de modo que cada bobina opere independentemente durante a recepção do sinal. Para melhor ilustrar o problema, analisaremos o caso em que dois *loops* idênticos e sintonizados na mesma frequência f_0 estão localizados próximos um do outro, como ilustra a figura 24.

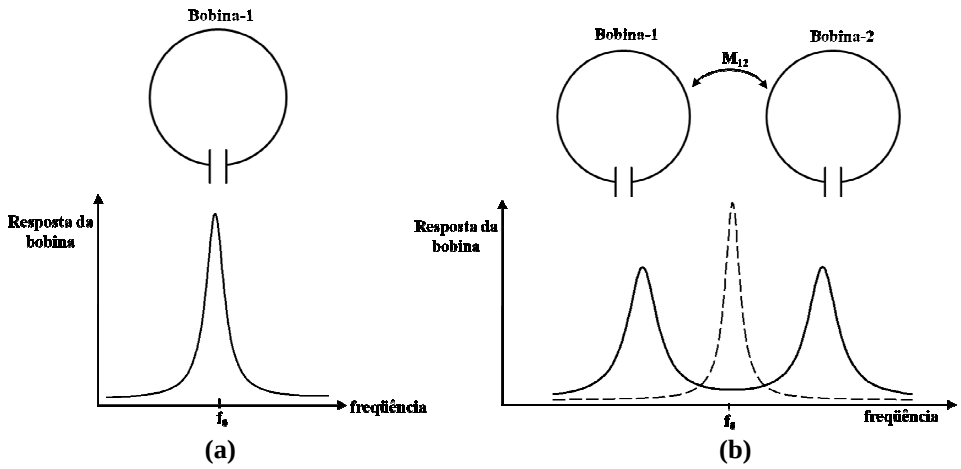
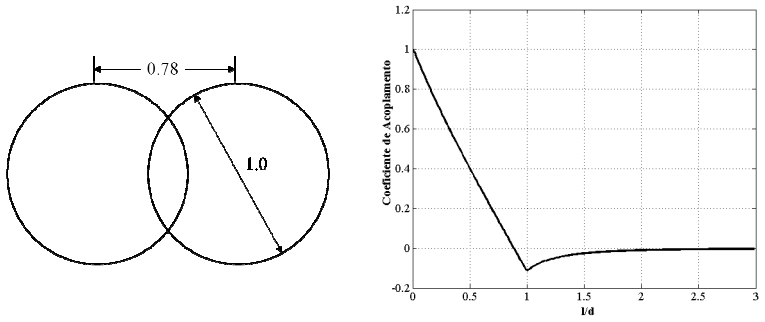


Figura 24 - (a) Resposta da bobina em função da frequência para: (a) Um loop sintonizado em uma frequência f_0. (b) dois loops idênticos sintonizados na mesma frequência f_0 que estão próximos um do outro e acoplados por uma indutância mútua M_{12}.

A Figura 24-a mostra a resposta em função da frequência para um único loop sintonizado inicialmente a uma dada frequência f_0. A presença de um segundo loop e idêntico ao primeiro (Figura 24-b) dá origem a uma indutância mútua M_{12} entre as bobinas 1 e 2, resultando em um *split* na frequência de ressonância, diminuindo drasticamente a sensibilidade e a RSR das bobinas na frequência f_0. Além disso, o sinal e o ruído captado por uma bobina são transferidos para a bobina vizinha via indutância mútua, impossibilitando distinguir a informação captada por cada bobina.

Para se reduzir esse tipo de acoplamento a valores desprezíveis, geralmente utilizam-se duas técnicas combinadas: 1) Através da sobreposição geométrica de bobinas vizinhas próximas, minimizando o acoplamento magnético via indutância mútua. 2) Utilizando pré-amplificadores de baixa impedância para eliminar a circulação de corrente nas bobinas e eliminar a interação entre as bobinas vizinhas distantes.

A primeira forma de desacoplamento é obtida calculando-se o fator de acoplamento magnético (k_m) em função da distância de separação entre bobinas e tomando o valor mais próximo de zero, conforme ilustrado pelas figuras abaixo.



(a) (b)

Figura 25 - (a) Distância ótima entre dois loops de diâmetro unitário, resultando em um acoplamento magnético próximo de zero. (b) Coeficiente de acoplamento magnético em função da razão entre a separação *l* e o diâmetro *d* dos loops.

Para o cálculo de K_m utilizamos a seguinte definição para a indutância mútua entre dois *loops*[22-23]:

$$M_{i,j} = k_m \sqrt{L_i L_j} \qquad (50)$$

sendo L_i e L_j as auto-indutâncias das bobinas *i* e *j*, respectivamente, e $M_{i,j}$ a indutância mútua entre ambas. Para uma dada geometria, L_i, L_j *e* $M_{i,j}$ podem ser obtidas resolvendo-se as seguintes integrais[23, 48]:

$$L = \frac{\mu_0}{4\pi I^2} \iiint_{V'} \iiint_{V} \frac{J(\vec{r}) \cdot J(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dv dv' \qquad (51)$$

$$M_{i,j} = \frac{\mu_0}{4\pi I_1 I_2} \iiint_{V_1} \iiint_{V_2} \frac{J_1(\vec{r}_1) \cdot J_2(\vec{r}_2)}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} dv_2 dv_1 . \qquad (52)$$

Com isto, é possível encontrar qual é a separação ótima entre duas bobinas vizinhas superpostas de modo que o acoplamento magnético entre ambas seja nulo, como ilustra a Figura 25-b.

A técnica de sobreposição geométrica é eficiente somente para eliminar o acoplamento magnético existente entre bobinas vizinhas, de modo que o acoplamento entre as bobinas mais distantes continua presente.

A segunda forma de desacoplamento se dá pela inserção de pré-amplificadores de baixa impedância na entrada das bobinas. Para entendermos como o acoplamento entre bobinas não vizinhas pode ser diminuído a níveis desprezíveis vamos considerar um modelo elétrico que descreva a interação via indutância mútua entre duas bobinas de superfície como sendo o primário e o secundário de um transformador[2], representado pela figura abaixo.

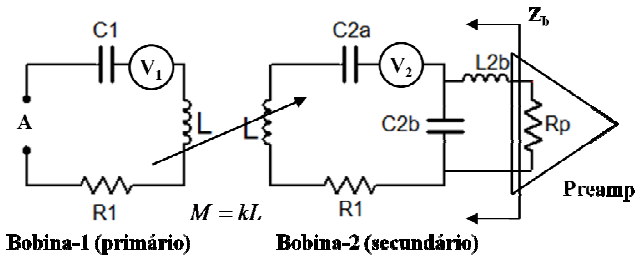


Figura 26 - Modelo elétrico de um transformador representando a interação via indutância mútua ente duas bobinas de superfície. A bobina-2 possui um pré-amplificador com impedância de entrada R_p. V_1 e V_2 são os sinais de NMR captados pelas bobinas.

Considerando inicialmente que a bobina-2 está em ressonância e desacoplada da bobina-1 de modo que a soma das reatâncias indutivas ($X_L = \omega L$) e capacitivas ($X_L = 1/\omega C$) na frequência de ressonância é dada por:

$$X_L - X_{C_{2a}} - X_{C_{2b}} = 0. \qquad (53)$$

Assim, a expressão para a impedância resultante Z_b na entrada do pré-amplificador é dada por:

$$Z_b = \frac{X_{C_{2b}}^2}{R_1} + j\left(X_{L_{2b}} - X_{C_{2b}}\right). \qquad (54)$$

Para que a parte real de Z_b seja igual a 50Ω devemos ter que:

$$\begin{cases} \dfrac{X_{C_{2b}}^2}{R_1} = 50 \\ X_{L_{2b}} - X_{C_{2b}} = 0 \end{cases}. \qquad (55)$$

O resultado para o sistema de equações acima é dado por:

$$X_{L_{2b}} = X_{C_{2b}} = \sqrt{50R_1} \equiv X_2. \qquad (56)$$

A presença do indutor L_{2b} no circuito da Figura 26 se deve ao fato de que, juntamente com o capacitor C_{2b}, estes formam um circuito ressonante se a resistência R_p do pré-amplificador for nula. Nessa situação, esse circuito LC paralelo bloqueia qualquer corrente circulando pela bobina, mas permite a captação do sinal de RMN pelo pré-amplificador. Logo, se não há corrente circulando pela bobina durante a recepção não há transferência de ruído ou sinal de RMN proveniente das bobinas vizinhas, fazendo com que cada bobina passe a operar de forma independente.

A eficiência no desacoplamento utilizando essa técnica depende do valor que pode ser obtido na prática para a impedância de entrada do pré-amplificador, de modo que quanto menor a impedância melhor é o desacoplamento. Tipicamente, esses pré-amplificadores possuem impedâncias de 3Ω a 5Ω, resultando em figuras de ruído menores do que 0.5 dB[2].

Considerando agora que as bobinas 1 e 2 estão acopladas entre si via indutância mútua, a impedância da bobina-1 vista no terminal A é dada por

$$Z_A = R_1 + \frac{\omega^2 L^2 k^2}{R_1 + \left(X_2^2 / R_p\right)}. \qquad (57)$$

O segundo termo da equação acima está relacionado com o acoplamento entre as bobinas, de modo que se $k=0$ ou se $R_p=0$ o segundo termo se anula resultando em uma impedância $Z_A=R_1$, que é a mesma impedância de uma bobina isolada na condição de ressonância. Na prática é impossível se obter valores de $k=0$ ou $R_p=0$ e a combinação das duas técnicas (sobreposição geométrica uso de pré-amplificadores de baixa impedância) é a melhor opção para bobinas multicanais. A figura abaixo ilustra um exemplo de um *Phased Array* linear típico com quatro canais de recepção que utiliza desacoplamento por sobreposição geométrica e pré-amplificadores de baixa impedância, geralmente utilizado para obtenção de imagens de coluna, que necessitam alta RSR em um grande FOV.

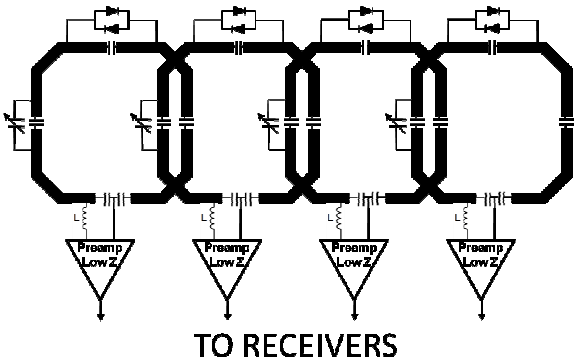


Figura 27 - Exemplo de um *Phased Array* linear com 4 canais de recepção que utiliza sobreposição geométrica e pré-amplificadores de baixa impedância para o desacoplamento entre as bobinas.

O avanço da tecnologia no desenvolvimento de pré-amplificadores de baixa impedância possibilitou o desenvolvimento de bobinas *Phased Array* com um número de elementos cada vez maior, atingindo valores de até 128 bobinas simultâneas[52-53]. No entanto, o alto custo devido ao aumento do número de canais de recepção necessários no espectrômetro restringe os equipamentos comerciais em até 32 canais, comuns em equipamentos de 3T.

2.2.4 Circuitos de *Tuning* e *Matching* balanceados

As seções anteriores consideram que a homogeneidade de campo produzida pelas bobinas transmissoras e a RSR das bobinas receptoras dependem somente de aspectos relacionados à geometria das bobinas. No entanto, é necessário de alguma forma conectar as bobinas ao espectrômetro para transferir potência de RF e captar o sinal de RMN induzido pelos *spins* da amostra.

Durante a transmissão, a potência de RF deve ser transmitida à bobina com o mínimo de potência refletida possível. Para isto, o transmissor, a bobina e os cabos de RF devem ter a mesma impedância característica Z_0, que depende da indutância (L_0) e da capacitância (C_0) por unidade de comprimento do cabo de acordo com a seguinte expressão:

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}} \,. \qquad (58)$$

Em IRM é comum a utilização de cabos de RF coaxiais com $Z_0=50\Omega$. Assim, as bobinas de RF devem ter um circuito capaz de transformar a impedância complexa em uma impedância real de 50Ω na frequência de ressonância utilizando os chamados circuitos de sintonia e acoplamento (*tuning and matching circuits*[54-55]), que consistem basicamente de associações de capacitores[42] com a possibilidade do uso de indutores[56]. Durante a recepção o sinal deve ser transmitido integralmente para o pré-amplificador, que geralmente possui impedância de entrada de 50Ω, ou para o caso de *Phased Arrays*, impedância entre $3\text{-}5\ \Omega$. Assim, a impedância da bobina deve ser a mesma dos cabos que conduzem o sinal até a entrada do pré-amplificador, necessitando também um circuito de transformação de impedâncias.

Podemos representar uma bobina de RF como um circuito RLC desconhecido (caixa preta, Figura 28) possuindo uma impedância complexa dependente da frequência. Assim, devemos encontrar uma configuração em que a impedância de entrada da bobina seja real e igual a Z_0 na frequência de ressonância ω_0.

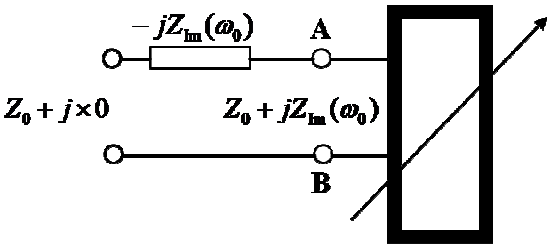


Figura 28 - Esquema representando uma bobina de RF por uma caixa preta desconhecida, ilustrando o procedimento para o ajuste da sintonia e do acoplamento.

O procedimento para transformação de impedâncias consiste em sintonizar a frequência de ressonância do circuito RLC representado pela figura acima tal que a parte real seja igual a Z_0 na frequência ω_0 entre os pontos A e B e em seguida, adicionar uma impedância em série para anular a componente complexa da impedância.

Um exemplo de circuito bastante utilizado para transformação de impedâncias é o circuito de acoplamento capacitivo em série, cujo esquema elétrico é dado pela seguinte figura:

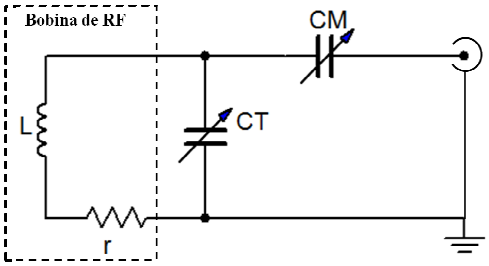


Figura 29 - Circuito de sintonia e acoplamento capacitivo série. A indutância L e a resistência r representam a bobina de RF e C_T e C_M são os capacitores de *Tuning* e *Matching*, respectivamente.

Para o circuito acima, o fator de qualidade da bobina Q_L é dada pela seguinte expressão:

$$Q_L = \frac{\omega L}{r}. \qquad (59)$$

Considerando que $X_L = \omega L$, $X_{CT} = 1/\omega C_T$ e $X_{CM} = 1/\omega C_M$, é possível demonstrar que se $Q_L X_L >> Z_0$, então[57]:

$$X_{CM} = \sqrt{Q_L X_L Z_0} \qquad (60)$$

$$\frac{1}{X_{CT}} = \frac{1}{X_L} - \frac{1}{X_{CM}}. \qquad (61)$$

Uma vez que Q_L e X_L podem ser determinados experimentalmente, as equações acima permitem encontrarmos os valores de C_T e C_M que transformam a impedância complexa da bobina em uma impedância real e igual a Z_0.

2.2.4.1 Circuitos Balanceados

O fato de que existe um campo elétrico associado ao campo magnético gerado pelas bobinas representa uma fonte de perda dielétrica e perda por radiação, que diminuem a sensibilidade das bobinas e, consequentemente, a RSR.

As perdas dielétricas ocorrem devido ao acoplamento capacitivo entre amostra e bobina quando há linhas de campo elétrico na região da amostra. Uma vez que a perda de energia correspondente a este mecanismo é proporcional ao quadrado do campo elétrico, é possível reduzir as perdas por um fator de 4 simplesmente equilibrando o potencial na bobina com relação ao terra[22, 57].

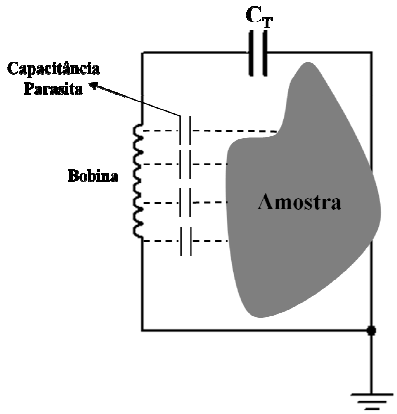


Figura 30 - Acoplamento existente entre bobina-amostra ilustrando a capacitância parasita existente.

Além da diminuição do fator de qualidade devido às perdas dielétricas introduzidas, a frequência de ressonância sofre uma alteração devido à presença de capacitâncias parasitas em paralelo com o capacitor de sintonia C_T, deslocando a frequência de ressonância para valores mais baixos.

O outro mecanismo de perda existente devido ao não balanceamento da bobina é a perda por radiação ou efeito antena. Esse efeito ocorre quando o comprimento da bobina atinge 1/10 ou mais do comprimento de onda da RF no condutor na frequência de operação, implicando em uma variação da intensidade da corrente ao longo do comprimento da bobina e aumentando as perdas por radiação, o que diminui o fator de qualidade e a RSR.

Em 1983, Murphy-Boesh e Koretsky[58] sugeriram uma alteração bastante simples no circuito da Figura 29 para tornar o circuito balanceado e diminuir as perdas elétricas na bobina introduzidas pela amostra. A idéia consiste em substituir o capacitor de *matching* (C_M) por dois capacitores em série com o dobro do valor cada, conectando-se um dos terminais da bobina no ponto de terra e o outro no cabo de RF, de acordo com a Figura 31-a.

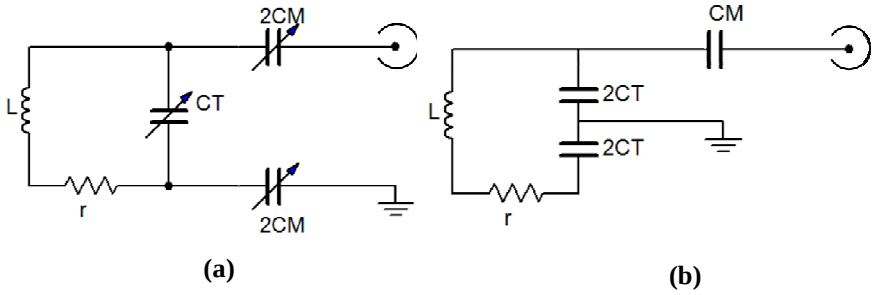


Figura 31 - Circuito balanceado capacitivo com (a) S*pliting* no capacitor de *matching*. (b) S*pliting* no capacitor de *tuning*.

Como a impedância resultante dos dois capacitores $2C_M$ é a mesma, a corrente que circula pelos capacitores de *matching* é a mesma, forçando a tensão com relação ao terra a ser a mesma mas com oposição de fase e tendo metade da amplitude se comparada com o caso não balanceado, satisfazendo a exigência de balanceamento da bobina e reduzindo as perdas elétricas. A Figura 31-b mostra uma configuração de circuito balanceado em que o capacitor de *Tuning* sofre o *split* ao invés do capacitor de *Matching*, de modo que os argumentos utilizados para o balanceamento da bobina são os mesmos.

2.2.5 Circuitos de desacoplamento ativo e passivo

Em experimentos que necessitam utilizar diferentes geometrias de bobinas para a transmissão e recepção, como por exemplo, a utilização de uma bobina volumétrica para obter uma excitação homogênea e uma bobina de superfície para se obter máxima RSR, é necessário o desacoplamento entre as bobinas durante a fase de transmissão e recepção[59-60]. As formas de desacoplamento podem ser utilizando pares de diodos cruzados (desacoplamento passivo) ou utilizando os chamados diodos PIN (desacoplamento ativo).

2.2.5.1 Desacoplamento Passivo

Para bobinas linearmente polarizadas, uma forma de desacoplamento passivo é obtido simplesmente através do posicionamento geométrico relativo entre as bobinas, de forma que o campo produzido pela transmissora não seja interceptado pela receptora. No entanto, na prática é muito difícil de obter um desacoplamento geométrico perfeito, o que impõe grandes restrições no posicionamento das bobinas e da amostra, além de ser ineficiente para o caso de bobinas circularmente polarizadas.

Para se conseguir um bom desacoplamento entre bobinas transmissoras e receptoras independentemente se estas são linearmente ou circularmente polarizadas, é comum a combinação do desacoplamento geométrico e a utilização de circuitos especificamente projetados para a transmissão e recepção que utilizam pares de diodos cruzados, conforme ilustrado pela figura 32.

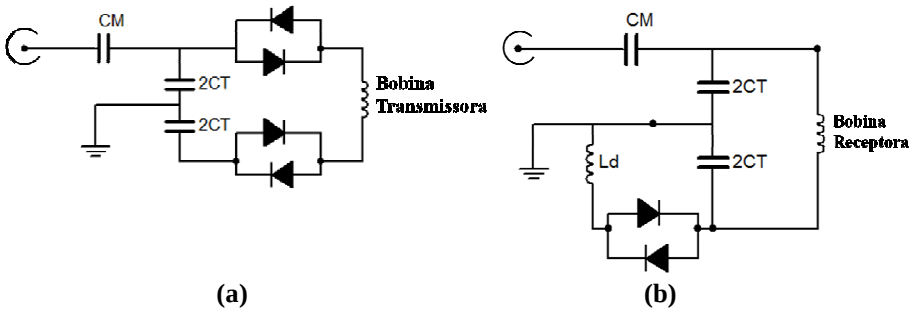


Figura 32 - Esquema elétrico de um circuito com desacoplamento passivo para: (a) Bobina transmissora. (b) Bobina receptora.

O circuito da Figura 32-a é utilizado para bobinas transmissoras, de modo que a alta potência da RF durante a fase de transmissão dos pulsos polariza os diodos em sentido direto e o circuito comporta-se como o da Figura 31-b, permitindo que a transmissão ocorra de forma totalmente independente da bobina receptora. Durante a fase de recepção em que o nível de sinal é muito baixo, os diodos cruzados representam uma alta impedância (da ordem de kΩ) à passagem da corrente, fazendo com que a bobina fique aberta e independente da bobina receptora.

Já o circuito ilustrado pela Figura 32-b é específico para bobinas receptoras, utilizando um método conhecido como inserção de pólo[61-62]. Este método basicamente adiciona um circuito LC paralelo ressonante (representado na Figura 32-b pelo indutor L_d em paralelo com o capacitor *2CT*) em série com a bobina. Durante a fase de transmissão em que a alta potência de RF polariza os pares de diodos cruzados em sentido direto, a presença desse circuito *LC* ressonante representa uma alta impedância para as correntes induzidas na frequência de

ressonância f_0, bloqueando qualquer corrente induzida na bobina devido ao campo produzido pela transmissora. O valor do indutor L_d utilizado para o desacoplamento pode ser calculado por:

$$\omega_0 = 2\pi f_0 = \frac{1}{\sqrt{L_d C_T}} \Rightarrow L_d = \frac{1}{4\pi^2 f_0^2 C_T}. \qquad (62)$$

Durante a recepção do sinal em que o nível da RF é muito baixo, os diodos cruzados deixam o indutor L_d fora do circuito de sintonia e a bobina opera como receptora independentemente da transmissora.

Uma consequência da utilização de diodos cruzados para o desacoplamento durante a fase de transmissão é que, devido ao fato do diodo conduzir somente após uma tensão de aproximadamente 0.6 V, isto causa uma distorção na forma dos pulsos de RF para valores de corrente próximos de zero, conhecido como *cross-over*. Essa distorção na forma do pulso afeta o perfil de seleção dos planos, uma vez que a TF desses pulsos também apresenta distorções. A figura figura 33 ilustra pulsos de RF do tipo *sin(x)/x* com e sem efeito de *cross-over* e suas respectivas transformadas de Fourier.

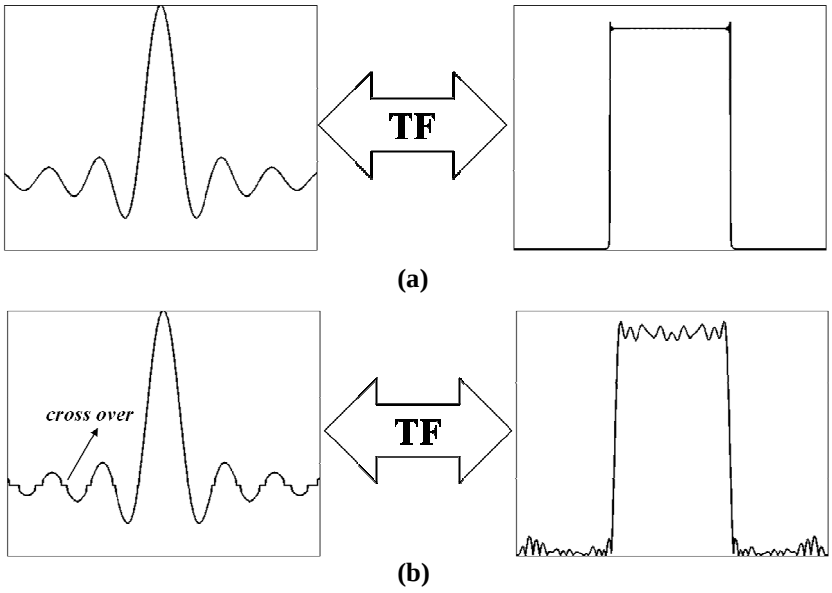


Figura 33 - Pulso de RF do tipo *sin(x)/x* e sua correspondente TF (a) sem distorção de *cross over*. (b) com distorção de *cross over*.

2.2.5.2 Desacoplamento Ativo

Circuitos de desacoplamento ativo utilizam os chamados diodos PIN[63] no lugar de pares de diodos cruzados. Este tipo de diodo é polarizado em sentido direto por um circuito externo com alimentação de corrente contínua (*Direct Current, DC*) sincronizada com a sequência de

pulsos, funcionando basicamente como uma chave liga/desliga para a RF. A conexão entre os diodos PIN com a fonte de alimentação DC necessita a utilização de indutores de alta reatância indutiva na frequência de operação, chamados de RF *Chocke* (RFC), com o objetivo de bloquear qualquer interferência de RF proveniente da fonte DC, permitindo somente a passagem da corrente necessária para o controle dos diodos PIN.

Os circuitos de desacoplamento para a transmissão e recepção utilizando diodos PIN conectados com a fonte de controle DC via RFC são ilustrados pelas figura 34.

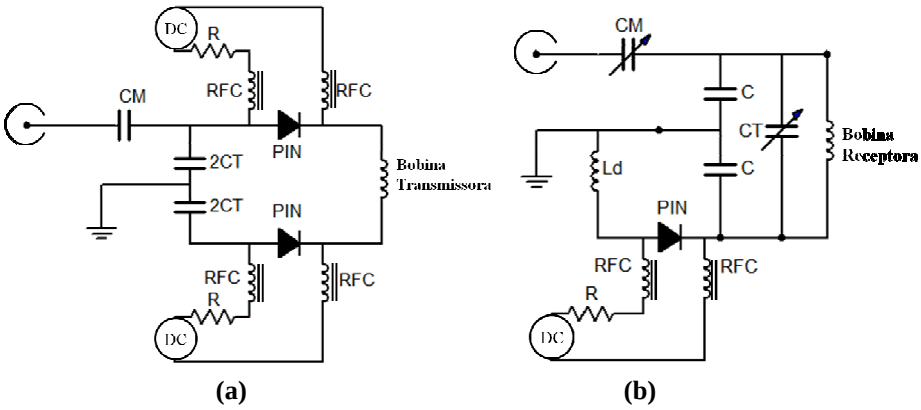


Figura 34 - (a) Esquema elétrico de uma configuração de circuito com desacoplamento ativo para (a) Bobina transmissora. (b) Bobina receptora.

A principal vantagem da utilização de circuitos com desacoplamento ativo durante a transmissão é a ausência do efeito *cross over* nos pulsos de RF, pois o chaveamento do diodo PIN pode ser sincronizado diretamente com a sequência de pulsos, não ocorrendo uma queda de tensão de 0.6 volts para o inicio da condução dos diodos.

Durante a recepção, a vantagem do desacoplamento ativo com relação ao desacoplamento passivo é que a resistência elétrica (R_s) introduzida pelo diodo PIN é inversamente proporcional ao valor da corrente de polarização direta I_f (*Foward Bias Current*), como ilustra a curva de variação R_s versus I_f para um diodo PIN tipicamente utilizado em circuitos de desacoplamento ativo.

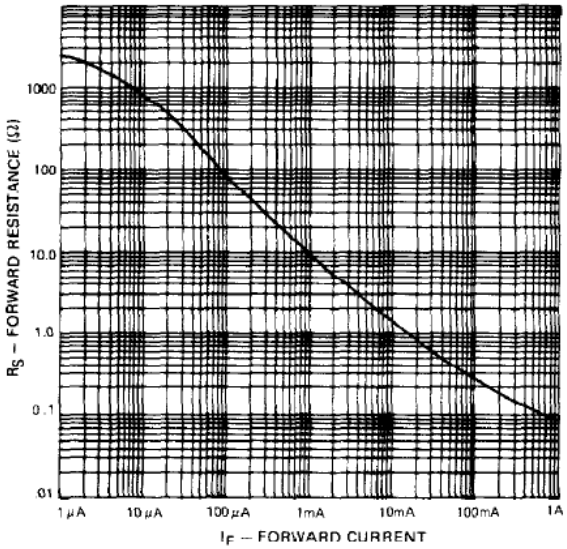


Figura 35 - Variação da resistência elétrica em função da corrente de polarização direta para o diodo PIN UM-4006 [63].

Assim, é possível controlar o valor da corrente I_f através do resistor R dos circuitos da Figura 34 de modo que o valor de R_s introduza o mínimo de perdas no circuito da bobina receptora, preservando o fator de qualidade e consequentemente a RSR da bobina.

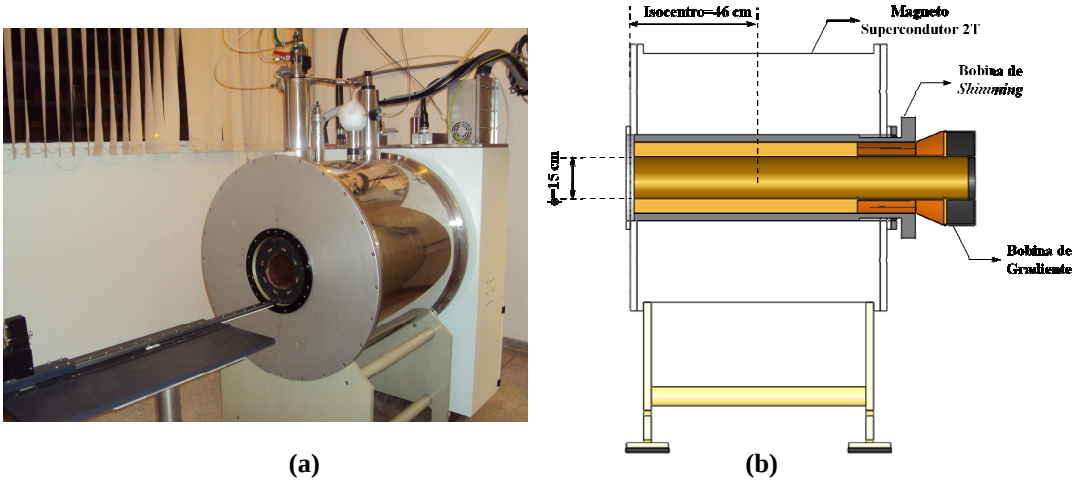
3 Desenvolvimento e caracterização das bobinas de RF

Neste capítulo descrevemos o desenvolvimento das geometrias de bobinas transmissoras e receptoras utilizadas. Previamente ao desenvolvimento das bobinas, encontra-se uma breve introdução ao sistema de imagens por RM para pequenos animais, atualmente instalado no CIERMag localizado no Instituto de Física de São Carlos – USP.

3.1 O sistema de IRM para pequenos animais

O sistema de imagens por RM para pequenos animais é constituído por um magneto supercondutor horizontal *31cm/2.0 T* (85310HR, *Oxford Instruments, Abingdon/England*), correspondendo a uma frequência de ressonância para o hidrogênio de *85.24 MHz*, em conjunto com bobinas de *shimming* passivo do mesmo fabricante. O conjunto de bobinas de gradientes foi desenvolvido localmente[21] e utiliza um sistema ativamente blindado [64] capaz de fornecer até *16 G/cm* em um cilindro de *15 cm x 15 cm* (diâmetro x comprimento). Todo o conjunto de amplificadores de gradientes e de RF incluindo o espectrômetro *Avance III / Biospec* são da *Bruker-Biospin* e foram adquiridos com recursos da FAPESP (projeto n° 2005/56663-1) como cooperação entre o laboratório de imagens do CIERMag e o projeto CInAPCe (Cooperação Interinstitucional de Apoio à Pesquisa sobre o Cérebro).

Além dos amplificadores e do espectrômetro, faz parte do conjunto adquirido da *Bruker* uma mesa com trilho e suporte para acomodação e posicionamento dos ratos e uma caixa blindada com filtros de passagem dos gradientes e da RF para atenuação do ruído externo, uma vez que a sala onde os experimentos são realizados não possui blindagem eletromagnética. A Figura 36-a mostra o conjunto constituído pelo magneto, bobina de *shimming*, bobina de gradiente, mesa para posicionamento e caixa blindada com filtros.



(a) (b)

Figura 36 - (a) Fotografia do magneto supercondutor Oxford/2T com mesa para posicionamento e Blindagem com filtros na extremidade do magneto. (b) Vista de seção do conjunto Magneto, bobina de *Shimming* e bobina de Gradiente.

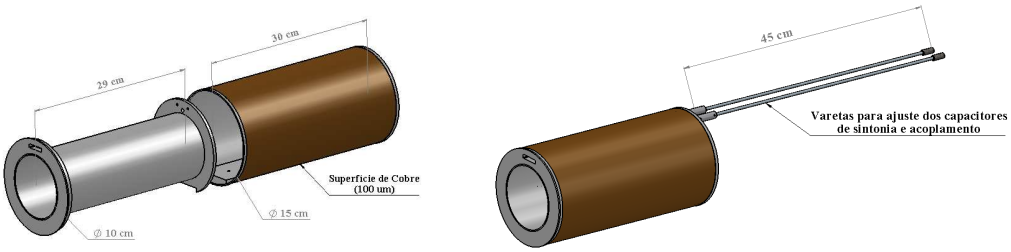
A Figura 36-b representa uma vista de seção de todo o conjunto com o diâmetro interno da bobina de gradiente e a distância da flange frontal do magneto até o seu centro.

3.2 Desenvolvimento das bobinas transmissoras

O ponto de partida no desenvolvimento de bobinas transmissoras é estabelecer as dimensões (comprimento/diâmetro) do suporte que será utilizado para a fixação dos condutores de cada uma das bobinas. Deve-se também considerar que, para evitar interferências eletromagnéticas com as bobinas de *shimming* e de gradiente, todas as bobinas de RF devem operar dentro de uma blindagem eletromagnética também conhecida como gaiola de *Faraday*. Os principais efeitos provocados no campo de RF pela presença da blindagem são a redução da sensibilidade da bobina, degradação da homogeneidade do campo de RF e redução da indutância total, deslocando o valor da frequência de ressonância para valores mais altos, podendo ser explicados através do método das imagens[23, 65].

Com o objetivo de se maximizar o volume útil do magneto para a obtenção de imagem equivalente a uma esfera de *10 cm* de diâmetro foi construída uma blindagem de RF utilizando um substrato de material dielétrico com *100 μm* de cobre depositado, garantindo boa condutividade para o efeito de blindagem da RF e alta resistência elétrica para evitar as *Eddy Currents* induzidas pelas bobinas de gradiente. Este substrato foi montado em uma superfície cilíndrica de ***P**olyvinyl **C**hloride* (PVC) com dimensões de *15 cm x 30 cm*

(diâmetro/comprimento), ocupando todo o diâmetro interno da bobina de gradiente. Os suportes utilizados para a montagem das bobinas também foram construídos em PVC, com dimensões de *10 x 29 cm* (diâmetro/comprimento) para ocupar o máximo volume interno da blindagem e permitir a construção de bobinas capazes de gerar um campo de RF com alta homogeneidade dentro do volume útil para os experimentos, conforme ilustrado pela Figura 37-a.



(a) **(b)**

Figura 37 - (a) Desenho ilustrando a Blindagem de RF e o suporte de PVC utilizado para a construção das bobinas transmissoras com suas respectivas dimensões. (b) Suporte montado dentro da blindagem de RF com as varetas para o ajuste dos capacitores de sintonia e acoplamento.

Para a construção dos *Birdcages* e do *DCS coil* foram utilizadas fitas de cobre de *0.3 mm* de espessura pela facilidade no manuseio e na fixação nos suportes de PVC e por apresentarem menor resistência elétrica devido à maior área de seção transversal em comparação com fios. Todas as bobinas foram construídas utilizando fitas condutoras com *20 cm* de comprimento para maximizar a homogeneidade ao longo do eixo axial das bobinas. A largura das fitas utilizadas no *Birdcage-8* e no *DCS coil* foi de *0.8 cm*, enquanto para o *Birdcage-16* foi de *0.5 cm* para minimizar interações devido à indutância mútua aumentando a distância entre os condutores. Todos os condutores e os substratos utilizados na montagem das bobinas foram usinados sob medida na oficina mecânica do IFSC. Os desenhos com as respectivas dimensões e os esquemas elétricos, incluindo o valor dos componentes utilizados para a sintonia e desacoplamento ativo das bobinas transmissoras, estão disponíveis no 0. Os condutores foram encaixados e fixados nos suportes de PVC utilizando-se cola LOCTITE-496, garantindo boa resistência de adesão às variações de temperatura que ocorrem durante a soldagem dos capacitores nas estruturas condutoras.

O próximo passo no desenvolvimento das bobinas transmissoras foi o processo de sintonia dos capacitores fixos dos *Birdcages* e do *DCS Coil* na frequência de ressonância próxima de *85.24 MHz*, uma vez que a sintonia precisa foi obtida através do circuito de *tuning/matching*. Este processo consiste em encontrar os valores dos capacitores que deixem as estruturas dos

Birdcages ressonantes no primeiro modo, de acordo com a equação 35. Para isto, utilizamos um par de bobinas de *pick-up* para uma sintonia por acoplamento indutivo, sendo que cada uma consiste de um *loop* de *2 cm* de diâmetro feitos de cabo coaxial RG-58 com o condutor central ligado à malha do cabo por um resistor de *50Ω*. O *pick-up loop* transmissor foi conectado a um gerador de RF (*Sweper-Morris Instruments, Modelo 610NV+*) e posicionado de modo a induzir corrente na estrutura das bobinas e produzir um campo linearmente polarizado, enquanto o *pick-up loop* receptor foi posicionado de modo a interceptar fluxo de campo de RF gerando uma f.e.m. que foi observada no osciloscópio. Assim, para cada valor resultante de uma associação de capacitores medimos a frequência de ressonância das bobinas com e sem a presença da blindagem, como indicam os gráficos abaixo.

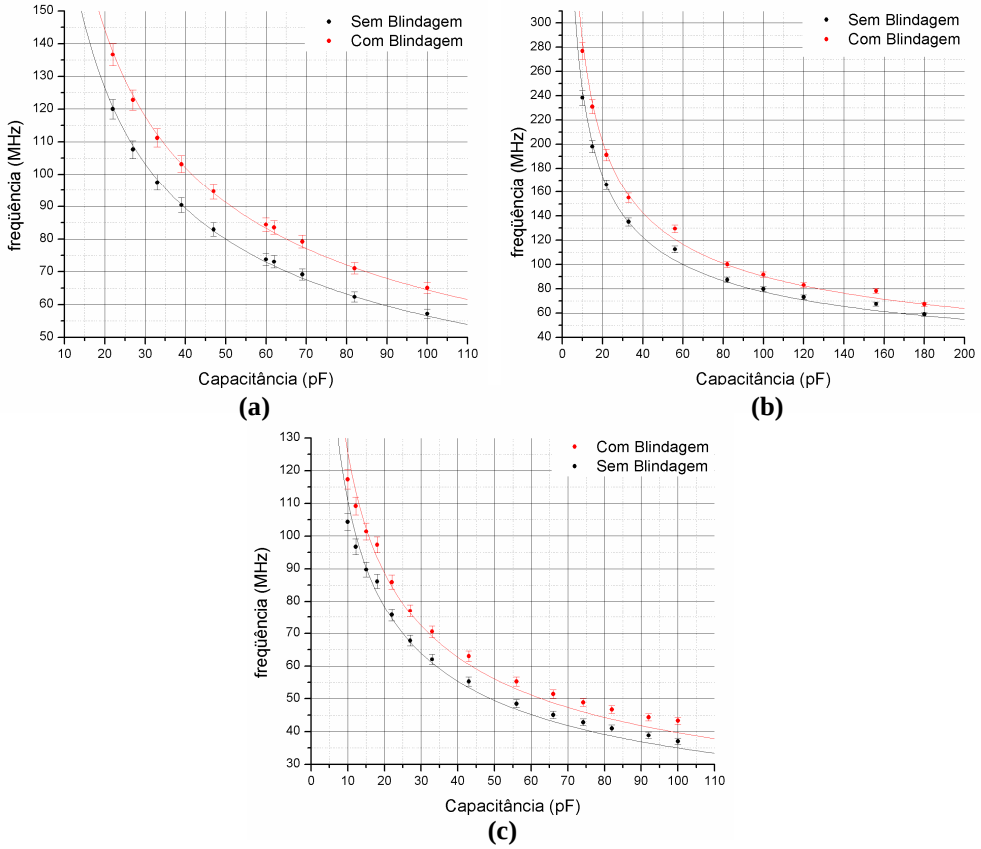


Gráfico 1 - Medidas da frequência de ressonância em função do valor da capacitância presente entre cada condutor para: (a) *Birdcage-8*. (b) *Birdcage-16*. (c) *DCS coil*.

Podemos comparar as capacitâncias obtidas experimentalmente para a frequência de *85.24 MHz* com os valores esperados teoricamente utilizando o software livre para projetos de *Birdcages* conhecido como *BirdcageBuilder* [32], que basicamente utiliza as equações 35, 36 e 37 para o cálculo da auto-indutância, da indutância mútua e da capacitância, adicionando os efeitos provocados pela blindagem de RF descritos anteriormente. Os resultados obtidos

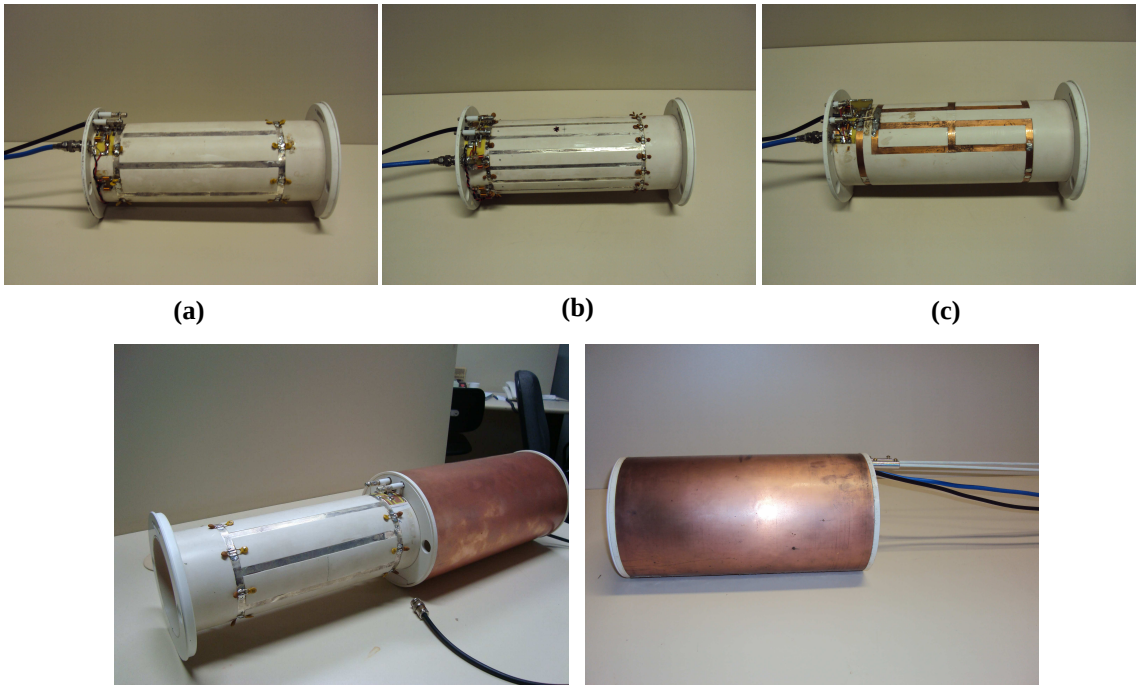
experimentalmente e utilizando o software *BirdcageBuilder* estão expressos pela tabela abaixo.

Tabela 2 - Valores teóricos de acordo com o software *BirdcageBuilder* e experimentais das capacitâncias necessárias para a sintonia dos *Birdcages* no primeiro modo de ressonância *(m=1)*.

	Birdcage-8	Birdcage-16
Cap. Calculada	51 pF	110 pF
Cap.Medida	58 pF	118 pF

Para o *DCS Coil* o valor da capacitância pode ser extraído diretamente pela curva do Gráfico 1-c, resultando em *C=22 pF* para *f=85MHz*.

A etapa seguinte consiste na conexão dos cabos coaxiais com impedância característica de *50Ω* às bobinas através do circuito de *tuning/matching* (Figura 31-b) e da inserção dos diodos PIN para o desacoplamento ativo durante a transmissão (Figura 34-a). Em todas as bobinas transmissoras foram utilizados cabos coaxiais RG-223 com comprimento de 1,17 metros, equivalendo a meio comprimento de onda (λ/2) na frequência de *85.24 MHz*. Os cabos λ/2 têm a característica de reproduzir a impedância que se encontra na extremidade do cabo, de modo que a impedância observada seja a mesma da bobina. Os capacitores variáveis utilizados (*Polyflon Company, Norwalk/CT*) para o ajuste da sintonia (C_T) e acoplamento (C_M) variam de *5pF-30pF*, sendo ajustados através de varetas de fibra de vidro que permitem que os ajustes sejam feitos fora do magneto (Figura 37-b). Os diodos PIN utilizados foram o UM-4006 (*Microsemi Corporation, Watertown/MA*) polarizados com uma corrente de *200 mA*, representando uma resistência de *0.2 Ω* para cada diodo, de acordo com a curva da Figura 35. Cabos *Twin Axial* de duas vias foram utilizados para a polarização dos diodos com +5V durante o pulso de transmissão e -34V durante o período de recepção conectados aos diodos através de RFC possuindo reatância indutiva de *1kΩ* em *85.24 MHz*. A Figura 38 mostra as bobinas transmissoras construídas, assim como a blindagem de RF utilizada.



(a) **(b)** **(c)**

(d) **(e)**

Figura 38 - Fotografia das bobinas transmissoras construídas: (a) Birdcage-8. (b) Birdcage-16. (c) *DCS Coil*. (d,e) Birdcage-8 com a blindagem de RF.

Com a finalidade de verificar a sintonia das bobinas medimos o coeficiente de reflexão ou parâmetro S_{11} (ver Apêndice B) utilizando um analisador de redes (*Network Analyser*, *Agilent Technologies – E5061A, 300 kHz -1.5 GHz*). As figuras abaixo representam as saídas obtidas com o *Network Analyzer* mostrando as medidas de S_{11} utilizando um *span* de *150 MHz* em torno de *85.24 MHz*. Para os *Birdcages* é possível identificarmos os diferentes modos de ressonância (Figura 39-a e Figura 39-b), enquanto que para o *DCS coil*, conforme esperado, notamos apenas um modo de ressonância.

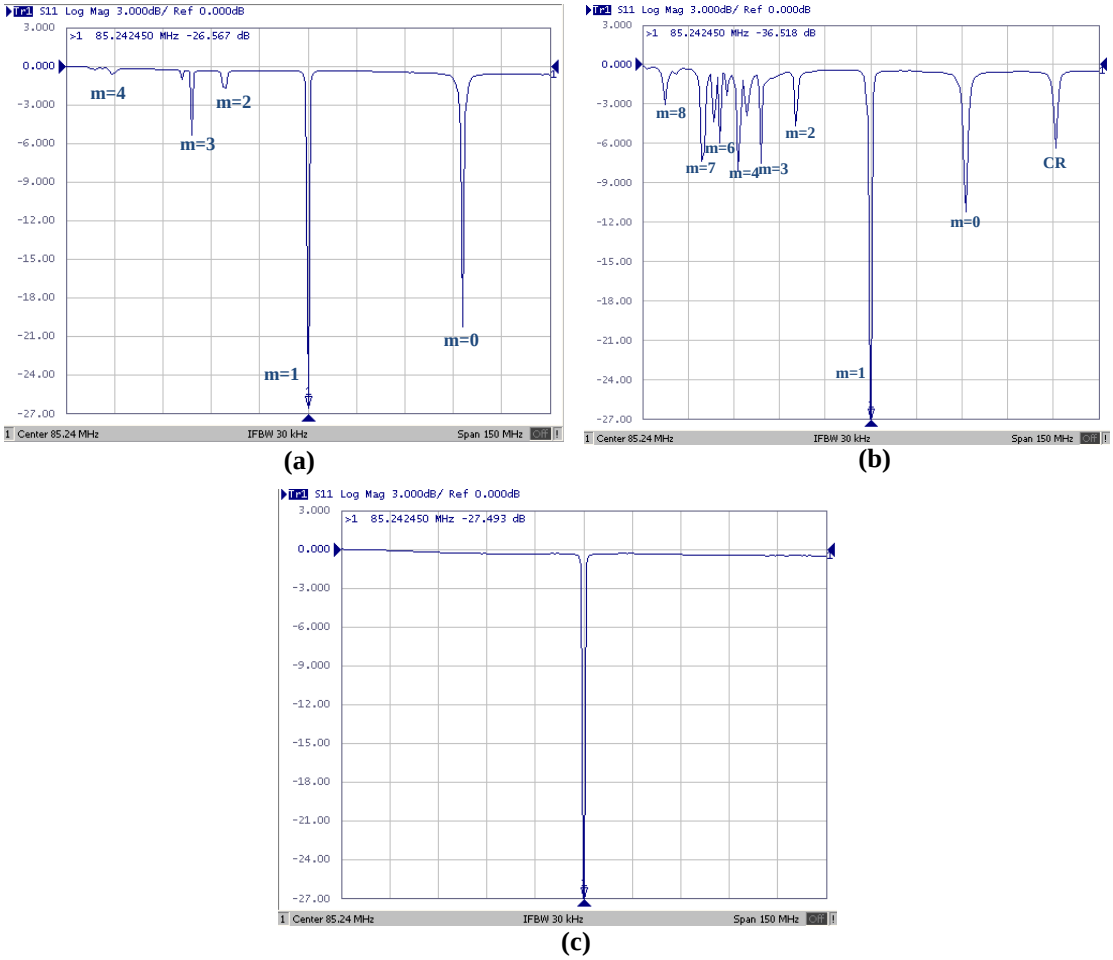


Figura 39 - Medidas de S_{11} para um *span* de 150 MHz em torno de 85.24 MHz para (a) *Birdcage-8*. (b) *Birdcage-16*. (c) *DCS coil*.

Os efeitos devido às imperfeições durante a construção das bobinas e às diferenças nos valores dos capacitores utilizados se refletem sob a forma de uma assimetria nos espectros de S_{11}, resultando em um *split* em alguns dos modos ressonantes [28, 66-67]. Esse efeito é evidente no espectro de S_{11} para o *Birdcage-16*, em que os modos m=4 e m=6 aparecem com dois picos de ressonância cada. Para o *Birdcage-16* notamos a existência de um modo de frequência mais alta do que o modo *m=0*, ocorrendo em *146 MHz*. Este modo é conhecido como *Co-Rotational mode* (CR) e ocorre devido ao acoplamento mútuo entre os *end-rings* quando as correntes estão em fase[68].

A tabela abaixo contém os valores das frequências de todos os modos medidos através das Figuras 39-a e 39-b e também os valores teóricos calculados utilizando a equação 35.

Tabela 3 - Valores teóricos e experimentais de frequências obtidos para os diferentes modos de ressonância dos *Birdcages 8 e 16*.

	Frequência (MHz)			
	Birdcage-8		Birdcage-16	
modo	**Teórico**	**Experimental**	**Teórico**	**Experimental**
0	134.15	133.18	123.30	116.6
1	85.24	85.24	85.24	85.24
2	54.57	59.31	54.05	60.82
3	43.28	49.36	39.27	49.36
4	40.29	46.35	31.47	41.83
5	____	____	27.01	37.91
6	____	____	24.42	33.69
7	____	____	23.05	29.77
8	____	____	22.62	17.71

Lembrando que o modo m=1 é o modo que resulta na distribuição de corrente desejada e que produz um campo magnético homogêneo no interior da bobina. A discrepância entre os valores da tabela acima obtidos experimentalmente com os valores calculados pela equação 35 se deve ao fato de que este modelo considera apenas a auto-indutância das barras condutoras e dos *end rings*, desprezando os efeitos devido a indutância mútua entre esses elementos.

3.3 Desenvolvimento das bobinas receptoras

Conforme já mencionado na seção 2.2, a principal característica das bobinas receptoras é de possuir alta sensibilidade à captação do sinal induzido pela precessão dos momentos magnéticos que compõem a amostra, resultando em uma alta RSR. Assim, uma das formas de se maximizar a sensibilidade das bobinas é projetá-las de modo que os condutores fiquem o mais próximo possível da amostra aumentando o fator de preenchimento. Uma vez que o CIERMag, dentro do programa CInAPCe, tem como objetivo o estudo através de IRM para modelos de indução da Epilepsia em ratos, as bobinas receptoras foram projetadas para terem alta sensibilidade considerando as dimensões típicas de um cérebro de rato, mais especificamente para serem sensíveis na região do hipocampo, localizada aproximadamente *1 cm* abaixo do córtex.

3.3.1 *Two loops surface coil*

Sendo assim, para a obtenção de imagens por RM da região do hipocampo do cérebro de ratos torna-se necessário o desenvolvimento de bobinas de superfície com no mínimo *1.5 cm* de diâmetro, possibilitando uma região sensível também de *1.5 cm* de profundidade em relação ao plano da bobina. Para isto, construímos uma bobina utilizando duas voltas de fio de cobre de diâmetro ϕ*=1.35 mm* resultando em uma auto-indutância de $L_{bobina} = 93.78nH$, calculada de acordo com a expressão dada pela Figura 23. Essa indutância corresponde a uma reatância indutiva de aproximadamente *50.23* Ω para a frequência de *85.24 MHz*, estando dentro do intervalo ótimo descrito pela equação 49.

Para que esta bobina entre em ressonância na frequência de *85.24 MHz* é necessária uma capacitância de:

$$\omega = 2\pi f_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \Rightarrow C = \frac{1}{4\pi^2 \left(85.24\times10^6\right)^2 \left(93.78\times10^{-9}\right)} \approx 37\,pF\,. \quad (63)$$

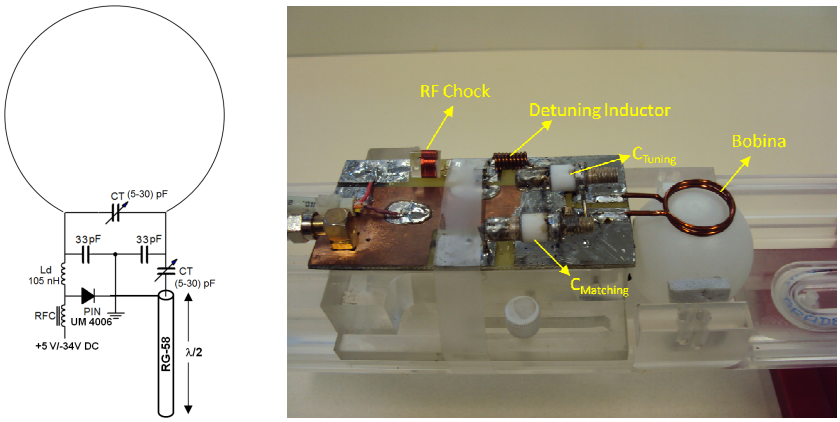
Considerando o circuito de *tuning/matching* descrito pela Figura 34-b, utilizamos 2 capacitores fixos de porcelana (*American Technical Ceramics Corp.*) em série com valor de *C=33pF* e um capacitor de teflon variável C_T*=(5-30) PF* em paralelo. A capacitância equivalente resulta em um intervalo de variação de *21,5 pF* a *46,5 pF*, permitindo a sintonia da bobina de *76 MHz* a *112 MHz*. A conexão da bobina com o circuito de *tuning/matching* foi feita utilizando-se um cabo coaxial RG-58 de comprimento $\lambda/2$.

Para o circuito de desacoplamento ativo foi necessário a inserção de um indutor de *detuning* (L_d) em paralelo com um dos capacitores fixos de valor *33 pF*, formando um circuito ressonante em *85.24 MHz*. Utilizando a equação 62, o valor de L_d foi estimado em:

$$L_d^{Teo} = \frac{1}{4\pi^2 \left(85.24\times10^6\right)^2 \left(33\times10^{-12}\right)} = 105.64nH \quad \textbf{(64)}$$

Este indutor foi construído enrolando-se 9 voltas de fio de cobre de diâmetro ϕ*=0.9 mm* na forma de um solenóide com diâmetro interno de *3,2 mm* resultando em uma indutância de $L_d^{Exp} = 105{,}1nH$ medida diretamente com um *Vector Impedance Meter HP Modelo 4193A, 0.4-110 MHz*. O modelo do diodo PIN utilizado foi o UM-4006, alimentado com +5V/-34V durante o período de transmissão/recepção através de RFCs (mostrados na Figura 40) possuindo reatância indutiva de aproximadamente 1kΩ, garantindo uma boa isolação para a

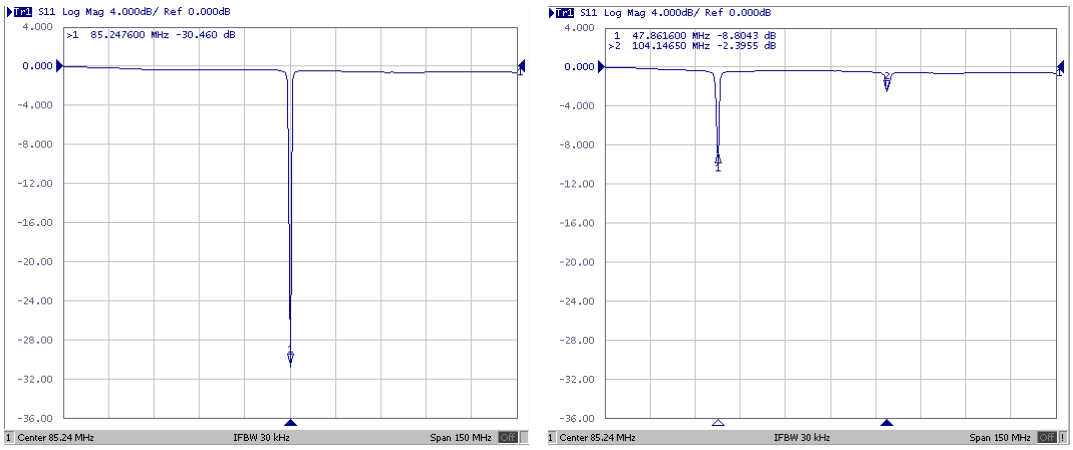
RF. A figura abaixo mostra o esquema elétrico e uma fotografia da bobina de superfície construída.



(a) (b)

Figura 40 - Bobina de superfície construída. (a) Esquema elétrico. (b) Fotografia da bobina posicionada em um *Phantom* esférico.

Para verificar o funcionamento do circuito de desacoplamento ativo durante a transmissão e recepção, medimos o parâmetro S_{11} utilizando o *Network Analyzer* nas situações em que o diodo PIN está inversamente (-34V) ou diretamente (+5V) polarizado, como ilustram as Figura 41-a e Figura 41-b, respectivamente.



(a) (b)

Figura 41 - Medidas de S_{11} da bobina de superfície com frequência central de 85.24 MHz e *span* de 150 MHz para (a) Diodo PIN desligado (-34V). (b) Diodo PIN ligado (+5V).

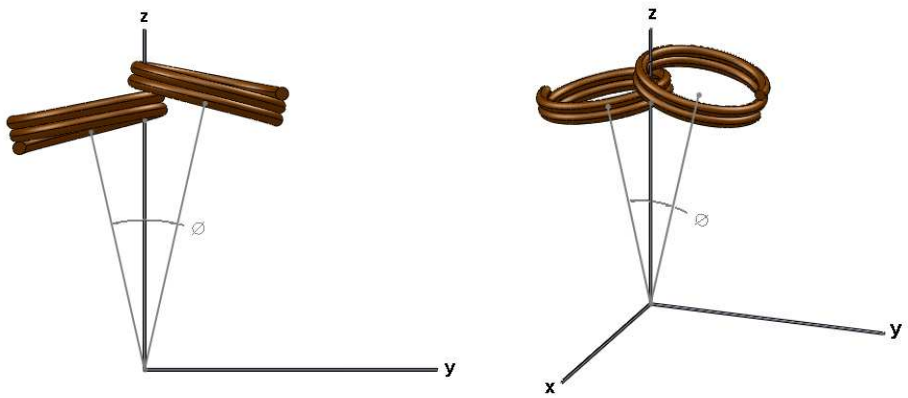
A Figura 41-a corresponde ao período de recepção em que nenhuma corrente passa pelo diodo PIN, que se comporta como uma chave aberta de acordo com a Figura 40-a, deixando a bobina sintonizada na frequência de *85.24 MHz*. Já a Figura 41-b corresponde ao período de transmissão em que a bobina transmissora é que deve estar sintonizada em *85.24 MHz*, de modo que o diodo PIN comporta-se como uma chave fechada durante o pulso de transmissão,

fazendo com que o circuito ressonante composto por C_T e L_d fique em paralelo com a bobina dando origem ao *split* observado nas frequências de *47 MHz* e *104 MHz* aproximadamente. Assim, a bobina receptora não interfere na transmissão durante os pulsos de RF, ficando sintonizada somente durante o período de recepção do sinal.

3.3.2 Desenvolvimento do *2-Channel Phased Array*

Conforme mencionado na seção 2.2.3, para que os elementos que compõem as bobinas multicanais captem o sinal de forma independente é necessário o desacoplamento entre os vizinhos próximos através da sobreposição geométrica e para os elementos distantes é necessário utilizar os pré-amplificadores de baixa impedância. O espectrômetro *Avance III da Bruker* localizado no laboratório possui 4 canais de recepção, o que permite o desenvolvimento de bobinas do tipo *Phased Array* com até 4 elementos. No entanto, a dificuldade na importação dos pré-amplificadores de baixa impedância com características que fogem dos padrões comerciais, uma vez que nosso sistema opera em 2T enquanto os sistemas comerciais que possuem tecnologia de bobinas multicanais como PHILIPS, GE e SIEMENS operam em campos de 1.5T, 3.0T e até 7.0T, impossibilitou o desenvolvimentos de bobinas que necessitem o uso desses pré-amplificadores. Por esta razão, desenvolvemos uma bobina de apenas dois canais de recepção com desacoplamento totalmente geométrico entre os elementos, dispensando o uso dos pré-amplificadores de baixa impedância.

Cada bobina compondo o *2-Ch Phased Array* possui as mesmas dimensões e características da bobina de superfície descrita na seção anterior, ou seja, duas voltas de fio ϕ*=1.35 mm* com diâmetro interno de *1.5 cm*. De forma análoga à Figura 25, o posicionamento ótimo entre as bobinas foi obtido com o objetivo de tornar mínimo o acoplamento via indutância mútua, com a diferença de que o deslocamento das bobinas é restrito a uma superfície cilíndrica de *2.5 cm* de raio ao invés de um plano, como ilustra a figura abaixo.



(a) (b)

Figura 42 - Posicionamento entre os dois elementos do *Phased Array* (a) Vista no plano zy. (b) Vista tridimensional. Cada bobina é livre para se deslocar de acordo com o ângulo ϕ em torno do eixo-x a uma distância de 2.5 cm em relação a origem do sistema de coordenadas.

Calculando-se o coeficiente de acoplamento magnético (equação 50) em função do ângulo ϕ entre as bobinas para um intervalo de $0 < \phi < 45^{\circ}$, garantindo que as bobinas não fiquem sobrepostas para $\phi=0^{\circ}$, obtemos um gráfico (Figura 43) da variação do coeficiente de acoplamento magnético em função de ϕ, cujo valor de acoplamento mútuo mais próximo de 0 ocorre para:

$$\phi_{mín} = 21.4^{\circ}. \qquad (65)$$

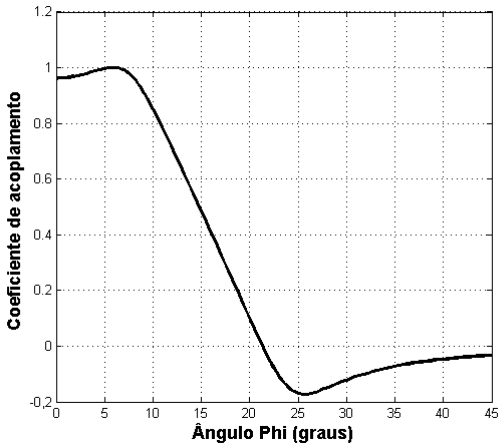
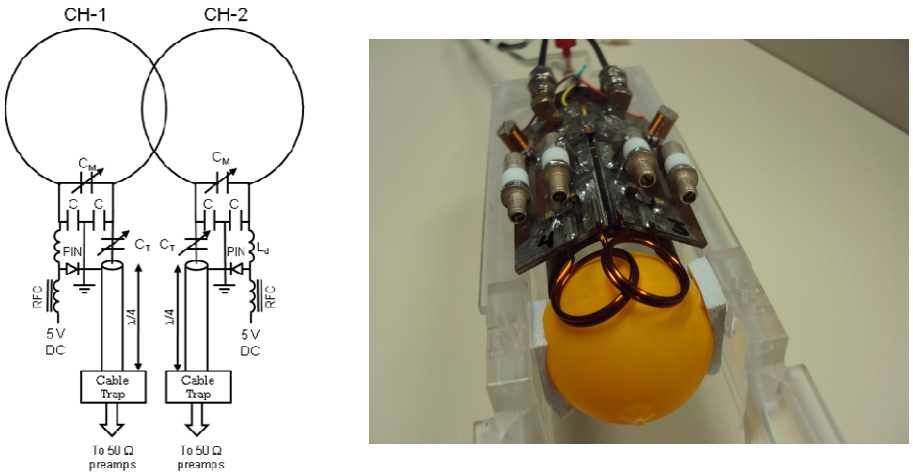


Figura 43 - Variação do coeficiente de acoplamento magnético entre os dois elementos do *Phased Array* em função do ângulo ϕ.

Utilizamos o valor de $\phi_{mín}$ encontrado para posicionar e fixar as duas bobinas de superfície idênticas à bobina descrita na seção 3.3.1 (Figura 40), sendo que o ajuste fino para minimizar o acoplamento mútuo entre os elementos foi obtido experimentalmente. O esquema elétrico e uma fotografia do *2-Ch Phased Array* construído são mostrados pela Figura 44.



(a) (b)

Figura 44 - (a) Esquema elétrico do *2-Ch Phased Array* mostrando o circuito de tuning/matching com desacoplamento ativo. (b) Foto mostrando o posicionamento dos elementos que minimizam o acoplamento via indutância mútua.

Outra forma de acoplamento que prejudica o desempenho das bobinas multicanais ocorre através dos cabos de RF que captam o sinal. Esse tipo de acoplamento tem origem devido às correntes induzidas na malha dos cabos coaxiais (*shield currents*) das bobinas receptoras pelo campo de RF gerado pelas bobinas transmissoras[69]. Em sistemas comerciais para humanos, esses modos de corrente podem causar sérias queimaduras nos locais em que o cabo das bobinas receptoras estiver próximo ao paciente. Uma forma de reduzir a corrente nas malhas dos cabos é através dos chamados *Cable Traps*[69-70] localizados entre os circuitos de *tuning/matching* e os pré-amplificadores, consistindo de um circuito ressonante na frequência de operação composto por um segmento do próprio cabo de RF da bobina receptora enrolado na forma de um indutor com um capacitor conectado na malha do cabo, como ilustrado pela figura abaixo.

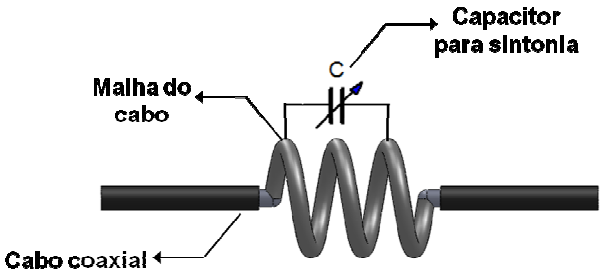
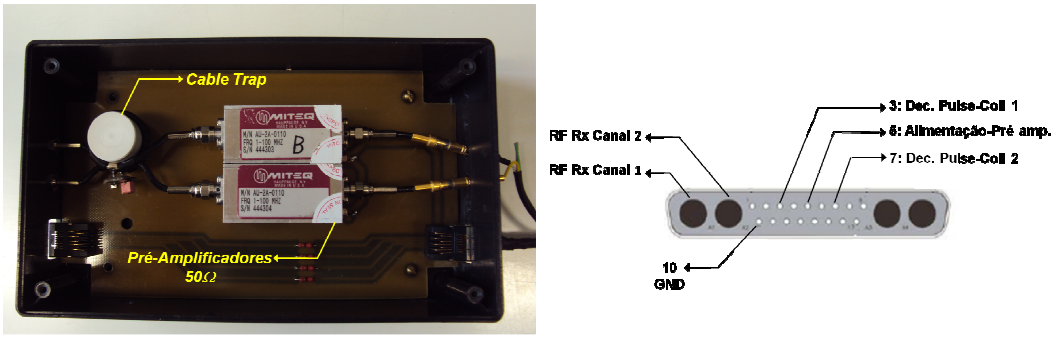


Figura 45 - Exemplo de *Cable Trap* utilizado para reduzir modos de corrente na blindagem dos cabos coaxiais de bobinas receptoras. O capacitor e o indutor feito com a malha do próprio cabo coaxial formam um circuito ressonante na frequência de operação.

Construímos um *Cable Trap* (Figura 46-a) para cada elemento do *Phased Array* utilizando 3 voltas de cabo coaxial RF-174 formando um indutor com diâmetro de *2 cm* em paralelo com um capacitor variável para o ajuste da sintonia. O *Cable Trap* foi abrigado em uma caixa com conectores de entrada de RF tipo SMA, contendo também os pré-amplificadores com impedância de 50Ω (*Miteq*-35dB).



(a) **(b)**

Figura 46 - (a) Caixa contendo o *Cable Trap* e os pré-amplificadores de 50Ω. Vista frontal do conector *SUBD mixed* da Bruker mostrando os pinos utilizados para a recepção e alimentação dos pré-amplificadores e diodos PIN.

Além de abrigar o *Cable Trap* e os pré-amplificadores, a caixa da Figura 46 tem a função de conectar os cabos coaxiais e de controle dos diodos PIN com o cabo e conector específicos da *Bruker* para bobinas *Phased Arrays*, que agrupam 17 pinos para controle e 4 conectores de RF em um único conector do tipo *SUBD mixed* mostrado pela Figura 46-b.

Para maior eficiência, a posição do *Cable Trap* no cabo coaxial deve coincidir com a máxima amplitude da corrente induzida na malha, ocorrendo a uma distância equivalente a $\lambda/4$ a partir da bobina. Desta forma, utilizamos cabos RF-174 com comprimento de $\lambda/4$ (incluindo a metade do comprimento dos cabos que constituem o *Cable Trap*) para conectar os elementos do *Phased Array* à caixa com os pré-amplificadores.

Conectando o canal-1 do *Array* na porta-1 e o canal-2 na porta-2 do *Network Analyzer* é possível verificar o acoplamento entre os canais através da medida do coeficiente de transmissão ou parâmetro S_{12} (Apêndice B), como mostra a Figura 47.

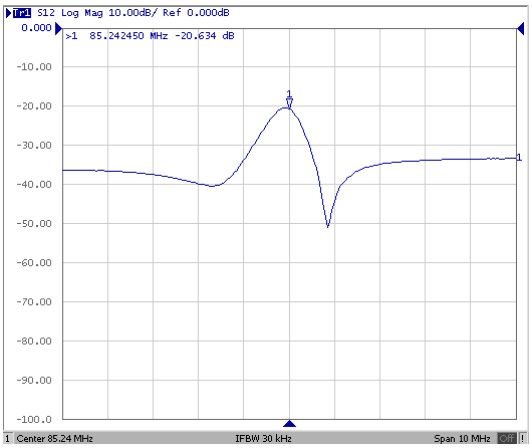


Figura 47 - Medida do acoplamento entre os canais 1 e 2 na frequência de 85.24 MHz através do parâmetro S_{12}.

Observamos um acoplamento de -20 dB entre os canais 1 e 2 para a frequência de *85.24 MHz*, sendo suficiente para que os elementos do *Phased Array* operem como receptores de forma independente [2].

3.4 Caracterização das bobinas na bancada

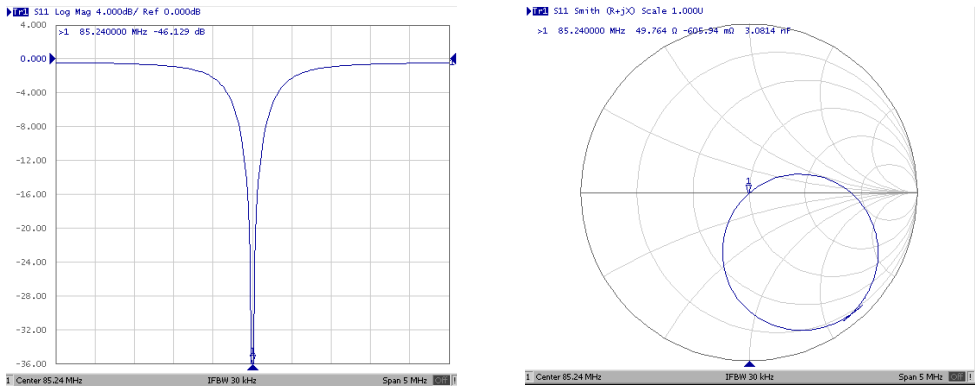
Após o processo de construção das bobinas, incluindo os circuitos de *tuning/matching* e os circuitos de desacoplamento ativo, antes da realização de experimentos de IRM é conveniente verificar o funcionamento e algumas características das bobinas sobre a bancada (*Workbench Characterization*[22, 24]).

Os parâmetros mais importantes utilizados para avaliar o desempenho das bobinas de RF são a homogeneidade do campo B_1 durante a transmissão e o perfil de sensibilidade durante a recepção, que nos sistemas de IRM são medidos pelos mapas de B_1 e através da RSR. No entanto, esses parâmetros podem também ser avaliados na bancada utilizando-se ferramentas como o *Network Analyzer*, osciloscópios, *sweep generators* e *pick-up coils* e determinando a impedância e o acoplamento das bobinas pela medida dos parâmetros de reflexão S_{11} e transmissão S_{12}, respectivamente.

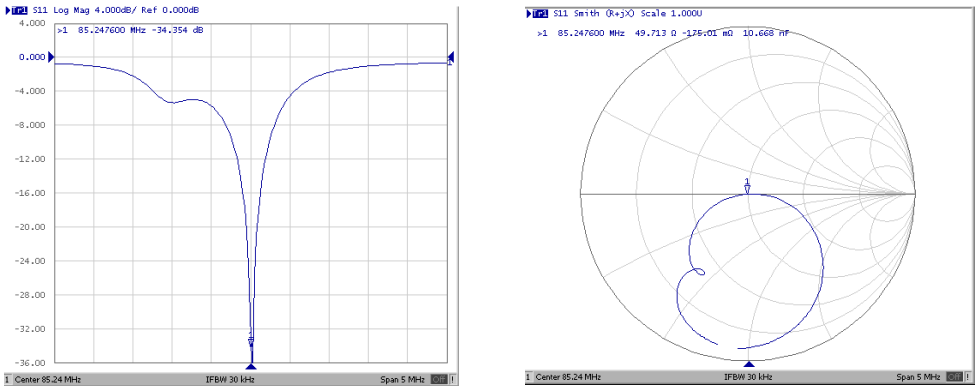
3.4.1 Tuning / Matching

A sintonia em *85.24 MHz* e o casamento da impedância em *50Ω* da bobinas de RF é indispensável antes de qualquer experimento por IRM, sendo necessário para que não ocorra perda de potência por reflexão durante a transmissão e para maximizar a RSR durante a recepção.

Para a sintonia e o acoplamento das bobinas, medimos o parâmetro S_{11} na situação em que os diodos PIN estavam diretamente polarizados (no caso das transmissoras) e com polarização reversa (no caso das receptoras), simulando a situação de transmissão e recepção de um experimento típico de IRM. Os resultados são mostrados pela figura 48, que são as medidas diretas obtidas com o *Network Analyzer* mostrando S_{11} em escala logarítmica utilizando a frequência central de *85.24 MHz* com um *span* de *5 MHz*, e também sob a forma da carta de *Smith* (Apêndice B), possibilitando a medida da parte real e imaginária da impedância complexa no intervalo de *5 MHz*.



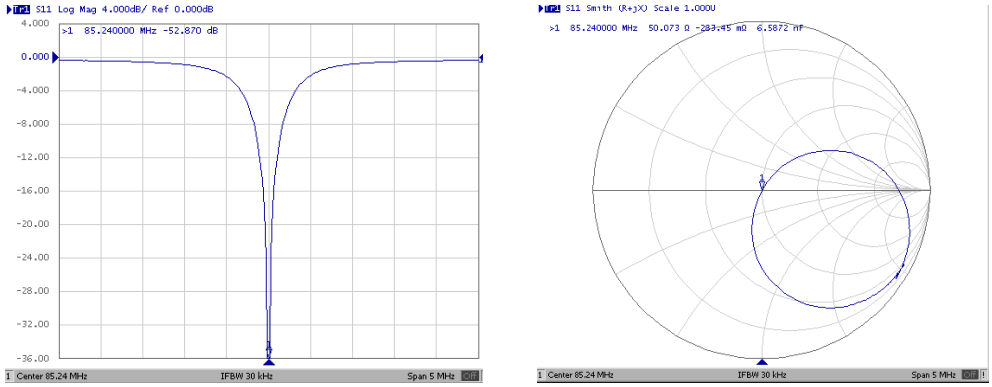
(a)



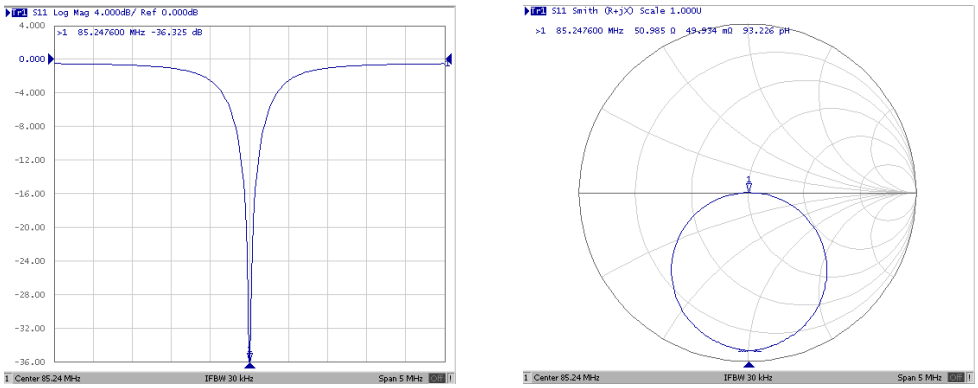
(b)

Continua

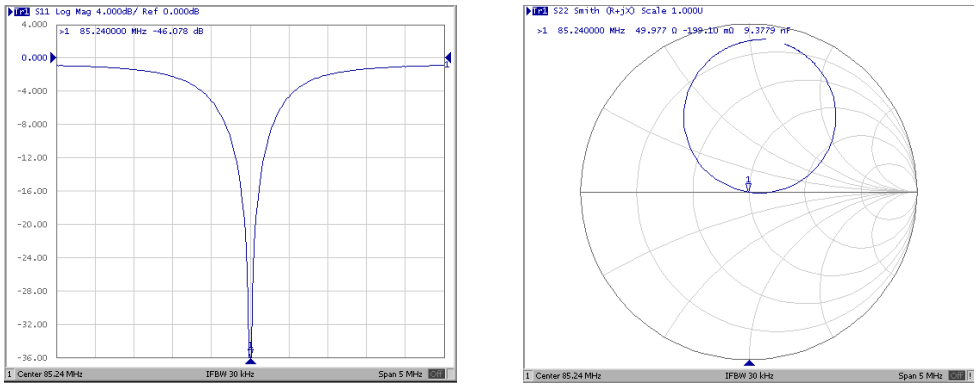
Continua



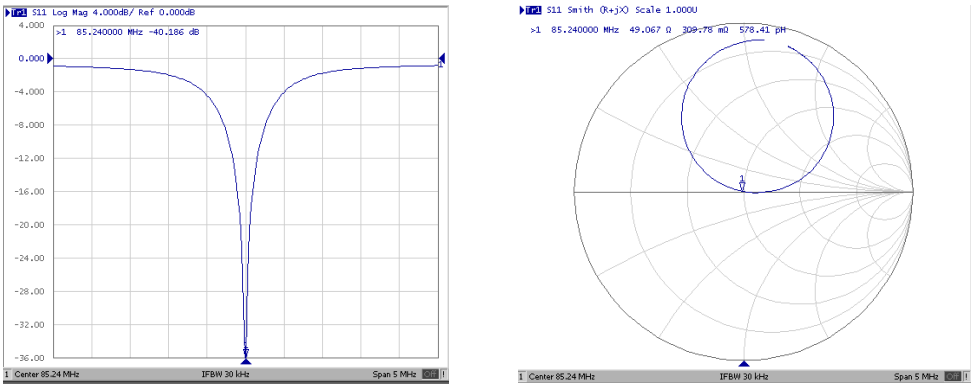
(c)



(d)



(e)



(f)

Figura 48 - Medidas do coeficiente de reflexão S_{11} utilizando o *Network Analyzer* mostrada em escala logarítmica (coluna esquerda) e na carta de *Smith* (coluna direita) para (a)

Continua

Continua

***Birdcage-8*. (b) *Birdcage-16*. (c) *DCS coil*. (d) 2 *loops Surface Coils* (e) *Phased Array* – Canal 1. (f) *Phased Array* – Canal 2.**

A assimetria verificada na Figura 48-b, obtida para o *Birdcage-16*, certamente ocorre devido à diferença entre os valores dos capacitores cerâmicos utilizados. Essa diferença, devido ao grande número de capacitores, se acumula resultando em um segundo modo de ressonância em frequência próxima a *85 MHz*, afetando a distribuição de corrente esperada teoricamente. A consequência dessa assimetria no acoplamento é a diminuição da homogeneidade e da sensibilidade da bobina, que para o caso de bobinas transmissoras se traduz na necessidade de maior potência de RF para os pulsos $\pi/2$ e π.

Os valores de S_{11} obtidos da Figura 48 são expressos em dB para a frequência central de *85.24 MHz* e as partes real e imaginária da impedância complexa em Ω, para cada bobina, são mostrados pela tabela 4.

Tabela 4 - Medidas do coeficiente de reflexão S_{11} e da impedância complexa na frequência de 85.24 MHz para todas as bobinas construídas.

	S_{11} (dB)	Re(Z) (Ω)	Im(Z) (Ω)
Birdcage-8	-46.1	49.8	-605.9×10^{-3}
Birdcage-16	-34.4	49.7	-175.0×10^{-3}
DCS Coil	-52.9	50.1	-283.5×10^{-3}
Surface Coil	-36.3	51.0	49.9×10^{-3}
Phased Array-Ch1	-46.1	49.9	-199.1×10^{-3}
Phased Array-Ch2	-40.2	49.1	309.8×10^{-3}

Os valores de S_{11} mostram que todas as bobinas estão muito bem sintonizadas, pois S_{11}<-20 dB em todos os casos, sendo que 20 dB é o valor mínimo de reflexão recomendado. A análise da impedância mostra que todas as bobinas estão casadas em *50Ω* real dentro de um intervalo de 5% de variação e que a parte reativa é cerca de 3 ordens de grandeza menor, podendo ser desprezada.

3.4.2 Fator de Qualidade (Q)

A medida do fator de qualidade (Q) permite a avaliação das perdas elétricas existentes na bobina e das perdas introduzidas pela presença da amostra através dos mecanismos descritos na seção 2.2.1. Para um circuito ressonante RLC, o Q é defino como a razão entre a energia

acumulada sob a forma de campo magnético pela energia dissipada em um ciclo, podendo ser escrito das seguintes formas:

$$Q = \frac{\omega L}{R} \qquad (66)$$

$$Q = \frac{1}{\omega C R} \qquad (67)$$

$$Q = \sqrt{\frac{L}{C}}\frac{1}{R} \qquad (68)$$

sendo L a indutância, C a capacitância, ω a frequência angular e R a resistência total do circuito. Dentre as diversas formas de se medir o Q de bobinas de RF[24, 42], a forma que utilizamos consiste em sintonizar e acoplar a bobina em 50Ω e medir S_{12} utilizando um par de *pick-up loops* para transmitir e receber. Dessa forma, o valor de Q pode ser obtido dividindo-se a frequência central pela largura de banda de frequências correspondente a -3dB da amplitude na frequência de ressonância, como ilustra a figura abaixo.

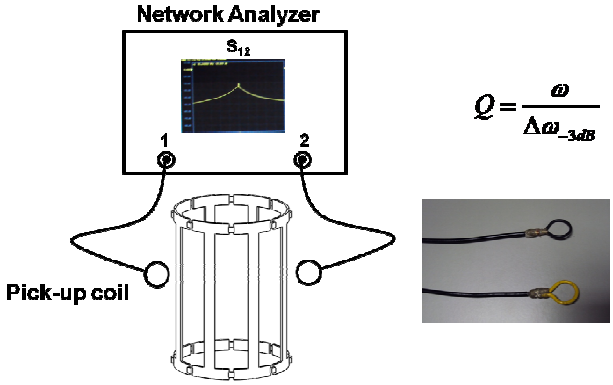


Figura 49 - Montagem experimental utilizada para a medida do fator de qualidade das bobinas.

A medida do Q nas situações em que a bobina está vazia (*unloaded*, Q_u) e quando a bobina está carregada com um *Phantom* (*loaded*, Q_l) nos permite avaliar quão próximo a sensibilidade da bobina está em relação a sua sensibilidade ótima utilizando a equação abaixo [71]:

$$RSR = RSR_{opt}\sqrt{1 - \frac{Q_l}{Q_u}}\,. \qquad (69)$$

O *Phantom* utilizado para as bobinas transmissoras foi um cilindro de *8 x 8 cm* (diâmetro/comprimento) contendo solução de água e $CuSO_4$ a 5 mM. Para as bobinas receptoras utilizamos um *Phantom* esférico de *37 mm* de diâmetro interno contendo a mesma

solução. A tabela 5 contém as medidas de Q_{loaded} e $Q_{unloaded}$ e a razão RSR/RSR_{opt} para cada bobina construída.

Tabela 5 - Medidas do fator de qualidade com e sem *Phantom* obtidas para todas as bobinas construídas.

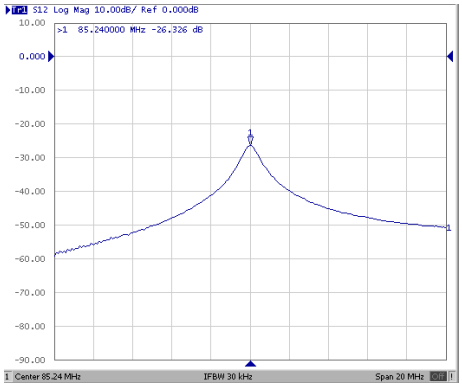
	Q_u	Q_l	RSR/RSR_{opt} (%)
Birdcage-8	110,7	109,3	11
Birdcage-16	72,2	65,1	32
DCS Coil	101,5	87,0	38
Surface Coil	106,0	96,4	30
Phased Array-Ch1	92,3	86,6	25
Phased Array-Ch2	86,6	81,6	24

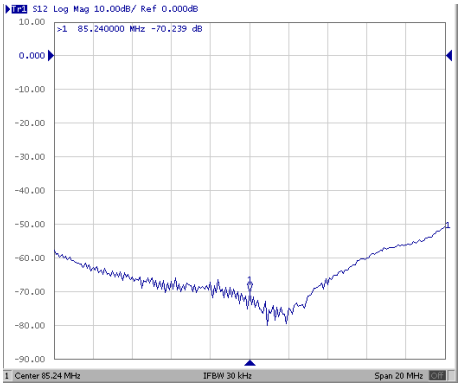
A tabela 5 indica que a bobina mais eficiente para transmissão de RF é a *DCS coil*, seguida pelo *Birdcage-16* e pelo *Birdcage-8*. No entanto, o *Birdcage-8* é o que apresenta o maior fator de qualidade e menor perda introduzida pela amostra, sendo a mais estável das bobinas para operar em diferentes variações de carga.

Já o fator de qualidade das bobinas receptoras indica que a bobina de superfície possui maior sensibilidade relativa se comparado com os dois elementos do *2-Ch Phased Array*. Uma vez que os elementos do *Array* são idênticos em número de enrolamentos e componentes eletrônicos, a perda adicional que diminui o fator de qualidade provavelmente tem origem devido ao acoplamento mútuo entre as bobinas, uma vez que o desacoplamento geométrico apenas minimiza, mas não elimina, a interação via indutância mútua.

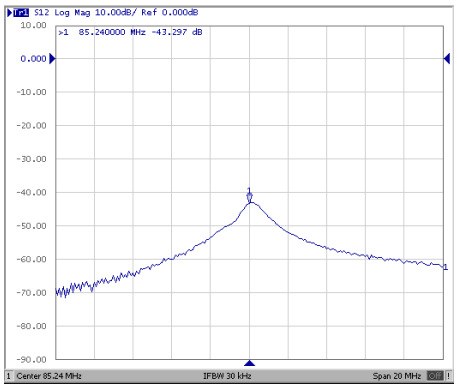
3.4.3 Desacoplamento Ativo

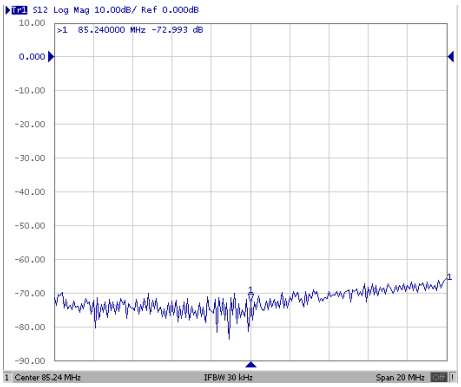
Para avaliarmos a eficiência dos circuitos de desacoplamento ativo medimos o parâmetro S_{12} utilizando um dos *pick-ups loops* mostrados pela Figura 49 transmitindo e conectado na porta-1 e o outro recebendo e conectado na porta-2 nas situações em que os diodos PIN estão ligados/desligados ($S_{12}^{on} / S_{12}^{off}$). No caso das bobinas transmissoras, quando os diodos estão conduzindo significa que as bobinas estão operantes no modo de transmissão. Para as bobinas receptoras, quando os diodos não estão conduzindo significa que estão operantes no modo de recepção. O módulo da diferença entre S_{12}^{on} e S_{12}^{off} mede a eficiência do circuito de desacoplamento. A Figura 50 mostra as curvas obtidas para S_{12}^{on} e S_{12}^{off} nas situações descritas anteriormente.



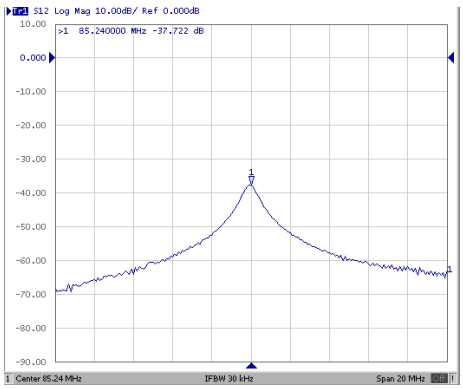


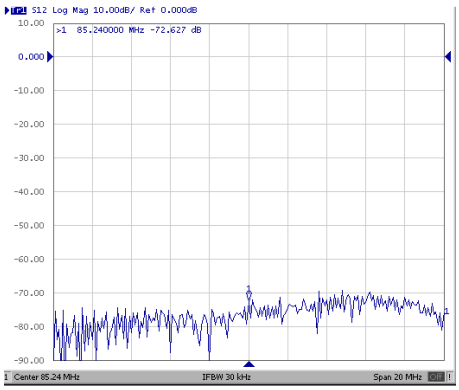
(a)



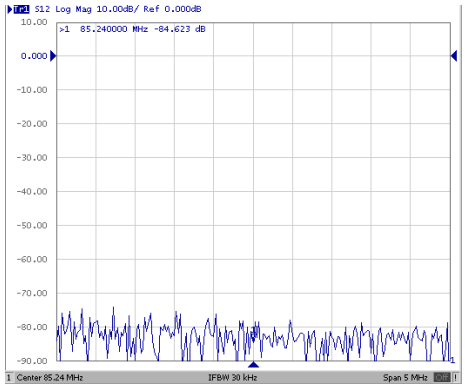


(b)





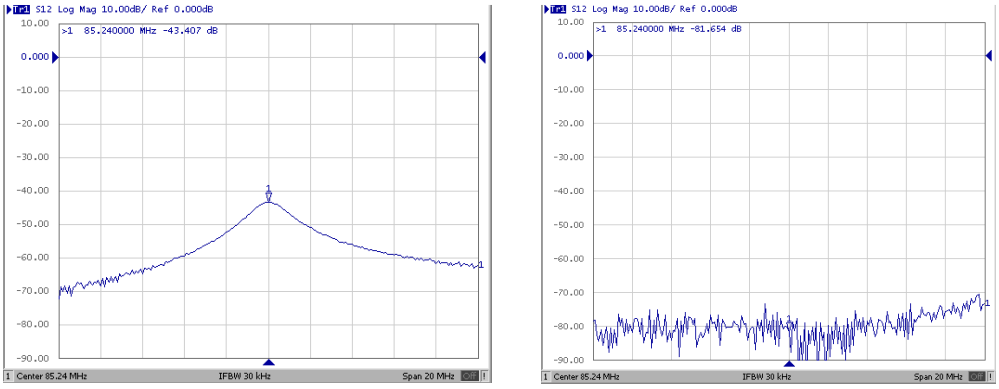
(c)



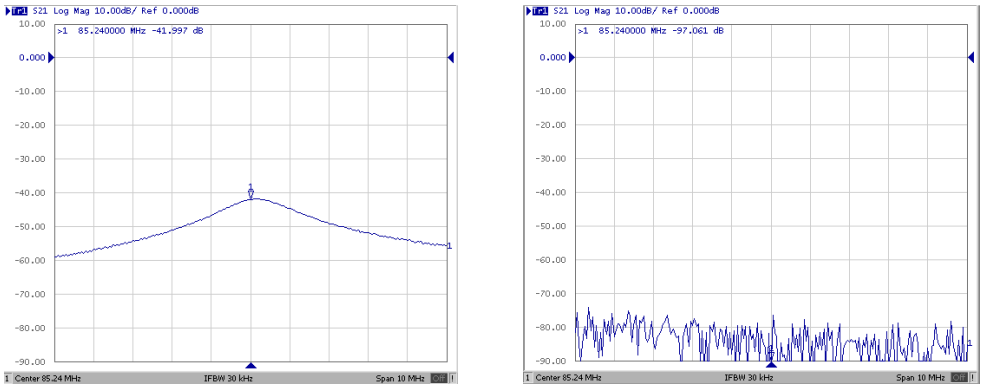
(d)

Continua

Continua



(e)



(f)

Figura 50 - Medidas de S_{12} com os diodos PIN ligados (S_{12}^{on}) e desligados (S_{12}^{off}) utilizando o *Network Analyzer* para (a) *Birdcage*-8. (b) *Birdcage*-16. (c) *DCS* Coil. (d) *2 loops surface coil*. (e) *Phased Aray-Ch1*. (f) *Phased Aray-Ch2*.

Os valores de S_{12}^{on} e S_{12}^{off} na frequência de *85.24 MHz* e a diferença entre eles estão expressos pela tabela 6.

Tabela 6- Valores de S_{12}^{on} e S_{12}^{off} e do módulo da diferença obtidos para a frequência de 85.24 MHz.

	S_{12}^{on}	S_{12}^{off}	$\lvert S_{12}^{on} - S_{12}^{off} \rvert$
Birdcage-8	-26,33	-70,24	43,91
Birdcage-16	-43,30	-72,99	29,69
DCS Coil	-37,72	-72,63	34,91
Surface Coil	-38,39	-84,62	46,23
Phased Array-Ch1	-43,41	-81,65	38,25
Phased Array-Ch2	-42,00	-97,06	55,06

Os resultados indicam que todas as bobinas possuem desacoplamento suficiente durante a transmissão, sendo que o *Birdcage*-8 apresenta o melhor desacoplamento entre as bobinas transmissoras. O menor valor de desacoplamento observado para o *Birdcage*-16 se deve ao grande número de condutores, o que aumenta a necessidade de utilização de diodos PIN para

o desacoplamento ativo, aumentando também a chance de que algum problema ocorra com esses componentes durante o desacoplamento na transmissão.

3.4.4 Perfil de B_1

A última etapa no processo de caracterização na bancada consiste na medida do perfil de campo B_1, permitindo uma comparação da sensibilidade e da homogeneidade de campo entre as diferentes bobinas construídas. Para isto, conectamos as bobinas na porta-1 do *Network Analyzer* e um pick-up loop na porta-2 e medimos o coeficiente de transmissão S_{12} ao longo dos eixos x,y e z utilizando um suporte capaz de se deslocar nos três eixos, conforme mostrado pela montagem da Figura 51.

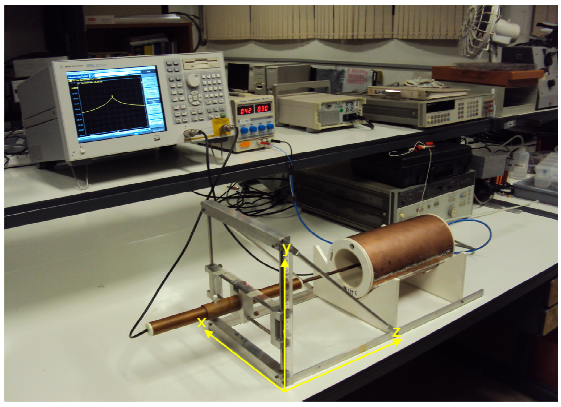


Figura 51 - Montagem experimental utilizada para as medidas do perfil de B_1 utilizando um suporte capaz de se deslocar nas direções x,y,z.

Os resultados obtidos para o perfil de B_1 nos eixos x, y e z para cada bobina foram sobrepostos no mesmo gráfico.

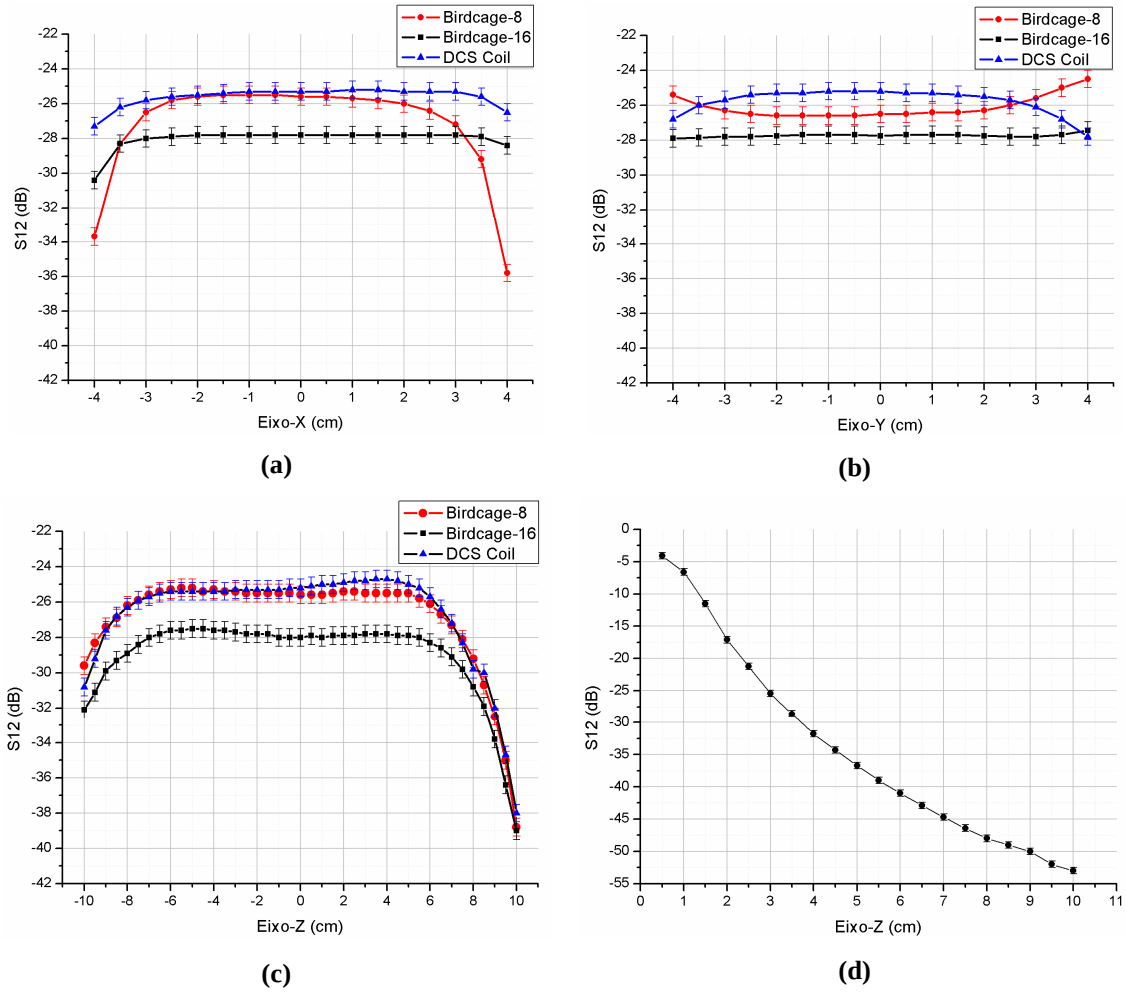


Gráfico 2 - Medidas do perfil de campo B_1 para as bobinas transmissoras utilizando um *pick-up coil*: a) Eixo-x. (b) Eixo-y. (c) Eixo-z. (d) Para a bobina de superfície ao longo da distância do plano da bobina.

Os Gráfico 2-a e 2-b evidenciam que o *Birdcage*-16 possui um perfil de B_1 mais homogêneo nos eixos-x e y do que o *Birdcage*-8 e o DCS Coil. Ao longo do eixo-z (Gráfico 2-c) vemos que todas as bobinas possuem um campo igualmente homogêneo na região de *-6 a +6 cm* independentemente da geometria observada. A assimetria observada nesse gráfico se deve ao acoplamento elétrico entre a bobina e o cabo da sonda à medida que esta era introduzida na bobina, não representando uma fonte real de não uniformidade de campo B_1.

O perfil de B_1 da bobina de superfície (Gráfico 2-d) mostra claramente o decaimento de campo esperado de acordo com a Figura 21-b, lembrando que esta bobina possui diâmetro de *1.5 cm*, possibilitando a aquisição de imagens com alta sensibilidade em uma profundidade também de 1.5 cm aproximadamente.

Além da homogeneidade de campo podemos comparar também a sensibilidade entre as bobinas. Comparando as bobinas transmissoras notamos que o *Birdcage-8* e o *DCS coil* possuem perfil de sensibilidade de campo muito próximo entre si e superiores ao *Birdcage-*

16. Isso significa que durante a transmissão o *Birdcage*-16 necessitará de maior potência de RF para atingir os pulsos $\pi/2$ e π, possuindo RSR inferior às demais bobinas caso seja utilizado como TX/RX.

O Gráfico 2-d mostra a superioridade da bobina de superfície em termos de sensibilidade de campo se comparada com as transmissoras. Notamos que o campo na região sensível da bobina é de até 15 dB mais intenso do que o campo produzido pelas transmissoras, igualando-se para uma distancia de *3 cm* do plano da bobina, aproximadamente.

4 Resultados: homogeneidade de campo, RSR e experimentos *in vivo*

Este capítulo apresenta os resultados obtidos utilizando as bobinas transmissoras e receptoras desenvolvidas e descritas nas seções anteriores após terem sido caracterizadas e testadas em bancada. Os principais resultados obtidos para as geometrias de bobinas transmissoras são os mapas de campo B_1 e a avaliação da homogeneidade de campo durante a transmissão. Para as bobinas receptoras, os principais resultados são as medidas e mapas de RSR, permitindo-nos comparar e quantificar a eficiência durante a recepção e também avaliar a extensão das regiões com alta RSR. Como último teste, experimentos *in vivo* em ratos foram realizados utilizando todas as geometrias de bobinas transmissoras em conjunto com a bobina de superfície e o *Phased Array*, onde neste caso as imagens foram reconstruídas através da soma dos quadrados das imagens resultantes de cada canal.

4.1 Mapas de campo B_1

Para uma avaliação mais precisa da distribuição do campo B_1 produzido pelas diferentes geometrias de bobinas levando em consideração as interações da bobina com a amostra e com todo o sistema de imagens é necessário a utilização de algum método baseado em experimentos de IRM em *Phantons* ao invés de somente medidas em bancada utilizando *pick-up coils*, como descrito na seção 3.4.4. Para isto, utilizamos a técnica conhecida como *Double Angle Method* (*DAM*[72]) que permite a determinação dos mapas de campo B_1 em imagens *multislice* simplesmente utilizando uma sequência *Spin Echo*.

Obtivemos os mapas de campo B_1 para as três geometrias de bobinas transmissoras operando no modo *TX/RX* utilizando o mesmo *Phantom* cilíndrico de *8 x 8 cm* (diâmetro x comprimento) preenchido com solução de água e $CuSO_4$ a 5 mM utilizado para as medidas do Q. Os planos em que os mapas de campo B_1 foram obtidos em relação a geometria das bobinas são mostrados pela figura 52.

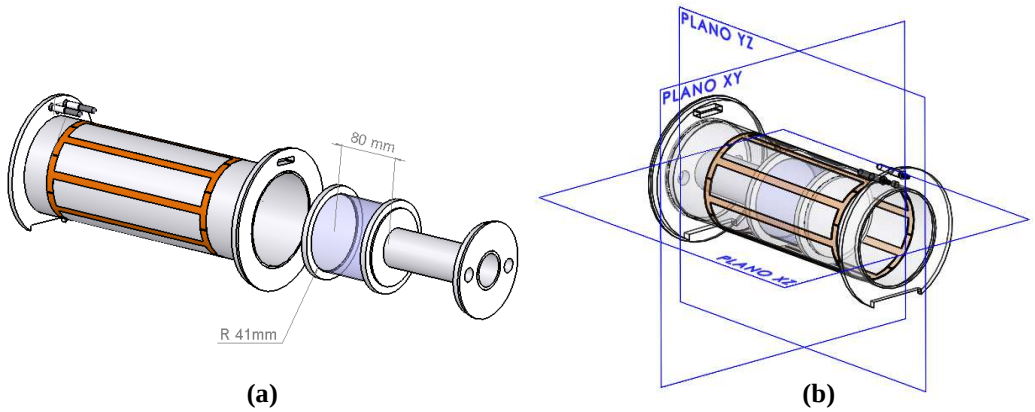


Figura 52 - (a) Vista da bobina transmissora e do *Phantom* utilizado para as medidas dos mapas de campo B_1. (b) Planos de referência adotados para as medidas.

As imagens utilizadas para o cálculo dos mapas de campo foram adquiridas utilizando uma sequência *Spin Echo* com parâmetros *TR/TE=2000/14 ms*, $FOV_p=FOV_r=10$ *cm*, *thickness=2 mm*, *matrix=256 x 256* e uma média, resultando em um tempo total de aquisição de 8 min e 32 seg. A figura 53 mostra os mapas de campo em módulo normalizados em relação ao campo no centro obtidos experimentalmente (*DAM*) e teoricamente (*Biot-Savart*) para cada uma das bobinas transmissoras.

Birdcage-8

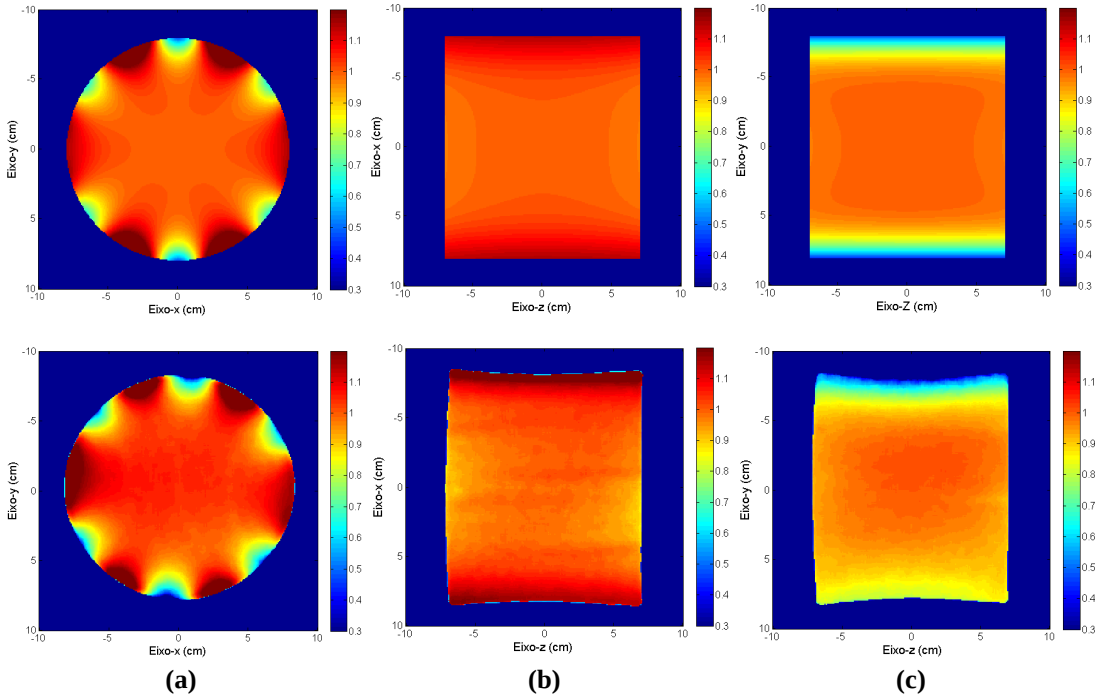
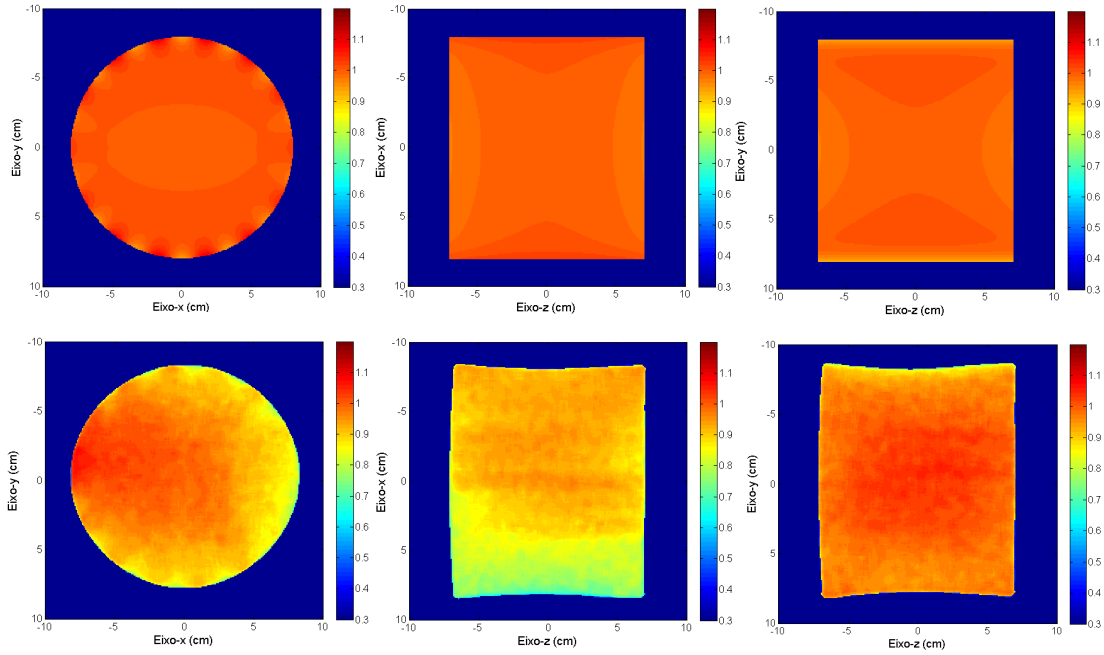


Figura 53 - Mapas de campo B_1 obtidos teoricamente pela lei de *Biot-Savart* (figuras de cima) e experimentalmente (figuras de baixo) para o *Birdcage-8*. (a) Plano XY. (b) Plano XZ. (c) Plano YZ.

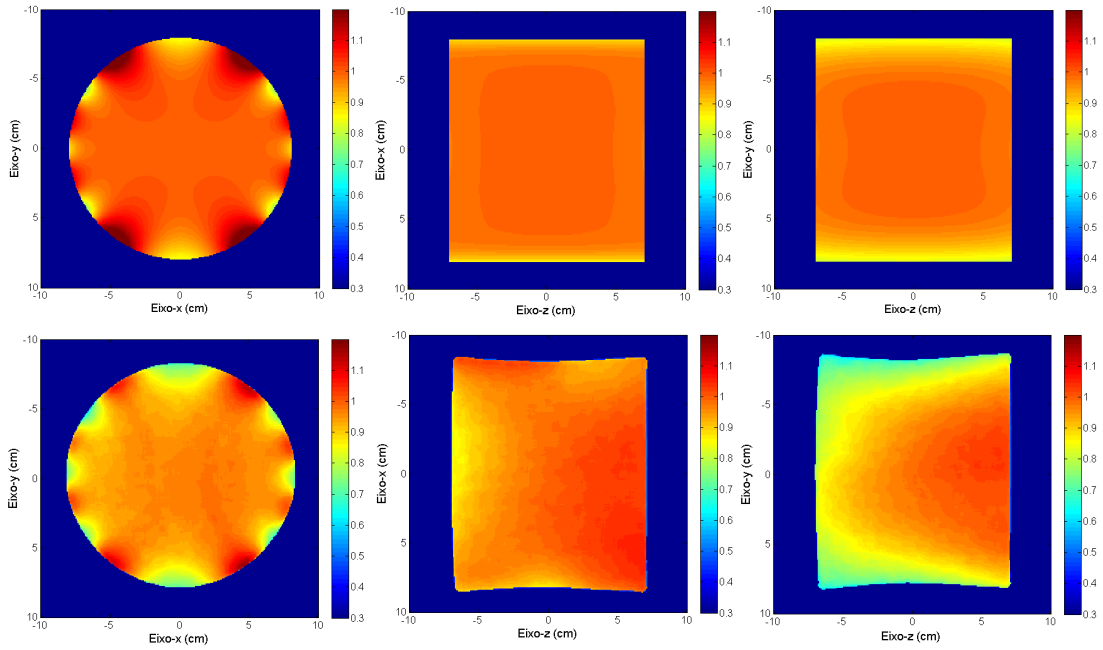
Birdcage-16



(a) **(b)** **(c)**

Figura 54 - Mapas de campo B_1 obtidos teoricamente pela lei de *Biot-Savart* (figuras de cima) e experimentalmente (figuras de baixo) para o *Birdcage-16*. (a) Plano XY. (b) Plano XZ. (c) Plano YZ.

DCS coil



(a) **(b)** **(c)**

Figura 55 - Mapas de campo B_1 obtidos teoricamente pela lei de *Biot-Savart* (figuras de cima) e experimentalmente (figuras de baixo) para o *DCS coil*. (a) Plano XY. (b) Plano XZ. (c) Plano YZ.

Através de uma análise qualitativa dos mapas de campo acima observamos que há uma excelente concordância entre os resultados teóricos e experimentais obtidos para o *Birdcage*-8 em todos os planos. Para o *DCS coil* notamos uma boa concordância entre teoria e experimento somente no plano *XY*, enquanto os demais planos apresentam regiões com atenuação na intensidade de B_1. Já os resultados obtidos experimentalmente para o *Birdcage-16* indicam uma forte discordância da teoria, provavelmente devido às imperfeições na construção da bobina associadas com o desvio dos valores reais dos capacitores fixos em relação aos valores nominais, afetando a distribuição de corrente senoidal esperada.

No entanto, além da análise qualitativa é necessário quantificarmos o grau de homogeneidade das bobinas para a decisão de qual geometria é a mais indicada para utilizarmos como transmissora nestas dimensões e frequência, onde para isto utilizamos três parâmetros diferentes para a avaliação da homogeneidade de campo. Um deles, conhecido pela bibliografia como *Non Uniformity* (*NU*[26, 73]) é utilizado para avaliar o desvio do campo em relação ao campo médio dentro de uma RI de aproximadamente 80% do diâmetro interno das bobinas, definido como:

$$NU = \left(\frac{DesvioPadrão}{Média} \right)_{RI} . \qquad (70)$$

Outro parâmetro utilizado foi a porcentagem de desvio de campo inferior a 5% em relação ao campo central, conhecido como *PFD* (*Percentage Field Deviation*[74]), que avalia o desvio do campo em relação ao campo central (B_{1c}), sendo definido por:

$$PFD = \frac{B_1 - B_{1c}}{B_{1c}} \times 100 . \qquad (71)$$

O terceiro parâmetro utilizado avalia a homogeneidade nas regiões periféricas da bobina em relação à média do campo dentro da RI adotada, conhecido como variação máxima de campo[73] e definido por:

$$\delta_{\max} = \frac{\left| B_{1\max} - B_{1\min} \right|}{\overline{B}_1} \qquad (72)$$

sendo $B_{1\max}$, $B_{1\min}$ e $\overline{B}_1$ os valores máximo, mínimo e médio dos mapas de campo B_1, respectivamente.

As tabelas 7, 8 e 9 contêm os valores dos três parâmetros adotados para avaliação da homogeneidade de campo mencionados anteriormente e calculados para cada bobina nos planos *XY, XZ e YZ* utilizando os mapas obtidos.

Tabela 7 - Valores teóricos e experimentais do parâmetro *NU* obtidos a partir dos mapas de B_1.

Planos		Birdcage-8		Birdcage-16		DCS Coil	
		Teorico	Experim	Teorico	Experim	Teorico	Experim
NU (%)	XY	11,0	13,4	1,2	6,9	5,9	7,3
	XZ	13,5	9,0	1,3	9,7	2,4	8,0
	YZ	4,4	14,2	1,0	7,6	4,4	12,0

Tabela 8 - Valores teóricos e experimentais do parâmetro PFD obtidos à partir dos mapas de B_1.

Planos		Birdcage-8		Birdcage-16		DCS Coil	
		Teorico	Experim	Teorico	Experim	Teorico	Experim
PFD (%)	XY	78,0	73,5	100,0	79,2	90,1	87,0
	XZ	77,2	82,1	100,0	69,3	97,6	92,9
	YZ	89,3	69,2	100,0	92,9	88,7	59,9

Tabela 9 - Valores teóricos e experimentais do desvio máximo de campo (δ_{max}) obtidos à partir dos mapas de B_1.

Planos		Birdcage-8		Birdcage-16		DCS Coil	
		Teorico	Experim	Teorico	Experim	Teorico	Experim
δ_{max}(%)	XY	105,5	136,0	15,8	87,8	55,2	100,1
	XZ	58,6	123,3	8,4	95,2	13,7	72,1
	YZ	17,3	111,0	5,7	85,3	19,0	94,6

Os resultados da Tabela 7 indicam que o *Birdcage-16* é superior às demais bobina em homogeneidade de campo, sendo superado pelo *DCS coil* no plano *XZ*, como pode ser notado diretamente pelos mapas de B_1 da Figura 54-b e Figura 55-b. Já o parâmetro *PFD* (Tabela 8) mostra que o *DCS coil* é superior aos *Birdcages* nos planos *XY* e *XZ*, sendo superado pelo *Birdcage-16* no plano *YZ* devido à forte atenuação na intensidade do campo, como pode ser visto na Figura 55-c. Finalmente, os resultados obtidos para δ_{max} expressos pela Tabela 9 indicam novamente que o *Birdcage-16* é a bobina mais homogênea nos planos *XY* e *YZ*, sendo superado novamente pelo *DCS coil* no plano *XZ*.

De forma geral, notamos que o *Birdcage-16* é o mais homogêneo quando comparamos a variação do campo em relação ao campo médio através dos parâmetros *NU* e $\delta_{max,}$ com exceção do plano *XZ* em que a bobina mais homogênea foi o *DCS coil*. Quando o parâmetro utilizado avalia a variação do campo em relação ao campo no centro temos que é o *DCS coi*l o mais homogêneo nos planos *XY* e *XZ*. Uma vez que nosso objetivo é o de construir uma bobina transmissora capaz de gerar um campo homogêneo em uma grande RI devemos

minimizar a variação do campo em relação ao campo médio e não somente em relação ao campo central da bobina. Assim, concluímos que o *Birdcage-16* certamente é a bobina mais eficiente na produção de campo homogêneo dentre todas as geometrias de bobinas construídas. No entanto, vimos que a dificuldade prática de construção e sua complexidade devido ao elevado número de capacitores em sua estrutura dificultam a obtenção dos resultados esperados teoricamente para esta geometria. Já o *DCS coil* possui uma estrutura simples e com poucos capacitores, sendo mais homogêneo que o *Birdcage*-8 e comparável com o *Birdcage*-16. Isso representa uma grande vantagem em aplicações que utilizam amostras com diferentes tamanhos e representam diferentes condições de carga para a bobina, necessitando de um grande intervalo de variação na sintonia.

4.2 Medidas de RSR

Conforme mencionado na seção 2.2, a eficiência das bobinas para a recepção do sinal é medida através de sua RSR[75-77]. A forma mais comum de medida considerando imagens de magnitude consiste em calcular o sinal como sendo o valor médio dos pixels dentro de uma RI definida dentro do objeto, enquanto o ruído é calculado em uma RI dentro da imagem, fora do objeto e em regiões livres de artefatos, expresso por:

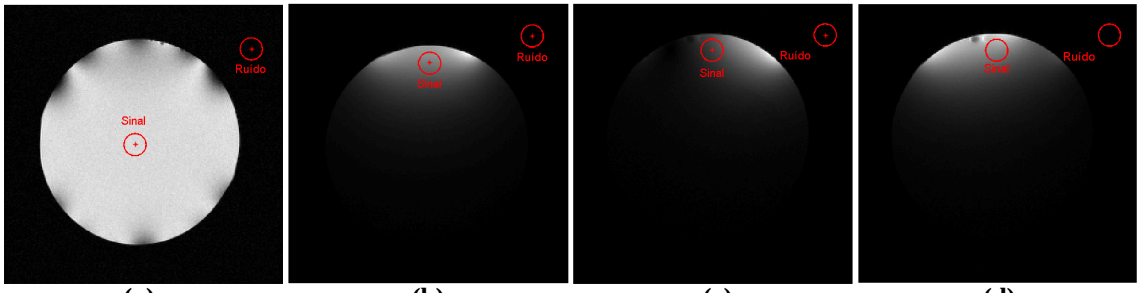
$$Noise = \frac{SD}{0.66}, \qquad (73)$$

sendo *SD* o desvio padrão e 0.66 um fator de correção devido à distribuição *Rayleigh* do ruído presente em imagens de magnitude[78]. Este método para a medida da RSR não pode ser utilizado para imagens obtidas com bobinas *Phased Array* e reconstruídas utilizando a soma dos quadrados das imagens de cada canal (*SOS*, do inglês *Sum Of Squares*), pois o ruído de fundo varia ao longo do FOV da imagem resultante devido a uma correlação existente entre o ruído de cada um dos elementos do *Array*[79-80]. Neste caso, a RSR é calculada individualmente para cada uma das imagens obtidas para cada canal, de modo que a RSR da imagem reconstruída por SOS é dada por:

$$RSR_{SOS} = \sqrt{RSR_{Ch1}^2 + RSR_{Ch2}^2} \qquad (74)$$

sendo RSR_{Ch1} e RSR_{Ch2} a RSR dos canais 1 e 2 respectivamente, calculados da mesma forma descrita para imagens adquiridas com bobinas de um único canal[79, 81].

Com o objetivo de verificarmos o quanto o desacoplamento ativo entre bobinas transmissoras e receptoras interfere na qualidade das imagens, medimos a RSR utilizando o *Surface Coil* e o *2-Ch Phased Array* em conjunto com todas as bobinas transmissoras construídas. Para comparação, medimos a RSR de uma bobina com geometria Sela Cruzada [33] disponível em nosso laboratório, que possui *5 cm* de diâmetro e *8 cm* de comprimento operando no modo *TX/RX*, desenvolvida especificamente para a obtenção de imagens do cérebro de ratos. Todas as medidas foram feitas utilizando-se um *Phantom* esférico de *37 cm* de diâmetro preenchido com solução de água e $CuSO_4$ a 5mM. As imagens foram adquiridas no plano axial central utilizando a sequência *Spin Echo* com *TR/TE=2000/14 ms*, $FOV_p=FOV_r=5$ *cm, thickness=2 mm, matrix=256 x 256* e uma média, com tempo total de aquisição de 8 min e 32 seg. O posicionamento das RI para o calculo do sinal e do ruído nas imagens foi feito de acordo as normas sugeridas pelo NEMA[82], como ilustram as figuras abaixo.



(a) **(b)** **(c)** **(d)**

Figura 56 - Posicionamento das RI para o calculo da RSR para (a) Bobina Sela Cruzada. (b) *Surface Coil*. (c,d) Canais 1 e 2 do *Phased Array*, respectivamente.

Lembrando que os valores obtidos para a RSR dos canais 1 e 2 do *Phased Array* de acordo com as Figura 56-c e Figura 56-d foram utilizados para o calculo da RSR através da equação 74. A tabela 10 contém os valores obtidos para cada combinação de bobina transmissora e receptora.

Tabela 10 - Valores de RSR obtidos utilizando as bobinas transmissoras *Birdcage-8* (BT8), *Birdcage-16* (BT16), *Double Crossed Saddle* (DCS) em conjunto com as bobinas receptoras *Surface Coil* e *2-Ch Phased Array*, também comparadas com a bobina *TX/RX* Sela Cruzada.

	Saddle Crossed	Tx=BT8 Rx=SurfCoil	Tx=BT8 Rx=2ChArray		Tx=BT16 Rx=SurfCoil	Tx=BT16 Rx=2Ch Array		Tx=DCS Rx=SurfCoil	Tx=DCS Rx=2Ch Array	
			Ch-1	Ch-2		Ch-1	Ch-2		Ch-1	Ch-2
Sinal	27924	15734	10020	17204	14560	8149	18120	19663	5226	18035
Ruido	560	71	132	123	67	110	105	80	109	111
RSR	50	222	76	140	219	74	173	246	48	162
RSR_{SOS}			160			188			169	

Os resultados indicam que a bobina de superfície possui a maior RSR dentre as demais bobinas utilizadas para a recepção, sendo que a diferença observada na RSR para as diferentes configurações de bobinas transmissoras utilizadas é de no máximo 6% em relação ao valor médio, indicando que todas as bobinas estão bem desacopladas entre si durante a transmissão/recepção conforme observado pela Tabela 6, o que nos permite concluir que a RSR é independente da bobina transmissora utilizada. Os resultados obtidos com o *Phased Array* mostram que a RSR do canal-1 é muito inferior à do canal-2, fato que se deve a maior distância desse elemento ao *Phantom*, uma vez que as bobinas estão sobrepostas para eliminar a interação via indutância mútua, como é ilustrado pela Figura 42. A RSR obtida para a bobina tipo Sela Cruzada confirma a vantagem de se utilizar bobinas específicas para a transmissão e recepção, pois a RSR medida para a bobina volumétrica representa apenas 20% da RSR medida com o par *TX=Birdcage-16 / RX=Surface Coil.*

Para avaliarmos como a RSR varia espacialmente dentro das imagens obtidas, calculamos os mapas de RSR (*SNR maps*[83]) dividindo a imagem do *Phantom* pelo ruído correspondente, calculado utilizando-se a equação 73 para imagens obtidas com bobinas de 1 canal e de acordo com a equação 74 para imagens obtidas com bobinas *Phased Array*. Isso nos permite comparar o perfil de sensibilidade das diferentes bobinas utilizadas para a recepção, como mostrado pela figura 57.

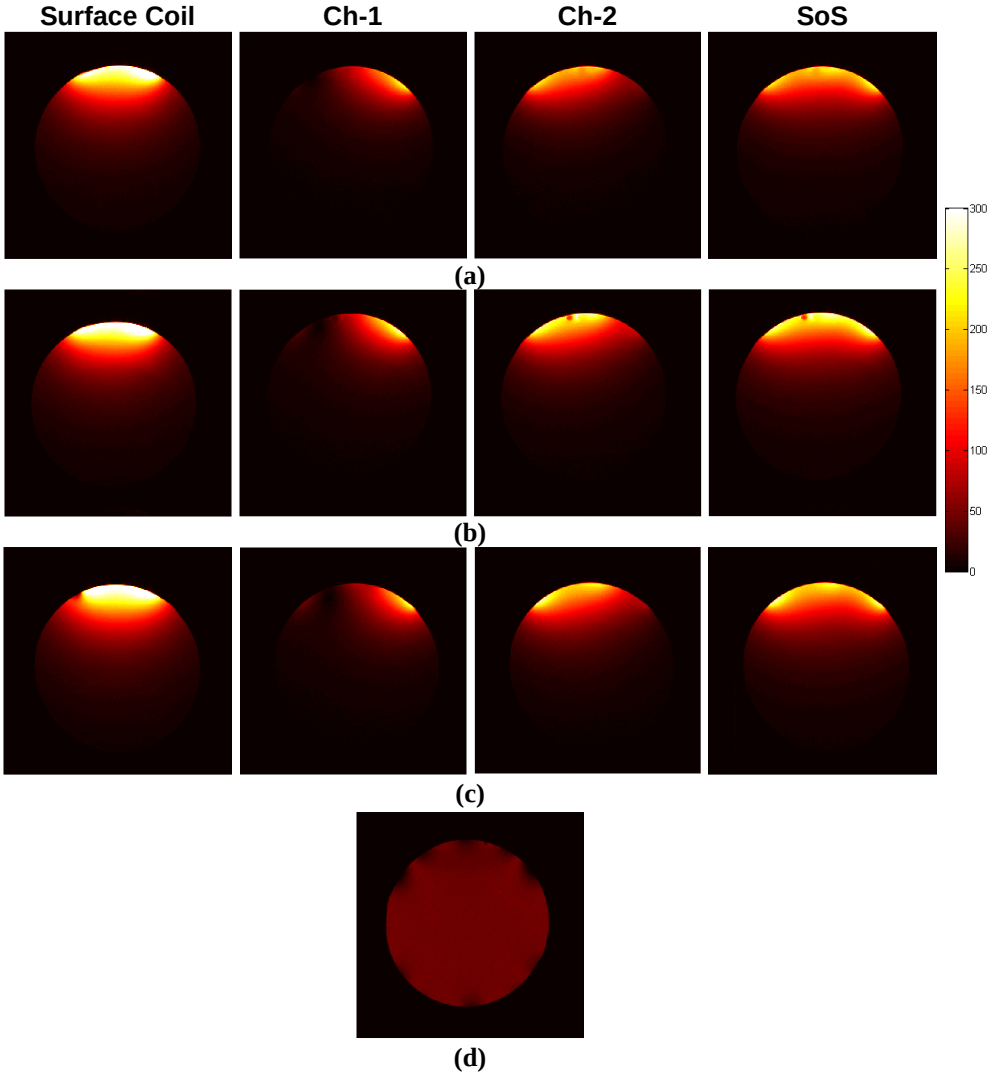


Figura 57 - Mapas de RSR obtidos utilizando o *Surface coil* e o *2-Ch Phased Array*, mostrando os mapas do canal-1, do canal-2 e a reconstrução por SOS operando em conjunto com cada uma das bobinas transmissoras. (a) *Birdcage-8*. (b) *Birdcage-16*. (c) *DCS coil*. (d) Sela Cruzada operando como *TX/RX*.

Os mapas de RSR acima confirmam a superioridade da bobina de superfície entre as bobinas receptoras, praticamente não havendo variações significativas para diferentes bobinas transmissoras utilizadas. Essa independência das bobinas transmissoras também se observa nos mapas obtidos para os canais 1 e 2 do *Phased Array*, onde notamos também que a RSR do canal-2 é sempre maior do que o canal 1 devido à maior proximidade desse elemento à amostra. As imagens obtidas por SOS deixam claras que a região com alta RSR do *Phased Array* se estende por uma maior área, embora menos intensa, se comparadas com as imagens obtidas com a bobina de superfície.

Para uma comparação direta dos mapas de RSR da Figura 57 o gráfico 3 mostra o perfil da RSR em função da posição ao longo do *Phantom* esférico utilizado para as bobinas receptoras com as diferentes geometrias de bobinas transmissoras e para a Sela Cruzada como TX/RX.

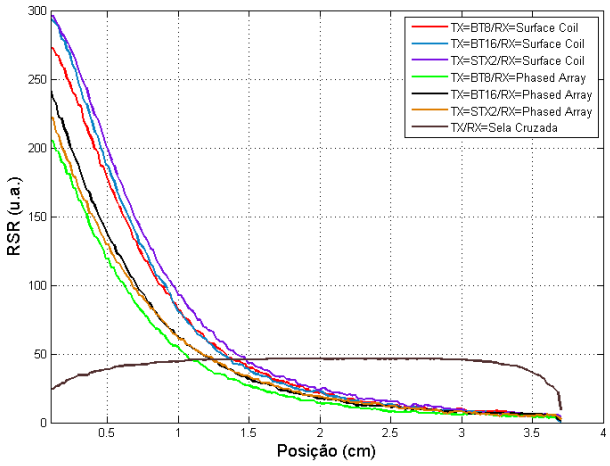


Gráfico 3 - Perfil da RSR ao longo do eixo-y para todos os pares de bobinas transmissoras e receptoras, incluindo para a bobina *TX/RX* Sela Cruzada.

As curvas de maior intensidade correspondem à bobina de superfície, cuja variação em função da bobina transmissora utilizada não é significativa. O mesmo ocorre para as curvas de RSR obtidas para o *Phased Array*. O Gráfico 3 deixa claro também a superioridade das bobinas receptoras em relação à bobina *TX/RX*, confirmando a vantagem de se utilizar bobinas *TX-Only* e *RX-Only* para imagens de regiões localizadas.

4.3 Imagens *in vivo*

O teste final no processo de desenvolvimento das bobinas consiste na realização de experimentos *in vivo* utilizando todas as configurações de bobinas transmissoras e receptoras desenvolvidas e combinadas em diferentes configurações para transmissão e recepção.

4.3.1 Transmissoras: TX/RX

Com o objetivo de verificar e comparar a eficiência das diferentes geometrias de bobinas transmissoras na produção de campo magnético homogêneo para grandes RI, obtivemos imagens *in vivo* do corpo inteiro de ratos (Figura 58) utilizando cada uma das bobinas

operando no modo *TX/RX*. As imagens foram obtidas utilizando a sequência *TURBO RARE*[†] (*Rapid Acquisition with Relaxation Enhancement* [84]) *com* $FOV_r=FOV_p=10$ *cm* no plano coronal com parâmetro *TR/TE=1500/53.4 ms, thickness=2 mm, interslice=3mm* e 10 médias, resultando em um tempo total de aquisição de 8 minutos, e no plano sagital com TR/TE=2624.9/56 ms, *thickness=1 mm, interslice=1.10 mm* e 5 médias, com um tempo total de aquisição de 7 minutos.

Embora as avaliações da homogeneidade de campo indiquem que o *Birdcage-16* é a bobina mais homogênea, as imagens *in vivo* mostram que todas as bobinas possuem homogeneidade de campo de RF suficiente para experimentos com FOV de até *10 cm*, uma vez que nenhuma das imagens apresenta artefatos visíveis relacionados a não homogeneidade de campo. A baixa RSR observada se deve ao baixo fator de preenchimento das bobinas, uma vez que foram projetadas para operar como bobinas transmissoras.

[†] Semelhante à sequência *Fast Spin Echo* com aplicações para aquisição de imagens rápidas e ponderadas por T_2.

(a)

(b)

(c)

Figura 58 - Imagens *in vivo* obtidas utilizando as bobinas transmissoras no modo *TX/RX*. (a) *Birdcage-8*. (b) *Birdcage-16*. (c) *DCS Coil*.

4.3.2 Surface coil: TX-Only/RX-Only

Para os experimentos *in vivo* utilizando a bobina de superfície no modo *RX* e as bobinas transmissoras no modo *TX*, imagens *in vivo* foram adquiridas utilizando-se a sequência *RARE* com os parâmetros otimizados para a obtenção de imagens com RSR e contraste necessários

para estudo do hipocampo de ratos. As imagens foram obtidas no plano axial com $FOV_r=FOV_p=4$ *cm, TR/TE=4500/67.1 ms, thickness=1 mm, interslice=1.1 mm, matriz=256 x 256* e 18 médias, resultando em um tempo total de aquisição de 43 minutos e 12 segundos. O posicionamento da bobina de superfície na cabeça dos ratos foi feito de acordo com a figura 59:

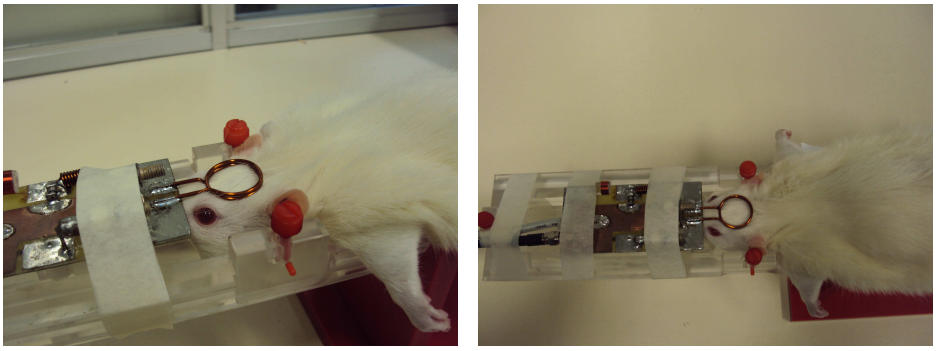
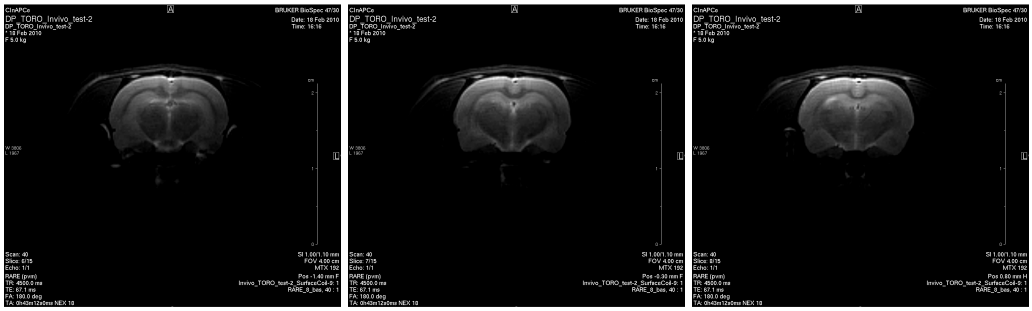
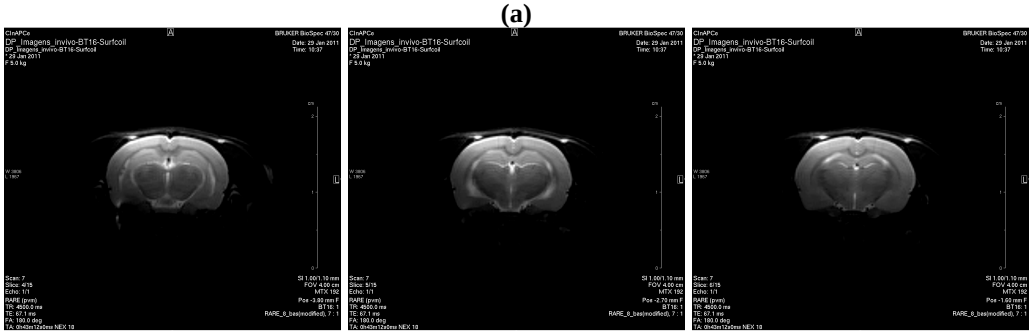


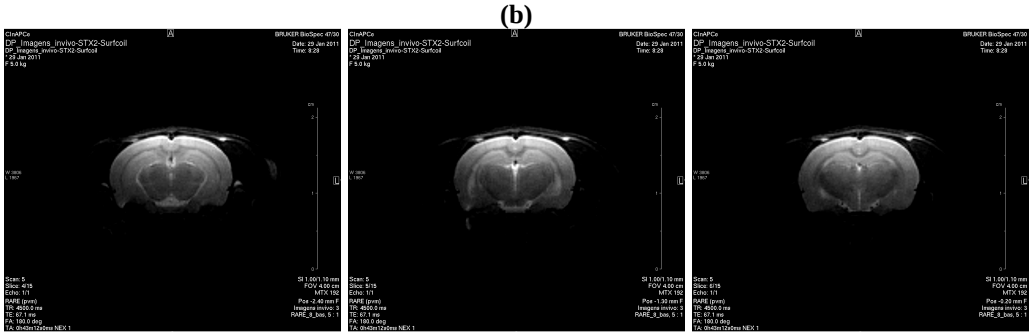
Figura 59 - Posicionamento da bobina de superfície para obtenção de imagens *in vivo* de ratos.



(a)



(b)



(c)

Figura 60 - Imagens *in vivo* obtidas dos três planos axiais centrais do cérebro de um rato utilizando RX=*Surface Coil* e: (a) *TX=Birdcage-8*. (b) *TX=Birdcage-16*. (c) *TX=DCS Coil*.

4.3.3 2-Channel Phased Array

Para os experimentos *in vivo* utilizando o *2-Ch Phased Array* como RX posicionamos a região sensível da bobina de modo que os dois elementos do *array* cobrissem toda a região do córtex do animal, conforme a Figura 61.

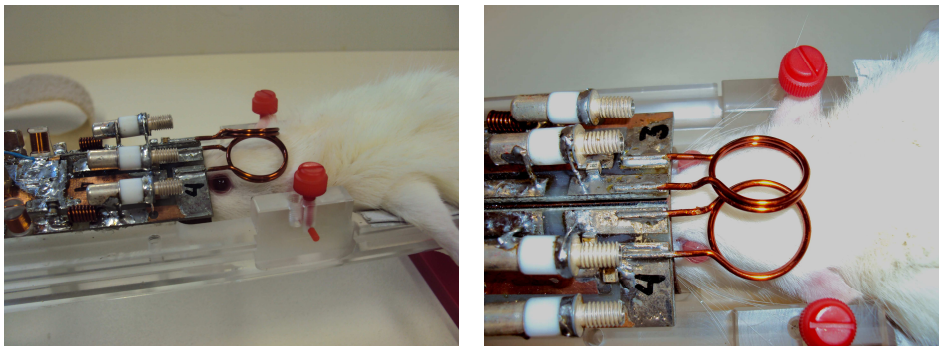
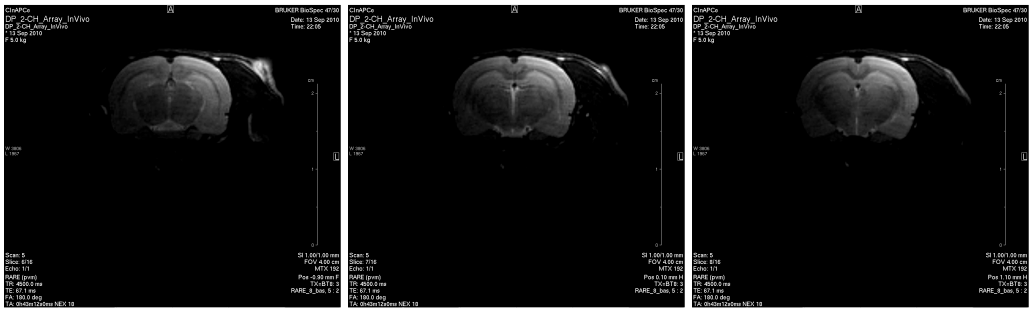
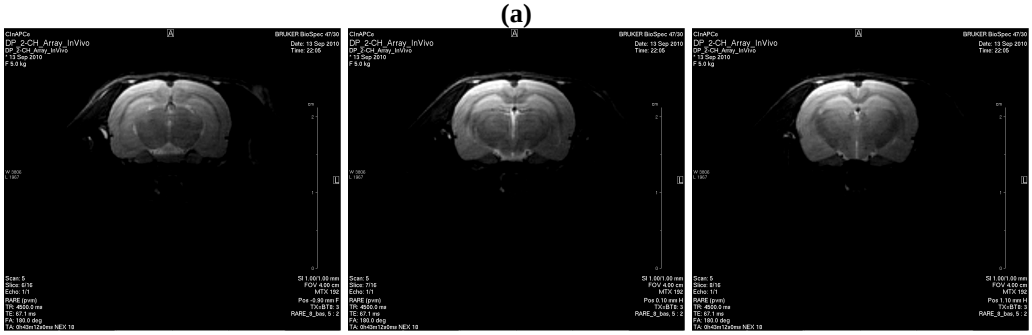


Figura 61 - Posicionamento do *2-Ch Phased Array* para a obtenção de imagens *in vivo* do cérebro de ratos.

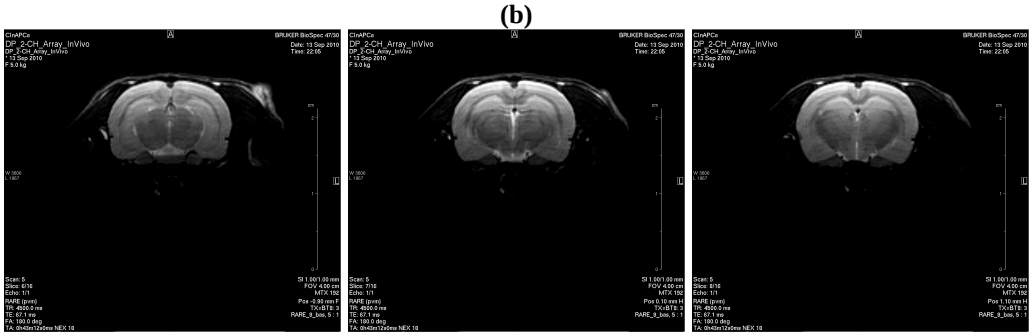
A sequência e os parâmetros utilizados foram os mesmo descritos na seção anterior. Abaixo temos as imagens *in vivo* obtidas com os canais 1 e 2 individualmente (Figura 62-a e 62-b) e a reconstrução por SOS^2 (Figura 62-c) utilizando o *2-Ch Phased Array* no modo *RX* com as três geometrias de bobinas transmissoras operando como *TX*.



(a)

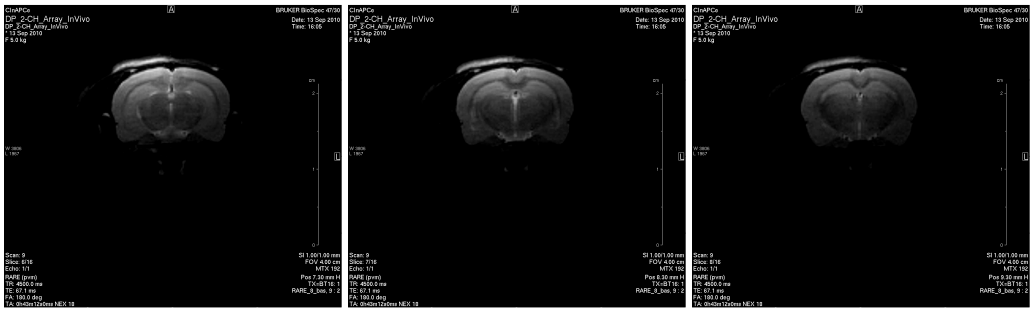


(b)

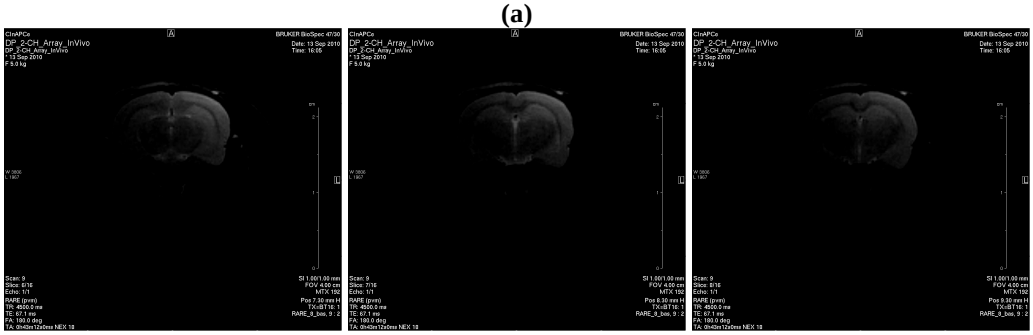


(c)

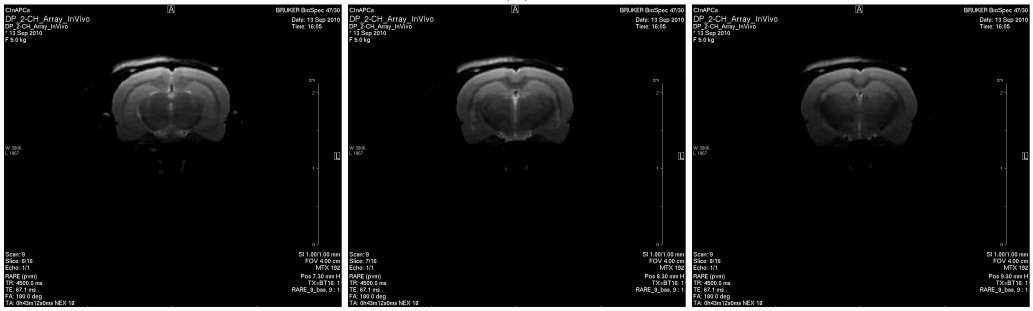
Figura 62 - Imagens *in vivo* obtidas dos três planos axiais centrais do cérebro de um rato utilizando *TX=Birdcage-8* e *RX=2-Ch Phased Array*. (a) Imagens do Canal-1. (b) Imagens do canal-2. (c) Imagens reconstruídas pela soma dos quadrados.



(a)



(b)



(c)

Figura 63 - Imagens *in vivo* obtidas dos três planos axiais centrais do cérebro de um rato utilizando *TX=Birdcage-16* e *RX=2-Ch Phased Array*. (a) Imagens do Canal-1. (b) Imagens do canal-2. (c) Imagens reconstruídas por SOS.

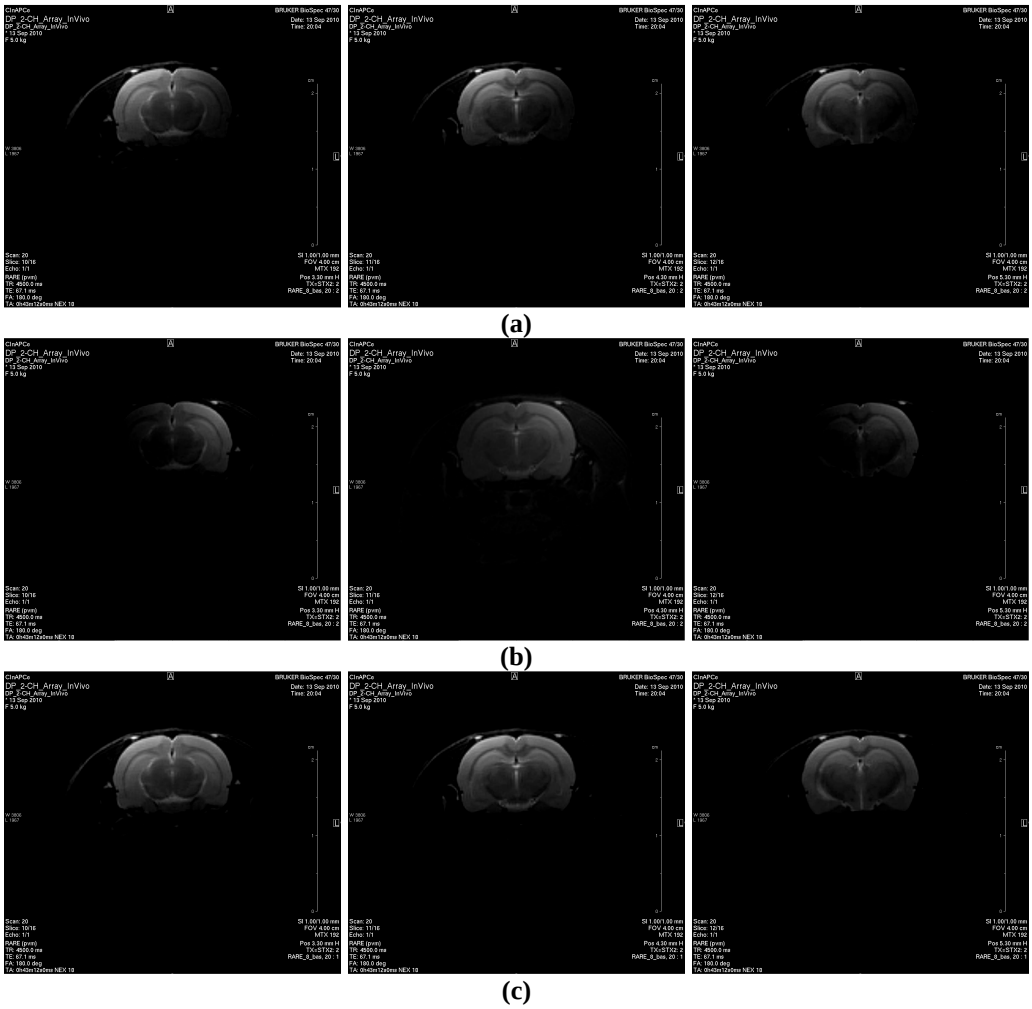


Figura 64 - Imagens *in vivo* obtidas de três planos centrais do cérebro de um rato utilizando TX=*DCS coil* e RX=*2-Ch Phased Array*. (a) Imagens do Canal-1. (b) Imagens do canal-2. (c) Imagens reconstruídas por soma dos quadrados.

4.3.4 Sela Cruzada como TX/RX

As imagens *in vivo* obtidas utilizando a bobina Sela Cruzada no modo TX/RX com o mesmo protocolo utilizado para a bobina de superfície e para o *Phased Array*. As dimensões desta bobina de volume resultam em um alto fator de preenchimento, maximizando a RSR, como ilustrado pela seguinte figura.

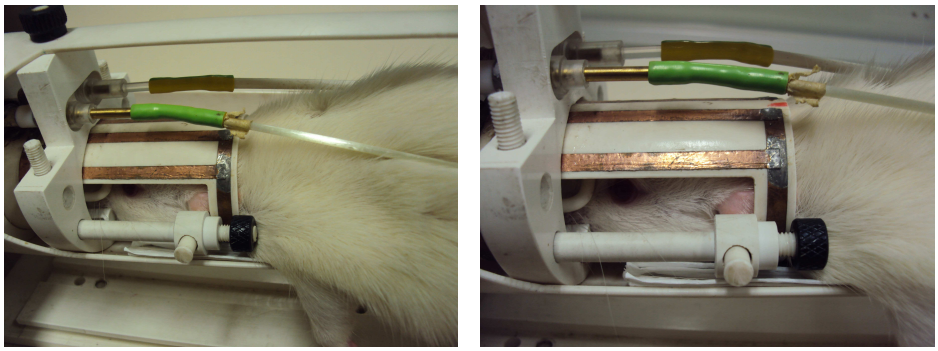


Figura 65 - Posicionamento do rato dentro da bobina Sela Cruzada para a realização de experimentos *in vivo*.

Figura 66: Imagens *in vivo* obtidas dos três planos centrais do cérebro de um rato utilizando TX/RX=Sela Cruzada.

A comparação entre as imagens *in vivo* obtidas estão de acordo com os mapas de RSR que indicam que a bobina de superfície possui a maior RSR dentre as bobinas receptoras. Notamos também a independência da RSR das imagens com as diferentes geometrias de bobinas transmissoras utilizadas, confirmando que o desacoplamento ativo obtido é suficiente em todas as bobinas, tanto transmissoras como receptoras.

As imagens obtidas por SOS utilizando o *Phased Array* não mostraram a vantagem observada de uma maior região sensível em relação à bobina de superfície. Isso ocorre porque o diâmetro de *1.5 cm* é suficiente para cobrir toda a região do cérebro dos ratos, de modo que a região sensível extra obtida não é utilizada, sugerindo que cada elemento do *array* poderia ser construído com diâmetro menor do que *1,5 cm*, o que aumentaria a RSR em cada canal individualmente.

5 Conclusões

Uma vez que o objetivo inicial deste trabalho foi o desenvolvimento de um conjunto de bobinas de RF transmissoras e receptoras com desenho específico para a aquisição de imagens do cérebro de ratos, podemos afirmar com base nos resultados dos capítulos 3 e 4 que a melhor opção para bobina transmissora, considerando unicamente a homogeneidade de campo de RF como parâmetro de avaliação, é o *Birdcage-16*. No entanto, uma análise da relação custo/beneficio, da eficiência na transmissão de RF e do tempo necessário para o desenvolvimento de uma bobina transmissora do tipo *Birdcage* sugere que a geometria *DCS coil* possa competir como melhor opção.

Os mapas de campo teóricos da Figura 54 obtidos pela lei de *Biot-Savart* e os resultados dos parâmetros adotados para a avaliação da homogeneidade de campo confirmam a superioridade do *Birdcage-16* quando comparada ao *Birdcage-8* e o *DCS coil*. No entanto, os resultados experimentais mostram que essa vantagem é muito menor do que o esperado teoricamente, sendo que o *Birdcage-16* é superado pelo *DCS coil* quando o parâmetro considerado avalia o desvio de campo em relação ao campo no centro. Desta forma, embora o *Birdcage-16* seja superior em teoria, sua construção incluindo a sintonia e o acoplamento exige uma complexidade muito maior do que no desenvolvimento do *DCS coil* para um ganho em homogeneidade de campo de apenas 6% se considerada no plano axial central. Quando consideramos que a RI em estudo é o cérebro de um rato, que representa aproximadamente 40% do diâmetro interno das bobinas, os mapas de campo obtidos (Figura 53 e Figura 54) indicam que ambas as bobinas apresentam homogeneidade de campo suficiente para fornecer um ângulo de *flip* aos *spins* nucleares ao longo de toda a amostra com um desvio máximo de 5%. Além disso, os valores de desacoplamento durante a transmissão/recepção expressos pela Tabela 6 indicam que o *Birdcage-16* possuiu o pior desacoplamento (-30 dB) quando comparado com o *DCS Coil* (-35 dB) e o *Birdcage-8* (-44 dB). O fato de que o *Birdcage-16* necessita de 8 diodos PIN em sua estrutura devido ao grande número de condutores, aumentando significativamente as chances de problemas com o circuito de desacoplamento ativo.

Outro ponto, não determinante na escolha, mas que favorece a utilização do *DCS coil* é o fato de ser cerca de 10% mais eficiente durante a transmissão, necessitando de menos potência para os pulsos $\pi/2$ e π, como mostram os valores do fator de qualidade (Tabela 5) e do perfil de sensibilidade de B_1 (Gráfico 2).

As análises dos resultados obtidos com as bobinas receptoras indicam que a bobina de superfície com dois *loops* é superior em termos de RSR quando comparada com o *2-Ch Phased Array*, embora seja nítido pelos mapas de RSR da Figura 57 que o *Array* possui uma maior região com alta sensibilidade. No entanto, essa diferença na extensão da região sensível não trouxe benefícios para a obtenção de imagens do cérebro dos ratos, pois o diâmetro de *1.5 cm* da bobina de superfície mostrou-se suficiente para cobrir todo o cérebro do animal. Este fato sugere que cada elemento do *Phased Array* possa ser projetado com um diâmetro menor, o que aumentaria a RSR de cada canal e, consequentemente, a RSR da imagem final reconstruída por SOS.

Os valores de RSR obtidos para cada canal do *Phased Array* e para a bobina de superfície concordam com os valores medidos do fator de qualidade (Tabela 5). Uma vez que os dois elementos do *Phased Array* e a bobina de superfície são idênticos, a diferença observada na RSR pode ser explicada devido às perdas introduzidas pelo acoplamento mútuo remanescente entre os elementos, uma vez que o desacoplamento obtido por sobreposição geométrica de -20 dB (Figura 47) é suficiente somente para permitir a obtenção de imagens com cada canal individualmente, mas não para eliminar totalmente as perdas introduzidas via indutância mútua.

A comparação entre os mapas de RSR das bobinas receptoras operando no modo RX com a bobina Sela Cruzada operando no modo TX/RX confirma a vantagem de se utilizar diferentes bobinas para transmissão e recepção, embora essa diferença não seja tão nítida quando comparamos as imagens *in vivo* do cérebro de ratos utilizando o protocolo estabelecido com 18 médias, resultando em 43 min de experimento. Isso se deve provavelmente ao fato de que para 18 médias a diferença entre a RSR das imagens obtidas com a bobina de superfície e com a bobina tipo Sela Cruzada não seja tão nítida. Essa diferença se torna mais evidente quando utilizamos o mesmo protocolo e o mesmo conjunto de bobinas com apenas 1 média, resultando em experimentos de 2 min e 24 seg, como mostram as seguintes imagens.

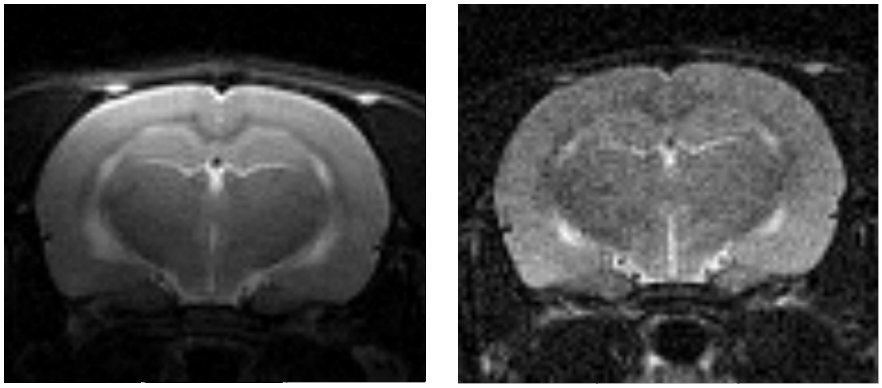


Figura 67 - Imagens *in vivo* obtidas com o mesmo protocolo utilizado na seção 4.3, mas com apenas uma média para TX=*Birdcage-16*/RX=Bobina de superfície (esquerda) e TX/RX=Sela Cruzada (direita).

As imagens foram obtidas utilizando o *Birdcage-16* como TX e a bobina de superfície como RX (imagem da esquerda) e a bobina volumétrica Sela Cruzada (Figura 65) como TX/RX (imagem da direita). Notamos claramente o ganho em RSR quando utilizamos bobinas dedicadas em comparação à bobina *transceiver* volumétrica. Isso nos permite concluir que as imagens obtidas com 43 minutos de duração podem ser obtidas em apenas 8 minutos uma vez que, de acordo com a Tabela 10, a RSR da bobina de superfície é cerca de 4 vezes maior do que a Sela Cruzada, sendo de fundamental importância em experimentos *in vivo* que dependem do tempo de ação dos agentes anestésicos.

De forma geral, podemos concluir com base nos resultados deste trabalho que para experimentos de imagens do cérebro de ratos, tanto o *DCS coil* como o *Birdcage-16* possuem alta homogeneidade de campo na RI, lembrando que o *DCS coil* possui a vantagem em relação ao *Birdcage-16* que é sua facilidade de construção e manutenção. Como bobina receptora, a bobina de superfície se mostrou superior em RSR quando comparada ao *2-Ch Phased Array*, que de fato possui uma maior região com alta sensibilidade, mas que não representou uma vantagem na prática, cuja comprovação se dá através das imagens obtidas pela Figura 67, confirmando a superioridade de bobinas operando no modo TORO com relação às bobinas *TX/RX* para experimentos *in vivo* em ratos.

Referências

1. HAYES, C. E.; EDELSTEIN, W. A.; SCHENCK, J. F.; MUELLER, O. M.; EASH, M., An Efficient, Highly Homogeneous Radiofrequency Coil for Whole-Body Nmr Imaging at 1.5-T. *Journal of Magnetic Resonance*, v.63, n.3: p. 622-628. 1985.

2. ROEMER, P. B.; EDELSTEIN, W. A.; HAYES, C. E.; SOUZA, S. P.; MUELLER, O. M., The Nmr Phased-Array. *Magnetic Resonance in Medicine*, v.16, n.2: p. 192-225. 1990.

3. PRUESSMANN, K. P.; WEIGER, M.; SCHEIDEGGER, M. B.; BOESIGER, P., SENSE: sensitivity encoding for fast MRI. *Magnetic Resonance in Medicine*, v.42, n.5: p. 952-62. 1999.

4. PAPOTI, D.; VIDOTO, E. L. G.; MARTINS, M. J.; TANNUS, A., Effects of Crossing Saddle Coil Conductors: Electric Length X Mutual Inductance. *Concepts in Magnetic Resonance Part B-Magnetic Resonance Engineering*, v.37B, n.3: p. 193-201. 2010.

5. BLOCH, F.; HANSEN, W. W.; PACKARD, M., Nuclear Induction. *Physical Review*, v.69, n.11-1: p. 680-680. 1946.

6. PURCELL, E. M.; TORREY, H. C.; POUND, R. V., Resonance Absorption by Nuclear Magnetic Moments in a Solid. *Physical Review*, v.69, n.1-2: p. 37-38. 1946.

7. LAUTERBUR, P. C., Image Formation by Induced Local Interactions - Examples Employing Nuclear Magnetic-Resonance. *Nature*, v.242, n.5394: p. 190-191. 1973.

8. MANSFIEL.P; GRANNELL, P. K., Nmr Diffraction in Solids. *Journal of Physics C-Solid State Physics*, v.6, n.22: p. L422-L426. 1973.

9. HUETTEL, S. A.; SONG, A. W.; MCCARTHY, G., Functional magnetic resonance imaging. New York: W. H. Freeman ; Basingstoke : Palgrave [distributor]. 2008.

10. SLICHTER, C. P., Principles of magnetic resonance. Berlin: Springer. 1978.

11. HAACKE, E. M., Magnetic resonance imaging : physical principles and sequence design. New York ; CHichester: J. Wiley & Sons. 1999.

12. REIF, F., Fundamentals of Statistical and Thermal Physics. New Yor: MCGRAW-HILL. 1965.

13. WANGSNESS, R. K., Electromagnetic fields. New York: Wiley. 1986.

14. CALLAGHAN, P. T., Principles of nuclear magnetic resonance microscopy: Clarendon. 1991.

15. ABRAGAM, A. E., The principles of nuclear magnetism: Clarendon P. 1961.

16. HAHN, E. L., Spin Echoes. *Physical Review*, v.77, n. 1950.

17. BRIGHAM, E. O., The fast Fourier transform and its applications. Englewood Cliffs, N.J.: Prentice Hall. 1988.

18. BRACEWELL, R. N., The Fourier transform and its applications. New York ; London: McGraw-Hill. 1986.

19. BONAGAMBA, T. J., Seleção de planos em tomografia por ressonância magnética nuclear, São Carlos, 1986, Dissertação de Mestrado, FCM-IFQSC, Universidade de São Paulo.

20. TURNER, R., Gradient coil design: a review of methods. *Magnetic Resonance Imaging*, v.11, n.7: p. 903-20. 1993.

21. XAVIER, R. F., Desenvolvimento e construção de bobinas de gradiente com Blindagem Ativa com apliação em Imagens por RMN, São Carlos, 2000, Dissertação de Mestrado, FFI-IFSC, Universidade de São Paulo.

22. MISPELTER, J.; LUPU, M.; BRIGUET, A., NMR probeheads for biophysical and biomedical experiments : theoretical principles & practical guidelines. London: Imperial College Press. 2006.

23. JIN, J., Electromagnetic analysis and design in magnetic resonance imaging. Boca Raton ; London: CRC Press. 1999.

24. HAASE, A.; ODOJ, F.; VON KIENLIN, M.; WARNKING, J.; FIDLER, F.; WEISSER, A.; NITTKA, M.; ROMMEL, E.; LANZ, T.; KALUSCHE, B.; GRISWOLD, M., NMR probeheads for in vivo applications. *Concepts in Magnetic Resonance*, v.12, n.6: p. 361-388. 2000.

25. 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, n.1: p. 122-123. 1970.

26. GARRIDO, C. E. S.; VIDOTO, E. L. G., Optimization of Saddle Coils for Magnetic Resonance Imaging. *Brazilian Journal of Physics*, v.36, n.1A: p. 4-8. 2005.

27. WATKINS, J. C.; FUKUSHIMA, E., High-pass bird-cage coil for nuclear magnetic resonance. *The Review of Scientific Instruments*, v.59, n.: p. 926-929. 1988.

28. TROPP, J., The theory of the bird-cage resonator. *Journal of Magnetic Resonance*, v.82, n.: p. 51-62. 1989.

29. HARPEN, M. D., Equivalent-Circuit for Birdcage Resonators. *Magnetic Resonance in Medicine*, v.29, n.2: p. 263-268. 1993.

30. HAYES, C. E., The development of the birdcage resonator: a historical perspective. *Nmr in Biomedicine*, v.22, n.9: p. 908-918. 2009.

31. GIOVANNETTI, G.; LANDINI, L.; SANTARELLI, M. F.; POSITANO, V., A fast and accurate simulator for the design of birdcage coils in MRI. *Magnetic Resonance Materials in Physics Biology and Medicine*, v.15, n.1-3: p. 36-44. 2002.

32. CHIN, C. L.; COLLINS, C. M.; LI, S. H.; DARDZINSKI, B. J.; SMITH, M. B., BirdcageBuilder: Design of specified-geometry birdcage coils with desired current pattern and resonant frequency. *Concepts in Magnetic Resonance*, v.15, n.2: p. 156-163. 2002.

33. PAPOTI, D., Transdutores de RF para experimentos de imagens em pequenos animais, São Carlos, 2006, Dissertação de mestrado, IFSC, Universidade de São Paulo.

34. GROVER, F. W., Inductance calculations : Working formulas and tables: New York : Van Nostrand, 1946 (1962).

35. HOULT, D. I.; RICHARDS, R. E., Signal-to-Noise Ratio of Nuclear Magnetic-Resonance Experiment. *Journal of Magnetic Resonance*, v.24, n.1: p. 71-85. 1976.

36. EDELSTEIN, W. A.; GLOVER, G. H.; HARDY, C. J.; REDINGTON, R. W., The Intrinsic Signal-to-Noise Ratio in Nmr Imaging. *Magnetic Resonance in Medicine*, v.3, n.4: p. 604-618. 1986.

37. HILL, H. D. W.; RICHARDS, R. E., Limits of Measurement in Magnetic Resonance. *Journal of Physics E-Scientific Instruments*, v.1, n.10: p. 977-&. 1968.

38. JOHNSON, J. B., Thermal agitation of electric charge in conductors. *Physical Review*, v.32, n.: p. 97-109. 1934.

39. CARLSON, J. W., Currents and Fields of Thin Conductors in Rf-Saddle Coils. *Magnetic Resonance in Medicine*, v.3, n.5: p. 778-790. 1986.

40. HOULT, D. I.; TOMANEK, B., Use of mutually inductive coupling in probe design. *Concepts in Magnetic Resonance*, v.15, n.4: p. 262-285. 2002.

41. HOULT, D. I.; LAUTERBUR, P. C., Sensitivity of the Zeugmatographic Experiment Involving Human Samples. *Journal of Magnetic Resonance*, v.34, n.2: p. 425-433. 1979.

42. CHEN, C. N.; HOULT, D. I., Biomedical magnetic resonance technology: Hilger. 1989.

43. ACKERMAN, J. J. H.; GROVE, T. H.; WONG, G. G.; GADIAN, D. G.; RADDA, G. K., Mapping of Metabolites in Whole Animals by P-31 Nmr Using Surface Coils. *Nature*, v.283, n.5743: p. 167-170. 1980.

44. HAASE, A.; HANICKE, W.; FRAHM, J., The Influence of Experimental Parameters in Surface-Coil Nmr. *Journal of Magnetic Resonance*, v.56, n.3: p. 401-412. 1984.

45. LAWRY, T. J.; WEINER, M. W.; MATSON, G. B., Computer Modeling of Surface Coil Sensitivity. *Magnetic Resonance in Medicine*, v.16, n.2: p. 294-302. 1990.

46. SMYTHE, W. R., Static and dynamic electricity. New York,: McGraw-Hill. 1950.

47. ZHANG, X. L.; UGURBIL, K.; CHEN, W., Microstrip RF surface coil design for extremely high-field MRI and spectroscopy. *Magnetic Resonance in Medicine*, v.46, n.3: p. 443-450. 2001.

48. GROVER, F. W. B., Inductance calculations : working formulas and tables. Research Triangle Park, N.C.: Instrument Society of America. 1973.

49. SCHOENBERG, S. O.; DIETRICH, O.; REISER, M., Parallel imaging in clinical MR applications. Berlin ; New York: Springer. 2007.

50. LARKMAN, D. J.; NUNES, R. G., Parallel magnetic resonance imaging. *Physics in Medicine and Biology*, v.52, n.7: p. R15-R55. 2007.

51. HEIDEMANN, R. M.; OZSARLAK, O.; PARIZEL, P. M.; MICHIELS, J.; KIEFER, B.; JELLUS, V.; MULLER, M.; BREUER, F.; BLAIMER, M.; GRISWOLD, M. A.; JAKOB, P. M., A brief review of parallel magnetic resonance imaging. *European Radiology*, v.13, n.10: p. 2323-2337. 2003.

52. HARDY, C. J.; GIAQUINTO, R. O.; PIEL, J. E.; ROHLING, K. W.; MARINELLI, L.; BLEZEK, D. J.; FIVELAND, E. W.; DARROW, R. D.; FOO, T. K. F., 128-Channel Body MRI With a Flexible High-Density Receiver-Coil Array. *Journal of Magnetic Resonance Imaging*, v.28, n.5: p. 1219-1225. 2008.

53. WIGGINS, G. C.; POLIMENI, J. R.; POTTHAST, A.; SCHMITT, M.; ALAGAPPAN, V.; WALD, L. L., 96-Channel Receive-Only Head Coil for 3 Tesla: Design Optimization and Evaluation. *Magnetic Resonance in Medicine*, v.62, n.3: p. 754-762. 2009.

54. AMERICAN RADIO RELAY LEAGUE., *The ARRL handbook for the radio amateur*, in *Publication no. 6 of the Radio amateur's library*. 1984, American Radio Relay League: Newington, Conn. p. v.

55. CASSIDY, P. J.; CLARKE, K.; EDWARDS, D. J., Determining the tuning and matching requirements of RF coils using electromagnetic simulation and electric circuit analysis. *Concepts in Magnetic Resonance Part B-Magnetic Resonance Engineering*, v.25B, n.1: p. 27-41. 2005.

56. DECORPS, M.; BLONDET, P.; REUTENAUER, H.; ALBRAND, J. P.; REMY, C., An Inductively Coupled, Series-Tuned Nmr Probe. *Journal of Magnetic Resonance*, v.65, n.1: p. 100-109. 1985.

57. 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, IFSC, Universidade de São Paulo.

58. BOESCH, J. M.; KORETSKY, A. P., An in vivo Nmr Probe Circuit for Improved Sensitivity. *Journal of Magnetic Resonance*, v.54, n.3: p. 526-532. 1983.

59. BENDALL, M. R., Calibrated Uncoupling of Tightly Coupled Concentric Surface Coils for Invivo Nmr. *Magnetic Resonance in Medicine*, v.8, n.4: p. 380-393. 1988.

60. BARBERI, E. A.; GATI, J. S.; RUTT, B. K.; MENON, R. S., A transmit-only/receive-only (TORO) RF system for high-field MRI/MRS applications. *Magnetic Resonance in Medicine*, v.43, n.2: p. 284-289. 2000.

61. HYDE, J. S.; RILLING, R. J.; JESMANOWICZ, A., Passive Decoupling of Surface Coils by Pole Insertion. *Journal of Magnetic Resonance*, v.89, n.3: p. 485-495. 1990.

62. EDELSTEIN, W. A.; HARDY, C. J.; MUELLER, O. M., Electronic Decoupling of Surface-Coil Receivers for Nmr Imaging and Spectroscopy. *Journal of Magnetic Resonance*, v.67, n.1: p. 156-161. 1986.

63. MICROSEMI. *The PIN diode circuit designers' Handbook*. 1998 [cited 2010 10/12/2010]; Available from: http://www.microsemi.com/idx.asp?MN=354.

64. CAPARELLI, E. D.; TOMASI, D.; PANEPUCCI, H., Shielded biplanar gradient coil design. *Journal of Magnetic Resonance Imaging*, v.9, n.5: p. 725-731. 1999.

65. JIN, J. M.; MAGIN, R. L.; SHEN, G.; PERKINS, T., A Simple Method to Incorporate the Effects of an Rf Shield into Rf Resonator Analysis for Mri Applications. *Ieee Transactions on Biomedical Engineering*, v.42, n.8: p. 840-843. 1995.

66. JOSEPH, P. M.; LU, D. F., A Technique for Double Resonant Operation of Birdcage Imaging Coils. *Ieee Transactions on Medical Imaging*, v.8, n.3: p. 286-294. 1989.

67. TROPP, J., The theory of an Arbitrarily Perturbed Birdcage Resonator and a Simple Method for Restoring it to Full Summetry. *Journal of Magnetic Resonance*, v.95, n.: p. 235-243. 1991.

68. LEIFER, M. C., Resonant modes of the birdcage coil. *Journal of Magnetic Resonance*, v.124, n.1: p. 51-60. 1997.

69. SEEBER, D. A.; JEVTIC, J.; MENON, A., Floating Shield Current Suppression Trap. *Concepts in Magnetic Resonance Part B (Magnetic Resonance Engineering)*, v.21B, n.1: p. 26-31. 2003.

70. PETERSON, D. M.; BECK, B. L.; DUENSING, G. R.; FITZSIMMONS, J. R., Common Mode Signal Rejection Methods for MRI: Reduction of Cable Shield Currents for High Static Magnetic Systems. *Concepts in Magnetic Resonance Part B (Magnetic Resonance Engineering)*, v.19B, n.1: p. 1-8. 2003.

71. LANZ, T. *RF: Characterization on the Bench*. in *International Society for Magnetic Resonance in Medicine*. 2008. Toronto.

72. STOLLBERGER, R.; WACH, P., Imaging of the active B1 field in vivo. *Magnetic Resonance in Medicine*, v.35, n.2: p. 246-51. 1996.

73. JIN, J.; CHEN, J., On the SAR and field inhomogeneity of birdcage coils loaded with the human head. *Magnetic Resonance in Medicine*, v.38, n.6: p. 953-63. 1997.

74. YANG, Q. X.; LI, S.; SMITH, M. B., A Method for Evaluating the Magnetic Field Homogeneity of a Radiofrequency Coil by Its Field Histogram. *Journal of Magnetic Resonance, Series A*, v.108, n.: p. 1-8. 1994.

75. KAUFMAN, L.; KRAMER, D. M.; CROOKS, L. E.; ORTENDAHL, D. A., Measuring signal-to-noise ratios in MR imaging. *Radiology*, v.173, n.1: p. 265-7. 1989.

76. (NEMA), N. E. M. A., *Determination of Signal-to-Noise Ratio (SNR) in Diagnostic Magnetic Resonance Imaging*, in *NEMA Standards Publications MS 1-2008*. 2008, National Electrical Manufacturers Association: 1300 North 17th Street, Suite 1752 Rosslyn, VA 22209.

77. DIETRICH, O.; RAYA, J. G.; REEDER, S. B.; REISER, M. F.; SCHOENBERG, S. O., Measurement of signal-to-noise ratios in MR images: Influence of multichannel coils, parallel imaging, and reconstruction filters. *Journal of Magnetic Resonance Imaging*, v.26, n.2: p. 375-385. 2007.

78. HENKELMAN, R. M., Measurement of Signal Intensities in the Presence of Noise in Mr Images. *Medical Physics*, v.12, n.2: p. 232-233. 1985.

79. CONSTANTINIDES, C. D.; ATALAR, E.; MCVEIGH, E. R., Signal-to-noise measurements in magnitude images from NMR phased arrays. *Magnetic Resonance in Medicine*, v.38, n.5: p. 852-857. 1997.

80. GILBERT, G., Measurement of signal-to-noise ratios in sum-of-squares MR images. *Journal of Magnetic Resonance Imaging*, v.26, n.6: p. 1678-1678. 2007.

81. WANG, J. M.; REYKOWSKI, A.; DICKAS, J., Calculation of the Signal-to-Noise Ratio for Simple Surface Coils and Arrays of Coils. *Ieee Transactions on Biomedical Engineering*, v.42, n.9: p. 908-917. 1995.

82. ASSOCIATION, N. E. M., *Determination of Signal-to-Noise Ratio and Image Uniformity for Single-Channel Non-Volume Coils in diagnostic MR Imaging*, in *NEMA Standards Publication MS 6-2008*. 2008, National Electrical Manufactorers Association.

83. KELLMAN, P.; MCVEIGH, E. R., Image reconstruction in SNR units: a general method for SNR measurement. *Magnetic Resonance in Medicine*, v.54, n.6: p. 1439-47. 2005.

84. HENNIG, J.; NAUERTH, A.; FRIEDBURG, H., RARE imaging: a fast imaging method for clinical MR. *Magnetic Resonance in Medicine*, v.3, n.6: p. 823-33. 1986.

85. BOWICK, C., RF circuit design. Boston: Newnes. 1997.

86. SARTORI, J. C., Linhas de Transmissão e Carta de Smith: Projeto assistido por computador. São Carlos: EESC/USP. 2004.

87. SMITH, P. H., Transmission Line Calculator. *Electronics*, n. 1939.

Apêndice A

Informações técnicas das bobinas transmissoras

Neste apêndice encontram-se as informações técnicas de cada geometria de bobina transmissora desenvolvida, incluindo o esquema elétrico com o valor de cada capacitor, diodo PIN e indutor utilizado.

Todas as bobinas foram projetadas para operar em conjunto com uma blindagem de RF e um sistema para o ajuste dos capacitores de *Tuning e Matching* constituído por um par de conectores com fendas de latão e corpo de acrílico, isolando o conjunto de capacitores variáveis durante os ajustes de sintonia e acoplamento. A Figura 68 ilustra o conjunto utilizado em todas as bobinas transmissoras.

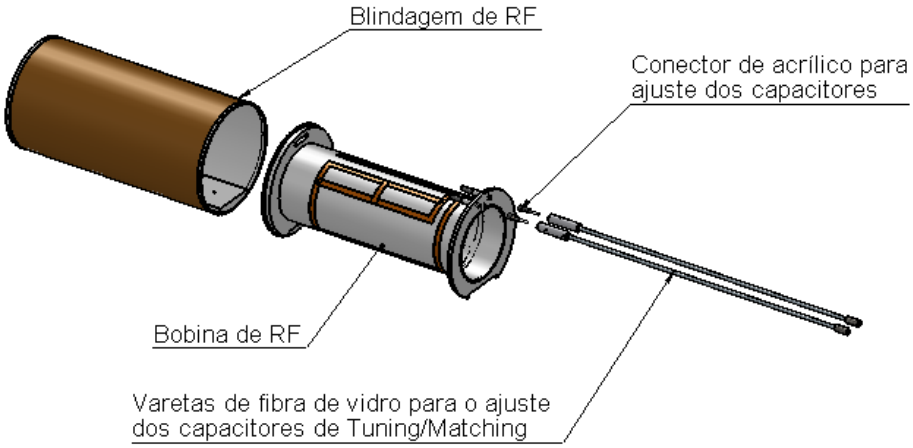


Figura 68 - Blindagem de RF e conjunto utilizado para o ajuste dos capacitores variáveis de *Tuning/ Matching* das bobinas transmissoras.

O material utilizado como suporte das bobinas foi o ***P**olyvinyl **C**hloride* (PVC), enquanto o material condutor utilizado nas bobinas foram chapas de cobre com espessura de *0.3 mm*. Ambos os materiais foram usinados sob precisão, de acordo com cada geometria, utilizando torno CNC localizado na oficina mecânica do Intitulo de Física de São Carlos. Isso permitiu o encaixe preciso das partes condutoras com os suportes das bobinas para minimizar possíveis imperfeições na construção que pudessem afetar a distribuição de corrente esperada. A fixação das partes condutoras no suporte foi feita utilizando-se cola LOCTITE-496, por

resistir às altas variações de temperaturas que os condutores foram submetidos durante o processo de soldagem dos capacitores fixos. Os cabos coaxiais de RF e para a alimentação dos diodos PIN utilizados foram o RG-223 e o TWINAX, respectivamente.

As figuras 69, 70 e 71 mostram as dimensões utilizadas para os suportes e partes condutoras das bobinas, assim como os esquemas elétricos de cada geometria com os respectivos valores dos componentes utilizados.

B.1 Birdcage-8

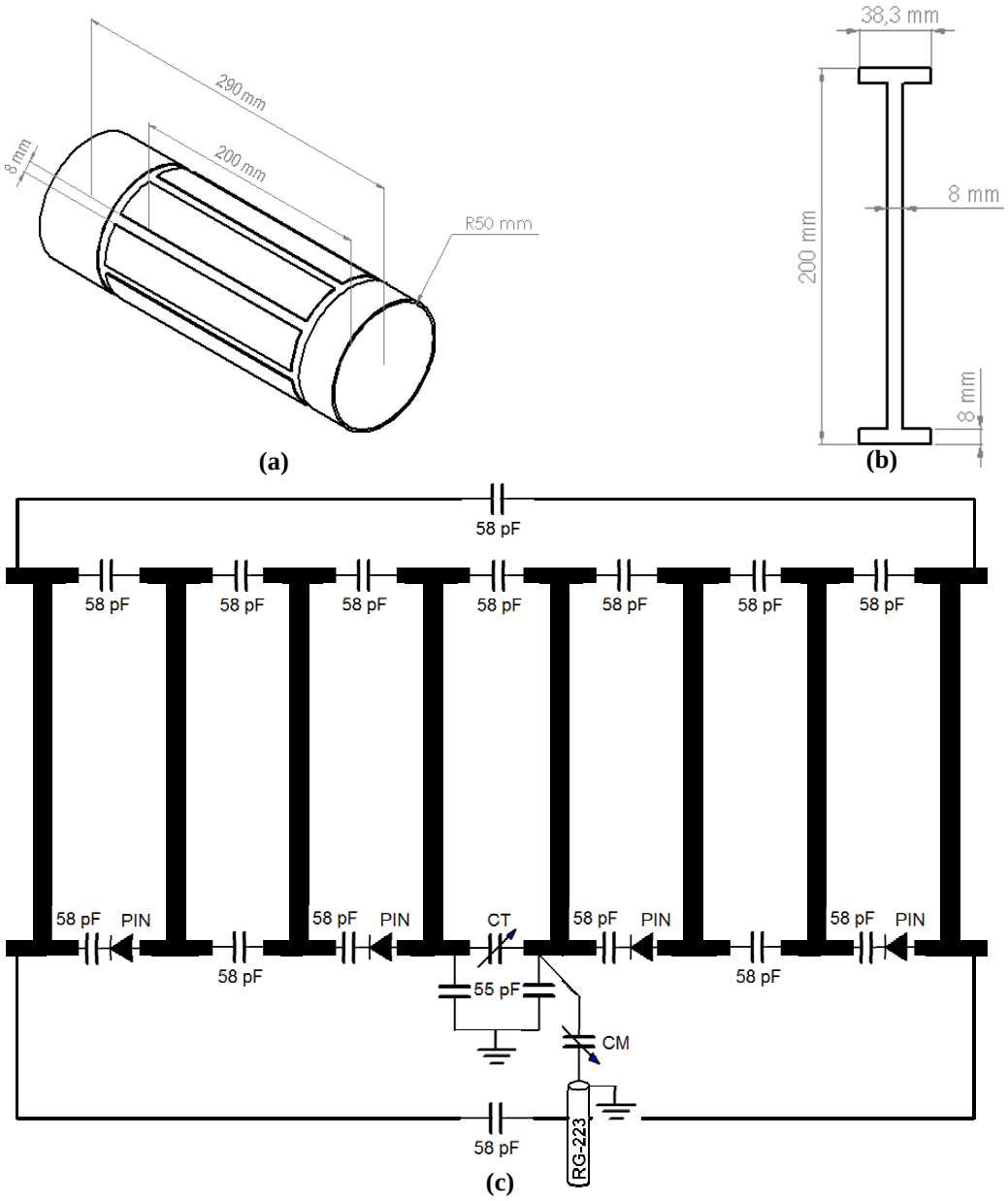


Figura 69 - (a) Suporte utilizado para o *Birdcage-8* com usinagem para encaixe das partes condutoras com rebaixo de 1 mm. (b) Partes de cobre de 0.3 mm utilizadas. (c) Esquema elétrico incluindo o circuito de desacoplamento ativo.

B.1 Birdcage-16

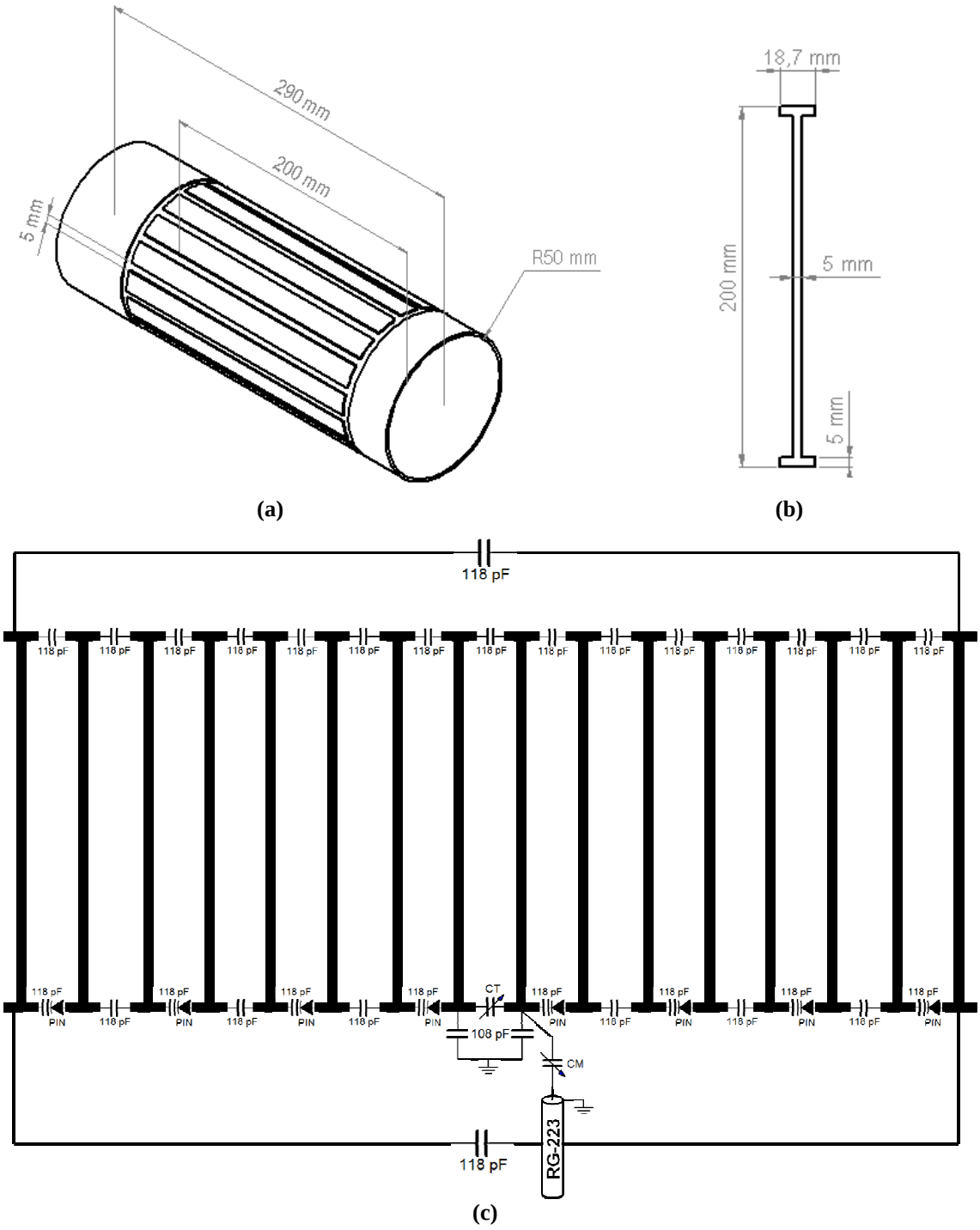


Figura 70 - (a) Suporte utilizado para o *Birdcage-16* com usinagem para encaixe das partes condutoras com rebaixo de 1 mm. (b) Partes de cobre de 0.3 mm utilizadas. (c) Esquema elétrico incluindo o circuito de desacoplamento ativo.

B.1 Double Crossed Saddle

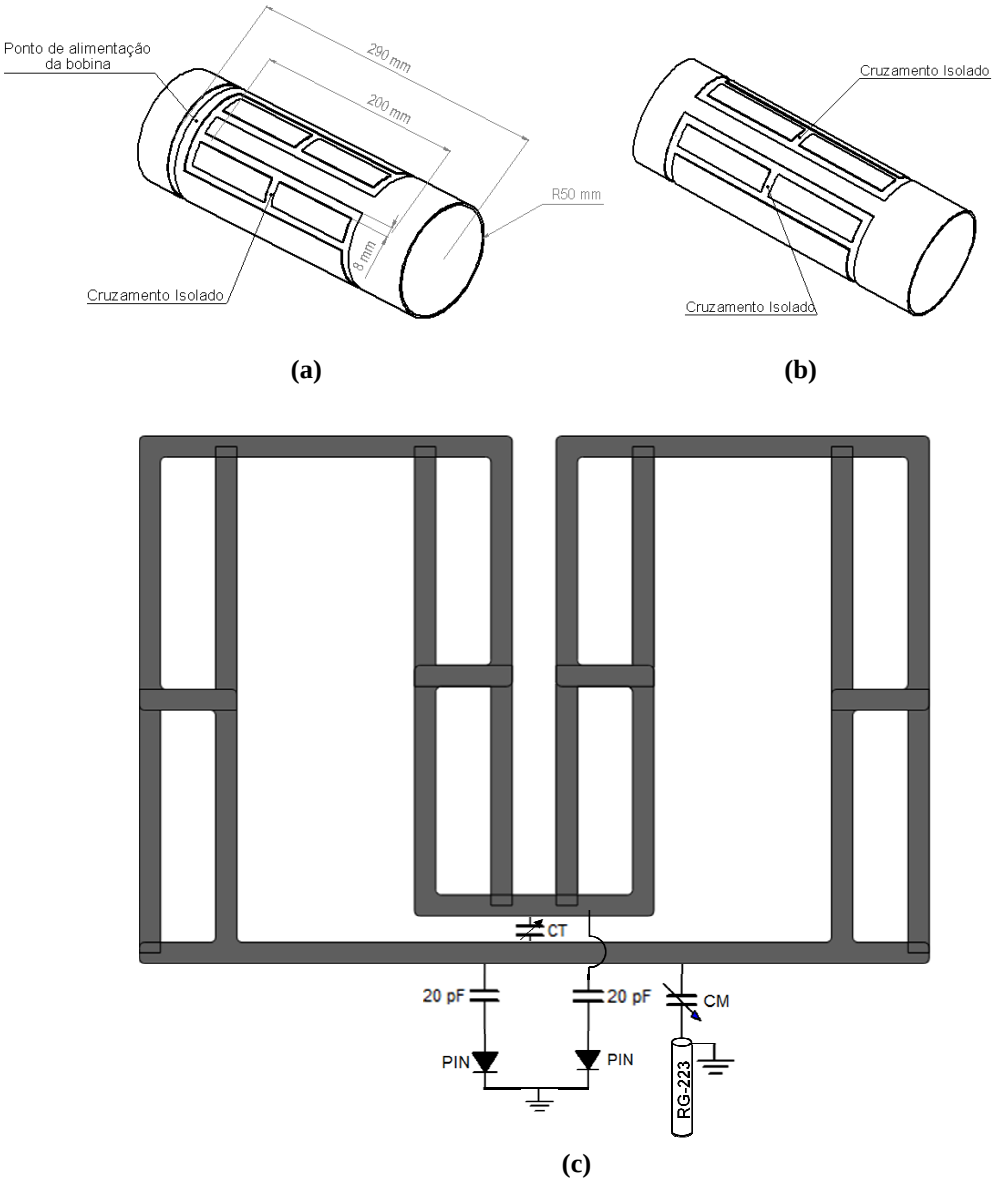


Figura 71 - (a) Suporte utilizado para a montagem do *DCS coil* com usinagem para encaixe das partes condutoras com rebaixo de 1 mm. (b) Lado oposto evidenciando os retornos e os cruzamentos isolados. (c) Parte condutora utilizada, incluindo o esquema elétrico com circuito de desacoplamento ativo.

Apêndice B

Parâmetros S e carta de Smith

Em aplicações envolvendo circuitos que operam em regime de altas frequências, como microondas e RF, é comum a caracterização através das medidas dos chamados parâmetros de espalhamento S (*Scatering parameters*) ao invés das medidas de tensões e impedâncias, como geralmente ocorre em regime de baixas frequências. Por este motivo, a ferramenta mais precisa e utilizada no desenvolvimento de bobinas de RF para RM de alto campo é o *Network Analyzer*, geralmente possuindo duas portas. Este apêndice descreve os conceitos básicos necessários para a caracterização de bobinas utilizando o *Network Analyzer* e como podemos utilizar a chamada carta de *Smith* para simplificar a visualização e o processo de *tuning/matching* no desenvolvimento de bobinas.

B.1 Parâmetros-S

As medidas dos parâmetros de espalhamento S de um circuito de n portas utilizando-se o *Network Analyzer* é uma forma de caracterizá-lo sem necessariamente termos que medir as tensões e correntes desse circuito[54, 85]. Em aplicações em alta frequência o sinal é transportado entre os circuitos através de linhas de transmissão[86], como os cabos coaxiais e guias de ondas, podendo ser considerados como ondas viajantes. Se a impedância de entrada de uma determinada rede de circuitos ou carga for diferente da impedância característica da linha de transmissão, reflexões das ondas incidentes ocorrerão, de modo que estas ondas incidentes e refletidas devem ser levadas em conta para a caracterização da rede de circuitos. Vamos considerar o exemplo de uma rede de duas portas com uma fonte de impedância Z_S e uma carga de impedância Z_L, como ilustra a Figura 72.

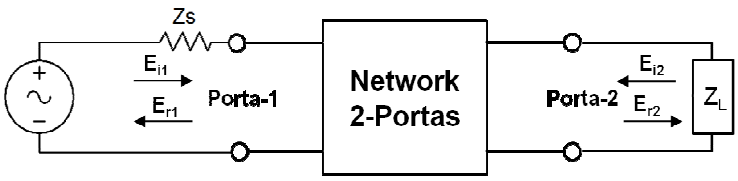


Figura 72 - Representação de uma rede de duas portas sendo Z_s a impedância da fonte, Z_L a impedância da carga e E_{i1}, E_{r1}, E_{i2}, E_{r2} as ondas incidentes e refletidas nas portas 1 e 2, respectivamente.

Na figura anterior, E_{1i} representa a amplitude em tensão de uma onda incidente na porta 1, E_{1r} a onda refletida da porta 1, E_{2i} a onda incidente na porta 2 e E_{2r} a onda refletida na porta 2. Assumindo que a rede tem um comportamento linear, os parâmetros *S* relacionam essas ondas incidentes e refletidas de acordo com as seguintes equações:

$$b_1 = S_{11} \cdot a_1 + S_{12} \cdot a_2 \qquad (75)$$

$$b_2 = S_{21} \cdot a_1 + S_{22} \cdot a_2 \qquad (76)$$

sendo a_1, a_2, b_1, b_2 as ondas normalizadas pela impedância característica da linha de transmissão, definidos como $a_1 = \frac{E_{i1}}{\sqrt{Z_0}}$, $a_2 = \frac{E_{i2}}{\sqrt{Z_0}}$, $b_1 = \frac{E_{r1}}{\sqrt{Z_0}}$, $b_2 = \frac{E_{r2}}{\sqrt{Z_0}}$. Notamos que o quadrado do módulo dessas variáveis possui dimensão de potência, de modo que $|a_1|^2$ e $|b_1|^2$ são as potências incidente e refletida na porta 1, respectivamente.

Podemos entender o significado dos parâmetros *S* se medirmos, por exemplo, o parâmetro S_{11} como sendo a razão entre b_1 e a_1 quando terminamos a porta 2 com uma impedância igual a impedância característica da linha de transmissão Z_0, uma vez que $a_2=0$ nessa condição. Assim, de acordo com a equação 75 temos:

$$S_{11} = \frac{b_1}{a_1}. \qquad (77)$$

Isso significa que S_{11} representa o coeficiente de reflexão da porta 1, de acordo com a rede ilustrada pela Figura 72. Sob a mesma condição ($a_2=0$), S_{21} pode ser encontrada de acordo com a equação 76 como sendo:

$$S_{21} = \frac{b_2}{a_1}. \qquad (78)$$

Neste caso, S_{21} mede o coeficiente de transmissão através do circuito, podendo ser interpretado como o ganho ou a atenuação, dependendo do circuito analisado. Da mesma forma, podemos determinar S_{22} e S_{12} terminando a porta 1 com uma impedância igual a impedância característica da rede, obtendo:

$$S_{12} = \frac{b_1}{a_2} \qquad (79)$$

$$S_{22} = \frac{b_2}{a_2}. \qquad (80)$$

Portanto, o parâmetro S_{22} mede o coeficiente de reflexão na saída (porta 2) da rede e S_{12} mede o coeficiente de transmissão reverso, respectivamente.

Na prática, as medidas dos parâmetros *S* se relacionam com ganho ou perda (S_{12} ou S_{21}) e com o coeficiente de reflexão (S_{11}, S_{22}). Algumas aplicações que utilizam os parâmetros de espalhamento no desenvolvimento de bobinas de RF para IRM são ilustradas pelas figuras abaixo.

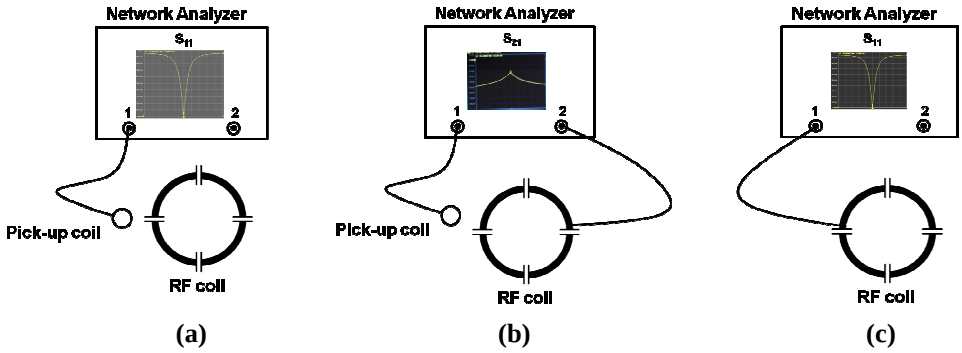


Figura 73 - Exemplos de medidas dos parâmetros *S* com o *Network Analyzer* para aplicações no desenvolvimento de bobinas de RF. (a) Detecção da frequência de ressonância. (b) Medidas do campo B_1. (c) *Tuning e Matching*.

Detecção da frequência de ressonância: Para a verificação da sintonia de uma bobina basta conectar uma bobina de *pick up* na porta 1 do *Network Analyzer* e posicioná-la de forma a interceptar fluxo magnético em uma dada geometria de bobina de RF, como ilustra a Figura 73-a. Como a bobina de RF absorve grande parte da potência irradiada pela bobina de *pick-up*, a medida de S_{11} mostra uma curva de absorção na frequência de ressonância.

Medidas do campo B_1: De acordo com a Figura 73-b, se conectarmos a bobina de RF na porta-2 e posicionarmos o plano do *pick-up coil* perpendicularmente ao campo gerado conectando-o na porta 1, a medida de S_{12} indica a intensidade relativa do campo de RF gerado, possibilitando também uma varredura na região interna da bobina para a detecção direta de possíveis regiões com não uniformidade de campo magnético.

Tuning e Matching: Conectando-se a bobina de RF diretamente na porta 1 através do circuito de *tuning/matching* adequado, a medida de S_{11} possibilita a sintonia e acoplamento em 50Ω na frequência de ressonância de forma bastante precisa.

B.2 A carta de Smith

A carta de *Smith* teve origem como uma calculadora desenvolvida para resolver problemas relacionados às linhas de transmissão[87], sendo considerada atualmente uma ferramenta que facilita o cálculo e o entendimento de transformação de impedâncias em linhas de transmissão e circuitos passivos em geral, possuindo grande potencial pela sua facilidade de visualização [86].

Para a construção da carta de *Smith* são necessários alguns conceitos básicos de linhas de transmissão. Para isto, vamos considerar uma linha de transmissão sem perdas de comprimento l e alimentada por uma fonte S terminada por uma carga com impedância Z_l. As ondas incidentes e refletidas com dependência espacial em x podem ser escritas como:

$$V_i(x) = E_{il} \exp[ik(x-l)] \qquad (81)$$

$$V_r(x) = E_{rl} \exp[-ik(x-l)] \qquad (82)$$

O coeficiente de reflexão das tensões em qualquer ponto da linha é definido como sendo a razão $\rho(x) = V_r(x)/V_i(x)$, de modo que para $x=l$ podemos escrever $\rho(l) = E_{rl}/E_{il}$.

Utilizando as equações 81 e 82 podemos encontrar as correntes incidentes e refletidas dividindo V_{i1} e V_{rl} pela impedância característica da rede Z_0 e invertendo o sinal da corrente refletida.

$$I_i(x) = \frac{E_{il}}{Z_0} \exp[ik(x-l)] \qquad (83)$$

$$I_r(x) = -\frac{E_{rl}}{Z_0} \exp[-ik(x-l)] \qquad (84)$$

Encontramos assim a impedância terminal da linha na carga em função do coeficiente de reflexão das tensões como sendo:

$$Z_i = V(l)/I(l) = \frac{V_i(l)+V_r(l)}{I_i(l)+I_r(l)} = \frac{V_r(l)\{1+\rho(x)\}}{\frac{V_r(l)}{Z_0}\{1-\rho(x)\}} = Z_0 \frac{\{1+\rho(l)\}}{\{1-\rho(l)\}}. \qquad (85)$$

È importante notarmos que a impedância em um dado ponto da linha foi expressa em termos do coeficiente de reflexão de voltagens e da impedância característica da linha. De uma forma mais geral, podemos definir a impedância normalizada em qualquer ponto da linha como sendo $Z_N(x) = Z(x)/Z_0$ se utilizarmos a seguinte definição para a impedância Z_N:

$$Z_N = \frac{\{1+\rho(x)\}}{\{1-\rho(x)\}} \qquad (86)$$

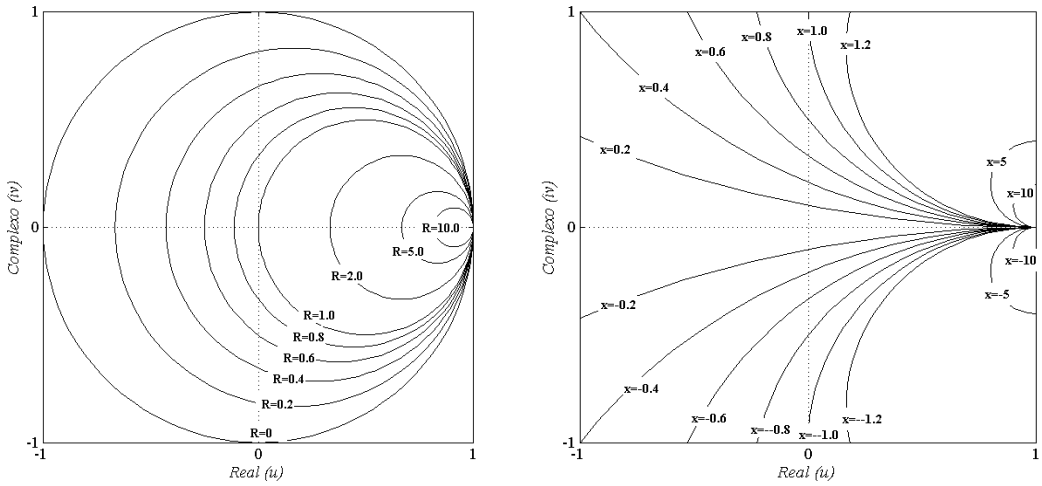
Isso mostra que a impedância normalizada em qualquer ponto ao longo da linha pode ser expressa como função do coeficiente de reflexão de voltagens.

Para construirmos a carta de *Smith* basta escrevermos ρ na forma complexa $\rho = u + iv$ e Z_N como $Z_N = R + iX$, sendo R a resistência e X a reatância complexa. Após um desenvolvimento algébrico dessas relações para ρ e Z_N encontramos as seguintes equações de círculos para R constante e X variando e vice-versa:

$$\left(u - \frac{R}{1+R}\right)^2 + v^2 = \frac{1}{(1+R)^2} \qquad \textbf{\textit{(circulos de Resistência constante)}} \qquad (87)$$

$$(u-1)^2 + \left(v - \frac{1}{X}\right)^2 = \frac{1}{X^2} \qquad \textbf{\textit{(circulos de Reatância constante)}}. \qquad (88)$$

A Figura 74 mostra os círculos correspondentes às equações 87 e 88 para alguns valores de R e X.



(a) **(b)**

Figura 74 - (a) Família de círculos de acordo com a equação 87 para diferentes valores de resistências *R*. (b) Círculos descritos pela equação 88 para diferentes valores de reatâncias *X*.

O eixo horizontal da figura acima representa a parte real da impedância complexa com os círculos da Figura 74-a representando valores constantes de resistências, enquanto o eixo vertical representa a parte imaginária da impedância com as curvas da Figura 74-b representando valores constantes de reatâncias. Os valores positivos das reatâncias

representam uma reatância indutiva, enquanto os valores negativos representam uma reatância capacitiva, de modo que estas curvas são simétricas em relação ao eixo horizontal.

A carta de *Smith*, ilustrada pela Figura 75 abaixo, é o resultado da sobreposição das Figura 74-a e Figura 74-b e pode ser considerada como uma forma de visualização em coordenadas polares do coeficiente de reflexão. O centro da carta corresponde ao ponto de reflexão zero, contendo uma impedância puramente real e igual à impedância característica da linha de transmissão Z_0. Geralmente as cartas de *Smith* são normalizadas por Z_0 e o ponto central corresponde ao valor unitário, de modo que a conversão final é obtida simplesmente pela multiplicação dos resultados normalizados por Z_0.

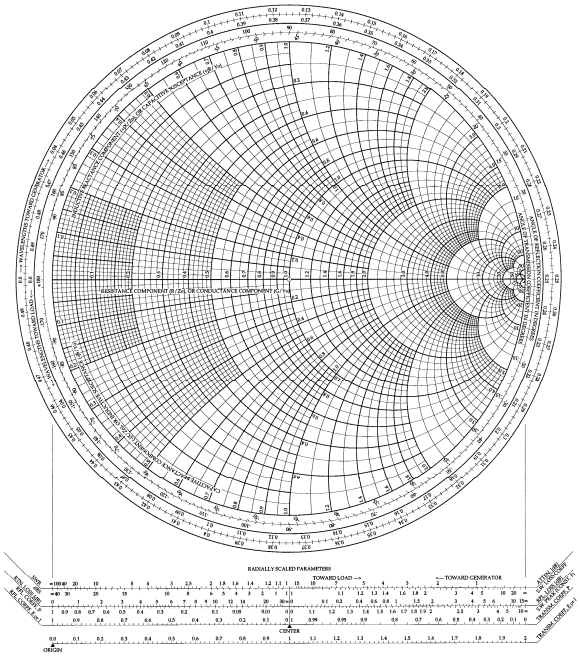


Figura 75 - Exemplo típico de uma Carta de Smith. (figura retirada do site: http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/c/c3/Smith_chart_bmd.gif, último acesso em 27/janeiro/2011).

A principal aplicação da carta de Smith no desenvolvimento de bobinas de RF é no processo de *tuning* e *matching* em que se mede o coeficiente de reflexão através do parâmetro S_{11} utilizando como forma de visualização *Smith Chart* no *Network Analyser*. Isso é feito calibrando-se o equipamento para uma impedância característica de 50Ω e, para uma dada bobina com determinada impedância complexa localizada em um determinado ponto da carta adicionam-se reatâncias indutivas (positiva) ou capacitivas (negativa) em série ou paralelo com a bobina visando alcançar o ponto central que corresponde à impedância real de 50Ω, conforme ilustrado pela Figura 48.