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

Aquisição rápida de imagens com
metodologias tipo Echo Planar Imaging
- Implementação das seqüências EPI e
SEPI

Lucian Soares Bueno

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

Orientador: Prof. Dr. Alberto Tannús

São Carlos
2004

Dedicatória

À meus avós:

- *Paternos* - José e Laura Pistoni Bueno
- *Maternos* - Agenil e Naudir Soares Coleta

À minha *mãe* M^a Luiza e meus *irmãos* Lúcio, Lucimar e Lizianne.

Agradecimentos

Primeiramente, agradeço ao Prof^{or} Dr. Alberto Tannús, meu orientador, pela confiança e respeito ao meu modo de trabalhar e pelas deliciosas pizzadas realizadas em sua residência.

Ao professor Horácio Panepucci, por ter me dado a oportunidade de trabalhar na Santa Casa, onde aprendi a lidar com o software, o qual utilizei para implementação das seqüências.

Ao engenheiro Edson Vidoto, sempre disposto a ajudar, colaborando com suas aulas muito bem explicadas e com sua paciência em me fazer compreender conceitos básicos de RMN.

Ao engenheiro Matheus Martins, pelas incansáveis horas que se dedicou em fazendo-me entender a linguagem de programação do AN9100 e na solução de problemas que só apareciam comigo, sem o qual, esse trabalho não teria sido realizado.

Ao doutorando Carlos Garrido Salmon, por sua competência e seriedade que levou ao desenvolvimento da nova bobina e conseqüentemente da realização do meu trabalho.

A Isabel Possato, secretária do grupo de RMN, que várias vezes interrompeu o seu trabalho para fazer algo que precisava.

Ao José Carlos Gazziro que muito me ajudou não como funcionário, já que o mesmo é técnico do grupo, mas sim como fiador do apartamento onde morei, empréstimo de dinheiro quando mais precisei e outras coisas mais.

A minha amiga Renata Siqueira, recém licenciada em Física, que me ajudou quando finalizou a minha bolsa e arranjou um lugar para mim no Alojamento.

Aos outros técnicos: João e Odir que muito me ajudaram, principalmente quando trabalhava na Santa Casa.

Aos meus amigos Helka e Jason, entre muitas coisas, pelas frutíferas discussões sobre RMN e meus amigos Queite de Paula, Cáscia Suassuna e Carlos Galindo que muitos momentos felizes me proporcionaram.

Aos amigos que fiz em São Carlos: Eduardo Azevedo, Gerson Mantovani, Fábio Bonk, Roberto Franco, Rômulo Abreu que muito me ajudaram e ao mesmo tempo me perturbaram.

Aos colegas de laboratório: João Teles, Fernando Paiva, Alessandro de Sá, Rogério Xavier e Berned Foerst.

Agradeço especialmente a pessoa mais importante da minha vida: Maria Luiza Soares Coleta que se considera a luz da minha vida.

Agradeço à todos que de alguma forma contribuíram para a realização desse trabalho.

Agradeço à CNPq pelo financiamento do trabalho realizado.

Sumário

1	Introdução	1
1.1	Histórico	2
1.2	Objetivo do trabalho	4
2	Princípios básicos de RMN	6
2.1	Introdução	6
2.2	Equações de Bloch	10
2.3	Equação de Imagem	15
2.3.1	Espaço - $\vec{K}$	16
2.3.2	Acquisição bidimensional do sinal de NMR	17
2.4	Excitação seletiva: seleção de fatia	21
3	Imagens Eco Planares	24
3.1	Introdução	24
3.2	EPI	25
3.2.1	Parâmetros e limitações	25
3.2.2	Forma dos Gradientes	29
3.3	SEPI	36
3.3.1	Parâmetros e limitações	36
3.3.2	Forma dos Gradientes	41
4	Hardware, Software e Limitações	43
4.1	Introdução	43
4.2	Descrição do Módulo Espectrômetro (AN9100)	44
4.2.1	Unidade Central de Processamento - CPU	44
4.2.2	Seqüenciador - TS	45
4.2.3	Geração dos Gradientes	47
4.2.4	Geração da Modulação	48
4.2.5	Sintetizador Digital - DDS	49
4.2.6	Controlador de Conversão	50
4.2.7	Sistema de RF	51
4.3	Módulos de Software	52
5	Resultados	55
5.1	EPI	55
5.1.1	Parâmetros e Programação	55
5.1.2	Imagens Obtidas	60
5.1.3	Eliminação de artefatos	68
5.2	SEPI	77
5.2.1	Parâmetros e Programação	77

5.2.2	Imagens Obtidas	79
5.2.3	Eliminação de artefatos	80
6	Conclusão	82
	Referências Bibliográficas	84
A	Point Spread Function	87
B	Espaço Recíproco $\times$ Espaço Direto	90
B.1	Transformada de Fourier do Espaço $\vec{\mathbb{K}}$	90
B.2	Aquisição do espaço $\vec{\mathbb{K}}$	91
C	Função <i>Sampling</i> e Critério de <i>Nyquist</i>	93
C.1	Função <i>Sampling</i>	93
C.2	Critério de <i>Nyquist</i>	94
D	Distorção Geométrica	98
D.1	Introdução	98
D.2	Distorção das imagens devido aos efeitos de campo	98
D.2.1	Distorção devido à gradientes de campo paralelos à direção de leitura	99
D.2.2	Distorção devido à gradientes de campo perpendiculares à direção de leitura	100
D.2.3	Distorção na seleção de fatias	101

Lista de Figuras

1.1	Primeiro equipamento de imagens feito com imã de ferro adaptado de um espectrômetro de laboratório e a primeira imagem do quiabo obtida com esse equipamento.	2
1.2	À esquerda, ao fundo, o magneto supercondutor de 2 Tesla e em primeiro plano a console de operação desenvolvida em nossos laboratórios. À direita uma imagem de um mamão obtida com este sistema em meados da década de 80.	3
1.3	À esquerda é mostrada a console do equipamento e ao fundo o magneto de 0.05 Tesla. À direita um exemplo de imagem feita neste sistema de ultra baixo campo magnético. . .	3
1.4	Equipamento de imagens por RMN de 0.5 Tesla (TORM 05). E alguns exemplos de imagens obtidas com esse aparelho.	4
2.1	Níveis de energia.	10
2.2	Em (a) temos o gradiente G_x , em (b) o gradiente G_y e em (c) o gradiente G_z	15
2.3	Um esquema da seqüência Spin Eco em (a) e o correspondência no espaço $\vec{k}$ em (b). . .	18
2.4	Voxels individuais na presença dos gradientes.	21
2.5	Efeito da intensidade do gradiente de seleção.	23
3.1	Diagrama de pulsos associado à técnica EPI. Até $t = 0$ temos a etapa de seleção de planos e geração do eco ($t = 0$ é o máximo do eco). Nesse instante um gradiente G_y é aplicado continuamente em conjunto com um gradiente G_x chaveado rapidamente entre $+G_x$ e $-G_x$. Os sinais são adquiridos continuamente durante um tempo $T_D \leq T_2^*$. Esses gradientes têm o efeito de criar uma trajetória em zigue-zague, que varre o domínio de $S(k(t))$ num reticulado aproximadamente cartesiano.	25
3.2	(a) <i>Point Spread Function</i> para a técnica de <i>Echo Planar Imaging</i> (EPI) e em (b) <i>Point Spread Function</i> para a técnica de <i>Spiral Echo Planar Imaging</i> (SEPI).	26
3.3	Seqüência EPI.	30
3.4	Espaço $\vec{k}$ da seqüência EPI.	30
3.5	Gradiente de leitura.	32
3.6	Gradiente de codificação de fase.	34
3.7	Gradiente de seleção.	35
3.8	A esquerda a seqüência de pulsos para a técnica SEPI e a direita uma ilustração do intervalo de aquisição radial da SEPI e as direções angulares e simetria conjugada. . . .	36
3.9	Seqüência SEPI.	38
3.10	Espaço $\vec{k}$ correspondente a figura 3.9 para $\varphi = 0$ e para $\varphi = \pi$	38
4.1	Diagrama em Blocos do AN9100.	44
4.2	Diagrama em Blocos do gerador de gradientes.	47
4.3	Diagrama em blocos do modulador TMS32010.	49
4.4	Diagrama básico do sintetizador digital DDS e formas de onda em alguns pontos. . . .	50
4.5	Diagrama em Blocos do controlador de conversão.	51
5.1	Foto da nova bobina instalada na Santa Casa, juntamente com a nova bobina de RF. . .	56

5.2	Foto da nova bobina por outro ângulo para melhor visualização.	56
5.3	Comportamento da fase devido a presença do gradiente $G' < 0$ nos ecos pares e ímpares na sequência EPI antes da correção de fase.	62
5.4	Imagem obtida com a sequência EPI e <i>offset</i> 0 - <i>Samples</i> 128× <i>Encodings</i> 128 e <i>FOV</i> 256 × 256.	65
5.5	Espaço $\vec{\mathbb{K}}$ da imagem ao lado.	65
5.6	Imagem obtida com a sequência EPI e <i>offset</i> 30 - <i>Samples</i> 128× <i>Encodings</i> 128 e <i>FOV</i> 256 × 256.	65
5.7	Espaço $\vec{\mathbb{K}}$ da imagem ao lado.	65
5.8	Imagem obtida com a sequência EPI e <i>offset</i> 0 - <i>Samples</i> 128× <i>Encodings</i> 64 e <i>FOV</i> 256 × 256.	65
5.9	Espaço $\vec{\mathbb{K}}$ da imagem ao lado.	65
5.10	Imagem obtida com a sequência EPI e <i>offset</i> 30 - <i>Samples</i> 128× <i>Encodings</i> 64 e <i>FOV</i> 256 × 256.	66
5.11	Espaço $\vec{\mathbb{K}}$ da imagem ao lado.	66
5.12	Imagem obtida com a sequência EPI e <i>offset</i> 0 - <i>Samples</i> 256× <i>Encodings</i> 128 e <i>FOV</i> 256 × 256.	67
5.13	Espaço $\vec{\mathbb{K}}$ da imagem ao lado.	67
5.14	Imagem obtida com a sequência EPI e <i>offset</i> 0 - <i>Samples</i> 32× <i>Encodings</i> 32 e <i>FOV</i> 256 × 256.	67
5.15	Espaço $\vec{\mathbb{K}}$ da imagem ao lado.	67
5.16	Imagem obtida com a sequência EPI e <i>offset</i> 0 - <i>Samples</i> 64× <i>Encodings</i> 32 e <i>FOV</i> 256 × 256.	68
5.17	Espaço $\vec{\mathbb{K}}$ da imagem ao lado.	68
5.18	Imagem obtida com a sequência EPI e <i>offset</i> 0 - <i>Samples</i> 64× <i>Encodings</i> 64 e <i>FOV</i> 256 × 256.	69
5.19	Espaço $\vec{\mathbb{K}}$ da imagem ao lado.	69
5.20	Imagem obtida com a sequência EPI e <i>offset</i> 30 - <i>Samples</i> 64× <i>Encodings</i> 64 e <i>FOV</i> 256 × 256.	69
5.21	Espaço $\vec{\mathbb{K}}$ da imagem ao lado.	69
5.22	Matriz de dados ilustrando a intercalação entre os dados reais e imaginários e a inversão dos dados das linhas pares.	71
5.23	Separação simétrica dos ecos.	72
5.24	Distorção geométrica da imagem.	73
5.25	Imagem 5.4 processada.	74
5.26	Espaço $\vec{\mathbb{K}}$ da imagem processada ao lado.	74
5.27	Imagem 5.6 processada.	75
5.28	Espaço $\vec{\mathbb{K}}$ da imagem processada ao lado.	75
5.29	Imagem 5.8 processada.	75
5.30	Espaço $\vec{\mathbb{K}}$ da imagem processada ao lado.	75
5.31	Imagem 5.10 processada.	75
5.32	Espaço $\vec{\mathbb{K}}$ da imagem processada ao lado.	75
5.33	Imagem 5.12 processada.	75
5.34	Espaço $\vec{\mathbb{K}}$ da imagem processada ao lado.	75
5.35	Imagem 5.14 processada.	76
5.36	Espaço $\vec{\mathbb{K}}$ da imagem processada ao lado.	76
5.37	Imagem 5.16 processada.	76
5.38	Espaço $\vec{\mathbb{K}}$ da imagem processada ao lado.	76
5.39	Imagem 5.18 processada.	76
5.40	Espaço $\vec{\mathbb{K}}$ da imagem processada ao lado.	76

5.41	Imagem 5.20 processada.	76
5.42	Espaço $\vec{\mathbb{K}}$ da imagem processada ao lado.	76
5.43	Interpolação do espaço $\vec{\mathbb{K}}$ em espiral com um reticulado cartesiano.	80
5.44	Depois da interpolação do espaço $\vec{\mathbb{K}}$ em espiral realizado pela transformação T, como mostrado na figura 5.43, a Transformada de Fourier $\mathcal{F}_1$ deve retornar o objeto que estamos fazendo imagem do mesmo modo que a Transformada de Fourier dos dados em espiral dado por $\mathcal{F}$	81
A.1	Essa figura que representa a imagem de um objeto retangular deve ser comparada com a figura 3.4 juntamente com os parâmetros indicados na seção 3.2.1 que inicia-se na página 25.	89
B.1	Diagrama da seqüência para a varredura do espaço $\vec{\mathbb{K}}$ 2-D com uma única excitação. Para continuar a aquisição dos ecos, o gradiente de leitura é invertido depois de cada aplicação de ΔG_y . Os gradientes de codificação de fase ΔG_y são aplicados quando o gradiente de leitura está desligado.	92
B.2	A varredura do espaço $\vec{\mathbb{K}}$ para o exemplo 2-D. Cada ponto representa os pontos adquiridos. Linhas que conectam aos pontos são mostrados ao longo da direção de leitura, referindo aos dados coletados no mesmo período de leitura. As setas indicam a ordem cronológica da aquisição dos dados.	92
C.1	O par de Transformada de Fourier para um exemplo de sinal e da função <i>sampling</i> são ilustradas em (a) e (b). O produto da função <i>sampling</i> em (a) com o sinal em (b) produz o sinal <i>sampled</i> , e a transformada inversa em (c). A Transformada de Fourier do sinal <i>sampled</i> , a qual pode ser calculada pela convolução indicada da transformada inversa individual. O <i>aliasing</i> é evitado nesta figura pela escolha do passo suficientemente pequeno no espaço $\vec{\mathbb{K}}$, Δk e, portanto, um suficientemente grande <i>field of view</i> , $L_x \equiv 1/\Delta k$	95
C.2	A imagem $\hat{M}_\infty(x) = M(x) * U(x)$ para uma infinita aquisição da (a Transformada de Fourier da) função triângulo (veja figura C.1). Note que a densidade de spin física é agora repetida sobre todo o espaço, com periodicidade $\hat{M}_\infty(x) = \hat{M}_\infty(x + L)$, onde $L_x = 1/\Delta k$. O espaçamento Δk é pequeno suficiente tal que L excede o tamanho do objeto (triângulo) e o <i>aliasing</i> é evitado.	96
C.3	A infinita imagem adquirida $\hat{M}_\infty(x)$ é reconstruída para uma densidade de spin como uma rampa. A relação de Nyquist é satisfeita no topo da figura onde o tamanho selecionado é menor que o FOV ($A < L$) enquanto não é satisfeito no final da figura onde $A > L$. O <i>aliasing</i> ocorre para a última figura, onde a cópia do objeto se sobrepõe e resulta em uma imagem distorcida, assumindo que a bobina receptora detecta o sinal de todo o objeto. O pedaço da rampa esquerda (direita) é mapeado dentro da borda direita (esquerda) de intervalo L	97
D.1	Distorção no tamanho do objeto, causado por G'_x , na reconstrução da imagem.	100
D.2	Distorções causadas nos <i>voxels</i> e no espaço $\vec{\mathbb{K}}$, devido ao gradiente de não homogeneidade G'_y	101
D.3	Distorção dos <i>voxels</i> devido ao gradiente de não homogeneidade G'_z	101
D.4	Fatia selecionada por G_z /pulso RF.	102
D.5	Fatia excitada (a) apenas na presença do gradiente de seleção G_z e (b) com um gradiente adicional de não homogeneidade, G'_z	102

Lista de Tabelas

5.1	Parâmetros da nova bobina instalada na Santa Casa.	56
5.2	Comandos utilizados para a produção de gradientes.	57
5.3	Parâmetros dos gradientes da seqüência EPI.	58
5.4	Comandos utilizados para a produção da modulação.	58
5.5	Parâmetros da modulação da seqüência EPI.	59
5.6	Comandos utilizados para o <i>Timing sequencer</i> (TS).	59
5.7	Parâmetros do TS da seqüência EPI.	60
5.8	Parâmetros aleatoriamente escolhidos para minimizar os artefatos.	77
5.9	Parâmetros do TS da seqüência SEPI.	78

Resumo

O objetivo deste trabalho é o desenvolvimento e implementação de metodologias de imagens por Ressonância Magnética Nuclear, para diminuição do tempo de aquisição, já que nos exames clínicos convencionais esse tempo é muito superior ao utilizado nessas seqüências, que é da ordem de T_2^* , essas seqüências são baseadas na varredura única do espaço-k, convencionalmente denominada *Echo Planar Imaging*. Os propósitos de utilização dessa metodologia compreendem desde exames clínicos convencionais, em que se pretende analisar, em projetos futuros, eventos não periódicos de curta duração e a dinâmica dos sistemas biológicos estudados, até imagens de cavidades utilizando gases hiperpolarizados.

As técnicas implementadas em comparação com as inicialmente propostas por Masfield apresentam uma diferença que é a inexistência do pulso de RF de inversão e, com isso, o tempo de duração das seqüências implementadas é ainda menor. Apenas não se deve esperar muito da qualidade das imagens sem o pós-processamento, uma vez que esse trabalho já está em andamento.

Abstract

The objective of this work is the development and implementation of methodologies of images for Nuclear Magnetic Resonance, for reduction of the time of acquisition, since in the conventional clinical examinations this time is very superior to the used one in these sequences, that are of the order of T_2^* , these sequences is based on the only sweepings of the space-k, conventionally called *Echo Planar Imaging*. The intentions of use of this methodology understand since conventional clinical examinations, where if it intends to analyze, in future projects, not periodic events of short duration and the dynamics of the biological systems studied, until socket images using hiperpolarizados gases.

The techniques implemented in comparison with initially the proposals for Masfield present a difference that is the inexistence of the pulse of RF of inversion and, with this, the time of duration of the implemented sequences are still lesser. But if it does not have to wait very of the quality of the images without the after-processing, a time that this work already is in progress.

Capítulo 1

Introdução

A ressonância magnética nuclear (RMN) é atualmente uma das mais poderosas técnicas que a ciência moderna dispõe para análise de substâncias orgânicas in vivo ou in vitro. A tomografia computadorizada por raios-X, por sua vez, revolucionou os métodos de diagnósticos médicos não invasivos, especialmente nos exames neurológicos. O domínio dessas duas inovações tecnológicas, nestes últimos vinte anos, resultou num poderoso método de diagnóstico não invasivo e não prejudicial à saúde: a tomografia por ressonância magnética nuclear.

A qualidade da imagem de ressonância magnética é, em quase todos os aspectos, superior à de tomografia computadorizada de raios-X, permitindo imagens mais nítidas em qualquer orientação espacial, no caso de seleção planos, ou tridimensional, se necessário. Uma imagem de RMN pode visualizar o contraste entre os tecidos ou fluxo de sangue dentro do organismo.

Altamente superior, em termos de diagnósticos clínicos, a ressonância magnética, ainda hoje, é um exame de alto custo para a maioria das pessoas que dele necessitam. Atualmente, nenhum neurologista fornece um diagnóstico definitivo sem uma tomografia do paciente e, muitas vezes, é recomendado que se faça uma *ressonância*.

1.1 Histórico

No início dos anos 80, parte do grupo de RMN do então Instituto de Física e Química de São Carlos começou a estudar e desenvolver técnicas de formação de imagens por ressonância magnética. Já reconhecido por sua experiência em RMN e instrumentação avançada na área, esse grupo adaptou um sistema de RMN de laboratório, baseado num eletromagneto, para fazer imagens. No início de 1984, já apareciam os primeiros resultados que ficaram registrados como um marco na história do grupo: a imagem do quiabo, primeira imagem por RMN obtida ao sul do equador.

Figura 1.1: Primeiro equipamento de imagens feito com imã de ferro adaptado de um espectrômetro de laboratório e a primeira imagem do quiabo obtida com esse equipamento.

Com os bons resultados obtidos, foi dada continuidade ao projeto. Em 1985, com apoio do PADCT, instalou-se um magneto supercondutor horizontal de 2 Tesla, com acesso de 30 centímetros, e construiu-se um equipamento que permitia fazer imagens de pequenos objetos e espectroscopia ([15] - [17]). Este era, então, um novo equipamento disponível para experimentos. Nele foram executados os primeiros testes com imagens de mãos de pessoas e pequenos animais, além de espectroscopia de sólidos e caracterização de materiais. E um dos usos deste equipamento foi uma colaboração com a EMBRAPA (Empresa Brasileira de Pesquisa Agropecuária), onde foram feitas imagens de frutas, com o objetivo de estabelecer métodos de controle de sua qualidade.

No final da década de 80, o grupo de RMN recebeu um magneto resistivo de 0.05 Tesla,

Figura 1.2: À esquerda, ao fundo, o magneto supercondutor de 2 Tesla e em primeiro plano a console de operação desenvolvida em nossos laboratórios. À direita uma imagem de um mamão obtida com este sistema em meados da década de 80.

com acesso horizontal de 0.85 metros, que deu início a uma nova fase de desenvolvimento de imagens por RMN. A possibilidade de colocar uma pessoa dentro do imã permitiu ao grupo iniciar o desenvolvimento de um novo equipamento, mais confiável e profissional que os anteriores, já que seria usado para fazer imagens em humanos. Com ótimos resultados, tanto técnicos quando clínicos, obtidos com apoio de médicos e pacientes voluntários, em 1992, o então ministro da saúde e o presidente do CNPQ fizeram a inauguração do primeiro equipamento de imagens clínicas por RMN inteiramente desenvolvido no Brasil, o ToRM 05.

Figura 1.3: À esquerda é mostrada a console do equipamento e ao fundo o magneto de 0.05 Tesla. À direita um exemplo de imagem feita neste sistema de ultra baixo campo magnético.

Este trabalho naturalmente repercutiu na comunidade, já que o grupo passou a prestar serviços à sociedade, em conjunto com o Hospital Universitário da USP. A continuidade do desenvolvimento de tecnologia e prestação de serviços foi estimulada pela doação de um

magneto Oxford de 0.5 Tesla para corpo inteiro, feita ao grupo pela Faculdade de Medicina de Botucatu. Com esse magneto, o grupo de imagens pôde desenvolver um sistema completo, baseado numa plataforma computacional flexível, com interface gráfica ([18] - [20]) e apto a operar clinicamente em ambiente hospitalar e, paralelamente, ser usado como centro de desenvolvimento de tecnologia para imagens em RMN, assim como um centro de treinamento para técnicos nas áreas de medicina e tecnologia: um equipamento *sui generis* na sua área de aplicação.

Figura 1.4: Equipamento de imagens por RMN de 0.5 Tesla (TORM 05). E alguns exemplos de imagens obtidas com esse aparelho.

1.2 Objetivo do trabalho

Este projeto tem por objetivo geral desenvolver metodologias de seqüências **single shot** como EPI e SPIRAL, para futuras implementações em imagem de sistemas biológicos dinâmicos e imagens de cavidades com gases hiperpolarizados ([31] - [37]), o qual pode ser beneficiado com o resultado desta implementação.

A utilização dos métodos convencionais de obtenção de imagens por ressonância magnética tais como *Spin-Echo Sequence* (SE) ou *Gradient Recalled Echo Sequence* (GRE) embora apresentem bom desempenho com relação às qualidades básicas da imagem, como distorção espacial e contraste, possuem duas características principais que nas aplicações com as quais pretendemos trabalhar devem ser evitadas. Em primeiro lugar, o longo

tempo necessário para obter imagens por SE limita à obtenção de imagens a sistemas estáticos ou periódicos. Isso se deve à forma como o espaço $\vec{k}$ é mapeado, onde cada linha nesse espaço corresponde a uma nova excitação de spins e a uma nova espera da relaxação desses spins. A segunda característica é justamente a necessidade de uma excitação para cada linha do espaço $\vec{k}$ que torna inviável a utilização de gases hiperpolarizados na obtenção de imagens, pois estes possuem um tempo de relaxação muito longo.

Uma solução para essas dificuldades, que também preenche nossas necessidades de uso clínico, é o uso de técnicas de aquisição tipo **single shot**, convencionalmente denominadas Echo Planar Imaging (EPI).

O objetivo do presente trabalho é estudar, implementar e testar metodologias de imagens por RM do tipo EPI, visando sua implementação em nosso sistema Torm05 com possível aplicação em nossos sistemas de 2.0 e 9.4 Tesla e ainda com possível extensão ao uso clínico, mediante alterações de hardware já em andamento em nosso laboratório. Essas alterações envolvem o desenvolvimento de um conjunto integrado de bobinas de RF e de Gradientes para chaveamento rápido, parte do projeto de pesquisa de doutorado de um dos bolsistas, financiado pela FAPESP. Uma utilização que também vai de encontro aos interesses futuros é o estudo de gases hiperpolarizados (GH).

Capítulo 2

Princípios básicos de RMN

2.1 Introdução

Ao submetermos uma amostra de um sistema biológico, a qual deve ser constituída de um conjunto de prótons, ou melhor, de uma composição química predominantemente de átomos de hidrogênio, a um campo magnético na direção $\mathbf{z}$, os momentos de dipolo magnético ($\vec{\mu}$) desses átomos que antes estavam direcionados aleatoriamente, passam a sentir a presença desse campo de tal forma que começam a tomar a direção preferencial do campo magnético. A soma de todos os momentos magnéticos dessa amostra é chamada de **Magnetização** ($\vec{M} = \sum_i \vec{\mu}_i$). Se nenhum campo estiver presente, estes momentos estarão aleatoriamente orientados e a rede de magnetização será nula. Essa magnetização que surgiu devido ao campo magnético externo está sujeita a uma determinada equação de movimento:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times \vec{B}. \quad (2.1)$$

Se nenhum torque agisse sobre o momento magnético, o momento angular se conservaria e conseqüentemente, a magnetização $\vec{M}$ não mudaria. Essa equação pode conduzir a muitos diferentes comportamentos de $\vec{M}$, alguns dos quais são um tanto complicados ([1] - [2]).

O mais simples movimento ocorre quando $\vec{M}$ é paralelo a $\vec{B}$, no qual $\vec{M}$ não varia com o tempo porque não há torque. Outro movimento relativamente simples é chamado **Precessão**. Com adequadas condições iniciais $\vec{M}$ precessiona ao redor de $\vec{B}$, ou seja, a magnetização rota ao redor do campo magnético com velocidade angular constante ($\vec{\Omega}$) e um ângulo fixo (θ) com a direção de $\vec{B}$.

Considerando a magnetização $\vec{M}$ uma função vetorial dependente do tempo $\vec{M}(t)$, a qual pode ser decomposta em termos de suas componentes $M_x(t)$, $M_y(t)$, $M_z(t)$, ao longo de eixos coordenados retangulares. Em termos dos correspondentes vetores unitários $\vec{i}$, $\vec{j}$ e $\vec{k}$, nós temos:

$$\vec{M} = \vec{i}M_x + \vec{j}M_y + \vec{k}M_z \quad (2.2)$$

Inicialmente poderíamos pensar que $\vec{i}$, $\vec{j}$ e $\vec{k}$ são constantes no tempo, mas nós desejamos que seja o mais geral possível. Desde que seus comprimentos são fixos, eles podem girar. Nós iremos supor que eles giram com velocidade angular instantânea ($\vec{\Omega}$)[13]. Então:

$$\frac{d\vec{i}}{dt} = \vec{\Omega} \times \vec{i} \quad (2.3)$$

A derivada temporal de $\vec{M}$ é portanto:

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{M}}{dt} &= \vec{i} \frac{dM_x}{dt} + M_x \frac{d\vec{i}}{dt} + \vec{j} \frac{dM_y}{dt} \\ &+ M_y \frac{d\vec{j}}{dt} + \vec{k} \frac{dM_z}{dt} + M_z \frac{d\vec{k}}{dt} \\ &= \vec{i} \frac{dM_x}{dt} + \vec{j} \frac{dM_y}{dt} + \vec{k} \frac{dM_z}{dt} \\ &+ \vec{\Omega} \times (\vec{i}M_x + \vec{j}M_y + \vec{k}M_z) \\ &= \frac{\delta\vec{M}}{\delta t} + \vec{\Omega} \times \vec{M} \end{aligned} \quad (2.4)$$

onde introduzimos o símbolo $\frac{\delta\vec{M}}{\delta t}$, representando a taxa temporal da variação de $\vec{M}$ com

respeito ao sistema de coordenadas $\vec{i}$, $\vec{j}$ e $\vec{k}$. Por exemplo, quando $\frac{\delta \vec{M}}{\delta t} = 0$, as componentes de $\vec{M}$ ao longo de $\vec{i}$, $\vec{j}$ e $\vec{k}$ não variam com o tempo.

Fazendo uso de 2.4, nós podemos reescrever a equação de movimento de $\vec{M}$ (2.1) em termos do sistema de coordenadas girante com uma velocidade angular arbitrária $\vec{\Omega}$:

$$\frac{\delta \vec{M}}{\delta t} + \vec{\Omega} \times \vec{M} = \vec{M} \times \gamma \vec{B} \quad (2.5)$$

ou

$$\frac{\delta \vec{M}}{\delta t} = \vec{M} \times (\gamma \vec{B} + \vec{\Omega}) \quad (2.6)$$

A eq. 2.6 diz-nos que o movimento de $\vec{M}$ no sistema de coordenadas girante obedece a mesma equação no sistema do laboratório, exceto que nós devemos substituir o campo magnético atual $\vec{B}$ por um campo efetivo $\vec{B}_e$:

$$\vec{B}_e = \vec{B} + \frac{\vec{\Omega}}{\gamma} \quad (2.7)$$

Nós podemos facilmente resolver a equação de movimento de $\vec{M}$ em um campo estático $\vec{B} = \vec{k}B_0$ escolhendo $\vec{\Omega}$ tal que $\vec{B}_e = 0$. Isto é, nós temos $\vec{\Omega} = -\gamma B_0 \vec{k}$. Desde que $\frac{\delta \vec{M}}{\delta t} = 0$, $\vec{M}$ mantém-se fixo com respeito a $\vec{i}$, $\vec{j}$ e $\vec{k}$. O movimento com respeito ao sistema do laboratório é portanto um vetor fixo no sistema girante os quais giram com velocidade angular dada por $\vec{\Omega} = -\gamma B_0 \vec{k}$. A frequência angular γB_0 é chamada de **frequência de Larmor**[11].

Essa frequência vista pela Mecânica Quântica ([3] - [6]) tem uma descrição distinta da Mecânica Clássica, o que permite obter outros resultados interessantes.

O problema que estamos estudando é o de um núcleo com momento angular de spin $\hbar \vec{I}$, submetido a um campo magnético estático uniforme $\vec{B} = \vec{k}B_0$, na direção $\vec{k}$ no sistema de

coordenadas do laboratório. A esse momento angular, associamos um momento magnético ($\vec{\mu}$), proporcional a $\hbar\vec{\mathbb{I}}$, descrito pela relação:

$$\vec{\mu} = \gamma\hbar\vec{\mathbb{I}} \quad (2.8)$$

onde γ é o **fator giromagnético** do núcleo em questão, mas o corpo humano não é constituído somente de hidrogênio e sim também de carbono, flúor, sódio, fósforo, etc. Portanto, para cada núcleo teremos um dado γ_i e assim uma dada velocidade angular $\vec{\Omega}_i$, o que possibilitará uma sintonia para o núcleo que queremos observar.

A energia magnética clássica associada a esse sistema é então:

$$\mathcal{E} = \vec{\mu} \cdot \vec{\mathbb{B}}$$

As grandezas $\vec{\mu}$ e $\hbar\vec{\mathbb{I}}$ podem ser descritas pelos seus operadores homônimos e a energia, agora descrita quanticamente pelos autovalores desses operadores, fica:

$$E = -m_I\gamma\hbar B_0 \quad (2.9)$$

A condição de mais baixa energia do sistema é quando $\vec{\mu}$ e $\hbar\vec{\mathbb{B}}$ alinham-se paralelamente. Esta condição que chamamos estado fundamental, pode ser modificada pela absorção de uma quantidade apropriada de energia que promove o sistema a um **estado excitado**. Pela lei de Planck, essa energia requerida é $\hbar\Omega$, onde Ω é a frequência angular de radiação utilizada na excitação.

A grande maioria das espécies atômicas que têm momento magnético não nulo estudadas nas técnicas de imagens, tem isótopos que apresentam spin $\frac{1}{2}$ (H^1 , C^{13} , P^{31} , F^{19}), exceto alguns, como o sódio (Na^{23}), que apresentam spin $\frac{3}{2}$. No caso particular do spin $\frac{1}{2}$,

os únicos valores possíveis para os autovalores do operador $\vec{I}$, m_I , são $m_I = +\frac{1}{2}$ e $m_I = -\frac{1}{2}$ o que resulta no esquema de níveis mostrado abaixo.

Figura 2.1: Níveis de energia.

A transição representada na figura 2.1 exige uma energia de radiação eletromagnética $E = \hbar\Omega = \hbar\gamma B_0$ o que dá para essa radiação uma frequência angular $\Omega = \gamma B_0$. Essa relação diz-nos que se um conjunto de spins de diferente natureza, determinados pelos seus valores de γ_i , colocados na presença de um campo magnético B_0 , absorverão energia em frequências correspondentes $\Omega_i = \gamma_i B_0$. Essas frequências situam-se na faixa de radiofrequência(RF).

2.2 Equações de Bloch

Até o momento, vimos como se comporta um núcleo isolado na presença de campos magnéticos estáticos e oscilantes. Na realidade, num objeto analisado temos uma coleção bem grande desses núcleos, que interagem entre si e com o meio em que estão imersos. É aconselhável, portanto, estudá-los pelo seu comportamento macroscópico, descrito pela magnetização total por unidade de volume, ($\vec{M} = \sum_i \vec{\mu}_i$). Teremos porém que modificar as equações de movimento (2.1) para torná-las mais gerais e poder levar em conta o comportamento dos núcleos interagentes.

Consideremos um conjunto de N núcleos idênticos (spin $\frac{1}{2}$) submetidos a um campo

magnético B_0 na direção de $\vec{k}$, uniforme e independente do tempo. Se o número de núcleos nos níveis $m_I = +\frac{1}{2}$ e $m_I = -\frac{1}{2}$ forem respectivamente N^+ e N^- , a magnetização resultante estará na direção de B_0 e terá valor:

$$M_z = \frac{1}{2}\gamma\hbar(N^+ - N^-) \quad (2.10)$$

Os valores de N^+ e N^- não são estáticos, podendo mudar, por exemplo, pela interação entre os núcleos e os campos que possam depender do tempo (campos locais, como exemplo, o próprio movimento de núcleos vizinhos produzido pela agitação térmica).

A evolução temporal de M_z é então

$$\frac{dM_z}{dt} = \frac{1}{2}\gamma\hbar \frac{dn}{dt} \quad (2.11)$$

com

$$n = N^+ - N^- \quad (2.12)$$

Admitindo que as populações N^+ e N^- são descritas pelas equações fenomenológicas

$$\frac{dN^+}{dt} = P^{-+}N^- - P^{+-}N^+ \quad \text{e} \quad \frac{dN^-}{dt} = P^{+-}N^+ - P^{-+}N^- \quad (2.13)$$

onde introduzimos as probabilidades de transição por unidade de tempo $P^{+-}(+\frac{1}{2} \longrightarrow -\frac{1}{2})$ e $P^{-+}(-\frac{1}{2} \longrightarrow +\frac{1}{2})$, obtemos para equação 2.11 a expressão

$$\frac{dM_z}{dt} = \frac{M_z^0 - M_z}{T_1} \quad (2.14)$$

onde

$$M_z^0 = \frac{1}{2}\gamma\hbar N \frac{P^{-+} - P^{+-}}{P^{-+} + P^{+-}} \quad \text{e} \quad \frac{1}{T_1} = P^{-+} + P^{+-} \quad (2.15)$$

A equação 2.14 diz-nos que qualquer magnetização que tenha componente M_z diferente de M_z^0 , evoluirá exponencialmente para esse último valor com tempo característico T_1 . Termodinamicamente podemos descrever o fenômeno como o intercâmbio de energia entre os núcleos e a rede, com tendência a se estabelecer um equilíbrio térmico.

Vimos, então, que a componente $\mathbf{z}$ da magnetização pode ser descrita por uma equação de movimento do tipo (equações 2.1 e 2.14):

$$\frac{dM_z}{dt} = \gamma(\vec{M} \times \vec{B})_z + \frac{M_z^0 - M_z}{T_1} \quad (2.16)$$

Esta equação é parte de um conjunto de equações fenomenológicas propostas por **Felix Bloch** em 1946, com intenção de descrever o comportamento dinâmico de um sistema de spins interagentes. As equações de movimento para as componentes transversais da magnetização foram propostas por Bloch da seguinte maneira:

$$\frac{dM_{\perp}}{dt} = \gamma(\vec{M} \times \vec{B})_{\perp} - \frac{M_{\perp}}{T_2} \quad (2.17)$$

Essas equações tratam o sistema de spins de maneira bastante simples e introduzem os tempos de relaxação T_1 e T_2 como parâmetros a serem determinados experimentalmente pois, eles não somente dependem da espécie nuclear, mas também da composição química do tecido. De acordo como essas equações notamos que as componentes transversais, sob um campo magnético estático, decaem como simples exponenciais. Esta solução, porém, somente é adequada quando o tempo de correlação das flutuações do campo local é muito curto comparado com T_2 . Essa limitação não se aplica nos casos que estudamos, onde os núcleos observados participam de moléculas de líquidos, relativamente móveis, portanto, com valores de T_2 bastante longos.

Em toda prévia discussão nós supomos um campo espacialmente uniforme B_0 . Isto

não é o caso real, pois os reais magnetos não produzem campos perfeitamente homogêneos. Além do mais, em MRI, como veremos, os gradientes são usados para codificar o sinal nuclear.

Vamos considerar o caso de um campo não homogêneo B_0 e ainda que $\langle \Delta \vec{B} \rangle$ seja o desvio raiz quadrático médio do campo B_0 sobre um voxel. Então, teremos um espalhamento médio nas frequências de precessão dadas por $\langle \Delta \vec{\Omega} \rangle = \gamma \langle \Delta \vec{B} \rangle$ isso criará um defaseamento dos spins nucleares. Geralmente, no tecido, este efeito é maior do que dos campos locais internos e os spins diferenciar-se-ão nas fases sobre um completo ciclo de 2π depois de um tempo T_2^* , tal que, $\Delta \vec{\Omega} T_2^* = \gamma T_2^* \langle \Delta \vec{B} \rangle \approx 2\pi$. Como $T_2^* \ll T_2$, então, chamando f_0 de frequência de ressonância e $\langle \delta \vec{B} \rangle$ a variação do campo em ppm,

$$T_2^* \approx \frac{2\pi}{\gamma \langle \Delta \vec{B} \rangle} = \frac{1}{f_0 \langle \delta \vec{B} \rangle} \quad (2.18)$$

é o tempo de relaxação transversal efetivo, dando o decaimento exponencial e a constante temporal observada experimentalmente do sinal **FID**.

Existe uma importante diferença entre este defaseamento, devido a não homogeneidade do campo estático externo, e o verdadeiro, intrínscio, T_2 devido as flutuações no campo interno. De fato, enquanto T_2 está associado com interações aleatórias, e portanto envolve um processo espontâneo termodinamicamente irreversível, T_2^* resulta da evolução das fases dos spins sobre desconhecidas, mas bem definidas condições, dado pela intensidade do campo externo nas posições nucleares individuais. Este processo T_2^* é então reversível, pelo menos em princípio.

O termo adicional na equação 2.17, como afirmamos, conduz a um decaimento exponencial de qualquer valor inicial para $\vec{M}_\perp$. É mais facilmente visto no sistema girante de

coordenadas, onde a equação diferencial [7] tem uma forma de taxa de decaimento padrão

$$\left(\frac{d\vec{M}_\perp}{dt} \right)' = -\frac{1}{T_2} \vec{M}_\perp \quad (2.19)$$

com solução

$$\vec{M}_\perp(t) = \vec{M}_\perp(0)e^{-t/T_2} \quad (2.20)$$

A equação 2.20 descreve um decaimento exponencial de magnetude $M_\perp \equiv |M_\perp|$ da magnetização transversal no sistema do laboratório e no sistema girante de coordenadas. Devido ao fato que as interações spin-spin inclui um efeito de defaseamento coletivo, no qual não há perda de energia, assim como os mesmos acoplamentos spin-rede que causam efeitos de T_1 , a equação 2.17 corresponde a uma mais alta taxa de relaxação do que 2.16. Definindo a taxa de relaxação por $R_1 \equiv \frac{1}{T_1}$ e $R_2 \equiv \frac{1}{T_2}$. Então, $R_2 > R_1$ ou $T_2 < T_1$.

Na prática, há um adicional defaseamento da magnetização introduzido pela não homogeneidade do campo externo. Esta redução no valor inicial de $M_\perp$ pode ser caracterizado pelo decaimento temporal T_2' . A taxa de relaxação total, definida como R_2^* é a soma da taxa de relaxação interna e externa $R_2^* = R_2 + R_1$. Em termos do tempo de relaxação total $T_2^* \equiv \frac{1}{R_2^*} = \frac{1}{T_2} + \frac{1}{T_2'}$. Isto sugere que na equação 2.20 devemos substituir T_2 por T_2^* , então $\vec{M}_\perp(t) = \vec{M}_\perp(\vec{r}, 0)e^{-t/T_2^*}$.

Como veremos mais tarde, a perda da magnetização transversal devido a T_2' é recuperável com a criação de um **eco**. As perdas intrínsecas de T_2 não são recuperáveis e estão relacionadas com variações locais e aleatórias do campo magnético dependente do tempo.

2.3 Equação de Imagem

Ao invés de aplicarmos um simples campo na direção $\vec{k}$, queremos submeter a nossa amostra a um campo magnético que varia no espaço, simplesmente pelo fato de que com um campo homogêneo na direção de $\vec{k}$ não seleciona determinadas regiões da amostra ele simplesmente a magnetiza por completo, ou seja, o campo principal faz com que todos os spins da amostra em questão apontem na direção preferencial deste campo e como vimos anteriormente a soma de todos esses spins nesta direção dará origem a magnetização. Esse campo magnético espacialmente variável é construído superpondo ao campo magnético estático $\vec{B}_0^z$, um campo com gradiente linear [8]:

$$\vec{G}(t)_x = \left. \frac{\partial \vec{B}_0^z}{\partial x} \right|_t, \vec{G}(t)_y = \left. \frac{\partial \vec{B}_0^z}{\partial y} \right|_t, \vec{G}(t)_z = \left. \frac{\partial \vec{B}_0^z}{\partial z} \right|_t. \quad (2.21)$$

Esses gradientes são gerados utilizando-se um conjunto de três bobinas especialmente desenhadas para produzir campo magnético paralelo a B_0 , que varia ao longo dos três eixos coordenados como ilustrado na figura 2.2.

Figura 2.2: Em (a) temos o gradiente G_x , em (b) o gradiente G_y e em (c) o gradiente G_z .

Então,

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = B_0 + \vec{r} \cdot \vec{G}(\mathbf{t}) \quad (2.22)$$

o que fornece

$$\Omega(\vec{r}, t) = \Omega_0 + \gamma \vec{r} \cdot \vec{G}(\mathbf{t}). \quad (2.23)$$

Levando em conta que Ω é agora uma função de $\vec{\mathbf{r}}$ e t , a fase $\Theta(\vec{\mathbf{r}}, t)$ acumulada por um determinado voxel de magnetização $\vec{\mathbf{M}}$ em um tempo t após a excitação é dada por

$$\Theta(\vec{\mathbf{r}}, t) = \int_0^t \Omega(\vec{\mathbf{r}}, t') dt' = \Omega_0 t + \vec{\mathbf{r}} \gamma \int_0^t \vec{\mathbf{G}}(t') dt', \quad (2.24)$$

e redefinindo $\mathbf{k}$ por sua expressão mais geral,

$$\vec{\mathbf{K}}(t) = \gamma \int_0^t \vec{\mathbf{G}}(t') dt' \quad (2.25)$$

obtemos para a equação 2.24, agora no sistema girante de coordenadas,

$$\Theta(\vec{\mathbf{r}}, t) = \vec{\mathbf{r}} \cdot \vec{\mathbf{K}}(t) \quad (2.26)$$

que nos permite escrever para o sinal demodulado, a expressão

$$S(\vec{\mathbf{K}}(t)) \cong \int_V M_0(\vec{\mathbf{r}}) \cdot \mathbf{e}^{i\vec{\mathbf{r}} \cdot \vec{\mathbf{K}}(t)} d\mathbf{r}^3 \quad (2.27)$$

Isto diz-nos que a densidade de spin $M_0(\vec{\mathbf{r}})$ é a **Transformada de Fourier complexa** de $S(\vec{\mathbf{K}})$.

2.3.1 Espaço - $\vec{\mathbf{K}}$

Analisando a equação 2.27 percebe-se que $S(\vec{\mathbf{K}}(t))$ é uma soma de termos oscilantes que tem a forma de uma transformada de Fourier [12]. Para tornar isso mais óbvio, Mansfield ([23] - [26]) introduziu o conceito de espaço vetorial recíproco, $\vec{\mathbf{K}}$, dado pela equação 2.25.

O vetor $\vec{\mathbf{K}}$ tem magnitude expressa em unidades de espaço recíproco, m^{-1} , e está claro

que o espaço $\vec{\mathbb{K}}$ pode ser varrido pela evolução temporal de um gradiente. Além disso, a direção dessa varredura é determinada pela direção do gradiente.

No formalismo do espaço $\vec{\mathbb{K}}$, utilizando o conceito de transformada de Fourier e transformada de Fourier inversa; as variáveis $\vec{r}$ e $\vec{\mathbb{K}}$ são conjugadas; $S(\vec{\mathbb{K}}(t))$ e a densidade de spin $M(\vec{r})$, são interpretações em espaços recíprocos de Fourier da mesma entidade respectivamente. Esta é a relação fundamental de imagem por NMR. Contudo, em um experimento real, o sinal observado $S(\vec{\mathbb{K}}(t))$ não será uma perfeita representação da transformada de Fourier de $M(\vec{r})$ devido a vários fatores, como por exemplo, o fenômeno de relaxação.

Na prática, o formalismo do espaço $\vec{\mathbb{K}}$ determina como adquirimos o sinal de NMR em sucessivos intervalos de tempo. Por causa disto, $S(\vec{\mathbb{K}}(t))$ é medido no domínio do tempo enquanto a transformada de Fourier, a qual produz $M(\vec{r})$, está no domínio das frequências espaciais. Conseqüentemente $M(\vec{r})$ é alguma espécie do espectro tridimensional de $S(\vec{\mathbb{K}}(t))$. Neste sentido podemos dizer que há uma correspondência entre espaço direto e frequência temporal, e espaço recíproco e tempo. Atualmente, como está claro da equação 2.25, ambos $\vec{\mathbb{G}}$ e t estão envolvidos na determinação do espaço $\vec{\mathbb{K}}$.

2.3.2 Aquisição bidimensional do sinal de NMR

Embora é possível gerar imagens volumétricas por NMR, o longo tempo de aquisição exigido e o tamanho da memória do computador recomendado é muito superior ao exigido para geração de imagens bidimensionais. Vamos supor que um corte de um objeto poderia ser seletivamente excitado. Como veremos, a seleção de uma fatia consiste da aplicação de um pulso de RF suficientemente longo e especialmente com uma forma específica na presença de um gradiente perpendicular a fatia que está sendo selecionado.

O método mais comum para obter imagem bidimensional é chamado **Spin Echo**

Bidimensional, o qual explicaremos adiante.

A figura seguinte mostra uma seqüência de eventos e a correspondente descrição da trajetória no espaço $\vec{k}$.

Figura 2.3: Um esquema da seqüência Spin Eco em (a) e o correspondência no espaço $\vec{k}$ em (b).

Imediatamente depois da excitação, todos os spins na fatia selecionada são lançados ao plano transversal e precessionam coerentemente, sendo que somente uma porção de todo o objeto é que gera o sinal.

- A condição depois da excitação está ilustrada na figura 2.3, exatamente em (a) pelo instante $t = 0$, que corresponde ao ponto **O** no espaço $\vec{k}$, figura 2.3 em (b).
- Depois desse ponto, a magnetização de cada voxel começa a evoluir na presença do gradiente de codificação de frequência, G_x e do gradiente de codificação de fase G_y . Esta evolução, que continua depois de um tempo τ , está representado na figura 2.3 em (b) pelo segmento $\overline{OA}$.
- Agora um pulso π é aplicado em $t_A = \tau$. Isto lança a magnetização de cada voxel por

180° colocando o ponto **A** na borda do domínio do espaço $\vec{\mathbb{K}}$ na posição conjugada **B**. Neste ponto o vetor $\vec{\mathbb{K}}$ tem componentes

$$K_x = -\gamma G_x \tau \quad \text{e} \quad K_y = -\gamma G_y \tau \quad (2.28)$$

e cada voxel de magnetização tem uma fase acumulada $\vec{r} \cdot \vec{K}_{yB} = -\gamma y G_y \tau - \gamma x G_x \tau$, que dá a fase inicial para uma subsequente precessão. Este processo é conhecido como período de **codificação de fase**.

- Em $t = t_B$ inicia-se o período de leitura quando somente G_x é aplicado. Isto corresponde a trajetória do segmento $\overline{BC}$ onde o sinal $S(\vec{\mathbb{K}}(t))$ é amostrado. Aqui o espaço $\vec{\mathbb{K}}$ tem componentes

$$K_x = -\gamma G_x \tau + \gamma G_x (t - \tau) \quad \text{e} \quad K_y = -\gamma G_y \tau \quad (2.29)$$

e portanto, a dependência temporal da fase da magnetização para um voxel em $(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ é dado por

$$yK_y + xK_x(t) \quad \text{ou} \quad -y\gamma G_y \tau - x\gamma G_x \tau + x\gamma G_x (t - \tau) \quad (2.30)$$

Cada voxel induzirá uma voltagem

$$s(t) = M_T(x, y) e^{-i(-y\gamma G_y \tau - x\gamma G_x \tau + x\gamma G_x (t - \tau))} \quad (2.31)$$

O sinal total de todos os voxels na fatia selecionada será o sinal de eco

$$S(t) = \int_{x,y} M_T(x, y) e^{-i(-y\gamma G_y \tau - x\gamma G_x \tau + x\gamma G_x (t - \tau))} dx dy \quad (2.32)$$

Podemos ver da equação acima que o máximo do eco ocorrerá em $t = 2\tau$ quando todos os spins na mesma coordenada $\mathbf{y}$ terá **instantaneamente** a mesma fase, independentemente de sua posição $\mathbf{x}$. Isto corresponde a condição de máxima coerência de fase dado por $K_x = 0$ para um dado K_y , e ocorre no centro de $\overline{BC}$.

A aquisição de $\mathbf{S}(t)$ neste período de leitura significa realmente a aquisição de $\mathbf{S}(K_x, K_y)$ para um valor constante K_y dado pela amplitude do gradiente de codificação de fase G_y . Então a aquisição é ao longo de uma linha horizontal no espaço $\vec{\mathbb{K}}$.

Linhas adicionais paralelas a K_x são geradas por uma nova excitação seletiva seguida pelo mesmo procedimento usando o mesmo G_x e um novo valor de G_y . Isto gerará uma nova condição de fase inicial para cada voxel, o qual dependerá da posição ao longo de $\mathbf{y}$.

O processo é repetido $\mathbf{m}$ vezes cobrindo o intervalo $(-G_{y\max}, G_{y\max})$, adquirindo o sinal de eco $\mathbf{n}$ vezes em cada ciclo de leitura. Nesta maneira, uma sequência de dados, dando $S(\vec{\mathbb{K}}(t))$ sobre uma região selecionada do espaço $\vec{\mathbb{K}}(t)$, é adquirida

$$S(K_x, K_y) = S(\gamma G_x t, \gamma G_y t_y) = \int_{x,y} M_T(x, y) e^{-i\gamma G_y y t_y} e^{i\gamma G_x x t} dx dy \quad (2.33)$$

A distribuição bidimensional da magnetização, $M(x,y)$, é então obtida pela transformada de Fourier complexa bidimensional do sinal de $\mathbf{S}(K_x, K_y)$, cujo módulo é utilizado para controlar a intensidade do pixel no instrumento de visualização e então, produzindo a imagem final da fatia selecionada.

A figura seguinte mostra de outro modo o que acontece com voxels individuais nos meios básicos descritos acima, ou seja, ao aplicarmos o gradiente G_z simultaneamente ao pulso de RF selecionamos uma fatia da amostra, percebe-se que ainda todos os spins estão precessionando com a mesma frequência angular para uma determinada posição Z na amostra. Em seguida aplica-se um gradiente G_y , codificação de fase, e fica evidente que os

spins que encontram-se na direção Y tem frequências angulares distintas devido a presença do mesmo. A presença de um último gradiente na direção X, codificação de frequências, é suficiente para finalizar a distinção das frequências de precessão e consequentemente da localização de determinadas regiões na amostra [28].

Figura 2.4: Voxels individuais na presença dos gradientes.

2.4 Excitação seletiva: seleção de fatia

A necessidade de utilizar um gradiente de campo durante o período da excitação para a seleção de um plano é óbvia porque um pulso do RF pode somente ser seletivo em frequências, e os *spins* em diferentes posições espaciais estarão excitados da mesma maneira se eles ressoam na mesma frequência. Consequentemente, para fazer um pulso de RF espacialmente seletivo, é necessário fazer com que a frequência de ressonância dos *spins* sejam dependentes da posição, ou mais desejável, que variem linearmente ao longo ao longo da direção da seleção do plano. Uma maneira simples contudo efetiva de realizar isto é aumentar o campo homogêneo B_0 com um gradiente de campo linear durante o período da excitação. Tal campo do gradiente de campo é chamado GRADIENTE DE SELEÇÃO DE PLANO[10].

Nós queremos selecionar um fino corte na amostra e para fazer isso, aplicaremos um campo magnético na direção z simultaneamente com a aplicação do pulso de RF seletivo.

Para um corte de espessura (Δz) , a frequência de Larmor através da fatia varia de

$\Omega_0 - \Delta\Omega$ à $\Omega_0 + \Delta\Omega$, onde $\Delta\Omega = \frac{\gamma G_z \Delta z}{2}$ [9].

É possível construir o sinal $B_x(t)$ consistente com uma distribuição uniforme de frequências entre $\Omega_0 - \Delta\Omega$ e $\Omega_0 + \Delta\Omega$, tal que todos os prótons estão excitados na fatia de espessura $\pm \frac{\Delta z}{2}$. Seja $\mathbf{A}$ a amplitude de $B_x(t)$ no intervalo $(\Omega, d\Omega)$. Fazendo a transformada real de Fourier dessa amplitude constante:

$$B_x(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{\Omega_0 - \Delta\Omega}^{\Omega_0 + \Delta\Omega} A \cos(\Omega t) d\Omega = \overbrace{\frac{A\Delta\Omega}{\pi} \frac{\sin(\Delta\Omega t)}{\Delta\Omega t}}^{B_1(t)} \cos(\Omega_0 t) \quad (2.34)$$

Isto tem a forma $B_x(t) = B_1(t) \cos(\Omega_0 t)$. O ângulo φ através do qual os spins são nutados é:

$$\varphi = \int_{-\infty}^{\infty} \Omega_1(t) dt = \frac{\gamma}{2} \int_{-\infty}^{\infty} B_1(t) dt = \frac{\gamma A \Delta\Omega}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin(\Delta\Omega t)}{\Delta\Omega t} dt = \frac{\gamma A}{2} \quad (2.35)$$

Para um pulso $\frac{\pi}{2}$, $\mathbf{A} = \frac{\pi}{\gamma}$. A amplitude máxima de $B_1(t)$ é:

$$\frac{A\Delta\Omega}{\pi} = \frac{\Delta\Omega}{\gamma} = \frac{G_z \Delta z}{2} \quad (2.36)$$

Depois que o gradiente é aplicado, as componentes transversais dos spins em diferentes valores de $\mathbf{z}$ na fatia precessionam em diferentes velocidades angulares e conseqüentemente com diferentes fases. Portanto, é necessário aplicar um gradiente G_z de oposto sinal depois que o pulso $\frac{\pi}{2}$ é finalizado, para colocar os spins na mesma fase precedente ao pulso de RF, isto é, quando o gradiente é removido, todos os spins na fatia precessionam na frequência de Larmor no plano (x,y).

O aumento da intensidade do gradiente de seleção implica em uma maior variação de frequências de Larmor em função da posição ao longo do mesmo. Então, para um dado pulso de RF de espessura $\Delta\Omega$, o aumento da intensidade do gradiente de seleção resultará

Figura 2.5: Efeito da intensidade do gradiente de seleção.

na diminuição da espessura do plano Δz , figura 2.5. [15]

Capítulo 3

Imagens Eco Planares

3.1 Introdução

A característica principal das sequências EPI (Echo Planar Imaging) e SEPI (Spiral Echo Planar Imaging) é a existência de um único pulso de excitação e uma varredura rápida do espaço - $\mathbb{K}$. Essas sequências são limitadas pelo T_2^* , ou seja, o tempo de duração dessas sequências tem que ser da ordem de T_2^* (Apêndice A).

Ao programar essas sequências, as variáveis temporais que foram definidas no Setup são permitidas pelo Hardware, mas nem sempre são permitidas pelas bobinas de gradiente. Portanto, para compensar as limitações impostas pelo magneto devemos esperar imagens com pobre resolução.

Imagens clínicas por NMR normalmente demoram para serem obtidas, a intenção é utilizar sequências rápidas para que tenhamos economia de tempo e que no futuro seja possível obter imagens funcionais por NMR, gases hiperpolarizados, imagem de fluxo e imagem de órgãos que tenham movimento próprio.

Em princípio, neste capítulo trataremos das sequências EPI e SEPI separadamente especificando nos parâmetros, forma dos gradientes e limitações das sequências.

3.2 EPI

3.2.1 Parâmetros e limitações

A primeira proposta de uma técnica de aquisição rápida (**ECHO PLANAR IMAGING, EPI**) deve-se a Mansfield (1977) [27]. Utilizando o chaveamento rápido dos gradientes, conforme ilustrado na figura 3.1, Mansfield conseguiu gerar uma seqüência de vários ecos adquiridos sequencialmente, amostrando a função sinal 2.27 com uma trajetória retangular no espaço $\vec{k}$ como mostra a figura 3.4. A imagem era obtida mediante uma TF bidimensional, com formulação cartesiana. Essa técnica, apesar de rápida, apresenta alguns inconvenientes quanto à implementação e à simetria na resolução, devido ao fato de sua PSF (Apêndice A) não atuar isotropicamente na imagem (figura 3.2) [30].

Figura 3.1: Diagrama de pulsos associado à técnica EPI. Até $t = 0$ temos a etapa de seleção de planos e geração do eco ($t = 0$ é o máximo do eco). Nesse instante um gradiente G_y é aplicado continuamente em conjunto com um gradiente G_x chaveado rapidamente entre $+G_x$ e $-G_x$. Os sinais são adquiridos continuamente durante um tempo $T_D \leq T_2^*$. Esses gradientes têm o efeito de criar uma trajetória em zigue-zague, que varre o domínio de $S(k(t))$ num reticulado aproximadamente cartesiano.

Na relação A.13 no Apêndice A, poder-se-ia aumentar indefinidamente o valor do gradiente G_x para ter o valor de t_{max} diminuído até que satisfaça qualquer condição de resolução. Acontece que t_{max} está também limitado inferiormente, por questões práticas, pelo intervalo de tempo entre aquisições. Quando se registra $S(K)$, são feitas N_x aquisições

Figura 3.2: (a) *Point Spread Function* para a técnica de *Echo Planar Imaging* (EPI) e em (b) *Point Spread Function* para a técnica de *Spiral Echo Planar Imaging* (SEPI).

em intervalos de tempo determinados por

$$\delta t = \frac{t_{max}}{N_x} \quad (3.1)$$

Supondo que L_x deve ser o tamanho do domínio necessário e suficiente para representar $M(x)$, dizemos que N_x deve ser expresso de maneira ótima por

$$N_x = \frac{L_x}{\delta x} \quad (3.2)$$

se for maior, estaremos representando pontos desnecessários e se for menor, estaremos perdendo informação.

Num exemplo real, onde uma amostra linear de $14cm$ de comprimento é submetida à experiência de imagens, podemos representá-la por 590 pontos (nas condições de $\gamma = 4257 \frac{Hz}{Gauss}$, $G_x = 1 \frac{Gauss}{cm}$ e $t_{max} = 10ms$). Isso representa fazer 590 aquisições num intervalo de tempo de 10 ms, ou seja, $\delta t = 17\mu s$. A maioria dos sistemas de aquisição de dados é capaz de digitalizar sinais nessa taxa. Se considerarmos o caso em que a máxima taxa de digitalização seja uma a cada $50\mu s$, teremos duas soluções a escolher, desde que satisfaçam

a condição de Nyquist no Apêndice C,

$$L_x = N_x \delta x = \frac{1}{\gamma G_x \delta t} \quad (3.3)$$

Uma delas é aumentar t_{max} e a outra é diminuir o número de pontos amostrados. Levando em conta outros fatores, como o tempo de processamento, espaço disponível para armazenamento de dados, etc. (Cap. 4), consideramos razoável diminuir o número de pontos para 256. Aliás, esse número representa uma resolução relativa de 0.4 % considerada boa na maioria dos casos. Diminuir N_x mantendo o valor de t_{max} próximo do anterior ($t_{max} = 256 \times 50\mu s = 12,8ms$) implica em ter-se $\delta x = 0,18mm$, insuficiente portanto, para que o domínio $N_x \delta x = 4,7cm$ possa representar $M(x)$ (essa condição é conhecida como **aliasing** (Apêndice B)). A solução é diminuir G_x , o único fator que resta multiplicando δt e que pode ser modificável. Diminuindo G_x de um fator de 3 aproximadamente, teremos como números finais, que satisfazem a condição 3.3, os valores

$$\left. \begin{array}{lcl} N_x & = & 256 \\ t_{max} & = & 12,8ms \\ \delta t & = & 50\mu s \\ \delta x & = & 0,55mm = 0,055cm \end{array} \right\} \Rightarrow L_x = 14,08cm \quad (3.4)$$

Resumindo, se não estamos limitados pelo sistema de aquisição, poderemos aumentar G_x e diminuir t_{max} até que consigamos uma condição satisfatória ($t_{max} \ll T_2, T_2^*$).

Uma questão que aparece rotineiramente é como escolher adequadamente os valores dos parâmetros N_x , N_y , G_x , G_y , t_x , t_y , etc.. A análise dos parâmetros associados à digitalização (leitura) foi feita anteriormente nesse capítulo. Uma análise análoga a essa pode ser feita levando-se em conta o gradiente de codificação de fase G_y . Digamos que o

tamanho do domínio de $M(x,y)$ necessário e suficiente para representar adequadamente a imagem na direção y seja L_y . Isso quer dizer que a máxima dimensão y do objeto analisado deve ter um valor menor, porém próximo de L_y para que se aproveite adequadamente o campo de vista. Por outro lado, a máxima resolução permitida determinada indiretamente pelo valor de T_2^* , é dada por

$$\Delta y = \frac{1}{\gamma G_y^{max} T_2^*} \quad (3.5)$$

Aqui também devemos satisfazer a condição

$$\Delta y \ll \delta y = \frac{1}{\gamma G_y^{max} t_y} \quad (3.6)$$

ou seja, que t_y seja muito menor que T_2^* , para minimizar a atenuação do fator e^{-t_y/T_2^*} .

Assim, o número de pontos utilizados para representar satisfatoriamente a função $M(x,y)$ na direção y será

$$N_y = \frac{L_y}{\delta y} \quad (3.7)$$

O único fator que limita uma redução indefinida de t_y é o valor de G_y^{max} .

Admitindo que podemos variar desde $-G_y^{max}$ até $+G_y^{max}$, em N_y passos, o incremento de G_y , δG_y , será então

$$\delta G_y = \frac{2G_y^{max}}{N_y} \quad (3.8)$$

e deve satisfazer a condição de Nyquist

$$L_y = N_y \delta y = \frac{1}{\gamma \delta G_y \delta t_y} \quad (3.9)$$

ou seja, δG_y tem um valor máximo limitado pelo tamanho do domínio $N_y \delta y$.

A escolha dos fatores adequados não está vinculada apenas a quesito relacionado à

resolução. Um dos fatores determinantes no número de valores de G_y , N_y é o tempo de aquisição total da imagem. Como vimos, G_y deve ser variado N_y vezes para que N_y ecos sejam adquiridos antes de se processar a imagem. Considerando uma amostra de 14 cm como anteriormente, teremos $\delta y = 1,1mm$ (3.7). Com um valor de gradiente $G_y = 2 \frac{Gauss}{cm}$, teremos $\delta G_y = 31 \frac{mGauss}{cm}$ (3.8) e portanto, $t_y = 5,4ms$ (3.9).

Se por algum motivo quizermos, por exemplo, diminuir pela metade o número de pontos, deveremos fazê-lo de forma que satisfaça a equação 3.9. Para que seja mantido constante o produto $N_y \delta y$, δy deve dobrar¹. Consequentemente, podemos ou dobrar δG_y (para satisfazer $N_y \delta y = 2G_y^{max}$) e reduzir à metade t_y , ou simplesmente reduzir G_y^{max} à metade. Das duas, a primeira alternativa é melhor porque caminha na direção de melhorar a resolução absoluta (apesar de estarmos diminuindo a resolução relativa para 1,6%) [17].

3.2.2 Forma dos Gradientes

A figura 3.3 mostra a sequência EPI exatamente como aparece no osciloscópio, ou melhor, o Hardware interpreta o programa em Visual C e transforma os comandos lá digitados em sinal digital.

Especificar-me-ei apenas nos gradientes, deixando detalhes de Hardware e Software para o próximo capítulo. Sobre os mesmos, pretendo explicar as informações implícitas no sombreamento dos gradientes que aparece na figura 3.3.

¹Lembre-se que $N_y \delta y$ é o tamanho do domínio de $M(x,y)$ na direção y e que sempre deve conter $M(x,y)$

Figura 3.3: Seqüência EPI.

Figura 3.4: Espaço $\vec{k}$ da seqüência EPI.

A relação principal que devemos ter em mente para entender esse capítulo é a relação

2.25. Escrevendo essa equação para o gradiente G_x :

$$\vec{K}_x = \gamma \int_0^{t_x} \vec{G}_x(t) dt = \gamma G_x t_x \hat{x} \quad (3.10)$$

Podemos fazer algumas observações:

- A equação 3.10 é uma integral e como toda integral ela calcula a área sob o gradiente constante, o qual permanece ligado por um tempo t_x . A relação 2.26 escrita para o gradiente em questão

$$\theta(x, t) = x\gamma \int_0^{t_x} \vec{G}_x(t) dt = x\gamma G_x t_x \hat{x} \quad (3.11)$$

diz-nos que ao aplicarmos um gradiente na direção X, o mesmo produz uma fase que acumula-se após o término da aplicação do gradiente depois do tempo t_x . Esse tempo t_x é dado pela soma dos parâmetros **pg6**, **pg7** e **pg6** que são os tempos de duração do gradiente nos segmentos 5,6 e 7 respectivamente e a recuperação (g_read) não necessariamente precisa ser da mesma duração temporal e conseqüentemente da mesma amplitude, pois o gradiente inicial serve para irmos até a borda do espaço $\mathbb{K}$ portanto, devemos utilizar o máximo gradiente que o magneto pode suportar. Nessa recuperação (g_read), o tempo de duração desse gradiente é dado pelos parâmetros **pg6**, **pg8** e **pg6** nos segmentos 8, 9, 10 e esse gradiente é responsável pela aquisição da primeira linha do espaço $\mathbb{K}$ como mostra a figura 3.4. Para cada posição X, após t_x , os spins nessa direção precessionarão com frequência de Larmor, mas com uma fase acumulada² dada pela relação 3.11.

- O cálculo da área abaixo do gradiente pode ser calculado ou pela relação 3.10 ou como a função $G_x(t)$ é uma função simples e com forma trapezoidal, podemos simplesmente calcular a área de um trapézio como mostra a figura 3.5.

Cálculo da área:

$$A = \frac{(2l_samples \cdot dwell + t_rise) * g_read}{2}$$

²No site <http://www.cis.rit.edu/htbooks/mri/> há várias animações e ilustrações que exemplificam esse fato.

Figura 3.5: Gradiente de leitura.

$$= (l_samples \cdot dwell + t_rise/2) * g_read \quad (3.12)$$

$$\begin{aligned} B &= -\frac{(2t_prep + 2t_rise) * g_prep}{2} \\ &= -(t_prep + t_rise) * g_prep \end{aligned} \quad (3.13)$$

Fazendo $A = B$ e isolando g_prep :

$$g_prep = -\frac{(l_samples \cdot dwell + t_rise/2) * g_read}{t_prep + t_rise} \quad (3.14)$$

O g_read é dado por, utilizando a condição de Nyquist:

$$g_read = \frac{1}{\gamma * dwell * fov_read} \quad (3.15)$$

Todas essas variáveis e equações foram definidas no programa SETUP (Cap. 4).

Percebe-se que ao aumentarmos indefinidamente os tempos t_prep e t_rise a amplitude do gradiente de preparação (g_prep) DIMINUI e se fizermos o contrário, diminuirmos indefinidamente os tempos t_prep e t_rise , a amplitude do gradiente AUMENTA. Como veremos no próximo capítulo, o processo de aumentar ou

diminuir indefinidamente não pode ser executado por limitações de Hardware.

- A princípio, na figura 3.3, o instante t' , pelo processo de compensação de áreas, é exatamente o mesmo instante $t = 2\tau$ na subseção 2.3.2 exatamente na página 20. Correspondentemente no espaço $\vec{\mathbb{K}}$ é o ponto onde temos a condição de máxima coerência de fase dado por $K_x = 0$ para um dado K_y , como mostra a figura 3.4. Portanto, nesse instante devemos ter o máximo do eco.

O gradiente G_y não é constante como G_x e para calcular a área abaixo do mesmo devemos parametrizar a curva para que ela satisfaça as seguintes condições:

- Em $t = 0$ a função deve ser nula.
- Em $t = \frac{t_y}{2}$ a função deve ser máxima.
- Em $t = t_y$ a função novamente deve ser nula.

A escolha da função deve ser adequada para minimizarmos o efeito de *Eddy Currents*[21], que são correntes induzidas que aparecem no magneto devido a rápidas variações do gradiente. Uma função suave e comportada que satisfaz as condições acima é:

$$f(t) = g_phas_step * \sin\left(\frac{\pi t}{t_y}\right) \implies \begin{cases} p/ \ t = 0 & \longrightarrow \sin 0 = 0 \\ p/ \ t = \frac{t_y}{2} & \longrightarrow \sin \frac{\pi}{2} = 1 \\ p/ \ t = t_y & \longrightarrow \sin \pi = 0 \end{cases} \quad (3.16)$$

Um gráfico desta função é mostrado abaixo.

Observe que essa função é um gradiente de amplitude g_phas_step com duração t_y .

Essa duração temporal é dado pelo parâmetro **pg9**. O cálculo da área pode ser feito

Figura 3.6: Gradiente de codificação de fase.

utilizando a seguinte relação:

$$\vec{K}_y = \gamma \int_0^{t_y} \vec{G}_y(t) dt = \gamma A \quad (3.17)$$

onde $\vec{G}_y(t) = f(t)\hat{y}$. Logo

$$\begin{aligned} A &= \int_0^{t_y} f(t) dt = \int_0^{t_y} g_phas_step * \sin\left(\frac{\pi t}{t_y}\right) dt = \\ &= -\frac{g_phas_step * t_y}{\pi} \cos\left(\frac{\pi t}{t_y}\right) \Big|_0^{t_y} = \frac{2g_phas_step * t_y}{\pi} \end{aligned} \quad (3.18)$$

Utilizando a condição de Nyquist e isolando g_phas_step :

$$A = \frac{1}{\gamma fov_phas} \Rightarrow g_phas_step = \frac{\pi}{2t_y \gamma fov_phas} \quad (3.19)$$

Com o gradiente G_x sozinho (g_prep) não é suficiente para sairmos do centro do espaço $\mathbb{K}$ e irmos para a borda inferior à esquerda como mostrado na figura 3.4, isso só é possível se um gradiente G_y for aplicado simultaneamente à G_x como mostra a figura 3.3. Esse gradiente tem amplitude dada por:

$$g_phas_max = -\frac{(n_ph_enc * g_phas_step)}{2} \quad (3.20)$$

Se a amplitude g_phas_max for igual a g_prep , percorreremos uma linha retilínea que faz um ângulo de 45° com o eixo K_x negativo no espaço $\vec{\mathbb{K}}$, mas isso não é tão importante e sim utilizarmos o máximo gradiente possível para tentarmos adquirir o maior número de pontos afastados (*freqüências altas*) do centro do espaço $\vec{\mathbb{K}}$ (Apêndice B).

Como disse, o processo para o cálculo da área é similar para G_z como mostra a figura:

Figura 3.7: Gradiente de seleção.

Cálculo da área:

$$\begin{aligned}
 A &= \frac{(2t_pulse + t_rise) * g_sel_90}{2} \\
 &= (t_pulse + t_rise/2) * g_sel_90
 \end{aligned} \tag{3.21}$$

$$\begin{aligned}
 B &= -\frac{(2t_prep + 2t_rise) * g_refoc}{2} \\
 &= -(t_prep + t_rise) * g_refoc
 \end{aligned} \tag{3.22}$$

Fazendo $A = B$ e isolando g_refoc :

$$g_refoc = -\frac{(t_pulse + t_rise/2) * g_sel_90}{t_prep + t_rise} \tag{3.23}$$

O g_{sel_90} é dado por:

$$g_{sel_90} = \frac{pul_spec_width}{\gamma * d_width} \quad (3.24)$$

o qual depende da largura espectral do pulso seletivo (pul_spec_width) e da espessura do plano que queremos selecionar na amostra (d_width).

3.3 SEPI

3.3.1 Parâmetros e limitações

A técnica de aquisição rápida que apresenta mais vantagens tanto do ponto de vista experimental quanto da interpretação das imagens foi proposta pelo grupo Sul Coreano chefiado por Z. H. Cho (1986), como mostra a figura 3.8[30].

Figura 3.8: A esquerda a seqüência de pulsos para a técnica SEPI e a direita uma ilustração do intervalo de aquisição radial da SEPI e as direções angulares e simetria conjugada.

Os principais objetivos dessa técnica são: acelerar o processo de aquisição de dados através de uma varredura única do espaço $\vec{k}$ ao tempo comparável com T_2^* e contornar as dificuldades impostas pela anisotropia da PSF relacionada a técnica anteriormente descrita.

Sua formulação é essencialmente bidimensional pela própria natureza da trajetória em

espiral que a caracteriza. Segue então que com a excitação de uma fatia de coordenadas $z = z_0$, a função sinal $S(\vec{\mathbb{K}})$ passa a ser definida pela equação 2.27,

$$S(\vec{\mathbb{K}}(t)) \propto e^{-\vec{\mathbb{K}}(t)/\gamma GT_2} \int_{x,y} M(x,y) e^{i\vec{r} \cdot \vec{\mathbb{K}}(t)} dx dy \quad (3.25)$$

Devemos buscar uma trajetória no espaço $\vec{\mathbb{K}}$ ao longo da qual deve ser feita a amostragem da função sinal $S(\vec{\mathbb{K}})$, que seja circularmente simétrica para evitar um dos maiores problemas que ocorre na EPI. Nessa técnica, durante a aquisição de dados, a trajetória em zigue-zague mostra claramente que os últimos ecos são mais afetados pelo decaimento com T_2^* , resultando numa resolução mais pobre na direção $\mathbf{y}$, caracterizada pela PSF relacionada à técnica (figura 3.2).

Uma trajetória circularmente simétrica, porém, discreta, pode ser obtida com um par de pulsos de gradiente senoidais, em quadratura de fase, gerando círculos concêntricos de raios regularmente incrementados $K_r(t)$ e descritos por

$$K_x(t) = \overbrace{\gamma \alpha_1 t}^{K_r(t)} \sin(\alpha_2 t + \varphi) \quad (3.26)$$

$$K_y(t) = \overbrace{\gamma \alpha_1 t}^{K_r(t)} \cos(\alpha_2 t + \varphi) \quad (3.27)$$

Essas equações descrevem uma trajetória espiralada (figura 3.10). A dependência temporal dos gradientes (figura 3.9), necessários à geração dessa trajetória é então obtida invertendo-se as equações 3.26 e 3.27

$$G_x(t) = \frac{1}{\gamma} \frac{dK_x(t)}{dt} = \alpha_1 \sin(\alpha_2 t + \varphi) + \alpha_1 \alpha_2 t \cos(\alpha_2 t + \varphi) \quad (3.28)$$

$$G_y(t) = \frac{1}{\gamma} \frac{dK_y(t)}{dt} = \alpha_1 \cos(\alpha_2 t + \varphi) - \alpha_1 \alpha_2 t \sin(\alpha_2 t + \varphi) \quad (3.29)$$

Essa trajetória guarda estreita relação com a trajetória de círculos concêntricos e

permite cobertura isotrópica e completa do alcance de frequências espaciais de interesse. Na figura 3.2, pode-se observar que PSF aplicável a essa técnica mostra uma filtragem nas frequências espaciais com simetria cilíndrica, dependendo apenas de $|\vec{k}(t)|$ (dependência radial).

Figura 3.9: Sequência SEPI.

Os valores explícitos de α_1 e α_2 podem ser encontrados por considerando a exigência na aquisição imposto pelo critério de Nyquist e escolhendo um número inteiro de aquisições radiais. Assumindo que há n_θ aquisições por rotação e n_r aquisições radiais as quais satisfazem o critério de Nyquist (Apêndice C).

De 3.26 e 3.27,

$$K_r(t) = \gamma\alpha_1 t \quad (3.30)$$

$$\theta(t) = \alpha_2 t + \varphi \quad (3.31)$$

Portanto, pode ser visto que α_1 representa a amplitude do gradiente, α_2 a frequência angular e φ é uma fase.

O objetivo de introduzir essa fase φ nos gradientes oscilatórios é de deslocá-la de maneira que a nova trajetória cubra a região no espaço $\vec{\mathbb{K}}$ não amostrada, aumentando-se efetivamente o valor de n_r e a resolução radial sem que se sinta o efeito de T_2^* (figura 3.10). Isso aumenta o tempo total de aquisição, mas para um valor ainda bem menor que o das técnicas convencionais.

Usando um argumento trigonométrico simples, α_2 pode ser encontrado como segue [14]. Uma completa cobertura angular de um período da espiral é definida por

$$2\pi = n_\theta \Delta\theta \quad (3.32)$$

O termo α_2 é dado como a frequência angular da cobertura do espaço $\vec{\mathbb{K}}$. Isto é, desde que um ângulo $\Delta\theta$ é percorrido em um intervalo temporal Δt , a frequência angular α_2 é dada por

$$\alpha_2 \equiv \frac{\Delta\theta}{\Delta t} = \frac{2\pi}{n_\theta \Delta t} \quad (3.33)$$

Da definição, ΔK_r é a distância entre dois pontos no espaço $\vec{\mathbb{K}}$ na direção radial, cujo valor da correspondente separação θ é exatamente 2π . De 3.30 e 3.31, isto implica que

$$\Delta K_r \equiv K_r|_{t=t'+2\pi/\alpha_2} + K_r|_{t=t'} =$$

$$= \gamma \alpha_1 n_\theta \Delta t \quad (3.34)$$

Usando a condição de Nyquist na direção radial (Apêndice C),

$$\Delta K_r = \frac{1}{L} \quad (3.35)$$

onde L é o diâmetro do FOV circular. Agora, α_1 é isolado da relação 3.34 e 3.35 a ser

$$\alpha_1 = \frac{1}{\gamma L n_\theta \Delta t} \quad (3.36)$$

Como esperado, α_1 tem unidade de gradiente. Destes resultados, o tempo total de aquisição e a máxima amplitude de gradiente exigida pode ser encontrado. O tempo total de aquisição é o produto do número de pontos amostrados e o intervalo de aquisição desde que os dados são coletados continuamente

$$T_D = n_r n_\theta \Delta t \quad (3.37)$$

Desde que a intensidade do gradiente está aumentando por todo o experimento, o máximo gradiente ocorre no final do período de aquisição (quando $\alpha_2 t = 2\pi$) e³

$$G_{y,max} = \alpha_1 \alpha_2 T_D = \frac{2\pi n_r}{n_\theta \gamma L \Delta t} \quad (3.38)$$

A escolha de qual gradiente, G_x ou G_y , tem o máximo depende da específica aquisição empregada. No entanto, ambos os gradientes tem aproximadamente amplitudes idênticas, desde que o máximo somente ocorre um quarto de período distante.

³ G_y é máximo no final da aquisição, enquanto G_x é zero. G_x alcança a amplitude máxima em um quarto do período mais tarde.

3.3.2 Forma dos Gradientes

Do segmento 1 ao 7, a seqüência SEPI é exatamente idêntica a EPI exceto pela ausência dos gradientes G_x e G_y que fazem a preparação (g_prep) e aquisição (g_read) desta à iniciar-se na borda do espaço $\vec{\mathbb{K}}$. Na SEPI, como percebe-se da figura 3.9, os gradientes G_x e G_y existentes na EPI não são necessários, pois a aquisição inicia-se do centro do espaço $\vec{\mathbb{K}}$.

Uma das formas para produzir esses gradientes que além de oscilarem, aumentam de amplitude, dado pelas relações 3.28 e 3.29 e pelas relações 3.25 e 3.26 produzem a espiral no espaço $\vec{\mathbb{K}}$ mostrada na figura 3.10, pode ser realizado utilizando uma tabela que contenha a função sin, outra que contenha uma rampa linear crescente e em seguida fazer uma multiplicação entre essas duas funções para produzir uma terceira que seja idêntica a apresentada na figura 3.9.

Outra forma seria fazer a multiplicação da variável α_1 , a qual tem unidade de gradiente, pela função:

$$\sin(\alpha_2 t + \varphi) + \alpha_2 t \cos(\alpha_2 t + \varphi)$$

ou melhor, numa tabela temos o valor da amplitude α_1 e em outra a função acima.

A terceira forma é complicada, pois como existe funções para produzir, por exemplo, uma rampa crescente ou decrescente, poderíamos criar os códigos de uma função que automaticamente produzisse o gradiente em questão e ainda contivesse variáveis que controlasse a duração temporal do mesmo, a velocidade angular da oscilação, amplitude e fase.

As três formas são possíveis para fazer a programação, mas a segunda foi a que tive menos dificuldade. E essa foi a forma que propus e implementei, já que o tempo total de aquisição dado por 3.37 é calculado supondo que os dados são coletados continuamente,

como procede neste caso.

Temos duas propriedades das relações 3.28 e 3.29:

- Para $\varphi = 0$, $G_x(t = 0) = 0$ e $G_y(t = 0) = \alpha_1$. Isso implica em um problema, pois em $t = 0$ G_x inicia-se em zero e G_y em uma determinada amplitude. Um gradiente que antes desligado passa depois de ligado já com uma amplitude α_1 , tem uma variação muito rápida (*step*) e isso provoca *Eddy Currents*[21] refletindo em artefatos na imagem. Esse *step* no gradiente exatamente no instante $t = 0$ não afeta a trajetória em espiral no espaço $\vec{\mathbb{K}}$, mostrada na figura 3.10, pois as variáveis K_y e K_x são integrais e nesse instante a área abaixo de um único ponto é nula.
- Para $\varphi = 0$, $G_x^{max}(t = T_D) = \alpha_1 \alpha_2 T_D$ e $G_y(t = T_D) = \alpha_1$. Percebe-se que G_y tem uma amplitude menor que G_x^{max} , pois G_y atingiu a amplitude máxima antes de G_x^{max} já que G_y iniciou-se antes de G_x . Isso indica que as duas funções são DEFASADAS em $\frac{1}{4}$ do período da espiral. O período é considerado o tempo entre um ponto no espaço $\vec{\mathbb{K}}$ com o próximo na direção radial, dando uma volta completa.

Capítulo 4

Hardware, Software e Limitações

4.1 Introdução

O módulo espectrômetro AN9100 da Analogic é o coração do sistema, tendo toda responsabilidade na geração, excitação, recepção e digitalização dos sinais em tempo real, envolvidas na obtenção das imagens.

A seguir tem-se uma lista das funções desempenhadas pelo AN9100:

- Geração das formas de onda utilizadas nos gradientes X, Y e Z.
- Geração e modulação da RF, tanto em AM como em FM.
- Detecção da RF em fase e quadratura.
- Digitalização dos sinais demodulados em 16 bits.
- Armazenamento temporário dos dados.
- Geração de eventos em tempo real e sincronização dos outros módulos.

O AN9100 é formado por um conjunto de placas inteligentes, interligadas através de um duto padrão (VMEBUS), contendo um mestre denominado controlador que é constituído por um microprocessador MC68010 da Motorola; todas as funções do AN9100 são

supervisionadas por esse controlador [18]. Para a geração dos gradientes é utilizado outro microprocessador o TMS32010 da Texas, próprio para o processamento de sinais; outro TMS32010 é encarregado da geração da modulação.

Neste capítulo, apresentar-se-á os princípios de programação do módulo espectrômetro AN9100 e do software, responsáveis pela geração dos sinais necessários ao tomógrafo e controlar os módulos de hardware para funcionarem de forma integrada.

Com a finalidade de entender melhor a programação AN9100, dar-se-á um descrição dos submódulos que formam o AN9100.

Um diagrama simplificado do AN9100 é apresentado na figura abaixo.

Figura 4.1: Diagrama em Blocos do AN9100.

4.2 Descrição do Módulo Espectrômetro (AN9100)

4.2.1 Unidade Central de Processamento - CPU

A CPU principal é ilustrada na figura acima, a qual é formada por um processador MC68010 de 16 bits da Motorola, com *clock* de 10MHz, síncrono com o *clock* do sistema, 16 KBytes de ROM e 256 KBytes de RAM dinâmica.

Todos os submódulos do AN9100 são conectados a CPU principal através do duto padrão VME e mapeados na memória deste, dessa forma cada submódulo apresenta-se a CPU com um ou mais registros como se fossem memórias.

A CPU principal tem como funções básicas a verificação e inicialização de todo o sistema, bem como o carregamento dos programas necessários a ela e aos outros submódulos. Durante a fase de execução dos programas a CPU tem a função de supervisionar e auxiliar o resto do sistema, principalmente o seqüenciador (TS), visto que esse não possui *inteligência*.

4.2.2 Seqüenciador - TS

O seqüenciador ou *Timing Sequencer*(TS) tem como função gerar as seqüências de eventos em tempo real, necessários à sincronização da geração de gradientes, RF, moduladores e sistema de aquisição de dados. O mesmo é composto por uma memória de 8 KBytes e circuitos de controle. Esta memória armazena os eventos que devem ser gerados em ordem sequencial e o tempo de duração de cada um desses eventos (segmentos). A capacidade da mesma permite 1024 eventos, podendo cada um durar de $1\mu s$ a 16 seg, com incrementos de $1\mu s$. O circuito de controle contém registradores que permitem repetições (n vezes) de apenas um determinado conjunto de eventos, criando assim um *loop*, o qual é chamado de *loop por hardware*. Os *loops por software* são criados com o auxílio de interrupções do MC68010. O circuito de controle possui ainda um sinal de parada (*stop*), o qual mantém o seqüenciador no mesmo evento a espera de um pulso externo (*resume externo*) ou da mudança do bit (*resume internal*) no registrador do circuito de controle, para que o seqüenciador possa avançar para o próximo evento. Esse sinal é utilizado, por exemplo, durante as aquisições de imagens do coração, sincronizando a seqüência com o *trigger* cardíaco.

A seqüência de eventos é formada por um conjunto de 32 bits, interligados aos outros submódulos, permitindo ao TS controlar praticamente todo o AN9100. Esses 32 bits são distribuídos em:

- Bit 0 à 8 - Destinados ao usuário.
- Bit 9, 20, 23 à 26 - Reservados.
- Bit 10 à 13 - Atenuadores de RF.
- Bit 14 - Habilitação da RF.
- Bit 15 - Usado para testes do Receptor.
- Bit 16 - Habilitação da geração dos gradientes.
- Bit 17 - Habilitação da geração dos gradientes.
- Bit 18 e 19 - Controle da fase da RF.
- Bit 21 - *Reset* da fase da RF.
- Bit 22 - Habilitação dos conversores A/D.
- Bit 27 à 29 - Interrupção da CPU principal (MC68010).
- Bit 30 - Repetição.
- Bit 31 - Parada *Stop*.

O MC68010 carrega os eventos na memória do TS e envia um sinal de disparo para iniciar sua execução porém, a partir desse momento a CPU perde acesso a memória do TS, dessa forma os eventos só podem ser modificados se o TS for reinicializado com a parada da seqüência em andamento.

4.2.3 Geração dos Gradientes

O gerador de gradientes tem como função fornecer em tempo real as formas de onda utilizadas para estabelecer os gradientes de campo magnético nas três direções X,Y,Z, utilizados (juntamente com a modulação da RF) na seleção e codificação dos planos na RM.

No AN9100 essa tarefa é feita por um processador de sinais da *Texas Instrument* TMS32010 de 16 bits com *clock* de 20 MHz, também sincronizado com o sistema através de um circuito *Phase-Locked Loop* (PLL). Esse processador possui $4K \times 16$ bits de RAM para programa e $16K \times 16$ bits para dados, ambas são mapeadas no MC68010 porém, este só tem acesso as mesmas quando o TMS32010 está parado. A seguir tem-se um diagrama de blocos do gerador de gradientes (figura 4.2).

Figura 4.2: Diagrama em Blocos do gerador de gradientes.

O TMS é capaz de gerar formas de onda com resolução temporal de $10\mu s$ a $64ms$ com incrementos de passo de $1\mu s$ e com uma resolução de 16 bits em amplitude, simultaneamente nos três canais. Isto é conseguido com a utilização de FIFOS (*First-In First-Out*)

e um contador que fornece a taxa de remoção dos dados da FIFO para os conversores digital- analógicos (D/A) nos três canais([38] - [39]). As FIFOS são capazes de armazenar 16 palavras de 16 bits cada uma. Os conversores (D/A) são de 16 bits e fornecem uma voltagem de saída de +5 Volts à -5 Volts.

Um sinal fornecido pelas FIFOS (*FIFO not full*), permite ao processador verificar quando as mesmas estão cheias e dessa forma aguardar que os dados sejam removidos pelo sinal de *clock* vindo do contador e enviados aos conversores. Dessa forma pode-se disparar o processador para calcular as formas de onda e somente quando necessário o TS habilita o contador para que os conversores (D/A) gerem os sinais analógicos necessários a criação dos gradientes de campo magnético.

4.2.4 Geração da Modulação

O sistema de modulação, tem como objetivo criar as envoltórias da RF através da variação da frequência e amplitude da mesma, permitindo (juntamente com os gradientes) a seleção e a codificação dos spins no plano desejado.

O circuito para gerar as modulações tanto em amplitude (AM), com em frequência (FM) é feito por outro TMS32010 com a mesma configuração do TMS do gerador de gradientes.

A figura 4.3 mostra o diagrama de blocos do gerador de modulação, sendo que a diferença entre os dois TMS está no fato de suas memórias estarem mapeadas no MC68010 em endereços diferentes e as saídas das FIFOS serem utilizadas de formas diferentes. A saída de uma das FIFOS é fornecida a um conversor (D/A) de 12 bits, o qual gera o sinal de modulação em AM. A outra saída é utilizada em uma *latch* de 16 bits para mudar a frequência do sintetizador digital, modulando assim em FM a RF. Finalmente, a última saída é fornecida a um conversor (D/A) de 12 bits, disponível como canal auxiliar,

Figura 4.3: Diagrama em blocos do modulador TMS32010.

podendo gerar formas de onda de apoio.

4.2.5 Sintetizador Digital - DDS

O sintetizador digital (*Direct Digital Synthesizer*) é um circuito destinado a gerar um sinal senoidal de baixa distorção, com frequência variável e fase determinada, utilizando para isso circuitos digitais.

O DDS do AN9100 gera uma frequência entre 7,5 MHz à 8,1 MHz, sob o controle da saída de FM do gerador de modulação (TMS32010).

O diagrama básico do DDS é mostrado na figura 4.4, onde o valor numérico da frequência a ser gerada (NF) é formado por 20 bits, sendo 16 fornecidos pelo modulador de FM e 4 bits estáticos (1100) contidos em um registrador, o qual não podem ser modificado em tempo real.

O valor numérico da frequência é somada no registrador RP a sua soma anterior, a uma taxa dada pela frequência f_s em um *loop* contínuo. O transbordo do somador (Max) é desprezado, assim a saída do registrador RP é uma rampa digital, a qual é convertida em uma forma de onda senoidal por uma tabela de senos contida em uma memória não

Figura 4.4: Diagrama básico do sintetizador digital DDS e formas de onda em alguns pontos.

volátil (EPROM).

O sinal analógico é gerado com a utilização de um conversor (D/A), sendo posteriormente filtrado por um filtro passa banda (FPB). Na mesma figura 4.4 pode-se ver as formas de onda em alguns pontos do DDS.

4.2.6 Controlador de Conversão

O controlador de conversão tem como função principal, digitalizar os sinais demodulados pelo receptor do tomógrafo e armazená-los para posteriores processamento [18].

A placa do controlador de conversão contém o temporizador digital e os circuitos de operação necessários ao sistema de conversão analógico/digital. A placa é formada pelos subsistemas:

- O multiplexidor.
- Filtro e chaves analógicas de *bypass*.
- O gerador de disparo (*Trigger*).
- Os conversores Analógico/digital(A/D).
- Armazenamento temporário dos dados.

- O circuito de armazenamento temporário (FIFO).

A figura abaixo mostra o diagrama de blocos do controlador de conversão.

Figura 4.5: Diagrama em Blocos do controlador de conversão.

Nela pode-se ver um multiplexador capaz de selecionar o sinal vindo do paciente, pré-amplificado e demodulado pelo módulo de RF em fase e quadratura. Além desse sinal o multiplexador permite selecionar mais sete outros, tanto no canal em fase como no canal em quadratura, de forma independente. Esses sinais servem para teste e diagnóstico de várias partes do sistema, dentre esses o sinal do *terra* (*Ground*) pode ser selecionado para permitir a verificação do ruído do conversor e circuitos associados.

Dependendo da posição de chaves analógicas, o sinal selecionado, em ambos os canais, pode ser filtrado por um filtro passa-baixa para evitar **aliasing** e em seguida digitalizado simultaneamente pelos conversores A/D de 16 bits. Os dados digitalizados são transferidos a uma memória FIFO, sendo que o sinal em fase é colocado primeiro e o de quadratura depois.

4.2.7 Sistema de RF

O sistema de RF do AN9100 é formado por um transmissor/receptor superheterodino de dupla conversão e banda larga. As funções do sistema de RF são:

- Gerar uma forma de onda de rádio-freqüência modulada em dupla banda lateral com portadora suprimida (DSBSC), para excitar o amplificador de potência.
- Detectar em sincronismo o sinal de RM fornecido pelo pré-amplificador de RF e enviar o sinal demodulado em fase (I) e em quadratura (Q) aos conversores A/D.
- Suprir um sinal de *Clock* de 10 MHz de baixo-ruído, síncrono para todo o espectrômetro.
- Providenciar capacidade de *loop back* entre transmissor e receptor, para propósitos de diagnósticos.

4.3 Módulos de Software

Para fazer todos os módulos de *hardware* funcionarem de forma integrada foi desenvolvido um conjunto de programas que executados nas diversas CPUs, permitam a obtenção de imagens de RM.

Tem-se o seguinte funcionamento de inicialização, carrega inicialmente a técnica desejada pelo operador, carregando o AN9100 e o AP500 com as rotinas necessárias. Durante a fase inicial do exame o operador utiliza o programa PROTO e SETUP para modificar os parâmetros, definindo assim um protocolo como: o número de médias e de imagens, posição das imagens, etc. Finalmente, os parâmetros são carregados nos respectivos módulos do AN9100 e do AP500.

Ao ser acionado a aquisição, no PC, um sub-processo é criado para controlar o AP500 na aquisição e coleta de dados, sendo que o processo principal continua a gerenciar o AN9100, mandando-o disparar o programa que controla o seqüenciador e o controlador. Esse por sua vez, controla a execução dos programas dos outros módulos, sincronizando cada evento do sistema, por consequência, o tomógrafo passa a excitar os prótons no

paciente e este a fornecer os sinais de RM, os quais são captados, demodulados e digitalizados. Após esses dados terem sido digitalizados eles são transferidos ao AP500 para promediação e pré-processamento e finalmente são enviados ao PC para reconstrução e visualização das imagens.

Executando no PC, tem-se uma série de programas escritos em C e em FORTRAN para efetuar diversas tarefas desde o projeto da seqüência de eventos e tipos de técnicas de aquisição de dados em RM até o software de reconstrução de imagens.

Cross-compiladores, isto é, compiladores para os TMS32010 executados no PC, são utilizados durante a fase de desenvolvimento das seqüências para compilar pseudo códigos que quando executados nos TMS32010 geram os gradientes e a modulação. Um outro cross-compilador é utilizado para gerar os programas do seqüenciador de eventos e do controlador MC68010. Esses cross-compiladores são escritos em C e seu arquivo de entrada a ser compilado é formado por uma série de chamadas de sub-rotinas. Estas montam códigos em linguagem de máquina, conforme o tipo de sub-rotina chamada, por exemplo, criar um *loop*, gerar uma rampa, ativar uma linha e assim por diante. Além desses programas existe outro para a aquisição dos dados do AN9100, o qual roda no AP500 e no PC. Esse programa é escrito em FORTRAN com trechos que são executados em AP500 e outros no PC. E finalmente existe o programa que gera a imagem tomográfica escrito em FORTRAN com subrotinas em C, para aumentar a velocidade de escrita dos dados no disco.

O programa SETUP, escrito em C[40], atualiza os parâmetros de controle necessários conforme a técnica escolhida (protocolo) e recarrega-os nos módulos respectivos. Isso evita a recompilação de todos os programas que rodam no AN9100, assim não é necessário o carregamento de toda seqüência.

Para facilitar a modificação de vários parâmetros, principalmente para a seleção de

planos oblíquos, um programa chamado PROTO, escrito em C, serve como interface entre o operador e o programa SETUP.

Capítulo 5

Resultados

Neste capítulo discutirei os resultados que as seqüências EPI e SEPI, depois de implementadas, produziram como imagens. Detalhes da programação e uma perspectiva para um trabalho futuro também serão abordadas. Essa perspectiva tem como objetivo descrever o processo para eliminação de artefatos na imagem que faz parte do pós - processamento dos dados.

5.1 EPI

5.1.1 Parâmetros e Programação

A tabela 5.8 mostra os parâmetros relacionados com um novo conjunto de gradientes de cabeça testados no Torm 05 projetado por Carlos Garrido Salmon como parte de seu trabalho de Doutorado. As figuras 5.1 e 5.2 mostram fotos do conjunto instalado no magneto.

Este conjunto local de bobinas de gradientes melhorou a eficiência e os parâmetros de tempos de subida e descida com respeito ao conjunto de corpo completo usado na rotina clínica. Com essas vantagens, tornou-se possível a implementação das seqüências

EPI e SEPI, aqui discutidas, as quais exigem rápida variação dos gradientes e intensos gradientes. Outros detalhes sobre essas bobinas de gradiente de cabeça encontrar-se-á na tese de Doutorado do Carlos que está em fase de elaboração.

<i>Variável</i>	<i>Valor</i>	<i>Unidade</i>
gx_over_v	$0.237 * 2/1.03$	–
gy_over_v	$0.240 * 2/1.03$	–
gz_over_v	$0.248 * 2/1.03$	–
g_max	1.65	<i>Gauss/cm</i>
g_min	$2 * 0.0217$	<i>Gauss/cm</i>
$grad_efficiency_x$	$24.0 * 10^{-3}$	<i>mGauss/cm/A</i>
$grad_efficiency_y$	$24.0 * 10^{-3}$	<i>mGauss/cm/A</i>
$grad_efficiency_z$	$25.0 * 10^{-3}$	<i>mGauss/cm/A</i>
$grad_resistance_x$	0.2	<i>Ohm</i>
$grad_resistance_y$	0.2	<i>Ohm</i>
$grad_resistance_z$	0.2	<i>Ohm</i>

Tabela 5.1: Parâmetros da nova bobina instalada na Santa Casa.

Figura 5.1: Foto da nova bobina instalada na Santa Casa, juntamente com a nova bobina de RF.

Figura 5.2: Foto da nova bobina por outro ângulo para melhor visualização.

Todos esses parâmetros da tabela 5.8 estão inclusos no programa. Esse programa produz exatamente a seqüência de gradientes mostrada na figura 3.3 do Capítulo 3 na página 30.

Percebe-se que essa figura é dividida entre três módulos: *Timing sequencer* (TS), *Modulator* (AM e FM) e Gradient (G_X , G_Y e G_Z). O programa obedece logicamente

essa divisão. Para programar esses módulos, os comandos utilizados estão nos *Technical report* ([41] - [42]) e utilizar-me-ei deles para explicar de uma forma esquemática estes comandos.

Na tabela 5.2 temos o que cada comando faz e correspondentemente o segmento da figura 3.3 do Capítulo 3 referente ao comando citado:

<i>Comando</i>	<i>O que faz?</i>	<i>Segmento da figura 3.3</i>	<i>Gradiente</i>
gcon	Gera uma forma de onda de amplitude constante.	sem 1	G_X e G_Y
gtbs	$GTBS(f, of, s, os, 'I') = f(of + n) * s(os + I)$.	sem 1	G_Z
hold	Mantém a forma de onda no último valor gerado do segmento precedente.	sem 2 e sem 3	G_X e G_Y
gcons	$GCONS(a, s, os, 'I') = a * s(os + I)$.	sem 2 e sem 3	G_Z
gtbsc	Continua a geração da forma de onda definido pelo último GTBS.	sem 4	G_Z
loop	$LOOP('I', init, last, inc)$.	—	—

Tabela 5.2: Comandos utilizados para a produção de gradientes.

O objetivo não é descrever o que exatamente todos os comandos fazem, mas sim compreender como eles agem.

Os comandos citados na tabela 5.2 transformam, em forma geral, a linguagem computacional em sinal analógico como descrito mais detalhadamente no Capítulo 4. A tabela 5.3, mostra os parâmetros que dão a duração temporal da cada $seg(pg_)$ descrito no programa dos gradientes.

Esses comandos que aparecem tanto na tabela 5.4 como na tabela 5.2, permite programar as formas de onda necessárias, digitalizá-las e guardar os dados da mesma numa tabela.

Na figura 3.3 aparece um pulso de RF (sinc) e um gradiente (G_Y) em forma de meio sin. Essas funções são chamadas pelos comandos que estão tabela 5.4 e tabela 5.2 respectivamente, as quais são produzidas em outro setor do programa, permitindo assim construir qualquer função desejada.

<i>Parâmetro</i>	<i>Valor</i>
pg2	$(n_ph_enc + n_precon)/2$
pg3	<i>averages</i>
pg4	<i>slices</i>
pg5	$(t_spoil_RF1 + t_pulse)/g_fifo_rate$
pg6	t_rise/g_fifo_rate
pg7	t_prep/g_fifo_rate
pg8	$NINT((samples + 1) * dwell/g_fifo_rate)$
pg9	t_phas/g_fifo_rate

Tabela 5.3: Parâmetros dos gradientes da sequência EPI.

Da mesma forma, a duração temporal das funções definidas na tabela 5.4 encontram-se na tabela 5.5. Como todo programa, quaisquer variáveis que aparecem nessas tabelas, são declaradas e definidas. Por exemplo, as variáveis *g_fifo_rate* e *m_fifo_rate* são as taxas temporais com que os valores calculados pelo DSP (processadores de sinais digitais) são colocados na saída de cada FIFO correspondente, e são controlados pelo *Timing Sequencer* produzidos pelos gradientes e modulação de RF, respectivamente. Elas são intrínsecas do hardware (AN9100), podendo ser modificadas dentro dos limites impostos pelo mesmo (algumas dessas limitações estão duplamente grifadas no Capítulo 4).

<i>Comando</i>	<i>O que faz?</i>	<i>Segmento da figura 3.3</i>	<i>Modulação</i>
gfms	$GFMS(s, os, 'I') = s(os + I)$.	sem 1 e sem 2	MD(FM)
ftbs	$FTBS(f, of, s, os, 'I') = f(of + n) * s(os + I)$.	sem 3	MD(AM)

Tabela 5.4: Comandos utilizados para a produção da modulação.

A função $GFMS(s, os, 'I')$ pode ser interpretada da seguinte forma: os dados da tabela '*s*' depende de '*os*' e '*I*', onde '*os*' dá o valor inicial da duração temporal e o valor final é especificado pelos parâmetros da tabela 5.5. O índice '*I*' soma-se aos valores desta tabela especificando um *loop* definido no início do programa. Esse *loop* como especificado na tabela 5.2, tem um valor inicial e final mais um incremento. Este valor final normalmente

é um parâmetro que encontra-se também na tabela 5.5 abaixo.

<i>Parâmetro</i>	<i>Valor</i>
pm2	<i>averages</i>
pm4	<i>slices</i>
pm5	t_pulse/m_fifo_rate
pm9	$(t_rise + t_spoil_RF1)/m_fifo_rate$

Tabela 5.5: Parâmetros da modulação da sequência EPI.

A tabela 5.6 descreve as ações das funções do TS e a tabela 5.7 define os valores dos parâmetros.

Como vimos também no Capítulo 4, o TS é o que controla os outros módulos. Ele é quem determina para ligar isso, desligar aquilo, adquirir os dados, restaurar as FIFOS, fazer um *loop*, etc.

Comparando a tabela 5.7 com as tabelas 5.3 e 5.5, percebe-se que as durações temporais coincidem logicamente, caso contrário não veríamos como na figura 3.3 os segmentos dos três módulos com a mesma duração temporal.

<i>Comando</i>	<i>O que faz?</i>
lp	Essa função inicia um <i>loop</i> - LP('I', init, last, inc)
dly	Simplesmente atrasa a sequência, sem ligar todo o evento, para uma duração dada pelos argumentos - DLY(m,unit,mode).
front	Liga um ou mais bits de controle (frontend) - FRONT(m,unit,mode,select)
wf	Liga gradiente e modulação - WF(m,unit,mode).
phrs	Restaura a fase interna do receptor/transmissor de RF - PHRS(m,unit,mode).
pulse	Liga transmissor interno de RF e ao mesmo ativa o pré - amplificador <i>blanking</i> para uma duração dada pelos três argumentos - PULSE(m,unit,mode,quad,atten).
wfrs	Restaura a saída das FIFOS e o programa contador de ambos geradores dos gradientes e modulação - WFRS(m,unit,mode).
gd	Permite a saída do gradiente - GD(m,unit,mode).
gdrs	Restaura a saída da FIFO e o programa contador do gerador dos gradientes - GDRS(m,unit,mode).
bck	Esta função define o fim de um <i>loop</i> - BCK().

Tabela 5.6: Comandos utilizados para o *Timing sequencer*(TS).

Esta subseção descreve parte da implementação das sequências, ou seja, os parâmetros

<i>Parâmetro</i>	<i>Valor</i>
pt1	$(n_ph_enc + n_precon)/2$
pt3	$2 * averages$
pt4	$slices$
pt5	t_pulse
pt6	t_rise
pt7	$t_prep + 2 * t_rise$
pt8	$(tr/slices - t_one_exp)/100$
pt9	t_spoil_RF1
pt10	$NINT((samples + 1) * dwell/g_fifo_rate)$
pt11	t_phas

Tabela 5.7: Parâmetros do TS da sequência EPI.

utilizados, o significado das funções e um pouco da linguagem de programação. O intuito não é entrar em detalhes, já que o foco principal deve ser as imagens que foram obtidas por estas seqüências que encontra-se na próxima subsubseção.

5.1.2 Imagens Obtidas

Antes de iniciar a comentar sobre as imagens obtidas, gostaria de introduzir antecipadamente os artefatos e os fatores que influenciaram na qualidade dessas imagens.

Já está claro que o fator limitante da qualidade da imagem é T_2^* , pois como há apenas uma excitação a aquisição do sinal é realizada dentro do período T_2^* modulada pelo termo e^{-t/T_2^*} , isso foi visto no Capítulo 3. Outro fator que influencia na qualidade da imagem é a relação sinal/ruído (SNR) que para a sequência EPI - 2D é:

$$SNR_{EPI-2D} \propto \frac{\rho_0 e^{N_y T_s / 2T_2^*}}{\sqrt{BW_{read}}} \cdot \sqrt{N_y} \quad (5.1)$$

onde $T_s = N_x \Delta t$ e $BW_{read} = \frac{1}{\Delta t}$.

Em relação aos artefatos, eles aparecem no momento da aquisição da imagem e é devido ao acúmulo incorreto de fase nas varreduras impares. A varredura do espaço $\vec{k}$ é raramente

uniforme, implicando que alguns métodos especiais de transformada de Fourier devam ser usados para que esses artefatos sejam eliminados. Quando fazemos a reconstrução a varredura do espaço $\vec{\mathbb{K}}$ pode ser distorcida e um a tanto diferente da varredura desejada por causa das Eddy Currents, não homogeneidade de campo e deslocamento químico.

Nos próximos itens discutirei sobre os artefatos que os fatores acima grifados provocam e na próxima seção o que deve ser feito para que esses artefatos sejam minimizados.

Erro de fase

Considere um exemplo simples de um gradiente $G' < 0$ aplicado ao longo da direção de leitura durante toda aquisição. A área deste gradiente dá um deslocamento no espaço $\vec{\mathbb{K}}$ no q^{th} echo de

$$\Delta k_q = (-1)^q \gamma G' T_{E,q} \quad (5.2)$$

Os ímpares tem um deslocamento no espaço $\vec{\mathbb{K}}$ negativo porque o gradiente de leitura é negativo e os dados necessitam ser invertidos antes da reconstrução da imagem (veja figura 5.3).

Deslocamento químico e distorção geométrica

Artefatos de deslocamento químico fazem com que o sinal de uma espécie química seja espacialmente deslocado de outra espécie por causa da diferença na frequência entre as duas espécies químicas. Normalmente, em imagens de GRE ou SE convencionais o deslocamento acontece ao longo da direção de leitura. A situação muda quando são aplicados múltiplos gradientes na direção de fase como na sequência EPI. O deslocamento da fase entre quaisquer dois pontos adjacentes k_y para um mesmo valor de k_x é dado por:

$$\phi_\sigma(k_x, (p+1)\Delta k_y) - \phi_\sigma(k_x, p\Delta k_y) = \gamma \Delta B_\sigma \Delta \tau_{pe} \quad (5.3)$$

Figura 5.3: Comportamento da fase devido a presença do gradiente $G' < 0$ nos ecos pares e ímpares na sequência EPI antes da correção de fase.

onde $\Delta\tau_{pe} \equiv T_s + 2\tau_{rt}$ é a separação temporal entre dois sucessivos gradientes de fase. A váriavel temporal $\tau_{pe}/2 = t_{phase}/2 = \tau_{rt}$. O teorema de deslocamento da transformada de Fourier estipula que toda variação de 2π na fase através do espaço $\vec{k}$ (de k_{min} à k_{max}) conduz a um deslocamento de um único pixel na imagem. Portanto, o número de pixels deslocados devido a diferença química entre tecidos é:

$$n_{\sigma,pe} = N_y(\phi_{\sigma}(k_x, (p+1)\Delta k_y) - \phi_{\sigma}(k_x, p\Delta k_y)) = N_y\gamma\Delta B_{\sigma}\Delta\tau_{pe} \quad (5.4)$$

e similarmente,

$$n_{\sigma,r} = N_x\gamma\Delta B_{\sigma}\Delta t \quad (5.5)$$

O deslocamento na direção de leitura pode ser escrito como

$$n_{\sigma,r} = \frac{\Delta B_{\sigma}}{G_x\Delta x} \quad (5.6)$$

A razão entre esses dois deslocamentos é

$$R_{cs} = \frac{n_{\sigma,pe}}{n_{\sigma,r}} = \frac{N_y}{N_x} \cdot \frac{\Delta\tau_{pe}}{\Delta t} \quad (5.7)$$

Considere $B_0 = 1.5 \text{ T}$. Para $\Delta B_\sigma = 1 \text{ ppm}$, $G = 25 \text{ mT/m}$ e $\Delta x = 1 \text{ mm}$ (então $G\Delta x = 50/3 \text{ ppm}$) o deslocamento do pixel ao longo da direção de leitura é somente $3/50$ de um pixel. Para $N_y = 128$ e $\tau_{rt} = 0$, R_{cs} colapsa em N_y e o deslocamento ao longo da direção de fase é de aproximadamente 8 pixels. Esse tipo de artefato tornar-se-á evidente quando a seqüência de EPI for aplicada em tecidos de várias espécies químicas, portanto as imagens adiantes não apresentaram esse tipo de artefato, já que foram obtidas imagens de *phantom* preenchido com uma solução que apresenta uma única linha espectral.

Similar ao efeito do deslocamento químico, a presença de campos e gradientes devidos a correntes induzidas conduz a deslocamento e distorção da imagem. Este efeito não é tão severo na direção de leitura, mas um deslocamento físico da informação torna-se significativo na direção de codificação de fase (ou na direção associada do menor gradiente efetivo).

Efeito de filtro - T_2^*

A aquisição dos dados durante um longo tempo fará com que o termo e^{-t/T_2^*} module significativamente a amplitude do sinal. Se um filtro comporta-se como $e^{-\alpha|k_y|}$, a resolução espacial será limitada pela FWHM (*Full Width Half Maximum*, isto é, largura a meia altura) da transformada de Fourier de $e^{-\alpha|k_y|}$. Pode ser mostrado que o borrão ou efeito extra na resolução espacial é dado por:

$$\Delta y_{T_2^*} \equiv FWHM_{T_2^*} = \frac{\alpha}{\pi} \quad (5.8)$$

Para a sequência EPI iniciada novamente de modo que o máximo k_y ocorresse na origem

$$\alpha = 2\Delta\tau_{pe}/(T_2^*\Delta k_y) \text{ e}$$

$$\Delta y_{T_2^*} = \left(\frac{2\Delta\tau_{pe}L_y}{\pi T_2^*} \right) = \left(\frac{2\Delta\tau_{pe}N_y}{\pi T_2^*} \right) \Delta y \quad (5.9)$$

Distante desse fenômeno de embotamento, o sinal presente dependerá da frequência espacial do objeto. Por exemplo, objeto de baixa frequência espacial terá sinal significativo próximo de $\vec{k} = 0$. A borda do objeto e pequenos objetos (os quais tem frequências espaciais significativamente altas) sofrerá o efeito de embotamento dado acima.

As imagens seguintes foram obtidas na Santa Casa de São Carlos onde está em funcionamento o magneto supercondutor juntamente com as novas bobinas de gradiente desenvolvidas pelo doutorando Carlos Garrido Salmon.

Percebe-se de 5.4 que a imagem aparece listrada devido a separação entre os ecos pares e os ecos ímpares. Esta separação entre os ecos está mais evidente na figura 5.5 onde, no centro abaixo aparecem duas pequenas saliências verticais separadas.

A imagem 5.6 é similar a figura 5.4 exceto pelo fato que foi dado um *offset* de 30 cm em relação ao plano central para podermos verificar a influência da não homogeneidade do campo. Essa influência torna-se evidente ao olharmos a figura 5.7. Pelo fato de entrarmos em uma região onde o campo magnético principal é menos homogêneo, causa aos ecos se deslocarem do centro mais rapidamente do que em 5.5.

O mesmo problema das figuras 5.4 à 5.7 aparece nas figuras 5.8 à 5.11, mas agora permite-nos fazer comparações porque o número de *encodings* mudou.

A figura 5.8 apresenta um número menor de litras e isso acontece porque a separação entre os ecos pares e ímpares diminuiu. Na figura 5.9 esta afirmação torna-se mais evidente.

Figura 5.4: Imagem obtida com a sequência EPI e *offset* 0 - *Samples* $128 \times$ *Encodings* 128 e *FOV* 256×256 .

Figura 5.5: Espaço $\vec{k}$ da imagem ao lado.

Figura 5.6: Imagem obtida com a sequência EPI e *offset* 30 - *Samples* $128 \times$ *Encodings* 128 e *FOV* 256×256 .

Figura 5.7: Espaço $\vec{k}$ da imagem ao lado.

A figura 5.10 e respectivamente a figura 5.11 apresenta o problema da não homogeneidade, efeito que poderia ser evitado caso escolhessemos um *offset* menor ou melhorar o *shimming*.

Figura 5.8: Imagem obtida com a sequência EPI e *offset* 0 - *Samples* $128 \times$ *Encodings* 64 e *FOV* 256×256 .

Figura 5.9: Espaço $\vec{k}$ da imagem ao lado.

Já na figura 5.12, um outro problema aparece quando aumentamos o número de *samples* (N_x) para 256 e voltamos com o número de *encodings* (N_y) para 128. As listras parecem permanecer da mesma forma que a figura 5.4, mas a qualidade da imagem

Figura 5.10: Imagem obtida com a sequência EPI e *offset* 30 - *Samples* 128 × *Encodings* 64 e *FOV* 256 × 256.

Figura 5.11: Espaço $\vec{k}$ da imagem ao lado.

piora muito e isso é explicado quando olhamos para a equação 5.1. Como $\Delta t = 16 \mu s$ (*dwell time*) é igual para todas as imagens EPI, podemos escrever 5.1 como:

$$SNR_{EPI-2D} \propto \eta e^{-\xi N_x N_y} \cdot \sqrt{N_y} \quad (5.10)$$

onde $\eta = \frac{\rho_0}{\sqrt{BW_{read}}}$ e $\xi = \frac{\Delta t}{2T_2^*}$, são constantes.

Logo, ao aumentarmos o número N_x ou N_y na relação acima, a exponencial decresce rapidamente fazendo com que a relação sinal/ruído também decresça, ou seja, a quantidade de ruído na imagem prevalece em relação ao sinal e isso também prejudica a qualidade da imagem.

Se aumentarmos o número de *encodings* para 256 e tentarmos obter uma imagem com *samples* 256 X *encodings* 256, a qualidade da imagem piora muito, impossibilitando de ver qualquer coisa. A relação sinal/ruído, dada por 5.10 é composta de duas funções, uma que decresce rapidamente quando N_y aumenta, a exponencial, e outra, que cresce quando N_y aumenta, a função raiz quadrada. Como as duas funções estão multiplicadas a exponencial é que rege o comportamento da relação sinal/ruído para valores grandes de N_y .

Ainda comparando a figura 5.12 com as anteriores, percebe-se que o número de imagens repetidas nesta figura diminuiu quando aumentamos o número de *samples* para 256 e

diminuiria ainda mais se aumentarmos também o número de *encodings* para 256. Mas, como a relação sinal/ruído torna-se crítica nessa situação, o problema dessa sobreposição de imagens na direção de codificação de fase vai persistir.

Figura 5.12: Imagem obtida com a sequência EPI e *offset* 0 - *Samples* $256 \times$ *Encodings* 128 e *FOV* 256×256 .

Figura 5.13: Espaço $\vec{k}$ da imagem ao lado.

Ao diminuirmos o número de *samples* e o número de *encodings* como na figura 5.14, a qualidade da imagem começa a tornar-se comprometida novamente, pois quanto menos pontos adquiridos no espaço $\vec{k}$ (figura 5.15), menos informações teremos sobre os detalhes do objeto. Em compensação, a separação entre ecos pares e os ecos ímpares diminui consideravelmente e as listras praticamente desaparecem.

Já a figura 5.16 que de todas é a melhor, pois a relação sinal/ruído não é crítica e a separação entre os ecos é quase inexistente, o único problema é a sobreposição das imagens na direção de codificação de fase e isso é devido a presença de uma diferença de fase constante entre as linhas pares e ímpares na matriz de dados.

Figura 5.14: Imagem obtida com a sequência EPI e *offset* 0 - *Samples* $32 \times$ *Encodings* 32 e *FOV* 256×256 .

Figura 5.15: Espaço $\vec{k}$ da imagem ao lado.

Figura 5.16: Imagem obtida com a sequência EPI e *offset* 0 - *Samples* 64× *Encodings* 32 e *FOV* 256 × 256.

Figura 5.17: Espaço $\vec{k}$ da imagem ao lado.

Finalmente, na figura 5.18 onde aumentamos o número de encodings em relação a figura 5.16, as listras voltaram a aparecer, indicando que elas não deixaram de existir, ou ainda, que a separação entre ecos não desaparece por completo. Mas, estas listras são igualmente espaçadas, o fato de aumentar ou diminuir o número de *samples* e *encodings*, faz com que a distância entre listra e a subsequente seja alterada. Portanto, na figura 5.16 apenas coincidiu para essa configuração o não aparecimento das listras apesar de sua existência.

A eliminação dessas listras que está, como já vimos, associada com a separação entre os ecos pares e ímpares, pode ser realizado e isso será descrito na próxima seção e faz parte do pós-processamento dos dados.

A figura 5.20 evidencia novamente o problema da não homogeneidade do campo, mas isso não é um fator crítico, pois um *offset* de 30 cm é dificilmente utilizado em imagens clínicas.

5.1.3 Eliminação de artefatos

De todos artefatos que aparecem nas imagens do item anterior, o erro de fase é o principal que precisa ser corrigido.

Na presença de qualquer gradiente de codificação de fase, o deslocamento no espaço $\vec{k}$ é de $\Delta k_{shift,q}$ associado a um dado eco que produz uma fase linear na imagem reconstruída

Figura 5.18: Imagem obtida com a sequência EPI e *offset* 0 - *Samples* $64 \times$ *Encodings* 64 e *FOV* 256×256 .

Figura 5.19: Espaço $\vec{k}$ da imagem ao lado.

Figura 5.20: Imagem obtida com a sequência EPI e *offset* 30 - *Samples* $64 \times$ *Encodings* 64 e *FOV* 256×256 .

Figura 5.21: Espaço $\vec{k}$ da imagem ao lado.

1D do objeto, de acordo com o teorema do deslocamento da Transformada de Fourier citado na seção 5.1.2. Se a imagem 1D para a q^{th} linha é $\rho_{1D,q}(x)$, então:

$$\rho_{1D,q}(x) = \rho(x)e^{-i2\pi\Delta k_{shift,q}x} \quad (5.11)$$

Supondo que o gradiente G' é somente uma fonte do erro de fase na aquisição dos dados, aplicando o inverso desta fase na imagem da q^{th} linha podemos corrigir esse erro.

Inicialmente, parti de um programa já existente que faz a inversão dos dados da matriz. Após a inversão, o problema do erro da fase persiste, mas um outro problema aparece, que é a distorção geométrica (Apêndice D). Esse programa, em princípio, além de fazer a inversão dos dados, faz também a correção do erro da fase e de outros artefatos. A seguir apresento a sequência de correções que o programa faz para minimizar os artefatos na imagem:

- inversão dos dados da matriz;
- correção da fase (separação entre os ecos pares e ímpares);
- correção da distorção geométrica;
- correção da sobreposição das imagens;

O programa dispõe de três opções que devem ser preenchidas no lugar das letras seguintes:

- *symetric constant shift: x*
- *absolute linear shift: y*
- *constant phase: z*

De início, no programa há uma chamada de qual arquivo de dados, no formato DTF, queremos processar. Na sequência vêm as opções que devem ser preenchidas com os parâmetros x , y e z citadas acima e finalmente, uma outra chamada para dar o nome do arquivo para gravar os dados processados também no formato DTF.

A escolha dos parâmetros x , y e z foi realizada a ponto de tentar minimizar o máximo possível os artefatos. As imagens processadas serão apresentadas no final, juntamente com alguns comentários.

As três opções acima fazem a correção da fase, correção da distorção geométrica, correção da sobreposição das imagens, respectivamente. E cada um desses processos serão descritos a seguir.

Inversão dos dados da matriz

O processo de inversão dos dados é automático, ou seja, antes do programa executar as correções acima, automaticamente as linhas pares da matriz de dados referente as linhas

pares do espaço $\vec{\mathbb{K}}$ são invertidas para que fiquem no mesmo sentido que as linhas ímpares.

As imagens produzidas são dispostas em uma matriz de dados. Cada linha dessa matriz tem uma seqüência de dados reais e imaginários intercalados como mostra a figura 5.22.

Figura 5.22: Matriz de dados ilustrando a intercalação entre os dados reais e imaginários e a inversão dos dados das linhas pares.

O programa inverte os dados das linhas pares com o seu simétrico, ou seja, troca-se a posição de um ponto na matriz com outro ponto que localiza-se simetricamente ao primeiro, como mostra a figura 5.22.

Correção da separação entre os ecos pares e ímpares

Antes do programa fazer a inversão dos dados da matriz a separação entre os ecos pares e os ecos ímpares já existia, mas essa separação não deve ser considerada porque primeiro deve-se fazer a inversão para dispor os dados de forma correta, ou seja, todos na mesma direção, uma vez que na seqüência EPI é feito um zigue-zague no espaço $\vec{\mathbb{K}}$.

Os ecos das linhas pares e os ecos das linhas ímpares do espaço $\vec{\mathbb{K}}$ da seqüência EPI

(figura 3.4), estão deslocadas entre si devido a presença de um gradiente G' produzido por *Eddy Currents*, como já citado na seção 5.1.2. Ainda, nesta mesma seção, vimos que os ecos ímpares tem um deslocamento negativo e os ecos pares um deslocamento positivo.

Figura 5.23: Separação simétrica dos ecos.

O programa corrige esse deslocamento tentando alinhar o máximo dos ecos. Ele faz um deslocamento simétrico, ou seja, se colocarmos o valor $-x$ para a primeira opção (*symetric constant shift*) o programa vai deslocar os ecos pares de x como indica a figura 5.23 e se colocarmos o valor de $+x$ o programa vai deslocar os ecos ímpares de x , mas no sentido oposto aos ecos pares, por esse motivo é considerado simétrico. A escolha de x é aleatória, foi escolhido um valor para x com o intuito de minimizar este artefato.

Correção da distorção geométrica

O problema da distorção geométrica está descrito em detalhes no Apêndice D, só que concentrei-me apenas no problema sem citar como corrigi-lo porque reservei este espaço para isso.

Se fizermos $y = 0$ para a segunda opção (*absolute linear shift*), teríamos uma imagem distorcida como mostra figura 5.24(a), ou seja, os dados desta imagem estão deslocados ou para a direita ou para a esquerda e eles devem ser recolocados como indicam as setas para obtermos uma imagem sem distorção geométrica como mostra a figura 5.24(b).

Figura 5.24: Distorção geométrica da imagem.

Para deslocar esses dados deve-se pensar na matriz de dados como a indicada na figura 5.24(c). Cada linha i é multiplicada pelo número y , assim, para a linha $i = 0$, teremos um deslocamento 0, para a linha $i = 1$, teremos um deslocamento de y , para a linha $i = 2$, um deslocamento de $2y$ e assim sucessivamente. Se acompanharmos um ponto dessa matriz após o deslocamento de y teremos ou uma reta de inclinação negativa, caso a segunda opção for $-y$ ou uma reta de inclinação positiva, caso a segunda opção for $+y$. A figura 5.24(c) ilustra esse deslocamento linear e o valor de y também foi escolhido aleatoriamente para minimizar esse problema. Percebe-se que dependendo da inclinação da reta, abaixo da linha central ou acima da linha central os dados serão deslocados ou para a direita ou para a esquerda como esperado.

Correção da sobreposição das imagens

De acordo com as equações 2.25 e 2.26, cada linha do espaço $\vec{\mathbb{K}}$, tem uma fase para um voxel na posição (ξ, ζ) dado por:

$$\Theta(\vec{r}, \mathbf{t}) = \vec{r} \cdot \vec{\mathbb{K}}(\mathbf{t}) = (\xi, \zeta) \cdot \vec{\mathbb{K}}(\mathbf{t}) \quad (5.12)$$

A diferença de fase entre as linhas pares e as linhas ímpares deveria ser nula, mas não acontece isso para esta sequência, pois as linhas pares tem uma fase adicional dada por:

$$\Theta(\vec{r}, \mathbf{t}) = \vec{r} \cdot \vec{\mathbb{K}}(\mathbf{t}) + \mathbf{z} \cdot \pi \quad (5.13)$$

Portanto, a diferença de fase entre as linhas pares e as linhas ímpares é $\mathbf{z} \cdot \pi$.

O programa subtrai essa fase adicional das linhas pares. Como o valor de $\mathbf{z}$ é fixo ($\mathbf{z} = 0.32$), ao aparecer a chamada da terceira opção no programa, basta colocar o valor 0.32, que o programa multiplica por π , para anular essa fase adicional e, conseqüentemente, esse ato eliminará as imagens adicionais que aparecem sobrepostas à principal. As imagens à seguir são as processadas pelo programa juntamente com as imagens do espaço $\vec{\mathbb{K}}$ correspondentes.

Figura 5.25: Imagem 5.4 processada.

Figura 5.26: Espaço $\vec{\mathbb{K}}$ da imagem processada ao lado.

As mesmas considerações que foram feitas para as imagens sem o processamento tam-

Figura 5.27: Imagem 5.6 processada.

Figura 5.28: Espaço $\mathbb{K}$ da imagem processada ao lado.

Figura 5.29: Imagem 5.8 processada.

Figura 5.30: Espaço $\mathbb{K}$ da imagem processada ao lado.

Figura 5.31: Imagem 5.10 processada.

Figura 5.32: Espaço $\mathbb{K}$ da imagem processada ao lado.

Figura 5.33: Imagem 5.12 processada.

Figura 5.34: Espaço $\mathbb{K}$ da imagem processada ao lado.

Figura 5.35: Imagem 5.14 processada.

Figura 5.36: Espaço $\vec{K}$ da imagem processada ao lado.

Figura 5.37: Imagem 5.16 processada.

Figura 5.38: Espaço $\vec{K}$ da imagem processada ao lado.

Figura 5.39: Imagem 5.18 processada.

Figura 5.40: Espaço $\vec{K}$ da imagem processada ao lado.

Figura 5.41: Imagem 5.20 processada.

Figura 5.42: Espaço $\vec{K}$ da imagem processada ao lado.

bém são válidas para essas imagens processadas, exceto pelo fato que a separação entre os ecos, a distorção geométrica, a sobreposição das imagens foram praticamente eliminadas com o programa de correção e os parâmetros utilizados estão na tabela seguinte. As modificações são perceptíveis ao visualizarmos o espaço $\mathbb{K}$ das imagens processadas em comparação com as imagens do espaço $\mathbb{K}$ das não processadas, percebe-se que há uma inclinação à esquerda do mesmo devido a correção da distorção geométrica e também que a separação entre os ecos pares e ímpares não aparece e ainda, torna-se mais do que evidente ao olharmos as imagens do *phantom* utilizado sem qualquer franja de interferência devido a esta separação.

<i>Figura</i>	x	y	z
5.25	-7.2	-0.1	0.32
5.27	-7.2	-0.1	0.32
5.29	-7.0	-0.1	0.32
5.31	-7.2	-0.1	0.32
5.33	-7.5	-0.1	0.32
5.35	-7.0	-0.1	0.32
5.37	-7.2	-0.1	0.32
5.39	-7.2	-0.1	0.32
5.41	-7.2	-0.1	0.32

Tabela 5.8: Parâmetros aleatoriamente escolhidos para minimizar os artefatos.

5.2 SEPI

5.2.1 Parâmetros e Programação

As equações 3.28 e 3.29 do Capítulo 3 apresentam dois problemas que foram especificados na seção 3.3.2. O primeiro é que G_x inicia-se em 0 quando $t = 0$, mas G_y não. E o outro é quando $\varphi \neq 0$.

Para resolver o primeiro problema, introduzi o segmento 8, como mostra a figura 3.9,

antes do início de G_x e G_y de duração temporal **pt10**. Este parâmetro, como os demais, estão especificados na tabela 5.9. Esse tempo é dividido em três, sendo que $\frac{2}{3}$ de **pt10** temos uma função $f = \text{seno}$ que varia de 0 à π e no restante $\frac{1}{3}$ de **pt10**, uma outra função $g = 2 * f$ que varia de π à $\frac{3\pi}{2}$ que tem o dobro da amplitude da primeira. O ponto final dessa função coincide com o ponto inicial de G_y e ela é apresentada na figura 3.9 de uma forma exagerada (lupa) para mostrar a compensação das áreas. Como G_x inicia-se em zero, temos uma tabela de zeros neste segmento.

Para não termos uma queda abrupta no término dos gradientes, introduzi o segmento 10 de duração **pt12**, onde o programa automaticamente identifica o ponto final dos gradientes e cria uma rampa decrescente, como mostra a figura 3.9, para evitarmos o problema do *step* (seção 3.3.2 na página 41).

<i>Parâmetro</i>	<i>Valor</i>
pt1	$(n_ph_enc + n_precon)/2$
pt3	$2 * averages$
pt4	$slices$
pt5	t_pulse
pt6	t_rise
pt7	$t_prep + 2 * t_rise$
pt8	$(tr/slices - t_one_exp)/100$
pt9	t_spoil_RF1
pt10	t_ini
pt11	$NINT((samples + 1) * dwell/g_fifo_rate)$
pt12	t_end

Tabela 5.9: Parâmetros do TS da sequência SEPI.

Agora, se $\varphi \neq 0$, os valores iniciais e finais dos gradientes serão alterados, mas o programa automaticamente identifica essas alterações e coloca as funções necessárias para corrigir esses problemas. Esse foi um dos motivos por propor essa forma de programação da sequência SEPI, pois torna-se mais simples implementar essas correções. Outro motivo deve-se ao fato de introduzir esta fase acumulada φ e quando essa fase torna-se diferente

de zero aumenta-se o valor de n_r e conseqüentemente aumenta-se a resolução radial como especificado na seção 3.3.2. Essa alteração também torna-se prática com essa forma de programação.

As funções de programação, que são utilizadas na seqüência SEPI para a produção das formas de onda mostradas na figura 3.9, são similares as apresentadas no item anterior referente à EPI.

5.2.2 Imagens Obtidas

As imagens da EPI foram possíveis de serem vistas pelo fato que os pontos do espaço $\vec{\mathbb{K}}$ para esta seqüência, estão distribuídos num reticulado cartesiano, possibilitando assim fazer a Transformada de Fourier (TF) sem embaralhar os dados. Já a SEPI, antes da eliminação ou minimização dos artefatos, mas ainda como parte do pós -processamento dos dados algo precisa ser realizado para a visualização das imagens.

A seqüência SEPI, apesar de implementada e estar funcionando perfeitamente, não se obtém imagens ainda a partir dos dados adquiridos dessa forma, porque a distribuição dos pontos no espaço $\vec{\mathbb{K}}$ para esta seqüência está na forma espiral, como mostrado na figura 3.10, já que não foi feito nenhum algoritmo de reconstrução. E como os pontos no espaço $\vec{\mathbb{K}}$ não estão distribuídos com espaçamento uniforme deve-se primeiro fazer algo antes da TF.

Esse algo que precisa ser feito é uma interpolação no espaço $\vec{\mathbb{K}}$ em espiral para um reticulado cartesiano, como mostra a figura 5.43. E para fazer isto, deve-se construir um programa escrito em C(ou em qualquer outra linguagem), que calcula as distâncias mais próximas entre o ponto do espaço $\vec{\mathbb{K}}$ em espiral e o ponto do reticulado cartesiano, resultando assim, para este reticulado, a contribuição do sinal do ponto da espiral em relação aos pontos vizinhos mais próximos no reticulado cartesiano.

Figura 5.43: Interpolação do espaço $\vec{\mathbb{K}}$ em espiral com um reticulado cartesiano.

Temos que, ao fazer a transformação da espiral no espaço $\vec{\mathbb{K}}$ em uma distribuição similar a da EPI, levar em consideração:

- A transformação (T) ou re-amostragem do espaço $\vec{\mathbb{K}}$ em espiral dado pelas equações 3.26 e 3.27 em outro espaço $\vec{\mathbb{K}}$ similar a EPI. Esquematicamente temos:

$$\left(K_x(t), K_y(t) \right) \xrightarrow{T} \left(K_x^1(t), K_y^1(t) \right) \quad (5.14)$$

A figura 5.44 mostra um esquema descrito acima.

5.2.3 Eliminação de artefatos

Como ainda não é possível visualizar as imagens produzidas pela SEPI, consequentemente os artefatos também não pode serem vistos e, portanto, nada posso comentar a respeito. O que posso adiantar é que para minimizar os artefatos a interpolação dos dados

Figura 5.44: Depois da interpolação do espaço $\vec{K}$ em espiral realizado pela transformação T , como mostrado na figura 5.43, a Transformada de Fourier $\mathcal{F}_1$ deve retornar o objeto que estamos fazendo imagem do mesmo modo que a Transformada de Fourier dos dados em espiral dado por $\mathcal{F}$.

precisa ser realizada a fim de melhor visualizar as imagens que serão obtidas.

Capítulo 6

Conclusão

As duas seqüências implementadas, EPI e SEPI, apresentaram resultados satisfatórios. Esperávamos que ao invés de uma imagem com artefatos veríamos um borrão sem definição alguma e fomos surpreendidos com os dados que elas produzem, mesmo sem fazer o pós-processamento. Consideramos que o objetivo de implementar essas técnicas rápidas de obtenção de imagens foi cumprido e isso só foi possível com a finalização das bobinas do Carlos Garrido Salmon.

A dificuldade inicial foi compreender como o AN9100 funciona e a linguagem de programação que este aceita. Em seguida, a outra dificuldade foi encontrar a melhor forma de programar as seqüências para que ficasse o mais fácil possível fazer todas as modificações. E por último, a dificuldade de descrever de forma clara como se programa as formas de onda dos gradientes com todas as propriedades que eles devem obedecer.

As imagens resultantes da seqüência EPI não são visualmente bonitas como as imagens produzidas pelas seqüências convencionais, mas com o pós-processamento essas imagens melhoraram consideravelmente.

Os trabalhos que decorrem numa seqüência natural dêste já estão sendo desenvolvidos, como o pós-processamento dos dados da seqüência SEPI, a implementação dessas

seqüências no magneto de 2 Tesla da *Oxford* no laboratório de imagens, etc... Depois desses processos, acredito que estarão aptas ao uso clínico e futuramente para *Imagens Funcionais* por RMN. O interesse futuro reside também em utilizar essas técnicas de aquisição rápida em **Gases Hiperpolarizados**.

Referências Bibliográficas

- [1] Marion, D., *Classical Mecanics*. New York, Wiley, 2000.
- [2] Symon, K., R., *Mecânica*. Rio de Janeiro, Campus, 1996.
- [3] Cohen - Tannoudji, C., Diu, B., Laloë, F., *Quantum Mechanics*. New York, Wiley, v.1, 1977.
- [4] Sakurai, J. J., *Modern Quantum Mechanics*. Reading Massachusetts, Addison Wesley, 1994.
- [5] Merzbacher, E., *Quantum Mechanics*. 2.ed. New York, Wiley, 1961.
- [6] Munowitz, M., *Coherence and NMR*. New York, J. Wiley & Sons, 1988.
- [7] Boas, M. L., *Mathematical Methods in the Physical Sciences*. 2.ed. New York, Wiley, 1983.
- [8] Panepucci, H. and Tannús, A. *The principles of magnetic imaging*. Publicação interna, IFSC - USP, 1994.
- [9] Hobbie, R. K. *Intermediate physics for medicine and biology*. New York, J. Wiley & Sons, 1999.
- [10] Liang, Z., Lauterbur, P. C., *Principles of Magnetic Resonance Imaging - A Signal Processing Perspective*. Washington, IEEE Press, 2001.
- [11] Abragam, A., *Principles of Nuclear Magnetism*. Oxford, Clarendon Press, 1961.
- [12] Callaghan, P. T. *Principles of Nuclear Magnetic Resonance Microscopy*. Oxford, Clarendon Press, 1995.
- [13] Slichter, C. P., *Principles of Magnetic Resonance*, 3.ed. Springer - Verlag Berlin Heidelberg, New York, 1978.
- [14] Haacke, E. M., Brown, R. W., Thompson, M. R., Venkatesan, R., *Magnetic Resonance Imaging Physical Principles and Sequence Design*. New York, J. Wiley & Sons, 1999.
- [15] Bonagamba, T. J., *Seleção de planos em tomografia por ressonância magnética nuclear*. Dissertação de Mestrado, Universidade de São Paulo, 1986.

- [16] Beckman, N., *Geração de imagens por ressonância magnética nuclear*. Dissertação de mestrado, DFCM - IFQSC - USP, 1986.
- [17] Tannús, A., *Desenvolvimento da tecnologia de tomografia por Ressonância Magnética Nuclear*. PhD Thesis, Universidade de São Paulo, 1987.
- [18] Martins, M. J., *Desenvolvimento de um tomógrafo de ressonância magnética: integração e otimização*. PhD Thesis, Universidade de São Paulo, 1995.
- [19] Freire, H. J. d. P., *Proposta de um sistema de banco de dados para tomografia por ressonância magnética nuclear*. Dissertação de mestrado, Instituto de Física de São Carlos - USP, 1997.
- [20] Portugal, R. V., *Interface gráfica para um sistema de imagens por ressonância magnética*. Dissertação de mestrado, Instituto de Física de São Carlos - USP, 1999.
- [21] Vidoto, E., *Projeto e construção de um equipamento de imagens por ressonância magnética para uso clínico e em pesquisa*. PhD Thesis, Universidade de São Paulo, 2001.
- [22] Araújo, D. B., *Sobre neuroimagens funcionais por megnetoencefalografia e ressonância magnética: novos métodos e aplicações*. PhD Thesis, Universidade de São Paulo, 2002.
- [23] Mansfield, P. and Grannell, P. K. *NMR diffraction in solids?*. J. Phys. C: Solid State Phys. 6 (22), L422, 1973.
- [24] Mansfield, P. and Grannell, P. K. *Diffraction and microscopy in solids and liquids by NMR*. Phys. Rev. 12, 3618, 1975.
- [25] Mansfield, P. *Proton spin imaging by Nuclear Magnetic Resonance*. Contemp. Phys. 17, 553, 1976.
- [26] Mansfield, P. *Imaging by Nuclear Magnetic Resonance*. J. Phys. E 21, 18, 1988.
- [27] Mansfield, P., Pykett, I. L., *Biological and Medical Imaging by NMR*. Journal Magnetic Resonance, 29, 355 - 373, 1978.
- [28] Panepucci, H., Tannús, A., Bonagamba, T., Gonzales, D., *Novas imagens do corpo*. Ciência Hoje (4) N. 20, Setembro/Outubro, 1985.
- [29] Stehling, M. K., Turner, R. and Mansfield, P. *Echo-Planar Imaging: Magnetic Resonance Imaging in a Fraction of Second*. Science 254, 43 - 50, 1991.
- [30] Kim, J. H., Cho, Z. H., *High Speed Spiral Scan Echo Planar NMR Imaging*. IEEE, 1986.
- [31] Goodson, B. M., Kaiser, L. and Pines, A., *Magnetic Resonance and Brain Function: Approaches from Physics*. Proceedings of the International School of Physics Enrico Fermi, Edited by Bruno Maraviglia, Società Italiana di Fisica, Bologna, Italy, 211 - 260, v.1, 1999.
- [32] Saam, B., Yablonskiy, D. A., Gierada, D. S. and Conradi, M. S. *Rapid Imaging of Hyperpolarized Gas Using EPI*. Magnetic Resonance in Medicine 42, 507 - 514, 1999.

- [33] Brunner, E. *Enhancement of Surface and Biological Magnetic Resonance Using Laser-Polarized Noble Gases*. Concepts in Magnetic Resonance 11(5), 313 - 335, 1999.
- [34] Goodson, B. M. *Using Injectable Carriers of Laser-Polarized Noble Gases for Enhancing NMR and MRI*. Concepts in Magnetic Resonance 11(4), 20 - 223, 1999.
- [35] Bouchiat, M. A., Carver, T. R. and Varnum, C. N. *Nuclear polarization in He^3 gas induced by Optical Pumping and Dipolar Exchange*. Phys. Rev. Letters 5, 373, 1960.
- [36] Pietraß, T. and Gaede, H. C. *Optically Polarized ^{129}Xe in NMR Spectroscopy*. Advanced Materials 7(10), 826 - 838, 1995.
- [37] Happer, W. *Optical Pumping*. Reviews of Modern Physics 44(2), 169 - 249, 1972.
- [38] Millman, J., Halkias, C. C., *Integrated Electronics: Analog and Digital Circuits and Systems*. Tokyo, McGraw - Hill, 1972.
- [39] Horowitz, P., Windfield, H., *Art of Eletronics*. Cambridge, Cambridge University Press, 1989.
- [40] Kernighan, B. W., Ritchie, D. M., *The C Programming Language*. New Jersey, Prentice - Hall, 1978.
- [41] Lai, C. M., *Programming the Timing Sequencer*. Tecnical Report, 1990.
- [42] Lai, C. M., *Programming the Waveform Generator*. Tecnical Report, 1988.

Apêndice A

Point Spread Function

Na equação 2.27 o sinal $\cong$ que aparece nesta equação tem um significado que está diretamente relacionado com a qualidade da imagem e é o que veremos a seguir.

Sabemos que o sinal FID é obtido pela voltagem induzida na bobina por causa da relaxação da magnetização transversal de uma fatia dada pela excitação seletiva[22]. O sinal medido logo após o pulso $\frac{\pi}{2}$ de uma pequena porção espacial, depende da magnetização que tem módulo igual à:

$$dm(x, t) = M_0(x)e^{i\Omega(x)t}e^{-t/T_2}dx \quad (\text{A.1})$$

Sabemos ainda que a frequência Ω está codificada através da amostra pela aplicação de gradientes de campo dado pelas equações 2.22 e 2.23, só que estamos tratando apenas de uma única direção:

$$\mathbb{B}(x, t) = B_0 + \mathbf{x}\mathbb{G}_{\mathbf{x}}(\mathbf{t}) \quad (\text{A.2})$$

e, conseqüentemente,

$$\Omega(x, t) = \Omega_0 + \gamma\mathbf{x}\mathbb{G}_{\mathbf{x}}(\mathbf{t}). \quad (\text{A.3})$$

O sinal resultante vem da contribuição de todos os elementos $dm(x, t)$, dando

$$S(t) \propto \int_x M_0(x)e^{i\gamma(B_0+G_x x)t}e^{-t/T_2}dx \quad (\text{A.4})$$

onde, o sinal $\propto$ indica que o sinal de NMR é diretamente proporcional a densidade de spins e outras constantes e inversamente proporcional ao raio da bobina.

Ou, simplificadamente

$$S(t) \propto \int_x M_0(x)e^{i\gamma(G_x x)t}e^{-t/T_2}dx \quad (\text{A.5})$$

Substituindo $K_x(t) = \gamma G_x t$ na expressão acima, temos

$$S[K_x(t)] \propto \int_x M_0(x)e^{iK_x(t)x}e^{-K_x(t)/\gamma G_x T_2}dx \quad (\text{A.6})$$

logo

$$S[K_x(t)] \propto e^{-K_x(t)/\gamma G_x T_2} \int_x M_0(x)e^{iK_x(t)x}dx \quad (\text{A.7})$$

A diferença entre essa equação e a equação 2.27 é o termo $e^{-K_x(t)/\gamma G_x T_2}$, o qual não podemos tratá-lo como uma constante, pois depende de t , mas pode ser considerado como uma constante desde que obedeça uma determinada relação. Antes de vermos qual é essa

relação, precisamos entender o que significa esse termo.

Podemos reescrever a expressão A.7 como

$$S[K_x(t)] \propto W[K_x(t)] \cdot H[K_x(t)] \quad (\text{A.8})$$

em que

$$W[K_x(t)] = e^{-K_x(t)/\gamma G_x T_2} \quad \text{e} \quad H[K_x(t)] = \int_x M_0(x) e^{iK_x(t)x} dx \quad (\text{A.9})$$

Se o termo $W[K_x(t)]$ fosse igual a 1 e se fizéssemos a TF de $S[K_x(t)]$ aderindo a essa suposição, seria exatamente a densidade de magnetização do objeto em questão. Voltando a situação real, aplicando-se a TF em $S[K_x(t)]$:

$$\mathcal{F}\{S(K)\} = \mathcal{F}\{W(K) \cdot H(K)\} = \mathcal{F}\{W(K)\} * \mathcal{F}\{H(K)\} \quad (\text{A.10})$$

Se denominarmos $P(x) = \mathcal{F}\{W(K)\}$ e $M_0 = \mathcal{F}\{H(K)\} \Rightarrow \mathcal{F}\{S(K)\} = P(x) \cdot M_0(x)$. A função $P(x)$ é conhecida como **Point Spread Function** (PSF) e determina o limite de resolução da imagem. Como a TF de uma função exponencial corresponde a uma Lorentziana, a função

$$P(x) \propto \frac{1}{1 - (\gamma G_x T_2)^2 x^2} \quad (\text{A.11})$$

e a largura média dessa Lorentziana é dada por:

$$\Delta x = \frac{1}{\gamma G_x T_2} \quad (\text{A.12})$$

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

$$\delta x = \frac{1}{K_{max}} \Rightarrow \delta x = \frac{1}{\gamma G_x t_{max}} \quad (\text{A.13})$$

Da condição, $\Delta x \ll \delta x$, e sabendo que:

$$\Delta x = \frac{1}{\gamma G_x T_2} \Rightarrow \frac{1}{\gamma G_x t_{max}} \gg \frac{1}{\gamma G_x T_2} \quad (\text{A.14})$$

o que significa:

$$t_{max} \ll T_2 \quad (\text{A.15})$$

que chamamos condição de boa resolução. Essa condição pode ser obtida aumentando-se o valor de G_x de tal forma a manter-se K_{max} constante.

Podemos então verificar como a resolução espacial está ligada aos parâmetros fundamentais (T_1 e T_2) e do equipamento (t_{max}) e às limitações de preenchimentos específicos do espaço $\vec{\mathbb{K}}$ para a geração de certas seqüências de pulso.

Similarmente, podemos obter a resolução espacial na direção $\mathbf{y}$, quando estamos tratando de um objeto bidimensional, ou seja, quando um gradiente G_y é aplicado.

No final da seção 2.2, página 14 sugiro que devemos substituir T_2 por T_2^* onde, o tempo T_2^* é o tempo de relaxação total que inclui a relaxação transversal devido a não homogeneidade de campo (T_2') e também devido a interação dos spins com os seus vizinhos (T_2). É possível recuperar o defaseamento devido à (T_2') produzindo um eco, o qual pode

ser produzido ou com um pulso π de RF ou pelo gradiente G_x^1 , como descrito na seção 2.3.2.

Como $T_2 \gg T_2^*$, isso implica que a perda de sinal na bobina é limitada muito mais por T_2^* do que por T_2 , sendo que T_2' está sendo recuperado pela compensação de fase pelos gradientes, principalmente quando estamos tratando de seqüências com um único pulso de excitação, pois o mesmo recupera tanto T_2 quanto T_2' portanto, T_2^* , pelo menos em princípio.

A figura A.1 mostra os parâmetros e o campo de vista da imagem, o qual está relacionado com parâmetros no espaço recíproco (Espaço $\vec{k}$)[29].

Figura A.1: Essa figura que representa a imagem de um objeto retangular deve ser comparada com a figura 3.4 juntamente com os parâmetros indicados na seção 3.2.1 que inicia-se na página 25.

¹Lembre-se que, pela relação 2.25 e 2.26 a variável K_x é a integral de G_x em função de t , a área abaixo de G_x está diretamente relacionada com a fase acumulada por termos aplicado um gradiente G_x positivo. Portanto, para recuperarmos essa fase acumulada basta aplicarmos um gradiente G_x negativo, talque a área abaixo desse gradiente negativo seja igual a área do gradiente G_x positivo.

Apêndice B

Espaço Recíproco $\times$ Espaço Direto

B.1 Transformada de Fourier do Espaço $\vec{\mathbb{K}}$

Supondo uma densidade de magnetização complexa, contendo uma componente real e uma componente imaginária, temos:

$$M(x) = M_{re}(x) + iM_{im}(x) \quad (\text{B.1})$$

onde $M_{re}(x)$ e $M_{im}(x)$ são funções reais. Devido a linearidade da TF da equação A.7, desde que satisfaça a condição A.15, podemos separar o sinal de NMR da seguinte forma:

$$\begin{aligned} S_{re}(K) &\cong \mathcal{F} \{M_{re}(x)\} \\ S_{im}(K) &\cong \mathcal{F} \{iM_{im}(x)\} \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

O sinal real $S_{re}(K)$ que é a parte real da TF de M_x obedece a relação $S(-K) = S^*(K)$ obedece a relação:

$$S(-K) = -S^*(-K) \quad (\text{B.3})$$

Suponha que os dados no espaço $\vec{\mathbb{K}}$ são adquiridos somente para $K > 0$. A simetria do complexo conjugado é utilizado para criar dados não coletados e formar um ajuste de dados duplamente adquiridos:

$$\hat{S}(K) = \begin{cases} S_m(K) & K \geq 0 \\ S_m^*(-K) & K < 0 \end{cases} \quad (\text{B.4})$$

Reescrevendo $S_m(K)$ e $S_m^*(-K)$ em termos de suas contribuições da parte real e imaginária do objeto e aplicando a simetria do complexo conjugado, as partes real e imaginária produzem:

$$\hat{S}(K) = \begin{cases} S_{re}(K) + S_{im}(K) & K \geq 0 \\ S_{re}(K) - S_{im}(K) & K < 0 \end{cases} \quad (\text{B.5})$$

$$\hat{S}(K) = S_{re}(K) + \begin{cases} S_{im}(K) \cdot \begin{pmatrix} -1 & K \geq 0 \\ 1 & K < 0 \end{pmatrix} \end{cases} \quad (\text{B.6})$$

Fazendo a TF inversa deste ajuste de dados $\hat{S}(K)$:

$$\hat{M}(x) = M_{re}(x) + \mathcal{F}^{-1} \left\{ S_{im}(K) \cdot \begin{pmatrix} -1 & K \geq 0 \\ 1 & K < 0 \end{pmatrix} \right\} \quad (\text{B.7})$$

A transformada de Fourier inversa do termo entre chaves na equação acima (B.7) é:

$$\begin{aligned} \mathcal{F}^{-1} \left\{ S_{im}(K) \cdot \overbrace{\begin{pmatrix} -1 & K & \geq & 0 \\ 1 & K & < & 0 \end{pmatrix}}^{\theta(K)} \right\} &= \mathcal{F}^{-1} \{ S_{im}(K) \cdot \theta(K) \} = \\ &= \mathcal{F}^{-1} \{ S_{im}(K) \} * \mathcal{F}^{-1} \{ \theta(K) \} = i M_{im}(x) * \left[i \cdot P \left(\frac{1}{x} \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

Portanto,

$$\hat{M}(x) = M_{re}(x) - M_{im}(x) * P \left(\frac{1}{x} \right) \quad (\text{B.9})$$

onde $P \left(\frac{1}{x} \right) = \lim_{\epsilon \rightarrow 0^+} \frac{x}{\epsilon^2 + x^2}$. Para calcular $\mathcal{F}^{-1} \{ \theta(K) \}$ introduzi o termo $\lim_{\epsilon \rightarrow 0^+} e^{\epsilon|K|}$ na TF.

Da equação B.9 percebe-se que quando $\mathbf{x}$ é grande, ou seja, estamos afastados do centro de referência de nosso objeto teremos uma imagem predominantemente **real**. Ou mesmo, quando $\mathbf{x}$ é pequeno, próximo do centro de referência teremos uma imagem quase exclusivamente **imaginária**. Isso permite-nos concluir que a imagem real e a imagem imaginária são **complementares**. Portanto, se um objeto é complexo e o método de reconstrução de Fourier parcial, assumido um objeto real, é aplicado, a imagem resultante não será uma exata representação de $M(x)$.

A relação B.5 indica que ao separarmos o sinal em uma componente real e outra imaginária, a componente imaginária tem um sinal (+) para $K \geq 0$ e um sinal (−) para $K < 0$, o que seria a mesma coisa se colocarmos um sinal ($\pm$) na equação A.7:

$$S[K_x(t)] \cong \int_x M_0(x) e^{\pm i K_x(t)x} dx \quad (\text{B.10})$$

Isso implica que o sentido pelo qual a magnetização precessiona (horário ou anti-horário) induz ao mesmo resultado que supor $M_0(x)$ complexa, apenas por um outro ponto de vista. A detecção do sinal que pode precessionar nos sentidos citados é realizado pela detecção em **Fase e Quadratura**.

B.2 Aquisição do espaço $\vec{\mathbb{K}}$

Para um objeto planar ou para um fino plano através de um objeto 3D, onde a informação 2D sozinha é exigida, somente k_x e k_y necessitam ser adquiridos. O diagrama da seqüência na figura B.1 emprega apenas um pulso de RF para varrer o espaço $\vec{\mathbb{K}}$ (2D) com um ajuste de linhas paralelas discretamente amostradas como mostrado na figura B.2. Cada ajuste de pontos ao longo de uma dada linha k_y representa a aquisição de dados 1D com **fases codificadas** (Apêndice B), desde que a fase de cada ponto ao longo de y é codificado como $\gamma G_y \tau_y y$. *Esta contribuição da fase dependente de y é inalterada durante a aquisição dos dados ao longo do eixo k_x .*

Considere a imagem de uma porção planar de um objeto 3D com densidade física $M(\vec{r})$. Como no exemplo da codificação de fase descrito acima, todas as informações ao longo de $\mathbf{y}$ para um dado $\mathbf{x}$ é projetado em $\mathbf{x}$ para a linha $k_y = 0$, isto é,

$$s(K_x, 0) \equiv \int d^3r M(\vec{r}) e^{-i 2\pi K_x x} \quad (\text{B.11})$$

Figura B.1: Diagrama da sequência para a varredura do espaço $\vec{k}$ 2-D com uma única excitação. Para continuar a aquisição dos ecos, o gradiente de leitura é invertido depois de cada aplicação de ΔG_y . Os gradientes de codificação de fase ΔG_y são aplicados quando o gradiente de leitura está desligado.

Figura B.2: A varredura do espaço $\vec{k}$ para o exemplo 2-D. Cada ponto representa os pontos adquiridos. Linhas que conectam aos pontos são mostrados ao longo da direção de leitura, referindo aos dados coletados no mesmo período de leitura. As setas indicam a ordem cronológica da aquisição dos dados.

A TF inversa desta linha de dados conduz a projeção 1D da imagem reconstruída de acordo com o seguinte cálculo:

$$\begin{aligned}\hat{M}_{1D}(x) &= \int dK_x s(K_x, 0) e^{i2\pi K_x x} = \int d^3r' M(\vec{r}') \int dK_x e^{-i2\pi K_x (x-x')} \\ &= \int \int \int dx' dy' dz' M(x', y', z') \delta(x - x') = \int \int dy dz M(x, y, z) \quad (\text{B.12})\end{aligned}$$

A generalização da codificação para um arbitrário k_y é:

$$s(K_x, K_y) \equiv \int \int \int dx dy dz M(x, y, z) e^{-i2\pi(K_x x + K_y y)} \quad (\text{B.13})$$

Similarmente, o resultado da TF inversa com respeito a ambos k_x e k_y é a imagem 2D projetada ao longo de z :

$$\hat{M}(x, y) \equiv \int dK_x s(K_x, K_y) e^{i2\pi(K_x x + K_y y)} = \int dz M(x, y, z) \quad (\text{B.14})$$

Da equação B.12 vemos que com um único ponto do espaço $\vec{k}$ temos a informação de todo objeto, não com todos os detalhes do objeto real, os quais apareceram com a aquisição de mais pontos no espaço $\vec{k}$. De uma forma geral, sem demonstrar¹, com a aquisição de pontos próximos do centro do espaço $\vec{k}$ (*frequências baixas*) teremos informação do contorno do objeto, sem as informações dos detalhes e com a aquisição de pontos afastados do centro do espaço $\vec{k}$ (*frequências altas*) teremos informação dos detalhes do objeto.

Portanto, para termos uma imagem com uma boa resolução, ou seja, uma imagem na qual podemos distinguir entre dois pixels teremos, além de que ela tem que satisfazer a relação A.15 tem que ter sequências que tenham a propriedade de adquirir pontos tanto afastados quanto próximos do centro do espaço $\vec{k}$, mas as vezes isso não é possível por limitações práticas discutidas no Capítulo 3 e Capítulo 4.

¹Para a demonstração desta afirmação, deve-se pensar na variável K_{max} e a relação A.13 ou fazer uma analogia com TF de uma série da função quadrada.

Apêndice C

Função *Sampling* e Critério de *Nyquist*

C.1 Função *Sampling*

A função preliminar da TF é utilizada para mapear do espaço de posição para o espaço conjugado e vice-versa através da transformada inversa. A habilidade para representar uma função nos dois domínios é importante em muitas aplicações. No caso de MRI, o problema de imagem unidimensional conduz a integral de Fourier:

$$S[K_x(t)] \cong \int_{-\infty}^{\infty} M(x) e^{-i2\pi K_x(t)x} dx \quad (\text{C.1})$$

A densidade de spin no espaço - x (espaço de posição) é transformado no espaço - $\vec{k}$ (espaço de frequência espacial), a qual está diretamente relacionada com o sinal. Embora estamos considerando transformadas unidimensionais, generalizações para 2D e 3D são simples.

Numa notação mais geral, a transformada 1D pode ser escrita:

$$H(k) \equiv \mathcal{F}(h(x)) = \int_{-\infty}^{\infty} h(x) e^{-i2\pi kx} dx \quad (\text{C.2})$$

junto com a sua inversa

$$h(x) \equiv \mathcal{F}^{-1}(H(k)) = \int_{-\infty}^{\infty} H(k) e^{+i2\pi kx} dx \quad (\text{C.3})$$

Discreta amostragem é representado pelo produto de um sinal contínuo com uma função *sampling* (amostragem) e o teorema de convolução pode ser usado para encontrar a TF do produto. No entanto, antes da convolução ser aplicada, a TF da função *sampling* deve ser conhecida.

A função *sampling* definida como $u(K)$, é uma soma de funções delta tal que o produto com um sinal contínuo é zero exceto nos pontos onde os dados foram adquiridos como desejado. Isto é,

$$u(k) = \Delta K \sum_{p=-\infty}^{\infty} \delta(K - p\Delta K) \quad (\text{C.4})$$

Por substituindo C.4 dentro de C.3, um passo intermediário em encontrar $U(x)$, a

transformada de Fourier inversa de $u(k)$, é dada por

$$U(x) = \mathcal{F}(u(k)) = \Delta K \sum_{p=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \delta(K - p\Delta K) e^{i2\pi kx} = \Delta K \sum_{p=-\infty}^{\infty} e^{i2\pi p\Delta K x} \quad (\text{C.5})$$

Usando a identidade da série de Fourier

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{i2\pi na} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(a - m) \quad (\text{C.6})$$

o que dá

$$U(x) = \sum_{q=-\infty}^{\infty} \delta(x - q/\Delta K) \quad (\text{C.7})$$

Portanto, a transformada de Fourier $U(x)$ é também uma função *sampling*. Esta propriedade joga uma importante regra no estabelecimento da periodicidade da imagem da densidade de spin reconstruída $M(x)$.

C.2 Critério de *Nyquist*

Considere a discretização da medida, mas sem qualquer limitação no número de passos discretos (infinito). Embora não é possível coletar um ajuste infinito de dados, é instrutivo entender primeiro as consequências de tais aquisições infinitas.

O sinal de NMR é geralmente calculado sobre um ajuste de pontos uniformemente espaçados no espaço $\mathbb{K}$. Para um gradiente de leitura G_x constante, tal aquisição é realizada ao longo da direção de leitura por adquirindo os dados em intervalos uniformes de tempo δt , com a relação familiar ΔK no espaço $\mathbb{K}$ e δt :

$$\Delta K = \gamma G_x \delta t \quad (\text{C.8})$$

O sinal medido é $s(p\Delta K)$ e os passos denotados pelo inteiro p . O ajuste de todos (positivos e negativos) inteiros corresponde ao limite de aquisição infinito.

Considere a multiplicação do sinal contínuo pela função aquisição (pente de deltas) (C.4). A multiplicação produz um sinal de distribuição correspondendo a uma aquisição infinita:

$$s_{\infty}(K) \equiv s(K) \cdot u(K) = \Delta K \sum_{p=-\infty}^{\infty} s(p\Delta K) \delta(K - p\Delta K) \quad (\text{C.9})$$

Os coeficientes das funções delta acima mencionados são os sinais adquiridos $s(p\Delta K)$. A função aquisição, um exemplo de sinal suas respectivas TF e a distribuição do sinal estão mostrados na figura C.1.

A TF inversa de $s_{\infty}(K)$ conduz a uma aproximação ou imagem reconstruída da densidade física $M(x)$. A imagem reconstruída para uma aquisição infinita é encontrada a ser:

$$\begin{aligned} \hat{M}_{\infty}(x) &= \int_{-\infty}^{\infty} dK s_{\infty}(K) e^{i2\pi Kx} = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} dK \left[\Delta K \sum_{p=-\infty}^{\infty} s(p\Delta K) \delta(K - p\Delta K) \right] e^{i2\pi Kx} = \end{aligned}$$

Figura C.1: O par de Transformada de Fourier para um exemplo de sinal e da função *sampling* são ilustradas em (a) e (b). O produto da função *sampling* em (a) com o sinal em (b) produz o sinal *sampled*, e a transformada inversa em (c). A Transformada de Fourier do sinal *sampled*, a qual pode ser calculada pela convolução indicada da transformada inversa individual. O *aliasing* é evitado nesta figura pela escolha do passo suficientemente pequeno no espaço $\mathbb{K}$, Δk e, portanto, um suficientemente grande *field of view*, $L_x \equiv 1/\Delta k$.

$$= \Delta K \sum_{p=-\infty}^{\infty} s(p\Delta K) e^{i2\pi p\Delta K x} \quad (\text{C.10})$$

Esta expressão é uma série de Fourier infinita e representa um histograma (aproximação) da TF inversa contínua, isto é, $M(x)$.

O produto de $s(K)$ e $u(K)$ na definição do sinal amostrado C.9 implica que $\hat{M}_{\infty}(x)$ pode ser descrito equivalentemente pela convolução de $M(x)$ e $U(x)$:

$$\hat{M}_{\infty}(x) = M(x) * U(x) \quad (\text{C.11})$$

A convolução de qualquer função $f(x)$ com uma função delta $\delta(x - x_0)$ é:

$$f(x) * \delta(x - x_0) = \int dx' f(x') \delta(x - x' - x_0) = f(x - x_0) \quad (\text{C.12})$$

Então, a convolução de uma soma infinita $U(x)$ com qualquer função, dá uma série infinita onde cada termo da qual é uma cópia da função deslocada do próximo por um intervalo $\frac{1}{\Delta k}$. Isto é, C.11 torna-se:

$$\hat{M}_{\infty}(x) = \sum_{q=-\infty}^{\infty} M(x - q/\Delta K) \quad (\text{C.13})$$

Uma série infinita de cópias da função triângulo é ilustrado na figura C.2, a qual foca a convolução indicada na figura C.1.

Figura C.2: A imagem $\hat{M}_\infty(x) = M(x) * U(x)$ para uma infinita aquisição da (a Transformada de Fourier da) função triângulo (veja figura C.1). Note que a densidade de spin física é agora repetida sobre todo o espaço, com periodicidade $\hat{M}_\infty(x) = \hat{M}_\infty(x + L)$, onde $L_x = 1/\Delta k$. O espaçamento Δk é pequeno suficiente tal que L excede o tamanho do objeto (triângulo) e o *aliasing* é evitado.

Da discussão acima e figuras, a periodicidade espacial é uma característica proeminente de $\hat{M}_\infty(x)$. É observado da expressão C.10 que a periodicidade corresponde ao fato que $e^{i2\pi p \Delta K x}$ é inalterada para qualquer p se $x \rightarrow x + \frac{1}{\Delta k}$. Este conceito de replicação é evidente de C.13 e demonstra que $\hat{M}_\infty(x)$ é translacionalmente invariante. Isto é,

$$\hat{M}_\infty(x) = \hat{M}_\infty\left(x + \frac{1}{\Delta k}\right) \quad (\text{C.14})$$

Então, a periodicidade de $\hat{M}_\infty(x)$ é dado pelo recíproco do espaçamento das funções delta na TF da função de aquisição,

$$\frac{1}{\Delta k} \equiv L \equiv FOV \quad (\text{C.15})$$

O espaçamento uniforme (ΔK) entre os pontos no espaço $\vec{\mathbb{K}}$ é $1/L$ onde L é o intervalo espacial além do qual a imagem reconstruída repete por si só. O intervalo L é chamado campo de vista (FOV).

Para construir uma imagem, uma destas cópias é escolhida. Embora as cópias de $M(x)$ são adequadamente separadas, isto não necessita ser o caso. Pois, se as imagens se sobrepõem, então existirá diferenças significantes entre $M(x)$ e o que é mostrado como uma imagem. Este tipo de artefato é geralmente referido como **aliasing**. É possível

encontrar uma exigência geral ou critério para a taxa de amostragem afim de eliminar este artefato de reconstrução.

O critério pode ser introduzido por considerando o que acontece se L é também pequeno. O exemplo no topo da figura C.3 mostra o caso onde o período espacial L das imagens no espaço $\mathbf{x}$ é maior do que o comprimento (chamado A) do objeto a ser observado por imagem. No entanto, se $L < A$, então as partes da imagem correspondendo aos pixels próximos da borda do objeto tem que ser ordenados em algum lugar na imagem e será mapeado de volta dentro de L . O objeto é **aliased** devido a sobreposição de imagens repetidas, com a borda esquerda mapeada dentro do lado direito do intervalo L e vice-versa para a borda direita. Para evitar esse tipo de erro na imagem, os dados devem ser adquiridos tal que o inverso dos passos de aquisição no espaço $\mathbb{K}$ seja maior do que o tamanho A do objeto a ser adquirido através da imagem. Em uma dimensão, isto significa que o FOV deve ser maior do que o tamanho do objeto:

$$L > A \quad \text{ou} \quad \Delta K < \frac{1}{A} \quad (\text{C.16})$$

Figura C.3: A infinita imagem adquirida $\hat{M}_\infty(x)$ é reconstruída para uma densidade de spin como uma rampa. A relação de Nyquist é satisfeita no topo da figura onde o tamanho selecionado é menor que o FOV ($A < L$) enquanto não é satisfeito no final da figura onde $A > L$. O *aliasing* ocorre para a última figura, onde a cópia do objeto se sobrepõe e resulta em uma imagem distorcida, assumindo que a bobina receptora detecta o sinal de todo o objeto. O pedaço da rampa esquerda (direita) é mapeado dentro da borda direita (esquerda) de intervalo L .

A equação C.16 é referida como **Crítério de Aquisição de Nyquist**.

Apêndice D

Distorção Geométrica

D.1 Introdução

No apêndice A, vimos que a resolução das imagens está diretamente relacionada com o parâmetro T_2^* , que incorpora os efeitos da não uniformidade do campo magnético principal. Normalmente, a não homogeneidade têm dependência espacial complexa. No entanto, essas variações de campo serão modeladas, nesse capítulo, por gradientes lineares, como uma aproximação para facilitar o nosso entendimento. Estes gradientes induzem a duas classes de perturbações nas imagens, denominadas ARTEFATOS.

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

O segundo artefato é o DESLOCAMENTO DE ECO, conhecido como *echo shifting*. Esse artefato afeta as imagens na sequência *Gradient Echo*, mas não interfere nas imagens geradas pela sequência *Spin Echo*.

Se observarmos a figura 2.3, veremos que o eco, numa sequência *Gradient Echo*, acontece após um tempo T_E , no qual a soma das áreas acumuladas sob o gradiente de leitura se anula.

Porém, na presença de um gradiente adicional, causado ou pela não homogeneidade de campo ou produzido por *Eddy Currents*, esse eco será descentralizado, surgindo após um tempo $T'_E \neq T_E$. Essa descentralização causará uma diminuição na amplitude do sinal. A origem do espaço - $\mathbb{K}$ também será deslocada com a criação de uma fase adicional na imagem.

Veremos ao longo deste Apêndice, que o *echo shifting* pode também ser produzido pela presença de gradientes de não homogeneidade perpendiculares à direção de leitura.

D.2 Distorção das imagens devido aos efeitos de campo

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

As variações locais presentes no campo principal, podem também serem causadas pela grande diferença de susceptibilidade magnética nas interfaces entre os tecidos e o ar.

D.2.1 Distorção devido à gradientes de campo paralelos à direção de leitura

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

$$\vec{B}(x) = \vec{B}_0 + (G_x + G'_x) \cdot \hat{x}, \quad (D.1)$$

em que G_x é o gradiente de leitura e G'_x é o gradiente de não homogeneidade do campo na direção de leitura.

O efeito de G'_x sobre a imagem pode ser entendido se analisarmos o comportamento da fase dos spins durante a aquisição dos dados. A fase do sistema de *spins* é dada por:

$$\begin{aligned} \Theta(\hat{x}, t') &= \vec{k}(t') \cdot \hat{x} \\ &= \gamma(G_x + G'_x)t'x \\ &= \gamma G_x t'x \left(1 + \frac{G'_x}{G_x}\right). \end{aligned} \quad (D.2)$$

A equação D.2, implica que os *spins* localizados numa posição x no objeto real, serão deslocados para uma posição x' na reconstrução da imagem, sendo:

$$x' = x \left(1 + \frac{G'_x}{G_x}\right). \quad (D.3)$$

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

Analisando a equação D.3, vemos que esse deslocamento poderia ser anulando, ou minimizado, se o gradiente de leitura G_x tivesse amplitude muito maior que a amplitude de G'_x . Porém, um aumento de G_x implicaria numa diminuição da relação sinal/ruído proveniente da amostra.

Uma outra análise da distorção causada por G'_x , pode ser feita se recorrermos à relação de Nyquist, para a qual, um *field of view*(FOV) de comprimento L e um intervalo de aquisição Δt , estão relacionados pela equação:

$$\gamma |G_x| \Delta t L = 1. \quad (D.4)$$

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

$$\begin{aligned} L' &= \frac{1}{\gamma |G_x + G'_x| \Delta t} \\ &= \frac{1}{\gamma |G_x| \Delta t} \frac{1}{\left|1 + \frac{G'_x}{G_x}\right|} \\ &= L \underbrace{\frac{|G_x|}{|G_x + G'_x|}}_{\lambda} \\ &= \lambda L \end{aligned} \quad (D.5)$$

Portanto, se G_x e G'_x têm o mesmo sinal, o FOV é reduzido devido à distorção, levando a uma estimativa incorreta do tamanho do objeto. Se A é o tamanho físico do objeto, então o número de *voxels* que o compõem passará de $A/\Delta x$ para $A/\Delta x'$, se Δx for o

tamanho de um voxel. Assim, o comprimento aparente do objeto será:

$$A' = \frac{A}{\lambda}, \quad (\text{D.6})$$

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

Figura D.1: Distorção no tamanho do objeto, causado por G'_x , na reconstrução da imagem.

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

D.2.2 Distorção devido à gradientes de campo perpendiculares à direção de leitura

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

Ao longo da direção de codificação de fase

Analogamente ao caso unidimensional, podemos analisar o comportamento da fase dos *spins*, na presença de um gradiente de não homogeneidade na direção Y (G'_y).

$$\begin{aligned} \Theta(\vec{r}, t') &= \vec{k}(t') \cdot \vec{r} \\ &= \gamma(G_x x + G'_y y) t' \\ &= \gamma G_x t' \left(x + \frac{G'_y}{G_x} y \right). \end{aligned} \quad (\text{D.7})$$

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

$$x' = x + \frac{G'_y}{G_x} y. \quad (\text{D.8})$$

Figura D.2: Distorções causadas nos *voxels* e no espaço $\vec{k}$, devido ao gradiente de não homogeneidade G_y' .

Ao longo da direção de seleção

Na presença de um gradiente de não homogeneidade na direção Z (G_z'), a fase dos *spins* é dada por:

$$\begin{aligned}\Theta(\vec{r}, t') &= \vec{k}(t') \cdot \vec{r} \\ &= \gamma(G_x x + G_z' z)t' \\ &= \gamma G_x t' \left(x + \frac{G_z'}{G_x} z\right).\end{aligned}\tag{D.9}$$

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

$$x' = x + \frac{G_z'}{G_x} z.\tag{D.10}$$

Figura D.3: Distorção dos *voxels* devido ao gradiente de não homogeneidade G_z' .

D.2.3 Distorção na seleção de fatias

Uma das principais distorções causadas por gradientes de não homogeneidade na direção Z, é a deformação do plano tomográfico escolhido. No capítulo 2, vimos que a seleção de uma fatia é feita utilizando-se um gradiente de seleção G_z e um pulso de RF

com largura de banda $\Delta\Omega$, centrada em Ω_0 . Essa combinação, gerava uma fatia de espessura $\Delta z = \Delta\Omega/\gamma G_z$, cuja frequência central era Ω_0 , como mostrada na figura a seguir.

Figura D.4: Fatia selecionada por G_z /pulso RF.

Porém, na presença de um gradiente adicional G'_z , a espessura da fatia passaria a ser:

$$\Delta z' = \frac{\Delta\Omega}{\gamma(G_z + G'_z)}. \quad (\text{D.11})$$

A frequência da linha central da fatia também seria alterada:

$$\begin{aligned} \Omega_{centro} &= \gamma(B_0 + G_z z + G'_z z) \\ &= \underbrace{\gamma(B_0 + G_z z)}_{\Omega_0} + \gamma G'_z z \\ &= \Omega_0 + \Omega'. \end{aligned} \quad (\text{D.12})$$

Figura D.5: Fatia excitada (a) apenas na presença do gradiente de seleção G_z e (b) com um gradiente adicional de não homogeneidade, G'_z .