UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS

DESENVOLVIMENTO DE BOBINAS DE
RADIOFREQUÊNCIA PARA GERAÇÃO
DE IMAGENS POR RESSONÂNCIA
MAGNÉTICA NUCLEAR

Maria Angélica Schmidt

Dissertação apresentada ao Instituto
de Física e Química de São Carlos,
da Universidade de São Paulo, para a
obtenção do título de Mestre (Física
Aplicada)

SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO - IFQSC
FÍSICA

Orientador:

Prof.Dr. Horacio Carlos Panepucci *OK*

USP / IFQSC / SBI

8-2-000706

DEPARTAMENTO DE FÍSICA E CIÊNCIA DOS MATERIAIS

1988

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS - USP
FÍSICA

23

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE
MARIA ANGÉLICA SCHMIDT APRESENTADA
AO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS, DA UNIVERSI
DADE DE SÃO PAULO, EM 11 DE agosto DE 1988.

COMISSÃO JULGADORA:

Dr. Horacio C. Panepucci Orientador

Dr. Carlos Rettori

Dr. Gaston Eduardo Barberis

Dedico este trabalho

a todos os meus amigos ...

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. Horácio C. Panepucci pela orientação no desenvolvimento deste trabalho.

A Alberto Tannus e Thto J. Bonagamba, que me introduziram ao laboratório de Ressonância Magnética e aos demais parceiros no trabalho com imagens, André Torre Neto, Mateus J. Martins, Vítor B.P. Leite, Pedro Luís Frare Neto, Paulo C.P. Rufino, José Ricardo Flora Rosa e Bernardo da Silva A. Tavares pela intensa colaboração.

A todos os professores e alunos do grupo de Ressonância Magnética pelo companheirismo no ambiente de trabalho.

Ao Prof. José Carlos Sartori pelas "dicas" no trabalho experimental.

Ao pesquisador Luis Alberto Colnago (EMBRAPA/UAPDIA) pelos capacitores variáveis cedidos.

Ao técnico J. L. Menegazzo, pelas discussões, e a todos os técnicos da oficina mecânica pelo trabalho cuidadoso.

Aos técnicos do laboratório Odir Canaverollo, João Gomes da Silva, e José Carlos Gazziro e à secretária Maria Cristina V. Ligo da Silva pela dedicação.

A Lirio O.B. de Almeida e Ricardo Buriti pela ajuda com as fotos.

Ao IFQSC-USP, FAPESP, CNPQ e FINEP, que permitiram a realização deste trabalho.

RESUMO

Este trabalho consistiu no desenvolvimento de bobinas de radiofrequência adequadas para geração de imagens de prótons por Ressonância Magnética Nuclear, para um magneto de 2 Tesla (85 MHz), de diâmetro interno 22,5 cm.

Para isto foram analisadas diferentes estruturas propostas na literatura. As estruturas adequadas em geral consistem em circuitos ressonantes com indutâncias e capacitâncias distribuídas pela estrutura. Ressonadores diferentes foram construídos, testados e comparados em seu desempenho. Os resultados obtidos mostraram ser possível obter imagens tomográficas de boa qualidade com os ressonadores construídos.

ABSTRACT

In this work we describe and analyse different types of radiofrequency coils for NMR Imaging. Our system operates with a superconducting magnet, 22.5 cm bore, at 2.0 Tesla (85 MHz, resonant frequency for protons).

Distinct structures, frequently described in the specialized literature, are discussed here. Usually the RF coils proposed are resonant circuits with distributed inductance and capacitance. We have built different types of resonators and its performance were compared. With the resonators developed here we have been able to obtain proton density images of good quality.

ÍNDICE

CAPÍTULO I - GERAÇÃO DE IMAGENS POR RESSONÂNCIA MAGNÉTICA NUCLEAR

1.1.	INTRODUÇÃO.	1
1.2.	SOLUÇÕES DA EQUAÇÃO DE BLOCH EM GERAÇÃO DE IMAGENS.	3
1.2.1.	Gradiente da Campo Magnético.	3
1.2.2.	Campo de Radiofrequência.	5
1.3.	SISTEMA DE DETECÇÃO DE RMN.	10
1.4.	MÉTODO DA TRANSFORMADA DE FORIER BIDIMENSIONAL PARA GERAÇÃO DE IMAGENS POR RMN	14
1.5.	RESOLUÇÃO ESPACIAL E RELAÇÃO SINAL/RUÍDO.	22
1.6.	DESCRIÇÃO DO SISTEMA UTILIZADO PARA GERAÇÃO DE IMAGENS POR RMN	34

CAPÍTULO II - ASPECTOS GERAIS DO PROJETO DE BOBINAS DE RADIOFREQUÊNCIA PARA GERAÇÃO DE IMAGENS POR RMN.

2.1.	INTRODUÇÃO.	39
2.2.	RELAÇÃO SINAL/RUÍDO	41
2.3.	EXCITAÇÃO EM FASE E QUADRATURA.	57
2.4.	HOMOGENEIDADE DO CAMPO MAGNÉTICO DE RADIOFREQUÊNCIA	59

CAPÍTULO III - BOBINAS DE RADIOFREQUÊNCIA PARA GERAÇÃO DE IMAGENS EM 85 MHz.

3.1.	INTRODUÇÃO.	63
3.2.	BOBINAS COM CAPACITORES EM SÉRIE.	65
3.3.	RESSOADORES COM LINHAS DE TRANSMISSÃO	71
3.4.	RESSOADOR BASEADO EM CIRCUITO LC.	79
3.5.	RESSOADORES GAIOLA.	84
3.6.	CONCLUSÕES.	92

CAPÍTULO IV - CONSTRUÇÃO E TESTES DE RESSOADORES

4.1.	RESSOADORES CONSTRUIDOS	92
4.2.	FREQUÊNCIAS DE RESSONÂNCIA.	100
4.2.1.	Ressoadores Baseados em Circuito LC	100
4.2.2.	Ressorador Tipo Gaiola	115
4.3.	ALIMENTAÇÃO DOS RESSOADORES	127
4.3.1.	Detecção das Frequências de Ressonância através da Medida do Coeficiente de Reflexão.	127
4.3.2.	Alimentação para Testes Iniciais.	130
4.3.3.	Alimentação Definitiva.	135
4.4.	SINTONIA EM 85 MHz.	139
4.5.	AVALIAÇÃO DO CAMPO GERADO NO INTERIOR DO RESSOADOR COM BOBINA DE PROVA	144
4.6.	AVALIAÇÃO DA SENSIBILIDADE DOS RESSOADORES CONSTRUIDOS.	145
4.6.1	Medida da Intensidade do Campo B_1 de Radiofrequência.	145
4.6.2	Medida da Relação Sinal/Ruído	147

CAPÍTULO V - AVALIAÇÃO DA HOMOGENEIDADE DO CAMPO DE
RADIOFREQUÊNCIA GERADO PELOS RESSOADORES CONSTRUÍDOS

5.1.	INTRODUÇÃO	162
5.2	RESSOADOR A	164
5.3.	RESSOADOR B	178
5.4.	RESSOADOR C	186
5.4.1.	Assimetria na Construção do Ressorador	189
5.4.2.	Gradientes de Campo Magnético	198
5.4.3.	Excitação Seletiva.	209
5.4.4.	Limitações Existentes para o Ressorador C.	212
5.4.5.	Mapeamento do Campo de Radiofrequência.	215

CONCLUSÕES	222
----------------------	-----

APÊNDICE I -PRINCÍPIO DE RECIPROCIDADE	223
APÊNDICE II -LINHAS DE TRANSMISSÃO.	225
APÊNDICE III-MÉTODO PROPOSTO PARA MEDIDA DO FATOR DE QUALIDADE Q DOS RESSOADORES	231
APÊNDICE IV -CÁLCULO DO CAMPO MAGNÉTICO DE RADIOFREQUÊNCIA. . .	235
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.	239

CAPÍTULO I

GERAÇÃO DE IMAGENS POR RESSONÂNCIA MAGNÉTICA NUCLEAR (RMN)

1.1 - INTRODUÇÃO

Uma imagem gerada por ressonância magnética nuclear é a representação da distribuição espacial da intensidade de sinal proveniente de spins localizados em diferentes regiões em uma amostra heterogênea. Em geral a técnica é utilizada em material biológico, visando aplicações à medicina, e a intensidade do sinal proveniente de diferentes regiões da amostra se relaciona a vários parâmetros da mesma, tais como densidade de spins e tempos de relaxação longitudinal e transversal [1].

As experiências de ressonância magnética se baseiam na interação do momento magnético dos núcleos atômicos com o campo magnético. Nos sistemas comumente utilizados para geração de imagens por RMN a interação entre spins é muito pequena e podemos recorrer a uma descrição clássica para o sistema.

Na presença de um campo magnético $\vec{H}_0$ constante, os spins precessionarão em torno da direção do mesmo com uma frequência característica $\omega_0 = -\gamma \cdot H_0$, frequência de Larmor, onde γ é a razão giromagnética, propriedade do núcleo atômico, característica de cada espécie química.

Uma amostra extensa, contendo muitos spins em equilíbrio na presença de campo magnético $\vec{H}_0$ apresentará magnetização de equilíbrio $\vec{M}_0$ na direção do campo $\vec{H}_0$.

$$\vec{M}_0 = \frac{N \cdot \gamma^2 \cdot \hbar^2 \cdot J \cdot (J+1)}{V_A \cdot 3 \cdot K_B \cdot T_A} \vec{H}_0 \quad (I.1)$$

onde N é o numero de spins
 V_A é o volume da amostra
e T_A é a temperatura da amostra

Para uma amostra heterogênea na presença de um campo magnético $\vec{H}(\vec{r}, t)$ qualquer, a magnetização total do sistema $\vec{M}(\vec{r}, t)$ pode ser calculada através da equação de Bloch.

$$\frac{d\vec{M}(\vec{r}, t)}{dt} = \gamma \vec{M}(\vec{r}, t) \times \vec{H}(\vec{r}, t) - (M_x \hat{x} + M_y \hat{y}) \cdot \frac{1}{T_2(\vec{r})} - \frac{(M_z - M_0) \hat{z}}{T_1(\vec{r})} \quad (I.2)$$

onde $\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$ são versores no sistema de coordenadas fixo, no qual $\hat{z}$ é a direção do campo magnético estático $\vec{H}_0$,
 $\vec{M}(\vec{r}, t) = M_x(\vec{r}, t)\hat{x} + M_y(\vec{r}, t)\hat{y} + M_z(\vec{r}, t)\hat{z}$,
 $T_1(\vec{r})$ é o tempo de relaxação longitudinal,
e $T_2(\vec{r})$ é o tempo de relaxação transversal.

A equação de Bloch é uma equação fenomenológica, onde o fenômeno de relaxação é imposto empiricamente. O primeiro termo representa o torque do campo magnético sobre os spins e é este termo que acarreta a precessão dos mesmos em torno da direção de $\vec{H}_0$. Os outros termos são os responsáveis pelo fenômeno de relaxação. Para simplificação da escrita passaremos a omitir a dependência com a posição $\vec{r}$ da magnetização $\vec{M}$ e dos tempos de relaxação T_1 e T_2 .

A solução da equação de Bloch na presença apenas do campo magnético estático $H_0 \hat{z}$ será dada por :

$$\begin{aligned} M_x(t) &= \exp(-t/T_2) \cdot [M_x^0 \cos \omega_0 t - M_y^0 \sin \omega_0 t] \\ M_y(t) &= \exp(-t/T_2) \cdot [M_x^0 \sin \omega_0 t + M_y^0 \cos \omega_0 t] \\ M_z(t) &= M_z^0 \exp(-t/T_1) + M_0 [1 - \exp(-t/T_1)] \end{aligned} \quad (I.3)$$

onde $M^0 = M_x^0 \hat{x} + M_y^0 \hat{y} + M_z^0 \hat{z}$

é a magnetização inicial do sistema.

Definindo a magnetização complexa $M(t) = M_x(t) + j.M_y(t)$ podemos expressar compactamente a magnetização transversal em função do tempo:

$$M(t) = M^0 \cdot \exp(j \cdot \omega_0 \cdot t - t/T_2) \quad (I.4)$$

onde $M^0 = M_x^0 + j.M_y^0$ é a magnetização complexa inicial.

A componente longitudinal M_z tende ao seu valor de equilíbrio com a constante de tempo T_1 , e a magnetização transversal precessiona em torno da direção do campo estático com frequência ω_0 , e seu módulo tende a zero com a constante de tempo T_2 .

1.2 - SOLUÇÕES DA EQUAÇÃO DE BLOCH EM GERAÇÃO DE IMAGENS

Utilizando a equação de Bloch podemos calcular a magnetização $\vec{M}(\vec{r}, t)$ da amostra quando sujeita a um campo qualquer $\vec{H}(\vec{r}, t)$. Nas sequências de pulsos empregadas em geração de imagens são utilizados gradientes de campo magnético e pulsos de radiofrequência, que se superpõem ao campo estático $H_0 \hat{z}$. Será feita separadamente a análise do efeito de cada um destes campos utilizando a equação de Bloch [2].

1.2.1 - GRADIENTE DE CAMPO MAGNÉTICO

Superpondo ao campo magnético estático $H_0 \hat{z}$ um campo magnético que varie linearmente com a posição, o campo resultante na amostra será :

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = H_0 \hat{z} + \vec{G} \cdot \vec{r} \cdot \hat{z} \quad (I.5)$$

$$\text{onde } \vec{G} = G_x \cdot \hat{x} + G_y \cdot \hat{y} + G_z \cdot \hat{z}$$

O comportamento da magnetização $\vec{M}$ na presença deste campo poderá ser calculado utilizando a equação de Bloch :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times [H_0 + \vec{G} \cdot \vec{r}] \hat{z} - [M_x \hat{x} + M_y \hat{y}] \cdot \frac{1}{T_2} - \frac{(M_z - M_0)}{T_1} \cdot 2 \quad (I.6)$$

A solução da equação de Bloch neste caso é:

$$M(\vec{r}, t) = M^0(\vec{r}) \cdot \exp[j \cdot \omega'(\vec{r}) \cdot t - t/T_2(\vec{r})] \quad (I.7)$$

$$M_z(\vec{r}, t) = M_z^0 \cdot \exp(-t/T_1(\vec{r})) + M_0 [1 - \exp(-t/T_1(\vec{r}))]$$

$$\text{onde } \omega'(\vec{r}) = -\gamma \cdot (H_0 + \vec{G} \cdot \vec{r})$$

A magnetização longitudinal não é afetada pela presença de gradiente, e a magnetização transversal precessiona com velocidade angular $\omega'(\vec{r})$, dependente da posição. Esta dependência de ω' com a posição fará com que sinais provenientes de regiões diferentes da amostra ao longo da direção de $\vec{G}$ tenham frequências diferentes, ocorrendo portanto uma codificação em frequência.

Se o gradiente de campo constante $\vec{G}$ for aplicado durante um tempo τ muito menor que T_2 , os efeitos da relaxação transversal poderão ser desprezados. Imediatamente após este pulso a magnetização transversal apresentará uma fase proporcional à posição ao longo da direção de $\vec{G}$, ocorrendo portanto uma codificação na fase.

$$M(\vec{r}, \tau) = M^0(\vec{r}) \cdot \exp[j \cdot (\omega_0 - \gamma \cdot \vec{G} \cdot \vec{r}) \tau] \quad (I.8)$$

1.2.2 - CAMPO DE RADIOFREQUÊNCIA

Se além do campo magnético estático $H_0.\hat{z}$ e do gradiente constante de campo magnético $\vec{G}$ for também aplicado à amostra um campo magnético de radiofrequência $\vec{H}_1(t)$ circularmente polarizado, no plano perpendicular a $\hat{z}$, o campo resultante será :

$$\begin{aligned}\vec{H}(\vec{r},t) &= H(\vec{r}).\hat{z} + H_1(t).[\hat{x}.\cos(\omega t) + \hat{y}.\sin(\omega t)] \\ \text{onde } \vec{H}_1(t) &= H_1(t).[\hat{x}.\cos(\omega t) + \hat{y}.\sin(\omega t)] \\ \text{e } H(\vec{r}) &= H_0 + \vec{G}.\vec{r} = H_0 + h(\vec{r})\end{aligned}\quad (I.9)$$

A duração dos pulsos de radiofrequência é sempre muito inferior a qualquer dos tempos de relaxação T_1 e T_2 , de forma que os termos contendo T_1 e T_2 na equação de Bloch podem ser desprezados em análises para tempos curtos. A magnetização na presença do campo $\vec{H}_1(t)$ será calculada simplesmente por :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma.\vec{M} \times [H_1(t).[\hat{x}.\cos(\omega t) + \hat{y}.\sin(\omega t)] + \hat{z}.H(\vec{r})] \quad (I.10)$$

A solução desta equação pode ser simplificada através de uma mudança para um referencial $\hat{x}',\hat{y}'$ e $\hat{z}'$, que gira em torno do eixo $\hat{z}$ com velocidade angular ω :

$$\begin{aligned}\hat{z}' &= \hat{z} \\ \hat{x}' &= \hat{x}.\cos(\omega t) + \hat{y}.\sin(\omega t) \\ \hat{y}' &= -\hat{x}.\sin(\omega t) + \hat{y}.\cos(\omega t)\end{aligned}\quad (I.11)$$

As três componentes da equação de Bloch no referencial girante são :

$$\begin{aligned}\frac{dM_x'}{dt} &= (\gamma \cdot H(\vec{r}) + \omega) \cdot M_y' \\ \frac{dM_y'}{dt} &= -(\gamma \cdot H(\vec{r}) + \omega) \cdot M_x' + \gamma \cdot H_1(t) \cdot M_z \\ \frac{dM_z}{dt} &= -\gamma \cdot H_1(t) \cdot M_y'\end{aligned}\tag{I.12}$$

$$\text{onde } \vec{M}(t) = M_x'(t)\hat{x}' + M_y'(t)\hat{y}' + M_z(t)\hat{z}$$

$$\text{e } M'(t) = M_x'(t) + j \cdot M_y'(t) = M(t) \cdot \exp(-j \cdot \omega \cdot t)$$

PULSOS CURTOS

Considerando pulsos curtos de radiofrequência, de duração τ_{rf} onde $\tau_{rf} \ll 1/\gamma h$, com uma forma $H_1(t)$ qualquer, podemos desprezar os efeitos da aplicação de gradiente de campo durante a aplicação do pulso.

No caso de $\omega = \omega_0$ a solução da equação de Bloch será simplesmente a precessão no referencial girante em torno da direção de H_1 (eixo $\hat{x}'$), de um ângulo $a(t)$.

$$\begin{aligned}M_x'(\vec{r}) &= M_x'(\vec{r}) \\ M_y'(\vec{r}, t) &= M_y'(\vec{r}) \cdot \cos[a(t)] + M_z(\vec{r}) \cdot \sin[a(t)] \\ M_z(\vec{r}, t) &= M_z(\vec{r}) \cdot \cos[a(t)] - M_y'(\vec{r}) \cdot \sin[a(t)]\end{aligned}\tag{I.13}$$

$$\begin{aligned}\text{onde } \vec{M}(\vec{r}) &= M_x'(\vec{r}) \cdot \hat{x}' + M_y'(\vec{r}) \cdot \hat{y}' + M_z(\vec{r}) \cdot \hat{z} \\ \text{e } a(t) &= \gamma \cdot \int_0^t H_1(t') \cdot dt'\end{aligned}$$

Após um pulso de radiofrequência de forma $H_1(t)$ qualquer e duração τ_{rf} a magnetização terá precessionado em torno da direção de $\vec{H}_1$ um ângulo α_{rf} , que só depende da integral de $H_1(t)$ e não de sua forma.

$$\alpha_{rf} = \gamma \int_0^{\tau_{rf}} H_1(t') dt' \quad (I.14)$$

Portanto um pulso curto de radiofrequência é caracterizado por apenas dois parâmetros: o ângulo α_{rf} e a direção do campo $\vec{H}_1$.

PULSOS SELETIVOS

Por razões relacionadas ao tempo de processamento e à memória disponível, as técnicas usualmente utilizadas para geração de imagens por RMN são bidimensionais. Nestas técnicas é selecionado um plano da amostra de espessura variável de forma que só os spins contidos nesta região sejam excitados, e conseqüentemente provenha desta região todo o sinal induzido. Uma das técnicas utilizadas para seleção de planos é a excitação seletiva, que emprega pulsos de radiofrequência e pulsos de gradiente de campo combinados de forma a excitar somente a região de interesse.

Submetendo a amostra ao campo descrito pela equação I.9 (campo de radiofrequência na presença de gradiente de campo), a equação de Bloch no referencial girante, para $\omega = \omega_0$, será:

$$\begin{aligned} \frac{dM_x'}{dt} &= \gamma \cdot \vec{h}(r) \cdot M_y' = -\omega_h(r) \cdot M_y' \\ \frac{dM_y'}{dt} &= -\gamma \cdot \vec{h}(r) \cdot M_x' + \gamma \cdot H_1(t) \cdot M_z = \omega_h(r) \cdot M_x' + \gamma \cdot H_1(t) \cdot M_z \\ \frac{dM_z}{dt} &= -\gamma \cdot H_1(t) \cdot M_y' \end{aligned} \quad (I.15)$$

$$\text{onde } \omega_h(r) = -\gamma \cdot \vec{h}(r)$$

Esta equação não tem solução analítica exata para um campo $H_1(t)$ qualquer, sendo necessário recorrer a métodos numéricos. O problema pode ser resolvido analiticamente somente se considerarmos pulsos de radiofrequência que afastem pouco a magnetização do seu valor de equilíbrio M_0 .2 inicial. Neste caso a equação de Bloch se reduz a :

$$\begin{aligned}\frac{dM_x'}{dt} &= -w_h(\vec{r}) \cdot M_y' \\ \frac{dM_y'}{dt} &= w_h(\vec{r}) \cdot M_x' + \gamma \cdot H_1(t) \cdot M_0\end{aligned}\quad (I.16)$$

Estas equações podem ser escritas mais simplesmente em termos da magnetização transversal no referencial girante :

$$\frac{dM'}{dt} = j \cdot w_h(\vec{r}) \cdot M' + j \cdot \gamma \cdot H_1(t) \cdot M_0 \quad (I.17)$$

Esta equação pode ser integrada simplesmente, e escolhendo sem perda de generalidade a direção do gradiente $\vec{G} = G \cdot \hat{z}$, a solução obtida é :

$$M'(\vec{r}, t) = j \cdot \gamma \cdot M_0 \cdot \exp(-j \cdot \gamma \cdot G \cdot z \cdot t) \cdot \int_0^t H_1(t') \cdot \exp(j \cdot \gamma \cdot G \cdot z \cdot t') \cdot dt' \quad (I.18)$$

Como H_1 é um pulso de duração finita τ_{rf} , a magnetização no final do pulso pode ser escrita como :

$$M'(\vec{r}, \tau_{rf}) = j \cdot \gamma \cdot M_0 \cdot \exp(-j \cdot \gamma \cdot G \cdot z \cdot \tau_{rf}/2) \cdot \int_{-\tau_{rf}/2}^{\tau_{rf}/2} H_1(t' + \tau_{rf}/2) \cdot \exp(j \cdot \gamma \cdot G \cdot z \cdot t') \cdot dt' \quad (I.19)$$

Portanto, após o pulso de radiofrequência de forma $H_1(t)$, a magnetização transversal M' será proporcional à Transformada de Fourier da função $H_1(t)$, multiplicada por um fator de fase dependente da posição ao longo da direção do gradiente aplicado.

Como o objetivo da seleção de planos é fazer com que a magnetização transversal seja grande apenas na fatia selecionada, será escolhida a forma do pulso $H_1(t)$ cuja Transformada de Fourier tenha valores máximos no plano selecionado e seja praticamente nula fora dele.

De uma forma geral a seleção de planos por excitação seletiva é feita utilizando um pulso de radiofrequência de espectro menor que o espectro da amostra toda, na presença de gradiente, de forma que apenas no plano selecionado a condição de ressonância seja satisfeita.

Para pulsos de radiofrequência de ângulos maiores que 30° a magnetização transversal obtida após o pulso de radiofrequência não se relaciona simplesmente à transformada de Fourier da forma do pulso. O cálculo da magnetização transversal é feito então através de teoria de perturbação levando-se em conta a não linearidade entre a energia utilizada na excitação e a magnetização transversal, e também a duração finita do pulso de radiofrequência.

De acordo com trabalho desenvolvido no grupo [3], a forma mais eficiente para o pulso seletivo seria o produto $\text{sen}(t) \cdot \text{gaussiana}$ com três zeros. Porém a utilização desta envoltória exige muita potência e por este motivo é mais comumente utilizada a envoltória gaussiana, que também conduz a bons resultados.

1.3 - SISTEMA DE DETECÇÃO DE RMN

O sinal de RMN é captado por uma bobina receptora que converte a precessão dos spins da amostra em um sinal elétrico $V(t)$. De acordo com o Princípio de Reciprocidade (Apêndice I), o sinal induzido em uma bobina por um spin precessionando é dado por :

$$V(t) = -\frac{\partial}{\partial t} [\vec{B}_e \cdot \vec{m}] \quad (I.20)$$

onde $\vec{m}$ é o momento magnético e $\vec{B}_e$ é o campo produzido pela bobina no ponto onde se localiza o spin $\vec{m}$ quando a mesma é percorrida por uma corrente unitária [4].

Para uma amostra extensa, consistindo em um número grande de spins, o sinal total induzido corresponde à soma dos sinais induzidos por cada elemento de volume dV que contém um momento magnético $\vec{M}.dV$.

$$V(t) = -\frac{d}{dt} \int_{V_A} [\vec{B}_e(\vec{r}) \cdot \vec{M}(\vec{r}, t)] dV \quad (I.21)$$

onde a integral deve ser feita sobre todo o volume da amostra.

A bobina receptora é construída de forma a produzir campo no plano transversal à direção de $\vec{H}_0$, sendo a componente do campo da bobina paralela a $\vec{H}_0$ muito pequena. Além disso a componente da magnetização da amostra na direção de $\vec{H}_0$ varia mais lentamente no tempo, pois o tempo de relaxação longitudinal T_1 é maior que o transversal T_2 , de forma que podemos então desprezar o termo longitudinal do produto escalar $\vec{B}_e \cdot \vec{M}$:

$$V(t) = -\frac{d}{dt} \int_{V_A} [B_{e,x}(\vec{r}) \cdot M_x(\vec{r}, t) + B_{e,y}(\vec{r}) \cdot M_y(\vec{r}, t)] dV \quad (I.22)$$

onde $\vec{B}_e(\vec{r}) = B_{e,x}(\vec{r}) \cdot \hat{x} + B_{e,y}(\vec{r}) \cdot \hat{y}$

Supondo que o campo $\vec{B}_c(\vec{r})$ é uniforme na região da amostra, $\vec{B}_c = B_{cx} \cdot \hat{x} + B_{cy} \cdot \hat{y}$, o sinal induzido na bobina pode ser expresso por :

$$V(t) = -\frac{d}{dt} \int_{V_A} \text{Re}[B \cdot M(\vec{r}, t)] dV \quad (I.23)$$

onde definimos o campo complexo $B = B_{cx} - j \cdot B_{cy}$,
e $M(\vec{r}, t)$ é a magnetização transversal complexa.

Em geração de imagens por RMN, o sinal será sempre detectado na presença de gradiente de campo magnético. Utilizando a expressão I.7 para magnetização na presença de um gradiente de campo, e escrevendo na forma polar :

$$M(\vec{r}) = A(\vec{r}) \exp(j \cdot \theta(\vec{r}))$$

$$B = B_r \cdot \exp(j \cdot \phi')$$

temos :

$$V(t) = -\frac{d}{dt} [B_r \int_{V_A} A(\vec{r}) \cdot \exp(-t/T_2(\vec{r})) \cdot \cos(\omega'(\vec{r}) \cdot t + \theta(\vec{r}) + \phi') dV] \quad (I.24)$$

Derivando em relação ao tempo:

$$V(t) = B_r \cdot \omega_0 \int_{V_A} A(\vec{r}) \cdot \exp(-t/T_2) \cdot \left[\frac{1}{T_2(\vec{r}) \cdot \omega_0} \cos[\omega'(\vec{r})t + \theta(\vec{r}) + \phi'] + \frac{\omega'(\vec{r})}{\omega_0} \cdot \text{sen}[\omega'(\vec{r})t + \theta(\vec{r}) + \phi'] \right] dV \quad (I.25)$$

Sabendo que :

$$\frac{\omega'(\vec{r})}{\omega_0} = 1 + \frac{\omega_h(\vec{r})}{\omega_0}$$

E também que :

$$\frac{\omega_h(\vec{r})}{\omega_0} \ll 1 \quad \text{e} \quad \frac{1}{T_2(\vec{r}) \cdot \omega_0} \ll 1$$

O sinal $V(t)$ pode ser aproximado por :

$$V(t) = \omega_0 \cdot B_r \int_{V_A} A(\vec{r}) \cdot \exp(-t/T_2(\vec{r})) \cdot \cos[(\omega_0 + \omega_h(\vec{r}))t + \theta(\vec{r}) + \phi] dV \quad (I.26)$$

onde $\phi' = \phi + \pi/2$

De acordo com a figura I.1, a bobina receptora que capta o sinal proveniente da amostra está ligada a um circuito de acoplamento, cuja função é maximizar a entrega de potência. O sinal induzido na bobina terá sua fase deslocada, não só pelo circuito de acoplamento, mas também por todos os cabos coaxiais envolvidos na transmissão do sinal, até que este atinja o receptor. No receptor um conjunto de amplificadores aumenta a amplitude do sinal. Todas as mudanças de amplitude e fase serão incluídas nos fatores C e ϕ da equação I.27, que representará o sinal já amplificado.

$$V(t) = C \int_{V_A} A(\vec{r}) \cdot \exp(-t/T_2) \cdot \cos[(\omega_0 + \omega_h(\vec{r})) \cdot t + \theta(\vec{r}) + \phi] dV \quad (I.27)$$

FIG I.1-Esquema Simplificado para a Recepção do Sinal de RMN.

A informação contida no sinal é transportada para a frequência de áudio através de detecção em fase e quadratura [5]. São utilizados sinais de referência S_1 e S_2 , defasados em $\pi/2$.

$$\begin{aligned} S_1 &= a.\cos(\omega t) \\ S_2 &= a.\sin(\omega t) \end{aligned} \quad (I.28)$$

O sinal $V(t)$ já amplificado é multiplicado pelos sinais de referência e são obtidos os sinais S_A e S_B .

$$\begin{aligned} S_A &= S_1.V(t) = C \int_{V_A} A(\vec{r}).\exp(-t/T_2(\vec{r})). \left[\cos[(\omega_0 + \omega)t + \beta] \right. \\ &\quad \left. + \cos[(\omega_0 - \omega)t + \beta] \right]. dV \\ S_B &= S_2.V(t) = C \int_{V_A} A(\vec{r}).\exp(-t/T_2(\vec{r})). \left[\sin[(\omega_0 + \omega)t + \beta] \right. \\ &\quad \left. - \sin[(\omega_0 - \omega)t + \beta] \right]. dV \end{aligned} \quad (I.29)$$

onde $\beta = \omega_h(\vec{r})t + \theta(\vec{r}) + \phi$

Os sinais S_A e S_B passam ainda por um filtro passa baixas que elimina a componente de frequência mais alta.

$$\begin{aligned} S_A' &= C \int_{V_A} A(\vec{r}).\exp(-t/T_2(\vec{r})).\cos[(\omega_0 - \omega)t + \omega_h(\vec{r}).t + \theta(\vec{r}) + \phi] dV \\ S_B' &= C \int_{V_A} A(\vec{r}).\exp(-t/T_2(\vec{r})).\sin[(\omega_0 - \omega)t + \omega_h(\vec{r}).t + \theta(\vec{r}) + \phi] dV \end{aligned} \quad (I.30)$$

Definindo um sinal complexo $S = S_A' - j.S_B'$ podemos escrever mais compactamente o sinal detectado, em termos da magnetização da amostra, descrita pela expressão I.7. Todas as constantes envolvidas foram agrupadas na constante complexa c .

$$S = c \int_{V_A} M(t, \vec{r}).\exp(-j.\omega.t) dV \quad (I.31)$$

onde $c = C.\exp(j.\phi)$

Este sinal será a seguir digitalizado por um sistema de aquisição de dados controlado por microcomputador.

1.4 - MÉTODO DA TRANSFORMADA DE FOURIER BIDIMENSIONAL PARA GERAÇÃO DE IMAGENS POR NMR

As várias técnicas para geração de imagens por RMN se utilizam de sequências diferentes de pulsos, para aplicação de pulsos de gradiente e de pulsos de radiofrequência, de forma que o sinal obtido com o uso de cada técnica é relacionado às propriedades da amostra de maneira diferente. Será discutida a técnica utilizada no laboratório para geração de imagens, que é a Transformada de Fourier Bidimensional (2DFT) [6].

A sequência de pulsos básica para a técnica Transformada de Fourier Bidimensional está representada na figura 1.2. É utilizada a seleção de planos por excitação seletiva, como em outras técnicas bidimensionais, e também codificação de fase e de frequências através da aplicação de gradientes de campo paralelos ao plano selecionado, em duas direções perpendiculares. Nesta discussão consideramos a seleção de um plano perpendicular ao eixo $\hat{z}$, através do uso do gradiente G_z para seleção de planos, embora os mesmos resultados possam ser reproduzidos para planos selecionados em qualquer direção. Da mesma forma, a direção do gradiente de codificação de fase foi chamada de y , e a direção do gradiente de codificação de frequência foi chamada de x , sem perda de generalidade.

FIG I.2 - Sequência de Pulsos Básica para Geração de Imagens por Transformada de Fourier Bidimensional.

Considerando que o tempo de repetição T_r é grande o suficiente para que a magnetização atinja o equilíbrio com o campo $\vec{H}_0$ antes de cada aplicação da sequência de pulsos, a magnetização inicial da amostra será a magnetização de equilíbrio :

$$\vec{M}_0(\vec{r}) = M_0(\vec{r}) \cdot \hat{z} \quad (I.32)$$

Supondo válida a equação I.19, a magnetização complexa no referencial fixo $M(\tau_{rf}, \vec{r})$ após um pulso seletivo de forma $H_1(t)$ e duração τ_{rf} será :

$$M(\tau_{rf}, \vec{r}) = j \cdot \gamma \cdot M_0(\vec{r}) \cdot \exp[-j \cdot \gamma \cdot G_z \cdot z \cdot \tau_{rf}/2] \cdot \exp[j \cdot \omega_0 \cdot \tau_{rf}] \cdot \int_{-\tau_d/2}^{\tau_d/2} \exp[j \cdot \gamma \cdot G_z \cdot z \cdot t'] \cdot H_1(t' + \tau_{rf}/2) dt' \quad (I.33)$$

Expressando a forma da fatia selecionada através da função $R(z)$, que depende somente da função $H_1(t)$, que é a forma do pulso de radiofrequência, e da amplitude do gradiente de seleção Gz , é possível reescrever a expressão I.33 :

$$M(\tau_{rf}, \vec{r}) = j \cdot \gamma \cdot M_0(\vec{r}) \cdot \exp[-j \cdot \gamma \cdot Gz \cdot z \cdot \tau_{rf}/2] \cdot \exp[j \cdot \omega_0 \cdot \tau_{rf}] \cdot R(z)$$

$$\text{onde } R(z) = \int_{-\tau_{rf}/2}^{\tau_{rf}/2} \exp[j \cdot \gamma \cdot Gz \cdot z \cdot t'] \cdot H_1(t' + \tau_{rf}/2) dt' \quad (I.34)$$

Após o pulso de radiofrequência de duração τ_{rf} , a amostra é submetida a um pulso de gradiente de campo de mesma amplitude porém de direção contrária $\vec{G} = -Gz \cdot \hat{z}$, e duração $\tau_{rf}/2$, de forma a compensar a fase proporcional a z . De acordo com a expressão I.8, a magnetização após este pulso de refocalização, no instante $t = 3 \cdot \tau_{rf}/2$, será :

$$M(3\tau_{rf}/2, \vec{r}) = j \cdot \gamma \cdot M_0(\vec{r}) \cdot \exp[j \cdot 3 \cdot \omega_0 \cdot \tau_{rf}/2] \cdot R(z) \quad (I.35)$$

Na equação I.35 foi eliminado portanto o fator de fase proporcional a z . Mesmo não sendo válida a equação I.19 para pulsos de radiofrequência que afastem muito a magnetização de sua posição de equilíbrio, que é o caso dos pulsos $\pi/2$ e π utilizados normalmente, podemos de qualquer forma supor que após um pulso $\pi/2$ seletivo e aplicação de gradiente de refocalização o fator de fase da magnetização transversal proporcional a z terá sido eliminado, e os spins encontram-se em fase no plano transversal.

A seguir será aplicado um pulso de gradiente para codificação de fase $\vec{G} = G_y \cdot \hat{y}$, de duração T_ω , ao final do qual, de acordo com a expressão I.8, a magnetização da amostra conterá um termo de fase proporcional a posição ao longo da direção do gradiente :

$$M(3T_{rf}/2 + T_\omega, \vec{r}) = j \cdot \gamma \cdot M_0(\vec{r}) \cdot \exp[j \cdot 3 \cdot \omega_0 \cdot T_{rf}/2 + j \cdot \omega_0 \cdot T_\omega] \cdot \exp[-j \cdot \gamma \cdot G_y \cdot y \cdot T_\omega] \cdot R(z) \quad (I.36)$$

Será ainda aplicado um gradiente $G_x \cdot \hat{x}$ de codificação de frequências, na presença do qual a evolução da magnetização transversal ocorrerá de acordo com I.7, onde desprezamos a relaxação transversal :

$$M(t, \vec{r}) = j \cdot \gamma \cdot M_0(\vec{r}) \cdot \exp[j \cdot 3 \cdot \omega_0 \cdot T_{rf}/2 + j \cdot \omega_0 \cdot T_\omega] \cdot \exp[j \cdot \omega_0 \cdot t] \cdot \exp[-j \cdot \gamma \cdot G_x \cdot x \cdot t] \cdot \exp[-j \cdot \gamma \cdot G_y \cdot y \cdot T_\omega] \cdot R(z) \quad (I.37)$$

A origem dos tempos $t=0$ foi deslocada para o início da aplicação do gradiente de codificação de frequências, instante a partir do qual será feita a aquisição do sinal gerado. De acordo com a expressão I.31, o sinal induzido nas bobinas de radiofrequência na presença do gradiente de leitura G_x será então :

$$S(t) = c \int_{V_A} M_0(\vec{r}) \cdot R(z) \cdot \exp[-j \cdot \gamma \cdot G_y \cdot y \cdot T_\omega - j \cdot \gamma \cdot G_x \cdot x \cdot t] \cdot dV \quad (I.38)$$

onde todas as constantes foram novamente agrupadas na constante complexa c .

Reescrevendo I.38 em termos da magnetização bidimensional $M_0(x,y)$ de equilíbrio do plano selecionado temos :

$$S(t) = c \int M_0(x,y) \cdot \exp[-j \cdot \gamma \cdot G_y \cdot y \cdot \tau_{\omega} - j \cdot \gamma \cdot G_x \cdot x \cdot t] \cdot dx \cdot dy \quad (I.39)$$

$$\text{onde } M_0(x,y) = \int M_0(r) \cdot R(z) \cdot dz$$

Definindo :

$$K_x = \gamma \cdot G_x \cdot t$$

$$\text{e } K_y = \gamma \cdot G_y \cdot \tau_{\omega} \quad (I.40)$$

E reescrevendo a equação I.39, temos uma equação que relaciona o sinal obtido com a magnetização do plano selecionado, chamada Equação de Imagem :

$$S(K_x, K_y) = c \iint M_0(x,y) \cdot \exp[-j \cdot K_x \cdot x - j \cdot K_y \cdot y] \cdot dx \cdot dy \quad (I.41)$$

Esta equação relaciona, através da operação transformada de Fourier, dois espaços bidimensionais: o espaço real, da amostra, definido pelos versores $\hat{x}$ e $\hat{y}$ e o espaço recíproco, do sinal, definido pelos versores $\hat{K}_x$ e $\hat{K}_y$ [7].

$$S(\vec{K}) = c \cdot \int M_0(\vec{r}) \cdot \exp[-j \cdot \vec{K} \cdot \vec{r}] \cdot d\vec{r} \quad (I.42)$$

$$\text{onde } \vec{K} = K_x \cdot \hat{K}_x + K_y \cdot \hat{K}_y$$

$$\text{e } \vec{r} = x \cdot \hat{x} + y \cdot \hat{y}$$

Para que seja possível calcular a função $M_0(x,y)$ será preciso conhecer a função $S(K_x, K_y)$ em todo o plano definido por $\hat{K}_x$ e $\hat{K}_y$, ou, no mínimo em um semiplano, pois podemos utilizar a propriedade da Transformada de Fourier que relaciona dois semiplanos :

$$S(-\vec{K}) = S^*(\vec{K}) \quad (I.43)$$

Para uma aplicação da sequência de pulsos da figura I.2 o valor de K_y será constante, definido pelos valores de τ_w e G_y , e o valor de K_x será proporcional ao tempo (Equações I.40), de forma que o sinal será amostrado ao longo do tempo sobre retas no espaço do sinal definidas pela extremidade do vetor $\vec{K}(t)$ [8], onde:

$$\vec{K}(t) = \gamma G_x t \hat{K}_x + \gamma G_y \tau_w \hat{K}_y \quad (I.44)$$

Para abranger todo o espaço do sinal, o gradiente de codificação de fase G_y assumirá valor diferente a cada aplicação da sequência de pulsos. O tempo de aplicação τ_w será mantido constante, enquanto G_y assume N_y valores diferentes, igualmente distribuídos no intervalo entre $G_{y_{max}}$ e $-G_{y_{max}}$. Ao final de N_y aplicações da sequência de pulsos teremos o sinal adquirido sobre N_y linhas paralelas a $\hat{K}_x$, igualmente espaçadas, no espaço de sinal. Sobre estas linhas o sinal será digitalizado, por um conversor Analógico/Digital de forma que cada sinal adquirido será amostrado por N_x pontos, separados por um intervalo δt (dwell-time).

Com a sequência de pulsos da figura I.2 a função $S(\vec{K})$ será conhecida sobre um reticulado de pontos igualmente espaçados em apenas um semiplano, no espaço do sinal (quadrantes I e IV). Utilizando a propriedade I.43 a informação obtida será então suficiente para calcular a função $M_0(x,y)$ através da Transformada de Fourier inversa da função $S(\vec{K})$.

Embora a magnetização bidimensional $M_0(x,y)$ seja uma função real, a Transformada de Fourier inversa do sinal complexo $S(K_x, K_y)$ será em geral uma função complexa, pois a constante c é complexa :

$$c.M_0(x,y) = \iint S(K_x, K_y) \cdot \exp[j.(K_x.x + K_y.y)] \cdot dK_x \cdot dK_y \quad (I.45)$$

No entanto podemos relacionar a magnetização $M_0(x,y)$ com o módulo da Transformada de Fourier inversa do sinal $S(t)$, e calcular $M_0(x,y)$ a partir da equação I.46:

$$M_0(x,y) = \frac{1}{|c|} \iint S(K_x, K_y) \cdot \exp[j \cdot (K_x \cdot x + K_y \cdot y)] dK_x \cdot dK_y \quad (I.46)$$

A sequência de pulsos normalmente utilizada para geração de imagens por 2DFT não é a sequência de pulsos representada na figura I.2, mas sim a sequência de pulsos da figura I.3 a seguir, onde optamos por trabalhar com ECOs. Esta sequência permite a realização de imagens contrastadas pelos tempos de relaxação através da variação do tempo de repetição T_r (contraste por T_1) e da variação do tempo ao eco T_e (contraste por T_2) [9].

FIG I.3 - Sequência de Pulsos Normalmente Utilizada para Geração de Imagens por 2DFT.

Para a sequência de pulsos da figura I.3, a Equação de Imagem que relaciona a magnetização da amostra como sinal obtido é a mesma equação I.41, porém com o instante $t=0$ deslocado para o centro do ECO. Trabalhando com ECOs estamos amostrando o sinal para tempos positivos e negativos, de forma que K_x assume agora valores positivos e negativos. Se o gradiente de codificação de fase assumir valores positivos e negativos no intervalo entre $G_{y_{max}}$ e $-G_{y_{max}}$, teremos, no plano do sinal, o sinal amostrado sobre um reticulado de pontos que abrange todos os quadrantes (figura I.4). A informação obtida é redundante, pois utilizando a propriedade I.43 seriam necessários apenas dois quadrantes, mas na prática optamos por amostrar o sinal nos quatro quadrantes, e utilizar a equação I.43 no sentido de calcular um valor médio.

FIG I.4 - Pontos no Espaço do Sinal onde o Sinal Será Amostrado.

1.5 - RESOLUÇÃO ESPACIAL E RELAÇÃO SINAL/RUIDO

Uma vez que a função $S(K_x, K_y)$ é conhecida apenas sobre pontos igualmente espaçados no plano do sinal, os espaços da amostra e do sinal serão relacionados através de uma Transformada de Fourier Bidimensional Discreta.

O algoritmo de Transformada de Fourier discreta é utilizado para calcular a função $s(f)$ a partir do sinal $S(t)$ medido [10].

$$s(f) = \int S(t) \cdot \exp(j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f t) \cdot dt \quad (I.47)$$

O sinal $S(t)$ é amostrado em um intervalo de tempo limitado Δt , por N pontos, separados por um intervalo de tempo δt . A função $s(f)$ calculada estará também limitada a um intervalo de frequências $\Delta f = 1/\delta t$, definido pela frequência de amostragem. Neste intervalo a função $s(f)$ será definida por N pontos, separados pelo intervalo $\delta f = 1/\Delta t = \Delta f/N$.

Um sinal $S(t)$ proveniente de uma amostra qualquer, na presença de gradiente de campo, terá certamente seu espectro limitado a uma faixa de frequências de largura total ΔF_T . A largura espectral da amostra ΔF_T deverá estar contida no intervalo Δf , definido pelo dwell-time, caso contrário haverá superposição de informações. O fenômeno de superposição de informações é conhecido como Aliasing, e a condição para que não ocorra é o critério de Nyquist para digitalização de sinais :

$$\Delta f > \Delta F_T \quad (I.48)$$

Ou seja :

$$1 > \Delta F_T \cdot \delta t \quad (I.49)$$

Ao invés de considerarmos as variáveis t e f , podemos escrever a condição I.49 para as duas dimensões da imagem em termos das variáveis $\vec{k}$ e $\vec{r}$, também relacionadas através da Transformada de Fourier.

Considerando ainda uma amostra onde o plano selecionado tem dimensões L_x e L_y , submetida a uma sequência de pulsos para geração de imagens por 2DFT, com parâmetros G_x , $G_{y_{max}}$ e T_a , podemos definir δK_x como a variação de $K_x(t)$ em um intervalo de tempo δt , ou seja, entre dois pontos sucessivos ao longo da direção x na amostragem do sinal :

$$\delta K_x = \gamma \cdot G_x \cdot \delta t \quad (I.50)$$

Analogamente, para a direção y , direção do gradiente de codificação de fase, definimos δK_y como a variação de K_y entre dois pontos sucessivos ao longo da direção y :

$$\delta K_y = \frac{2 \cdot \gamma \cdot G_{y_{max}} \cdot T_a}{N_y} \quad (I.51)$$

De I.50 e I.51 podemos reescrever a equação I.49 para ambas as direções no plano do sinal :

$$1 > \frac{\delta K_x \cdot L_x}{2 \cdot \pi} = \gamma' \cdot G_x \cdot L_x \cdot \delta t \quad (I.52)$$

$$1 > \frac{\delta K_y \cdot L_y}{2 \cdot \pi} = \frac{2 \cdot \gamma' \cdot G_{y_{max}} \cdot T_a \cdot L_y}{N_y} \quad (I.53)$$

$$\text{onde } \gamma' = \gamma / 2 \cdot \pi$$

Para uma dada sequência de pulsos, com parâmetros G_x , $G_{y_{max}}$ e T_a , a escolha de N_x , N_y e δt fica limitada pelo critério de Nyquist. A escolha destes parâmetros deve ser feita visando a máxima resolução espacial da imagem.

Para um sinal $S(K_x, K_y)$ amostrado no espaço do sinal sobre N_y linhas paralelas a $\hat{K}_x$, cada uma com N_x pontos, separados por um intervalo δt , a distância entre dois pontos distinguíveis no espaço da amostra será :

$$\delta_x = \frac{2 \cdot \pi}{\Delta K_x} = \frac{1}{\gamma' \cdot G_x \cdot \Delta t} \quad (I.54)$$

$$\delta_y = \frac{2 \cdot \pi}{\Delta K_y} = \frac{1}{2 \cdot \gamma' \cdot G_{y_{máx}} \cdot T_w} \quad (I.55)$$

Os parâmetros G_x , $G_{y_{máx}}$, δt , N_x e N_y não são porém fatores independentes, pois devem satisfazer o critério de Nyquist (equações I.52 e I.53).

Ainda assim, enquanto não introduzimos a relação sinal/ruído na discussão, a resolução espacial fica limitada apenas pelos valores dos gradientes G_x e $G_{y_{máx}}$ que podem ser produzidos pelas bobinas de gradiente, pelo sistema de controle da experiência que limita N_y a um valor máximo, e pelo sistema de aquisição de dados, que limita um valor máximo para N_x e um valor mínimo para δt . Se fosse infinita a relação sinal/ruído, poderíamos aumentar a resolução espacial ao longo da direção x aumentando o produto $G_x \cdot \Delta t$, desde que fosse aumentado também o número de pontos N_x , de forma a continuar satisfazendo o critério de Nyquist. Analogamente, poderíamos aumentar a resolução espacial ao longo da direção y aumentando o valor de $G_{y_{máx}}$, desde que o número de pontos N_y fosse também aumentado, de forma a continuar satisfazendo o critério de Nyquist.

Os sinais de RMN, porém, perdem amplitude no tempo a partir de um valor máximo, até que a amplitude do sinal se torna igual à amplitude do ruído presente. A partir deste ponto, o sinal de RMN não fornece nenhuma informação útil. Pelo contrário, a amostragem do sinal nestas condições, ou seja, amostragem de ruído, contribui apenas para elevar o nível de ruído da Transformada de Fourier do sinal, acarretando em perda de resolução.

Só tem sentido portanto amostrar o sinal durante um período de tempo Δt_{max} , onde a amplitude do sinal é maior ou igual à amplitude do ruído. Este intervalo Δt_{max} é inversamente proporcional à amplitude do gradiente, o que limita portanto a resolução da imagem.

O problema pode ser compreendido mais facilmente em uma dimensão, onde consideraremos uma amostra homogênea, de comprimento L , cuja magnetização unidimensional M_0 é constante no intervalo entre $-L/2$ e $L/2$. O sinal induzido por esta amostra na presença do gradiente G será dado por :

$$S(t) = c \int_{-L/2}^{L/2} M_0 \cdot \exp[-j \cdot \gamma \cdot G \cdot x \cdot t] dx \quad (I.56)$$

Resolvendo a integral da equação I.56 temos :

$$S(t) = c \cdot M_0 \cdot L \cdot \frac{\sin(\gamma \cdot G \cdot L \cdot t/2)}{\gamma \cdot G \cdot L \cdot t/2} \quad (I.57)$$

A função $S(t)$ está representada na figura I.5 e possui zeros em $\gamma \cdot G \cdot L \cdot t/2 = n\pi$, e máximos aproximadamente em $\gamma \cdot G \cdot L \cdot t/2 = (n + 1/2)\pi$, para n inteiro diferente de zero.

FIG I.5 - Sinal $S(t)$.

Considerando o instante t_{max} como o instante onde um máximo na amplitude do sinal tem amplitude igual ou menor que a amplitude do ruído, a relação sinal/ruído poderá se escrita como :

$$\Psi = \left| \frac{S(t=0)}{S(t=t_{max})} \right| = \left| \frac{(n_{max}-1/2)\pi}{\sin(n_{max}-1/2)} \right| = (n_{max}-1/2)\pi \quad (I.58)$$

onde n_{max} é o menor inteiro para o qual a amplitude do ruído supera a amplitude do sinal.

O intervalo Δt_{max} para o qual a amplitude do sinal supera a amplitude do ruído será inversamente proporcional a G :

$$\Delta t_{max} = \frac{n_{max} \cdot 4\pi}{\gamma \cdot G \cdot L} \quad (I.59)$$

Portanto, o aumento no gradiente diminui o intervalo para o qual o sinal amostrado fornece informação, de forma que não é possível aumentar a resolução indefinidamente, mesmo que o sistema de aquisição de dados o permitisse.

Considerando ainda a amostra unidimensional, podemos observar os efeitos da existência de ruído na Transformada de Fourier do sinal nas figuras I.6, I.7, I.8 e I.9.

Nas figuras I.6 e I.7 o ruído não foi considerado. O sinal da figura I.6a, contendo 20 zeros foi amostrado em 64 pontos, e a Transformada de Fourier obtida está na figura I.6b. Na figura I.7a encontra-se o sinal, contendo 80 zeros e amostrado em 256 pontos, e a Transformada de Fourier está na figura I.7b. O critério de Nyquist é mantido através de um aumento no intervalo Δt ou na intensidade do gradiente proporcional ao número de pontos. Comparando as figuras I.6b e I.7b observamos um aumento real na resolução.

Incluindo agora o ruído (relação sinal/ruído = 100) nos sinais das figuras I.6a e I.7a obtemos os sinais das figuras I.8a e I.9a. A Transformada de Fourier destes sinais está nas figuras I.8b e I.9b, onde observamos que o nível de ruído da figura I.9b é maior, pois neste caso o sinal foi amostrado em condições onde ele é indistinguível do ruído presente, ou seja, em um intervalo de tempo maior que Δt_{max} .

FIG I.6a - Sinal de RMN sem ruído com 20 zeros, amostrado em 64 pontos.

FIG I.6b-Transformada de Fourier do Sinal da figura I.6a.

FIG I.7a - Sinal de RMN sem ruído, com 80 zeros e amostrado em 256 pontos.

FIG I.7b-Transformada de Fourier do sinal da figura I.7a.

FIG I.8a - Sinal de RMN, com relação sinal/ruído = 100 e 20 zeros, amostrado em 64 pontos.

FIG I.8b-Transformada de Fourier do sinal da figura I.8a. Relação Sinal/Ruído $\Psi \approx 21 = A_s/A_R$

FIG 1.9a - Sinal de RMN, com relação sinal/ruído = 100 e 80 zeros, amostrado em 256 pontos.

FIG 1.9b - Transformada de Fourier do sinal da figura 1.9a. Relação Sinal/Ruído $\Psi = 8 = A_s/A_R$

A melhor condição para a resolução da imagem será portanto quando o sinal for adquirido apenas durante o intervalo de tempo Δt_{max} , com todos os parâmetros obedecendo ao critério de Nyquist :

$$\Delta t = \Delta t_{max} \approx \frac{4 \cdot \Psi}{\gamma \cdot G \cdot L} \quad (I.60)$$

$$1 = \frac{\gamma \cdot G \cdot \Delta t \cdot L}{N}$$

$$e \quad x = \frac{1}{\gamma \cdot G \cdot \Delta t}$$

As conclusões para a amostra bidimensional são as mesmas que em uma dimensão. A máxima resolução ocorre quando o sinal é amostrado apenas em situações onde o mesmo é distinguível do ruído. De uma maneira geral, só poderemos distinguir uma região do plano cuja área é dada pelo produto $\delta x \cdot \delta y$, se a amplitude do sinal proveniente desta área for distinguível do ruído presente.

Além da limitação dada pela relação sinal/ruído, os gradientes de codificação de fase e frequência devem ser dimensionados levando em consideração a homogeneidade do campo magnético estático $\vec{H}_0$, que em qualquer caso é limitada. Como sempre existe um gradiente "natural" de campo magnético, as amplitudes dos gradientes devem ser grandes o suficiente para que os efeitos da não homogeneidade do campo magnético estático sejam desprezíveis.

Considerando que em toda amostra a maior variação que o campo estático sofre é ΔH , a diferença de campo imposta pelo gradiente de codificação de frequências G_x entre dois pontos consecutivos ao longo da direção x , separados por δx , deve ser maior que ΔH :

$$\Delta H < G_x \cdot \delta x \quad (I.61)$$

Considerando a direção y de codificação de fase, a diferença de fase entre dois pontos separados por uma distância δy ao longo do eixo y será :

$$\Delta\phi_y = \gamma \cdot G_y \cdot \tau_y \cdot \delta y \quad (I.62)$$

Entre duas aquisições distintas, onde o gradiente G_y difere por $2 \cdot G_{y_{max}} / N_y$, a diferença de fase entre dois pontos separados por δy sofre um acréscimo $\Delta\phi^*$, onde :

$$\Delta\phi^* = \frac{2 \cdot G_{y_{max}} \cdot \tau_y \cdot \delta y}{N_y} \quad (I.63)$$

Porém, durante a aplicação do gradiente de codificação de fase, a amostra acumula uma diferença de fase $\Delta\phi_H$ devido à não homogeneidade do campo magnético estático, onde :

$$\Delta\phi_H = \gamma \cdot \Delta H \cdot \tau_y \quad (I.64)$$

Para que o efeito da não homogeneidade do campo seja desprezível devemos então impor :

$$\Delta\phi_H < \Delta\phi^* \quad (I.65)$$

Ou seja :

$$\Delta H < \frac{2 \cdot G_{y_{max}} \cdot \delta y}{N_y} \quad (I.66)$$

As equações I.61 e I.66 fornecem então os limites inferiores para o dimensionamento dos gradientes. A codificação de fase deve ser feita porém em tempos τ_y curtos, para que seja desprezível o efeito da relaxação transversal durante a aplicação dos gradientes. Desta forma a amplitude $G_{y_{max}}$ utilizada é sempre grande o suficiente para que a condição I.66 seja satisfeita.

1.6 - DESCRIÇÃO DO SISTEMA UTILIZADO PARA GERAÇÃO DE IMAGENS POR RMN

O sistema utilizado encontra-se esquematizado na figura I.10, e consiste em um espectrômetro de RMN pulsado, com detecção sensível à fase [11]. Os componentes principais do mesmo estão descritos a seguir.

FIG I.10 - Esquema Básico do Espectrômetro.

a - Magneto Supercondutor (Horizontal Magnet System, with Room Temperature Shims and Gradients - Oxford 85/310HR), com diâmetro interno 22,5 cm, a ser ocupado pelas bobinas de radiofrequência e pela amostra. O campo produzido por este magneto é 2 Tesla, com a homogeneidade citada na tabela I.1. O sistema é capaz de produzir gradientes de campo magnético com intensidade de até 2 gauss/cm, e dispõe de um conjunto de bobinas de shimming à temperatura ambiente, para tornar o campo magnético estático o mais homogêneo possível. O shimming não foi utilizado no decorrer deste trabalho.

Tabela I.1

Homogeneidade do Campo Magnético com Shimming
Dados fornecidos pelo fabricante.

diâmetro(cm)	garantida(ppm)	esperada(ppm)
14	20	10
10	10	5
8	5	3
4	0.5	0.25
2	0.25	0.25

b - Sintetizador de Radiofrequência (Wavetec model 5130A), que opera na faixa de frequências 0.1 a 160 MHz, com resolução de 0.1 Hz.

c - Amplificador (Amplifier Research Model 200L), que opera na faixa de frequências entre 10 KHz e 220 MHz, com ganho máximo 56 dB e potência máxima de entrada 1 mw para amplificação linear.

d - Transmissor de radiofrequência, incluindo modulador de radiofrequência, inversor de fase da radiofrequência e gerador de envoltórias [3]. O gerador de envoltórias é capaz de gerar 16 diferentes envoltórias, e permite ajuste da duração e amplitude da envolvente. (Projetado por Tito J. Bonagamba, Cláudio J. Magon, André Torre Neto e João Gomes da Silva).

e - Gerador de Sequência de Pulsos, desenvolvido por Maria Stella Veludo de Paiva [12], com 8 canais e 16 passos programáveis, definindo a largura de pulso entre 1 μ s a 10 s, e permitindo a repetição automática da sequência de pulsos programada.

f - Duplexador - é utilizado o Power Splitter/Combiner (PS/C) Mini-Circuits (ZSC2 -1W).

g - Receptor homodino de RMN pulsada sensível à fase, desenvolvido por Alberto Tannus [13], esquematizado na figura I.11. Este receptor opera entre 10 e 110 MHz, fornecendo sinais de RMN em fase e quadratura na faixa de áudio. O sinal mínimo detectável é -128 dB.

FIG 1.11 - Receptor de RMN.

h - Sistema de Aquisição de Dados, desenvolvido por André Torre Neto [14], capaz de digitalizar sinais em dois canais, com resolução de 12 bits. O dwell-time pode variar entre 44 μ s e 16,3 ms, e o número de pontos pode assumir os valores 256, 512 ou 1024. O sistema permite monitorar em dois canais os sinais de entrada, sua média, ou dados externos, como Transformada de Fourier do sinal (módulo, fase, partes real e imaginária).

i - Microcomputador Monydata, compatível com PC, para processamento das imagens e controle das experiências. A interface deste micro com o sistema de aquisição de dados foi desenvolvida por Mateus J. Martins. O processamento das imagens inclui correção da linha de base e transformada de Fourier rápida. O software para geração de imagens foi desenvolvido por Mateus J. Martins, André Torre Neto, Alberto Tannus, Tito Bonagamba, Nicolau Beckmann, Paulo C. Rufino e Valdeci Massaro.

j - Terminal Gráfico, desenvolvido por André Torre Neto, e Freddy João Valente a partir de projeto de Antonio Carlos Ruggiero [15]. Este terminal é capaz de mostrar imagens com até 256 X 512 pontos, com 32 níveis de cinza.

m - Computador VAX 11/780 (DIGITAL CORPORATION) não utilizado atualmente para processamento de imagens, mas apenas para alguns cálculos específicos.

CAPÍTULO II

PROJETO DE BOBINAS DE RADIOFREQUÊNCIA PARA GERAÇÃO DE IMAGENS POR RMN

2.1 - INTRODUÇÃO

O sistema de bobinas de radiofrequência utilizado para geração de imagens por RMN deve produzir o campo magnético de radiofrequência $\vec{H}_1$, responsável pela excitação dos spins, e também posteriormente captar o sinal de radiofrequência proveniente da amostra. Uma mesma bobina pode ser utilizada para excitação e recepção do sinal, simplificando a montagem experimental, mas o uso de transmissor e receptor separados pode ser vantajoso em alguns casos a serem analisados.

Na excitação dos spins a bobina de radiofrequência deve produzir um campo $\vec{H}_1$ o mais homogêneo possível, pois um pulso de radiofrequência de duração T_{rf} fará com que a magnetização se desloque no referencial girante em torno da direção de $\vec{H}_1$ de um ângulo α_{rf} dado pela equação I.14. Se a intensidade do campo de radiofrequência for diferente em pontos diferentes da amostra, o ângulo α_{rf} será dependente da posição :

$$\alpha_{rf}(\vec{r}) = \gamma \int \vec{H}_1(\vec{r}, t) \cdot d\vec{t} \quad (II.1)$$

Neste caso a amostra não será homogeneamente excitada, o que causará distorções na imagem.

Na recepção do sinal, o projeto da bobina deve conduzir à melhor relação sinal/ruído, pois, de acordo com a discussão realizada em 1.5, a relação sinal/ruído é diretamente proporcional à resolução espacial atingida.

O sinal induzido por uma amostra extensa em uma bobina que produz um campo $\vec{B}_c(r)$ por unidade de corrente é dada pela equação I.21, calculada com base no Princípio de Reciprocidade. O sinal proveniente de cada elemento de volume da amostra é portanto proporcional à amplitude do campo de radiofrequência. Desta forma as bobinas de radiofrequência devem produzir não somente o campo $\vec{B}_c$ maior possível, para que sua sensibilidade seja máxima, mas também o campo $\vec{B}_c$ o mais homogêneo possível. A não homogeneidade do campo de radiofrequência fará com que o sinal proveniente de regiões diferentes tenha peso diferente, o que também causará distorções na imagem.

Para obtermos a melhor relação sinal/ruído possível, a presença de ruído deve ser minimizada pelo projeto das bobinas. Este projeto deve minimizar o ruído térmico proveniente da própria bobina, que possui uma resistência elétrica, o ruído do ambiente captado pela bobina, tais como ondas eletromagnéticas de frequência próxima à da experiência, assim como o ruído proveniente da própria amostra.

As características necessárias às bobinas de radiofrequência para geração de imagens são mais restritivas do que para experiências comuns de RMN, pois envolvem problemas relativos ao maior volume das mesmas. Serão tratados separadamente os vários aspectos que direcionam o projeto de bobinas de radiofrequência.

2.2 - RELAÇÃO SINAL/RUÍDO

Para análise da relação Sinal/Ruído consideraremos o sinal induzido por uma amostra homogênea extensa após um pulso $\pi/2$, na ausência de gradiente de campo. Neste caso a equação I.26 se restringe a :

$$V(t) = w_0 \cdot K_h \cdot B_r \cdot M_0 \cdot V_A \cdot \cos(w_0 t) \quad (\text{II.2})$$

onde o efeito da não homogeneidade do campo de radiofrequência está incluído na constante K_h , que pode ser calculada conhecendo-se o campo $B_r(\vec{r})$ produzido pela bobina, por unidade de corrente.

$$K_h \cdot B_r \cdot V_A = \int_{V_A} B_r(\vec{r}) \cdot dV \quad (\text{II.3})$$

Como $\vec{M}_0$ é proporcional a $\vec{H}_0$ (equação I.1), o sinal induzido será basicamente proporcional à frequência w_0^2 e à intensidade do campo B_r produzido por unidade de corrente.

O projeto de bobinas que produzam o campo B_r por unidade de corrente o mais alto possível não envolve necessariamente a construção de bobinas de grande comprimento, contendo muitas espiras. O aumento do comprimento de uma bobina pode tornar relevante a diferença de fase na corrente entre pontos diferentes ao longo do comprimento do fio do qual é feita a bobina, e quando o campo magnético gerado por segmentos diferentes da bobina não está totalmente em fase o campo total produzido por ela é menor. Este problema será tanto mais relevante quanto maior for a frequência w_0 , pois o comprimento da bobina será limitado em comparação ao comprimento de onda. Neste aspecto, estruturas adequadas para a frequência e dimensões do espectrômetro utilizado no Laboratório de Ressonância Magnética IFQSC-USP serão discutidas no capítulo III.

O ruído presente na experiência tem diferentes origens, a serem analisadas separadamente.

RUÍDO PROVENIENTE DA PRÓPRIA BOBINA

Uma das fontes de ruído é o ruído térmico, referente à resistência elétrica da bobina. Para uma bobina de resistência R , à temperatura T_c e para uma banda passante Δf_b , a amplitude do ruído será :

$$v_{rms} = (4 \cdot K_B \cdot T_c \cdot R \cdot \Delta f_b)^{1/2} \quad (II.4)$$

O cálculo da resistência R de uma bobina pode ser feito com precisão razoável para baixas frequências. Porém à medida que a frequência aumenta os valores calculados se distanciam mais dos valores experimentais. Isto ocorre porque à medida em que a frequência aumenta, a corrente tende a ocupar apenas a superfície do condutor (efeito Skin).

Em um fio cilíndrico a corrente se restringe a uma película cuja profundidade δ depende da frequência ω_0 e do material (Tabela II.1), através das constantes ρ e μ [16].

$$\delta = \left(\frac{2 \cdot \rho}{\mu_0 \omega_0} \right)^{1/2} \quad (II.5)$$

Tabela II.1

Skin Depth para vários condutores [16]

	20 MHz (μm)	85 MHz (μm)
prata	14,3	6,94
ouro	16,8	8,13
cobre	14,8	7,16
latão	28,2	13,7
alumínio	19,0	9,22

Para um fio cilíndrico de comprimento l e circunferência p a resistência incluindo o efeito Skin será proporcional a $\omega_0^{1/2}$:

$$R = \left(\frac{l}{p}\right) \cdot \left(\frac{\mu \mu_0 \rho \omega_0}{2}\right)^{1/2} \quad (\text{II.6})$$

A expressão II.6 fornece apenas um limite inferior para a resistência de uma bobina. A proximidade de outros condutores faz com que a área dos mesmos utilizada para fluxo de corrente se restrinja ainda mais, aumentando a resistência elétrica da bobina. Este efeito se acentua com o aumento da frequência [17].

Podemos multiplicar a resistência elétrica R da bobina por um fator de proximidade ϵ , para incluir o efeito da proximidade de outros condutores. O fator de proximidade ϵ , porém, pode ser calculado analiticamente apenas para alguns casos específicos [17,18]. A amplitude do ruído para um fio cilíndrico incluindo a proximidade de outros condutores será dada por :

$$v_{rms} = (4 \cdot K_B \cdot T_c \cdot \Delta f_b)^{1/2} \cdot \left(\frac{l \epsilon}{p}\right)^{1/2} \left(\frac{\mu \mu_0 \rho \omega_0}{2}\right)^{1/4} \quad (\text{II.7})$$

Para as bobinas de estrutura mais comum, utilizadas em baixas frequências, a geometria mais adequada, no sentido de evitar ruídos provenientes da resistência da bobina encontra-se discutida na literatura.

Para solenóides, a distância entre duas espiras deve ser no mínimo igual ao triplo do raio dos condutores [17], e o comprimento da bobina deve corresponder a cerca de 70% do diâmetro (figura II.1) [19]. Para além destas condições o aumento do campo de radiofrequência B_r produzido por unidade de corrente é compensado pelo aumento da resistência R da bobina. Estas condições limitam também a homogeneidade do campo B_r .

FIG II.1- Geometria "ótima" para bobinas solenoidais.

Para bobinas tipo sela (figura II.2) a máxima homogeneidade do campo corresponde ao ângulo $\theta = 120^\circ$ e relação altura/diâmetro = 2. Porém, visando a melhor relação sinal/ruído, é conveniente utilizar altura igual ao diâmetro [20].

FIG II.2 - Geometria "ótima" para bobinas tipo sela.

Com o uso de mais de uma espira existe a possibilidade de distribuí-las para aumentar a homogeneidade do campo magnético (figura II.3a), mas a relação sinal/ruído neste caso é menor que na situação descrita na figura II.3b, onde as espiras estão separadas também por uma distância que é o triplo do raio [4,21].

FIG II.3 - Bobinas tipo sela com três espiras.
 II.3a- $\theta_1 = 70^\circ$, $\theta_2 = 124^\circ$, $\theta_3 = 162^\circ$
 II.3b- $\theta = 120^\circ$

Em parte, os problemas decorrentes do efeito Skin e da proximidade de outros condutores podem ser minimizados com o uso de outros condutores que não fios. A porção central dos fios, cuja reatância é maior, praticamente não transporta corrente, só atuando como fonte de ruído.

Por este motivo condutores ocos (tubos) são preferencialmente utilizados em altas frequências. Condutores na forma de fitas, que tem a seção transversal retangular, podem fazer com que a corrente ocupe maior área. Estes condutores são utilizados principalmente em bobinas tipo sela por facilidade de construção [22].

Considerando inicialmente apenas a resistência da bobina como fonte de ruído, calculamos a relação sinal/ruído Ψ , que crescerá com a frequência, proporcionalmente a $\omega_0^{3/4}$.

$$\Psi = \frac{K_b \cdot B_m \cdot M_0 \cdot V_a \cdot \omega_0}{(8 \cdot K_b \cdot T_c \cdot \Delta f_b \cdot R)^{1/2}} \quad (II.8)$$

Substituindo a equação II.7 e a expressão I.1 para M_0 temos :

$$\Psi = \frac{K_b \cdot B_m \cdot V_a \cdot N \cdot \gamma \cdot h^2 \cdot J(J+1)}{7,12 \cdot K_b \cdot T_c} \left(\frac{\rho}{K_b \cdot T_c \cdot l \cdot \Delta f_b \cdot \epsilon} \right)^{1/2} \cdot \frac{\omega_0^{3/4}}{(\mu \mu_0 \rho)^{1/4}} \quad (II.9)$$

A equação II.8, válida para qualquer bobina, é a equação fundamental utilizada para análise da relação sinal/ruído. Esta equação pode ser escrita em termos de grandezas mais convencionais, em uma análise mais tradicional [4,23].

Definindo o fator de preenchimento η para uma bobina qualquer :

$$\eta = \left[\int_{V_A} B_m^2 \cdot dV \right] / \left[\int_{\infty} B_m^2 \cdot dV \right] \quad (II.10)$$

E utilizando a definição da auto-indutância de uma distribuição de correntes qualquer :

$$L = \frac{1}{\mu_0 I^2} \cdot \int_{\infty} B^2 \cdot dV = \frac{1}{\mu_0} \int_{\infty} B_m^2 \cdot dV \quad (II.11)$$

Podemos escrever, considerando que o campo $\vec{B}_c$ é razoavelmente uniforme na região acupada pela amostra :

$$B_m = \left(\frac{\mu_0 \eta \cdot L}{V_A \cdot K_h'} \right)^{1/2} \quad (\text{II.12})$$

$$\text{onde } K_h' \cdot B_m^2 \cdot V_A = \int_{V_A} B_m^2(\vec{r}) \cdot dV$$

Introduzindo agora o fator de qualidade Q de uma distribuição de correntes de indutância L e resistência R , que corresponde à razão entre a energia armazenada em um ciclo e a energia dissipada em um ciclo, dado por :

$$Q = \frac{\omega_0 \cdot W_m}{P} = \frac{\omega_0 \cdot (LI^2/2)}{(I^2R/2)} = \frac{\omega_0 \cdot L}{R} \quad (\text{II.13})$$

Podemos escrever a equação II.8 (expressão da relação sinal/ruído) em termos de outras variáveis, tais como o fator de qualidade Q da bobina e o fator de preenchimento η .

$$\underline{\Psi} = K \cdot M_0 \cdot \left(\frac{Q \cdot \eta \cdot \mu_0 V_A}{8 \cdot K_b \cdot T_c \cdot \Delta f_b} \right)^{1/2} \quad (\text{II.14})$$

onde a constante K fica definida por:

$$K = (K_h^2 / K_h')^{1/2} \quad (\text{II.15})$$

No caso específico da bobina ser um solenóide podemos obter a expressão habitual encontrada na literatura [4,24] :

$$\Psi = K \cdot \eta \cdot M_0 \cdot (\mu_0 \cdot Q \cdot \omega_0 \cdot V_c / 4k_b \cdot T_c \cdot \Delta f_b)^{1/2} \quad (\text{II.16})$$

A desvantagem da equação tradicional é a presença de fatores interdependentes e de constantes dificilmente mensuráveis, tais como K e η . Por exemplo, o fator de qualidade Q depende do tamanho da bobina e do tipo de bobina escolhida, pois não existe relação direta entre L e $\vec{B}_c$ para uma geometria qualquer. Desta forma o fator Q em si não se relaciona diretamente com a sensibilidade das bobinas, servindo de comparação apenas para bobinas semelhantes [25].

Nas equações II.8 e II.14 pode ser ainda incluído o ruído proveniente do pré-amplificador, através de sua figura de ruído F (Noise Figure). Tomando a equação II.8 temos :

$$= \frac{K_b \cdot B_c \cdot V_a \cdot N \cdot \gamma \cdot h^2 \cdot J(J+1)}{7,12 \cdot K_b \cdot T_a} \left(\frac{p}{K_b \cdot T_c \cdot l \cdot F \cdot \Delta f_b \cdot \epsilon} \right)^{1/2} \cdot \frac{w_0^{3/4}}{(\mu \mu_0 \rho)^{1/4}} \quad (\text{II.17})$$

Em condições normais, se o pré-amplificador é de boa qualidade, este será responsável por cerca de 15% do ruído, e a sensibilidade será efetivamente determinada pela qualidade da bobina [25].

RUÍDOS PROVENIENTES DA AMOSTRA

As amostras normalmente utilizadas em geração de imagens consistem em material biológico e apresentam em geral uma condutividade elétrica. O movimento browniano de íons tem componentes circulares que induzem sinal na bobina de radiofrequência. Este ruído está relacionado à sensibilidade da bobina, e devido à sua própria natureza não pode ser evitado, sendo inerente à experiência. As amostras também contêm dipolos elétricos, e o movimento browniano destes dipolos pode interagir com o campo elétrico associado à bobina e induzir também um sinal na bobina. O ruído associado ao campo elétrico gerado pela bobina será um fator relevante no projeto de bobinas de radiofrequência.

De um modo geral qualquer bobina real terá ao longo de seu comprimento uma diferença de potencial, uma capacitância distribuída e gerará também um campo elétrico, principalmente na região próxima aos condutores. Quanto mais longo for o comprimento da bobina em relação ao comprimento de onda, mais relevante será o efeito da distribuição de tensões ao longo do comprimento [4]. Em qualquer caso o ruído induzido pela amostra será maior quanto mais próxima estiver a amostra dos condutores da bobina.

Os efeitos dos íons e dipolos magnéticos que a amostra contém não estão presentes apenas na recepção do sinal. Na excitação parte da potência é perdida com a indução de correntes na amostra pelo campo magnético de radiofrequência. Estas correntes blindam a penetração do campo de radiofrequência diminuindo a eficiência da excitação. Parte da potência é também perdida através de correntes induzidas pelo campo elétrico produzido pela bobina na amostra.

Cada um dos mecanismos pode ser tratado como uma resistência em série (R_e e R_m) com a resistência elétrica R da bobina, de forma a dissipar potência na excitação, e na recepção do sinal contribuir com um ruído do tipo Jonhson (equação II.2), à temperatura da amostra. A eficiência que uma bobina apresenta na transmissão será portanto proporcional à sua eficiência na recepção. Este princípio é geral e de grande utilidade no projeto de bobinas, pois muitas vezes é mais fácil medir a eficiência da bobina como transmissor que como receptor [25].

FIG II.4 - Circuito aproximado para a bobina incluindo perdas pela amostra.

As resistências R_e e R_m dependem do volume e da condutividade da amostra, da intensidade do campo, e da frequência, e são calculadas apenas em algumas situações específicas [19,26].

Considerando que na excitação toda potência P incidente é dissipada pela resistência do circuito R^* temos :

$$P = I^2 \cdot R^* \quad (\text{II.18})$$

$$\text{onde } R^* = R + R_m + R_e$$

O campo B_1 produzido quando a bobina é excitada com a potência P é dado por :

$$B_1 = I \cdot B_c = \sqrt{\frac{P}{R^*}} \cdot B_c \quad (\text{II.19})$$

E pode ser medido através da medida do tempo de duração τ_{rf} de um pulso $\pi/2$: $\alpha_{rf}(\theta) = \frac{\pi}{2}$ 12.22

$$\pi/2 = \gamma \cdot B_1 \cdot \tau_{rf} \quad (\text{II.20})$$

De acordo com as equações II.19 e II.8, para uma dada potência P , o campo B_1 produzido por uma bobina será proporcional a $B_c \sqrt{R}$, e também proporcional à sensibilidade da mesma, sendo possível avaliar a sensibilidade da bobina através de seu funcionamento como transmissor.

$$B_1 \propto B_c \cdot (R^*)^{-1/2} \propto \Psi \quad (\text{II.21})$$

A parte da potência que é dissipada na amostra, seja por perdas dielétricas ou magnéticas, pode ser avaliada através da medida do fator de qualidade Q das bobinas, com e sem amostra, pois a inclusão dos mecanismos de dissipação da amostra diminuem o Q da bobina. O efeito da presença da amostra pode ser incluído na relação sinal/ruído calculada [26,27,28]. Chamando Q_v o fator de qualidade da bobina vazia, e Q_a o fator de qualidade da bobina com amostra, pela definição do fator Q (equação II.13) temos :

$$\frac{Q_v}{Q_a} = \frac{R + R_o + R_m}{R} \quad (\text{II.22})$$

Como a relação sinal/ruído é proporcional a $R^{-1/2}$, podemos escrever uma nova expressão para a relação sinal/ruído :

$$\Psi' = \Psi \cdot \left(\frac{Q_a}{Q_v} \right)^{1/2} \quad (\text{II.23})$$

Para minimizar os efeitos da presença do campo elétrico na região ocupada pela amostra pode ser utilizada uma blindagem ligada ao terra entre amostra e bobina. Esta blindagem deverá ser construída de forma a não atenuar o campo de radiofrequência que atinge a amostra através de correntes nela induzidas.

A presença desta blindagem, porém, introduz uma capacitância distribuída entre esta e a bobina, que acentua as diferenças de fase ao longo do comprimento da bobina. Este aumento das diferenças de fase na corrente pode reduzir o campo B_z produzido pela bobina por unidade de corrente, e consequentemente reduzir a sensibilidade. Os efeitos da blindagem serão mais prejudiciais quanto mais próximo do comprimento de onda for o comprimento da bobina.

À medida em que a frequência aumenta, também as dimensões da blindagem se tornam comparáveis ao comprimento de onda, e a indutância e a resistência da blindagem a tornam cada vez menos efetiva.

Se a bobina estiver operando muito próxima de sua frequência de auto-ressonância (frequência na qual a bobina ressoa com sua própria capacitância distribuída), o aumento da capacitância distribuída causado pela presença da blindagem pode comprometer o seu funcionamento através do abaixamento da frequência de ressonância [29,30].

Para avaliar as perdas dielétricas o fator de qualidade Q da bobina pode ser medido com amostra em seu interior em duas situações : com blindagem entre a amostra e a bobina e sem blindagem. Supondo que a presença da blindagem não modifique o campo produzido pela bobina, o que corresponde à realidade quando não estamos próximos à frequência de auto-ressonância, a presença da blindagem eliminará apenas as perdas dielétricas, e assim pode ser avaliada qual é a sua importância em cada caso [29,31,32].

O efeito do campo elétrico produzido pela bobina não se restringe apenas à produção de ruído. Em operação as bobinas estão ligadas a um circuito de acoplamento que ajusta a impedância das mesmas à impedância do transmissor e do receptor (em geral $50\ \Omega$) para a frequência de operação. Os circuitos de acoplamento mais comuns estão na figura II.5. Em geral supomos que toda a potência é dissipada na resistência da bobina, sendo o fator de qualidade dos capacitores muito mais elevado.

FIG II.5- Circuitos Comuns de Acoplamento.

A capacitância distribuída pelas espiras de qualquer bobina se modificará quando for inserida a amostra em região próxima aos condutores. Além desta capacitância, será incluída no circuito uma capacitância entre a amostra e a bobina, e desta forma a frequência de ressonância diminuirá com a introdução da amostra na bobina. Quanto mais próxima estiver a frequência de operação da bobina da frequência de auto-ressonância, maior será o efeito destas capacitâncias no abaixamento da frequência de operação [30].

A avaliação das perdas dielétricas pode ser feita através da medida da frequência de ressonância da bobina com e sem a inserção da amostra. A diminuição na frequência de ressonância que ocorre com a inserção da amostra será tanto maior quanto maior for o campo elétrico gerado na amostra [33].

Os problemas decorrentes da existência de campo elétrico na região ocupada pela amostra serão minimizados se a bobina for alimentada de forma que o seu potencial seja simétrico em relação ao terra. Neste caso as tensões distribuídas pela estrutura serão menores e conseqüentemente a capacitância distribuída será menor, ocorrendo menos perdas dielétricas, e será também menos sensível à presença da amostra. A capacitância entre a amostra e a bobina será também menor, acarretando ainda uma diminuição no ruído, pois o ruído externo captado pela amostra será também menos eficientemente transferido à bobina [25].

Alguns circuitos para alimentação balanceada estão expostos na figura II.6. Nos circuitos da figura II.6a a alimentação não é propriamente balanceada, pois um dos capacitores está ligado ao terra. Porém o ajuste dos capacitores é capaz de fazer com que a tensão na bobina seja simétrica em relação ao terra. No circuito da figura II.6b o acoplamento indutivo para alimentação da bobina faz com que tensão na mesma flutue em relação ao terra. São necessários usualmente dois parâmetros variáveis para ajustar a frequência de ressonância do circuito e a impedância do mesmo. No caso dos circuitos de acoplamento indutivo em geral um destes parâmetros é a indutância mútua das duas bobinas (figura II.6b). Na figura II.6c a indutância mútua é mantida fixa, e por este motivo é necessário acrescentar um capacitor para fazer o acoplamento [34,35].

FIG II.6 - Circuitos para Alimentação Balanceada.

RUÍDO CAPTADO DO AMBIENTE

A bobina funciona também como antena, captando o ruído presente no ambiente. Este ruído só poderá ser evitado através do uso de blindagens. Parte deste ruído é blindado pelo corpo metálico do magneto, mas todo condutor que entra no volume interno do magneto (tais como as bobinas de gradiente, shimming e a própria amostra) funcionam como antenas captando o ruído externo.

Por este motivo é usual envolver bobina e amostra em uma blindagem de tela, de forma que a radiofrequência proveniente do exterior é blindada, mas não os pulsos de gradiente. Ainda assim nem todo ruído proveniente do exterior é blindado, pois os cabos de alimentação da bobina provenientes do exterior são necessariamente introduzidos na blindagem. Para minimizar este ruído seria necessário utilizar filtros passa-banda para eliminar ruídos fora da faixa de frequências de interesse na experiência, e blindar os cabos coaxiais que entram no magneto. Além disso o transmissor pode ser isolado da bobina durante a recepção do sinal. Isto pode ser feito através de diodos cruzados e cabos $\lambda/4$ [25,36].

2.3 - EXCITAÇÃO EM FASE E QUADRATURA [37,38,39]

Outra possibilidade de atingir maior sensibilidade consiste em utilizar excitação e detecção em fase e quadratura. Uma bobina convencional produz um campo linearmente polarizado, que pode ser decomposto em duas componentes circularmente polarizadas. Apenas uma das componentes interage com os spins, e metade da potência é usualmente perdida.

$$\begin{aligned}\vec{B}_1 &= 2.B_1.\cos(\omega_0.t).\hat{x} = & (II.24) \\ &= B_1.[\cos(\omega_0.t)\hat{x} + \sin(\omega_0.t).\hat{y}] + B_1.[\cos(\omega_0.t)\hat{x} - \sin(\omega_0.t).\hat{y}]\end{aligned}$$

A produção de um campo circularmente polarizado pode ser feita por duas bobinas iguais A e B, dispostas de forma que produzam campo em direções ortogonais. Se estas forem alimentadas com diferença de fase $\pi/2$ será produzido um campo circularmente polarizado.

$$\begin{aligned}B_A &= B_1.\cos(\omega t).\hat{x} \\ B_B &= B_1.\sin(\omega t).\hat{y}\end{aligned} \quad (II.25)$$

E o campo total produzido pelas duas será :

$$\vec{B}_1 = B_1.[\cos(\omega_0.t)\hat{x} + \sin(\omega_0.t).\hat{y}] \quad (II.26)$$

Por serem ortogonais, a indutância mútua das bobinas é praticamente nula e as bobinas se comportam de maneira independente, não havendo inclusive correlação entre o ruído proveniente de ambas.

Na recepção cada uma das bobinas produz um campo B_c por unidade de corrente, porém em direções ortogonais :

$$\begin{aligned}\vec{B}_{cA} &= B_c.\hat{x} \\ \vec{B}_{cB} &= B_c.\hat{y}\end{aligned} \quad (II.27)$$

O campo complexo B definido em I.23 será então :

$$\begin{aligned} B_a &= B_r \\ B_b &= j.B_r = B_r.\exp(j\pi/2) \end{aligned} \quad (II.28)$$

O sinal induzido em cada uma das bobinas será :

$$\begin{aligned} V_a &= -\frac{d}{dt} \int \text{Re}[B_r.M].dV \\ V_b &= -\frac{d}{dt} \int \text{Re}[B_r.M.\exp(j\pi/2)]dV \end{aligned} \quad (II.29)$$

Combinando os sinais de forma a eliminar a diferença de fase $\pi/2$, obteremos um sinal cuja intensidade é o dobro do obtido com apenas uma bobina.

A relação sinal/ruído apresentará um ganho de $\sqrt{2}$, pois o ruído induzido em cada uma das bobinas não é correlacionado, uma vez que ambas são ortogonais. Utilizar duas bobinas é equivalente do ponto de vista da relação sinal/ruído a fazer duas médias do sinal.

2.4 - HOMOGENEIDADE DO CAMPO MAGNÉTICO DE RADIOFREQUÊNCIA [21,40,41,42]

Considerando uma bobina que produza um campo por unidade de corrente $\vec{B}_c(\vec{r})$ dependente da posição, passaremos a analisar as consequências da não homogeneidade do campo de radiofrequência apenas na recepção do sinal. Analogamente a I.23, o sinal induzido nesta bobina por uma magnetização transversal qualquer $\vec{M}(\vec{r}, t)$ será :

$$V(t) = - \frac{d}{dt} \int_{V_A} \text{Re}[\vec{B}(\vec{r}) \cdot \vec{M}(\vec{r}, t)] \cdot dV \quad (\text{II.30})$$

onde $\vec{B}(\vec{r}) = B_{cx}(\vec{r}) - j \cdot B_{cy}(\vec{r}) = B_r(\vec{r}) \cdot \exp[j \cdot \phi(\vec{r})]$

O sinal complexo S observado após detecção em fase e quadratura será :

$$S(t) = c \int_{V_A} B_r(\vec{r}) \cdot \exp[j \cdot \phi(\vec{r})] \cdot \vec{M}(\vec{r}, t) \cdot \exp[-j \cdot \omega \cdot t] dV \quad (\text{II.31})$$

Comparando a equação II.31 com a equação I.31, obtida para $\vec{B}_c$ uniforme, pode-se observar que o sinal proveniente de cada ponto da amostra será pesado pela função $\vec{B}_c(\vec{r})$.

No caso de geração de imagens por 2DFT, o sinal obtido será :

$$S(K_x, K_y) = c \int_{V_A} B_r(x, y) \cdot \exp[j \cdot \phi(x, y)] \cdot M_0(x, y) \cdot \exp[-j \cdot (K_x \cdot x + K_y \cdot y)] dx \cdot dy \quad (\text{II.32})$$

e a Transformada de Fourier inversa do sinal corresponderá portanto não à função $c \cdot M_0(x, y)$, mas ao produto $c \cdot M_0(x, y) \cdot B_c(x, y) \cdot \exp(j \cdot \phi(x, y))$.

A imagem será portanto distorcida pela não homogeneidade do campo magnético na recepção do sinal. Esta distorção pode ser corrigida uma vez que se conheça a função $\vec{B}_c(r)$. Para isto o campo $\vec{B}_c$ da bobina pode ser calculado, analítica ou numericamente, ou então pode ser medido.

Para medir $\vec{B}_c(r)$ pode ser feita a imagem de uma amostra uniforme, onde $M_0(x,y)$ é constante. Neste caso a Transformada de Fourier inversa do sinal $S(Kx,Ky)$ corresponderá a $c.B_c(x,y). \exp[j. \phi(x,y)]$. Desta forma, conhecido $\vec{B}_c(x,y)$ podemos corrigir por software as distorções na imagem.

Este procedimento deve ser utilizado quando a excitação é feita por uma bobina de grande porte, que produz um campo magnético homogêneo, e a recepção é feita por outra bobina, menor, visando obter maior sensibilidade em uma região pequena. Normalmente estas bobinas de superfície são conformadas ao objeto de interesse, e a não homogeneidade do campo produzido deve ser então compensada.

No caso de excitação e recepção serem feitas pela mesma bobina, a mesma correção referente à homogeneidade do campo não poderá ser feita.

Considerando uma bobina que produza na excitação um campo magnético $\vec{B}_1(r)$ dependente da posição, e uma amostra cuja magnetização inicial seja a magnetização de equilíbrio, a magnetização transversal complexa da amostra após um pulso de duração τ_{rf} será :

$$\vec{M}(r) = M_0(r). \exp[j. \phi'(r)]. \text{sen}[\gamma. B_1(r). \tau_{rf}] \quad (\text{II.33})$$

Se a mesma bobina atuar como receptora do sinal, o sinal induzido, de acordo com I.23, será :

$$S(t) = c \int_{V_A} \vec{B}_r(\vec{r}) \cdot \exp(j \cdot \phi(\vec{r})) \cdot \exp(j \cdot \omega \cdot t) \cdot \vec{M}_0(\vec{r}) \cdot \exp(j \cdot \phi'(\vec{r})) \cdot \sin[\gamma \cdot B_1(\vec{r}) \cdot \tau_{rf}] \cdot \exp(-j \cdot \omega \cdot t) \cdot dV \quad (II.34)$$

$$\text{onde } \phi' = -\phi - \pi/2$$

As fases ϕ e ϕ' provenientes da excitação e recepção do sinal se cancelam, restando apenas um fator constante $\pi/2$ que pode ser incluído na constante c .

$$S(t) = c \int_{V_A} \vec{B}_r(\vec{r}) \cdot \vec{M}_0(\vec{r}) \cdot \sin[\gamma \cdot B_1(\vec{r}) \cdot \tau_{rf}] \cdot dV \quad (II.35)$$

As diferenças de fase decorrentes da diferença na direção de $\vec{B}_1$ entre pontos diferentes são compensadas na excitação e recepção do sinal.

Em geração de imagens por 2DFT, o sinal obtido quando o campo $\vec{B}_r(\vec{r})$ da bobina utilizada na excitação e recepção não é homogêneo será :

$$S(K_x, K_y) = c \int \vec{B}_r(x, y) \cdot \vec{M}_0(x, y) \cdot \sin[\gamma \cdot B_1(x, y) \cdot \tau_{rf}] \cdot \exp[-j \cdot (K_x \cdot x + K_y \cdot y)] \cdot dx \cdot dy \quad (II.36)$$

Mesmo conhecendo o campo $\vec{B}_r(\vec{r})$, não é possível compensar o efeito da não homogeneidade, pois em geral o ajuste do valor do campo $\vec{B}_1(\vec{r})$, ou seja, o ajuste da potência do pulso, é feito de forma a maximizar o sinal produzido pela amostra. Esta maximização depende da densidade de spins, sendo diferente para cada amostra, não sendo possível relacionar assim amostras distintas.

Em geral, na situação onde o sinal é máximo a amostra será excitada por pulsos de valores maiores e menores que $\pi/2$ em regiões diferentes, de acordo com a distribuição do campo $\vec{B}_1(\vec{r})$ e da densidade de spins. A magnetização não é portanto totalmente deslocada para o plano transversal, de forma que com campos menos homogêneos o sinal proveniente da amostra será menor.

CAPÍTULO III

BOBINAS DE RADIOFREQUÊNCIA PARA GERAÇÃO DE IMAGENS EM 85 MHz

3.1 - INTRODUÇÃO

No sistema disponível no Laboratório de Ressonância Magnética IFQSC-USP (Magneto Supercondutor de 2 Tesla e diâmetro interno 22,4 cm) a frequência de ressonância para prótons é 85 MHz. Neste caso o comprimento de onda máximo já é comparável às dimensões do espaço a ser ocupado pelas bobinas de radiofrequência, e torna-se impossível empregar bobinas de mesma estrutura que as utilizadas em baixa frequência (bobinas solenoidais, bobinas tipo sela [20], bobinas tipo elipses cruzadas [43,44], Kais coil [45] e outras), pois a diferença de fase entre o campo produzido por segmentos diferentes da estrutura seria relevante para a geração do campo de radiofrequência. A literatura sugere a fração $\lambda/20$ do comprimento de onda [22] como o limite máximo para o comprimento dos fios empregados na construção de bobinas para o qual os efeitos decorrentes da diferença de fase entre o campo produzido por segmentos diferentes da mesma sejam desprezíveis. (Para 85 MHz, $\lambda/20 = 17,5$ cm).

Serão analisados a seguir várias estruturas propostas na literatura que se adaptam à frequência e às dimensões a serem utilizadas no laboratório. Estas estruturas não se baseiam em circuitos com parâmetros concentrados, mas em geral consistem em circuitos ressonantes, com indutâncias e capacitâncias distribuídas.

Para aproveitamento máximo do espaço no interior do magneto, que consiste em um volume cilíndrico de diâmetro 22,5 cm, e para que a amostra seja facilmente introduzida e retirada do interior do mesmo, as bobinas de radiofrequência ocuparão preferencialmente uma casca cilíndrica, no interior da qual deverá ser produzido um campo de radiofrequência B_1 uniforme, perpendicular à direção do campo estático.

Considerando uma casca cilíndrica de comprimento infinito, a distribuição de correntes que produz um campo magnético uniforme, perpendicular ao eixo do cilindro, no interior do mesmo, consiste em corrente paralela ao eixo do cilindro com intensidade proporcional a $\sin \theta$, onde θ está indicado na figura III.1.

FIG III.1-Distribuição de corrente em casca cilíndrica infinita que gera campo magnético uniforme no interior do mesmo.

De uma maneira geral, todas as estruturas propostas para a geração do campo B_1 de radiofrequência apresentam uma distribuição de correntes que se aproxima da distribuição de correntes sobre uma casca cilíndrica infinita, já descrita, que gera campo uniforme no interior do cilindro delimitado por ela.

3.2 BOBINAS COM CAPACITORES EM SÉRIE [46]

Uma das propostas para frequências altas consiste em distribuir capacitores em série ao longo da bobina, que minimizariam a diferença de fase existente na corrente ao longo do comprimento da bobina e permitiriam que a bobina tivesse comprimentos maiores, para uma dada frequência. Poderiam ser utilizadas então as mesmas estruturas empregadas em baixas frequências (solenóide, sela e outras) porém com capacitores distribuídos sobre elas.

Considerando uma bobina, ou um trecho da mesma, como uma linha de transmissão de parâmetros uniformemente distribuídos, passaremos a analisar o efeito da distribuição de capacitores sobre uma linha de transmissão.

Supondo uma linha de transmissão de comprimento l , dividida em N segmentos de mesmo comprimento, cada um com dois capacitores de capacitância C , esquematizada na figura III.2, podemos calcular a distribuição de corrente e tensão nesta estrutura partindo inicialmente das condições de contorno conhecidas da extremidade direita da linha.

FIG III.2-Linha de Transmissão com capacitores distribuídos.

De acordo com a teoria referente à linhas de transmissão desenvolvida no apêndice II, a impedância Z_s vista da extremidade de uma linha de transmissão de comprimento l quando uma impedância Z_r é ligada à outra extremidade é dada por :

$$Z_s = Z_o \cdot \left[\frac{Z_r + j \cdot Z_o \cdot \operatorname{tg} \beta l}{Z_o + j \cdot Z_r \cdot \operatorname{tg} \beta l} \right] \quad (\text{III.1})$$

onde consideramos uma linha sem perdas resistivas, de características Z_o e β .

Sabendo que $Z_r = 0$ na extremidade direita da figura III.2, podemos calcular a impedância Z_3 indicada na figura III.3, e a partir do valor obtido calcular sucessivamente Z_2 e Z_1 .

FIG III.3-Extremidade da linha de transmissão da figura III.2, com as impedâncias Z_1 , Z_2 e Z_3 indicadas.

$$Z_3 = j \cdot Z_o \cdot \operatorname{tg} \left(\frac{\beta l}{2N} \right)$$

$$Z_2 = j \cdot Z_o \cdot \operatorname{tg} \left(\frac{\beta l}{2N} \right) - \frac{j \cdot 2}{\omega \cdot C} \quad (\text{III.2})$$

$$Z_1 = Z_o \cdot \left[\frac{j \cdot Z_o \cdot \operatorname{tg}(\beta l / 2N) - 2 \cdot j / \omega C + j \cdot Z_o \cdot \operatorname{tg}(\beta l / 2N)}{Z_o + (-2j / \omega C + j \cdot Z_o \cdot \operatorname{tg}(\beta l / 2N)) \cdot \operatorname{tg}(\beta l / 2N)} \right]$$

Escolhendo o valor da capacitância C de modo que a impedância Z_1 seja nula, o máximo na amplitude da corrente que ocorre na extremidade à direita, onde $Z_r = 0$, se repetirá nos pontos A_1 e A_2 indicados nas figuras III.2 e III.3.

Além disso, a distribuição de corrente e tensão será a mesma em todos os N segmentos e ocorrerão máximos na amplitude da corrente em todos os pontos indicados por * na figura III.2.

Da equação III.2, a condição para que Z_1 seja nula é :

$$Z_0 \cdot \operatorname{tg} \left(\frac{\beta l}{2N} \right) = \frac{1}{\omega C} \quad (\text{III.3})$$

Para o valor da capacitância C que satisfaz a equação III.3, cada capacitor ressoa com a indutância distribuída em cada trecho da linha.

Com a distribuição de corrente e tensão se repete nos N segmentos iguais, calcularemos esta distribuição para o último segmento.

FIG III.4 - Extremidades da linha de transmissão da figura III.2 com posições ao longo da linha indicadas.

De acordo com a teoria desenvolvida no Apêndice II, a amplitude da tensão E_m e da corrente I_m ao longo de uma linha de transmissão sem perdas resistivas com uma carga Z_r ligada à sua extremidade é dada por :

$$\begin{pmatrix} E_m(d) \\ I_m(d) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta d & j.Z_0.\sin \beta d \\ j.\frac{1}{Z_0}.\sin \beta d & \cos \beta d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_r \\ I_r \end{pmatrix} \quad (\text{III.4})$$

onde Z_0 e β são características da linha, E_r e I_r são as amplitudes da tensão e da corrente na carga Z_r e d é a distância ao longo da linha à partir da extremidade ligada à carga.

Para o segmento da linha indicada na figura III.4 onde $0 < d < l/2N$, as amplitudes da tensão e da corrente podem ser calculada em função de I_r sabendo que $E_r = Z_r.I_r = 0$.

$$\begin{aligned} E_m(d) &= j.I_r.Z_0.\sin \beta d \\ I_m(d) &= I_r.\cos \beta d \end{aligned} \quad (\text{III.5})$$

Utilizando condições de continuidade, e calculando a tensão E_c sobre o capacitor para o valor da capacitância C que satisfaz a equação III.3, podemos calcular também a distribuição de corrente e tensão para o segmento $l/2N < d < l/N$ (figura III.4). Este cálculo é feito em termos da variável $d' = d - l/2N$.

$$\begin{aligned} I_m(d') &= I_r.\cos \beta \left(\frac{l}{2N} - d' \right) \\ E_m(d') &= j.Z_0.I_r.\sin \beta \left(d' - \frac{l}{2N} \right) \end{aligned} \quad (\text{III.6})$$

para $0 < d' < l/2N$.

Definindo $x = l/2N - d'$, de acordo com a figura III.4 podemos escrever :

$$I_m(x) = I_r \cdot \cos(\beta \cdot x) \quad (\text{III.7})$$

$$E_m(x) = -j \cdot I_r \cdot Z_0 \cdot \sin(\beta \cdot x)$$

para $0 < x < l/2N$.

A distribuição da amplitude da corrente e da tensão na linha de transmissão com capacitores inseridos está na figura III.5a, onde pode ser comparada com a distribuição das amplitudes em uma linha de transmissão sem capacitores inseridos (figura III.5b).

a

b

FIG III.5-Distribuição das amplitudes de corrente e de tensão para linha de transmissão com capacitores distribuídos (a) e para linhas de transmissão sem capacitores distribuídos (b).

Sem a inserção dos capacitores ao longo do comprimento a amplitude da corrente ao longo da linha de transmissão seria simplesmente proporcional a $\sin \beta d$ e o comprimento total para o qual as diferenças de fase seriam irrelevantes estaria limitado a uma pequena parcela do comprimento de onda. Já com os capacitores inseridos a amplitude da corrente varia bem menos e a bobina pode atingir comprimentos maiores.

Embora as bobinas utilizadas em baixas frequências não sejam simplesmente linhas de transmissão com parâmetros uniformemente distribuídos, ainda assim é possível distribuir capacitores ao longo de seu comprimento de forma que cada capacitor ressoe com a indutância de um segmento da bobina.

Com estruturas deste tipo é possível atingir campos magnéticos bastante homogêneos, conseguindo excitação uniforme. Além disso, por ser baixa a voltagem ao longo da bobina, o campo elétrico na amostra é pequeno. Este fato reduz o desacoplamento que ocorre quando inserimos a amostra no interior da bobina, e também o ruído gerado por interação do movimento Browniano de dipolos elétricos na amostra com o campo elétrico da bobina. Porém o fator de qualidade desta bobina é baixo, pois grande parte da energia é convertida em campo elétrico nos capacitores. Normalmente a estrutura é utilizada apenas para excitação, onde o baixo fator de qualidade pode ser compensado por maior potência.

3.3 - RESSOADORES COM LINHAS DE TRANSMISSÃO

Uma vez que para frequências altas o comportamento dos fios utilizados na construção de bobinas se aproxima cada vez mais do comportamento de linhas de transmissão, outra proposta para a construção de bobinas é a utilização de linhas de transmissão para ajustar as diferenças de fase, de forma a favorecer o campo magnético produzido pela estrutura.

Baseados nesta idéia são construídos os Ring-resonators [47,48] cujo circuito básico está na figura III.6. Esta estrutura consiste na junção de dois segmentos de linha de transmissão de parâmetros Z_r e β_r e comprimento l_r , que serão efetivamente utilizados para a geração do campo magnético, através de dois cabos coaxiais de parâmetros Z_o e β_o e comprimento l_o que não contribuem para a produção do campo magnético. A função destes cabos é fazer com que a estrutura tenha o comprimento elétrico igual a um comprimento de onda para a sua frequência de operação. Deste modo, uma onda estacionária produzida na estrutura terá máximos na amplitude da corrente e na amplitude da tensão em regiões distintas. Os máximos na amplitude da corrente ocorrerão na linha de parâmetros Z_r e β_r , que é uma linha "aberta", pois os condutores são afastados de forma que ela produza campo magnético no interior da estrutura. Os máximos na amplitude da tensão ocorrem na linha "fechada" (cabo coaxial).

FIG III.6 - Ringresonator.

Passaremos a analisar as distribuiçõs de corrente e tensão na estrutura da figura III.7 (junção de linhas de transmissão de parâmetros diferentes), que coresponde à metade do Ringresonator representado na figura III.6, cortado nos pontos A e B onde a tensão tem amplitude máxima. Nestes pontos a corrente é nula, e podemos considerar uma impedância infinita ligada à extremidade B para calcular a distribuição de correntes e tensões.

FIG III.7 - Junção de linhas de transmissão com parâmetros diferentes.

Utilizando a equação III.4 podemos calcular as amplitudes da tensão E_m e da corrente I_m em função da tensão E_r na extremidade direita da estrutura representada na figura III.7, em todos os pontos da região III, onde $d = 2l_1 + l_r - x$.

Região III

$$\begin{aligned} E_m(x) &= E_r \cos \beta_0 (-2l_1 - l_r + x) \\ I_m(x) &= -j \frac{E_r}{Z_0} \sin \beta_0 (-2l_1 - l_r + x) \end{aligned} \quad (\text{III.8})$$

Utilizando condições de continuidade para corrente e tensão na junção de duas linhas de parâmetros diferentes em $x = l_1 + l_r$ e $x = l_1$ podemos calcular as amplitudes da corrente e tensão também para as regiões I e II, indicadas na figura III.7.

Região II

$$E_m(x) = E_r. [\cos \beta_0 l_1 . \cos \beta_m (l_m + l_1 - x) - \frac{Z_r}{Z_0} . \sin \beta_0 l_1 . \sin \beta_m (l_m + l_1 - x)] \quad (\text{III.9})$$

$$I_m(x) = j . E_r. [1 . \cos \beta_0 l_1 . \sin \beta_m (l_m + l_1 - x) + \frac{1}{Z_0} . \sin \beta_0 l_1 . \cos \beta_m (l_m + l_1 - x)]$$

Região I

$$E_m(x) = E_r . \cos \beta_0 (l_1 - x) . [\cos \beta_0 l_1 . \cos \beta_m l_m - \frac{Z_r}{Z_0} \sin \beta_0 l_1 . \sin \beta_m l_m] - E_r . \sin \beta_0 (l_1 - x) . [\frac{Z_0}{Z_r} \cos \beta_0 l_1 . \sin \beta_m l_m + \sin \beta_0 l_1 . \cos \beta_m l_m] \quad (\text{III.10})$$

$$I_m(x) = j . \frac{E_r}{Z_0} . \sin \beta_0 (l_1 - x) . [\cos \beta_0 l_1 . \cos \beta_m l_m - \frac{Z_r}{Z_0} \sin \beta_0 l_1 . \sin \beta_m l_m] + j . \frac{E_r}{Z_0} . \cos \beta_0 (l_1 - x) . [\frac{Z_0}{Z_r} \cos \beta_0 l_1 . \sin \beta_m l_m + \sin \beta_0 l_1 . \cos \beta_m l_m]$$

Para que a junção de linha de transmissão da figura III.7 tenha o comprimento elétrico de meio comprimento de onda, imporemos também a condição de que o ponto $x = 0$ seja um ventre de voltagem, fazendo $I_m(x=0) = 0$ e $E_m(x=0) = -E_r$, e calcularemos a relação entre os comprimentos l_1 e l_m :

$$\frac{Z_r}{Z_0} . \text{tg} \beta_0 l_1 . \text{tg} \beta_m l_m = 1 + \frac{1}{\cos \beta_m l_m} \quad (\text{III.11})$$

Utilizando relações trigonométricas simples, e fazendo a mudança de variável $l_0 = 2 . l_1$, obtemos :

$$\frac{Z_r}{Z_0} . \text{tg} \frac{\beta_0 l_0}{2} . \text{tg} \frac{\beta_m l_m}{2} = 1 \quad (\text{III.12})$$

Ou seja, dados os valores Z_0 , Z_r , β_0 e β_r característicos de duas linhas de transmissão diferentes, para os valores de l_r e l_0 que satisfaçam a equação III.12 haverá corrente nula nos dois extremos da estrutura.

No caso específico $l_1 = l_r$ e $Z_0 = Z_r$ as amplitudes da corrente e a voltagem terão formas simétricas como as da figura III.8, com corrente máxima e voltagem nula no centro da estrutura. As formas serão diferentes dependendo dos valores de β_r e β_0 .

FIG III.8 - Amplitudes da corrente e voltagem na junção de linhas de transmissão da figura III.7 para $Z_r = Z_0$ e $l_1 = l_r$.

Em geral, para $Z_0 \neq Z_r$ a distribuição das amplitudes não será mais simétrica em relação ao centro da estrutura. Porém a linha de transmissão de impedância característica Z_r será uma linha aberta, e por ter os condutores afastados a capacitância distribuída deve ser pequena. Por este motivo, os valores de Z_r devem ser mais altos para esta linha em comparação com o cabo coaxial de impedância característica Z_0 (cerca de 4 vezes maior, segundo a literatura [47]), e neste caso a distribuição das amplitudes de corrente e tensão se desviará muito pouco da simetria. Este será o comportamento aproximado dos Ringressonators, uma vez que na linha aberta os parâmetros Z_r e β_r não serão constantes ao longo de seu comprimento.

Considerando que as linhas de transmissão "aberta" e "fechada" satisfazem a condição imposta pela equação III.12, o ressoador esquematizado na figura III.6 consistirá na junção de duas estruturas semelhantes à figura III.7. Porém para a geração de campo magnético, o ressoador da figura III.6 é desdobrado. A estrutura é torcida, como na figura III.9, para que o sentido da corrente, indicado por setas, gere o campo magnético na direção de interesse. O condutor interno da linha "aberta" de parâmetros Z_r e β_r é dividido em dois, para gerar campo magnético mais homogêneo e o condutor externo é ligado a uma blindagem cilíndrica, de diâmetro maior que o do próprio ressoador.

FIG III.9 - O mais simples Ringressonator.
a-Esquema desdobrado
b-Esquema real

A desvantagem desta estrutura consiste no fato da corrente na blindagem ser de sentido contrário à corrente no condutor interno da linha de parâmetros Z_r e β_r , de forma que a blindagem contribui negativamente para o campo B_1 . Outros Ringressonators podem ser contruídos evitando este problema. Ligando o condutor externo da linha aberta como no esquema desdobrado da figura III.10a, a corrente que flui através dele contribuirá efetivamente para a geração do campo B_1 , como se nota no ressonador montado na figura III.10b, onde a direção da corrente está indicada. Para conseguir campos mais homogêneos, o condutor interno da linha aberta pode ser dividido também, como no ressonador da figura III.9.

FIG III.10 - Ressonadores.
a-Esquema desdobrado
b-Esquema real

Também os Ringresonators podemos atingir campos magnéticos bastante homogêneos, com pequeno campo elétrico na região da amostra, pois a tensão será de menor amplitude na linha "aberta", próxima à amostra, e na região onde a tensão atinge valores mais altos o campo elétrico estará restrito ao interior do cabo coaxial. Porém também neste caso parte da potência entregue não será utilizada para gerar campo magnético, pois as linhas de transmissão fechadas (cabos coaxiais) não darão nenhuma contribuição ao campo magnético, o que acarretará um fator de qualidade baixo.

3.4 - RESSOADOR BASEADO EM CIRCUITO LC

Esta bobina consiste em um circuito ressonante com indutâncias e capacitâncias distribuídas pela estrutura (figura III.11), e pode ser compreendido mais rapidamente em termos da evolução de um circuito LC simples até que este se transforme em uma estrutura cilíndrica, de acordo com figura III.12. A direção do campo está indicada na figura III.11, assim como as direções da corrente que percorre a estrutura.

FIG III.11 - Ressonador baseado em evolução de circuito LC simples.

Partindo do circuito LC da figura III.12a, poderíamos dividir a indutância e a capacitância, como no circuito da figura III.12b, de forma que a mesma frequência de ressonância $\omega = 1/\sqrt{LC}$ seja mantida. A partir do circuito da figura III.12b podemos distribuir ainda os capacitores de forma que a estrutura seja cilíndrica, e assim nos aproximamos das melhores condições de aproveitamento de espaço. Além disso os capacitores estão longe da região ocupada pela amostra, de forma que o campo elétrico na amostra é pequeno.

Os indutores foram substituídos na figura III.12c por barras laterais, e assim a indutância total distribuída pelo circuito será a indutância de uma espira que tenha as dimensões do ressoador, que é uma indutância baixa o suficiente para ressoar em 85 MHz. Na figura III.12d cada uma das barras laterais é desdobrada em duas de forma que o campo magnético produzido seja mais homogêneo. Evolução análoga está descrita na literatura [49], porém para outra frequência e dimensões diferentes.

FIG III.12 - Evolução de um circuito LC simples.

Considerando que o ressoador esteja operando em sua frequência de ressonância $\omega^2 = 1/LC$ podemos calcular o potencial nos pontos 1,2,3 e 4 indicados na figura III.13. Em ressonância a estrutura é percorrida por uma corrente I dada por :

$$I = I_0 \cdot \exp(j\omega t) \quad (\text{III.13})$$

FIG III.13a e III.13b - Ressoador com pontos numerados e circuito equivalente.

O cálculo pode ser feito através do circuito equivalente da figura III.13b onde obtemos :

$$\begin{aligned} V_1 - V_4 &= -j \cdot I \cdot \sqrt{L/C} \\ V_2 - V_1 &= j \cdot I \cdot \sqrt{L/C} \\ V_3 - V_2 &= -j \cdot I \cdot \sqrt{L/C} \\ V_4 - V_3 &= j \cdot I \cdot \sqrt{L/C} \end{aligned} \quad (\text{III.14})$$

ou seja : $V_1 = V_3$ e $V_2 = V_4$

Pelas razões expostas no capítulo II, será conveniente utilizar alimentação balanceada para os ressoadores e blindagem aterrada entre este e o magneto. Porém não existe nenhum ponto no ressoador que possa ser ligado ao terra e produzir uma distribuição de tensões simétrica no mesmo.

Para tornar possível a alimentação balanceada e a ligação ao terra o ressoador foi modificado para a estrutura da figura III.14a descrita pelo circuito da figura III.14b. Para isto foram modificados os aros laterais, com a inserção agora de mais capacitores.

FIG III.14a e b - Ressonador modificado e circuito equivalente com pontos numerados.

Ligando ao terra o ponto 5 ($V_5 = 0$) os potenciais elétricos distribuídos pela estrutura são :

$$\begin{aligned}
 V_1 &= -j.I.\sqrt{L/C}/4 \\
 V_2 &= j.I.\sqrt{L/C}/4 \\
 V_3 &= -j.I.\sqrt{L/C}/4 \\
 V_4 &= j.I.\sqrt{L/C}/4 \\
 V_5 &= V_6 = 0
 \end{aligned}
 \tag{III.15}$$

A distribuição de potenciais das expressões III.15 corresponde a uma distribuição de potenciais simétrica pela estrutura, como indicado na figura III.15. Torna-se possível então utilizar alimentação balanceada através dos pontos 1 e 2, ou 1 e 4, e ligar os pontos 5 e 6 ao terra.

FIG III.15 - Ressonador com tensões indicadas nos pontos numerados.

Esta bobina funcionará em dimensões pequenas em comparação ao comprimento de onda, onde a diferença de fase da corrente em pontos diferentes da bobina pode ser desprezada, não chegando a prejudicar o campo no interior da mesma. Com esta estrutura é possível também produzir campos magnéticos bastante homogêneos. O campo elétrico na amostra deve também ser pequeno, pois a diferença de potencial se concentra nos capacitores, que estão dispostos longe da região central que será ocupada pela amostra.

3.5 RESSOADOR TIPO GAIOLA [50,51]

Os ressoadores tipo gaiola consistem em um conjunto de filtros (passa baixas ou passa altas) colocados em série (figura III.16a e b). Estes circuitos são excitados de forma que a corrente que percorre as barras laterais é proporcional a $\sin\theta$, onde o ângulo θ se refere à posição de cada barra, conforme definido na figura III.16. A distribuição de correntes nos ressoadores Gaiola se aproxima então da distribuição descrita no item 3.1 para uma casca cilíndrica, visando produzir campo uniforme no interior do cilindro. A estrutura está descrita também por um circuito de parâmetros concentrados na figura III.17, onde as gaiolas foram abertas.

FIG III.16 - Ressoadores tipo Gaiola.
a-Passa Baixas.
b-Passa Altas.

a- Passa Baixas

b- Passa Altas

FIG III.17 - Circuito de parâmetros concentrados dos Ressonadores tipo Gaiola.

Considerando o circuito correspondente aos ressoadores passa altas e passa baixas abertos (figura III.17) vemos que pela simetria da estrutura, as correntes i_n deverão ter a mesma amplitude, diferindo apenas na fase. Ainda assim a diferença de fase entre i_n e i_{n+1} deve ser constante para todo n .

As correntes i_n serão dadas pelas equações abaixo, onde ϕ é a diferença de fase entre as correntes de duas malhas consecutivas. :

$$\begin{aligned} i_n &= i_0 e^{j\omega t} \\ i_{n+1} &= i_0 e^{j(\omega t + \phi)} \\ i_{n-1} &= i_0 e^{j(\omega t - \phi)} \end{aligned} \quad (\text{III.16})$$

PASSA BAIXAS

Considerando o filtro passa baixas (figura III.17a), temos para uma malha qualquer n da estrutura :

$$V_{C_{n-1}} = 2V_{L_n} + V_{C_n} \quad (\text{III.17})$$

Ou seja:

$$\frac{1}{j\omega C} \cdot (i_{n-1} - i_n) = j\omega L \cdot i_n + \frac{1}{j\omega C} \cdot (i_n - i_{n+1}) \quad (\text{III.18})$$

Utilizando as equações III.16 e a relação $\text{sen}^2(\phi/2) = (1 - \cos\phi)/2$ a equação III.18 se reduz a:

$$\text{sen}^2(\phi/2) = \frac{1 \cdot \omega^2 \cdot LC}{4} \quad (\text{III.19})$$

Definindo $\omega_0^2 = 1/LC$ temos:

$$\text{sen}^2(\phi/2) = \frac{1 \cdot \omega^2}{4 \cdot \omega_0^2} \quad (\text{III.20})$$

PASSA ALTAS

Considerando agora a estrutura passa altas (figura III.17b) temos para uma malha qualquer n da estrutura:

$$V_{L_{n-1}} = 2V_{C_n} + V_{L_n} \quad (\text{III.21})$$

Ou seja:

$$j\omega L(i_{n-1} - i_n) = \frac{1}{j\omega C} \cdot i_n + j\omega L(i_n - i_{n+1}) \quad (\text{III.22})$$

Utilizando as equações III.16 e a relação $\text{sen}^2(\phi/2) = (1 - \cos\phi)/2$ a equação III.22 se reduz a :

$$\text{sen}^2(\phi/2) = \frac{1 \cdot \omega_0^2}{4 \cdot \omega^2} \quad (\text{III.23})$$

Como os ressoadores são estruturas fechadas, com N malhas, temos:

$$i_n = i_{n+N} \quad (\text{III.24})$$

Ou seja:

$$N\phi = 2\pi.M \quad (\text{III.25})$$

onde M é um número inteiro qualquer.

As soluções das equações III.20 e III.23 para $\phi = 2\pi M/N$ são as frequências de ressonância da estrutura:

$$\text{PASSA BAIXAS} \quad \omega_m = \pm 2.\omega_0.\text{sen}\left(\frac{\pi M}{N}\right) \quad (\text{III.26a})$$

$$\text{PASSA ALTAS} \quad \omega_m = \pm \frac{\omega_0}{2.\text{sen}(\pi M/N)} \quad (\text{III.26b})$$

Se N é par, todas as soluções correspondem aos valores de M no intervalo $1 < M < N/2$. Para cada valor de M neste intervalo existem duas frequências de oscilação, ω_m e $-\omega_m$.

Considerando um dado valor de M existem duas soluções para a corrente de malha i_n , correspondentes às frequências $\pm \omega_m$:

$$\begin{aligned} i_n &= i_0.\cos(\omega_m t + n\phi_m + \Delta) \\ i_n' &= i_0.\cos(-\omega_m t + n\phi_m + \Delta) \end{aligned} \quad (\text{III.27})$$

onde Δ é uma fase arbitrária qualquer.

Considerando que os dois modos de oscilação acima são excitados ao mesmo tempo, as correntes de malha I_n da estrutura serão:

$$I_n = 2.i_0.\cos(\omega_m.t).\cos(n.\phi_m + \Delta) \quad (\text{III.28})$$

A corrente I_{bn} que percorre a barra lateral n será:

$$I_{bn} = I_{n-1} - I_n = 4.i_0.\cos(\omega_m.t).\text{sen}\phi_m.\text{sen}\left[\frac{(2n-1)\phi_m + \Delta}{2}\right] \quad (\text{III.29})$$

Fazendo a fase arbitrária $\Delta = \phi_m/2$ as correntes I_{bn} serão dadas por :

$$I_{bn} = I_{bo} \cdot \sin(n\phi_m) \cdot \cos(\omega_m \cdot t) \quad (\text{III.30})$$

$$\text{onde } I_{bo} = 4 \cdot i_o \cdot \sin(\phi_m/2)$$

Na solução correspondente a $M = 1$, onde $N\phi = 2\pi$ a amplitude da corrente que passa pela barra lateral n será proporcional a $\sin(2\pi n/N)$. Este é o modo de vibração de interesse, e corresponderá à frequência mais alta no ressoador passa-altas e à frequência mais baixa no ressoador passa-baixas. Neste modo $M = 1$, a distribuição de correntes nas barras laterais se aproximará da descrita na figura III.1. Para qualquer valor de M as correntes I_{bN} e $I_{bN/2}$ serão nulas pois para $n = N$ e $n = N/2$ temos :

$$\sin(2\pi n/N) = 0. \quad (\text{III.31})$$

Considerando agora um ressoador de 8 barras laterais, ou seja $N=8$, as frequências de ressonância da estrutura são :

$$\begin{aligned} \text{Passa Baixas } w_1 &= w_o \cdot 2 \cdot \sin(\pi/8) = 0.77w_o \\ w_2 &= w_o \cdot 2 \cdot \sin(\pi/4) = 1.41w_o \\ w_3 &= w_o \cdot 2 \cdot \sin(3\pi/8) = 1.85w_o \\ w_4 &= w_o \cdot 2 \cdot \sin(\pi/2) = 2w_o \end{aligned} \quad (\text{III.32a})$$

$$\begin{aligned} \text{Passa Altas } w_1 &= w_o / (2 \cdot \sin(\pi/8)) = 1.31w_o \\ w_2 &= w_o / (2 \cdot \sin(\pi/4)) = 0.71w_o \\ w_3 &= w_o / (2 \cdot \sin(3\pi/8)) = 0.54w_o \\ w_4 &= w_o / (2 \cdot \sin(\pi/2)) = 0.50w_o \end{aligned} \quad (\text{III.32b})$$

Considerando $M = 1$, que é o modo que conduz ao campo magnético de interesse, temos:

$$\phi_1 = \pi/4 \quad (\text{III.33})$$

$$I_n = 2 \cdot i_o \cdot \cos(\omega_1 t) \cdot \cos\left[\frac{\pi(2n+1)}{8}\right] = A \cdot \cos\left[\frac{\pi(2n+1)}{8}\right] \quad (\text{III.34})$$

Podemos então calcular, para os filtros passa baixas e passa altas a tensão no ressoador, nos pontos numerados nas figuras III.18a e b. Como $I_{b_4} = 0$, para os ressoadores passa-baixas e passa-altas fazemos $V_4 = V_{4'} = 0$.

FIG III.18a - Ressorador passa-baixas com pontos numerados.

FIG III.18b - Ressorador passa-altas com pontos numerados.

Os valores calculados da tensão para as estruturas passa-baixas e passa-altas são :

$$\begin{aligned} V_1 &= A_o . \text{sen}(\pi/4) \\ V_2 &= A_o . \text{sen}(\pi/2) \\ V_3 &= A_o . \text{sen}(3\pi/4) \\ V_4 &= A_o . \text{sen}(\pi) \\ V_5 &= A_o . \text{sen}(5\pi/4) \\ V_6 &= A_o . \text{sen}(3\pi/2) \\ V_7 &= A_o . \text{sen}(7\pi/4) \\ V_8 &= A_o . \text{sen}(2\pi) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} V_{1'} &= -V_1 \\ V_{2'} &= -V_2 \\ V_{3'} &= -V_3 \\ V_{4'} &= -V_4 \\ V_{5'} &= -V_5 \\ V_{6'} &= -V_6 \\ V_{7'} &= -V_7 \\ V_{8'} &= -V_8 \end{aligned}$$

$$\text{onde } A_o = -j . \sqrt{L/C} . i_o . \cos(\omega_1 t)$$

Para estruturas passa-baixas e passa-altas a tensão nos pontos numerados está expressa na figura III.19. Os valores obtidos apresentam simetria ao longo da estrutura, de forma que a alimentação balanceada pode ser empregada. A alimentação com tensão em paralelo é feita entre dois pontos onde a diferença de voltagem é máxima, como os pontos 6 e 2 ou 6 e 6'. Os pontos 4, 4', 8 e 8' podem ser ligados ao terra.

FIG III.19 - Tensão nos pontos indicados no ressonador.

Com o ressoador tipo gaiola o campo será tanto mais homogêneo quanto maior for N , o número de barras laterais, e quanto maior for o comprimento do ressoador. A limitação na altura do ressoador é a causa principal de não homogeneidade. Ressonadores mais longos produzem campo mais homogêneo e são utilizados para fazer imagens de planos paralelos ao eixo z . Para planos perpendiculares ao eixo z são utilizados ressonadores mais curtos, de forma que pouco ruído proveniente de regiões fora do plano selecionado é captado.

Devido à sua simetria, o ressoador gaiola pode também ser excitado de modo a produzir campo magnético circularmente polarizado. Para isto é necessário alimentar o ressoador de forma a permitir que somente um dos modos descritos pelas equações III.27 seja excitado. Neste caso, para $M = 1$, ao invés de obtermos o campo linearmente polarizado, que corresponde à soma dos dois modos, excitados ao mesmo tempo, obteremos um campo circularmente polarizado. O sentido de rotação depende do modo escolhido, ou seja, do sinal de w_1 .

3.6 CONCLUSÕES

Dentre as possibilidades estudadas para a bobina de radiofrequência para operar em 85 MHz descritas neste capítulo, apenas os ressoadores tipo gaiola passa-altas (3.5) e baseado em circuito LC (3.4) foram escolhidos para construção e testes.

A escolha destas estruturas foi feita com base no fator de qualidade previsto (que é mais alto para estas estruturas) e na homogeneidade do campo magnético que pode ser atingida. Além disso existem facilidades experimentais, pois em ambos os casos, para dimensões dadas de um ressoador, o ajuste da frequência de ressonância para a frequência de operação 85 MHz pode ser feito através da escolha dos valores dos capacitores. Os ressoadores tipo gaiola passa-baixas foram evitados porque a localização dos capacitores na região próxima à amostra não é conveniente, e também esta disposição cria problemas experimentais.

CAPITULO IV

CONSTRUÇÃO E TESTE DE RESSOADORES

4.1 - RESSOADORES CONSTRUÍDOS

Das possibilidades abordadas no capítulo III, foram construídos ressoadores dos tipos descritos em 3.4 (ressoadores baseados em circuito ressonante LC), e 3.5 (ressoador tipo gaiola). Foram construídos ressoadores de diferentes dimensões, que foram progressivamente modificados no decorrer do trabalho. Apenas três dos ressoadores contruídos atingiram a fase final dos testes, com a realização de imagens. Estes ressoadores tem sua estrutura principal descrita na figura IV.1, e passaremos a chamá-los ressoadores A, B e C. Os ressoadores A e B tem a estrutura descrita em 3.4, e o ressoador C é um ressoador tipo gaiola descrito em 3.5. Estão indicadas nas figuras as dimensões e o valor final escolhido para as capacitâncias presentes no ressoador de forma que as estruturas ressoem na frequência de interesse.

FIG IV.1a-Ressoador A
Diâmetro 12 cm
Comprimento fixo 12 cm
 $2C = 34 \text{ pF}$ (68 pF e 68 pF em série)

FIG IV.1b-Ressonador B
 Diâmetro 7 cm
 Comprimento Variável entre 16 e 24 cm
 $2C = 30 \text{ pF}$ (47 pF e 82 pF em série)

FIG IV.1c-Ressonador C
 Diâmetro 18 cm
 Comprimento Variável entre 16 e 25 cm
 $2C = 56 \text{ pF}$

Na construção dos ressoadores os aros laterais são feitos de cobre e tem 10 mm de largura e 1,7 mm de espessura. Nos locais onde se inserem os capacitores os aros são cortados, deixando uma separação de 2mm. Os dois aros são presos através de parafusos de latão a dois discos de acrílico que tem o diâmetro interno do magneto, de forma que os ressoadores ficam centrados no interior do mesmo.

Os capacitores utilizados são capacitores cerâmicos npo, que suportam até 500 v e cuja capacitância varia muito pouco com a temperatura. Antes de serem soldados aos aros, a capacitância de um conjunto de capacitores é medida, assim como seu fator de qualidade, de forma que são selecionados para serem soldados ao ressoador capacitores de capacitância bastante próxima, diferindo em menos de 1 pF e ao mesmo tempo com o maior fator de qualidade Q. Para a medida da capacitância e do fator de qualidade dos capacitores é utilizado um Q-meter (HP - modelo 260A). Os capacitores selecionados são soldados aos aros de cobre com estanho.

Nos ressoadores do tipo descrito em 3.4, ressoadores A e B, baseados em circuito LC, cada capacitância $2C$ corresponde a dois capacitores em série. A experiência mostrou ser necessário dividir a voltagem a que o conjunto está sujeito entre dois capacitores, para evitar que capacitores se rompessem devido a excesso de tensão.

Os aros de cobre são unidos por tubos de latão de diâmetro externo 6 mm, soldados com prata. Nos ressoadores B e C, de comprimento variável, a variação do comprimento é feita através de um mecanismo do tipo trombone, onde uma haste fina penetra em um tubo oco, com um encaixe bastante justo, fazendo contato elétrico. Fora utilizados os mesmos tubos de latão de 6 mm de diâmetro e hastes de latão de 3mm de diâmetro. No ressoador B o tubo de latão tem comprimento 10 cm e a haste 15 cm, sendo possível variar o comprimento entre 16 e 24 cm. No ressoador C o tubo de latão tem comprimento 15 cm e a haste 12 cm, de forma que é possível variar o comprimento entre 16 e 25 cm.

A variação no comprimento visa ajustar a frequência de ressonância da estrutura, como será detalhado posteriormente. No comprimento correspondente à frequência de ressonância de 85 MHz a haste e o tubo se interpenetram em uma grande região para que haja um contato elétrico suficientemente bom. Nestas condições a "emenda" entre a haste e o tubo se encontra distante da região central do ressoador, ocupada pela amostra. Desta forma possíveis distorções no campo magnético gerado nesta região não interferem na experiência.

O ajuste no comprimento dos ressoadores é feito através de dois parafusos de latão (Figura IV.2). O material latão foi escolhido devido às suas propriedades mecânicas. Um parafuso de material isolante seria mais conveniente, mas dos materiais isolantes disponíveis nenhum era capaz de suportar o esforço. Para evitar interferências, tais como capacitâncias indesejadas, os parafusos de latão foram localizados o mais distante possível do ressoador, nas regiões onde o potencial elétrico dos ressoadores é mais baixo. As extremidades que serão tocadas durante o processo de ajuste do comprimento consistem em material isolante (Lucite) que é fixado ao parafuso de latão. Este material isolante evita que a pessoa que faz o ajuste transfira ao ressoador o ruído captado por ela, ou seja, evita que esta pessoa funcione como antena.

FIG IV.2-Ressoador preso à suporte de acrílico com parafusos de latão para ajuste do comprimento.

Os dois parafusos de latão são movidos simultaneamente de forma a manter paralelos os dois aros laterais dos ressoadores no processo de variação do comprimento do mesmo. Para o ressoador B, de menor diâmetro, o ajuste do comprimento através dos dois parafusos não apresentou problemas, apesar do esforço ser feito em apenas dois pontos. Já para o ressoador C, de diâmetro maior, a dificuldade em manter os dois aros paralelos foi maior. Por este motivo o comprimento foi ajustado fora do magneto, sendo feito no interior do magneto apenas um pequeno ajuste.

A blindagem utilizada entre o ressoador e o magneto é feita de tela de latão, que tem o diâmetro interno do magneto, e fica portanto o mais afastada possível do ressoador na parte externa dos discos de acrílico onde o ressoador é fixado. A ligação entre o ressoador e a blindagem é feita por tiras de folha de cobre, de 10 mm de largura, soldadas ao ressoador e à blindagem. Fotos dos ressoadores construídos estão nas figuras IV.3.

FIG IV.3a (FOTO) - Ressoador A, com blindagem.

FIG IV.3b (FOTO) - Ressoador B, com blindagem.

FIG IV.3c (FOTO) - Ressoador C, ainda sem blindagem.

4.2 - FREQUÊNCIAS DE RESSONÂNCIA

As frequências de ressonância das estruturas construídas foram calculadas analiticamente através de um circuito equivalente simples para os ressoadores, e analisadas numericamente através do programa SPICE. As frequências de ressonância foram também medidas com Grid Dip Meter, de modo que os valores obtidos podem ser comparados com os valores calculados.

4.2.1 - Ressonadores Baseados em Circuito LC.

CÁLCULO ANALÍTICO DAS FREQUÊNCIAS DE RESSONÂNCIA

Para os ressoadores descritos em 3.4, as frequências de ressonância podem ser calculadas considerando o circuito equivalente da figura IV.4, que inclui as indutâncias dos aros laterais.

FIG IV.4-Circuito Equivalente para Ressonador.

Os conjuntos de pontos 1-2 e 1-4 são adequados para alimentação balanceada com tensão em paralelo, pois alimentado desta forma o ressoador reproduz a distribuição de correntes e tensões já descrita em 3.4 que produz o campo magnético de interesse. Os pontos 1 e 4 serão escolhidos devido unicamente à facilidades experimentais, pois estes pontos se situam em uma mesma "face" do ressoador. Analisando a impedância Z_{14} vista dos pontos 1 e 4 obteremos as frequências de ressonância da estrutura. Este cálculo é feito simplificando o circuito da figura IV.4, de acordo com a figura IV.5, e obtemos :

$$Z_{14} = (1/Z_1 + 1/Z_2)^{-1} \quad (\text{IV.1})$$

onde $Z_1 = \frac{j\omega L'}{2} + \frac{1}{j\omega 2C} = \frac{1 - \omega^2 L' C}{j\omega 2C}$

$$Z_2 = j\omega L + \frac{j\omega L'}{2} + \frac{1}{j\omega 2C} = \frac{1 - \omega^2 C (L' + 2L)}{j\omega 2C}$$

FIG IV.5 - Simplificação do circuito ressonante de IV.4.

Calculando a impedância Z_{14} temos :

$$Z_{14} = \left[\frac{j\omega 2C}{1 - \omega^2 L' C} + \frac{j\omega 2C}{1 - \omega^2 C(L' + L)} \right]^{-1} \quad (\text{IV.2})$$

$$= \frac{(1 - \omega^2 L' C)(1 - \omega^2 C(L' + 2L))}{j\omega 4C(1 - \omega^2 C(L' + L))} \quad (\text{IV.3})$$

Nas frequências ω_0 e ω_2 a impedância Z_{14} será nula:

$$\omega_0^2 = \frac{1}{C(L' + 2L)} \quad Z_{14} = 0 \quad Z_1 \neq 0 \quad (\text{IV.4a})$$

$$Z_2 = 0$$

$$\omega_2^2 = \frac{1}{L' C} \quad Z_{14} = 0 \quad Z_1 = 0 \quad (\text{IV.4b})$$

$$Z_2 \neq 0$$

E na frequência ω_1 a impedância Z_{14} será infinita:

$$\omega_1^2 = \frac{1}{C(L' + L)} \quad Z_{14} = \infty \quad Z_1 = -Z_2 \quad (\text{IV.4c})$$

Para o modelo simplificado assumido existem três frequências de ressonância $\omega_0 < \omega_1 < \omega_2$, duas delas correspondendo à ressonância em série (ω_0 e ω_2) e uma delas (ω_1) à ressonância em paralelo. Na frequência ω_1 a distribuição de correntes obtida será a descrita em 3.4 (figura III.11), que produzirá o campo magnético de interesse.

MEDIDAS DAS FREQUÊNCIAS DE RESSONÂNCIA

Para detectar as frequências de ressonância das estruturas construídas foi utilizado um Grid Dip Meter (LDM-80). Este equipamento consiste em um oscilador de frequência variável e de uma pequena bobina que funciona como antena. Aproximando a antena do ressoador a ser testado, e variando a frequência de oscilação, observaremos através de um mostrador que em algumas frequências é transferida potência para o ressoador. As frequências nas quais o ressoador absorve energia são as frequências de ressonância do mesmo.

Em todos os ressoadores do tipo descrito em 3.4 testados foram encontradas três frequências de ressonância principais, onde a transferência de energia a partir do Grid Dip Meter é grande, além de várias outras ressonâncias secundárias onde a transferência de energia é muito menor.

As frequências de ressonância foram inicialmente medidas para dois ressoadores ainda não adaptados para alimentação balanceada e ligação à blindagem. Estes ressoadores continham apenas dois capacitores em cada aro lateral, como na figura III.12d, e estão descritos na figura IV.6.

Diâmetro 16 cm
Comprimento 15 cm

Diâmetro 12 cm
Comprimento 15 cm

FIG IV.6-Ressoadores Baseados em Circuito Ressonante LC.

Para o ressoador de 16 cm de diâmetro e comprimento 15 cm foram medidas as frequências de ressonância para diferentes valores da capacitância C , e os valores das três frequências de ressonância principais estão dispostos na tabela IV.1a. Foram medidas também as frequências de ressonância para outro ressoador menor, de diâmetro 12 cm e comprimento 15 cm, e os valores das três frequências de ressonância principais estão dispostos na tabela IV.1b

TABELA IV.1a

Frequências de Ressonância Medidas

Diâmetro do Ressorador = 16 cm

Comprimento do Ressorador = 15 cm

C (pF)	f_0 (MHz)	f_1 (MHz)	f_2 (MHz)
15	85	92	104
12	94	103	119
8.2	104	111	136

TABELA IV.1b

Frequências de Ressonância Medidas

Diâmetro do Ressorador = 12 cm

Comprimento do Ressorador = 15 cm

C (pF)	f_0 (MHz)	f_1 (MHz)	f_2 (MHz)
8,2	121	149	159

De acordo com a tabela IV.1, o deslocamento nas frequências de ressonância ocorre no sentido esperado, pois quanto maiores os valores de C , mais baixas são as frequências de ressonância e ao mesmo tempo, para uma mesma capacitância ($C = 8,2$ pF), as frequências de ressonância são mais altas para o ressoador de menor diâmetro, que possui uma indutância menor.

Na tabela IV.1a, para cada uma das frequências de ressonância f_n , temos três valores, obtidos para diferentes valores da capacitância C . A qualidade da aproximação do ressoador pelo circuito da figura IV.3, utilizado para os cálculos das frequências de ressonância, pode ser avaliada utilizando regressão linear para as funções :

$$(1/\omega_n^2) = A_n.C + B_n \quad (IV.5)$$

$$\text{onde } A_0 = 2L + L'$$

$$A_1 = L + L'$$

$$A_2 = L'$$

$$\text{e } B_0 = B_1 = B_2 = 0$$

Fazendo regressão linear para as três equações IV.5 (para $n = 0, 1$ e 2), obtemos :

$$\begin{array}{llll} r_0 = 0,992 & B_0 = 9,13 \cdot 10^{-19} & A_0 = 1,697 \cdot 10^{-7} \\ r_1 = 0,973 & B_1 = 8,88 \cdot 10^{-19} & A_1 = 1,356 \cdot 10^{-7} \\ r_2 = 0,989 & B_2 = 1,72 \cdot 10^{-19} & A_2 = 1,416 \cdot 10^{-7} \end{array} \quad (IV.6)$$

Pelos valores elevados de r_n (coeficiente de correlação da regressão linear), e pelos valores muito pequenos de B_n , vemos que o circuito da figura IV.4 é uma boa aproximação para o ressoador. Para o cálculo das indutâncias L e L' através dos valores de A_n temos três equações e duas incógnitas (equações IV.5), e podemos escolher pelos dados experimentais apenas um valor médio. Porém os valores $A_1 < A_2$, ao contrário do esperado, fornecem um valor negativo para L . Como a medida das frequências de ressonância feitas pelo Grid Dip Meter é bastante precisa (erro na ordem de $\pm 2\%$) é provável que o erro se deva principalmente ao valor da capacitância C , que se desvia de seu valor nominal com erro muito maior.

As indutâncias L e L' podem também ser calculadas através das equações IV.4, para cada um dos valores da capacitância C . Assim cada linha horizontal na tabela IV.1 fornecerá três equações para calcular L e L' , que são mais coerentes pois se referem um mesmo valor da capacitância C . Neste caso os valores de L calculados através de equações diferentes para um mesmo valor C são bastante próximos. Os valores de L e L' obtidos para diferentes capacitâncias diferem em menos de 10 % para o ressoador maior, da tabela IV.1a. Os valores obtidos para L e L' para o ressoador menor, da tabela IV.1b, são também menores. Os resultados do cálculo estão dispostos na tabela IV.2.

TABELA IV.2

Diâmetro do Ressorador = 16 cm
Comprimento do Ressorador = 15 cm

$C(pF)$	$f_r(MHz)$	$L(H)$	$L'(H)$
15	85/92/104	$4,12 \cdot 10^{-6}$	$1,56 \cdot 10^{-7}$
12	94/103/119	$4,74 \cdot 10^{-6}$	$1,49 \cdot 10^{-7}$
8.2	104/111/136	$7,14 \cdot 10^{-6}$	$1,67 \cdot 10^{-7}$
Valores Médios		$L = 5,0 \cdot 10^{-6} H$	$L' = 1,6 \cdot 10^{-7} H$

Diâmetro do Ressorador = 12 cm
Comprimento do Ressorador = 15 cm

$C(pF)$	$f_r(MHz)$	$L(H)$	$L'(H)$
8,2	121/149/159	$1,55 \cdot 10^{-6}$	$1,22 \cdot 10^{-7}$

O valor da frequência de ressonância de interesse f_1 foi medido com Grid Dip Meter também para um ressoador de comprimento variável entre 16 e 24 cm e de diâmetro 7 cm (Ressorador B). As medidas foram feitas para os dois valores extremos do comprimento l do ressoador : $l_{max} = 24$ cm e $l_{min} = 16$ cm, para vários valores da capacitância $2C$. Os valores obtidos encontram-se na tabela IV.3

Tabela IV.3

Frequência de Ressonância f_1

Diâmetro do Ressorador = 7 cm

Comprimento do Ressorador Variável entre 16 e 24 cm.

$l_{max}=24$ cm $l_{min}=16$ cm

$2C$ (pF)	f_1 (MHz)	f_1 (MHz)	Capacitores
37,5	76	84	75 e 75 pF em série
33.3	79	85	56 e 82 pF em série
28.0	84.5	102	56 e 56 pF em série

$$(L + L')_{max} = 2,50 \cdot 10^{-7} \text{ H} \quad r = 0,924$$

$$(L + L')_{min} = 1,77 \cdot 10^{-7} \text{ H} \quad r = 0,998$$

A tabela IV.3 evidencia o aumento da frequência de ressonância com a diminuição da capacitância $2C$ e da indutância $(L + L')$, e permite avaliar os valores de $(L + L')$, que como seria de se esperar são menores para o menor comprimento.

De uma maneira geral, os valores obtidos nas medidas das frequências de ressonância confirmam os cálculos analíticos realizados com o circuito equivalente da figura IV.4.

CALCULO NUMÉRICO DAS FREQUÊNCIAS DE RESSONÂNCIA

Utilizando o programa SPICE, que é um simulador de circuitos analógicos, e um circuito equivalente para os ressoadores podemos calcular a impedância dos mesmos em função da frequência (análise AC) e assim calcular as frequências de ressonância. No circuito equivalente empregado os valores de L , L' e C tem a mesma ordem de grandeza dos valores calculados a partir das medidas feitas com o Grid Dip Meter. Os valores utilizados foram :

$$\begin{aligned} L &= 0,05 \text{ } \mu\text{H} \\ L' &= 0,10 \text{ } \mu\text{H} \\ C &= 25 \text{ pF} \end{aligned}$$

Para estes valores as frequências de ressonância calculadas são :

$$\begin{aligned} f_0 &= 71,2 \text{ MHz} \\ f_1 &= 82,2 \text{ MHz} \\ f_2 &= 101 \text{ MHz} \end{aligned}$$

O programa SPICE exige como entrada um circuito onde hajam caminhos DC para o terra, e por este motivo são inseridos no circuito resisistências de $10^{12} \Omega$ em paralelo com os capacitores sempre que necessário. Estas resistências não estão representadas na figura IV.7, onde se encontra o circuito utilizado nos cálculos, com os seus componentes numerados.

FIG IV.7-Circuito Analisado pelo Programa SPICE, não incluindo as resistências em paralelo com os capacitores.

O programa SPICE não fornece diretamente a impedância, mas somente tensões (módulo, fase, partes real e imaginária). A impedância é então calculada através dos valores da diferença de potencial entre os pontos 1 e 4 e entre os pontos 9 e 1 (indicados na figura IV.7). A diferença de potencial entre os pontos 9 e 1 é diretamente proporcional a corrente que alimenta o ressoador.

O módulo da impedância $Z_{1,4}$ foi calculado em função da frequência no intervalo entre 50 e 130 MHz, e o resultado obtido encontra-se no gráfico da figura IV.8. Cada divisão no eixo x corresponde a 10 MHz e os valores dos parâmetros indicados na figura IV.7 são :

$$\begin{aligned} L_1 &= L_6 = 0,025 \text{ } \mu\text{H} \\ L_2 &= L_3 = L_4 = L_5 = 0,10 \text{ } \mu\text{H} \\ C_1 &= C_2 = C_3 = C_4 = 25 \text{ pF} \end{aligned}$$

FIG IV.8-Módulo da Impedância Z_{14} versus frequência, no intervalo 50 - 130 MHz.

No gráfico da figura IV.8 podemos observar as três ressonâncias já calculadas, sendo que os dois mínimos no módulo da impedância correspondem às duas ressonâncias série, onde $Z_{14} = 0$, e o máximo no módulo da impedância corresponde à ressonância em paralelo, onde a impedância Z_{14} é infinita.

Sabendo que na montagem do ressoador os capacitores não são exatamente iguais, assim como os indutores podem ser ligeiramente diferentes devido à imperfeições na construção, utilizamos o programa supondo agora pequenas assimetrias. Os valores das capacitâncias e indutâncias sofreram pequenas modificações em relação aos valores originais, no circuito da figura IV.7. Os resultados obtidos estão nas figuras IV.9 e os valores das capacitâncias e indutâncias utilizados estão indicados nas legendas das figuras. Comparando estes gráficos com a figura IV.8 notamos a presença de outras ressonâncias. Uma das causas da existência de frequências de ressonância secundárias detectadas com o Grid Dip Meter é portanto a existência de imperfeições na construção do ressoador.

FIG IV.9a-Módulo da impedância Z_{14} versus frequência no intervalo entre 50 e 130 MHz na presença de pequenas assimetrias na construção do ressoador.

CBM3.DAT- $L_1 = L_4 = 0,025 \text{ } \mu\text{H}$
 $L_2 = L_3 = L_4 = L_5 = 0,10 \text{ } \mu\text{H}$
 $C_1 = C_3 = C_4 = 25 \text{ pF}$
 $C_2 = 28 \text{ pF}$

FIG IV.9b-Módulo da impedância Z_{14} versus frequência no intervalo entre 50 e 130 MHz na presença de pequenas assimetrias na construção do ressoador.

CBM5.DAT- $L_1 = L_4 = 0,025 \mu\text{H}$

$L_2 = L_3 = L_4 = L_5 = 0,10 \mu\text{H}$

$C_1 = C_3 = C_4 = 25 \text{ pF}$ $C_2 = 23 \text{ pF}$

FIG IV.9c-Módulo da impedância Z_{14} versus frequência no intervalo entre 50 e 130 MHz na presença de pequenas assimetrias na construção do ressoador.

CBM6.DAT $L_4 = 0,025 \mu\text{H}$ $L_1 = 0,020 \mu\text{H}$

$L_2 = L_3 = L_5 = 0,10 \mu\text{H}$ $L_4 = 0,07 \mu\text{H}$

$C_1 = C_3 = C_4 = 25 \text{ pF}$ $C_2 = 23 \text{ pF}$

O programa SPICE foi utilizado também supondo que o ressoador seja alimentado de outras maneiras. Nas figuras IV.10b e IV.11b está indicado de que maneira o ressoador foi alimentado. O módulo da impedância vista dos terminais por onde o ressoador é alimentado está nas figuras IV.10a e IV.11a, para o mesmo intervalo de frequências (50-130 MHz).

FIG IV.10a-CC.DAT-Módulo da impedância de entrada Z versus frequência no intervalo 50-130 MHz para a alimentação indicada na figura IV.10b.

FIG IV.10b-Alimentação utilizada para o gráfico da figura IV.10a.

FIG IV.11a-CD.DAT-Módulo da impedância de entrada Z versus frequência no intervalo 50-130 MHz para a alimentação indicada na figura IV.11b.

FIG IV.11b-Alimentação utilizada para o gráfico da figura IV.11a.

Nas figuras IV.10a e IV.11a observamos que, embora as frequências de ressonância em série se desloquem, a ressonância em paralelo, para a qual a impedância é alta, se mantém na mesma frequência f_1 . Este resultado é esperado, pois a alimentação em paralelo com tensão feita através dos circuitos IV.10b e IV.11b reproduz também na frequência f_1 a distribuição de tensões e correntes calculada em 3.4, que produz o campo magnético de interesse.

4.2.2-Ressoador Tipo Gaiola.

CÁLCULO ANALÍTICO DAS FREQUÊNCIAS DE RESSONÂNCIA

O cálculo feito em 3.5 para os ressoadores tipo gaiola passa-altas descreve os ressoadores por um circuito como o da figura III.17b e fornece quatro modos de vibração, cujas frequências são :

$$\begin{aligned} \omega_1 &= \omega_0 / (2 \cdot \text{sen}(\pi/8)) \\ \omega_2 &= \omega_0 / (2 \cdot \text{sen}(\pi/4)) \\ \omega_3 &= \omega_0 / (2 \cdot \text{sen}(3\pi/8)) \\ \omega_4 &= \omega_0 / (2 \cdot \text{sen}(\pi/2)) \quad \text{onde } \omega_0^2 = 1/LC \end{aligned} \quad (\text{IV.7})$$

Este cálculo pode ser refeito descrevendo o ressoador gaiola passa-altas por um circuito mais próximo de seu comportamento real. No circuito da figura IV.12 são incluídas as indutâncias L' dos aros laterais em série com os capacitores.

FIG IV.12-Circuito equivalente para o ressoador gaiola passa-altas, incluindo indutância L' dos aros laterais.

Comparando o circuito da figura III.17b com a figura IV.12 temos uma substituição do capacitor C , de impedância $(j\omega C)^{-1}$, pela impedância $j\omega L' + (j\omega C)^{-1}$. Para recalcular as frequências de ressonância considerando agora as indutâncias L' , basta substituir no resultado final (equação III.23) a capacitância C por $C'(\omega)$, que equivale a L' e C em série.

$$j\omega L' + \frac{1}{j\omega C} = \frac{1}{j\omega C'(\omega)} \quad (\text{IV.8})$$

$$\text{onde } C'(\omega) = \frac{C}{1 - \omega^2 L' C}$$

Desta forma a equação equivalente à equação III.23 para o circuito da figura IV.12 é :

$$\frac{1}{4\omega^2 L C'(\omega)} = \text{sen}^2(\pi M/N) \quad (\text{IV.9})$$

Substituindo a equação IV.8 para $C'(\omega)$ temos :

$$\frac{1}{\omega^2 C} = L' + 4L \cdot \text{sen}^2(\pi M/N) \quad (\text{IV.10})$$

E os quatro novos modos de vibração calculados serão dados por :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\omega_1^2 C} &= L' + 4L \cdot \text{sen}^2(\pi/8) \\ \frac{1}{\omega_2^2 C} &= L' + 4L \cdot \text{sen}^2(\pi/4) \\ \frac{1}{\omega_3^2 C} &= L' + 4L \cdot \text{sen}^2(3\pi/8) \\ \frac{1}{\omega_4^2 C} &= L' + 4L \cdot \text{sen}^2(\pi/2) \end{aligned} \quad (\text{IV.11})$$

Para o ressoador gaiola passa-baixas o mesmo cálculo pode ser desenvolvido com resultados análogos.

MEDIDAS DAS FREQUÊNCIAS DE RESSONÂNCIA

As primeiras medidas de frequências de ressonância foram feitas no primeiro protótipo de ressoador tipo gaiola passa altas construído. Este protótipo consistia em um ressoador de 8 barras laterais, de comprimento 16 cm e diâmetro 12 cm, capacitores $2C = 25$ pF montados com pouca rigidez.

Foi utilizado o Grid Dip Meter para localizar as frequências de ressonância, e foram encontrados quatro valores principais, além de outras ressonâncias de pequena amplitude. Estes valores se encontram na tabela abaixo.

TABELA IV.4

Frequências de Ressonância Medidas

Diâmetro do Ressoador = 12 cm

Comprimento do Ressoador = 16 cm

f_1	106 MHz
f_2	85.0 MHz
f_3	71.5 MHz
f_4	70.0 MHz

Com os valores medidos de f_1 , f_2 , f_3 e f_4 e o valor da capacitância utilizada ($C = 12.5$ pF) podemos calcular L e L' utilizando regressão linear para a função :

$$y = L \cdot x + L' \quad (\text{IV.12})$$

onde $y = 1/(C\omega_n^2)$ e

$$x = 4 \cdot \sin^2(n\pi/8)$$

Através de regressão linear obtemos :

$$\begin{aligned} L &= 0.71 \text{ } \mu\text{H} \\ L' &= 0.14 \text{ } \mu\text{H} \\ r &= 0.996 \end{aligned}$$

Pelo alto coeficiente de correlação podemos concluir que o cálculo feito se aplica bem à estrutura construída. Os valores encontrados para L e L' são compatíveis com os valores calculados para os outros ressoadores já construídos.

Outro conjunto de medidas foi feito para o ressoador gaiola de comprimento variável (ressoador C), para dois valores extremos de seu comprimento. Inicialmente foram utilizados na estrutura capacitores de valor $2C = 27 \text{ pF}$, e as frequências de ressonância medidas estão na tabela IV.5.

Tabela IV.5

Medidas das Frequências de Ressonância
Diâmetro do Ressorador = 18 cm
Comprimento variável entre 16 e 25 cm

$l_1 = 16.5 \text{ cm}$ $l_2 = 22 \text{ cm}$

f_1	100 MHz	90 MHz
f_2	79,5 MHz	70 MHz
f_3	70,0 MHz	61 MHz
f_4	67.5 MHz	58 MHz

Utilizando regressão linear para a equação IV.12
obtemos :

$L' = 0.155 \text{ } \mu\text{H}$ para $l_1 = 16.5 \text{ cm}$
 $L = 0.065 \text{ } \mu\text{H}$
 $r = 0.997$

$L' = 0.182 \text{ } \mu\text{H}$ para $l_2 = 22 \text{ cm}$
 $L = 0.094 \text{ } \mu\text{H}$
 $r = 0.999$

Podemos observar que o valor de L , indutância das barras laterais de comprimento variável, aumenta quando aumenta o comprimento do ressoador. O mesmo ocorre porém com o valor de L' . Isto indica que outros fatores são importantes para a compreensão do problema, tais como indutâncias mútuas. De um modo geral os cálculos analíticos das frequências de ressonância realizados são confirmados pelos valores medidos.

CALCULO NUMÉRICO DAS FREQUÊNCIAS DE RESSONÂNCIA

Também para os ressoadores tipo gaiola foi utilizado o programa SPICE para cálculo da impedância em função da frequência, utilizando os circuitos equivalentes da figura III.17 (passa-baixas e passa-altas) e valores de L e C compatíveis com os calculados a partir das medidas realizadas com o Grid Dip Meter.

Os ressoadores foram alimentados de maneiras diferentes e o módulo da impedância vista dos terminais através dos quais o ressoador é alimentado foi calculado em função da frequência. Os resultados obtidos encontram-se nas figuras a seguir. As ressonâncias encontradas são suficientemente estreitas para que nenhuma conclusão seja tirada a partir da intensidade relativa dos picos.

PASSA-ALTAS

Para o ressoador passa-altas os valores utilizados no cálculo foram :

$$\begin{aligned} L &= 0,30 \text{ } \mu\text{H} \\ 2C &= 25 \text{ pF} \end{aligned}$$

Para estes valores as frequências de ressonância calculadas são :

$$\begin{aligned} f_1 &= 107,4 \text{ MHz} \\ f_2 &= 58,1 \text{ MHz} \\ f_3 &= 44,4 \text{ MHz} \\ f_4 &= 41,1 \text{ MHz} \end{aligned}$$

O módulo da impedância de entrada em função da frequência foi calculado no intervalo entre 35 e 115 MHz. Os resultados obtidos encontram-se nas figuras IV.13a, IV.14a e IV.15a, juntamente com o circuito contendo a alimentação utilizada (figuras IV.13b, IV.14b e IV.15b). Todas as três propostas para a alimentação dos ressoadores reproduzem a distribuição de correntes e tensões já calculadas em 3.5, que produzem o campo magnético de interesse.

FIG IV.13a-Módulo da impedância de entrada versus frequência no intervalo 35 a 115 MHz para o circuito analisado pelo programa SPICE.

FIG IV.13b-Alimentação utilizada para o gráfico da figura IV.13a.

FIG IV.14a-Módulo da impedância de entrada versus frequência no intervalo 35 a 115 MHz para o circuito analisado pelo programa SPICE.

FIG IV.14b-Alimentação utilizada para o gráfico da figura IV.14a.

FIG IV.15a-Módulo da impedância de entrada versus frequência no intervalo 35 a 115 MHz para o circuito analisado pelo programa SPICE.

FIG IV.15b-Alimentação utilizada para o gráfico da figura IV.15a.

Na figura IV.15 a alimentação é feita ligando ao terra os pontos 4 e 8. Na figura IV.13a observamos todas as ressonâncias calculadas presentes, correspondendo a máximos e mínimos do módulo da impedância. A frequência de ressonância mais alta 107,4 MHz, que é a frequência de interesse, se apresentou com impedância alta para qualquer das três alimentações propostas.

PASSA-BAIXAS

Para o ressoador passa-baixas os valores utilizados no cálculo foram :

$$\begin{aligned} 2L &= 0,30 \text{ uH} \\ C &= 25 \text{ pF} \end{aligned}$$

Para estes valores as frequências de ressonância calculadas são :

$$\begin{aligned} f_1 &= 31,5 \text{ MHz} \\ f_2 &= 58,1 \text{ MHz} \\ f_3 &= 75,0 \text{ MHz} \\ f_4 &= 82,2 \text{ MHz} \end{aligned}$$

O módulo da impedância de entrada em função da frequência foi calculado no intervalo entre 10 e 90 MHz. Os resultados obtidos encontram-se nas figuras IV.16a, IV.17a e IV.18a, juntamente com o circuito contendo a alimentação utilizada (figuras IV.16b, IV.17b e IV.18b). Todas as três propostas para a alimentação dos ressoadores reproduzem a distribuição de correntes e tensões já calculadas em 3.5, que produzem o campo magnético de interesse.

FIG IV.16a-Módulo da impedância de entrada versus frequência no intervalo 10 a 90 MHz, para o circuito analisado pelo programa SPICE.

FIG IV.16b-Alimentação utilizada para o gráfico da figura IV.16a.

FIG IV.17a-Módulo da impedância de entrada versus frequência no intervalo 10 a 90 MHz, para o circuito analisado pelo programa SPICE.

FIG IV.17b-Alimentação utilizada para o gráfico da figura IV.17a.

FIG IV.18a-Módulo da impedância de entrada versus frequência no intervalo 10 a 90 MHz, para o circuito analisado pelo programa SPICE.

FIG IV.18b-Alimentação utilizada para o gráfico da figura IV.18a.

Também neste caso observamos na figura IV.16 todas as ressonâncias calculadas presentes, correspondendo a máximos e mínimos do módulo da impedância. A frequência de ressonância mais baixa 31,5 MHz se apresentou com impedância alta para qualquer das três alimentações propostas, de maneira análoga ao ressoador passa-altas.

4.3 - ALIMENTAÇÃO DOS RESSOADORES

Por oferecer dificuldades adicionais, não foi utilizado acoplamento indutivo na alimentação dos ressoadores. Optamos neste trabalho por alimentar os ressoadores diretamente com voltagem em paralelo.

Foram utilizadas diferentes montagens para alimentação dos ressoadores até a definição de uma alimentação definitiva, com a qual os ressoadores foram testados no interior do magneto com a realização de imagens. Antes disso, porém, foram realizados testes fora do magneto, confirmando as frequências de ressonância já medidas.

4.3.1 - Detecção de frequências de ressonância através da medida do coeficiente de reflexão.

Independentemente da forma escolhida para alimentação dos ressoadores, as frequências de ressonâncias podem ser detectadas através da medida do coeficiente de reflexão em função da frequência. Para isto utilizamos um Power-Splitter na montagem descrita na figura IV.19.

FIG IV.19-Montagem utilizada para medida do coeficiente de reflexão.

Nesta montagem é utilizado um gerador de radiofrequência (Hawlett Packard-8690B Sweep Oscillator ou Tektronix-SW 503 RF Sweep Generetor) capaz de fazer varredura na faixa de frequências de interesse. A saída deste gerador é ligado à porta A do Power-Splitter, enquanto o ressoador é ligado à porta S. A amplitude do sinal refletido através da porta B é observada com o osciloscópio em função da frequência (Osciloscópios Tektronix 7603 ou Hitachi V-1050F).

A potência refletida pela porta B depende da impedância Z_s ligada à porta S, que corresponde à impedância do ressoador e depende do modo como este é alimentado. O coeficiente de reflexão do Power-Splitter é dado por :

$$\Gamma = \frac{Z_s - 50}{Z_s + 50} \quad (\text{IV.13})$$

Em frequências próximas a uma ressonância, a impedância do ressoador varia bruscamente em função da frequência, e conseqüentemente varia bruscamente também o coeficiente de reflexão. Observando as variações da amplitude do coeficiente de reflexão Γ com a frequência podemos localizar as frequências de ressonância do circuito ligado à porta S do Power-Splitter.

Quando o sinal refletido é de frequência superior ao limite de funcionamento do osciloscópio disponível (no máximo 150 MHz) é utilizado um detector. O objetivo do detector é facilitar a análise em altas frequências, e cons'iste basicamente em um filtro que deixa passar somente a envoltória do sinal. O detector utilizado está esquematizado na figura IV.20. A radiofrequência será integrada pelo circuito RC, que deixa passar apenas frequências abaixo da frequência de corte f_c , onde :

$$f_c = 1/\tau = 1/RC = 1/10^{-9} = 0,1 \text{ MHz} \quad (\text{IV.14})$$

Nas frequências de interesse para teste dos ressoadores, o detector deixa passar apenas a envoltória dos sinais, que corresponde ao módulo do coeficiente de reflexão.

FIG IV.20 - Esquema do Detector Utilizado.

4.3.2 - Alimentação para Testes Iniciais.

ALIMENTAÇÃO BALANCEADA

A alimentação balanceada foi feita inicialmente utilizando um Balun (R.H. Minus Baluns Type DDL01A) que opera na faixa de 0.05 a 100 MHz com impedâncias de entrada e saída 50Ω . Por ser magnético, este balun não pode ser utilizado no interior do campo, sendo utilizado apenas para testes preliminares, realizados fora do magneto. O balun é ligado ao ressoador através de dois cabos coaxiais, que tem exatamente o mesmo comprimento (35 cm), de forma a manter a simetria entre seus dois terminais.

A escolha dos pontos através dos quais a bobina será alimentada é feita com base no cálculo apresentado em 3.4 e 3.5. Os pontos escolhidos são aqueles onde a tensão calculada atinge valores máximos quando o ressoador é percorrido pela corrente que produz o campo magnético esperado. Alimentando o ressoador através destes pontos é reproduzida a distribuição de correntes e tensões calculada. Assim a alimentação balanceada deve ser feita nos pontos A e B, ou nos pontos A e B', indicados na figura IV.21. Foram escolhidos os pontos A e B apenas por conveniência experimental, uma vez que o ressoador opera dentro de um tubo cilíndrico (volume interno do magneto) e é conveniente que todas as ligações se situem em uma mesma extremidade do ressoador.

FIG IV.21-Pontos convenientes para alimentação dos ressoadores.

Utilizando a alimentação balanceada, mesmo sem fazer ligação à blindagem, é possível verificar através das variações no coeficiente de reflexão quais as frequências de ressonância dos ressoadores. Com a montagem da figura IV.22 foram confirmadas todas as frequências de ressonância medidas com Grid Dip Meter citadas em 4.2, para os ressoadores baseados em circuito LC e para os ressoadores tipo gaiola.

FIG IV.22 - Montagem utilizada para localização das frequências de ressonância através das variações do coeficiente de reflexão, para alimentação balanceada feita através de balun.

ACOPLAMENTO EM 50Ω

Para maximizar a transferência de potência, e consequentemente otimizar o funcionamento do sistema, a impedância dos ressoadores na frequência de operação deve ser ajustada em 50Ω , que é a impedância de entrada do receptor e a impedância de saída do amplificador de potência.

Conforme cálculo já realizado, a impedância Z_{AB} próxima à frequência de operação de qualquer um dos ressoadores será uma impedância alta. Por isso serão utilizados capacitores em série para ajustar a impedância em 50Ω , de forma semelhante à utilizada para ajuste da impedância em 50Ω nos circuitos LC em paralelo, que também tem impedância alta na ressonância.

Para todos os ressoadores construídos foram utilizados dois capacitores variáveis em série (C_{s1} e C_{s2} , indicados na figura IV.23) ligados aos pontos A e B. O ajuste dos capacitores, porém, não é independente, pois para que a alimentação se mantenha balanceada é necessário que as capacitâncias C_{s1} e C_{s2} tenham o mesmo valor. Por este motivo no processo de ajustar a impedância ambos os capacitores são movidos conjuntamente.

FIG IV.23 - Circuito utilizado para acoplamento em 50Ω .

O ajuste da impedância em 50Ω foi feito através da observação do módulo do coeficiente de reflexão em função da frequência, conforme já descrito, utilizando a montagem da figura IV.24. Quando a impedância ligada à porta S do Power Splitter é 50Ω o coeficiente de reflexão é nulo (equação IV.13) e nenhuma potência é refletida. Desta maneira o ajuste dos capacitores é feito até que a potência refletida seja mínima.

FIG IV.24 - Montagem utilizada para ajuste da impedância em 50Ω .

Com a montagem da figura IV.24 foi feita uma primeira avaliação do contato elétrico dos trombones contidos nos ressoadores de comprimento variável. Para avaliar o contacto móvel entre o tubo e a haste de latão que nele penetra foi observada a amplitude do coeficiente de reflexão em função da frequência, em torno da frequência de ressonância. Um mau contato corresponderia a um baixo valor do fator de qualidade Q ; que poderia ser observado pela forma da curva da variação do módulo do coeficiente de reflexão com a frequência (figura IV.25).

FIG IV.25 - Módulo do coeficiente de reflexão versus frequência em torno da frequência de ressonância para circuitos de baixo Q e alto Q .

A medida da largura da curva do coeficiente de reflexão em função da frequência (Δf , indicada na figura IV.25) foi feita para ressoadores contendo o trombone, e para ressoadores de comprimento fixo. Na comparação dos dois resultados não houve resolução suficiente para conseguir diferenciar a largura da ressonância para ressoadores contendo ou não o trombone. Este resultado indica que a qualidade do contato elétrico existente nos ressoadores de comprimento variável pode ser boa o suficiente para possibilitar o uso dos mesmos em geração de imagens.

BLINDAGEM

Qualquer um dos ressoadores construídos que for alimentado de acordo com a figura IV.26 pode ter os pontos indicados por * ligados a terra, ou seja, ligados à blindagem externa, pois o potencial destes pontos é nulo, conforme calculado em 3.4 e 3.5.

Os ressoadores sem a blindagem mostraram ser muito sensíveis à presença de condutores próximos a ele no seu exterior. Com o uso de blindagem aterrada envolvendo o ressoador este problema foi eliminado. A blindagem garantiu também que as condições dos testes efetuados fora do magneto fossem mantidas quando o conjunto foi inserido dentro do magneto, apesar da proximidade de peças metálicas.

FIG IV.26-Ligação à blindagem para ressoadores alimentados com balun de acordo com a figura IV.24.

4.3.3 - Alimentação Definitiva.

RESSOADOR A

Para operação no interior do magneto supercondutor foi construído um "balun" com linhas de transmissão (cabos coaxiais), para substituir o balun magnético utilizado anteriormente. Este balun consiste em dois cabos coaxiais cujo comprimento difere por $\lambda/2$ (figura IV.27) de forma que na extremidade dos dois cabos as tensões tem sinal contrário. O acoplamento da impedância é feito da mesma maneira anterior com dois capacitores em série. Todos os pontos indicados por * na figura IV.26 são ligados à blindagem de tela de latão.

FIG IV.27-Balun construído com linhas de transmissão.

Toda a estrutura foi montada sobre um tubo de PVC, de forma que o acesso à região interior fica separado do acesso ao ressoador em si. O volume interno do magneto é fechado em suas laterais por flanges de alumínio, que blindam também ruídos provenientes do exterior. O sistema montado encontra-se nas fotos das figuras IV.28.

FIG IV.28a-Balun construído fixado à estrutura.

FIG IV.28b-Ressoador montado sobre tubo de PVC.

RESSOADORES B E C

Para os ressoadores B e C a ligação das duas extremidades à blindagem dificultaria o ajuste do comprimento. Por este motivo a alimentação utilizada foi diferente, com apenas um dos aros do ressoador ligado à blindagem. Desta forma a outra extremidade desliza livremente no interior da blindagem.

Além disso a alimentação foi modificada no sentido de simplificar o ajuste da impedância em 50Ω para a alimentação descrita na figura IV.29.

FIG IV.29-Alimentação utilizada para os ressoadores B e C

Esta alimentação tem a vantagem de empregar apenas um capacitor variável para acoplamento da impedância em 50Ω . Em uma primeira análise o potencial elétrico distribuído pela estrutura é o mesmo descrito em 3.5, mantendo a simetria embora a alimentação não seja mais balanceada. Porém entre os pontos do ressoador ligados ao terra, indicados por *, e o condutor externo do cabo coaxial, também ligado ao terra, circula corrente. Estes pontos são ligados através da blindagem, que possui uma impedância em princípio não nula. Consequentemente a distribuição de correntes é diferente da calculada para produzir o campo magnético de interesse.

Testes consistindo na realização de imagens, que podem avaliar o quanto o desempenho do ressoador é prejudicado por esta alimentação, estão descritos no capítulo V. O prejuízo deverá ser avaliado frente à simplificação obtida na alimentação, de forma que esta alimentação será utilizada somente se a distorção no campo magnético envolver apenas volumes pequenos, distantes da região central no interior do ressoador.

4.4 - SINTONIA EM 85 MHz.

A frequência de ressonância para prótons no magneto supercondutor foi fixada em 85,240 MHz. Embora seja possível construir ressoadores cuja frequência de ressonância corresponda exatamente à esta frequência, é necessário que exista algum tipo de mecanismo de ajuste da frequência de ressonância, para compensar o deslocamento da frequência de ressonância decorrente da presença da amostra. Este deslocamento poderá não causar maiores problemas no caso do sistema conter potência e sensibilidade em excesso, o que não é o caso presente, como será discutido a seguir.

Para ajuste da frequência de ressonância, o uso de capacitores variáveis distribuídos pela bobina foi descartado, pois como já vimos as capacitâncias devem ser todas iguais e seria muito difícil variar os 8 capacitores mantendo esta igualdade. O ajuste da frequência de ressonância foi feito então de duas maneiras diferentes. Para o ressoador A foi utilizado um capacitor em paralelo, e para os ressoadores B e C o ajuste da frequência de ressonância é feito através da variação da indutância.

RESSOADOR A

Para ajuste da frequência de ressonância foi utilizado o capacitor C_p em paralelo com o ressoador conforme indicado na figura IV.30. O acoplamento em 50Ω é feito mantendo $C_{s1} = C_{s2}$, para que a alimentação seja ainda balanceada. Com o capacitor C_p em paralelo o ressoador perde a simetria na distribuição de tensões e correntes. Também neste caso testes compreendendo a realização de imagens, que nos permitem avaliar o efeito da presença do capacitor C_p para o campo magnético gerado pelo ressoador, estão descritos no capítulo V.

FIG IV.30 - Ajuste da frequência de ressonância através de capacitor em paralelo para o ressoador A.

O capacitor em paralelo C_p foi ligado aos pontos A e B através de uma chapa de cobre circular, visando deixar livre o centro da bobina (figura IV.31). Todos os capacitores foram ligados à barras de acrílico de forma que se possa fazer o acoplamento de fora do magneto. Foi instalado um dial calibrado que permite anotação da posição dos capacitores para amostras diferentes, facilitando o acople.

FIG IV.31-Capacitor de ajuste da frequência de ressonância C_p sobre aro circular.

FIG IV.32-Capacitores ligados a Dial Calibrado.

RESSOADORES B E C

O ajuste da frequência de ressonância dos ressoadores B e C é feito através da variação da indutância L , que corresponde a uma variação do comprimento l do ressoador. Este ajuste é feito através de parafusos de latão. A variação total no comprimento dos ressoadores B e C é no máximo cerca de 1,5 cm, entre o comprimento mínimo (amostra com grande fator de preenchimento) e o comprimento máximo (ressoador vazio).

Nas tabelas IV.6 e IV.7 temos a frequência de ressonância em função do comprimento do ressoador para os ressoadores B e C. Os resultados obtidos estão nos gráficos IV.33 e IV.34 onde observamos um comportamento aproximadamente linear.

Tabela IV.6

Ressoador B

$l(\text{cm})$	$f(\text{MHz})$
21	83,8
20	85,6
19	87,5
18	89,0
17	91,0
16	93,0

Tabela IV.7

Ressoador C

$l(\text{cm})$	$f(\text{MHz})$
21	82,0
20	83,5
19	85,0
18	86,6
17	88,0

FIG IV.33-Frequência de ressonância versus comprimento para ressoador B.

FIG IV.34-Frequência de ressonância versus comprimento para o ressoador C.

Para os ressoadores B e C, os capacitores também foram ligados à barras de acrílico para que o acoplamento em 50Ω seja feito de fora do magneto. Também os ressoadores B e C se encaixam em tubos de PVC de diâmetro adequado ao seu tamanho.

4.5 - AVALIAÇÃO DO CAMPO GERADO NO INTERIOR DO RESSOADOR COM BOBINA DE PROVA

Para todos os ressoadores contruídos foi utilizada uma bobina de prova para testar o campo magnético gerado no interior do mesmo. Esta bobina foi ligada a um cabo coaxial, por sua vez ligado ao osciloscópio, onde o sinal nela induzido pelo campo magnético oscilante do ressoador era observado.

Para este teste o ressoador é alimentado de acordo com a figura IV.23, e a bobina de prova é suficientemente pequena para que a sua presença não modifique as condições em que o ressoador se encontra, através de indutâncias mútuas.

Foi possível observar que o sinal induzido na bobina de prova passa por máximos nas frequências de ressonância dos ressoadores. Mudando a orientação da bobina de prova é possível detectar a direção do campo magnético gerado pelo ressoador no ponto onde a bobina de prova se encontra. Pudemos observar que o ressoador só produz campo magnético na direção esperada para a frequência de ressonância mais alta no ressoador passa-altas, e na frequência de ressonância central para os ressoadores baseados em circuito LC, de acordo com os cálculos já realizados. Para as outras ressonâncias presentes também é induzido sinal na bobina de prova, mas é gerado campo em direção diferente.

4.6-AVALIAÇÃO DA SENSIBILIDADE DOS RESSOADORES CONSTRUÍDOS

4.6.1-Medida da Intensidade do Campo B_1 de Radiofrequência

A sensibilidade dos ressoadores construídos pode ser avaliada através da medida da intensidade do campo B_1 de radiofrequência produzido no centro dos mesmos, de acordo com o cálculo desenvolvido no capítulo II.

A intensidade do campo B_1 de radiofrequência produzido pode ser medida através do tempo mínimo necessário τ para excitar a amostra com um pulso π . A medida foi feita para todos os ressoadores utilizando um pulso quadrado de radiofrequência com a potência máxima disponível, e variando o tempo de duração deste pulso até conseguirmos o menor pulso π possível. Para isto utilizamos uma amostra padrão (cubeta contendo 1 cm³ de óleo Nujol) colocada no centro do ressoador e monitoramos o sinal produzido após o pulso, ajustando o tempo de duração do pulso de radiofrequência até que o sinal obtido fosse mínimo.

A potência máxima disponível pode ser medida através de um SAMPLER colocado na saída do amplificador de radiofrequência. O sinal amostrado passa ainda por um atenuador e este sinal pode ser observado no osciloscópio (Figura IV.35). A potência deste sinal é atenuada 45,8 dB em relação à potência que atinge o ressoador, e partindo deste dado podemos calcular a potência que atinge o ressoador, com base na voltagem medida do sinal atenuado. Em todas as medidas a tensão amostrada pelo sampler foi 1 v e a potência calculada $P = 376$ w. Os resultados das medidas encontram-se na tabela IV.8.

FIG IV.35-Montagem utilizada para medida do campo B_1 de radiofrequência.

Signal Sampler Matec modelo 55-32

Atenuador Alan modelo 50HP20-050

TABELA IV.8

Ressorador	Volume(cm ³)	$\tau(\mu s)$	B_1 (Gauss)	$B_c / R^{1/2} (T/\sqrt{V.A})$
C	4834	547 $\pm$ 3	0,215 $\pm$ 0,001	1.11.10 ⁻⁶
A	1357	202 $\pm$ 2	0,582 $\pm$ 0,006	3.00.10 ⁻⁶
B	639	124 $\pm$ 1	0,949 $\pm$ 0,008	4.89.10 ⁻⁶

Pela tabela IV.8 o campo B_1 é menor quanto maior for o volume do ressoador, como era de se esperar. Como todas as medidas foram feitas para os três ressoadores com a mesma amostra, à mesma frequência, a intensidade do campo B_1 deverá ser diretamente proporcional à relação sinal/ruído obtida com cada um dos ressoadores (Equação II.8), e os valores obtidos devem ser comparados à relação sinal/ruído medida.

4.6.2 - Medidas da Relação Sinal/Ruído.

Durante o processo de desenvolvimento e testes de ressoadores foram identificadas as principais fontes de ruído da experiência. A relação sinal/ruído de um sinal captado pelos ressoadores sofre um pequeno aumento quando é ligado o microcomputador que controla a experiência, e também quando é ligada a fonte dos gradientes de campo. Por este motivo o ressoador A teve a sua blindagem substituída por uma blindagem que tomasse todo o comprimento do magneto. As blindagens utilizadas até então tinham apenas cerca de 30 cm de comprimento, e a sua função era mais de manter as condições dos testes realizados fora do magneto quando o ressoador fosse inserido no interior do mesmo, do que de blindar ruídos provenientes do exterior. Os demais ressoadores persistiram com a blindagem de 30 cm de comprimento, com a qual a medida da relação sinal/ruído foi realizada.

Para comparação da relação sinal/ruído dos ressoadores foram padronizadas duas experiências diferentes.

EXPERIÊNCIA 1

Utilizando toda a potência e o mais curto pulso $\pi/2$ possível, e a mesma amostra padrão já citada, medimos a relação sinal/ruído no FID gerado em seguida. Desta forma para cada ressoador o pulso $\pi/2$ tem duração diferente, calculada como a metade da duração do pulso π , medida anteriormente (Tabela IV.8).

A relação sinal/ruído é medida para todos os valores da banda passante Δf do filtro existente no receptor, assim como para vários valores da atenuação o receptor. A função deste atenuador é evitar que o sinal de saída de um amplificador seja grande o suficiente para saturar a entrada do estágio seguinte no receptor. Em operação normal do sistema esta atenuação é sempre a mínima necessária, assim como a banda passante é a mínima suficiente para não suprimir componentes do sinal, deixando passar a menor quantidade de ruído possível.

Os valores medidos estão nas tabelas IV.9 e nos gráficos das figuras IV.36a, IV.36b e IV.36c. Os símbolos utilizados nos gráficos encontram-se entre parênteses na tabela IV.9. A comparação entre os ressoadores está na tabela IV.10.

TABELA IV.9a RESSOADOR C

ATEN. 10 dB (*)

Δf (Hz)	S (v)	R (mv)	S/R
300K	12,4	1000	12,4
100K	12,4	600	20,7
30K	12,4	400	31,0
10K	12,4	200	62,0
3K	12,4	120	103,3
1K	12,0	85	141,2
300	10,0	60	166,7
100	7,0	40	175,0

ATEN. 20 dB (+)

Δf (Hz)	S (v)	R (mv)	S/R
300K	6,5	500	13,0
100K	6,5	300	21,7
30K	6,5	200	32,5
10K	6,5	100	65,0
3K	6,5	50	130,0
1K	6,5	40	162,5
300	5,2	30	173,3
100	3,5	25	140,0

ATEN. 30 dB (o)

Δf (Hz)	S (v)	R (mv)	S/R
300K	2,1	150	14,0
100K	2,1	100	21,0
30K	2,1	40	52,0
10K	2,1	30	70,0
3K	2,1	15	140,0
1K	1,9	12	158,0
300	1,7	10	170,0
100	1,1	8	137,5

ATEN. 40 dB (x)

Δf (Hz)	S (v)	R (mv)	S/R
300K	0,65	60	10,8
100K	0,65	40	16,3
30K	0,65	25	26,0
10K	0,65	15	43,3
3K	0,65	10	65,0
1K	0,65	8	81,3
300	0,53	8	66,3
100	0,30	6	50,0

ATEN. 50 dB (.)

Δf (Hz)	S (v)	R (mv)	S/R
300K	0,23	40	5,8
100K	0,23	20	11,5
30K	0,23	12	19,2
10K	0,23	10	23,0
3K	0,23	7	32,9
1K	0,22	5	44,0
300	0,19	5	38,0
100	0,11	5	22,0

TABELA IV.9b RESSUADOR A

ATEN. 21 dB (*)

Δf (Hz)	S(v)	R(mv)	S/R
300K	12,8	200	64,0
100K	12,8	120	107,0
30K	12,8	60	213,0
10K	12,8	35	365,7
3K	12,8	20	640,0
1K	11,6	15	773,0
300	10,0	10	1000,0
100	6,5	8	812,0

ATEN. 31 dB (+)

Δf (Hz)	S(v)	R(mv)	S/R
300K	4,1	70	58,6
100K	4,1	40	102,5
30K	4,1	20	205,0
10K	4,1	12	341,7
3K	4,1	10	410,0
1K	3,4	8	425,0
300	2,9	8	362,5
100	1,8	6	300,0

ATEN. 41 dB (o)

Δf (Hz)	S(v)	R(mv)	S/R
100K	1,3	20	65,0
30K	1,3	15	86,7
10K	1,3	10	130,0
3K	1,3	9	144,4
1K	1,1	8	137,5
300	0,9	6	150,0
100	0,6	5	120,0

ATEN. 51 dB (x)

Δf (Hz)	S(v)	R(mv)	S/R
300K	0,48	25	19,2
100K	0,48	20	24,0
30K	0,48	15	32,0
10K	0,48	10	48,0
3K	0,48	9	53,3
1K	0,44	8	55,0
300	0,38	8	47,5
100	0,24	8	30,0

TABELA IV.9c RESSOADOR B

ATEN. 27 dB (*)

Δf (Hz)	S (v)	R (mv)	S/R
300K	12,2	200	61,0
100K	12,2	100	122,0
30K	12,2	50	244,0
10K	12,2	25	488,0
3K	12,2	18	678,0
1K	11,0	15	733,0
300	9,2	10	920,0
100	6,0	8	750,0

ATEN. 37 dB (+)

Δf (Hz)	S (v)	R (mv)	S/R
300K	3,9	70	55,7
100K	3,9	40	97,5
30K	3,9	30	130,0
10K	3,9	15	260,0
3K	3,9	10	390,0
1K	3,3	8	412,5
300	2,2	7	314,3
100	1,7	7	242,9

ATEN. 47 dB (o)

Δf (Hz)	S (v)	R (mv)	S/R
300K	1,3	40	32,5
100K	1,3	20	65,0
30K	1,3	15	86,7
10K	1,3	10	130,0
3K	1,3	9	144,4
1K	1,2	8	150,0
300	0,9	8	112,0
100	0,6	8	75,0

ATEN. 57 dB (x)

Δf (Hz)	S (v)	R (mv)	S/R
300K	0,41	40	10,3
100K	0,41	25	16,3
30K	0,41	18	22,8
10K	0,41	10	41,0
3K	0,41	8	51,0
1K	0,38	8	47,5
300	0,30	8	37,5
100	0,20	6	33,5

FIG IV.36a - Ressoador C.

FIG IV.36b - Ressoador A.

FIG IV.36c - Ressorador B.

Pelos gráficos da figura IV.36 e tabelas IV.9 vemos que, como era de se esperar, a relação sinal/ruído aumenta à medida que diminuimos a banda passante, pois a amplitude do ruído diminui. Para $\Delta f < 3\text{KHz}$ o filtro chega a atenuar componentes do sinal, e a relação sinal/ruído passa a diminuir. Por isso a tabela IV.10 faz a comparação da relação sinal/ruído dos três ressoadores para $\Delta f = 3\text{ KHz}$. Quanto à atenuação no receptor, a relação sinal/ruído é maior quanto menos atenuado for o sinal. Ao aumentarmos a atenuação a relação sinal/ruído é inicialmente inalterada, mas para atenuação maior que 30 dB a relação sinal/ruído começa a diminuir, ou seja, o sinal passa a ser mais atenuado que o ruído. Na tabela IV.10 a relação sinal/ruído citada corresponde à menor atenuação possível.

TABELA IV.10

Ressorador	Aten.min.	$\tau(\mu s)$	S/R
C	10 dB	273	103
A	21 dB	101	640
B	27 dB	62	678

τ - Duração do pulso $\pi/2$.

S/R - Relação sinal/ruído máxima, medida com a menor atenuação possível e banda passante menor possível.

Aten.min. - Atenuação mínima necessária no receptor para que nenhum dos amplificadores seja saturado pelo sinal.

EXPERIÊNCIA 2

Nesta experiência pretendemos medir a relação sinal/ruído utilizando uma sequência de pulsos mais próxima da utilizada em geração de imagens (figura IV.37). A sequência de pulsos apresenta pulsos gaussianos de 1,5 ms e a relação sinal/ruído é medida para o ECO. Foi utilizada a mesma amostra padrão e o tempo de repetição utilizado foi 540 ms.

FIG IV.37-Sequência de pulsos utilizada para medida da relação sinal/ruído.

Inicialmente a potência é ajustada para o máximo sinal possível. Os valores da potência estão na tabela IV.12, calculados a partir da voltagem medida no sampler. Como na experiência 1, a relação sinal/ruído é medida para todos os valores da banda passante Δf , assim como para vários valores da atenuação no receptor.

Os valores medidos estão nas tabelas IV.11 e nos gráficos das figuras IV.38a, IV.38b e IV.38c. A comparação entre os ressoadores está na tabela IV.12.

TABELA IV.11a RESSOADOR C

ATEN. 0 dB (*)				ATEN. 10 dB (+)			
Δf (Hz)	S (v)	R (mv)	S/R	Δf (Hz)	S (v)	R (mv)	S/R
300K	4,2	1200	3,5	300K	3,8	1000	3,8
100K	4,2	1000	4,2	100K	3,8	600	6,3
30K	4,2	700	6,0	30K	3,8	300	12,7
10K	4,2	250	16,8	10K	3,8	150	25,3
3K	4,2	150	28,0	3K	3,8	100	38,0
1K	4,2	100	42,0	1K	3,8	80	47,5
300	4,2	80	52,5	300	3,8	70	54,3
100	4,0	50	80,0	100	3,6	50	72,0

ATEN. 20 dB (o)				ATEN. 30 dB (x)			
Δf (Hz)	S (v)	R (mv)	S/R	Δf (Hz)	S (v)	R (mv)	S/R
300K	1,8	500	3,6	300K	0,52	200	2,5
100K	1,8	300	6,0	100K	0,52	100	5,2
30K	1,8	200	9,0	30K	0,52	70	7,4
10K	1,8	120	15,0	10K	0,52	40	13,0
3K	1,8	60	30,0	3K	0,52	18	28,9
1K	1,8	40	45,0	1K	0,52	15	34,7
300	1,8	20	90,0	300	0,52	10	52,0
100	1,6	15	106,7	100	0,52	10	52,0

TABELA IV.11b RESSOADOR A

ATEN. 13 dB (*)

Δf (Hz)	S(v)	R(mv)	S/R
300K	12,4	400	31,0
100K	12,4	200	62,0
30K	12,4	150	82,7
10K	12,4	80	155,0
3K	12,4	50	248,0
1K	12,4	30	413,3
300	12,4	20	620,0
100	11,3	15	753,0

ATEN. 23 dB (+)

Δf (Hz)	S(v)	R(mv)	S/R
300K	4,2	150	28,0
100K	4,2	100	42,0
30K	4,2	50	84,0
10K	4,2	30	140,0
3K	4,2	20	210,0
1K	4,2	12	350,0
300	4,1	10	420,0
100	3,8	8	475,0

ATEN. 33 dB (o)

Δf (Hz)	S(v)	R(mv)	S/R
300K	1,3	50	26,0
100K	1,3	35	37,1
30K	1,3	20	65,0
10K	1,3	12	108,3
3K	1,3	10	130,0
1K	1,3	9	144,4
300	1,25	8	157,5
100	1,15	6	191,7

ATEN. 43 dB (x)

Δf (Hz)	S(v)	R(mv)	S/R
300K	0,40	30	13,3
100K	0,40	18	22,2
30K	0,40	12	33,3
10K	0,40	10	40,0
3K	0,40	8	50,0
1K	0,40	7	57,4
300	0,39	6	65,0
100	0,36	5	72,0

ATEN. 53 dB (.)

Δf (Hz)	S(v)	R(mv)	S/R
300K	0,15	30	5,0
100K	0,15	20	6,8
30K	0,15	15	9,0
10K	0,15	10	13,5
3K	0,15	8	16,9
1K	0,15	7	19,3
300	0,148	6	24,7
100	0,135	5	27,0

TABELA IV.11c RESSOADOR B

ATEN. 15 dB (*)

Δf (Hz)	S(v)	R(mv)	S/R
300K	12,8	500	25,6
100K	12,8	250	51,2
30K	12,8	150	85,3
10K	12,8	100	128,0
3K	12,8	80	160,0
1K	12,8	60	213,3
300	12,4	50	248,0
100	12,0	40	300,0

ATEN. 25 dB (+)

Δf (Hz)	S(v)	R(mv)	S/R
300K	5,5	200	27,5
100K	5,5	100	55,0
30K	5,5	80	68,8
10K	5,5	35	157,1
3K	5,5	20	275,0
1K	5,5	15	366,7
300	5,5	12	458,0
100	5,0	12	416,7

ATEN. 35 dB (o)

Δf (Hz)	S(v)	R(mv)	S/R
300K	1,7	70	24,3
100K	1,7	40	42,5
30K	1,7	20	85,0
10K	1,7	15	113,3
3K	1,7	12	141,7
1K	1,7	10	170,0
300	1,7	9	188,9
100	1,6	8	200,0

ATEN. 45 dB (x)

Δf (Hz)	S(v)	R(mv)	S/R
300K	0,52	40	13,0
100K	0,52	25	20,8
30K	0,52	20	26,0
10K	0,52	15	34,7
3K	0,52	10	52,0
1K	0,52	8	65,0
300	0,52	8	65,0
100	0,50	6	62,5

ATEN. 55 dB (.)

Δf (Hz)	S(v)	R(mv)	S/R
300K	0,19	30	6,3
100K	0,19	20	9,5
30K	0,19	12	15,8
10K	0,19	9	21,1
3K	0,19	8	23,8
1K	0,19	8	23,8
300	0,19	7	27,1
100	0,18	7	25,7

FIG IV.38a-Ressonador C

FIG IV.38b-Ressonador A

FIG IV.38c-Ressonador B

TABELA IV.12

Ressonador	Aten.min.	Vs(mv)	S/R	P(w)
C	0 dB	0.300	38	33,9
A	13 dB	0.160	248	9,6
B	15 dB	0.080	275	2,4

S/R - maior valor medido para banda passante $\Delta f = 3\text{KHz}$.

Aten.Min.-Atenuação mínima necessária no receptor para que nenhum dos amplificadores seja saturado pelo sinal.

V_s -Vttagem medida através do sampler.

P -Potência máxima no pulso $\pi/2$ calculada a partir da medida da vlttagem feita através do sampler.

Para o ressonador C foi utilizada toda a potência disponível para que o sinal obtido fosse máximo, de forma que os pulsos se aproximassem o mais possível de $\pi/2$ e π .

Os valores da relação sinal/ruído são naturalmente mais baixos que os encontrados na experiência 1. A atenuação mínima necessária também é menor, pois nesta experiência trabalhamos com ECOS.

Os valores da relação sinal/ruído obtidos nas experiências 1 e 2 mantêm a mesma proporção para os três ressoadores, como exposto no tabela V.13, embora na segunda experiência o ressoador C não seja favorecido pois a potência é insuficiente para gerar pulsos $\pi/2$ e π gaussianos de 1,5 ms.

TABELA V.13

Ressorador	S/R(Exp 1)	S/R(Exp 2)	S/R(Exp1)/S/R(Exp2)
C	103	38	2,71
A	640	248	2,58
B	678	275	2,47

Comparando na tabela V.14 as medidas da relação sinal/ruído com as medidas de B_1 descritas em 4.6.1 verificamos que estas não são diretamente proporcionais, como previsto.

TABELA V.14

Ressorador	S/R(Exp 1)	B_1 (Gauss)	S/R(Exp 1)/ B_1
C	103	0,215	0,48
A	640	0,582	1,10
B	678	0,948	0,72

De acordo com a tabela V.14 a razão entre a relação sinal/ruído e o campo B_1 é superior para o ressoador A. A medida da intensidade do campo B_1 avalia a sensibilidade dos ressoadores quando estes atuam como transmissores, e a medida da relação sinal/ruído avalia o funcionamento dos mesmos como receptores. A medida da relação sinal/ruído inclui portanto o ruído captado do ambiente, que não tem nenhuma relação com o funcionamento do ressoador como transmissor. A melhor atuação do ressoador A como receptor em relação ao seu funcionamento como transmissor está relacionada com a sua blindagem, de maior comprimento, que se mostrou mais eficiente que a blindagem mais curta dos demais ressoadores.

Outras informações relacionadas ao desempenho dos ressoadores poderiam ser obtidas com o desenvolvimento de um método para medida do fator de qualidade Q dos ressoadores na frequência de 85 MHz. Um método proposto para fazer esta medida encontra-se descrito no Apêndice III.

CAPÍTULO V

AVALIAÇÃO DA HOMOGENEIDADE DO CAMPO DE RADIOFREQUÊNCIA GERADO PELOS RESSOADORES CONSTRUÍDOS

5.1 - INTRODUÇÃO

A avaliação da homogeneidade do campo de radiofrequência gerado por todos os ressoadores foi feita através da geração de imagens de amostras cilíndricas homogêneas, utilizando a técnica da Transformada de Fourier Bidimensional. As amostras construídas consistiram em cilindros de diferentes diâmetros e comprimentos contendo solução aquosa de sulfato de cobre, colocados no centro dos ressoadores. Por serem amostras totalmente uniformes, a distribuição de intensidades na imagem obtida seria uniforme na presença de um campo magnético de radiofrequência homogêneo. A homogeneidade do campo de radiofrequência gerado pelos ressoadores pode ser avaliada portanto através da distribuição de intensidades nas imagens obtidas com estas amostras.

O cálculo da intensidade do campo magnético B_1 em pontos de um plano transversal passando pelo centro dos ressoadores foi feito para os ressoadores tipo gaiola e para os ressoadores baseados em circuito LC. Os resultados obtidos encontram-se no apêndice IV, e podem ser comparados às imagens obtidas do plano selecionado correspondente.

Para cada ressoador testado foram realizadas imagens de três planos selecionados passando pelo centro do ressoador : plano transversal (plano xy), vertical (plano yz) e horizontal (plano zx). Todas as imagens foram realizadas com a sequência de pulsos da figura 1.3, utilizando pulsos seletivos gaussianos de 1,5 ms, e tempo de repetição grande o suficiente para que a magnetização relaxasse totalmente e o sinal obtido fosse máximo.

A intensidade do gradiente de seleção foi ajustada para que os planos selecionados tivessem aproximadamente 5mm de espessura, e a coleta de sinal foi feita com 128 projeções em todos os casos. Em todas as imagens apresentadas a codificação de frequências está no eixo horizontal e a codificação de fase no vertical.

5.2 - RESSOADOR A

As imagens foram realizadas com uma amostra de diâmetro 7,5 cm (63% do diâmetro do ressoador), e comprimento 13 cm, mais longa portanto que o ressoador. As imagens foram realizadas com duas médias para cada aquisição de sinal, dwell-time 100 μ s, 128 pontos cada projeção e banda passante $\Delta f = 10$ KHz.

No processamento das imagens os níveis de sinal encontram-se no intervalo [0,127]. Para eliminar o ruído de fundo nas imagens, foram eliminados os níveis inferiores a 15, com a utilização de uma janela [15,127] nas imagens das figuras V.1 a V.5. Os níveis de cor do terminal de vídeo foram portanto distribuídos no intervalo de intensidades entre 15 e 127.

Na realização das imagens do plano transversal, foi utilizado o gradiente G_x para codificação de frequências e G_y para codificação de fase. A amplitude do gradiente G_x foi ajustada para que o diâmetro da imagem tomasse 80% da largura da tela e o gradiente G_y foi ajustado para que a imagem mantivesse a mesma escala em ambas as direções. Nas imagens dos planos vertical e horizontal foi utilizado o gradiente G_z para codificação de frequências e codificação de fase por G_y e G_x , respectivamente. Os gradientes de codificação de fase foram mantidos na mesma intensidade que o gradiente de codificação de fase utilizado na realização da imagem do plano transversal, de forma que a mesma escala é mantida na direção da codificação de fase. O gradiente de codificação de frequência tem metade da amplitude utilizada na realização da imagem do plano transversal.

Na figura V.1a temos a imagem de um plano transversal selecionado, passando pelo centro da bobina. Podemos notar uma região central de intensidade uniforme e uma diminuição na intensidade da imagem nas laterais, próximo às barras laterais do ressoador, indicados na figura V.1b. A intensidade da imagem ao longo de uma linha passando pelo centro do ressoador (figura V.1c) confirma a diminuição do campo nas extremidades. Podemos observar ainda que a imagem não é perfeitamente simétrica, apresentando algumas regiões de grande intensidade nas bordas.

FIG V.1a - Ressoador A - Plano Selecionado Transversal. Janela [15,127]

FIG V.1b - Posição dos condutores do ressoador na imagem da figura V.1a.

FIG V.1c - Intensidade da imagem ao longo de linha passando pelo centro do ressoador, indicada na figura V.1b.

A imagem transversal feita sem seleção de planos, ou seja, projeção da amostra no plano xy (figura V.2a), é menos uniforme que a imagem realizada com seleção de planos (figura V.1a) devido à não homogeneidade do campo de radiofrequência nas extremidades do ressoador. A intensidade da imagem ao longo de uma mesma linha passando pelo centro, indicada na figura V.1b está na figura V.2b, e confirma a diminuição do campo de radiofrequência na região lateral da bobina, próxima às barras laterais do ressoador.

FIG V.2a - Ressorador A - Imagem transversal sem seleção de planos. Janela [15,127].

FIG V.2b - Intensidade da imagem ao longo de linha passando pelo centro do ressoador, indicada na figura V.1b.

A imagem de um plano selecionado vertical (figura V.3a) apresenta também uma região central homogênea. Porém na região inferior esquerda a intensidade da imagem é maior, como está evidenciado nas figuras V.3c, V.3d e V.3e, que apresentam a intensidade da imagem ao longo de linhas paralelas ao eixo z. Estas linhas estão indicadas na figura V.3b. A região de maior intensidade corresponde à região mais próxima ao capacitor em paralelo C_p , cuja posição está indicada na figura V.3b. O aro circular que liga o capacitor C_p aos pontos A e B do ressoador transporta corrente, que contribui também para a geração do campo magnético no interior do ressoador, causando distorção na intensidade da imagem.

FIG V.3a - Ressorador A - Plano Selecionado Vertical.
Janela [15,127].

FIG V.3b - Posição do ressoador para a imagem da figura V.3a, contendo linhas paralelas ao eixo z, correspondentes às intensidades apresentadas nas figuras V.3c, V.3d e V.3e.

FIG V.3c - Intensidade da imagem ao longo de linha paralela ao eixo z, indicada na figura V.3b.

FIG V.3d - Intensidade da imagem ao longo de linha paralela ao eixo z, indicada na figura V.3b.

FIG V.3e - Intensidade da imagem ao longo de linha paralela ao eixo z, indicada na figura V.3b.

Na imagem de um plano selecionado horizontal (figura V.4a) podemos observar, além de uma região central de intensidade uniforme, uma região à esquerda onde a intensidade é maior. Nas figuras V.4c, V.4d e V.4e observamos a intensidade da imagem ao longo de linhas paralelas ao eixo z , indicadas na figura V.4b, que confirmam a maior intensidade à esquerda. A região à esquerda na imagem corresponde à extremidade do ressoador onde está instalado o capacitor C_p , confirmando o resultado obtido através das imagens do plano vertical.

FIG V.4a - Ressorador A - Plano Selecionado Horizontal. Janela [15,127].

FIG V.4b - Posição do ressoador na imagem da figura V.4a, contendo linhas paralelas ao eixo z , correspondentes às intensidades apresentadas nas figuras V.4c, V.4d e V.4e.

FIG V.4c - Intensidade da imagem ao longo de linha paralela ao eixo z, indicada na figura V.4b.

FIG V.4d - Intensidade da imagem ao longo de linha paralela ao eixo z, indicada na figura V.4b.

FIG V.4e - Intensidade da imagem ao longo de linha paralela ao eixo z, indicada na figura V.4b.

Através das imagens de um plano selecionado transversal das figuras V.5 podemos analisar a influência dos capacitores de acoplamento C_{s1} e C_{s2} na geração do campo magnético de radiofrequência. O ajuste da impedância em 50Ω pode ser igualmente feito mantendo a alimentação balanceada, com as capacitâncias $C_{s1} = C_{s2}$, ou com a alimentação desbalanceada ($C_{s1} \neq C_{s2}$). As imagens das figuras V.5a e V.5b de um plano selecionado transversal foram feitas com a alimentação do ressonador a mais desbalanceada possível. Isso foi feito aumentando a capacitância C_{s1} e diminuindo C_{s2} na imagem da figura V.5a e movendo os capacitores em sentido contrário na imagem da figura V.5b. Nestas circunstâncias podemos observar que a distribuição de intensidades na imagem se modifica, embora a região central onde a intensidade é uniforme se mantenha.

FIG V.5a - Ressorador A - Plano Selecionado Transversal.
Alimentação desbalanceada (1). Janela [15,127]

FIG V.5b - Ressorador A - Plano Selecionado Transversal.
Alimentação desbalanceada (2). Janela [15,127].

Nas imagens V.6a e V.6b o mesmo conjunto de dados é utilizado, porém com uma janela menor [15,90]. Os níveis mais altos de sinal são comprimidos, e os níveis de cor se dividem no intervalo restante, de forma que é mais fácil visualizar as distorções decorrentes da alimentação desbalanceada, em comparação com a imagem da figura V.6c, que corresponde ao mesmo conjunto de dados da imagem da figura V.1a reprocessado com a janela [15,90].

FIG V.6a - Ressonador A - Plano Selecionado Transversal. Alimentação desbalanceada (1). Janela [15,90].

FIG V.6b - Ressorador A - Plano Selecionado Transversal.
Alimentação desbalanceada (2). Janela [15,90].

FIG V.6c - Ressorador A - Plano Selecionado Transversal.
Alimentação Balanceada. Janela [15,90].

Através das imagens realizadas calculamos que o ressoador A, de 12 cm de comprimento foi capaz de excitar a amostra em uma região de 10 cm de comprimento. A influência do capacitor C_p de ajuste da frequência de ressonância no campo magnético gerado pelo ressoador pôde ser avaliada pelas imagens realizadas, onde observamos a existência de uma região central que é pouco influenciada pela presença deste capacitor, apesar da distorção causada por ele nos extremos da imagem.

5.3 - RESSOADOR B

A amostra utilizada para teste deste ressoador consistiu em um tubo de 5 cm de diâmetro (67 % do diâmetro do ressoador) e comprimento 18 cm. As imagens foram realizadas com quatro médias para cada aquisição do sinal, dwell-time 100 μ s, 256 pontos por projeção e banda passante $\Delta f = 10$ KHz.

Na imagem do plano selecionado transversal, da mesma maneira que para o ressoador A, foi utilizado o gradiente G_x para codificação de frequências e G_y para codificação de fase. O gradiente G_x foi ajustado para que a imagem tomasse 80 % da largura da tela, e o gradiente G_y foi ajustado para que a imagem fosse aproximadamente redonda. Nas imagens de planos selecionados verticais e horizontais os gradientes G_y e G_x de codificação de fase tem a mesma amplitude que o gradiente de codificação de fase utilizado na imagem de um plano selecionado transversal, e o gradiente G_z de codificação de frequência tem amplitude 3,4 vezes menor.

A imagem do plano selecionado transversal encontra-se na figura V.7a, onde foi utilizada a janela [20,127] para suprimir o ruído de fundo, e também no gráfico da figura V.7c, com a janela [0,127]. A posição do ressoador está indicada na figura V.7b.

FIG V.7a - Ressorador, B - Plano Selecionado Transversal.
Janela [20,127].

FIG V.7b - Posição do ressoador na imagem da figura V.7a.

FIG V.7c - Ressorador B - Plano selecionado transversal.
Janela [0,127].

A imagem obtida com o ressoador B para um plano selecionado transversal é análoga à obtida com o ressoador A (figura V.1a). A imagem apresenta também perda de intensidade na região próxima aos condutores, indicados na figura V.7b. A imagem se apresentou porém mais simétrica que a imagem realizada com o ressoador A, apesar de o diâmetro da amostra ser maior no caso da imagem V.7b, em relação ao diâmetro do ressoador.

A imagem dos planos selecionados vertical e horizontal realizadas (figuras V.8a e V.9a) apresentaram grande intensidade nas bordas à esquerda e à direita, correspondendo aos valores máximos e mínimos de z (extremidades da amostra). Sabendo que o gradiente de codificação de frequências utilizado para estas imagens é 3,4 vezes menor que o utilizado na imagem do plano selecionado transversal (figura V.7a), e conhecendo o diâmetro da amostra (5 cm), calculamos o comprimento das imagens das figuras V.8a e V.9a (planos verticais e horizontais) como 15,8 cm.

A amostra utilizada tem comprimento 18 cm., de forma que o aumento da intensidade da imagem nas extremidades pode ser atribuído a efeitos diferentes da não homogeneidade do campo de radiofrequência gerado pelo ressoador, que dificilmente provocaria um padrão de intensidades deste tipo. Entre estes efeitos estão gradiente de campo magnético não constantes e a não homogeneidade do campo magnético estático.

As especificações do sistema se restringem apenas ao diâmetro de 15 cm, para o qual a homogeneidade mínima prevista é 20 ppm, e não dispomos de informações para além deste diâmetro, que é o diâmetro para o qual o sistema foi dimensionado para geração de imagens. A exemplo do que ocorre com as imagens de grande diâmetro feitas com o ressoador C, analisadas a seguir, supomos que também neste caso os sinais provenientes de spins localizados fora dos 15 cm centrais ao longo do eixo z sejam acumulados em uma mesma frequência, o que corresponde a uma mesma posição ao longo do eixo z, acarretando um aumento na intensidade da imagem nas extremidades.

Para tornar mais clara a análise da região central, que é a região de interesse, as imagens das figuras V.8a e V.9a foram processadas com a janela [0,80], de forma que os níveis de cor sejam distribuídos na região central sem muita interferência da grande intensidade existente nas extremidades. Nas figuras V.8c e V.9c a janela utilizada é [0,127], e a posição do ressoador para cada imagem está indicada nas figuras V.8b e V.9b.

FIG V.8a - Ressonador B - Plano Selecionado Vertical.
Janela [0,80].

FIG V.8b - Posição do ressonador para a imagem da figura
V.8a.

FIG V.8c - Ressorador B - Plano Selecionado Vertical.
Janela [0,127].

FIG V.9a - Plano Selecionado Horizontal.
Janela [0,80].

FIG V.9b - Posição do ressoador para imagem da figura V.9a.

FIG V.9c - Ressonador B - Plano Selecionado Horizontal. Janela [0,127].

De uma maneira geral, na região central a imagem corresponde ao esperado. Devido à maior intensidade à esquerda nestas imagens a amostra foi desmontada para que a sua posição com relação ao ressoador pudesse ser medida cuidadosamente. Com esta medida observamos que a amostra se encontrava deslocada em relação ao centro do ressoador no sentido dos menores valores de z , o que explica a maior intensidade à esquerda.

A alimentação utilizada para o ressoador B pode ser avaliada através das imagens realizadas. Qualquer distorção causada pela alimentação com apenas um capacitor em série ligado ao ponto A ocorrerá preferencialmente no plano selecionado horizontal (plano xz), pois neste plano se localiza o ponto A e o capacitor em série. A imagem da figura V.9a (plano selecionado horizontal) não apresenta simetria entre as partes inferior e superior da mesma, como acontece na imagem da figura V.8a (plano selecionado vertical). Desta forma podemos verificar alguma assimetria decorrente da alimentação no campo gerado pelo ressoador. Esta assimetria porém não atinge a região central, que será efetivamente utilizada na geração de imagens.

5.4 - RESSOADOR C

Para teste do ressoador tipo gaiola desenvolvido foi utilizada inicialmente uma amostra de 15 cm de diâmetro (83% do diâmetro do ressoador) e 24,5 cm de comprimento. Nas imagens realizadas com este ressoador foi utilizada a máxima potência disponível para que os pulsos se aproximassem o mais possível de pulsos $\pi/2$ e π . A relação sinal/ruído foi suficiente para a realização de imagens, e não limitou a espessura do plano selecionado, mesmo sendo impossível atingir pulsos $\pi/2$ e π .

As primeiras imagens realizadas de um plano selecionado transversal foram feitas com 4 médias para cada aquisição do sinal, dwell-time 48 us, 256 pontos por projeção e banda passante $\Delta f = 10$ KHz. Da mesma maneira que nas outras imagens realizadas o gradiente G_x foi utilizado para codificação de frequências, e ajustado para que a imagem tomasse 80 % da largura da tela, e o gradiente de codificação de fase G_y foi ajustado para que a escala na direção y fosse aproximadamente a mesma.

A primeira imagem obtida está na figura V.10a e no gráfico da figura V.10c, onde o conjunto de dados foi processado com a janela [0,127]. A posição do ressoador está indicada na figura V.10b. O padrão de intensidades da imagem é assimétrico, com intensidade muito maior à esquerda. Além disso, o contorno da imagem, que é muito bem definido em algumas regiões, não possui a forma esperada (redondo ou elíptico), mas sim possui uma forma ovalada, com distorções. As várias fontes possíveis destes problemas foram analisadas separadamente, através da realização de outras medidas.

FIG V.10a - Ressorador C - Plano Selecionado Transversal.
Janela [0,127].

FIG V.10b - Posição do ressoador para a imagem da figura
V.10a.

FIG V.10c - Ressorador C - Plano Selecionado Transversal.
Janela [0,127].

5.4.1 - Assimetria na Construção do Ressorador

Uma das possíveis causas da distribuição de intensidades assimétrica, com maior intensidade para os valores menores da coordenada x , é uma possível não homogeneidade do campo de radiofrequência gerado pelo ressoador. Uma das causas possíveis desta não homogeneidade seria a existência de assimetrias na construção do ressoador, referentes aos valores dos capacitores empregados, ou aos valores das indutâncias, que distorceriam o campo magnético de radiofrequência gerado.

Para testar a influência dos valores dos capacitores empregados os mesmos foram retirados do ressoador e tiveram sua capacitância novamente medida. A máxima variação encontrada nos valores das capacitâncias foi 1 pF. Após a medida, o mesmo conjunto de capacitores foi recolocado no ressoador, porém com uma nova distribuição, visando acentuar o efeito das diferenças de capacitância. Na nova distribuição de capacitores, os valores de capacitância decresciam com a coordenada x , ou seja, os capacitores de menor capacitância foram colocados em posições correspondentes aos maiores valores de x , e os de maior capacitância foram colocados em posições correspondentes aos menores valores de x . Com esta nova disposição foi realizada uma nova imagem, mantendo os mesmos parâmetros da imagem da figura V.10a. O resultado obtido (figura V.11) foi praticamente idêntico à figura V.10a, de forma que a distribuição de capacitores foi considerada incapaz de gerar grandes distorções na imagem.

FIG V.11 - Ressonador C - Planos Selecionado Transversal.
Nova distribuição dos capacitores. Janela [0,127].

Outra causa possível para ocorrência de assimetria no campo de radiofrequência gerado seria a própria falta de rigidez do ressonador, que faria com que as hastes laterais da estrutura fossem ajustadas com comprimentos um pouco diferentes. Esta diferença nas indutâncias distribuídas pela estrutura do ressonador poderia causar assimetria no campo gerado pelo mesmo.

Foram feitas então novas imagens da seção transversal do mesmo tubo de 15 cm de diâmetro, com os mesmos parâmetros da imagem da figura V.10a onde observamos inicialmente a projeção das intensidades no eixo x, que corresponde à Transformada de Fourier do sinal obtido na presença somente do gradiente G_x de codificação de frequência. A projeção da figura V.12 corresponde à projeção inicial, com a posição do ressonador ajustada fora do magneto para que todas as hastes tenham o mesmo comprimento, sofrendo o ressonador apenas um pequeno ajuste no interior do magneto para acoplamento em 50Ω .

FIG V.12 - Projeção de intensidades ao longo do eixo x.
Ressorador C - Amostra de 15 cm de diâmetro.

A partir da posição inicial, onde todas as hastes tem o mesmo comprimento, o acoplamento em 50 é refeito, modificando o comprimento das hastes do ressoador através dos dois parafusos de latão até que a projeção obtida seja a mais simétrica possível (figura V.13). Nestas condições foi realizada a imagem da figura V.14a e V.14b. Esta imagem foi processada com a janela [20,127] para suprimir o ruído de fundo. Para que se possa comparar as duas imagens, a imagem da figura V.10a foi novamente procesada com a mesma janela [20,127], e a imagem obtida está na figura V.14c.

FIG V.13 - Projeção ao longo do eixo x, com posição do ressoador deformada para que a projeção seja a mais simétrica possível. Amostra de diâmetro 18 cm.

FIG V.14a - Ressorador C - Plano Selecionado Transversal. Posição do ressoador modificada para que a projeção seja a mais simétrica possível. Janela [20,127].

FIG V.14b - Ressorador C - Plano Selecionado Transversal.
Posição do ressoador modificada para que a projeção seja
a mais simétrica possível. Janela [0,127].

FIG V.14c - Ressorador C - Plano selecionado transversal.
Imagem da figura V.10a reprocessada com janela [20,127].

Depois de realizada a imagem da figura V.14a o ressoador foi retirado do interior do magneto e o comprimento das hastes foi medido e encontra-se representado na figura V.15.

FIG V.15 - Posição do ressoador C para realização da imagem da figura V.14a.

Podemos observar que a posição assimétrica do ressoador produziu uma imagem com uma distribuição de intensidades mais homogênea, não apresentando esta imagem o mesmo pico de intensidade para os valores menores de x apresentado na figura V.14b e V.10a.

Ficou comprovado então que uma grande deformação no ressoador como a da figura V.15 é capaz de modificar o campo magnético de radiofrequência gerado pelo mesmo.

Levantamos a seguir a hipótese de que os parafusos de latão responsáveis pelo ajuste do comprimento do ressoador perturbassem o campo magnético produzido pelo mesmo, pois os parafusos estavam ligados ao terra através da blindagem. Para verificar se os parafusos estavam criando problemas estes foram desligados da blindagem, ficando portanto isolados do ressoador. Nestas condições o acoplamento em 50Ω foi feito com o cuidado de manter todas as hastes com o mesmo comprimento.

Observou-se inicialmente a transformada de Fourier do Eco obtido na presença do gradiente G_x . A projeção a longo do eixo x apresentou a mesma forma encontrada antes de desligar os parafusos de latão da estrutura (figura V.12). Modificando a posição do ressoador (movendo o comprimento das hastes através dos parafusos de latão) foi possível obter a projeção da figura V.16, e nestas condições foi feita a imagem da figura V.17a e V.17b, utilizando os mesmos parâmetros da figura V.14b, com janela [20,127]. As imagens obtidas sem ligação dos parafusos de latão à blindagem não apresentaram diferenças significativas em relação às anteriores. A não ligação dos parafusos de latão à blindagem não introduziu também alterações no acoplamento em 50Ω e na relação sinal/ruído.

FIG V.16 - Projeção ao longo do eixo x obtida após ajuste da posição do ressoador.

FIG V.17a - Ressonador C - Plano Selecionado Transversal.
Parafusos de latão para ajuste do comprimento desligados
do ressonador. Janela [20,127].

FIG V.17b - Ressonador C - Plano Selecionado Transversal.
Parafusos de latão para ajuste do comprimento desligados
do ressonador. Janela [0,127].

Para confirmar se a origem da intensidade maior à esquerda na imagem do plano selecionado transversal é realmente devida à não homogeneidade do campo de radiofrequência, o ressoador foi girado de 180 no interior do magneto, ficando na posição representada na figura V.18.

FIG V.18 - Nova posição do ressoador no interior do campo magnético.

Nesta posição e na presença do gradiente G_x foi obtida a mesma projeção da figura V.12, não se alterando portanto a projeção com a posição do ressoador. Além disso esta projeção pôde ser modificada para a da figura V.13, posicionando o ressoador de forma que as hastes laterais não tivessem todas o mesmo comprimento, repetindo o resultado anterior.

Desta forma pudemos concluir que, embora deformações no ressoador possam causar desvios no campo magnético gerado por ele, o campo magnético de radiofrequência gerado pelo ressoador não é o responsável pela máxima intensidade existente para os menores valores de x . Este pico de intensidade deve ser explicado por outros fatores, como gradientes de campo não constantes (principalmente do gradiente G_x), que serão analisados a seguir.

5.4.2 - Gradientes de Campo Magnético

Gradientes de campo magnético não constantes podem ser responsáveis por deformações no contorno da imagem e pelo aumento na intensidade à esquerda nas imagens da figura V.10a. Por isto os gradientes de campo magnético foram testados, pois o seu mau funcionamento pode fazer com que o sinal proveniente dos spins que possuam os menores valores da coordenada x (à esquerda, na figura V.10b), correspondentes às frequências mais baixas, seja acumulado em uma estreita faixa de frequências, causando uma região de intensidade maior.

Por este motivo foi feito um mapeamento dos gradientes G_x e G_y , utilizando uma pequena amostra de óleo Nujol (cubeta com 5 mm de lado) e pulsos $\pi/2$ de 300 μs . As medidas foram feitas para valores de G_x e G_y da mesma ordem de grandeza dos valores empregados na realização das primeiras imagens.

$$\begin{aligned} G_x &= 0.120 \text{ gauss/cm} \\ G_y &= 0.200 \text{ gauss/cm} \end{aligned}$$

Para cada um dos gradientes foram medidas as frequências de ressonância no plano transversal ao longo dos eixos x e y até a distância de 6 cm do centro do ressoador, e também nos pontos indicados na figura V.19. Os resultados obtidos encontram-se nas tabelas V.1 e V.2 e nos gráficos das figuras V.20 a V.23.

FIG V.19 - Posição dos pontos "1", "2", "3" e "4".

TABELA V.1

Gx = 0.12 gauss/cm
Gy = 0.00

Medida ao longo do eixo x - Gráfico FIG V.20

posição	freq. ressonância
y=0 x(cm)	f (KHz)
-6	85.235,84
-5	85.235,85
-4	85.236,95
-3	85.236,12
-2	85.236,38
-1	85.236,71
0	85.236,90
0	85.237,06
1	85.237,27
2	85.237,73
3	85.238,20
4	85.238,78
5	85.239,43
6	85.240,16

Medida ao longo do eixo y - Gráfico FIG V.21

posição	freq. ressonância
x=0 y(cm)	f (KHz)
-6	85.237,16
-5	85.237,01
-4	85.236,96
-3	85.236,94
-2	85.236,96
-1	85.237,04
0	85.237,00
0	85.236,86
1	85.236,93
2	85.236,99
3	85.237,07
4	85.237,18
5	85.237,33
6	85.237,50

Medida nos pontos indicados na figura V.18

posição	freq. ressonância (KHz)
"1"	85.236,13
"2"	85.236,03
"3"	85.239,24
"4"	85.238,97

TABELA V.2

Gy = 0.20 gauss/cm
Gx = 0.00

Medida ao longo do eixo y - Gráfico FIG V.22

posição	freq. ressonância
x=0 y(cm)	f (KHz)
-6	85.233,31
-5	85.233,79
-4	85.234,36
-3	85.235,00
-2	85.235,64
-1	85.236,34
0	85.236,70
0	85.237,02
1	85.237,42
2	85.238,17
3	85.238,92
4	85.239,67
5	85.240,50
6	85.241,15

Medida ao longo do eixo x - Gráfico FIG V.23

posição	freq. ressonância
y=0 x(cm)	f (KHz)
-6	85.237,85
-5	85.237,43
-4	85.237,13
-3	85.236,92
-2	85.236,77
-1	85.236,72
0	85.236,64
0	85.236,95
1	85.236,90
2	85.237,04
3	85.237,20
4	85.237,33
5	85.237,70
6	85.238,05

Medida nos pontos indicados na figura V.18

posição	freq. ressonância (KHz)
"1"	85.240,29
"2"	85.234,71
"3"	85.234,96
"4"	85.240,20

FIG V.20 - Frequência de Ressonância versus coordenada x, para $G_y = 0$ e $G_x = 0,12 \text{ gauss/cm}$.

FIG V.21 - Frequência de Ressonância versus coordenada y, para $G_y = 0$ e $G_x = 0,12 \text{ gauss/cm}$.

FIG V.22 - Frequência de Ressonância versus coordenada y , para $G_x = 0$ e $G_y = 0,20 \text{ gauss/cm}$.

FIG V.23 - Frequência de Ressonância versus coordenada x , para $G_x = 0$ e $G_y = 0,20 \text{ gauss/cm}$.

Os pontos "1", "2", "3" e "4" foram plotados(*) de acordo com o valor de sua coordenada na direção do gradiente. Tanto para G_x como para G_y a variação da frequência de ressonância é pequena ao longo da direção perpendicular ao gradiente, como seria de se esperar. Esta variação (14 ppm para 12 cm de diâmetro) é coerente com os valores da não homogeneidade do campo estático citados pelo fabricante do magneto.

O gradiente G_y revelou-se razoavelmente constante, mas o gradiente G_x medido mostrou-se claramente não constante. A forma da curva obtida para o gradiente G_x é capaz de produzir a deformação existente nas imagens realizadas.

Para melhor avaliação do comportamento do gradiente G_x foi utilizado como amostra um conjunto de nove tubinhos contendo água dispostos linearmente em 9 cm de comprimento com igual espaçamento entre eles (figura V.24). Colocando esta amostra na direção x , a Transformada de Fourier do Eco adquirido na presença do gradiente G_x corresponde à projeção dos nove tubinhos na direção do gradiente. Nas figuras V.25 temos a projeção dos nove tubinhos para três valores diferentes do gradiente G_x . O número de pontos do sinal adquirido e o dwell-time foram ajustados para que a Transformada tomasse todo o display.

FIG V.24 - Amostra utilizada para avaliação do gradiente.

FIG V.25A - Projeção da amostra na direção x
para $G_x = 0.122$ gauss/cm.

FIG V.25B - Projeção da amostra na direção x
para $G_x = 0.287$ gauss/cm.

FIG V.25C - Projecção da amostra na direcção x
para $G_x = 0.452$ gauss/cm.

De acordo com as figuras V.25 o espaçamento entre os tubos na projecção torna-se mais constante à medida que o gradiente aumenta. A origem do problema dos gradientes não foi atribuída ao gradiente de campo gerado pelas bobinas de gradiente em si, mas à não homogeneidade do campo magnético estático, pois o campo produzido pelas bobinas de gradiente é somado ao campo magnético estático. Quando o gradiente empregado tem grande amplitude o efeito da não homogeneidade do campo estático é desprezível e o gradiente permanece constante. Porém quando o gradiente é de amplitude comparável à não homogeneidade do campo magnético estático a variação do campo com a posição deixa de ser linear.

O gradiente G_x foi analisado com uma amostra de 15 cm de comprimento, que é o diâmetro das imagens apresentadas até agora. Esta amostra consistiu em um conjunto de tubinhos contendo água, como indicado na figura V.26, e o gradiente G_x empregado tem a mesma amplitude do utilizado nas imagens feitas até agora. Foram utilizados pulsos quadrados de 500 us, em uma sequência de spin-eco.

FIG V.26 - Amostra utilizada para testes do gradiente G_x .

A Transformada de Fourier do sinal adquirido está na figura V.27. O espaçamento não constante entre as projeções dos tubos evidencia claramente que o gradiente G_x não é constante para a dimensão de 15 cm ao longo do eixo x.

FIG V.27 - Projeção da amostra da figura V.26.

Para eliminar problemas causados por gradientes de campo magnético não constantes das imagens obtidas seria necessário utilizar gradientes de maior amplitude. Porém para isto é necessário utilizar dwell-time menores, e o dwell-time utilizado 48 us é o mínimo que o sistema permite.

As bobinas de shimming à temperatura ambiente, não utilizadas nas imagens anteriores, foram utilizadas para a realização da imagem da figura V.28a. Esta imagem foi realizada com a mesma amostra (tubo de 15 cm de diâmetro), e os mesmos parâmetros da imagem V.10a. O ajuste do shimming foi feito observando as projeções nas direções x e y separadamente, alternado a presença dos gradientes G_x e G_y , e tornando simétricas as projeções, que antes tinham a forma assimétrica da figura V.12. A posição do ressoador está indicada na figura V.28b.

FIG V.28a - Ressorador C - Plano Selecionado Transversal. Imagem realizada utilizando as bobinas de shimming à temperatura ambiente. Janela [20,127].

FIG V.28b - Posição do ressoador para a imagem da figura V.28a.

Na imagem V.28 observamos uma intensidade mais uniforme, sem os picos que foram observados anteriormente, mas o contorno da imagem encontra-se totalmente distorcido. Isto ocorreu porque o ajuste do shimming foi feito apenas através das projeções ao longo dos eixos x e y , e não tornou o campo estático mais homogêneo, mas apenas eliminou as principais distorções nas direções x e y . A imagem da figura V.28 apresenta aleasing, como se nota à esquerda, porém não chegou a ocorrer superposição de informações.

5.4.3 - Excitação Seletiva

A experiência realizada com a amostra da figura V.26 (tubinhos dispostos em 15 cm ao longo da direção x), além de evidenciar problemas com o gradiente G_x , apontou também problemas na excitação da amostra. Foi grande a dificuldade de ver a projeção de todos os tubinhos na Transformada de Fourier do sinal, que se mostrou muito sensível à mudança na frequência de referência da radiofrequência. O tubinho central (número 5) foi retirado da amostra para que se pudesse centrar a projeção mais facilmente. Este problema é ainda mais perceptível para os pulsos seletivos de 1,5 ms utilizados para a realização da imagem, pois a sua largura espectral é ainda menor que a dos pulsos de 500 μ s utilizados para teste do gradiente.

O problema existente na excitação fica claro ao compararmos as imagens V.29a e V.30a. A imagem V.29a foi realizada com uma amostra "plana" de diâmetro 10 cm e espessura 5 mm, e utilizando pulsos quadrados de 600 μ s. As dimensões sendo menores, o problema dos gradientes não constantes é menos perceptível. Já a imagem V.30a foi feita utilizando um tubo de diâmetro 10 cm e comprimento 24 cm, sendo utilizados para excitação pulsos gaussianos de 1,5 ms. A posição dos ressoadores está indicada na figura V.29b.

FIG V.29a - Ressorador C - Plano Transversal.
Amostra "plana de diâmetro 10 cm. Janela [20,127].

FIG V.29b - Posição do ressoador para a imagem da figura V.29a.

FIG V.30a - Ressorador C - Plano Selecionado Transversal.
Amostra extensa com diâmetro 10 cm. Janela [20,127].

Comparando as imagens, notamos padrões de intensidades diferentes, pois na borda das imagens observamos menor intensidade para aquela feita com seleção de planos, indicando dificuldade em excitar as extremidades da amostra.

Para 14 cm, a homogeneidade do campo prevista é 20 ppm, o que corresponde a uma largura em frequências de 1,7 KHz. A largura espectral aproximada para pulsos de 1,5 ms é 666,67 Hz, bastante inferior portanto à largura espectral necessária para excitar toda a amostra.

5.4.4 - Limitações Existentes para o Ressorador C

A utilização do ressoador C, desenvolvido para geração de imagens de dimensão maior, ficou portanto restrito à uma região menor, no centro do mesmo, devido à homogeneidade insuficiente do campo magnético estático. Esta causa dificuldades para a excitação de volumes grandes e distorções nos gradientes de campo.

O problema da excitação poderia ser solucionado com o uso de pulsos de radiofrequência mais curtos, de largura espectral maior. Porém a potência disponível torna impossível utilizar pulsos gaussianos muito mais curtos que 1,5 ms, pois à medida que diminuimos a duração do pulso perdemos em relação sinal/ruído. Com pulsos gaussianos de 800 μ s já se torna impossível fazer imagens.

A solução do problema a médio prazo será o aumento da homogeneidade do campo magnético estático através da utilização do shimming. Até que o ajuste do shimming seja feito, o ressoador C será utilizado para geração de imagens de volume menor.

Foram realizadas imagens de planos selecionados vertical e horizontal de um amostra consistindo em um tubo de 10 cm de diâmetro e comprimento 10 cm (figuras V.31a e V.32a). Em todas as imagens foram utilizados os mesmos parâmetros da imagem V.10a. O gradiente G_z foi utilizado para codificação de fase em ambas as imagens, e G_x e G_y para codificação de frequência. A posição do ressoador para a geração destas imagens está descrita na figura V.31b e V.32b.

FIG V.31a - Ressorador C - Plano Selecionado Horizontal.
 Amostra de 10 cm de diâmetro e comprimento 10 cm.
 Janela [20,127].

FIG V.31b - Posição do ressoador para a imagem da figura V.31a.

FIG V.32a - Ressorador C - Plano Selecionado Vertical.
Amostra de diâmetro 10 cm e comprimento 10 cm.
Janela [20,127].

FIG V.32b- Posição do ressoador para a imagem da figura V.32a.

As imagens V.31a e V.32a indicam gradientes G_x e G_y não constantes, como evidenciado pela curva à esquerda no contorno da imagens. As imagens se apresentam bastante homogêneas na região central e perdem intensidade nas bordas. Este pode ser um efeito da não homogeneidade do campo estático ou mesmo de perda de intensidade do campo de radiofrequência nas bordas.

5.4.5 - Mapeamento do Campo de Radiofrequência.

Para caracterizar o ressoador torna-se necessário fazer um mapeamento do campo de radiofrequência com medidas ponto a ponto, para avaliar a que nível o funcionamento do mesmo é limitado pela não homogeneidade do campo magnético estático ou pela não homogeneidade do campo magnético de radiofrequência gerado por ele.

O mapeamento foi feito utilizando uma pequena bobina de prova balanceada, ligada ao osciloscópio através de um balun. A bobina é pequena o suficiente para que a indutância mútua seja desprezível, e a alimentação balanceada faz com que só sejam induzidas tensões provenientes do campo magnético de radiofrequência.

O mapeamento foi feito para os planos vertical, horizontal e transversal. As tensões obtidas na bobina de prova em cada posição está expressa nas tabelas V.3 e V.4, para os planos vertical e horizontal, em unidades apenas comparativas. O campo mapeado está expresso nas figuras V.33a e V.34a (planos vertical e horizontal, respectivamente). A posição do ressoador encontra-se especificada nas figuras V.33b e V.34b.

No plano transversal o mapeamento foi feito sobre um sistema polar. Os valores obtidos estão na tabela V.5, e a posição do ressoador, assim como as variáveis r e θ estão indicadas na figura V.35a. Os valores obtidos foram plotados sobre as retas indicadas na figura V.35a, nas figuras V.35b e V.35c e V.35d. Os valores experimentais foram plotados juntamente com a curva teórica, calculada como no apêndice IV.

TABELA V.3 - Plano Vertical.

Z(cm)	Y(cm)										
	-5	-4	-3	-2	-1	0	1	2	3	4	5
6	3.40	3.50	3.60	3.60	3.60	3.60	3.60	3.50	3.45	3.40	3.30
5	2.80	3.10	3.20	3.20	3.20	3.40	3.30	3.30	3.20	3.15	3.05
4	2.65	2.90	3.00	3.00	3.10	3.20	3.20	3.20	3.10	3.05	2.90
3	2.60	2.80	2.90	2.95	3.05	3.20	3.20	3.15	3.05	3.00	2.90
2	2.50	2.75	2.90	2.95	3.05	3.20	3.20	3.15	3.05	3.00	2.80
1	2.40	2.75	2.90	2.95	3.05	3.20	3.20	3.15	3.00	3.00	2.80
0	2.40	2.75	2.90	2.95	3.05	3.20	3.20	3.15	3.00	3.00	2.80
0	2.50	2.75	2.90	2.95	3.10	3.20	3.20	3.15	3.00	2.95	2.80
-1	2.50	2.75	2.90	2.95	3.10	3.20	3.20	3.15	3.05	2.95	2.85
-2	2.50	2.75	2.90	3.00	3.10	3.20	3.20	3.15	3.10	3.00	2.90
-3	2.60	2.80	2.95	3.05	3.10	3.20	3.20	3.20	3.10	3.00	2.95
-4	2.70	2.90	3.05	3.05	3.10	3.20	3.20	3.20	3.10	3.05	3.00
-5	2.90	3.10	3.40	3.20	3.20	3.40	3.30	3.30	3.20	3.20	3.20
-6	3.40	3.50	3.80	3.60	3.60	3.80	3.60	3.70	3.50	3.60	3.60

TABELA V.4 - Plano Horizontal.

Z(cm)	X(cm)										
	-5	-4	-3	-2	-1	0	1	2	3	4	5
6	3.60	3.40	3.30	3.05	2.95	2.90	2.90	2.90	2.95	3.10	3.20
5	3.30	3.30	3.25	3.20	3.15	3.20	3.20	3.10	3.15	3.20	3.20
4	3.00	3.20	3.20	3.20	3.15	3.20	3.20	3.15	3.20	3.15	3.15
3	2.70	3.00	2.90	3.10	3.10	3.20	3.20	3.15	3.20	3.10	3.05
2	2.60	2.80	2.85	3.05	3.05	3.20	3.20	3.15	3.10	3.00	2.95
1	2.50	2.70	2.85	3.00	3.05	3.20	3.20	3.10	3.10	3.00	2.80
0	2.50	2.70	2.85	3.00	3.05	3.20	3.20	3.10	3.05	3.00	2.90
0	2.50	2.70	2.85	3.00	3.10	3.20	3.20	3.10	3.05	3.00	2.90
-1	2.50	2.70	2.85	3.00	3.10	3.20	3.20	3.10	3.05	3.00	2.90
-2	2.50	2.75	2.90	3.00	3.10	3.20	3.20	3.10	3.05	3.05	2.90
-3	2.60	2.80	3.00	3.05	3.10	3.20	3.20	3.10	3.10	3.05	3.00
-4	2.80	3.00	3.10	3.15	3.10	3.20	3.20	3.10	3.10	3.05	3.05
-5	3.15	3.15	3.15	3.15	3.10	3.10	3.10	3.00	3.05	3.05	3.10
-6	3.40	3.40	3.20	3.10	2.90	2.90	2.90	2.85	2.90	2.90	3.10

FIG V.33a-Mapeamento do Campo no Plano Vertical

FIG V.33b-Posição do Ressonador Referente à Figura V.33a.

FIG V.34a-Mapeamento do Campo no Plano Horizontal.

FIG V.34b-Posição do Ressorador Referente à Figura V.34a.

FIG V.35a-Posição do Ressorador e Pontos onde o campo foi medido no Plano Transversal.

TABELA V.5 - Plano Transversal.

FIG V.35b		FIG V.35c		FIG V.35d(*)		FIG V.35d(+)	
$r(\text{cm})$ $\theta=0^\circ$		$r(\text{cm})$ $\theta=90^\circ$		$r(\text{cm})$ $\theta=45^\circ$		$r(\text{cm})$ $\theta=-45^\circ$	
6.3	4.2	6.3	3.1	6.3	3.7	6.3	3.7
6.0	4.2	6.0	3.2	6.0	3.7	6.0	3.7
5.5	4.0	5.5	3.3	5.5	3.6	5.5	3.6
5.0	3.9	5.0	3.4	5.0	3.6	5.0	3.6
4.5	3.8	4.5	3.4	4.5	3.6	4.5	3.6
4.0	3.7	4.0	3.4	4.0	3.5	4.0	3.5
3.0	3.6	3.0	3.4	3.0	3.4	3.0	3.4
2.0	3.4	2.0	3.4	2.0	3.4	2.0	3.4
1.0	3.4	1.0	3.4	1.0	3.4	1.0	3.4
0.0	3.4	0.0	3.4	0.0	3.4	0.0	3.4
$r(\text{cm})$ $\theta=180^\circ$		$r(\text{cm})$ $\theta=270^\circ$		$r(\text{cm})$ $\theta=225^\circ$		$r(\text{cm})$ $\theta=-225^\circ$	
0.0	3.4	0.0	3.4	0.0	3.4	0.0	3.4
1.0	3.4	1.0	3.4	1.0	3.4	1.0	3.4
2.0	3.4	2.0	3.4	2.0	3.4	2.0	3.4
3.0	3.4	3.0	3.4	3.0	3.4	3.0	3.3
4.0	3.3	4.0	3.4	4.0	3.3	4.0	3.2
4.5	3.3	4.5	3.4	4.5	3.3	4.5	3.2
5.0	3.3	5.0	3.4	5.0	3.2	5.0	3.2
5.5	3.3	5.5	3.3	5.5	3.3	5.5	3.2
6.0	3.4	6.0	3.2	6.0	3.4	6.0	3.2
6.3	3.6	6.3	3.1	6.3	3.5	6.3	3.3

FIG V.35b - Valores medidos e valores teóricos da intensidade do campo magnético de radiofrequência ao longo de direção indicada na figura V.35a.

FIG V.35c - Valores medidos e valores teóricos da intensidade do campo magnético de radiofrequência ao longo de direção indicada na figura V.35a.

FIG V.35d - Valores medidos e valores teóricos da intensidade do campo magnético de radiofrequência ao longo de direção indicada na figura V.35a.

Pelos gráficos das figuras V.33a, V.34a, V.35b, V.35c e V.35d podemos observar que existe uma pequena distorção no campo de radiofrequência, sendo este menos intenso na região próxima ao ponto A onde o ressoador é alimentado.

Na região central, o campo de radiofrequência produzido pelo ressoador apresentou-se bastante uniforme, indicando que a não homogeneidade do campo magnético estático é a principal causa dos problemas nas imagens. Com um campo estático mais uniforme as imagens obtidas seriam de intensidade mais uniforme. Imagens de diâmetro maior porém só serão realizadas à médio prazo, com o ajuste de shimming, ou com o uso de excitação em fase e quadratura. Com excitação em fase e quadratura é possível obter pulsos de radiofrequência mais curtos para excitar toda a amostra.

CÔNCLUSÕES

Com este trabalho foi possível construir ressoadores adequados para a frequência 85 MHz e para as dimensões do magneto existente no laboratório. Foram desenvolvidos testes capazes de comparar a sensibilidade dos ressoadores construídos, e assim avaliar o seu funcionamento. A homogeneidade do campo magnético de radiofrequência gerado por eles foi avaliada com base na geração de imagens de amostras homogêneas. O desempenho dos ressoadores construídos foi considerado bom o suficiente para a realização de imagens "in vivo". Informações relevantes poderiam ser obtidas com a medida do fator de qualidade Q dos ressoadores. Estas medidas podem ser feitas inclusive de forma que haja pequena interação entre o sistema de medida e o ressoador, para que a informação obtida possa se restringir ao ressoador.

APÊNDICE I

PRINCÍPIO DE RECIPROCIDADE

Consideraremos inicialmente duas espiras A e B, representadas na figura AI.1. Quando a espira A é percorrida pela corrente I_a é produzido um campo $\vec{B}_a$ e o fluxo do campo $\vec{B}_a$ através da espira B é dado por :

$$\phi_{ab} = \int_B \vec{B}_a \cdot d\vec{S}_b \quad (\text{AI.1})$$

Analogamente, quando a espira B é percorrida por uma corrente I_b , é produzido um campo $\vec{B}_b$, e o fluxo deste através da espira A é dado por :

$$\phi_{ba} = \int_A \vec{B}_b \cdot d\vec{S}_a \quad (\text{AI.2})$$

FIG AI.1-Duas espiras A e B

Os fluxos ϕ_{ab} e ϕ_{ba} podem ser relacionados através da indutância mútua M das espiras, uma vez que :

$$\phi_{ab} = M \cdot I_a \quad (\text{AI.3})$$

$$\phi_{ba} = M \cdot I_b \quad \text{onde } M = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint \oint \frac{d\vec{l}_a \cdot d\vec{l}_b}{r}$$

Calculando ϕ_{ba} temos :

$$\phi_{ba} = \frac{I_b}{I_a} \phi_{ab} = \frac{I_b}{I_a} \int_B \vec{B}_a \cdot d\vec{S}_b \quad (\text{AI.4})$$

No limite quando a área da espira B tende a zero, podemos considerar $\vec{B}_a$ constante no interior da espira, e assim :

$$\phi_{ba} = \frac{I_b}{I_a} \cdot \vec{B}_a \cdot \int d\vec{S}_b = \frac{\vec{B}_a}{I_a} \cdot (I_b \cdot \vec{S}_b) \quad (AI.5)$$

Por definição o momento magnético de uma espira B muito pequena é dado por :

$$\vec{m}_b = I_b \cdot \vec{S}_b \quad (AI.6)$$

Definindo também o campo produzido por unidade de corrente $\vec{B}_c = \vec{B}_a / I_a$ temos :

$$\phi_{ba} = [\vec{B}_c \cdot \vec{m}_b] \quad (AI.7)$$

O sinal induzido na espira A pelo momento magnético $\vec{m}_b$ será então :

$$V(t) = -\frac{d}{dt} \phi_{ab} \quad (AI.8)$$

Se considerarmos em vez da espira B um momento magnético $\vec{m}$ puntual, por exemplo de um núcleo atômico, o sinal induzido por este na espira A será :

$$V(t) = -\frac{d}{dt} [\vec{B}_c \cdot \vec{m}] \quad (AI.9)$$

onde $\vec{B}_c$ é o campo produzido pela espira A por unidade de corrente no ponto onde se localiza o momento magnético $\vec{m}$.

A equação AI.9 é a expressão do Princípio de Reciprocidade, e reproduz o conhecimento intuitivo de que nos pontos onde o campo magnético $\vec{B}_c$ é menos intenso a precessão de um mesmo momento magnético $\vec{m}$ induzirá um sinal menor que em outros pontos onde o campo $\vec{B}_c$ é mais intenso.

APÊNDICE II

LINHAS DE TRANSMISSÃO

Uma linha de transmissão com parâmetros uniformemente distribuídos está representada esquematicamente na figura AII.1, onde R, L, C e G são respectivamente resistência, indutância, capacitância da linha e condutividade da isolação, por unidade de comprimento.

FIG AII.1 - Representação aproximada de uma pequena seção de uma linha de transmissão.

Para uma seção infinitesimal da linha, onde de acordo com a figura AII.2, e e i são a voltagem e a corrente instantâneas, teremos uma resistência em série $R.\Delta x$, e uma indutância em série $L.\Delta x$, e uma capacitância em paralelo $C.\Delta x$, assim como uma condutância $G.\Delta x$ em paralelo.

FIG AII.2 - Seção infinitesimal de uma linha de transmissão.

Considerando que a diferença na voltagem instantânea nos dois extremos do segmento Δx , $(\partial e / \partial x) \cdot \Delta x$ se deve à corrente que flui pela resistência $R \cdot \Delta x$ e pela indutância $L \cdot \Delta x$, temos:

$$-\frac{\partial e}{\partial x} \cdot \Delta x = (R \cdot \Delta x) \cdot i + (L \cdot \Delta x) \cdot \frac{\partial i}{\partial t} \quad (\text{AII.1})$$

Da mesma forma, a diferença na corrente nos dois extremos do segmento Δx corresponde à corrente que passa pela a condutância $G \cdot \Delta x$, e pela capacitância $C \cdot \Delta x$:

$$-\frac{\partial i}{\partial x} \cdot \Delta x = (G \cdot \Delta x) \cdot e + (C \cdot \Delta x) \cdot \frac{\partial e}{\partial t} \quad (\text{AII.2})$$

Dividindo por Δx , no limite quando Δx tende a zero temos as duas Equações Gerais para linhas de transmissão :

$$\begin{aligned} -\frac{\partial e}{\partial x} &= R \cdot i + L \cdot \frac{\partial i}{\partial t} \\ -\frac{\partial i}{\partial x} &= G \cdot e + C \cdot \frac{\partial e}{\partial t} \end{aligned} \quad (\text{AII.3})$$

As Equações Gerais permitem soluções estacionárias e transientes. Para analisar as soluções estacionárias propomos para as Equações Gerais soluções do tipo :

$$\begin{aligned} e &= \text{Re}[E_m \cdot \exp(j\omega t)] \\ i &= \text{Re}[I_m \cdot \exp(j\omega t)] \end{aligned} \quad (\text{AII.4})$$

Substituindo nas Equações Gerais AII.3 obtemos:

$$\frac{dE_m}{dx} = -Z \cdot I_m \quad \text{onde} \quad Z = R + j\omega L \quad (\text{AII.5})$$

$$\frac{dI_m}{dx} = -Y \cdot E_m \quad \text{onde} \quad Y = G + j\omega C$$

Com duas equações e duas incógnitas podemos resolver E_m e I_m para uma linha de transmissão, obtendo :

$$E_m = A_1 \cdot \exp(-\sqrt{Y \cdot Z} \cdot x) + A_2 \cdot \exp(\sqrt{Y \cdot Z} \cdot x) \quad (\text{AII.6})$$

$$I_m = \frac{1}{Z/Y} \cdot [A_1 \cdot \exp(-\sqrt{Y \cdot Z} \cdot x) - A_2 \cdot \exp(\sqrt{Y \cdot Z} \cdot x)]$$

As equações AII.6 podem ser reescritas mais simplesmente em termos dos parâmetros Z_0 e γ :

$$E_m = A_1 \cdot \exp(-\gamma \cdot x) + A_2 \cdot \exp(\gamma \cdot x) \quad (\text{AII.7})$$

$$I_m = \frac{1}{Z_0} (A_1 \cdot \exp(-\gamma \cdot x) - A_2 \cdot \exp(\gamma \cdot x))$$

A quantidade $Z_0 = \sqrt{Z/Y}$ corresponde à impedância característica da linha de transmissão :

$$Z_0 = \sqrt{\frac{Z}{Y}} = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}} \quad (\text{AII.8})$$

Quando as perdas forem desprezíveis, a impedância característica será simplesmente resistiva e independente da frequência :

$$Z_0 = \sqrt{L/C} \quad (\text{AII.9})$$

De maneira similar a constante $\gamma = \sqrt{Y \cdot Z}$ corresponde à constante de propagação:

$$\gamma = \sqrt{Y \cdot Z} = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)} \quad (\text{AII.10})$$

que pode ser escrita também em termos das partes real e imaginária :

$$\gamma = \alpha + j\beta \quad (\text{AII.11})$$

onde α é chamada constante de atenuação
e β constante de fase.

Utilizando as condições de contorno expressas na figura AII.3 podemos calcular as constantes A_1 e A_2 nas equações AII.7.

FIG AII.3 - Diagrama esquemático de uma linha de transmissão.

Considerando as condições de contorno em $x = l$:

$$\begin{aligned} E_m &= Z_R \cdot I_R \\ I_m &= I_R \end{aligned} \quad (\text{AII.12})$$

e substituindo na equação AII.7 calculamos as constantes A_1 e A_2 em função de I_R :

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{I_R}{2} \cdot (Z_R + Z_0) \cdot \exp(\gamma \cdot l) \\ A_2 &= \frac{I_R}{2} \cdot (Z_R - Z_0) \cdot \exp(-\gamma \cdot l) \end{aligned} \quad (\text{AII.13})$$

Da mesma forma, considerando as condições de contorno em $x = 0$:

$$\begin{aligned} E_m &= Z_s \cdot I_s \\ I_m &= I_s \end{aligned} \quad (\text{AII.14})$$

e substituindo na equação AII.7, calculamos as constantes A_1 e A_2 em função de I_s :

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{I_s}{2} \cdot (Z_s + Z_0) \\ A_2 &= \frac{I_s}{2} \cdot (Z_s - Z_0) \end{aligned} \quad (\text{AII.15})$$

Comparando as duas expressões para A_1 e A_2 de AII.13 e AII.15 temos:

$$\frac{(Z_r + Z_o) \cdot \exp(\gamma \cdot l)}{(Z_s + Z_o)} = \frac{(Z_r - Z_o) \cdot \exp(-\gamma \cdot l)}{(Z_s - Z_o)} \quad (\text{AII.16})$$

E podemos retirar de AII.16 uma expressão de Z_s em função de Z_o , Z_r , γ e l , onde Z_s corresponde à impedância vista de um dos extremos de uma linha de parâmetros Z_o e γ , e comprimento l quando uma impedância Z_r é ligada à outra extremidade.

$$Z_s = Z_o \cdot \left[\frac{Z_r + Z_o \operatorname{tgh} \gamma \cdot l}{Z_o + Z_r \operatorname{tgh} \gamma \cdot l} \right] \quad (\text{AII.17})$$

No caso das perdas resistivas na linha de transmissão serem desprezíveis, ou seja $\alpha = 0$ e $\gamma = j \cdot \beta$ temos :

$$Z_s = Z_o \cdot \left[\frac{Z_r + Z_o \operatorname{tgh} j\beta l}{Z_o + Z_r \operatorname{tgh} j\beta l} \right] \quad (\text{AII.18})$$

Como $\operatorname{tgh}(j \cdot a) = j \cdot \operatorname{tg} a$, temos :

$$Z_s = Z_o \cdot \left[\frac{Z_r + j \cdot Z_o \operatorname{tg} \beta \cdot l}{Z_o + j \cdot Z_r \operatorname{tg} \beta \cdot l} \right] \quad (\text{AII.19})$$

Voltando às equações AII.13 e AII.15 (A_1 e A_2 em função de I_r e I_s), poderíamos calcular A_1 e A_2 em termos da tensão na fonte E_g e impedância da fonte Z_g , indicadas na figura AII.3, utilizando a relação:

$$E_s = E_g - I_s \cdot Z_g = Z \cdot I_s \quad (\text{AII.20a})$$

de onde temos:

$$I_s = \frac{E_g}{Z_s + Z_g} \quad (\text{AII.20b})$$

Porém, nos cálculos das amplitudes E_m e I_m podemos utilizar as expressões de A_1 e A_2 em função de I_r e I_s (AII.13 e AII.15) e substituí-las em AII.7, obtendo a distribuição de corrente e tensão em função de um parâmetro (I_r ou I_s).

Utilizando as expressões AII.13 para A_1 e A_2 e substituindo em AII.7 obteremos E_m e I_m em função de I_r :

$$E_m = \frac{I_r}{2} [(Z_r + Z_o).exp(\gamma.d) + (Z_r - Z_o).exp(-\gamma.d)] \quad (AII.21)$$

$$I_m = \frac{I_r}{2Z_o} [(Z_r + Z_o).exp(\gamma.d) - (Z_r - Z_o).exp(-\gamma.d)]$$

onde $d = l - x$, como indicado na figura AII.3.

Desprezando as perdas na linha de transmissão, fazendo $\gamma = j.\beta$ temos :

$$E_m = I_r [Z_r \cos \beta d + j.Z_o \sin \beta d] \quad (AII.22)$$

$$I_m = \frac{I_r}{Z_o} [j.Z_r \sin \beta d + Z_o \cos \beta d]$$

Chamando $E_r = Z_r.I_r$, podemos escrever as equações AII.22 na forma matricial:

$$\begin{pmatrix} E_m(d) \\ I_m(d) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta d & j.Z_o \sin \beta d \\ j.\frac{1}{Z_o} \sin \beta d & \cos \beta d \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} E_r \\ I_r \end{pmatrix} \quad (AII.23)$$

Esta equação será utilizada para calcular distribuições de corrente e tensão ao longo de linhas de transmissão.

APÊNDICE III

MÉTODO PROPOSTO PARA MEDIDA DO FATOR DE QUALIDADE Q DOS RESSOADORES

O método proposto visa medir a impedância dos ressoadores em função da frequência, em uma faixa de frequências próxima à frequência de ressonância, para avaliar o fator de qualidade Q através da largura da curva obtida. Uma curva típica do módulo da impedância em função da frequência está na figura AIII.1, onde o fator de qualidade Q é dado por :

$$Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} \quad (AIII.1)$$

FIG AIII.1-Módulo da Impedância versus frequência em torno da frequência de ressonância ω_0 .

Uma medida da impedância $Z(\omega)$ em função da frequência pode ser feita através de uma medida do coeficiente de reflexão $\Gamma(\omega)$ do Power-splitter, que está relacionado à impedância através da equação AIII.2.

$$\Gamma(\omega) = \frac{Z(\omega) - 50}{Z(\omega) + 50} \quad (AIII.2a)$$

$$Z(\omega) = \frac{50(1 + \Gamma(\omega))}{(1 - \Gamma(\omega))} \quad (AIII.2b)$$

Para cálculo do módulo da impedância é preciso medir o coeficiente de reflexão $\Gamma(\omega)$ (partes real e imaginária) em função da frequência. Esta medida pode ser feita utilizando o receptor de RMN, que faz detecção em fase e quadratura, utilizando a montagem da figura AIII.2.

FIG AIII.2-Montagem utilizada para medida do coeficiente de reflexão em função da frequência.

Na montagem da figura AIII.2, um RF sweep faz a varredura na faixa de frequências de interesse. A saída deste sweep se divide e a referência fornecida é também função da frequência. Os sinais de referência serão dados por :

$$\begin{aligned} s_1 &= a.\cos(\omega t) \\ s_2 &= a.\sin(\omega t) \end{aligned} \quad (\text{AIII.3})$$

O sinal S_1 , que atinge a porta A do Power-Splitter, terá a mesma frequência que o sinal de referência, mas fase diferente devido à diferença de caminhos percorridos :

$$S_1 = A.\cos(\omega t + \phi_1) \quad (\text{AIII.4})$$

O sinal refletido pela porta B será :

$$S_r = |\Gamma(w)| \cdot A \cdot \cos(\omega t + \phi(w) + \phi_i + \phi_r) \quad (\text{AIII.5})$$

onde $\Gamma(w) = |\Gamma(w)| \cdot \exp(j \cdot \phi(w))$

e ϕ_r corresponde à fase acumulada no caminho percorrido.

O sinal na saída do receptor (fase e quadratura) será :

$$\begin{aligned} S_a &= A \cdot a \cdot \cos(\phi(w) + \phi_i) |\Gamma(w)| \\ S_b &= -A \cdot a \cdot \sin(\phi(w) + \phi_i) |\Gamma(w)| \end{aligned} \quad (\text{AIII.6})$$

Para o sinal complexo $S_w = S_a - j \cdot S_b$ temos :

$$S_w = A \cdot a \cdot \exp[j \cdot (\phi_i + \phi(w))] \cdot |\Gamma(w)| \quad (\text{AIII.7})$$

Para cálculo do coeficiente de reflexão $\Gamma(w)$ será preciso então conhecer os valores de A e a, que de uma maneira geral são função da frequência, e também ϕ_i e ϕ_r , diferença de fase acumulada por diferença de caminho nos cabos coaxiais, que é função da frequência. Estes valores podem ser medidos através da montagem da figura AIII.3.

FIG AIII.3-Montagem utilizada para medida das amplitudes A e a, e das diferenças de fase ϕ_i e ϕ_r .

Na montagem da figura AIII.3, o sinal que atinge o receptor é dado por :

$$S_{r^o} = A.\cos(\omega t + \phi_i + \phi_r) \quad (\text{AIII.8})$$

Na saída do receptor obtemos o sinal complexo :

$$S_{r^o} = A.a.\exp[j.(\phi_i + \phi_r)] \quad (\text{AIII.9})$$

Dividindo através de software os sinais S_r e S_{r^o} obteremos o coeficiente de reflexão $\Gamma(\omega)$ em suas componentes real e imaginária.

$$S = \frac{S_r}{S_{r^o}} = |\Gamma(\omega)|.\exp[j.\phi(\omega)] = \Gamma(\omega) \quad (\text{AIII.10})$$

Através do coeficiente de reflexão $\Gamma(\omega)$ calculado podemos calcular o módulo da impedância $Z(\omega)$ e através desta curva podemos medir o fator de qualidade Q . Este método para medida do Q dos ressoadores pode fornecer valores com precisão suficiente para fazer a comparação entre os vários ressoadores, e também para medir o abaixamento do fator de qualidade Q dos ressoadores quando a amostra é inserida. Este método será desenvolvido em trabalhos posteriores.

APÊNDICE IV

CÁLCULO DO CAMPO MAGNÉTICO DE RADIOFREQUÊNCIA

Para os ressoadores tipo gaiola e ressoadores baseados em circuito LC foi realizado um cálculo de intensidade do campo de radiofrequência em um plano transversal à direção z , considerando todas as barras laterais de comprimento infinito. Este cálculo foi feito numericamente, com auxílio de computador.

O cálculo realizado encontra-se nas figuras AIV.1, AIV.2, AIV.4 e AIV.5, e é uma boa aproximação para o plano transversal central dos ressoadores, que está equidistante das duas extremidades do ressoador.

Nas figuras AIV.1 e AIV.2 o cálculo foi realizado para o ressoador baseado em circuito LC, e o resultado foi plotado em diâmetros correspondendo a 65% (figura AIV.1) e 90% (figura AIV.2) do diâmetro do ressoador. A posição do ressoador está indicada na figura AIV.3.

FIG AIV.1-Campo produzido por ressoador baseado em circuito LC calculado em círculo cujo diâmetro é 65% do diâmetro do ressoador.

FIG AIV.2-Campo produzido por ressoador baseado em circuito LC calculado em círculo cujo diâmetro é 90% do diâmetro do ressoador.

FIG AIV.3-Posição das barras laterais para os cálculos apresentados nas figuras AIV.1 e AIV.2 (Ressorador baseado em circuito LC).

Nas figuras AIV.4 e AIV.5 o cálculo foi realizado para o ressoador tipo gaiola, e o resultado foi plotado também em diâmetros correspondendo a 65% e 90% do diâmetro do ressoador. A posição do ressoador está indicada na figura AIV.6.

FIG AIV.4-Campo produzido por ressoador tipo gaiola calculado em círculo cujo diâmetro é 65% do diâmetro do ressoador.

FIG AIV.5-Campo produzido por ressoador tipo gaiola calculado em círculo cujo diâmetro é 90% do diâmetro do ressoador.

FIG AIV.6-Posição das barras laterais para os cálculos apresentados nas figuras AIV.4 e AIV.5 (Ressoador tipo gaiola).

Comparando os gráficos podemos observar que o campo de radiofrequência produzido pelo ressoador gaiola é mais homogêneo que o produzido pelo ressoador baseado em circuito LC. Todos os gráficos são normalizados.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

CAPÍTULO I

1. NMR Imaging Techniques and Applications : A Review.
P.A. Bottomley
Rev.Sci.Instrum. 53(9),1319-1335 (1982)
2. An Introduction to NMR Imaging : From the Bloch Equation to the Imaging Equation.
W.S. Hinshaw, A.H. Lent
Proc. of IEEE 71(3),338-350 (1983)
3. Seleção de Planos em Tomografia por Ressonância Magnética Nuclear.
T.J. Bonagamba
Tese de Mestrado - DFCM - IFQSC-USP (1985)
4. The Signal-to-Noise Ratio of the NMR Experiment.
D.I. Hoult, R.E. Richards
J.Magn.Res. 24,71-85 (1976)
5. Experimental Pulse NMR.
E.Fukushima, S.B.W. Roeder
6. Fourier Transform Nuclear Magnetic Resonance Tomographic Imaging.
Z.H. Cho, H.S. Kim, H.B. Song, J.Cumming
Proc. of IEEE 70(10),1152-1172 (1982)
7. Proton NMR Tomography.
P.R. Locher
Philips Technical Review 41(3),75-88 (1983/1984)
8. The K-Trajectory Formulation of the RMN Imaging Process with Applications in Analysis and Synthesis of Imaging Methods.
D.B. Twieg
Med.Phys. 10(5),610-621 (1983)
9. The Fast Fourier Transform.
E.O.Brigham
10. Geração de Imagens por Ressonância Magnética Nuclear.
Nicolau Beckmann
Tese de Mestrado - DFCM - IFQSC-USP (1985)
11. Desenvolvimento de Tecnologia de Tomografia por Ressonância Magnética Nuclear - Documentação de Hardware e Software.
Documentação Interna do Grupo de Imagens por RMN.
12. Construção de um Gerador de Pulsos Programável para Experiências em RMN Pulsada.
M. S. Veludo Paiva.
Tese de Mestrado - DFCM - IFQSC-USP (1983)
13. Desenvolvimento da Tecnologia de Ressonância Magnética Nuclear (TORM).
Alberto Tannus
Tese de Doutorado - DFCM - IFQSC-USP (1987)

14. Projeto e Construção de um Digitalizador de Sinais para Tomografia por Ressonância Magnética Nuclear.
André Torre Neto
Tese de Mestrado - DFCM - IFQSC-USP (1988)
15. Projeto e Construção de um Terminal de Vídeo Gráfico.
Carlos Antônio Ruggiero
Tese de Mestrado - DFCM - IFQSC-USP (1983)

CAPÍTULO II

16. Eletromagnetic Fields And Waves.
P. Lorrain, D. Corson
17. Electronic and Radio Engineering.
F.E. Terman
18. H.F. Resistance and Self-Capacitance of Single-Layer Solenoids.
R.G. Medhurst
Wire. Eng. 24,35-80 (1947)
19. Sensitivity of the Zeugmatographic Experiment Involving Human Samples.
D.I. Hoult, P.C. Lauterbur
J. Magn. Res. 34,425-433 (1979)
20. Optimum Geometry of Saddle Shaped Coils for Generating a Uniform Magnetic Field.
D.M. Ginsberg, M.J. Melchner
Rev. Sci. Instrum. 41(1),122-123 (1970)
21. Radiofrequency Coil Design for Nuclear Magnetic Resonance Zeugmatographic Imaging.
M.L. Bernardo Jr., A.J. Cohen, P.C. Lauterbur
Proc. International Workshop on Physics and Engineering in Medical Imaging, 277-284 (1982)
22. Radiofrequency Coil Technology in NMR Scanning.
D.I. Hoult
Procc. Int. Sympos. of NMR Imaging Winston-Salem, 33-39 (1981)
23. Principles of Nuclear Magnetism.
Abragham
24. Limits of Measurement in Magnetic Resonance.
H.D.W. Hill, D.E. Richards
J. Phys. E. Ser 2, vol 1, 977-983 (1978)
25. Sensitivity, Probe Design and Spatial Localization for in vivo NMR.
Peter Styles
26. Estimating Radiofrequency Power Deposition in Body NMR Imaging.
P.A. Bottomley, R.W. Redington, W.A. Edelstein, J.F. Shener
Magn. Res. in Med. 2,336-349 (1985)
27. Resolution and Signal-to-Noise Relationships in NMR Imaging in the Human Body.
J.M. Libove, J.R. Singer
J. Phys E: Sci. Instrum. 13,38-44 (1980)

28. RF Losses of Patients in NMR Imaging Coils between 3 and 100 MHz.
P. Röshmann
Philips GmbH Forschungslaboratorium
29. Estimating Patients Dielectric Losses in NMR Imagers.
T.W. Redpath, J.M.S. Hutchison
Mag. Res. Imaging vol 2, 295-300 (1984)
30. The NMR Receiver : a Description and Analysis of Design.
D.I. Hoult
Progress in NMR Spectroscopy. 12, 41-77 (1978)
31. Radiofrequency Losses in NMR Experiments on Electrically Conducting Samples.
D.G. Gadian, F.N. Robinson
J. Magn. Res. 34, 449-455 (1979)
32. RF Magnetic Field Penetration, Phase Shift, and Power Dissipation in Biological Tissue : Implications for NMR Imaging.
P.A. Bottomley, E.R. Andrew.
Phys. Med. Biol. 23(4), 630-643 (1978)
33. Performance Evaluation of Whole Body NMR Scanner Antenna Systems.
G. Sergiadis
Mag. Res. in Med. 2, 328-335 (1985)
34. An Inductively Coupled, Series Tuned NMR Probe.
M. Decorps, P. Blondet, H. Reutenour, J.P. Albrand, C. Remy.
J. of Magn. Res. 65, 100-109 (1985)
35. Inductive (Flux Linkage) Coupling to Local Coils in Magnetic Resonance Imaging and Spectroscopy.
W. Froncisz, A. Jesmanowicz, J.S. Hyde
J. of Magn. Res. 66, 135-143 (1986)
36. Critical Factors in the Design of Sensitive High Resolution Nuclear Magnetic Resonance Spectrometers.
D.I. Hoult, R.E. Richards
Proc. R. Soc. of London A 344, 311-340 (1975)
37. A Quadrature Coil for the adult Human Head.
V.J. Sank, C-N. Chen, D.I. Hoult
J. Magn. Res. 69, 236-242 (1986)
38. A Quadrature Detection in Laboratory Frame.
D.I. Hoult, C-N. Chen, V.J. Sank
Magn. Res. in Med., 1, 339-356 (1984)
39. Quadrature Detection Coils : A Further $\sqrt{2}$ Improvement in Sensibility.
C-N. Chen, D.I. Hoult, J.V. Sank
J. Magn. Res. 54, 324-327 (1983)
40. Signal to Noise Improvement in NMR Imaging by B_1 Homogeneity Optimization.
F. de Luca, B.C. de Simone, B. Maraviglia, C. Casieri, A. Crescenzi, M. Luzzi
Il Nuovo Cimento 8D(2), 149-158 (1986)

- 41.B. Inhomogeneity Effects on Spin Density and T_1 contrast in MRI.
F. de Luca, A. Crescenzi, B. Maraviglia, B.C. de Simone, R. Campanella, C. Casieri, M.Luzzi
Departimento di Fisica
Universita' di Roma "La Sapienza"
- 42.Phase and Sensitivity of Receiver Coils in Magnetic Ressonance Imaging.
E.R. MC. Veigh, M.J. Bronskill, R.M. Henkelman
Med. Phys. 13(6),806-814 (1986)

CAPITULO III

- 43.A Crossed-Elipse RF Coil for NMR Imaging of the Head and Neck.
T.W. Redpath, R.D. Selbie
Phys. Med. Biol. 29(6),739-744 (1984)
- 44.Modified Crossed-Elipse Radiofrequency Coil for MRI.
F. De Luca, A. Crescenzi, M. Luzzi, B.C. de Simone, R. Campanella, C. Casieri, e B. Maraviglia.
- 45.Design study of high sensitivity coil in NMR imaging system.
B.S. Kim
Korea Advanced Institute of Science and Technology
- 46.RF Coil Design for Imaging
J.F. Shen, I.J. Lowe
Phys Department, University of Pittsburg.
- 47.Design and Analysis of Ring-ressonator RF Coils for High-field NMR Imaging Systems.
S.Y. Lee
Korea Advanced Institute of Science and Technology
- 48.Ringressonator RF Probes for Proton Imaging above 1 Tesla.
P. Roshman
Philips GmbH Forschung laboratorium Hamburg.
- 49.An Efficient Decoupler Coil Design which Reduces Heating in Conductive Samples in Superconducting Spectrometer.
D.W. Alderman, D.M. Grant
J. Magn. Res. 36,447-451 (1979)
- 50.An Efficiet, Highly Homogeneous RF Coil for Whole Body NMR Imaging at 1.5 T.
C.E. Hayes, W.A. Edelstein, J.F. Shenk, O.M. Mueller, M. Eash
J. Magn. Ress. 63, 622-628 (1985)
- 51.Highly Homogeneous, Efficient Ressonator for High Field Imaging.
C.E. Hayes, W.A. Edelstein, J.V. Shenk, O.M. Mueler, M. Eash.
G.E. Medical Systems and G.E. Corporate Research & Development.