



**İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**ULTRA KISA EKO SÜRESİYLE
NÜKLEER MANYETİK REZONANS GÖRÜNTÜLEME**

M. Hakan ALBAYRAK

Fizik Anabilim Dalı

Nükleer Fizik Programı

Danışman

Prof. Dr. Ali TUTAY

Ocak, 2010

İSTANBUL



**İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**ULTRA KISA EKO SÜRESİYLE
NÜKLEER MANYETİK REZONANS GÖRÜNTÜLEME**

M. Hakan ALBAYRAK

Fizik Anabilim Dalı

Nükleer Fizik Programı

Danışman

Prof. Dr. Ali TUTAY

Ocak, 2010

İSTANBUL

Bu çalışma 05/02/2010 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı Nükleer Fizik programında Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

Tez Jürisi

Prof. Dr. Ali TUTAY (Danışman)
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi

Prof.Dr.Nizamettin ERDURAN
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi

Prof. Dr. Melih BOSTAN
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi

Prof. Dr. Kubilay KUTLU
Yıldız Teknik Üniversitesi
Fen-Edebiyat Fakültesi

Prof. Dr. Mehmet ŞİRİN
Yıldız Teknik Üniversitesi
Fen-Edebiyat Fakültesi

ÖNSÖZ

Lisans ve yüksek lisans öğrenimim sırasında ve tez çalışmalarım boyunca gösterdiği her türlü destek ve yardımdan dolayı çok değerli hocam Prof.Dr.Ali Tutay'a en içten dileklerle teşekkür ederim.

Bu çalışma boyunca yardımlarını esirgemeyen çalışma arkadaşlarıma ve lisans derecesini de almış olduğum İstanbul Üniversitesi'ne teşekkürü bir borç bilirim.

Ayrıca yardım, destek ve katkılarından ötürü İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü Genel Fizik Anabilim Dalı'ndan hocam Prof.Dr.Emine Rızaoğlu'na, Matematiksel Fizik Anabilim Dalı'ndan hocam Prof.Dr.Haşim Mutuş'a ve Boğaziçi Üniversitesi Biyomedikal Mühendisliği Enstitüsü'nden hocam Doç.Dr.Cengizhan Öztürk'e çok teşekkür ederim.

Ocak, 2010

Mehmet Hakan ALBAYRAK

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ	i
İÇİNDEKİLER	ii
ŞEKİL LİSTESİ.....	v
TABLO LİSTESİ	viii
SEMBOL LİSTESİ	ix
ÖZET	xi
SUMMARY	xii
1. GİRİŞ	1
2. GENEL KISIMLAR	3
2.1. NMR'IN KLASİK TANIMI	2
2.1.1. Dış Manyetik Alana Yerleştirilen Bir Protona Klasik Yaklaşım	3
2.1.2. Tork, Açısal Momentum ve Manyetik Moment İlişkisi.....	5
2.1.3. Hareket Denklemi	7
2.1.4. Presesyon Hareketi	7
2.1.5. Geometrik Gösterim	8
2.1.6. Hareket Denklemine Çözümü	10
2.1.7. RF Alanı	11
2.1.8. Dönen Referans Sistemleri	12
2.1.9. Dış Manyetik Alan Etkisindeki Manyetik Momentin Dönen Referans Sistemindeki İfadesi	14
2.1.10. RF Alanının Dönen Referans Sistemindeki İfadesi	15
2.1.10.1. Polarizasyon	15
2.1.10.2. Kuadratur Alanı.....	17
2.1.11. Rezonans Şartı ve RF Pulsu	18

2.1.12. Yönelme Açısı.....	18
2.1.13. RF Varlığında Hareket Denklemiminin Dönen Referans Sistemindeki Çözümü	19
2.1.14. Preseyonun Laboratuvar Açısı	20
2.1.15. Manyetizasyon Vektörü.....	21
2.1.16. Relaksasyon	22
2.1.17. Spin-Kafes Etkileşimi ve Dikey Manyetizasyonun Yeniden Oluşumu	23
2.1.17.1. T_1 Relaksasyon Süresi	23
2.1.18. Spin-Spin Etkileşimi ve Yatay Manyetizasyon Bozunumu	25
2.1.18.1. T_2 Relaksasyon Süresi	25
2.1.18.2. T_2^* ve T_2' Süreleri.....	27
2.1.19. Bloch Denklemi ve Statik Alan Çözümleri	28
2.1.20. Kompleks Gösterim	29
2.1.21. Statik ve RF Alanlarının Birleşimi İçin Bloch Denklemine Çözümü	29
2.2. NMR'IN KUANTUM MEKANİKSEL TANIMI	30
2.2.1. Spin.....	30
2.2.1.1. Spin ve Manyetik Moment.....	33
2.2.1.2. Spin $1/2$ Sistem İçin Zeeman Yarılması.....	34
2.2.1.3. Pauli Spin Matrisleri.....	34
2.2.2. Sabit Alanlar İçin Spin Çözümleri	35
2.2.3. Preseyonun Kuantum Mekaniksel İfadesi	36
2.2.4. İstatiksel Yaklaşım ve Kuantum Mekaniksel M_0	41
2.3. SİNYAL.....	43
2.3.1. Faraday İndüksiyon Yasası.....	43
2.3.2. Manyetizasyon Sonucu Oluşan Sinyal	45
2.3.3. Sinyal Demodulasyonu	47
2.3.3.1. Reel Kanal.....	48
2.3.3.2. İmajiner Kanal.....	48
2.3.3.3. Kompleks Sinyal.....	48
2.3.4. Serbest İndüksiyon Bozunumu (FID)	49
2.3.5. Sinyal, Manyetizasyon ve Etkin Spin Yoğunluğu	49
2.4. 1-BOYUTLU VE 2-BOYUTLU NMRG	51
2.4.1. 1-Boyutlu Sinyal	52
2.4.2. Frekans Kodlama ve Spin Konumu	52

2.4.3. 1-Boyutlu Görüntüleme ve Fourier Transformasyonu	53
2.4.4. k-uzayının Doldurulması.....	54
2.4.5. 1- Boyutlu NMRG ve Gradient Eko.....	55
2.4.6. Genelleştirilmiş Lineer Gradyan İfadesi.....	57
2.4.7. 2-Boyutlu Gradient Eko Görüntüleme	59
2.4.7.1. Kesit Seçimi.....	59
2.4.7.2. Kesit Seçimi Sonrası Refaze Edici Gradyan Uygulanması	61
2.4.7.3. Faz Kodlama.....	62
2.4.7.4. Frekans Kodlama.....	64
3. MALZEME VE YÖNTEM.....	69
3.1. KISA T2'Lİ DOKULARIN GÖRÜNTÜLENMESİ.....	69
3.2. ULTRA KISA EKO GÖRÜNTÜLEMeye GİRİŞ.....	70
3.2.1. Eko Zamanının Sınıflandırılması	70
3.2.2. Doku Özellikleri	70
3.2.3. Dokuların Kısa T2'li Olma Sebepleri.....	73
3.2.4. Temel Ultra Kısa Eko Görüntüleme Fiziği.....	74
3.2.4.1. UTE Görüntülemeye Uygun RF Özellikleri	74
3.2.4.2. Cihaz Performansı	75
3.2.4.3. Temel UTE Puls Sekansı ve Yapısı.....	76
3.2.4.4. Görüntüleme Yöntemi	78
4. BULGULAR.....	80
5. TARTIŞMA VE SONUÇ.....	87
KAYNAKLAR.....	88
ÖZGEÇMİŞ.....	89

ŞEKİL LİSTESİ

Şekil 2.1	: Dış manyetik alanda bulunan akım geçen kapalı çerçeveye uygulanan diferansiyel manyetik kuvvetler ve tork.....	4
Şekil 2.2	: Topacın gravitasyonel alandaki presasyonu.....	8
Şekil 2.3	: Dış manyetik alandaki manyetik momentin açılal momentum değişimine bağlı olarak sola dönüşü	8
Şekil 2.4	: Döner referans sisteminin labartuvar sistemine göre $\bar{\Omega}$ açılal hızıyla dönüşü	12
Şekil 2.5	: z ve z' eksenleri çakışık olan, sükunetteki laboratuvar referans sistemi ve (sola) döner referans sistemi	16
Şekil 2.6	: Döner referans sisteminde manyetik momentin etkin manyetik alan etrafındaki presasyon hareketi.....	21
Şekil 2.7	: Manyetizasyonun dikey bileşenin başlangıç değeri $M_z(0)$ 'dan M_0 denge değerine ulaşması	24
Şekil 2.8	: Spin-spin etkileşmeleri	25
Şekil 2.9	: Yatay manyetizasyonun $M_{yatay}(0)$ başlangıç değerinden bozunumu....	26
Şekil 2.10	: Laboratuvar referans sisteminde RF sonrası yatay manyetizasyonun bozunumu ve dikey manyetizasyonun oluşumu	29
Şekil 2.11	: Pozitif jromanyetik sabitli spin $\frac{1}{2}$ parçacık için Zeeman enerji seviyeleri	34
Şekil 2.12	: Manyetik moment operatörünün beklenen değerinin z yönündeki sabit dış manyetik alan etrafındaki presasyonu	40
Şekil 2.13.a	: Laboratuvar sisteminde RF ve FID sinyali.....	51
Şekil 2.13.b	: Demodulasyonun Larmor frekansında olması sonucunda döner referans sisteminde RF ve FID sinyali	51
Şekil 2.13.c	: Demodulasyonun Larmor frekansından çok az farklı olmasıyla meydana gelen FID sinyali.....	51
Şekil 2.13.d	: Demodulasyonun Larmor frekansından çok az farklı olması ve spin izokromatların Larmor frekansından az miktarda farklı frekansa sahip olması sonucunda meydana gelen FID sinyali.....	51
Şekil 2.14	: Bir boyuta dağılmış spin topluluğu ve 1-boyutlu NMRG esnasında elde edilen sinyaller	56
Şekil 2.15	: Kesit seçici gradyan (z -gradyanı) ve kesit kalınlığına uygun sıralı kesitler	60
Şekil 2.16	: TH kesit kalınlığı olmak üzere frekansın kesit kalınlığına göre değişimi	60
Şekil 2.17	: xy düzlemine paralel bir kesiti uyaran kesit seçici gradyan G_{ss}	62
Şekil 2.18	: y ekseninde her τ_y süresi sonunda değişen G_y miktarları	63
Şekil 2.19	: Gradient eko sekans diyagramı	67
Şekil 2.20	: Eş zamanlı gradyan alanların uygulandığı gradient eko sekans diyagramı	68

Şekil 2.21.a	: Bazı gradyanların eş zamanlı çalışmadığı gradient eko için k-uzayı.....	69
Şekil 2.21.b	: Bazı gradyanların eş zamanlı çalıştığı gradient eko için k-uzayı.....	69
Şekil 3.1.a	: Kısa T_2 'li doku bileşenleri çoğunlukta olan doku konvansiyonel puls sekansı ile incelendiğinde yatay manyetizasyonun zamana göre değişimi ve veri toplama anı	72
Şekil 3.1.b	: Kısa T_2 'li doku bileşenleri azınlıkta olan doku konvansiyonel puls sekansı ile incelendiğinde yatay manyetizasyonun zamana göre değişimi ve veri toplama anı	72
Şekil 3.2.a	: Kısa T_2 'li doku bileşenleri çoğunlukta olan doku UTE puls sekansı ile incelendiğinde yatay manyetizasyonun zamana göre değişimi ve veri toplama anı	73
Şekil 3.2.b	: Kısa T_2 'li doku bileşenleri azınlıkta olan doku UTE puls sekansı ile incelendiğinde yatay manyetizasyonun zamana göre değişimi ve veri toplama anı	73
Şekil 3.3	: 90° lik RF pulsü boyunca (3ms) ve sonrasında T_2 'leri 0,01 ms ile 100 ms arasındaki dokular için, bu süreç içerisinde mevcut dikey ve yatay manyetizasyon miktarları	75
Şekil 3.4	: Temel UTE sekans diyagramı	77
Şekil 3.5	: Işınsal k-uzayı.....	77
Şekil 3.6	: UTE sekansı için kullanılan ışınsal k-uzayı	78
Şekil 3.7	: İki farklı eko anında veri toplama	80
Şekil 4.1.a	: Tedavi sonrası glioma ve multipl anjiyomalı hasta, konvansiyonel spin ekoyla elde edilmiş aksiyal görüntü	81
Şekil 4.1.b	: Tedavi sonrası glioma ve multipl anjiyomalı hasta, konvansiyonel UTE uygulanarak iki ekonun farkıyla elde edilmiş aksiyal görüntü	81
Şekil 4.2.a	: Meningeal kalınlaşma, konvansiyonel yöntemle elde edilen aksiyal görüntü	81
Şekil 4.2.b	: Meningeal kalınlaşma, konvansiyonel UTE, iki eko farkıyla elde edilen aksiyal görüntü	81
Şekil 4.3	: Konvansiyonel UTE, iki eko farkıyla elde edilen aksiyal görüntü	82
Şekil 4.4	: Konvansiyonel UTE, iki eko farkıyla elde edilen aksiyal görüntü	82
Şekil 4.5	: Konvansiyonel UTE, iki eko farkıyla elde edilen aksiyal görüntü	83
Şekil 4.6	: Yağ baskılamalı UTE aksiyal görüntü	83
Şekil 4.7.a	: Normal, 55 yaşında erkek, yağ baskılamalı UTE aksiyal görüntü.....	84
Şekil 4.7.b	: Normal, 55 yaşında erkek yağ baskılamalı UTE sonraki eko aksiyal görüntü	84
Şekil 4.7.c	: Normal, 55 yaşında erkek yağ baskılamalı UTE iki eko farkıyla elde edilen aksiyal görüntü.....	84
Şekil 4.7.d	: Hasta, 58 yaşında kadın yağ baskılamalı UTE iki eko farkıyla elde edilen aksiyal görüntü	84
Şekil 4.8.a	: Normal diz, yağ baskılamalı UTE aksiyal görüntü	85
Şekil 4.8.b	: Normal diz, yağ baskılamalı UTE iki eko farkıyla elde edilen aksiyal görüntü	85
Şekil 4.9.a	: Konvansiyonel yöntem.....	85
Şekil 4.9.b	: Yağ baskılamalı UTE, aksiyal görüntü (geç eko)	85
Şekil 4.9.c	: Yağ baskılamalı UTE, iki eko farkıyla elde edilen aksiyal görüntü	85

Şekil 4.10	: Dış menisküs, yağ baskılamalı UTE, iki eko farkıyla elde edilen aksiyal görüntü	86
-------------------	---	----

TABLO LİSTESİ

Tablo 2.1	: İnsan vücudundaki bazı dokular için T_1 relaksasyon süreleri ($B_0=1,5$ T)	24
Tablo 2.2	: İnsan vücudundaki bazı dokular için T_2 relaksasyon süreleri ($B_0=1,5$ T)	27
Tablo 3.1	: Eko zamanlarına göre eko ifadeleri.....	70
Tablo 3.2	: Yetişkinler için 1,5 T sabit manyetik alanda, kısa T_2 'li doku ve doku bileşenlerinin ortalama yaklaşık T_2 süreleri	71
Tablo 3.3	: Yetişkine ait kısa T_2 'li doku bileşenleri çoğunlukta olan dokular ...	71

SEMBOL LİSTESİ

A	: vektör potansiyeli
ADC	: analogtan dijitale çevirici
B	: manyetik alan
B₀	: sabit dış manyetik alan
B^r	: alıcı alanı
B₁	: radyofrekans alanı
B₁^{lin}	: lineer polarize radyofrekans alanı
B₁^{drsl}	: dairesel polarize radyofrekans alanı
BW	: band genişliği
C	: parçacığa bağlı bir sabit (Curie Kanunu)
CUTE	: konvansiyonel ultra kısa eko süresi
D	: kapalı yol çapı
E	: enerji özdeğeri
f	: frekans
F_B	: manyetik kuvvet
FUTE	: yağ baskılamalı ultra kısa eko süresi
G	: gradyan alan
g_e	: elektron için Landé çarpanı
g_p	: proton için Landé çarpanı
G_{FE}	: frekans kodlayıcı gradyan
G_{PE}	: faz kodlayıcı gradyan
G_{SS}	: kesit seçici gradyan
H	: hamiltonyen operatörü
I	: çekirdeğin toplam açısal momentumu
J	: toplam açısal momentum
k	: uzaysal frekans
L	: yörüngesel açısal momentum
M	: manyetizasyon
M₀	: denge manyetizasyonu
M_{yatay}	: yatay manyetizasyon
M_{dikey}	: dikey manyetizasyon
MRG	: manyetik rezonans görüntüleme
N	: spin sayısı
N_↓	: aşağı spin sayısı
N_↑	: yukarı spin sayısı
NMR	: nükleer manyetik rezonans
NMRG	: nükleer manyetik rezonans görüntüleme
P(E)	: enerjiye bağlı olasılık
RF	: radyofrekans
S	: spin açısal momentumu
T	: sıcaklık

T₁	: dikey relaksasyon zamanı
T₂	: spin-spin etkileşimine bağlı yatay relaksasyon zamanı
T₂'	: alan inhomojenitelerine bağlı yatay relaksasyon zamanı
T₂*	: toplam yatay relaksasyon zamanı
TR	: tekrarlama süresi
TE	: eko süresi
TH	: kesit kalınlığı
U	: potansiyel enerji
UTE	: ultra kısa eko süresi
Z	: bölüşüm fonksiyonu
γ	: jirromanyetik sabit
Λ	: elektronik sistem kayıpları
μ	: manyetik moment
μ_B	: Bohr magnetonu
μ_N	: nükleer magneton
ρ	: etkin spin yoğunluğu
ρ₀	: spin yoğunluğu
σ	: Pauli spin matrisi
τ	: tork
Φ	: manyetik akı
Ψ	: dalga fonksiyonu
Ω	: demodulasyon
ω	: açısal frekans
ω₀	: Larmor frekansı

ÖZET

ULTRA KISA EKO SÜRESİYLE NÜKLEER MANYETİK REZONANS GÖRÜNTÜLEME

NMRG tıbbi görüntülemelerde kullanılan en önemli görüntüleme yöntemlerinden biridir. Tüm dünyada otuz yıldan fazladır kullanılmaktadır ve insan vücudunu görüntüleme konusunda diğer görüntüleme yöntemlerinden farklı özelliklere sahiptir.

NMRG insan anatomisini ve fizyolojisini görüntülemelerde birçok üstünlüğe sahip olmasına rağmen, klinik tanı amacıyla konvansiyonel NMRG sekanslarıyla elde edilen görüntülerde bazı doku ve doku bileşenleri kısa T_2 sürelerine sahip olmaları nedeniyle gözlemlenememiştir. Bu tezde kısa T_2 'li doku ve doku bileşenlerini görüntülemek için yeni bir yöntem olan ultra kısa eko süresi (UTE) ile NMRG incelenmiştir.

İlk olarak kısa T_2 'li doku ve doku bileşenleri tanımlanmıştır. Ardından temel UTE sekansı ve fiziği açıklanmıştır. UTE sekansının kullanılabilmesi için cihaz gereksinimleri üzerinde durulmuştur. UTE sekansı ile kullanıldıklarında kısa T_2 'li dokuların ve doku bileşenlerinin görüntü kalitesini arttıran bazı yöntemler iki gruba ayrılmış ve açıklanmıştır. Elde edilen görüntülerde bu iki grubun ilkinden bir metod (farklı iki eko süreli görüntülerin çıkarılması) tek başına ve ikincisinden bir metod (frekans temelli yağ baskılama) ilk gruptan seçilen metodla birleştirilerek kullanılmıştır. Görüntülerden elde edilen sonuçlar verilmiştir.

Son bölümde UTE puls sekansının klinik başarısı ve gelecek planları değerlendirilmiş, önerilerde bulunulmuştur.

SUMMARY

NUCLEAR MAGNETIC RESONANCE IMAGING WITH ULTRASHORT ECHO TIME

NMR imaging (NMRI) is one of the most important imaging modalities in medical imaging. It has a lot of different imaging specialities from other modalities about imaging human body and it has been used all over the world for over thirty years.

Although NMRI has large capabilities of imaging the human anatomy and physiology, for clinical diagnosis, in images obtained with conventional NMRI sequences, some tissues and tissue components can not be seen good enough because of having too short T_2 times. In this thesis, NMR imaging with ultrashort echo time (UTE) which is a new method for imaging tissue and tissue components with short T_2 times is investigated.

Firstly, tissue and tissue components with short T_2 are described. After that, basic UTE pulse sequence and its physics are explained. NMR imaging machine requirements for using UTE sequence are emphasized. Some of the methods which increase the image quality of the short T_2 tissues and tissue components when used with UTE pulse sequence are divided into two groups and explained. In the obtained images, one method (subtraction of images which are obtained at two different echo time) from the first group which is used alone and one method (frequency-based fat saturation) from the second group which is combined with the chosen method in the first group, are used. The results from these images are given.

In the last section, the clinical success of the UTE pulse sequence and future plans are evaluated and some suggestions are made.

1. GİRİŞ

1.1. NMR VE NMRG

NMRG (yada MRG) temeli NMR olan bir tıbbi görüntüleme yöntemidir. NMR, sabit bir dış manyetik alana yerleştirilmiş olan atom yada molekülün çekirdeğinin net spininin bu alanla uyarılması ve (dış) radyofrekans alanı ile (RF yada B_1) rezonansa girmesi sonucu numuneden sinyal elde etme temeline dayanır. Elde edilen sinyal ile numunenin içeriği hakkında bilgi sahibi olunabilir. NMR, 1946'da birbirlerinden bağımsız olarak Felix Bloch (ve arkadaşları) ile Purcell (ve arkadaşları) tarafından keşfedilmiştir. Keşfinden bu yana çok sayıda deney ve ölçüm için kullanılmıştır. Bu bağlamda NMR spektrokopisi fizik, kimya, eczacılık, tıp, malzeme bilimi gibi alanlarda kullanılmaktadır.

NMRG bir tomografik görüntüleme yöntemidir. İlk olarak 1973'te Lauterbur; Mansfield ve Grannell tarafından yine birbirlerinden bağımsız olarak gerçekleştirilmiştir. Uzaysal konuma göre değişen manyetik alanların (gradyan alanlar) kullanımı ve matematiksel yöntemlerin yardımıyla sinyalin vücudun neresinden geldiği anlaşılabilir. Bu şekilde elde edilen sinyaller vücudun kesitsel olarak 2 ve 3-boyutlu görüntülerinin elde edilmesine imkan vermiştir. NMRG'nin sağladığı yüksek yumuşak doku rezolüsyonu ve 3-boyutlu inceleme yapabilme imkanı tıbbi görüntülemeye kazandırdığı en önemli avantajlarından birkaçıdır. Son yıllarda konu hakkında yapılan araştırmalar ve destekleyici başka disiplinlerdeki gelişmeler NMRG'de; fonksiyonel görüntülemeyi (fMRG), kardiyak görüntülemeyi, 4-boyutlu incelemeleri, daha yüksek manyetik alanları kullanarak görüntü elde etmeyi vb. imkanı hale getirmiştir.

1.2. TEZİN KONUSU

NMRG'de görüntü elde etme amacıyla kullanılan sinyal zaman içinde değişen yatay (transvers) manyetizasyon vektörüdür. Bu vektörün bozunum hızı dokudan dokuya değişmektedir. Bazı dokuların yatay manyetizasyonları diğer dokulara göre çok hızlı bozulduklarından ölçülememektedir. Bu noktada yeni bir yöntem olan ultra kısa eko süreleriyle NMRG, yatay manyetizasyon vektörleri çok hızlı kaybolan dokuları görüntülemeyi amaçlamaktadır. Tezin konusu NMRG'de temel ultra kısa eko süresi ile görüntüleme yöntemidir.

1.Bölüm konuya giriş amacıyla olup, NMR ve NMRG'nin kısa tanımı, amacını kullanım alanlarını, tezin asıl konusu olan UTE'nin amacını ve tez akışını içermektedir.

2.Bölüm konuyla ilgili genel bilgileri verme amacıyla olup, NMRG'nin temeli olan NMR'ın yarı klasik tanımı ve kuantum mekaniksel tanımı 2.1 ve 2.2 bölümlerinde açıklanmaktadır. 2.3 bölümü NMR'da sinyal elde edilmesini anlatmaktadır. 2.4 bölümünde bu sinyali görüntüye çevirmek için uygulanan aşamalar anlatılmaktadır.

3. Bölüm kısa T_2 'li dokuları, temel ultra kısa eko görüntüleme fiziğini ve görüntü elde etme yöntemini anlatmaktadır.

4. Bölüm UTE sekansı ile elde edilen görüntülerden ve bu görüntülerle gözlemlenebilen kısa T_2 'li doku ve doku bileşenlerinden bahsetmektedir.

5. Bölüm genel olarak tezde UTE sekanslarıyla elde edilen görüntülerin başarısından, yöntemin mevcut gereksinimlerinden, kullanım alanı ve yöntem üzerindeki çalışmalardan bahsetmektedir.

2. GENEL KISIMLAR

2.1. NMR'IN KLASİK TANIMI

NMRG'nin temeli NMR olayıdır. NMR, aslen kuantum mekaniği ile açıklanmaktadır. Fakat NMRG için NMR'ın klasik mekanik tanımı, kuantum mekaniksel tanımı ile uyumluluk göstermektedir [1]. NMR, temelde kuvvetli (tesla mertebesi) ve sabit bir dış manyetik alanın, bu alana yerleştirilen çekirdeğin spininden kaynaklanan manyetik momentle olan ilişkisinden kaynaklanmaktadır. Klasik olarak bu spin, taneciğin kendi eksenini etrafında dönmesi olarak tanımlanır.

NMRG'de genellikle kullanılan çekirdek, insan vücudunun %75'ini suyun oluşturması, vücuttaki diğer organik moleküllerde de bulunması ve de net spininin sıfır olmaması sebebiyle ^1H çekirdeğidir. ^1H çekirdeği bir proton içerir. Bu kısımda NMR'ın klasik tanımı, bu protonun klasik spin yaklaşımı kullanılarak yapılacaktır.

2.1.1. Dış Manyetik Alana Yerleştirilen Bir Protona Klasik Yaklaşım

Bu bölümde tek bir protonun dış manyetik alanla olan etkileşimi, protonun çevresiyle olan etkileşim dikkate alınmadan incelenecektir.

Klasik olarak proton spinini (yada spin açısal momentumu) protonun kendi etrafında dönmesi anlamına gelmektedir. Protonun kendi etrafında dönmesi, iletken kapalı bir telden geçen akım taşıyıcılarının hareketine benzer. Böyle akım geçen bir tel dış manyetik alana yerleştirilirse, tel çerçevesinin dl elemanına etkiyecek manyetik kuvvet Lorentz Kanunu uyarınca şöyledir:

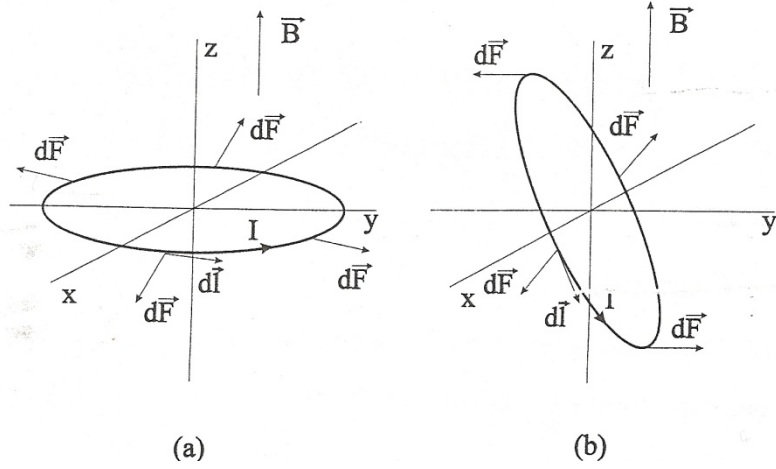
$$d\vec{F}_B = I d\vec{l} \times d\vec{B} \quad (2.1)$$

Denklem 2.1'in kapalı yol üzerinden integrali 0'dır. Yani kapalı yoldan geçen akım taşıyıcılarına etki eden toplam manyetik kuvvet 0'dır. Fakat toplam kuvvet 0 olsa da her dl elemanına etkiyen kuvvet farklı doğrultularda olduklarından, bu kuvvet tele bir tork etkisi verir. Bu tork teldeki akımın akış yönüne göre, çerçevesinin dış manyetik alana paralel ya da zıt yönelmesini sağlar ve şöyle ifade edilir:

$$d\vec{\tau} = \vec{r} \times d\vec{F}_B \quad (2.2)$$

$$\oint d\vec{\tau} = \oint \vec{r} \times d\vec{F}_B \quad (2.3)$$

2.2. ve 2.3 de nklemlerindeki \vec{r} vektörü, kapalı telin merkezinden r kadar uzaklıktaki diferansiyel kuvvet $d\vec{F}_B$ 'nin konum vektörüdür.



Şekil 2.1: Dış manyetik alanda bulunan akım geçen kapalı çerçeveye uygulanan diferansiyel manyetik kuvvetler ve tork a) $|\vec{\tau}| = 0$ b) $|\vec{\tau}| > 0$

Sabit manyetik alana giren akım geçen kapalı tele uygulanan torkun bir başka ifadesi de;

$$\vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{B} \quad (2.4)$$

dir. Burada $\vec{\mu}$ vektörü

$$\vec{\mu} = I \vec{A} \quad (2.5)$$

manyetik dipol moment (ya da manyetik moment) olarak adlandırılan ve kapalı yolun alan vektörü ile akımın çarpımına eşit olan bir vektördür. Alan vektörü ise büyüklüğü kapalı yolun alanına eşit, alana dik olan vektördür. Yönü sağ el kuralına göre akımın kapalı yolda dolanım yönüne göre bulunur.

Denklem 2.4'ten anlaşılacağı gibi tork, manyetik moment dış manyetik alana paralel ya da zıt olana kadar 0'dan farklıdır. (θ , manyetik alanla, manyetik moment arasındaki açı olmak üzere, $\theta = 0$ ve $\theta = 180^\circ$ olduğunda $\sin \theta = 0$ olur ve $|\vec{\tau}| = 0$ olur.)

Denklem 2.4 uzaysal olarak değişen manyetik alanların varlığında da kullanılabilir. Ancak bunun için gerekli şart kapalı yolun çapı D olmak üzere, D'nin alanın değiştiği uzaklık miktarından çok daha kısa olmasıdır. (Örneğin $\Delta B \approx |\partial B / \partial x| \cdot D \ll |B|$) [1]

Sabit bir dış manyetik alan tarafından akım geçen kapalı tele uygulanan tork, manyetik momentin potansiyel enerjisinde bir değişime sebep olur. Bu değişim manyetik momentin dış manyetik alana paralel yada zıt yönlenmesine göre şöyledir:

$$U = - \vec{\mu} \cdot \vec{B} \quad (2.6)$$

$$U = + \vec{\mu} \cdot \vec{B} \quad (2.7)$$

Denklem 2.6 manyetik momentin dış manyetik alana paralel yönlendiği ve potansiyel enerjisinin azaldığı durumdur. (Yani manyetik moment ortama enerji aktarmıştır.) Denklem 2.7 ise manyetik momentin dış manyetik alana zıt yönlendiği ve potansiyel enerjisinin arttığı durumdur. (Yani manyetik moment enerji kazanmıştır.) Bu yüzden denklem 2.6 durumuna minimum enerjili durum, denklem 2.7 durumuna ise maksimum enerjili durum denir.

Sonuç olarak protonun spin açısal momentumundan kaynaklanan manyetik moment protonun dönüş yönüne göre (sağ el kuralı) ya dış manyetik alana paralel yada zıt yönlenir. Buna ek olarak dış manyetik alana giren protonun spin açısal momentumu, uygulanan tork sebebiyle zamanla değişir (Prezesyon). Açısal momentumun zamanla değişmesi manyetik momentin de yönünü değiştirir. Tork, açısal momentum ve manyetik moment arasındaki ilişki bölüm 2.1.2.'de anlatılacaktır.

2.1.2 Tork, Açısal Momentum ve Manyetik Moment ilişkisi

Bir sistemin üzerine uygulanan sıfırdan farklı tork, sistemin açısal momentumunun değişimine eşittir.

$$\vec{\tau} = \frac{d\vec{J}}{dt} \quad (2.8)$$

Açısal momentumla manyetik momentin ilişkisi ise şöyle verilir:

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{J} \quad (2.9)$$

2.9 de nkleminde γ jiromanyetik sabiteyi temsil etmektedir. Jiromanyetik sabite, r yarıçapında v sabit süratiyle düzgün dairesel hareket eden q noktasal yükü için:

$$\gamma = \frac{q}{2m} \quad (2.10)$$

olarak hesaplanır. Bu sabit, proton için:

$$\gamma = 2.675 \times 10^8 \text{ rad/sT} \quad (2.11)$$

yada daha kullanışlı olan

$$\frac{\gamma}{2\pi} = 42,58 \text{ MHz / T} \quad (2.12)$$

dır.

2.10 denklemini çekirdeğe ait tanecikler için tam doğru değildir. Fakat kütleden kaynaklanan farklılıkları anlamayı kolaylaştırır.

Denklem 2.10, 2.2 bölümünde anlatılan NMR'in kuantum tanımında, \hbar birim açısal momentum olmak üzere, karşımıza birim manyetik moment büyüklüğünün içindeki katsayı olarak çıkmaktadır. Bu birim manyetik moment elektron için Bohr magnetonu adını alır ve;

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9,27 \times 10^{-24} \text{ A} \cdot \text{m}^2 \quad (2.13)$$

ile ifade edilir ve aynı yük fakat proton kütlesi için nükleer magneton;

$$\mu_n = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5,05 \times 10^{-27} \text{ A} \cdot \text{m}^2 \quad (2.14)$$

ile ifade edilir.

2.1.3. Hareket Denklemi

2.4, 2.8 ve 2.9 denklemlerine birlikte bakıldığında, dış manyetik alana giren protonun manyetik momentinin; tork, spin açısai momentum ve manyetik moment ilişkisi kullanılarak zamana göre değişimi söylenebilir:

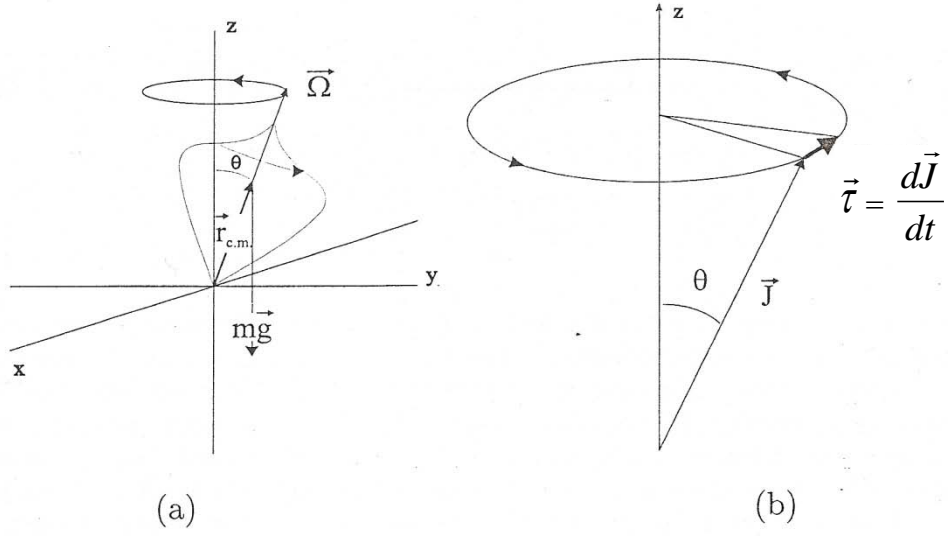
$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = \frac{d}{dt}(\gamma\vec{J}) = \gamma \frac{d\vec{J}}{dt} = \gamma \vec{\tau} = \gamma \vec{\mu} \times \vec{B} \text{ olur yani;}$$

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = \gamma \vec{\mu} \times \vec{B} \quad (2.15)$$

Denklem 2.15 NMRG için elde edilen temel denklemlerden biridir. Daha sonra bahsedilecek olan Bloch Denklemi'nin basit halidir [1].

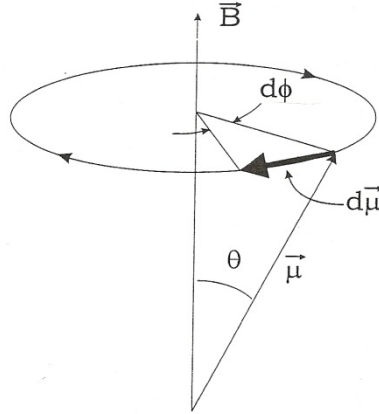
2.1.4. Presesyon Hareketi

Dış manyetik alana giren protonun manyetik momenti bu dış alana ya paralel yönlenir yada zıt yönlenir. Buna ek olarak proton ve manyetik momenti, dış manyetik alanın çevresinde de belli bir açı yaparak dolandır. Bu harekete presesyon denir. Bu hareket dış ajan tarafından döndürülen ve yerçekimi kuvvetinin etkisinde kalan topacın hareketine benzer. Kendi etrafında döndürülen topaç, ağırlığı nedeniyle dönme ekseninden belli bir açı yaparak uzaklaşır ama topaç düşmez. Düşmemesinin sebebi topaç dönme ekseninden uzaklaştığı anda yerçekimi kuvveti ile yerçekimi kuvvetinin uygulama noktası olan kütle merkezinin arasında, yerçekimi kuvvetinin tork yaptırabileceği kadar bir açının oluşmasıdır ($\vec{\tau} = \vec{r}_{KM} \times \vec{F}_G$). Bu tork topacın açısai momentumunu değiştirir. Dolayısıyla topaç yere düşmez. Manyetik moment için de durum benzerdir. Manyetik kuvvetler sonucu oluşan tork protonun spin açısai momentumunun yönünü ve manyetik momentin yönünü değiştirir. Presesyon sonucu manyetik momentin zamana göre değişimi 2.1.5. geometrik gösterim kısmında ifade edilecektir.



Şekil 2.2: Topacın gravitasyonel alandaki presasyonu a) Topacın kütle merkezine etkiyen yerçekimi kuvveti b) Yerçekimi kuvvetinin yaptırdığı tork ve bu torkun sebep olduğu açısız momentum değişimi

2.1.5 Geometrik Gösterim



Şekil 2.3: Dış manyetik alandaki manyetik momentin açısız momentum değişimine bağlı olarak sola (saat yönüne) dönüşü

Şekil 2.3'te \vec{B} , z yönünde sabit dış manyetik alanı temsil etmektedir. Tork sebebiyle manyetik moment sola dönmektedir.

$\vec{\mu}$ vektörü zaman içinde nasıl bir değişim göstermektedir bunu görmek için $d\vec{\mu}/dt$ ile skaler çarpalım,

$$\vec{\mu} \cdot \frac{d\vec{\mu}}{dt} = \vec{\mu} \cdot (\gamma \vec{\mu} \times \vec{B}) = 0 \quad (2.16)$$

(Karma çarpımda tekrarlanan vektör sebebiyle çarpım sonucu 0'dır.)

Diğer taraftan aynı skaler çarpım denklem 2.15 kullanılarak şöyle yazılabilir:

(θ , $\vec{\mu}$ ve \vec{B} arasındaki açı olmak üzere)

$$\vec{\mu} \cdot \frac{d\vec{\mu}}{dt} = |\vec{\mu}| \left| \frac{d\vec{\mu}}{dt} \right| \cos\theta = 0 \quad (2.17)$$

olur. $|\vec{\mu}|$ ve $\cos\theta$ 0'dan farklı olduklarından;

$$\left| \frac{d\vec{\mu}}{dt} \right| = 0 \quad (2.18)$$

olur. Yani manyetik momentin büyüklüğü değişmez, değişen sadece yönüdür.

Denklem 2.14' ten ve şekil 2.3 yardımıyla geometrik olarak elde edilen, dt süresince manyetik moment vektöründeki değişiklik:

$$|d\vec{\mu}| = \gamma |\vec{\mu} \times \vec{B}| dt = \gamma |\vec{\mu}| |\vec{B}| \sin\theta dt \quad (2.19)$$

$$|d\vec{\mu}| = |\vec{\mu}| \sin\theta |d\phi| \quad (2.20)$$

Denklem 2.19 ve 2.20 eşitlendiklerinde;

$$|d\phi| = \gamma |\vec{B}| dt \text{ ve buradan,}$$

$$\gamma |\vec{B}| = \left| \frac{d\phi}{dt} \right| = \omega \quad (2.21)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = -\omega \quad (2.22)$$

elde edilir. ω manyetik momentin açısal frekansıdır (\equiv açısal hız). Açısal süratin önündeki eksi işareti, torkun yönünün sola doğru (saat yönünde) olmasındandır (yani manyetik moment sola dönmektedir.). İşlem kolaylığı nedeniyle açısal hızı sola doğru ama +z yönünde düşünülür, aksi halde -z yönünde olduğu düşünülür. Yani;

$$\vec{\omega} = -\omega \vec{e}_z \quad (2.23)$$

olur.

Denklem 2.21 Larmor denklemi adıyla anılır, dış manyetik alanda bulunan manyetik momentin frekansdır ve ω Larmor frekansı adıyla anılır.

$B = B_0 \vec{e}_z$ zamanla değişmeyen sabit dış manyetik alan olmak üzere 2.22 diferansiyel denkleminin çözümü:

$$\varphi(t) = -\omega_0 t + \varphi_0 \quad (2.24)$$

olarak elde edilir. Sabit manyetik alan için $\gamma B_0 = \omega_0$ ($=\omega_L$, Larmor frekansı) olmuş olur.

2.1.6 Hareket Denkleminin Çözümü

NMRG'nin temel denklemlerinden olan 2.15, protonların birbirleriyle ve buldukları ortamla etkileşimlerinin dikkate alınmadığı denklemdir (Bloch denkleminin basit hali). Çözümü, manyetik momentin zamana bağlı fonksiyon olarak ifade edilmesini sağlayacaktır.

Manyetik momentin kartezyen ifadesi;

$$\vec{\mu}(t) = \mu_x(t) \vec{e}_x + \mu_y(t) \vec{e}_y + \mu_z(t) \vec{e}_z \quad (2.25)$$

Denklem 2.25, denklem 2.15'e yazılıp sabit manyetik alan için çözümlerse;

$$\mu_x(t) = \mu_x(0) \cos \omega_0 t + \mu_y(0) \sin \omega_0 t$$

$$\mu_y(t) = \mu_y(0) \cos \omega_0 t - \mu_x(0) \sin \omega_0 t$$

$$\mu_z(t) = \mu_z(0) \quad (2.26)$$

elde edilir. 2.26 denklemleri matrislerle de ifade edilebilir:

$$\begin{pmatrix} \mu_x(t) \\ \mu_y(t) \\ \mu_z(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi & 0 \\ -\sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mu_x(0) \\ \mu_y(0) \\ \mu_z(0) \end{pmatrix} \quad (2.27)$$

$$R_Z(\varphi) = \begin{pmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi & 0 \\ -\sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

Denklem 2.28 manyetik momenti z eksenini etrafında sola φ açısı kadar döndüren matrisi ifade etmektedir ve rotasyon matrisi olarak tanımlanmaktadır.

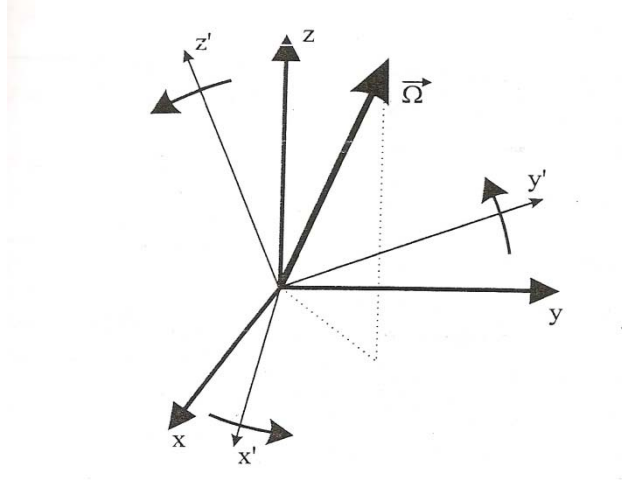
2.1.7. RF Alanı

NMRG'de ölçmek istediğimiz protonun manyetik momenti sadece B_0 dış manyetik alanıyla ölçülemez. Çünkü tüm vücuttan gelen toplam (net) manyetik moment dış manyetik alan yönünde olduğundan dış manyetik alana karışmaktadır. Bu yüzden dış manyetik alana paralel net manyetik moment bir şekilde dış manyetik alan yönünden uzaklaştırılmalıdır. Bu uzaklaştırma işlemi RF alanı ile sağlanmaktadır. Konuya bir protonun manyetik momenti yaklaşımı ile bakıldığında, manyetik moment B_0 ile θ açısı yaparak etrafında presesyon hareketi yapıyor. Her an manyetik momenti B_0 'dan belli bir açıyla uzaklaştırabilmek için yine her an manyetik momentle hareket edebilen ve B_0 'a dik ikinci bir manyetik alana ihtiyaç vardır. Proton Larmor frekasında presesyon yaptığı için (bu frekans $B_0 = 1\text{T}$ için $\omega_0 = 42,58\text{ MHz}$ 'tir.) onu her an B_0 'dan uzaklaştıran ikinci alanın da aynı açısal frekansla hareket etmesi gerekmektedir. Bu frekans ($\omega_0 = 42,58\text{ MHz}$) elektromanyetik spektrumda radyo dalgaları aralığında bulunduğundan, bu ikinci alana **radyofrekans (RF) alanı** denilir. İşte NMR ve NMRG'nin rezonans kavramı burada ortaya çıkmaktadır. Yani ω_0 frekansına sahip proton manyetik momenti aynı frekansa sahip ikinci dış alan ile etkileşirse her an B_0 'da uzaklaşmış olur, yani rezonanstadır, yani ölçülebilir. Rezonans şartı ($\omega_0 = \omega_{\text{RF}}$) sağlanmazsa yeterince iyi sinyal alınmaz. Manyetik momentle rezonansa olması gereken RF alanıyla ilgili hesaplamaların daha rahat yapılabilmesi için dönen referans sistemlerinden yararlanılır.

2.1.8 Dönen Referans Sistemleri

Laboratuvar sistemiyle merkezleri çakışık bir dönen referans sistemi olsun. Laboratuvar sisteminden bakıldığında dönen sistem $\vec{\Omega}$ açısal hızıyla dönsün. Laboratuvar sistemine göre dönen sistemdeki sabit bir vektörün (\vec{D}) zamana göre değişimi:

$$\frac{d\vec{D}}{dt} = \vec{\Omega} \times \vec{D} \quad (2.29)$$



Şekil 2.4: Dönen referans sisteminin labartuvar sistemine göre $\vec{\Omega}$ açısal hızıyla dönüşü

\vec{V} vektörü zamanla değişen bir vektör olmak üzere laboratuvar sisteminde kartezyen koordinatlarda

$$\vec{V}(t) = V_x(t)\vec{e}_x + V_y(t)\vec{e}_y + V_z(t)\vec{e}_z \quad (2.30)$$

şeklinde gösterilir. Dönen sistemde ise,

$$\vec{V}'(t) = V_x'(t)\vec{e}_{x'} + V_y'(t)\vec{e}_{y'} + V_z'(t)\vec{e}_{z'} \quad (2.31)$$

şeklinde gösterilir. Aslında \vec{V} ve \vec{V}' vektörleri aynı vektörlerdir. (Dolayısıyla eşit vektörler olarak bakılabilirler.) Sadece ifade edildikleri sistem farklıdır. Aralarındaki fark, zaman içindeki değişimleri incelendiğinde belirginleşir. Şöyleki;

$$\frac{d\vec{V}(t)}{dt} = \frac{dV_x(t)}{dt} \vec{e}_x + \frac{dV_y(t)}{dt} \vec{e}_y + \frac{dV_z(t)}{dt} \vec{e}_z \quad (2.32)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{V}(t)}{dt} &= \frac{dV'_x(t)}{dt} \vec{e}_{x'} + \frac{dV'_y(t)}{dt} \vec{e}_{y'} + \frac{dV'_z(t)}{dt} \vec{e}_{z'} + V'_x(t) \frac{d\vec{e}'_x(t)}{dt} + V'_y(t) \frac{d\vec{e}'_y(t)}{dt} \\ &+ V'_z(t) \frac{d\vec{e}'_z(t)}{dt} \end{aligned} \quad (2.33)$$

(Denklem 2.33 laboratuvar sistemine göre dönen sistemdeki vektörün ifadesidir.)

Dönen sistemin taban vektörleri kendi sistemlerinde değişmeyen sabit vektörlerdir, fakat laboratuvar sistemine göre zamanla değişmektedirler. Dönen sistemin taban vektörleri dönen sistemde sabit ama laboratuvar sistemine göre değişken olduklarından denklem 2.29 gereğince şöyle yazılırlar:

$$\frac{d\vec{e}'_x(t)}{dt} = \vec{\Omega} \times \vec{e}_{x'} \quad \frac{d\vec{e}'_y(t)}{dt} = \vec{\Omega} \times \vec{e}_{y'} \quad \frac{d\vec{e}'_z(t)}{dt} = \vec{\Omega} \times \vec{e}_{z'} \quad (2.34)$$

Dolayısıyla, denklem 2.30 ve 2.31 eşit olduklarından, 2.32, 2.33 ve 2.34 ile birlikte şöyle ifade edilirler:

$$\frac{d\vec{V}(t)}{dt} = \frac{dV'_x(t)}{dt} \vec{e}_{x'} + \frac{dV'_y(t)}{dt} \vec{e}_{y'} + \frac{dV'_z(t)}{dt} \vec{e}_{z'} + \vec{\Omega} \times \vec{V}'(t) \quad (2.35)$$

$$\frac{d\vec{V}(t)}{dt} = \frac{dV'_x(t)}{dt} \vec{e}_{x'} + \frac{dV'_y(t)}{dt} \vec{e}_{y'} + \frac{dV'_z(t)}{dt} \vec{e}_{z'} + \vec{\Omega} \times \vec{V}(t) \quad (2.36)$$

Denklem 2.35 ve 2.36'nın sağında alınmış türevler vektörün dönen sisteme göre alınmış türevidir. Açısal hızın bulunduğu ek terimler ise \vec{V} ve \vec{V}' aynı vektörü temsil ettiklerinden birbirlerine eşittir. Sonuç olarak iki sistemden birbirine geçiş aşağıdaki denklemlerle yapılabilir.

$$\frac{d\vec{V}(t)}{dt} = \frac{d\vec{V}'(t)}{dt} + \vec{\Omega} \times \vec{V}(t) \quad (2.37)$$

2.1.9. Dış Manyetik Alan Etkisindeki Manyetik Momentin Dönen Referans Sistemindeki İfadesi

Dış manyetik alan etkisinde presesyon yapan manyetik moment, merkezi sükunetteki laboratuvar sistemi ile çakışık dönen referans sistemi ile ifade edilebilir. Manyetik moment dönen referans sisteminde sükunettedir. (Dönen referans sistemini kullanılmaktaki amaçta budur. Böylelikle hesap yapmak daha da kolaylaşır.) Yani manyetik momentin açısal frekansı (ω_L) dönen referans sisteminin laboratuvar sisteminden görünen açısal frekansına (Ω) eşittir.

Denklem 2.36'ya göre manyetik momentin zamana göre değişiminin laboratuvar sistemine göre ifadesi:

$$\frac{d\vec{\mu}(t)}{dt} = \frac{d\vec{\mu}'(t)}{dt} + \vec{\Omega} \times \vec{\mu}(t) \quad (2.38)$$

olur. Diğer taraftan $d\vec{\mu}/dt$ yerine 2.15 denklemini yazılırsa ;

$$\gamma \vec{\mu} \times \vec{B} = \frac{d\vec{\mu}'(t)}{dt} + \vec{\Omega} \times \vec{\mu}(t) \rightarrow \frac{d\vec{\mu}'(t)}{dt} = \gamma \vec{\mu}(t) \times \vec{B} + \vec{\mu}(t) \times \vec{\Omega},$$

$$\frac{d\vec{\mu}'(t)}{dt} = \gamma \vec{\mu}(t) \times \underbrace{\left(\vec{B} + \frac{\vec{\Omega}}{\gamma} \right)}_{\vec{B}_{ETK}} \quad (2.39)$$

$$\frac{d\vec{\mu}'(t)}{dt} = \gamma \vec{\mu}(t) \times \vec{B}_{ETK} \quad (2.40)$$

manyetik momentin zamana göre değişimi dönen referans sisteminde elde edilir. \vec{B}_{ETK} (etkin manyetik alan) dönen referans sisteminde manyetik momente etkileyen manyetik alandır. İfadedeki dış manyetik alana ek $\vec{\Omega}/\gamma$ fiktif bir alandır. Büyüklüğü $|\vec{\Omega}/\gamma|$ ve yönü $\vec{\Omega}$ ile aynıdır. Eğer $\vec{\Omega}/\gamma = -\vec{B} = -B_0 \vec{e}_z$ seçilirse $|d\vec{\mu}'|/dt = 0$ olur. Bu da yukarıda belirtildiği gibi manyetik momentin dönen referans sisteminde zamanla değişmeyeceğini, sükunette olabileceğini gösterir. Bu durumda;

$$\vec{\Omega} = -\gamma B_0 \vec{e}_z = -\omega_0 \vec{e}_z \quad (2.41)$$

olur. Eksi işareti açısal frekasin $-z$ yönünde değil, $+z$ yönünde sola doğru döndüğünü ifade etmektedir.

Denklem 2.41'den anlaşıldığı gibi manyetik momentin laboratuvar sisteminden ölçülen açısal frekansı dönen sisteminin laboratuvar sisteminden ölçülen açısal frekansına eşittir.

2.1.10. RF Alanının Dönen Referans Sistemindeki İfadesi

2.1.7. bölümünde bahsedildiği gibi NMR ve NMRG'de ölçüm yapılabilmesi için frekansı radyofrekans aralığında olan ikinci bir manyetik alana (RF alanı) ihtiyacımız vardır. Bu alan \vec{B}_1 ile ifade edilsin. \vec{B}_1 'in amacı $B_0 \vec{e}_z$ etkisinde \vec{e}_z 'ye yönelmiş olan manyetik momenti \vec{e}_z 'den uzaklaştırmaktır. Bunu yapabilmesi için \vec{B}_1 'in x yada y düzleminde olması gerekir.

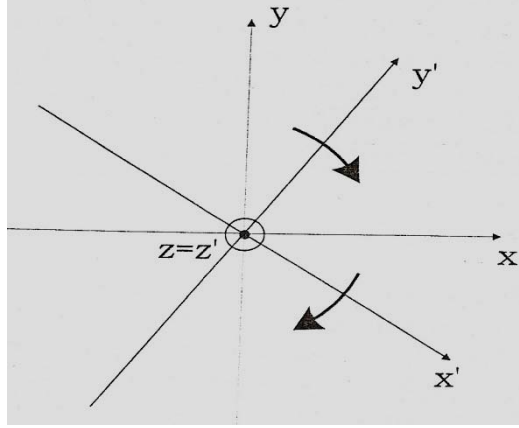
2.1.10.1. Polarizasyon

Polarizasyon uygulanacak olan RF alanının hangi yönde olacağını ifade etmektedir. RF alanı x eksenini boyunca lineer polarize bir alan olarak seçilebilir.

$$\vec{B}_1^{lin} = b_1^{lin} \cos \omega t \vec{e}_x \quad (2.42)$$

Dönen referans sisteminin laboratuvar sistemine göre açısal frekansına, ω_0 yerine RF alanının frekansı ω diyelim. Bu açısal hız saat yönünde laboratuvar sisteminin z eksenindedir.

$$\vec{\Omega} = -\omega \vec{e}_z \quad (2.43)$$



Şekil 2.5: z ve z' eksenleri çakışık olan, sükunetteki laboratuvar referans sistemi ve (sola) dönen referans sistemi

Dönen referans sisteminde laboratuvar sistemine göre saat yönünde ($-\varphi$ yönünde) dönen yani zamanla değişen birim vektörler $\vec{e}_{x'}$ ve $\vec{e}_{y'}$ olmak üzere, başlangıç koşulları $\vec{e}_{x'}(0) = \vec{e}_x(0) = 0$, $\vec{e}_{y'}(0) = \vec{e}_y(0) = 0$ ile laboratuvar sistemindeki ifadeleri;

$$\vec{e}_{x'} = \cos \omega t \vec{e}_x - \sin \omega t \vec{e}_y = R_Z(\omega t) \vec{e}_x$$

$$\vec{e}_{y'} = \sin \omega t \vec{e}_x + \cos \omega t \vec{e}_y = R_Z(\omega t) \vec{e}_y$$

$$\vec{e}_{z'} = \vec{e}_z \quad (2.44)$$

olur. Benzer şekilde dönen referans sistemine göre laboratuvar sisteminin taban vektörlerinin ifadeleri;

$$\vec{e}_x = \cos \omega t \vec{e}_{x'} + \sin \omega t \vec{e}_{y'} = R_Z(-\omega t) \vec{e}_{x'}$$

$$\vec{e}_y = -\sin \omega t \vec{e}_{x'} + \cos \omega t \vec{e}_{y'} = R_Z(-\omega t) \vec{e}_{y'} \quad (2.45)$$

olur. Şimdi denklem 2.42'deki lineer polarize RF alanını dönen referans sisteminde ifade edelim:

$$\vec{B}_1^{lin} = b_1^{lin} \cos \omega t (\cos \omega t \vec{e}_{x'} + \sin \omega t \vec{e}_{y'}) \quad \text{buradan trigonometrik özdeşliklerle}$$

$$\vec{B}_1^{lin} = \frac{1}{2} b_1^{lin} [(1 + \cos \omega t) \vec{e}_{x'} + \sin 2\omega t \vec{e}_{y'}] \quad (2.46)$$

2.46 denkleminde bir sabit iki tane de salınım yapan terim vardır. Bu ifadenin (RF periyoduyla karşılaştırıldığında ($T = 2\pi/\omega$) uzun olan süreler için (genellikle rezonans şartı sağlandığında ölçüm yapılan süreler RF periyodundan, Larmor periyodundan çok uzundur.)) ortalaması alındığında, salınım yapan iki terimden gelen katkı 0 olur. Yani ortalama aşağıdaki denkleme dönüşür:

$$\langle \bar{B}_1^{lin} \rangle = \frac{1}{2} b_1^{lin} \bar{e}_x' \quad (2.47)$$

Denklem 2.47' den laboratuvar sistemindeki lineer polarize RF alanının dönen referans sisteminden yarısı kadar algılanacağı anlaşılır. Buradaki alanın genliği b_1 zamana bağlı olsa bile ($b_1(t)$) ölçüm için gerekli süreler RF periyodundan çok uzun olduğundan denklem 2.47 yine geçerlidir. Denklem 2.47' de genlikteki %50 kayıp bir şekilde RF alanını sadece x yönünde değil y yönünde de uygulanarak ortadan kaldırılabilir. Bu tip bir RF alanı RF kuadratur (quadrature) alanıdır.

2.1.10.2. Kuadratur Alanı

RF alanının genliğinin dönen referans sisteminde de laboratuvar sistemindeki genliğe eşit olabilmesi için yine dönen referans sisteminde sabit kalan fakat sola dairesel polarize bir alana ihtiyaç vardır. Sola dairesel polarize alan, aynı genlik ve frekansa sahip birbirine dik ve (uygulandıkları zamana göre) 90^0 faz farkı olan iki lineer polarize RF alanından elde edilir. Şöyle ki;

$$\bar{B}_1^{drsl} = B_1 (\cos \omega t \bar{e}_x - \sin \omega t \bar{e}_y) \quad (2.48)$$

olur. Denklem 2.48 'te genliğin sağındaki parantez dönen referans sisteminde x' yönündeki taban vektöründen başkası değildir. Yani;

$$\bar{B}_1^{drsl} = B_1 \bar{e}_x' \quad (2.49)$$

olur. Denklem 2.49 'daki bu alan dönen referans sisteminde sükunettedir, yani spinle olan başlangıç pozisyonunu korur. Diğer yandan laboratuvar sistemindeki RF alan genliği korunmuştur (Genellikle B_1 zamana bağımlıdır. $B_1(t)$ spinin yönünü değiştirmek için dönen referans sistemindeki genliktir.). Laboratuvar sisteminde x ve y bileşenleri arasında 90^0 faz farkı bulunan bu RF alanına “kuadratur alanı” denir.

2.1.11. Rezonans Şartı ve RF pulsu

RF alanının da uygulanmasıyla dönen referans sistemindeki denklem 2.40 'a bir katkı (denklem 2.49) eklenmiş olur. Böylelikle manyetik momentin zaman içindeki değişimi dönen referans sisteminde;

$$\frac{d\vec{\mu}'(t)}{dt} = \vec{\mu}(t) \times (\gamma B_0 \vec{e}_{z'} + \gamma \frac{\bar{\Omega}}{\gamma} \vec{e}_{z'} + \gamma B_1 \vec{e}_{x'})$$

$$\frac{d\vec{\mu}'(t)}{dt} = \vec{\mu}(t) \times (\omega_0 \vec{e}_{z'} - \omega \vec{e}_{z'} + \gamma B_1 \vec{e}_{x'}) \quad (\gamma B_1 \equiv \omega_1 \text{ olmak üzere})$$

$$\frac{d\vec{\mu}'(t)}{dt} = \vec{\mu}(t) \times ((\omega_0 - \omega) \vec{e}_{z'} + \omega_1 \vec{e}_{x'}) \quad (2.50)$$

$$\vec{B}_{\text{ETK}} = ((\omega_0 - \omega) \vec{e}_{z'} + \omega_1 \vec{e}_{x'}) / \gamma \quad (2.51)$$

Denklem 2.50 'den anlaşılacağı gibi, eğer RF frekansı ω , Larmor frekansı ω_0 'a eşit olursa spin sistemi RF alanı ile rezonansa olur ve tek presesyon x' eksenine etrafında olur. Yani rezonans şartı $\omega_0 = \omega$ durumudur. D enklem 2.51 ise RF alanının uygulanmasıyla ortaya çıkan etkin manyetik alandır.

Rezonans şartı sağlandığında denklem 2.50 aşağıdaki hale dönüşür.

$$\frac{d\vec{\mu}'(t)}{dt} = \vec{\mu}(t) \times \omega_1 \vec{e}_{x'} \quad (2.52)$$

Manyetik moment x' eksenine etrafında ω_1 frekansı ile presesyon yapar.

Rezonans anında sonlu bir süre için uygulanan B_1 alanına RF pulsu denir.

2.1.12 Yöneltilme Açısı

Rezonans şartı sağlandığında bir sabit $B_1 \vec{e}_{x'}$ RF alanının sonlu bir zaman aralığı t için açık kaldığını (açılıp kapanma işleminin de çok hızlı olduğunu) düşünelim. Manyetik momentin x' eksenine etrafında döneceği açı;

$$\Delta\theta = \omega_1 t = \gamma B_1 t \quad (2.53)$$

olur. Örneğin 1ms süresi sonunda eğme açısının 90^0 olması için gerekli olan B_1 alan büyüklüğü (protonlar için) $5,9 \mu T$ 'dir.

2.1.13 RF Varlığında Hareket Denkleminin Dönen Referans Sistemindeki Çözümü

Rezonans şartı sağlandığında dönen referans sisteminde elde edilen diferansiyel denklem 2.52'in çözümü şöyledir:

$$\begin{aligned}\mu_x'(t) &= \mu_x'(0) \\ \mu_y'(t) &= \mu_y'(0) \cos \omega_1 t + \mu_z'(0) \sin \omega_1 t \\ \mu_z'(t) &= -\mu_y'(0) \sin \omega_1 t + \mu_z'(0) \cos \omega_1 t\end{aligned}\tag{2.54}$$

$\theta_1(t) = \omega_1 t$ olmak üzere en genel halde $\theta_1(t)$;

$$\theta_1(t) = \int_{t_0}^{t_1} dt' \omega_1(t') \quad \text{ve} \quad \omega_1(t) = \gamma B_1(t)\tag{2.55}$$

olarak ifade edilir.

Denklem 2.54 rotasyon matrisi ile aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$\vec{\mu}(t) = R_x(\theta(t)) \vec{\mu}(0)\tag{2.56}$$

$$R_x(\theta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & \sin \theta \\ 0 & -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}\tag{2.57}$$

Bir RF puls dizisi (sekansı) rotasyonların çarpımı olarak ifade edilebilir. Örneğin önce x' eksenini etrafında θ_1 açısı, daha sonra y' etrafında θ_2 açısı kadar döndürülebilir. Bu dönüşler belli bir zaman aralığında birbirini takip eden dönüşlerdir ve şöyle ifade edilebilirler:

$$\vec{\mu}(t) = R_y(\theta_2) R_x(\theta_1) \vec{\mu}(t_0)\tag{2.58}$$

$$R_{y'}(\theta) = \begin{pmatrix} \cos \theta & 0 & -\sin \theta \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \theta & 0 & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (2.59)$$

2.1.14. Presesyonun Laboratuvar Açısı

Rezonansın olmadığı durumda ve rezonans durumunda dönen referans sisteminde genel durumu inceleyelim. Bu durumda RF frekansı ω 'nın Larmor frekansı ω_0 'a eşit olmadığını düşünelim. Statik ve RF alanı birleşimi için;

$$\vec{B}_{ETK} = (B_0 - \frac{\omega}{\gamma})\vec{e}_z' + B_1\vec{e}_x' \quad (2.60)$$

yazılır.(Bu ifade denklem 2.51'i γ ile bölerek elde edilmiştir.) \vec{B}_{ETK} ile \vec{B}_0 arasındaki açı θ olmak üzere;

$$\cos \theta = \frac{B_0 - \omega / \gamma}{B_{ETK}} = \frac{\omega_0 - \omega}{\omega_{ETK}} \quad (2.61)$$

$$\sin \theta = \frac{\omega_1}{\omega_{ETK}} \quad (2.62)$$

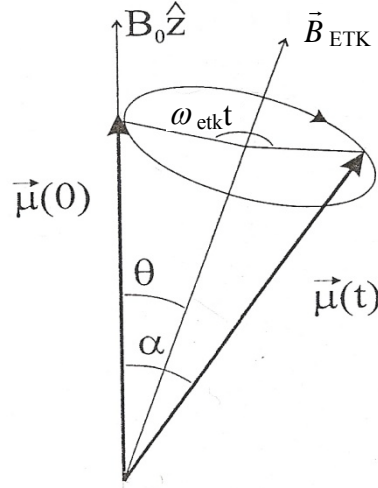
olarak elde edilir. ω_{ETK} ise;

$$\omega_{ETK} = \gamma B_{ETK} = \gamma ((B_0 - \omega / \gamma)^2 + B_1^2)^{1/2} = ((\omega_0 - \omega)^2 + \omega_1^2)^{1/2} \quad (2.63)$$

olur. Denklem 2.50 dönen referans sisteminde sabit ω_0 ve ω_1 için manyetik momentin \vec{B}_{ETK} etrafında ω_{ETK} frekansı ile presesyon yaptığını söyler. Presesyonun laboratuvar sisteminde B_0 ile yaptığı açı α ise;

$$\alpha(t) = \arccos(\cos^2 \theta + \cos(\omega_{ETK} t) \sin^2 \theta) \quad (2.64)$$

olarak elde edilir.



Şekil 2.6: Dönen referans sisteminde manyetik momentin etkin manyetik alan etrafındaki presesyon hareketi

2.1.15. Manyetizasyon Vektörü

Bu kısma kadar bir proton spininin izole olduğunu, haricindeki protonlarla etkileşmediği varsayıldı. Proton spininin çevre atomlarla etkileşimi, davranışında önemli değişikliklere neden olur. Çevresinde var olan alan değişimleri spin presesyon frekansını değiştirir ve proton çevresiyle enerji alışverişinde bulunabilir. Manyetizasyon vektörü tanımı ile bu tip etkileri incelemek yararlı olacaktır. NMRG’de tüm vücuttan gelen manyetik momentler ölçüldüğünden ve bu manyetik momentler birbirleriyle ve çevreleriyle etkileştiğinden, manyetik moment yerine birim hacimdeki toplam manyetik momentten yani manyetizasyondan bahsetmek faydalı olur.

Bu tanıma göre manyetizasyon;

$$\vec{M} = \frac{1}{V} \sum_{\substack{V \text{ içindeki} \\ \text{proton} \\ \text{sayısı}}} \vec{\mu}_i \quad (2.65)$$

olarak elde edilir.

V hacmi içinde aynı faza sahip proton topluluğuna **izokromat** denir. Spinlerin birbirleriyle yine etkileşmediği düşünülürse, birim hacimde herbir spinden gelen katkı toplanarak manyetizasyonun hareket denklemi çıkartılabilir.

$$\frac{1}{V} \sum_i \frac{d\vec{\mu}_i}{dt} = \frac{1}{V} \sum_i \gamma \vec{\mu}_i \times \vec{B}_{diş} = \gamma \vec{M} \times \vec{B}_{diş} \quad (\text{etkileşmeyen protonlar için}) \quad (2.66)$$

yani;

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times \vec{B}_{dış} \quad (2.67)$$

olur. Manyetizasyon vektörününü sabit dış manyetik alana göre paralel yada dik bileşenler şeklinde ifade etmek işlemleri kolaylaştırır [1]. Dış manyetik alan $\vec{B}_0 = B_0 \vec{e}_z$ olmak üzere manyetizasyonun dış manyetik alana paralel yada longitudinal (dikey) bileşeni;

$$\vec{M}_{dikey} = M_z \vec{e}_z \quad (2.68)$$

dış manyetik alana dik yada transvers(yatay) bileşen ise;

$$\vec{M}_{yatay} = M_x \vec{e}_x + M_y \vec{e}_y \quad (2.69)$$

olur. Spinlerin etkileşmenin dikkate alınmadığı durum için 2.67 denklemi longitudinal ve transvers bileşenlerine ayrıldığında şöyle ifade edilir:

$$\frac{dM_z}{dt} = 0 \quad (2.70)$$

$$\frac{d\vec{M}_{yatay}}{dt} = \gamma \vec{M}_{yatay} \times \vec{B}_{dış} \quad (2.71)$$

2.1.16. Relaksasyon

Relaksasyon, RF alanı kesildikten sonra spin sisteminin yeniden, yalnızca sabit dış manyetik alan etkisindeki, RF alanı öncesi duruma dönme sürecini temsil eder. RF alanı kesildiği andan itibaren, dış manyetik alandan uzaklaştırılan ve ölçüm amacıyla kullanılan manyetizasyon vektörü (transvers manyetizasyon) kaybolmaya başlar. Dikey manyetizasyon yeniden oluşmaya başlar. Görüntü oluşturma amaçlı sinyal kaydı bu süreç içerisinde yapılır. RF alanı kesildiği andan itibaren RF öncesi duruma dönünceye kadar geçen süreye **relaksasyon süresi** denir. Dikey (longitudinal) manyetizasyonun yeniden oluşması için geçen süreye **T₁ relaksasyon süresi**, yatay (transvers) manyetizasyonun kaybolması için geçen süreye de **T₂ relaksasyon süresi** denir. Her

dokunun relaksasyon süresi farklıdır (Tablo 2.1 v e 2.2). Relaksasyonla ilgili fiziksel iki süreç, **spin-kafes** etkileşimi ve **spin-spin** etkileşimidir.

2.1.17. Spin-Kafes Etkileşimi ve Dikey Manyetizasyonun Yeniden Oluşumu

RF alanı kesildikten sonraki süreci enerji yaklaşımı ile incelemek faydalı olur. RF alanı ile manyetik moment tarafından alınan enerji, RF alanı kesildikten sonra tekrar ortama aktarılır. Protonlar etraflarındaki atomlarla(kafes) termal temas halindedirler ve RF sebebiyle sahip oldukları bu enerjiyi termal enerji olarak kafese aktarırlar. Enerji kaybeden protonlar tekrar düşük enerjili duruma geçerler ve dış manyetik alana yönelirler. Protonun manyetik momentinin ortama termal enerji olarak aktardığı, yani kaybettiği enerji klasik olarak;

$$U = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} \quad (2.72)$$

Benzer şekilde denklem 2.72 manyetizasyon için; (potansiyel enerji de potansiyel enerji yoğunluğuna dönüşerek)

$$U_M = -\vec{M} \cdot \vec{B} = -\vec{M}_{dikey} \cdot \vec{B}_0 \quad (2.73)$$

olur. Enerji ifadesinden de görüldüğü gibi burada yatay bileşenden bahsetmeye gerek yoktur. Relaksasyon sonunda dikey manyetizasyon denge değerine ulaşır. Denge değeri M_0 , oda sıcaklığında Curie kanununa uyar. Curie kanununa göre mutlak sıcaklık T , dış manyetik alan B_0 ve C dış manyetik alanda bulunan parçacığa (burada proton) göre değişen bir sabit olmak üzere;

$$M_0 = C \frac{B_0}{T} \quad (2.74)$$

olarak ifade edilir. Tabii manyetizasyonun dış manyetik alana yönelme süreci bu enerjiyi ortama aktarabilme süreci ile beraber ilerler (T_1 relaksasyon süresi). Bu süre incelenen numunenin içeriğine göre değişir. Örneğin sıvılar için katılardan daha uzundur. İnsan vücudu için dokudan dokuya değişir.

2.1.17.1 T_1 Relaksasyon Süresi

RF alanı kesildikten sonra protonlar sadece dış manyetik alan etkisinde kalır, RF ile almış oldukları enerjiyi kafese vermeye çalışırlar ve kaybolan dikey manyetizasyon

tekrar denge değerine ulaşır. RF kesildikten sonra dikey manyetizasyonun M_0 değerine ulaşincaya kadar geçen bu süreye T_1 relaksasyon süresi denir.

RF kesildikten sonra dikey manyetizasyon değişimi dM_z/dt , $(M_0 - M_z)$ 'ye bağlıdır. Aralarındaki orantı sabiti ampirik olarak elde edilen ve zamana bağlı bir sabittir. Buna göre;

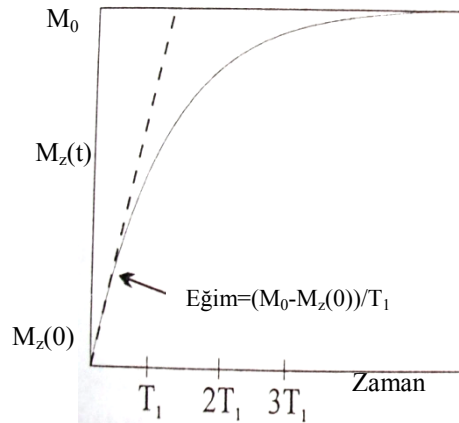
$$\frac{dM_z}{dt} = \frac{1}{T_1} (M_0 - M_z) \quad (2.75)$$

olur. T_1 deneysel spin-kafes relaksasyon zamanıdır. T_1 insan dokusundaki protonlar için var olan B_0 alanında (0,01T ve daha üstü) 10ms-1000ms arasındadır. Tablo 2.1' de çeşitli dokuların T_1 süreleri mevcuttur.

Doku	T_1 (ms)
Gri Madde	950
Ak Madde	600
Kas	900
Beyin Omurilik Sıvısı (BOS)	4500
Yağ	250
Kan	1200

Tablo 2.1: İnsan vücudundaki bazı dokular için T_1 relaksasyon süreleri ($B_0 = 1,5$ T için)
Denklem 2.75'in çözümü (RF kapandığı andan itibaren) şöyle ifade edilir:

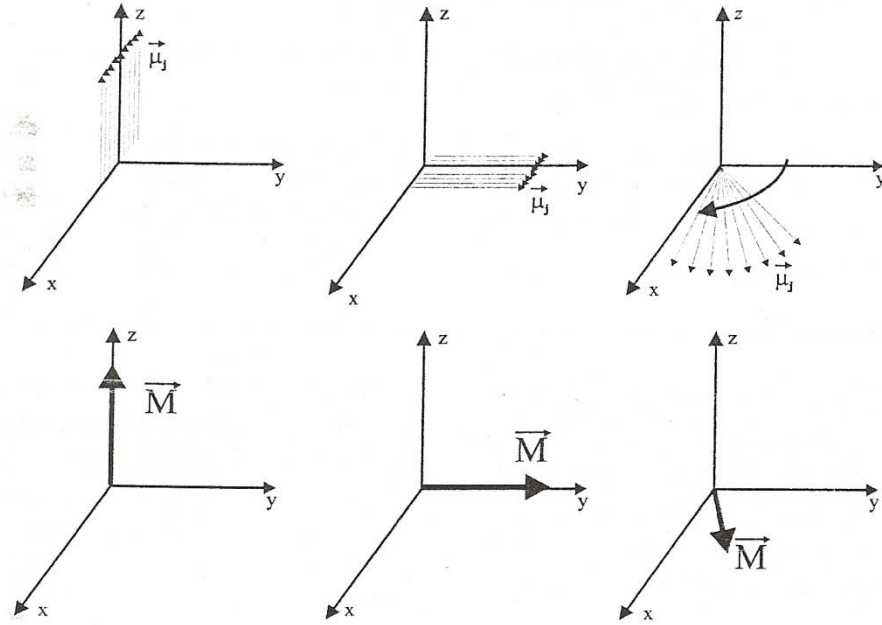
$$M_z(t) = M_z(0) \exp(-t/T_1) + M_0 (1 - \exp(-t/T_1)) \quad (2.76)$$



Şekil 2.7: Manyetizasyonun dikey bileşeninin başlangıç değeri $M_z(0)$ 'dan M_0 denge değerine ulaşması

2.1.18. Spin-Spin Etkileşimi ve Yatay Manyetizasyonun Bozunumu

RF alanı kesildikten sonra yatay manyetizasyon hem RF'in kesilmesi sebebiyle hem de çevresel etkiler sebebiyle bozunur. Çevresel etkiler yatay manyetizasyonun bozulmasını hızlandırır. Öyle ki; dikey manyetizasyonun oluşmasından çok daha önce yatay manyetizasyon bozulmuş olur. Dış manyetik alan inhomojeniteleri ve bölgesel alanlar (farklı presesyon frekansına sahip diğer spinler) çevresel etkiler olarak kabul edilir. Bu çevresel alan değişiklikleri, yatay manyetizasyon vektörünü oluşturan spinlerin buldukları konumlara bağlı olarak presesyon frekanslarının değişmesine sebep olur ve yatay manyetizasyonu oluşturan spinler birbirleriyle olan faz uyumunu kaybetmeye başlarlar(defaze olurlar). Bu tip etkiler ölçülecek olan sinyali bozar.



Şekil 2.8: Spin-spin etkileşimleri.Üst sıradaki spin topluluğu herhangi bir anda 90° y eksenine yönelmesinin ardından spin-spin etkileşimleri sebebiyle defaze olurken, alt sıra bu spinlerin oluşturduğu net manyetizasyon ve net manyetizasyonun spin-spin etkileşimleri sebebiyle azalması

2.1.18.1. T_2 Relaksasyon Süresi

T_2 relaksasyon süresi RF alanı kesildikten sonra yatay manyetizasyonun spin-spin etkileşimine bağlı olarak kaybolması için geçen süredir. Yatay manyetizasyondaki çevresel etkilere bağlı kayıplar, deneysel bir zaman parametresi olan spin-spin etkileşimine bağlı relaksasyon süresi T_2 'nin, denklem 2.67'ye eklenmesini gerektirir.

$$\frac{d\vec{M}_{yatay}}{dt} = \gamma \vec{M}_{yatay} \times \vec{B}_{diş} - \frac{1}{T_2} \vec{M}_{yatay} \quad (2.77)$$

Ek terim yatay manyetizasyonun başlangıç değerinin (RF sonrası) eksponansiyel bozunumunu gösterir. Bu durumu dönen referans sisteminden görmek kolaydır. Denklem 2.77 dönen referans sisteminde ifade edilirse;

$$\frac{d\vec{M}'_{yatay}}{dt} = \gamma \vec{M}'_{yatay} \times \vec{B}_{ETK} - \frac{1}{T_2} \vec{M}'_{yatay}$$

$$\frac{d\vec{M}'_{yatay}}{dt} = \gamma \vec{M}'_{yatay} \times \left(B_0 \vec{e}_{z'} + \frac{\Omega}{\gamma} \vec{e}_{z'} \right) - \frac{1}{T_2} \vec{M}'_{yatay}$$

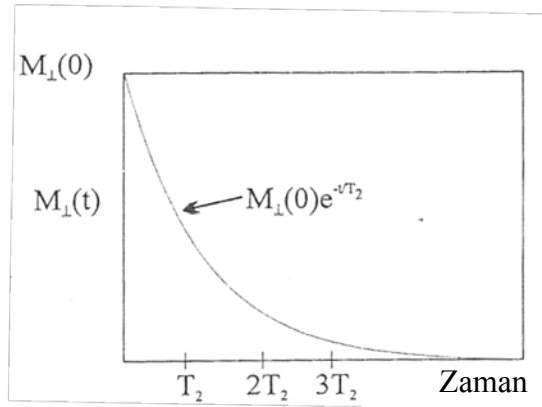
$$\frac{d\vec{M}'_{yatay}}{dt} = \gamma \vec{M}'_{yatay} \times (\omega_0 - \omega) \vec{e}_{z'} - \frac{1}{T_2} \vec{M}'_{yatay} \quad (\omega_0 = \omega \text{ rezonans şartı})$$

$$\frac{d\vec{M}'_{yatay}}{dt} = -\frac{1}{T_2} \vec{M}'_{yatay} \quad (2.78)$$

olur. Bu denklemin çözümü:

$$\vec{M}'_{yatay} = \vec{M}'_{yatay}(0) \exp(-t/T_2) \quad (2.79)$$

olarak elde edilir.



Şekil 2.9: Yatay manyetizasyonun $M_{yatay}(0)$ başlangıç değerinden bozunumu

T_2 relaksasyon süresi T_1 relaksasyon süresinden kısadır. (Bazı dokular için T_2 süreleri tablo 2.2’de gösterilmektedir.) Bu durumda relaksasyon hızları R_1 ve R_2 şöyle gösterilir:

$$R_1 \equiv 1/T_1 \quad \text{ve} \quad R_2 \equiv 1/T_2 \quad (2.80)$$

olmak üzere,

$$R_2 > R_1 \quad \text{veya} \quad T_2 < T_1 \quad (2.81)$$

elde edilir.

Doku	T ₂ (ms)
Gri Madde	100
Ak Madde	80
Kas	50
Beyin Omurilik Sıvısı (BOS)	2200
Yağ	60
Kan	100-200

Tablo 2.2: İnsan vücudundaki bazı dokular için T₂ relaksasyon süreleri (B₀ = 1,5 T için)

2.1.18.2. T₂^{*} ve T₂' Süreleri

Pratikte, manyetizasyonu defaze eden bir diğer etki de dış manyetik alan inhomojeniteleridir. Yatay manyetizasyondaki bu kayıp bazen ayrı bir bozunum zamanı ile ifade edilir. Toplam relaksasyon hızı R₂^{*} iç ve dış relaksasyon hızlarının toplamına eşittir.

$$R_2^* = R_2 + R_2' \quad (2.82)$$

Toplam relaksasyon süresi ise T₂^{*} = 1/ R₂^{*} olup,

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} + \frac{1}{T_2'} \quad (2.83)$$

olarak hesaplanır.

Yatay manyetizasyondaki T₂'ne bağlı kayıplar geri kazanılabilir. Bunu yapabilmek için (yani spinleri refaze etmek için) ek bir RF pulsusu uygulanır. Yatay manyetizasyonun başlangıç değerine göre başlangıçtaki fazı yakalamak mümkündür. (Bu sürece eko üretmek denir.) Fakat T₂ kayıplarını (spin-spin etkileşimlerinden kaynaklanan kayıpları)

geri kazanabilmek mümkün değildir. Bunlar bölgesel, rasgele ve zamana bağımlı olan alan değişimleridir.

2.1.19. Bloch Denklemi ve Statik Alan Çözümleri

Relaksasyon terimleri ile dış manyetik alan varlığındaki manyetizasyon vektörü için diferansiyel denklemler 2.75 ve 2.77 birarada tek bir denklemde yer alabilir. Bu denklem,

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times \vec{B}_{dış} + \frac{1}{T_1} (M_0 - M_z) \vec{e}_z - \frac{1}{T_2} \vec{M}_{yatay} \quad (2.84)$$

şeklinde ifade edilir ve Bloch denklemi olarak bilinen ampirik bir vektör denklemdir. Relaksasyon terimleri sadece z eksenindeki dış manyetik alan için dengeye dönüşü ifade eder. $\vec{B}_{dış} = B_0 \vec{e}_z$ alanında denklemi çözmek için bileşenlerine ayırdığımızda,

$$\frac{dM_z}{dt} = \frac{M_0 - M_z}{T_1} \quad (2.85)$$

$$\frac{dM_x}{dt} = \omega_0 M_y - \frac{M_x}{T_2} \quad (2.86)$$

$$\frac{dM_y}{dt} = -\omega_0 M_x - \frac{M_y}{T_2} \quad (2.87)$$

olur. Bu denklemlerin çözümleri:

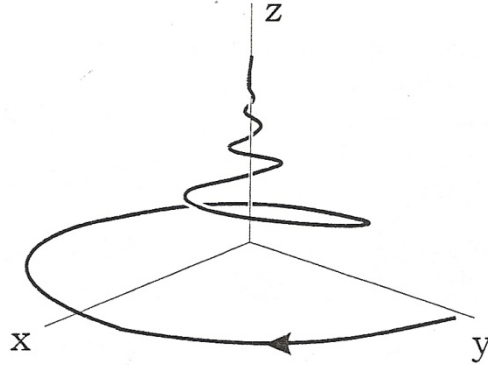
$$M_x(t) = (M_x(0) \cos \omega_0 t + M_y(0) \sin \omega_0 t) \exp(-t/T_2) \quad (2.88)$$

$$M_y(t) = (M_y(0) \cos \omega_0 t - M_x(0) \sin \omega_0 t) \exp(-t/T_2) \quad (2.89)$$

$$M_z(t) = M_z(0) \exp(-t/T_1) + M_0(1 - \exp(-t/T_1)) \quad (2.90)$$

Denge durumu veya kararlı durum çözümleri 2.88-2.90 denklemlerinin asimptotik limitteki ($t \rightarrow \infty$) durumlarından elde edilir. Bu limitte tüm üstel ifadeler yok olarak kararlı durumu gösterirler.

$$M_x(\infty) = M_y(\infty) = 0 \text{ ve } M_z(\infty) = M_0 \quad (2.91)$$



Şekil 2.10: Laboratuvar referans sisteminde RF sonrası yatay manyetizasyonun bozunumu ve dikey manyetizasyonun oluşumu

2.1.20. Kompleks Gösterim

Yatay manyetizasyonun statik alan çözümleri kompleks olarak gösterilebilir (Denklem 2.88 ve 2.89). Önce \vec{M}_{yatay} 'ın büyüklüğü kompleks olarak tanımlanır. Daha sonra çözüm ifade edilir.

$$M_{yatay} = M_+(t) = M_x(t) + iM_y(t) \quad (2.92)$$

$$M_+(t) = M_+(0) \exp(-i\omega_0 t - t/T_2) \quad (2.93)$$

2.1.21. Statik ve RF Alanlarının Birleşimi İçin Bloch Denkleminin Çözümü

Bu durumda dış manyetik alana RF alanı da eklenmiş olur. Dönen referans sisteminde bu ifade,

$$\vec{B}_{dış} = B_0 \vec{e}_z + B_1 \vec{e}_{x'} \quad (2.94)$$

olur. Bu sistemdeki etkin alan,

$$\vec{B}_{ETK} = \left(B_0 - \frac{\omega}{\gamma}\right) \vec{e}_z + B_1 \vec{e}_{x'} \quad (2.95)$$

olur. Bu alanda Bloch denklemini ifade edebilmek için RF alanı B_1 'in B_0 'dan çok küçük olduğu düşünülür. RF uygulandığında, pratikteki rezonans problemleri sebebiyle

dengedeki manyetizasyon değeri M_0 'ın bir kısmının z bileşeninde kaldığı düşünülür. Bu yaklaşımla Bloch denkleminin dönen referans sistemindeki hali,

$$\left(\frac{d\vec{M}}{dt}\right)' = \gamma \vec{M} \times \vec{B}_{ETK} + \frac{1}{T_1} (M_0 - M_z) \vec{e}_z - \frac{1}{T_2} \vec{M}_{yatay} \quad (2.96)$$

$$\left(\frac{d\vec{M}}{dt}\right)' = \gamma \vec{M} \times \left[\left(B_0 - \frac{\omega}{\gamma} \right) \vec{e}_z + B_1 \vec{e}_x \right] + \frac{1}{T_1} (M_0 - M_z) \vec{e}_z - \frac{1}{T_2} \vec{M}_{yatay}$$

$$\left(\frac{d\vec{M}}{dt}\right)' = \vec{M} \times [(\omega_0 - \omega) \vec{e}_z + \omega_1 \vec{e}_x] + \frac{1}{T_1} (M_0 - M_z) \vec{e}_z - \frac{1}{T_2} \vec{M}_{yatay}$$

(rezonans şartı sağlanmadığı durumları hesaba katarak $\omega_0 - \omega = \Delta \omega$ ve hatırlatma $\vec{e}_z = \vec{e}_z'$)

$$\frac{dM_z}{dt} = -\omega_1 M_y' + \frac{M_0 - M_z}{T_1} \quad (2.97)$$

$$\frac{dM_x'}{dt} = \Delta \omega M_y' - \frac{M_x'}{T_2} \quad (2.98)$$

$$\frac{dM_y'}{dt} = -\Delta \omega M_x' + \omega_1 M_z - \frac{M_y'}{T_2} \quad (2.99)$$

olur.

2.2 NMR'IN KUANTUM MEKANİKSEL TANIMI

2.2.1. Spin

NMR'ı gerçekleştirebilmenin temelindeki spin açısal momentum, protonun (ve diğer temel taneciklerin, atomların, moleküllerin) kuantum mekaniksel bir özelliğidir. Çekirdeği, atomu ve molekülleri oluşturan taneciklerin, kendilerine ait bu özelliği ilk olarak Stern-Gerlach deneyi ile farkedilmiştir. Bu deneyde z-yönünde değişen bir manyetik alana 47 elektronlu nötral gümüş atomları yönlendirilmiştir. Gümüş atomlarına, net elektrik yükleri sıfır olmasına rağmen sahip oldukları manyetik momentleri sebebiyle ve z-yönündeki değişen manyetik alan varlığında bir manyetik

kuvvet etkir. Bu kuvvetse z eksenini etrafında klasik presesyona sebep olur. Deney sonucunda gümüş atomlarının manyetik momentlerinin manyetik alanla etkileşimlerine bağlı olarak dağılımlarının sürekli olması beklenirken dağılım iki ayrı bölgededir. Bu durum tek kalan 47. gümüş elektronunun alanla etkileşebilen kendine ait (bu durumda yörüngesel açısal momentumu da olmadığından) bir manyetik momentinin olduğunu (ve dolayısıyla spin açısal momentumunun) ve bu momentin z yönünde yada $-z$ yönünde olduğunu düşündürür. Yani spin kuantize olmuştur. Spinin kuantizasyonu genel olarak spin açısal momentumun \hbar 'nın tam yada yarım katı olması ile ifade edilir.

Genel olarak toplam açısal momentumun (yörüngesel ve spin açısal momentumun toplamı) z bileşeni,

$$J_z = m_j \hbar \quad (2.100)$$

ile ifade edilir ve

$$m_j = -j, -j+1, \dots, j-1, j \quad (2.101)$$

olarak ifade edilir. j pozitif tam sayı yada pozitif tam sayının yarım katları olabilir ve toplam açısal momentumun büyüklüğü ile ilgili bir sayıdır m_j ise $2j+1$ tane değere sahiptir ve manyetik kuantum sayısı olarak bilinir. Toplam açısal momentumun büyüklüğü,

$$J^2 = j(j+1) \hbar^2 \quad (j = 0, 1/2, 1, 3/2, \dots) \quad (2.102)$$

ile hesaplanır. Bir tanecik için toplam açısal momentum yörüngesel açısal momentum (\vec{L}) ile spin açısal momentumun (\vec{S}) toplamıdır.

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad (2.103)$$

Yörüngesel açısal momentumun ve z bileşeninin büyüklüğü ise yörüngesel kuantum sayısı ℓ ile ifade edilir ve ℓ tamsayı olmak üzere;

$$L^2 = \ell(\ell+1) \hbar^2 \quad (\ell = 0, 1, 2, \dots) \quad (2.104)$$

$$L_z = m_\ell \hbar \quad (m_\ell = -\ell, -\ell+1, \dots, \ell-1, \ell \text{ olmak üzere } 2\ell+1 \text{ değer}) \quad (2.105)$$

olur. Spin açısal momentumun ve z bileşeninin büyüklüğü ise spin kuantum sayısı s ile ifade edilir ve s tamsayı ve tamsayının yarım katı olmak üzere,

$$S^2 = s(s+1)\hbar \quad (s = 0, 1/2, 1, 3/2, \dots) \quad (2.106)$$

$$S_z = m_s \hbar \quad (m_s = -s, -s+1, \dots, s-1, s \text{ olmak üzere } 2s+1 \text{ değer}) \quad (2.107)$$

olarak ifade edilir. Sonuç olarak j değeri de ℓ ve s cinsinden ifade edilirse,

$$j = |\ell-s|, |\ell-s|+1, \dots, \ell+s-1, \ell+s \quad (2.108)$$

olur.

Stern-Gerlach deneyindeki iki yöne sapma, elektron için spin kuantum sayısının elde edilmesini sağlar. z yönünde dış manyetik alanla etkileşen tek açısal momentum spin açısal momentumdur. Yani $S_z = m_s \hbar$ olduğundan durum $m_s = \pm 1/2$ ile uyumludur. $m_s = \pm 1/2$ olduğundan $s = 1/2$ olur. Yani elektronun spini $1/2$ 'dir ve spin $1/2$ parçacıklardan bir tanesidir. Parçacığın spini deneysel olarak elde edilmiştir. Stern ve Gerlach'ın çalışmasını izleyen deneyler ise protonun da spin $1/2$ parçacık olduğunu göstermiştir. Proton spininin kesikli olması, manyetik momentin ve manyetik momentin enerjisinin de kesikli olmasına sebep olur. Yani,

$$\mu_z = \gamma S_z = \gamma m_s \hbar = \pm \frac{1}{2} \gamma \hbar \quad (2.109)$$

$$E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = -\mu_z B_z = \pm \frac{1}{2} \gamma \hbar B_z \quad (2.110)$$

olarak elde edilir. $m_s = +1/2$ durumu μ_z 'nin pozitif olmasını sağlar ki; bu da manyetik momentin dış manyetik alana paralel olduğunu gösterir. Aynı yaklaşımla $m_s = -1/2$ durumu da μ_z 'nin negatif olmasını sağlar ki; manyetik momentin dış manyetik alanla zıt yönde olduğunu gösterir. Bir diğer sonuç protonun spinine göre iki enerji değerinin olmasıdır. Bu durum dış manyetik alana yerleştirilmiş olan atom yada çekirdeklerin atomik yada nükleer enerji seviyelerine ayrılacağını söyleyen genel Zeeman etkisine bir

örnektir. Dış alana yönelmiş moment dış alana zıt yönelmiş momente göre daha az enerjilidir.

2.2.1.1. Spin ve Manyetik Moment

Daha önce klasik olarak incelenen spin ve manyetik moment arasındaki ilişki (bölüm 2.1.2.) burada parçacığa ait spin açısai momentumu için manyetik moment, γ için de Landé g-çarpanı düzeltmesiyle birim manyetik moment büyüklüğü elektron için Bohr magnetonu μ_B , proton için nükleer magneton μ_n olmak üzere,

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{S}$$

$$\gamma = g_e \mu_B \quad \text{ve} \quad \gamma = g_p \mu_n \quad (2.111)$$

olarak ifade edilir. g_e elektron için g_p ise proton için Landé g-çarpanı'dır. Bu g çarpanları deneysel olarak $g_e = 2,01$ ve $g_p = 5,58$ 'dir.

Aslen çekirdeğin toplam açısai momentumu çekirdeği oluşturan taneciklerin açısai momentumlarının toplamıdır.(Yani spin açısai momentumla yörüngesel açısai momentumun toplamıdır.) Çekirdeğin açısai momentumu I ile gösterilir.

$$\vec{I} = \vec{L} + \vec{S} \quad (2.112)$$

\vec{I} 'nin büyüklüğü $I^2 = i(i+1)\hbar^2$ ile hesaplanır. Oluşan manyetik moment ile açısai momentum arasındaki ilişki,

$$\vec{\mu}_i = \frac{g_i \mu_n}{\hbar} \vec{I} \quad \text{ve} \quad \mu_i = g_i \mu_n \sqrt{i(i+1)} \quad (2.113)$$

olur. Fakat NMRG için hidrojen çekirdeğinde bulunan proton tercih edildiğinden, protonun da temel seviyede yörüngesel açısai momentumu olmadığından ($\ell=0$) sadece spin açısai momentumundan bahsedilir. Bu yüzden hidrojen çekirdeğinin açısai momentumu yerine sadece spin açısai momentumundan bahsedilebilir.

NMRG yapılabimesi için çekirdek spininin sıfırdan farklı olması gerekir. Tek nükleon sayılı çekirdeklerin, çift nükleon sayılı ve tek proton sayılı çekirdeklerin spinleri

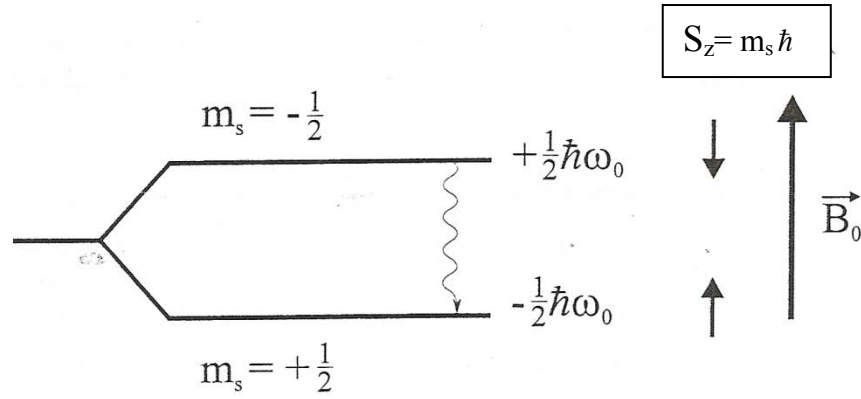
sıfırdan farklıdır. Bu özellikleri taşıyan ^1H dışında ^{13}C , ^{19}F , ^{31}P gibi çekirdeklerden de sinyal alınabilmektedir.

2.2.1.2. Spin $\frac{1}{2}$ Sistem İçin Zeeman Yarılmaları

Dış manyetik alana yerleştirilen spin $\frac{1}{2}$ sistemi iki enerji seviyesine ayrılır. (Buna Zeeman yarılmaları denir.) Yüksek enerjili spin dış manyetik alana zıt yönlü, düşük enerjili spin dış manyetik alana paralel yönelir. İki enerji seviyesi arasındaki enerji farkı ΔE ,

$$\Delta E = E(m_s = -1/2) - E(m_s = +1/2) = \frac{1}{2} \gamma \hbar B_0 - \left(-\frac{1}{2} \gamma \hbar B_0\right) \quad (2.114)$$

$$\Delta E = \frac{1}{2} \hbar \omega_0 + \frac{1}{2} \hbar \omega_0 = \hbar \omega_0 \quad (\omega_0 = \gamma B_0) \quad (2.115)$$



Şekil 2.11: Pozitif jromanyetik sabitli spin $\frac{1}{2}$ parçacık için Zeeman enerji seviyeleri. B_0 'a paralel olan spin düşük enerji seviyesinde, zıt olan spin yüksek enerji seviyesindedir. Dalgalı çizgi yüksek enerji seviyesinden düşük enerji seviyesine geçerken yayılan fotonu temsil etmektedir.

olarak hesaplanır. $\vec{B} = B_0 \vec{e}_z$ olmak üzere kuantum enerjisinin frekansı olan ω_0 frekansı Larmor frekansından başkası değildir. İki enerji seviyesi arasında yüksekte düşüğe geçildiğinde $\hbar \omega_0$ enerjili foton yayılır, düşüğe yükseğe geçilmesi için ise $\hbar \omega_0$ enerjili fotonun absorbe olması gerekir.

2.2.1.3. Pauli Spin Matrisleri

Kuantum mekaniği iki matematiksel yaklaşımla incelenebilir. Biri dalga fonksiyonu ve operatörler, bir diğeri de vektörler (sütun matrisler) ve lineer transformasyonlardır[3]. Spin $\frac{1}{2}$ parçacığı inceleme kolaylığı açısından matris yaklaşımını kullanmak daha iyi

olacaktır. Pauli spin matrisleri spin $\frac{1}{2}$ parçacığın spin vektörlerinin temsil edilmesini sağlar ve aralarındaki bağıntı denklem 2.116'daki gibidir. Pauli spin matrisleri de 2.117'de verildiği gibidir.

$$\vec{S} = \frac{\hbar}{2} \vec{\sigma} ; S_x = \frac{\hbar}{2} \sigma_x , S_y = \frac{\hbar}{2} \sigma_y , S_z = \frac{\hbar}{2} \sigma_z \quad (2.116)$$

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (2.117)$$

2.2.2. Sabit Alanlar için Spin Çözümleri

$\vec{B} = B_0 \vec{e}_z$ sabit alanıyla γ jromanyetik sabitli bir parçacığın manyetik momenti etkileşsin. Potansiyel enerji,

$$U = - \vec{\mu} \cdot \vec{B} = - \gamma J_z B_0 \quad (2.118)$$

olduğundan, J_z açısal momentum operatörü (kare bir matris) ve uygulanacağı ψ (dalga fonksiyonu) bir sütun matristir. Schrödinger denkleminin genel çözümü, verilen bir j ve ona karşılık m_j değerleri için verilen ψ_{j,m_j} dalga fonksiyonunun (zamana bağlı kısmın da eklenmesiyle) lineer kombinasyonudur.

$$\Psi(\vec{r}, t) = \sum_{m_j=-j}^{+j} c_{m_j} \psi_{j,m_j}(\vec{r}) e^{\frac{i}{\hbar} E_{m_j} t} \quad (2.119)$$

c_{m_j} katsayıları başlangıç koşullarına bağlı kompleks sayılar olmak üzere, E_{m_j} her m_j 'ye karşılık enerji özdeğeridir. Kinetik enerji ihmal edilmesiyle bu enerji özdeğeri:

$$E_{m_j} = - \gamma m_j \hbar B_0 \quad (2.120)$$

Şimdi z yönünde bulunan B_0 sabit manyetik alanında sükunette bulunan protonu düşünelim. Sükunette olduğu için kinetik enerji sıfırdır. Proton manyetik momenti ile dış manyetik alan etkileşecektir. Protonun manyetik momenti ise açısal momentumu sebebiyle vardır. Taban durumunda ($n=1, \ell=0$) ise yörüngesel bir hareket olmayacağından ($J=S$) sadece spin açısal momentum ile dış manyetik alan etkileşir. Bu durumda Hamiltonyen,

$$H = -\gamma B_0 S_z = -\gamma B_0 \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (2.121)$$

olur. Spin $\frac{1}{2}$ parçacığın spine karşılık (ψ_{s,m_s}) girilebilecek iki durum olduğundan (spin yukarı ve spin aşağı) Hamiltonyenin etkiyeceği iki öz durum vardır. Bunlar;

$$\psi_+ \equiv \psi_{+1/2} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{spin yukarı (z'ye paralel)} \quad (2.122)$$

$$\psi_- \equiv \psi_{-1/2} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad \text{spin aşağı (z'ye zıt)} \quad (2.123)$$

Yani Hamiltonyenin öz durumları S_z 'nin öz durumları ile aynıdır.

$$H\psi_{\pm} = E_{\pm}\psi_{\pm} \quad (E_{\pm} = \pm \frac{1}{2} \hbar \omega_0) \quad (2.124)$$

$$S_z\psi_{\pm} = \pm \frac{\hbar}{2} \psi_{\pm} \quad (2.125)$$

2.2.3. Presesyonun Kuantum Mekaniksel İfadesi

Kuantum mekaniği bir ölçümün sonucunu doğrudan söyleyemez. **Bir** parçacığa ait ölçümü yapılacak gözlenebilir için (burada manyetik moment) birden fazla parçacığın özdeş $\Psi(\vec{r}, t)$ durumunda olduğu düşünülür. Kuantum mekaniğinde ölçüm, bu her $\Psi(\vec{r}, t)$ durumunda bulunan parçacık için yapılan ölçümlerin ortalaması, yani beklenen değerdir. Proton manyetik momentinin beklenen değeri $\langle \mu \rangle$,

$$\langle \Psi | \vec{\mu} | \Psi \rangle \equiv \int \Psi^\dagger \vec{\mu} \Psi dV = \Psi^\dagger \vec{\mu} \Psi V = \gamma V \sum_m \sum_{m'} c_{m'}^* c_m \psi_{m'}^\dagger \vec{S} \psi_m e^{\frac{i}{\hbar}(E_{m'} - E_m)t} \quad (2.126)$$

olarak hesaplanır. Burada Ψ^\dagger satır matris Ψ ise sütun matristir. Protonun yörüngesel ve ötelenme hareketi olmadığından Ψ 'nin r 'ye bağımlılığı ihmal edilir. Bu yüzden protonu içeren V hacmi, integrasyondan olduğu gibi çıkar. Ψ 'nin normalizasyonu, protonun V hacminde bir yerde olduğu düşünülerek;

$$\langle \Psi | \Psi \rangle = \int \Psi^\dagger \Psi dV = \Psi^\dagger \Psi V = V \sum_m \sum_{m'} c_m^* c_m \psi_{m'}^\dagger \psi_m e^{\frac{i}{\hbar}(E_{m'} - E_m)t} = 1 \quad (2.127)$$

$m=m'$ için (ψ 'ler dik bir fonksiyon ailesi olduklarından),

$$V \sum_m |c_m|^2 = 1 \quad (2.128)$$

manyetik momentin beklenen değeri,

$$\langle \mu(t) \rangle = \int \Psi^\dagger \vec{\mu} \Psi dV = \frac{1}{2} \gamma \hbar V \Psi^\dagger \vec{\sigma} \Psi = \frac{1}{2} \gamma \hbar V \sum_{m=\pm 1/2} \sum_{m'=\pm 1/2} c_m^* c_m \psi_{m'}^\dagger \vec{\sigma} \psi_m e^{\frac{i}{\hbar}(E_{m'} - E_m)t} \quad (2.129)$$

$\psi_{m'}^\dagger \vec{\sigma} \psi_m$, $\vec{\sigma}$ 'nin bileşenlerine göre hesaplanırsa,

$$\begin{aligned} \psi_{1/2}^\dagger \sigma_x \psi_{1/2} &= (1 \ 0) \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = 0 \\ \psi_{1/2}^\dagger \sigma_x \psi_{-1/2} &= (1 \ 0) \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = 1 \\ \psi_{-1/2}^\dagger \sigma_x \psi_{1/2} &= (0 \ 1) \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = 1 \\ \psi_{-1/2}^\dagger \sigma_x \psi_{-1/2} &= (0 \ 1) \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = 0 \end{aligned} \quad \Rightarrow \psi_{m'}^\dagger \sigma_x \psi_m = \delta_{m',-m}$$

(2.130)

$$\begin{aligned} \psi_{1/2}^\dagger \sigma_y \psi_{1/2} &= (1 \ 0) \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = 0 \\ \psi_{1/2}^\dagger \sigma_y \psi_{-1/2} &= (1 \ 0) \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = -i \\ \psi_{-1/2}^\dagger \sigma_y \psi_{1/2} &= (0 \ 1) \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = i \\ \psi_{-1/2}^\dagger \sigma_y \psi_{-1/2} &= (0 \ 1) \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = 0 \end{aligned} \quad \Rightarrow \psi_{m'}^\dagger \sigma_y \psi_m = 2mi \delta_{m',-m}$$

(2.131)

$$\begin{aligned}
\psi_{1/2}^\dagger \sigma_z \psi_{1/2} &= (1 \ 0) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = 1 \\
\psi_{1/2}^\dagger \sigma_z \psi_{-1/2} &= (1 \ 0) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = 0 \\
\psi_{-1/2}^\dagger \sigma_z \psi_{1/2} &= (0 \ 1) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = 0 \\
\psi_{-1/2}^\dagger \sigma_z \psi_{-1/2} &= (0 \ 1) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = -1
\end{aligned}
\rightarrow \psi_{m'}^\dagger \sigma_z \psi_m = 2m \delta_{m',m}$$

(2.132)

olarak elde edilmiştir. 2.130, 2.131 ve 2.132 denklemlerine göre manyetik moment bileşenlerinin beklenen değerleri $\langle \mu_x(t) \rangle$, $\langle \mu_y(t) \rangle$ ve $\langle \mu_z(t) \rangle$,

$$\langle \mu_x(t) \rangle = \frac{1}{2} \gamma \hbar V \Psi^\dagger \sigma_x \Psi = \frac{1}{2} \gamma \hbar V \sum_{m=\pm 1/2} \sum_{m'=\pm 1/2} c_{m'}^* c_m \psi_{m'}^\dagger \sigma_x \psi_m e^{\frac{i}{\hbar}(E_{m'} - E_m)t} \quad (2.133)$$

$$\langle \mu_x(t) \rangle = \frac{1}{2} \gamma \hbar V \sum_{m=\pm 1/2} \sum_{m'=\pm 1/2} c_{m'}^* c_m \delta_{m',-m} e^{\frac{i}{\hbar}(E_{m'} - E_m)t} \quad (2.134)$$

($c_{+1/2} = c_+$, $c_{-1/2} = c_-$, $E_{+1/2} = -\frac{1}{2} \gamma B_0 \hbar = -\frac{1}{2} \hbar \omega_0$, $E_{-1/2} = \frac{1}{2} \gamma B_0 \hbar = \frac{1}{2} \hbar \omega_0$ olmak üzere)

$$\langle \mu_x(t) \rangle = \frac{1}{2} \gamma \hbar V (c_+^* c_- e^{-i\omega_0 t} + c_-^* c_+ e^{i\omega_0 t}) \quad (2.135)$$

$$\langle \mu_x(t) \rangle = \gamma \hbar V \operatorname{Re}[c_-^* c_+ e^{i\omega_0 t}] \quad (2.136)$$

$c_+ = a_+ e^{i\alpha_+}$, $c_- = a_- e^{i\alpha_-}$ olsun, buna göre 2.128 denklemi şöyle yazılır:

$$V \sum_m |c_m|^2 = V (c_+^* c_+ + c_-^* c_-) = V (a_+^\dagger e^{-i\alpha_+} a_+ e^{i\alpha_+} + a_-^\dagger e^{-i\alpha_-} a_- e^{i\alpha_-})$$

$$V \sum_m |c_m|^2 = V (a_+^\dagger + a_-^\dagger) = 1 \quad (2.137)$$

bu ifadeye göre, a_+ ve a_- şöyle yazılabilir:

$$a_+ = \frac{1}{\sqrt{V}} \cos\Theta, \quad a_- = \frac{1}{\sqrt{V}} \sin\Theta \quad (2.138)$$

2.135'teki ifadeler 2.133'te yazılırsa $\langle \mu_x(t) \rangle$,

$$\langle \mu_x(t) \rangle = \gamma \hbar V \operatorname{Re} \left[\frac{1}{\sqrt{V}} \sin\Theta e^{-i\alpha_-} \frac{1}{\sqrt{V}} \cos\Theta e^{i\alpha_+} e^{i\omega_0 t} \right] \quad (2.139)$$

$$\langle \mu_x(t) \rangle = \gamma \hbar \sin\Theta \cos\Theta \operatorname{Re} \left[e^{-i(\alpha_- - \alpha_+ - \omega_0 t)} \right] \quad (\alpha_- - \alpha_+ = \varphi_0 \text{ ve } \Theta = \theta/2 \text{ yazılırsa})$$

$$\langle \mu_x(t) \rangle = \frac{1}{2} \gamma \hbar \sin\theta \cos(\varphi_0 - \omega_0 t) \quad (2.140)$$

olarak elde edilir. $\langle \mu_y(t) \rangle$ ise,

$$\langle \mu_y(t) \rangle = \frac{1}{2} \gamma \hbar V \Psi^\dagger \sigma_y \Psi = \frac{1}{2} \gamma \hbar V \sum_{m=\pm 1/2} \sum_{m'=\pm 1/2} c_{m'}^* c_m \psi_{m'}^\dagger \sigma_y \psi_m e^{\frac{i}{\hbar}(E_{m'} - E_m)t} \quad (2.141)$$

$$\langle \mu_y(t) \rangle = \frac{1}{2} \gamma \hbar V \sum_{m=\pm 1/2} \sum_{m'=\pm 1/2} c_{m'}^* c_m 2mi \delta_{m', -m} e^{\frac{i}{\hbar}(E_{m'} - E_m)t} \quad (2.142)$$

$$\langle \mu_y(t) \rangle = \frac{1}{2} \gamma \hbar V (c_-^* c_+ 2 \frac{1}{2} i e^{i\omega_0 t} + c_+^* c_- 2 (-\frac{1}{2}) i e^{-i\omega_0 t}) \quad (2.143)$$

$$\langle \mu_y(t) \rangle = \gamma \hbar V \operatorname{Re} [i c_-^* c_+ e^{i\omega_0 t}] \quad (2.144)$$

$$\langle \mu_y(t) \rangle = \gamma \hbar V \operatorname{Re} \left[i \frac{1}{\sqrt{V}} \sin\Theta e^{-i\alpha_-} \frac{1}{\sqrt{V}} \cos\Theta e^{i\alpha_+} e^{i\omega_0 t} \right] \quad (2.145)$$

$$\langle \mu_y(t) \rangle = \frac{1}{2} \gamma \hbar \sin\Theta \cos\Theta \operatorname{Re} [i e^{-i(\alpha_- - \alpha_+ - \omega_0 t)}] \quad (\alpha_- - \alpha_+ = \varphi_0 \text{ ve } \Theta = \theta/2 \text{ yazılırsa})$$

$$\langle \mu_y(t) \rangle = \frac{1}{2} \gamma \hbar \sin\theta \sin(\varphi_0 - \omega_0 t) \quad (2.146)$$

olur. $\langle \mu_z(t) \rangle$ ise,

$$\langle \mu_z(t) \rangle = \frac{1}{2} \gamma \hbar V \Psi^\dagger \sigma_z \Psi = \frac{1}{2} \gamma \hbar V \sum_{m=\pm 1/2} \sum_{m'=\pm 1/2} c_{m'}^* c_m \psi_{m'}^\dagger \sigma_z \psi_m e^{\frac{i}{\hbar}(E_{m'} - E_m)t} \quad (2.147)$$

$$\langle \mu_z(t) \rangle = \frac{1}{2} \gamma \hbar V \sum_{m=\pm 1/2} \sum_{m'=\pm 1/2} c_{m'}^* c_m 2m \delta_{m,m'} e^{i(E_{m'} - E_m)t} \quad (2.148)$$

olur. 2.148'de, 2.134 ve 2.142'den farklı olarak $m=m'$ durumu, zamana bağlı kısmı 1'e eşitliyor. Dolayısıyla denklem 2.149'a dönüşüyor.

$$\langle \mu_z(t) \rangle = \frac{1}{2} \gamma \hbar V (c_+^* c_+ 2 \frac{1}{2} + c_-^* c_- 2(-\frac{1}{2})) \quad (2.149)$$

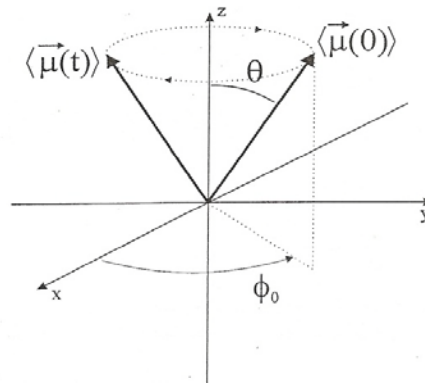
$$\langle \mu_z(t) \rangle = \frac{1}{2} \gamma \hbar V \left[\left(\frac{1}{\sqrt{V}} \cos \Theta e^{-i\alpha_+} \frac{1}{\sqrt{V}} \cos \Theta e^{i\alpha_+} \right) - \left(\frac{1}{\sqrt{V}} \sin \Theta e^{-i\alpha_-} \frac{1}{\sqrt{V}} \sin \Theta e^{i\alpha_-} \right) \right]$$

($\Theta = \theta/2$ yazıldığında) (2.150)

$$\langle \mu_z(t) \rangle = \gamma \hbar \left(\cos^2 \frac{\theta}{2} - \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) / 2 \quad (2.151)$$

$$\langle \mu_z(t) \rangle = \gamma \hbar (\cos \theta) / 2 \quad (2.152)$$

olarak elde edilir. Manyetik moment bileşenleri için hesaplanan beklenen değerler z eksenine ile θ açısı yapan saat yönünde presesyon yapan büyüklüğü $\gamma \hbar / 2$ olan bir vektörü temsil etmektedirler. Bu vektörün başlangıç azimutal açısı ise ϕ_0 'dır. Beklenen değerlerden anlaşılan, kuantum mekaniksel durumu oluşturan keyfi paralel ve antiparalel manyetik moment durumlarının beklenen değerlerinin, klasik olarak öngörülen saat yönündeki presesyon ile uyumlu olduğudur. (Spin kuantum mekaniksel bir özelliktir. Kuantum mekaniği burada kendini birim açısal momentumun \hbar olmasıyla ve manyetik momentin ($\gamma \hbar / 2$) spine bağlılığıyla göstermektedir.)



Şekil 2.12: Manyetik moment operatörünün beklenen değerinin z yönündeki sabit dış manyetik alan etrafındaki presesyonu

2.2.4 İstatistiksel Yaklaşım ve Kuantum Mekaniksel M_0

Spin $\frac{1}{2}$ parçacığın Boltzmann istatistiğine göre farklı iki spin seviyesindeki dağılımı şöyledir:

$$\frac{N_{\uparrow}}{N_{\downarrow}} = \exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right) \quad (2.153)$$

Bu denkleme göre; N_{\uparrow} yukarı spin sayısını, N_{\downarrow} aşağı spin sayısını, T spin sisteminin mutlak sıcaklığını, k Boltzmann sabitini temsil etmektedir. NMRG'de görüntülenecek nesne insan vücudu olduğundan, spin sisteminin sıcaklığı vücut sıcaklığıdır ve 310 K olarak kabul edilir. Bu yüzden $\Delta E (= \hbar\omega_0) \ll kT$ olur. Denklem 2.153'te, üstel terim seriye açıldığında yaklaşık olarak;

$$\exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right) \approx 1 + \left(\frac{\hbar\omega_0}{kT}\right) = 1 + 6,6 \times 10^{-6} B_0 \quad (2.154)$$

olur. (B_0 'ın birimi Tesla)

Diğer yandan bir sistemi kendisinden çok daha büyük bir sistemle termal temas halindeyken, T sıcaklığında E enerjisinde bulma olasılığı P(E);

$$P(E) = \frac{e^{-E/kT}}{Z} \quad (2.155)$$

olarak ifade edilir. Denklemin sağ tarafında, payda bulunan üstel ifade Boltzmann çarpanı, paydadaki Z ise bölüşüm fonksiyonudur. Bu fonksiyon ise Boltzmann çarpanlarının toplamıdır.

$$Z = \sum_E e^{-E/kT} \quad (2.156)$$

Bir spin sistemi çevreleriyle termal etkileşim halindedir. Spin sistemi denge manyetizasyonuna ulaşıncaya kadar kafesle ve diğer spinlerle enerji alışverişinde

bulunur. M_z 'nin termal denge değerini bulmak için N tane spinin ortalama toplam manyetik momentinin z bileşenini, ötelenme hareketini ihmal ederek dikkate alalım. Ötelenme ihmal edildiğinden dikkate alınan sadece termal etkileşimdir ve bu durum kuantum mekaniğine göre incelendiğinde manyetizasyonun denge değeri şöyledir:

$$M_0 = \rho_0 \sum_{m_s=-s}^s P(E(m_s)) \mu_z(m_s) \quad (2.157)$$

Denklem 2.157 'de ρ_0 , homojen izokromatın V hacmindeki spin sayısını ifade etmektedir.(yani $\rho_0 = N/V$)

Spinin enerjisi ve z yönündeki manyetik moment;

$$E = -m_s \hbar \omega_0 \quad (2.158)$$

$$\mu_z = m_s \gamma \hbar \quad (2.159)$$

olmak üzere manyetizasyonun denge değeri M_0 (denklem 2.157'ye göre);

$$M_0 = \frac{N \gamma \hbar}{V} \frac{\sum_{m_s} m_s e^{m_s \hbar \omega_0 / kT}}{\sum_{m_s} e^{m_s \hbar \omega_0 / kT}} \quad (2.160)$$

olur. Buna göre $\hbar \omega_0 \ll kT$ limitinde spin $1/2$ parçacık (proton) için M_0 , denklem 2.154 kullanılarak;

$$M_0 \approx \frac{1}{4} \rho_0 \frac{\gamma^2 \hbar^2}{kT} B_0 \quad (2.161)$$

olarak elde edilir.

Yukarı ve aşağı spinler arasındaki fark ise spinlerin yukarı ve aşağı olma ihtimalleri ile orantılıdır. Spin $1/2$ parçacık için (denklem 2.155 yardımıyla) P_+ ($m_s = + 1/2$) spinin yukarı olma ihtimali, P_- ($m_s = - 1/2$) de spin aşağı olmak üzere;

$$P_{\pm} = \frac{e^{-E_{\pm}/kT}}{e^{-E_+/kT} + e^{-E_-/kT}} \quad (2.162)$$

olur ve buna göre ΔN spinler arası fark şöyledir:

$$\Delta N = N_{\uparrow} - N_{\downarrow} = N (P_{+} - P_{-}) \approx \frac{1}{2} N \left(\frac{\hbar \omega_0}{kT} \right) \quad (2.163)$$

Denklem 2.163 çok küçük bir miktar spinin ($\hbar \omega_0 \ll kT$ olduğundan) dış manyetik alan yönünde olduğunu gösterir. N sayısının çok büyük olması (insan vücudundaki ^1H çekirdeği sayısı) ölçülebilir manyetizasyon vektörünün elde edilmesini sağlamıştır. Denklem 2.161 'e bakıldığında manyetizasyon vektörünün büyüklüğünü arttıracak bir diğer parametre ise B_0 'dır. Denklemdeki diğer parametreler incelenecek nesne ve ortam için sabittir.

2.3 SİNYAL

Bu bölümde RF uygulanmasının ardından RF sarmalında (RF coil) oluşan, dokulara ait manyetizasyon vektörü sebebiyle meydana gelen NMR sinyalinden bahsedilecektir.

2.3.1. Faraday İndüksiyon Yasası

Manyetizasyonun oluşturduğu manyetik alan ve bunun zamanla değişimi Faraday Yasası gereğince bir iletkende bir elektromotor kuvveti (emk) meydana getirir. NMRG örneğinde ise RF sonrası belli bir süre boyunca, laboratuvar sisteminde bulunan bir RF sarmalına dönen referans sistemiyle hareket eden manyetizasyon vektörünün yaklaşık uzaklaşması sonucu sargıda bir elektriksel bir sinyal oluşur.

Faraday Yasası gereğince oluşan emk manyetik akı Φ 'nin zamana göre değişiminin ters işaretlisine eşittir ve şöyle ifade edilir:

$$\text{emk} = - \frac{d\Phi}{dt} \quad (2.164)$$

$$\Phi = \int_{\text{sarmal yüzeyi}} \vec{B} \cdot d\vec{s} \quad (2.165)$$

RF sarmalında oluşan elektromotor kuvvetini bulabilmek için manyetizasyon sebebiyle RF sarmalında oluşan akı bulunmalı ardından da zamana göre türevi alınmalıdır. Φ_M manyetizasyon sebebiyle meydana gelen akı, \vec{A} vektör potansiyeli olmak üzere ve vektör potansiyelinin rotasyonelinin manyetik alana eşit olduğu hatırlanarak;

$$\Phi_M = \int_{\substack{\text{sarmal} \\ \text{yüzeyi}}} \vec{B} \cdot d\vec{s} = \int_{\substack{\text{sarmal} \\ \text{yüzeyi}}} (\vec{\nabla} \times \vec{A}) \cdot d\vec{s} = \oint \vec{A} \cdot d\vec{l} \quad (2.166)$$

(Denklem 2.166'da Stokes teoremi yardımıyla sarmal yüzeyi üzerinden alınan integral, sarmal yüzeyini çevreleyen kapalı yol integraline çevrilmiştir.)

2.3.1. bölümündeki ifadelerde RF sarmalının bulunduğu konum ve bu konuma bağlı büyüklükler üssüz, manyetizasyon vektörünün bulunduğu (vücut) konum ve bu konuma bağlı ifadelerde üslü notasyon kullanılmıştır. Bu yaklaşımla r konumunda bulunan vektör potansiyeli ile (r')'nde bulunan manyetizasyon vektörü arasındaki ilişki şöyle ifade edilir:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\vec{\nabla}' \times \vec{M}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^3 r' \quad (2.167)$$

Denklem 2.167'nin yardımıyla Φ_M ;

$$\Phi_M = \oint \left(\frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\vec{\nabla}' \times \vec{M}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^3 r' \right) \cdot d\vec{l}$$

$$\Phi_M = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \vec{M}(\vec{r}') d^3 r' \cdot \left(\vec{\nabla}' \times \oint \frac{d\vec{l}}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right) \quad (2.168)$$

Denklem 2.168'de parantez içindeki kapalı yol üzerinden integral, birim akım başına vektör potansiyelinin (r')'ndeki ifadesidir. Bunun anlamı ise sarmalın, vücutta (manyetizasyonun bulunduğu bölge) sarmaldan geçen birim akım başına, bir vektör potansiyeli oluşturduğudur. (r')'ndeki vektör potansiyeli de yazıldığında;

$$\vec{A}(\vec{r}') = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint \frac{I d\vec{l}}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \quad (2.169)$$

olur. (\vec{r}')'nde oluşan bu vektör potansiyeli sayesinde yine (\vec{r}')'nde sarmaldan geçen birim akım başına oluşan manyetik alan $\vec{B}^R(\vec{r}')$ (alıcı alanı) olmak üzere;

$$\vec{B}^R(\vec{r}') = \vec{B}(\vec{r}') / I = \vec{\nabla}' \times \left(\frac{\mu_0}{4\pi} \oint \frac{d\vec{l}}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right) \quad (2.170)$$

olarak elde edilir. Sonuç olarak incelenen örnek için Φ_M , notasyonda kolaylık olması açısından \vec{r}' yerine \vec{r} yazarak ve denklem 2.170'i kullanarak tekrar düzenlenirse;

$$\Phi_{M(t)} = \int_{\text{örnek}} \vec{B}^R(\vec{r}) \cdot \vec{M}(\vec{r}, t) d^3r \quad (2.171)$$

Denklem 2.171, manyetizasyon sonucu sarmaldan geçen akıyı ölçmek yerine, birim akım başına sarmaldan çıkan manyetizasyondan geçen akıyı göstermektedir. Bu ikisi birbirinin aynısıdır ve bu ilkeye “karşılıklılık ilkesi” (principle of reciprocity) denir.

Denklem 2.171 denklem 2.164'te yerine yazılarak emk hesaplanabilir.

$$\text{emk} = - \frac{d\Phi_M(t)}{dt}$$

$$\text{emk} = - \frac{d}{dt} \int_{\text{örnek}} \vec{B}^R(\vec{r}) \cdot \vec{M}(\vec{r}, t) d^3r \quad (2.172)$$

olarak elde edilir.

2.3.2. Manyetizasyon Sonucu Oluşan Sinyal

Manyetizasyon sonucu oluşan sinyal 2.172 denklemini ile orantılıdır. Ölçme sistemi ile (burada RF sarmalı) bazı kayıplar da dahil edildiğinde sinyal tam olarak ifade edilebilir.

Bunu yapabilmek için denklem 2.172'deki vektörleri bileşenlerine ayırmak ve yatay manyetizasyon vektörünü denklem 2.93'teki gibi kompleks olarak ifade etmek faydalı olacaktır.

$$M_+(t) = M_+(0) \exp(-i\omega_0 t - t/T_2) \leftarrow (2.93 \text{ denklemi (laboratuvar sistemine göre)})$$

$$M_+(\vec{r}, t) = M_{\perp}(\vec{r}, 0) \exp(-i\omega_0 t + \varphi_0(\vec{r}) - t/T_2) \quad (2.173)$$

$M_+(\vec{r}, 0)$ dönen referans sisteminde RF kapatıldıktan sonra (bu an $t=0$ anı olarak kabul edildiğinde) var olan manyetizasyon vektörüdür. Bu vektör x' eksenine göre ifade edildiğinden ve yatay manyetizasyon vektörü de RF sonrası herhangi bir eksene yönlendirilebileceğinden ($x', y', -x', -y'$ gibi) (x')'ne göre bir başlangıç faz farkı oluşur. Bunu ifade etmek için, yatay manyetizasyon dönen referans sisteminde başlangıçta hangi eksene yönlendirilmiş olursa olsun $M_{\perp}(\vec{r}, 0)$ onu ifade etmektedir. $\varphi_0(\vec{r})$ ise $M_+(\vec{r}, 0)$ 'a göre bu faz farkını göstermektedir. Örneğin $M_+(\vec{r}, 0)$ x' eksenindeyse $\varphi_0(\vec{r}) = 0$, y' eksenindeyse $\varphi_0(\vec{r}) = \pi/2$ 'dir. ($\varphi_0(\vec{r})$ lokal değişikliklere bağlı olarak konuma göre değişiklikler gösterebilir.) Ayrıca M_+ ve M_{\perp} büyüklükleri eşittir.

Yatay manyetizasyon M_x ve M_y bileşenleri kompleks ifadenin reel ve imajiner kısımlarına göre şöyle ifade edilir:

$$M_x = \text{Re } M_+ \text{ ve } M_y = \text{Im } M_+ \quad (2.174)$$

Sinyal ile orantılı olan 2.172 denkleminde, sinyal kaynağı yatay manyetizasyon olduğundan dikey manyetizasyon ihmal edilebilir. Buna göre ve 2.173 ve 2.174 denklemleri ile birlikte denklem 2.172 zamana bağlı türev de alınarak düzenlendiğinde;

$$\begin{aligned} \text{Sinyal} &\propto \omega_0 \int \left[B_x^R(\vec{r}) \text{Re} \left(iM_+(\vec{r}, 0) e^{-i\omega_0 t} \right) + B_y^R(\vec{r}) \text{Im} \left(iM_+(\vec{r}, 0) e^{-i\omega_0 t} \right) \right] e^{-t/T_2(\vec{r})} d^3 r \\ &\propto \omega_0 \int M_{\perp}(\vec{r}, 0) e^{-t/T_2(\vec{r})} \left[B_x^R(\vec{r}) \sin(\omega_0 t - \varphi_0(\vec{r})) + B_y^R(\vec{r}) \cos(\omega_0 t - \varphi_0(\vec{r})) \right] d^3 r \end{aligned} \quad (2.175)$$

olur. Bu denklemdeki üstel terimden türeviyle gelen $(-1/T_2)$ çarpanlı ek ifade, $1/T_2$ ω_0 'dan çok çok küçük olduğundan ihmal edilmiştir. Bir diğer değişiklik alıcı alanını laboratuvar sistemine göre θ_B açısıyla ifade edilmesiyle;

$$B_x^R \equiv B_{\perp} \cos \theta_B \quad \text{ve} \quad B_y^R \equiv B_{\perp} \sin \theta_B \quad (2.176)$$

elde edilir ve trigonometrik özdeşlik yardımıyla ($\sin(a+b) = \sin a \cos b + \cos a \sin b$) 2.175 denklemi;

$$\text{Sinyal} \propto \omega_0 \int M_{\perp}(\vec{r}, 0) e^{-t/T_2(\vec{r})} B_{\perp}(\vec{r}) \sin(\omega_0 t + \theta_B(\vec{r}) - \varphi_0(\vec{r})) d^3r \quad (2.177)$$

olur. Denklem 2.177'de sinyal için genel bir ifade dış manyetik alan inhomojeniteleri de dahil edildiğinde (lokal değişikliklerle birlikte) T_2 yerine T_2^* ilave edilerek elde edilir.

Denklem 2.177'de konuma bağlılığın olmadığı, presesyon frekansının her yerde sabit olduğu, sabit dış manyetik alan B_0 'ın uniform olduğu ve fazın da sabit olduğu düşünülürse (V_s incelenen örneğin hacmi olmak üzere);

$$\text{Sinyal} \propto \omega_0 V_s e^{-t/T_2} M_{\perp} B_{\perp} \sin(\omega_0 t + \theta_B - \varphi_0) \quad (2.178)$$

Denklem 2.178 sinyalin hangi büyüklüklere bağlı olduğunu göstermektedir ve incelenecek küçük homojen örnekler için geçerli bir formüldür.

2.3.3. Sinyal Demodulasyonu

ω_0 frekasındaki hızlı osilasyonlar demodulasyon denilen bir elektronik adımla ortadan kaldırılır. Böylelikle dönen referans sistemindeki sinyal elde edilir. Demodulasyon laboratuvar sinyalini ω_0 'da yada civarında frekansa sahip bir sinüs yada kosinüs ile çarpmaya karşılık gelir. Bu sinüs yada kosinüse referans sinyali denir ve referans frekansı $\Omega = \omega_0 + \delta\omega$ olarak ifade edilir. $\delta\omega$ 'ye ise ofset frekansı denir. Veri reel ve imajiner olmak üzere iki kanalda toplanır.

2.3.3.1. Reel Kanal

İşlemleri daha kolay görmek adına konumdan bağımsız 2.178 denkleminin osilasyon yapan kısmı $\sin(\omega_0 t + \theta_B - \varphi_0)$ ile referans sinyali $\sin(\omega_0 + \delta\omega)t$ ile çarpılsın. (Yine kolaylık olsun diye $\theta_B - \varphi_0 = \zeta$ olsun)

demodule sinyal \propto referans sinyali \cdot indüklenen emk (osile kısım)

$$\propto \sin(\omega_0 + \delta\omega)t \cdot \sin(\omega_0 t + \zeta)$$

$$\propto \frac{1}{2} (\cos(\delta\omega \cdot t - \zeta) - \cos((2\omega_0 + \delta\omega)t + \zeta)) \quad (2.179)$$

2.179 denkleminde görüldüğü gibi yüksek frekanslı ($\omega_0 =$ Larmor frekansı) terim ayrılmış oldu. Bu demodule sinyalin düşük frekanslı kısmı bir alçak geçiren filtre ile ölçülebilir.

$$\text{demodule ve filtrelenmiş sinyal} \propto \frac{1}{2} \cos(\delta\omega \cdot t - \zeta) = \frac{1}{2} \text{Re}(e^{i(\delta\omega \cdot t - \zeta)}) \quad (2.180)$$

2.3.3.2. İmajiner Kanal

Reel kanal için yapılanın bir benzeri imajiner kanalı elde etmek için de yapılır. Burada yüksek frekanslı osile kısım $-\cos(\omega_0 + \delta\omega)t$ ile çarpılır. Bu durumda elde edilen demodule ve filtrelenmiş sinyalle orantılı ifade;

$$\text{demodule ve filtrelenmiş sinyal} \propto \frac{1}{2} \sin(\delta\omega \cdot t - \zeta) = \frac{1}{2} \text{İm}(e^{i(\delta\omega \cdot t - \zeta)}) \quad (2.181)$$

olarak elde edilir.

2.3.3.3. Kompleks Sinyal

Reel ve imajiner kanal sinyalleri (2.180, 2.181) kullanışlı kompleks sinyal ifadesini akla getirir. Kompleks demodule sinyal $s(t)$, reel ve imajiner kanala karşılık s_{re} ve s_{im} olmak üzere;

$$s(t) \equiv s_{re}(t) + i s_{im}(t) \quad (2.182)$$

olarak yazılır. Bu denklem konumdan bağımsız ifadeye (2.178) uygulanırsa;

$$\text{Sinyal} \propto \omega_0 V_S e^{-t/T_2} M_{\perp} B_{\perp} e^{i((\Omega - \omega_0)t + \varphi_0 - \theta_B)} \quad (2.183)$$

olur. Görüldüğü gibi reel ve imajiner kanal sinyalleri toplamda üstel olarak kendini göstermektedir. ($\Omega - \omega_0 = \delta\omega$) Bu katkı konuma bağlı genel ifade için şöyledir:

$$\text{Sinyal} \propto \omega_0 \int M_{\perp}(\vec{r}, 0) e^{-t/T_2(\vec{r})} B_{\perp}(\vec{r}) e^{i((\Omega - \omega_0)t + \theta_B(\vec{r}) - \varphi_0(\vec{r}))} d^3r \quad (2.184)$$

2.3.4. Serbest İndüksiyon Bozunumu (FID)

Genel bir NMRG deneyinin sonucu incelenen numuneden gelen bir sinyali ölçmektir. Bu deney en basit haliyle sabit bir dış manyetik alanda bulunan makroskopik miktarda hidrojenin proton spinlerine ait dikey manyetizasyonun, örneğin bir $\pi/2$ pulsu uygulanmasının ardından, yatay düzleme yönlenmesiyle serbest olarak presasyonu sonucu, ortama yerleştirilen bir RF sarmalında indüklenen emk'nın oluşmasıdır. Bu deneye serbest indüksiyon bozunumu (free induction decay (FID))denir.

Denklem 2.184 FID sinyali ile orantılı ifadedir. Bu ifadede eğer demodulasyon yoksa ($\Omega=0$) laboratuvar sisteminde yüksek frekanslı osilasyonlar görülür. Eğer varsa ve Larmor frekansındaysa ($\Omega = \omega_0$ rezonans durumu) sinyalde sadece T_2 'ye bağlı bozulma görülür. Eğer demodulasyon varsa fakat Larmor frekansı civarındaysa ($\Omega - \omega_0 = \delta\omega$) sinyal bozunumu rezonans durumuna göre daha hızlıdır ki; bu durum T_2 'ye ek T_2' ile ilgili bozunumu hatırlatır. (Şekil 2.13)

2.3.5. Sinyal, Manyetizasyon ve Etkin Spin Yoğunluğu

Sinyal ifadesinin çıkışı, orantılı demodüle sinyal denklem 2.184'tür. Sinyali matematiksel olarak ifade etmeden evvel, 2.184'e bazı eklemelerde ve kabullerde bulunalım. RF alıcı ve verici sarmallarının (çoğunlukla aynı sarmal); başlangıç manyetizasyon fazı φ_0 'ı, alıcı alan yönsel fazı θ_B 'yi, alıcı alan büyüklüğü B_{\perp} 'i mevcut uzayda uniform olarak uygulayabildiğini ve bu büyüklüklerin (bu yüzden) uzaya bağlı olmadığını düşünelim. İfadeye sinyali ölçen elektronik sistemin kayıplarıyla ilgili bir çarpan ekleyelim (Λ). Başlangıç durumuna ait sabit fazlar sıfır olarak kabul edilebilir ya da Λ 'nın içinde kabul edilir. Tüm bunlarla birlikte relaksasyon etkileri de ($\exp(-t/T_2(\vec{r}))$), r 'den bağımsız olduğu düşünülerek) dışarıda tutulduğunda sinyal;

$$s(t) = \omega_0 \Lambda B_{\perp} \int M_{\perp}(\vec{r}, 0) e^{i(\Omega t + \varphi(\vec{r}, t))} d^3 r \quad (2.185)$$

olur. Bu denklemde $\varphi(\vec{r}, t)$ genel faz ifadesidir. Faz, spinlerin konumuna ve zamana bağlıdır. Eğer sadece dış manyetik alan varsa $-\omega_0 t$ 'dir. Fakat ek alanların (gradyan alanlar, 2.4.2 bölümü) uygulanmasıyla yada manyetik alan inhomejeniteleri varlığında faz lokal olarak değişecektir. (Burada dış manyetik alanın homojen olduğu düşünüldü ve dolayısıyla ω_0 konumdan bağımsız olarak integral dışına alınabildi.) Buna göre fazın açısal frekansa bağıllığı;

$$\varphi(\vec{r}, t) = - \int_0^t \omega(\vec{r}, t') dt' \quad (2.186)$$

olarak ifade edilir.

Uniform bir nesneye ait dikey manyetizasyona örneğin $\pi/2$ pulsu uygulansın. Başlangıç yatay manyetizasyonu M_0 olacaktır. Denklem 2.161'e göre denge manyetizasyonu proton spin yoğunluğu cinsinden şöyle ifade edilebilir:

$$M_{\perp}(\vec{r}, 0) = M_0(\vec{r}) = \frac{1}{4} \rho_0(\vec{r}) \frac{\gamma^2 \hbar^2}{kT} B_0 \quad (2.187)$$

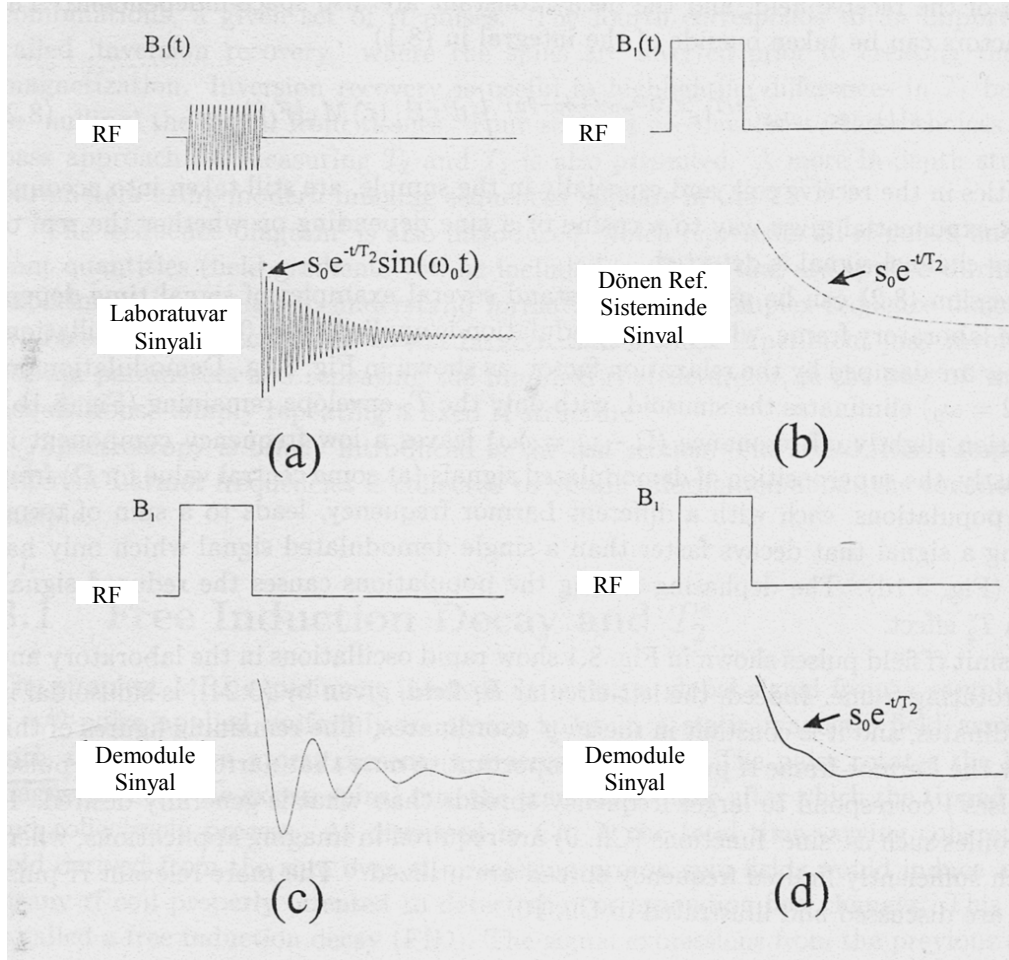
$\rho(\vec{r})$ etkin spin yoğunluğu olmak üzere;

$$\rho(\vec{r}) \equiv \omega_0 \Lambda B_{\perp} M_0(\vec{r}) = \omega_0 \Lambda B_{\perp} \frac{1}{4} \rho_0(\vec{r}) \frac{\gamma^2 \hbar^2}{kT} B_0 \quad (2.188)$$

olarak ifade edilir ve sinyali ifade eden denklem 2.185 şu hale dönüşür:

$$s(t) = \int \rho(\vec{r}) e^{i(\Omega t + \varphi(\vec{r}, t))} d^3 r \quad (2.189)$$

Denklem 2.189'a istendiğinde relaksasyon faktörleri eklenebilir.



Şekil 2.13: a) Laboratuvar sisteminde RF ve FID sinyali, b) Demodulasyonun Larmor frekansında olması sonucunda dönen referans sisteminde RF ve FID sinyali, c) Demodulasyonun Larmor frekansından çok az farklı olmasıyla meydana gelen FID sinyali, d) Demodulasyonun Larmor frekansından çok az farklı olması ve spin izokromatların Larmor frekansından az miktarda farklı frekansa sahip olması sonucunda meydana gelen FID sinyali. (Hiçbir eğriye alan inhomojenitelere ait faz kaybı eklenmemiştir. Fakat d eğrisi spinlerin Larmor frekansından az farklı frekansa sahip olması yerine hepsinin aynı frekansa sahip olduğu ve sinyal kaybının sadece alan inhomojenitelerinden kaynaklandığı durumu düşündürebilir.)

2.4. 1-BOYUTLU VE 2-BOYUTLU NMRG

Bu bölümde elde edilen sinyalin nasıl görüntüye dönüştürüldüğü anlatılacaktır. İzlenecek yol sırasıyla şöyledir: Önce bir boyutlu sinyal, daha sonra gradyan alanlar yardımıyla elde edilen sinyal (frekans kodlama işlemi) bilgisinin içerisinde var olan spin yoğunluğuna ait lokalizasyon bilgisi ve bu sinyalin spin yoğunluğunun Fourier transformasyonu olması, ters Fourier transformasyonu sayesinde spinin konuma bağlı

yoğunluğunun bulunabilmesi ve 1-boyutlu ve 2-boyutlu gradient eko sekansıyla yapılan NMRG incelenecektir.

2.4.1. 1-Boyutlu Sinyal

2.3.5. bölümünde elde edilen sinyal (denklem 2.189) bir boyutta incelenirse; (örneğin z ekseni için)

$$s(t) = \int \rho(z) e^{i(\Omega t + \phi(z,t))} dz \quad (2.190)$$

olur. Burada $\rho(z)$ 1-boyutlu spin yoğunluğu olmak üzere, diğer iki boyutun z eksenine iz düşürülmesiyle;

$$\rho(z) = \iint \rho(\vec{r}) dx dy \quad (2.191)$$

olur.

2.4.2. Frekans Kodlama ve Spin Konumu

2.3. bölümünde tariflenen şekilde elde edilen nesneye ait sinyalle incelenen nesnenin neresinde ne kadar spinin var olduğu söylenemez. Çünkü bu sinyal, nesnenin her yerinden aynı zaman diliminde gelmektedir, yani her spine ait sinyalin bileşkesidir. Bu yüzden nesne tek başına böyle bir sinyalle görüntülenemez. Duruma ilişkin çözüm NMRG'yi imkanı kılmıştır. Şöyle ki; eğer RF uygulamasının ardından (tüm spinler Larmor frekansında) nesnenin konumuna bağlı olarak lineer olarak değişen manyetik alan uygulanırsa, konuma bağlı olarak spinlerin presesyon frekansları Larmor frekansından uzaklaşacaktır. Böylelikle elde edilen sinyalde, bu işlemin yapıldığı eksendeki her noktaya ait sinyal büyüklüğü başlangıçtaki bileşke sinyalden ayrılmış olur. Uygulanan lineer olarak değişen bu manyetik alana **gradyan alan** denir. Bu şekilde spinlerin presesyon frekanslarının ve sonucunda birbirlerine göre fazlarının değiştirilmesine de **frekans kodlama** denir.

Konuma bağılı lineer olarak değişen manyetik alan (örneğin z-yönünde), sabit değişen alanla birlikte şöyle ifade edilir:

$$B_z(z,t) = B_0 + z G(t) \quad (2.192)$$

$$G_z \equiv \partial B_z / \partial z \quad (2.193)$$

Gradyan alan G 'nin büyüklüğü (uzaysal olarak) sabittir ve sabit dış manyetik alana göre çok küçüktür (mT/m mertebesi). Denklem 2.192 uygulanacak deneye göre zaman içinde değişebilir (yukarıdaki ifadelerde $G = G_z$ 'dir.). Gradyan alanın uygulanması sonucunda spinlerin değişen açısal frekansı;

$$\omega(z,t) = \omega_0 + \omega_G(z,t) \quad (2.194)$$

ve Larmor frekansından sapmaya neden olan kısım;

$$\omega_G(z,t) = \gamma z G(t) \quad (2.195)$$

olarak ifade edilir. Gradyan sebebiyle t anına kadar değişen faz;

$$\phi_G(z,t) = - \int_0^t \omega_G(z,t') dt' \quad (2.196)$$

$$= - \gamma z \int_0^t G(t') dt' \quad (2.197)$$

olarak hesaplanır. Denklem 2.196 ve 2.197 RF'in hemen ardından (bu an $t = 0$ kabul edilerek) gradyan alanının uygulanmasıyla artan fazı göstermektedir.

2.4.3. 1-Boyutlu Görüntüleme ve Fourier Transformasyonu

2.190 denkleminde, RF'in ardından gradyan alan uygulandığında (z-yönünde) (demodulasyon frekansı $\Omega = \omega_0$ için) sinyalde fazı sadece gradyan alan değiştirir. Buna göre sinyal;

$$s(t) = \int \rho(z) e^{i\phi_G(z,t)} dz \quad (2.198)$$

olur. Bu denkleme 1-boyutlu görüntüleme denklemi denir.

Gradyan alanın konuma bağlı olarak fazı değiştirdiği 2.4.2. bölümünde açıklanmıştı. 2.198 denkleminde faz z 'ye bağlı olarak ifade edilirse;

$$s(k) = \int \rho(z) e^{-i2\pi kz} dz \quad (2.199)$$

olur ve φ_G içindeki zamana bağlılık k uzaysal frekans ile taşınır. ($k = k(t)$) Bu durumda $k(t)$;

$$k(t) = \frac{\gamma}{2\pi} \int_0^t G(t') dt' \quad (2.200)$$

şeklinde ifade edilir. Denklem 2.199'da k 'ya bağlı sinyalin incelenen nesnenin spin yoğunluğunun Fourier transformu olduğu görülmektedir. Spin yoğunluğu, lineer gradyan tarafından z boyunca Fourier kodlanmıştır. $\rho(z)$ 'ye ulaşılmak istendiğinde tek yapılması gereken denklem 2.199'un ters Fourier transformasyonunu almaktır. Buna göre spin yoğunluğu;

$$\rho(z) = \int s(k) e^{+i2\pi kz} dk \quad (2.201)$$

z 'ye bağlı tek boyutlu spin yoğunluğudur.

2.4.4. k -uzayının Doldurulması

z 'ye bağlı görüntü ve k 'ya bağlı sinyal (veri) birbirlerinin Fourier transformudur. k 'ya bağlı sinyal eğer yeterince fazla k değeri için toplanabilirse, ters Fourier transformuyla spin yoğunluğu bulunabilmektedir. Bu durum k -uzayının iyi doldurulması anlamına gelmektedir. Yeterince fazla k değeriyle, k değerlerinden oluşan uzayı doldurmak, zamana ve gradyan büyüklüğüne bağlıdır. k -uzayında uniform dağılımlı noktaları toplamak için sabit zaman aralıklarında, sabit gradyan alanla sinyali ölçmek ("örneklemek") gerekir. Sabit gradyan alanı ve belirli sürede denklem 2.200 aşağıdaki ifadeye dönüşür.

$$k = \frac{\gamma}{2\pi} G t \quad (2.202)$$

2.4.5. 1-Boyutlu NMRG ve Gradient Eko

Gradient eko NMRG'de sık kullanılan puls sekanslarından biridir ve klasik gradient ekodan türemiş birçok puls sekansı vardır. Bu bölümde klasik gradient ekodan bahsedilecektir. Bir boyutta dağılmış bir spin topluluğu için (örneğin z ekseninde) yöneltme açısı $\pi/2$ olan RF pulsunun ardından (ki; bu pulsa $\pi/2$ pulsu yada 90^0 pulsu denilir) belirli bir süre için (t_1 başlangıç anı olmak üzere t_2-t_1 süresince) belirli bir eksende önce sabit negatif gradyan uygulanır (burada z doğrultusunda, merkez $z=0$ olmak üzere, $+z$ 'den $-z$ 'ye ve $-G$ değerinde). Böylelikle $\pi/2$ pulsunun ardından tamamen yatay düzleme yönlendirilen ve faze olan M_0 başlangıç manyetizasyonu, negatif gradyan sebebiyle defaze olur. Negatif gradyan alanının ardından pozitif gradyan alanı ($+G$, $+z$ 'den $-z$ 'ye) negatif gradyan alanının çalıştığı sürenin iki katı kadar çalıştırılır (t_3 pozitif gradyanın başlangıç anı olmak üzere ($t_4-t_3=2(t_2-t_1)$)). Pozitif gradyanın, negatif gradyan kadar çalıştığı anda ($t_4-t_3=2(t_2-t_1)$) spinler tekrar faze olmuştur. Negatif gradyanın defaze edici etkisini pozitif gradyan o anda nötrlemiştir. Bu zamana **eko zamanı** (Time to echo) denir. TE ile gösterilir ve $TE = t_3 + t_2 - t_1$ anına karşılık gelir. Bu anda ölçülen sinyal maksimumdur, çünkü tüm spinler fazedir, dolayısıyla bileşke manyetizasyonun oluşturduğu sinyal maksimumdur. Pozitif gradyanın çalışmaya devam ettiği ikinci t_2-t_1 süresince spinler tekrar defaze olmaya başlarlar. Pozitif gradyanın çalıştığı tüm süre boyunca (t_4-t_3) belirli anlara karşılık gelen k değerlerinde "örnekleme" yapılır, yani sinyal ölçülür. Böylece k-uzayı doldurulur (bu örnekte 1 boyutta). k'nın bir maksimum, bir de minimum değeri vardır.

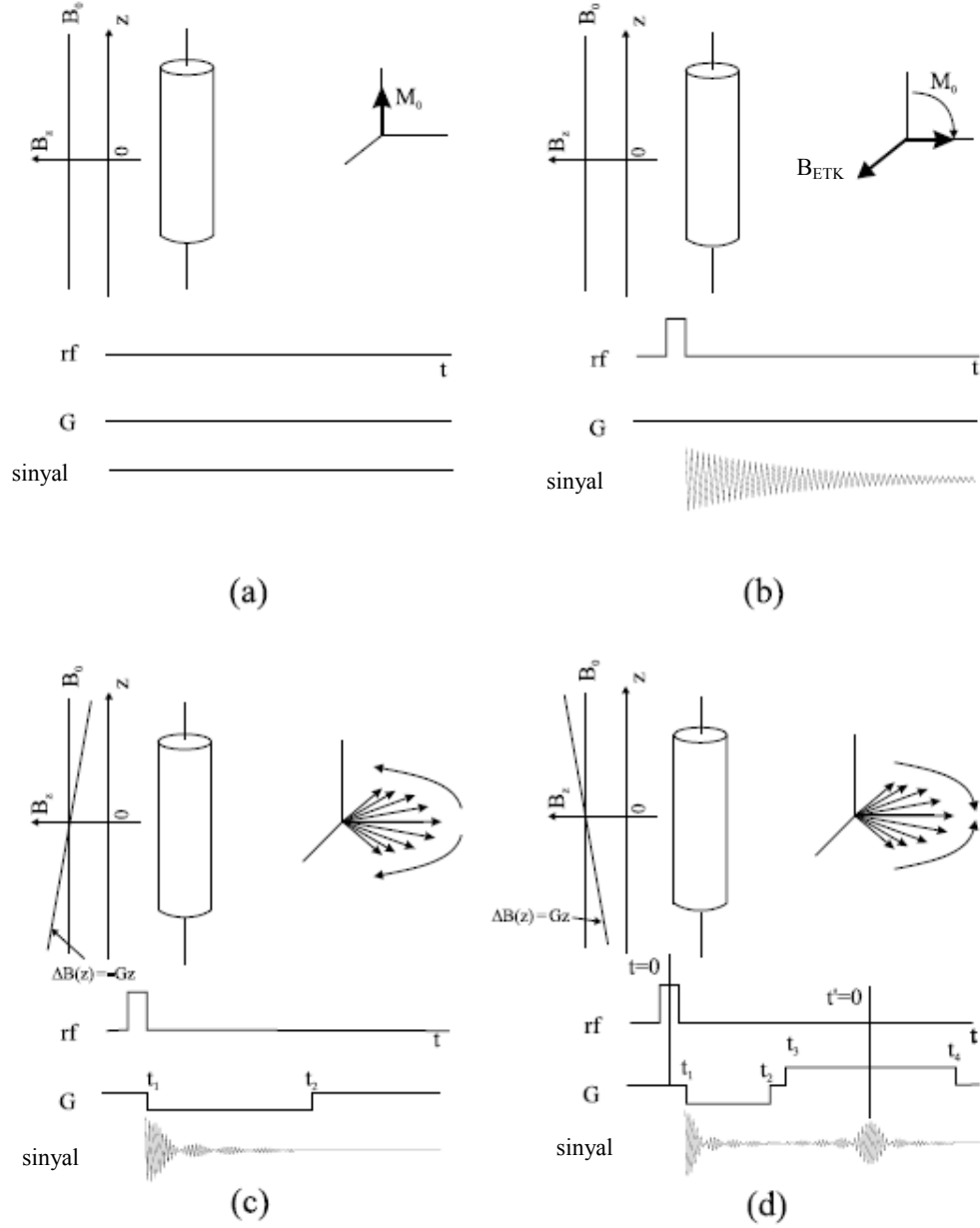
Yukarıda anlatılanlar daha matematiksel olarak ifade edilirse, z ekseni boyunca negatif gradyan alanı ($G_z = -G$, $G > 0$) uygulandığı an boyunca faz;

$$\varphi_G(z,t) = \gamma G z (t - t_1) \quad (t_2 < t < t_1) \quad (2.203)$$

olur. Pozitif gradyanın (refaze edici gradyan) çalıştırıldığı süre boyunca faz;

$$\varphi_G(z,t) = \gamma G z (t_2 - t_1) - \gamma G z (t - t_3) \quad (t_3 < t < t_4) \quad (2.204)$$

olur. Pozitif gradyanın uygulandığı süre negatif gradyan süresinin iki katıdır. Burada $t = t_3 + t_2 - t_1$ anında faz 0'dır ve bu ana yukarıda da belirtildiği gibi eko zamanı (TE) denir ve eko zamanı t_3 anına göre merkezdedir. Bu anda spinler faze olduklarından bu an ve



Şekil 2.14: Bir boyuta dağılmış spin topluluğu ve 1-boyutlu NMRG esnasında elde edilen sinyaller. a) z ekseninde sadece dış manyetik alan varlığında, b) dış manyetik alan ve RF pulsu ($\pi/2$) varlığında, c) RF pulsunun ardından dış manyetik alan ve defaze edici negatif gradyan alan varlığında (defaze olmuş spinlerin z eksenini üzerinden kuş bakışı görüntüsüyle birlikte), d) RF pulsunun ardından dış manyetik alan, defaze edici negatif gradyan alan ve refaze edici pozitif gradyan alan varlığında (refaze olmuş spinlerin z eksenini üzerinden kuş bakışı görüntüsüyle birlikte).

sonrasına yeni bir zaman atayabiliriz. (t) Çünkü e ko zamanından sonra pozitif gradyan $t_2 - t_1$ süresi kadar daha çalıştırılır. Yani $t' > 0$ için spinler tekrar defaze olurlar.

$$t' = t - t_3 - (t_2 - t_1) = t - TE \quad (2.205)$$

2.204 denklemini (t')'ne göre yazılırsa;

$$\varphi_G(z,t) = -\gamma G z t' \quad - (t_4 - t_3)/2 < t' < (t_4 - t_3)/2 \quad (2.206)$$

olur. $t' = 0$ anı için fazın 0 olduğu görülmektedir. Pozitif gradyan alanı çalıştığı süre boyunca sinyal;

$$\begin{aligned} s(t') &= \int \rho(z) e^{-i\gamma G z t'} dz \\ &= \int \rho(z) e^{-i2\pi k(t')z} dz \quad - (t_4 - t_3)/2 < t' < (t_4 - t_3)/2 \end{aligned} \quad (2.207)$$

olarak elde edilir. $t' = 0$ anı için $k = 0$ 'dır. k 'ya bağlı sinyal;

$$s(k) = \int \rho(z) e^{-i2\pi k z} dz \quad - k_{\text{maks}} < k < k_{\text{maks}} \quad (2.208)$$

olarak ifade edilir ve $k_{\text{maks}} = \frac{\gamma}{2\pi} G (t_4 - t_3)/2$ 'dir.

$k = 0$ merkez olmak üzere pozitif gradyan uygulanmaya başlandığı andan itibaren, (ki bu an $-(t_4 - t_3)/2$ anı, $k = -k_{\text{maks}}$) pozitif gradyan uygulaması bittiği ana kadar $((t_4 - t_3)/2$ anı, $k = k_{\text{maks}}$) $-k_{\text{maks}}$ 'tan $+k_{\text{maks}}$ 'a kadar, belirli Δk_z aralıklarıyla örnekleme yani öl çüm yapılır. Ölçüm yapılan tüm süreye örnekleme süresi denir. T_s ile gösterilir ve bu süreçte veriler analogtan dijitale çevrilir (analog-to-digital converter (ADC)). Bu şekilde k -uzayı doldurulmuş olur. Tüm bu süreç gradient eko yöntemiyle 1-boyutlu N MRG yöntemini anlatmaktadır. 2-boyutlu görüntüleme için bu süreç frekans kodlama işlemine karşılık gelmektedir.

2.4.6. Genelleştirilmiş Lineer Gradyan İfadesi

Gradyan alanlar her üç ekseninde de keyfi olarak uygulanabilirler. Tanımı itibariyle gradyan alan, z doğrultusundaki (dış manyetik alan doğrultusunda) sabit manyetik alana ek, seçilen ekseninde değişen konumla, yine z doğrultusunda lineer olarak değişen

manyetik alandır. Bunu istenilen eksenlerde yapabilmek NMRG'de üç boyutlu görüntülemeyi mümkün kılmıştır. Gradyan alanın genel matematiksel ifadesi şöyledir:

$$\begin{aligned}\vec{G}(t) \equiv \nabla B_z^g(\vec{r}) &= \frac{dB_z^g}{dx} \vec{e}_x + \frac{dB_z^g}{dy} \vec{e}_y + \frac{dB_z^g}{dz} \vec{e}_z \\ &\equiv G_x(t) \vec{e}_x + G_y(t) \vec{e}_y + G_z(t) \vec{e}_z\end{aligned}\quad (2.209)$$

Genel lineer gradyan, üç lineer gradyan G_x , G_y ve G_z 'nin süperpozisyonudur. Bir yönde sabit olarak uygulanan gradyan alanla birlikte tüm manyetik alan;

$$B_z(\xi, t) = B_0 + \vec{G}(t) \cdot \vec{r} = B_0 + G(t) \xi \quad (2.210)$$

olarak hesaplanır. Burada G gradyan vektörünün büyüklüğü, ξ ise $\vec{G}(t)$ doğrultusundaki konumdur.

$$\xi \equiv \vec{e}_G \cdot \vec{r} \quad (2.211)$$

Uygulanan bu toplam manyetik alan sebebiyle spinlerin preseyon frekansı;

$$\omega(\xi, t) = \omega_0 + \gamma \vec{G}(t) \cdot \vec{r} = \omega_0 + \gamma G(t) \xi \quad (2.212)$$

olur ve spinlerin fazı da şöyle hesaplanır:

$$\varphi_G(\xi, t) = -\gamma \vec{r} \cdot \int_0^t \vec{G}(t') dt' = -\gamma \xi \int_0^t G(t') dt' \quad (2.213)$$

k 'nin (denklem 2.200) genel ifadesi ise denklem 2.214'teki gibi vektörel olarak;

$$\vec{k}(t) = \frac{\gamma}{2\pi} \int_0^t \vec{G}(t') dt' \quad (2.214)$$

Yukarıda edinilen sonuçlarla birlikte 1-boyutlu görüntüleme denklemi;

$$s(t) = \int \rho(\vec{r}) e^{-i2\pi \vec{k}(t) \cdot \vec{r}} d^3r = \int \rho(\xi) e^{-i2\pi k(t) \xi} d\xi \quad (2.215)$$

olur. Bu ifadenin Fourier dönüşümü şeklindeki ifadesi;

$$s(\vec{k}) = \int \rho(\vec{r}) e^{-i2\pi\vec{k}\cdot\vec{r}} d^3r \quad (2.216)$$

böyle gösterilir. ξ boyunca 1-boyutlu spin yoğunluğu ise;

$$\rho(\xi) = \iint \rho(\vec{r}) d\eta d\chi \quad (2.217)$$

χ ve η koordinatları ise \vec{G} yönüne dik olan düzlemdeki koordinatlardır.

2.4.7. 2-Boyutlu Gradient Eko Görüntüleme

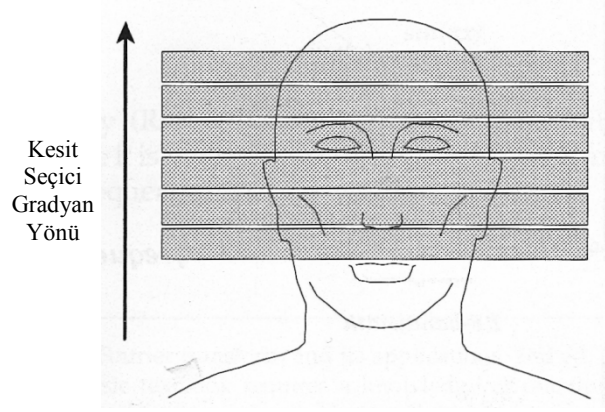
1-boyutlu görüntülemeden farklı olarak NMRG ile 2-boyutlu görüntüleme yapabilmek için bazı işlem basamaklarını takip etmek gerekir. Genelde takip edilen sıralama şöyledir:

- I. Kesit seçimi
- II. Faz kodlama
- III. Frekans kodlama

Seçilen sekansa ve incelenecek düzleme göre RF pulsunun, gradyanların seçimi ve uygulanma anları değişir.

2.4.7.1. Kesit Seçimi

2-boyutlu görüntüleme yapabilmek için öncelikle 2-boyutlu kesidin kalınlığını belirlemek gerekir (şekil 2.15). Bu kalınlığa kesit kalınlığı denir. NMRG'de örneğin kesit düzlemi xy düzlemi ise kesit kalınlığı eksen z eksenidir. z ekseninde istenen kalınlıktaki spinleri uyarmak için o kalınlığı vücudun diğer kısımlarından yada bir sonraki kesitten ayırmak gerekir. Bu ayrımı yapabilmek için seçilen kalınlıktaki spinlerin presesyon frekansları değiştirilir. Bu işlem kesit seçici gradyanla (burada (slice selective (ss) gradient) $G_{ss} = G_z$) yapılır. Bunun ardından şöyle bir problem ortaya çıkar: Kesit kalınlığı boyunca presesyon frekansları değişen spinlerin yatay manyetizasyonunu elde etmek için sonsuz küçük kesit kalınlığı başına nasıl bir RF pulsu uygulanmalıdır? RF pulsunun bu kesit kalınlığına göre değişen presesyon frekansına uygun frekanslı bir puls olması gerekmektedir. Kesit kalınlığı içerisinde, kesit eksen boyunca (burada z) yer değiştirdikçe frekans değiştiğinden bu tip bir pulsun frekansı da değişmelidir. Bu yüzden kesit kalınlığı içindeki tüm frekansları barındıran bir RF pulsuna ihtiyaç vardır.

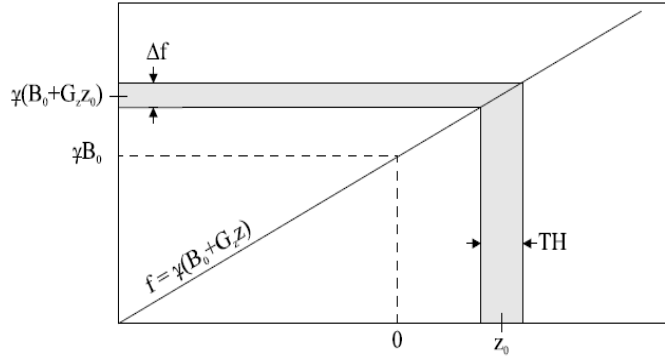


Şekil 2.15: Kesit seçici gradyan (z -gradyanı) ve kesit kalınlığına uygun sıralı kesitler

Görüntülenmek istenen 2-boyutlu düzleme göre (burada z gradyanı) kesit seçici gradyan değişir. z-gradyanının uygulanmasıyla frekans $(\omega/2\pi)$ Larmor frekansıyla birlikte şöyledir:

$$f(z) = f_0 + \frac{\gamma}{2\pi} G_z z \quad (2.218)$$

$z = 0$ noktası için frekans Larmor frekansına eşittir. Örneğin z_0 sonsuz küçük kesit kalınlığı için RF pulsunun frekansı denklem 2.218'e göre $f(z_0)$ 'a ayarlanmalıdır. (Şekil 2.16)



Şekil 2.16 TH kesit kalınlığı olmak üzere frekansın kesit kalınlığına göre değişimi

z_0 merkez noktası (seçilen kesitin orta noktası) olmak üzere (şekil 2.16), $z_0 - \Delta z/2$ 'den başlayıp $z_0 + \Delta z/2$ 'ye kadar, Δz kesit kalınlığı için RF pulsunun içermesi gereken frekanslar (yani RF band genişliği BW_{RF}) dönen referans sisteminde (yani denklem 2.218'de f_0 hariç tutularak) denklem 2.218 yardımıyla;

$$BW_{RF} \equiv \Delta f = f(z_0 + \Delta z/2) - f(z_0 - \Delta z/2)$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{\gamma}{2\pi} G_z \left(z_0 + \frac{\Delta z}{2} \right) - \frac{\gamma}{2\pi} G_z \left(z_0 - \frac{\Delta z}{2} \right) \\
&= \frac{\gamma}{2\pi} G_z \Delta z
\end{aligned} \tag{2.219}$$

olarak hesaplanır. TH kesit kalınlığı olmak üzere $\Delta z \equiv TH$ olarak ifade edilsin; TH ile band genişliği arasındaki ilişki;

$$TH = \frac{BW_{RF}}{(\gamma/2\pi)G_z} \tag{2.220}$$

olur. Bu tip bir band genişliğine sahip RF pulsunun zamana bağlı ifadesi, frekansa bağlı ifadenin Fourier transformudur. Frekansa bağlı ifade ise boxcar fonksiyonuna (yada dikdörtgen fonksiyonuna (rectangular function)) bağlıdır.

$$\text{rect}(f) = \begin{cases} 0, & f < -1/2 \\ 1, & -1/2 \leq f \leq 1/2 \\ 0, & f > 1/2 \end{cases} \tag{2.221}$$

Kesit kalınlığına bağlı frekans değişiminin bağlı olduğu boxcar fonksiyonu ise $\text{rect}(\Delta f/f)$ ile ifade edilir. $\text{Rect}(f)$ fonksiyonunun Fourier transformu ise $\text{sinc}(t)$ fonksiyonudur. ($\text{sinc}(t) = \text{sint}/t$ olmak üzere) Bu duruma göre $\text{sinc}(t)$ fonksiyonu $B_1(t)$ ile orantılı olur:

$$B_1(t) \propto \text{sinc}(\pi \Delta f t) \tag{2.222}$$

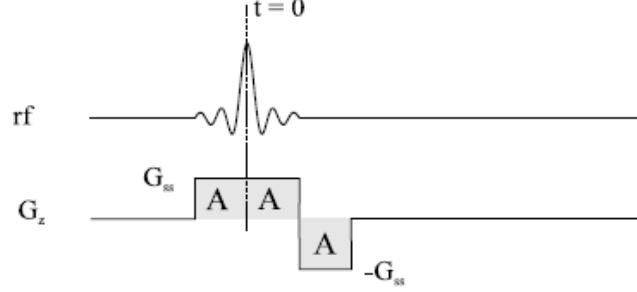
Sinc fonksiyonu sonsuzda sıfıra gitse de, uygulamada bu böyle değildir. $\text{sinc}(\pi \Delta f t)$ $t_1 = 1/\Delta f$ 'te ilk kez sıfırdan geçer ve sıfırdan geçme sayısı artarsa frekans dağılımı o kadar rect fonksiyonuna benzer.

2.4.7.2. Kesit Seçimi Sonrası Refaze Edici Gradyan Uygulanması

Kesit seçici gradyanın uygulanması süresince kesit boyunca frekans değiştiğinden spinler defaze olurlar ve bu yüzden sinyal kaybı ortaya çıkar. Bunu ortadan kaldırmak için refaze edici (kesit seçici gradyanın ters işaretine sahip) bir gradyan uygulanır. Yaklaşık olarak $t = 0$ 'da (kesit seçici gradyanın tam ortasında, şekil 2.17) RF ile spinlerin yönlendirildiğini düşünelim. $t = 0$ 'dan itibaren kesit seçici gradyan sebebiyle ortaya çıkan faz kaybı;

$$\varphi(z,t) = -\gamma G_{ss} z t \quad (2.223)$$

olur. Bu faz kaybını ortadan kaldırmak için kesit seçici gradyanla aynı büyüklükte ama negatif ($-G_{ss}$) bir gradyan uygulanır.



Şekil 2.17. xy düzlemine paralel bir kesiti uyaran kesit seçici gradyan G_{ss}

Şekil 2.17'de G_{ss} 'in ikinci kısmı ile negatif G_{ss} 'in alanları (A) toplamı sıfırdır. Yani refaze edici gradyan ($-G_{ss}$) ile tüm kesit seçici gradyanların alanları oranı 1/2'dir. Aslında uygulamada bu iki gradyan arasındaki oran sabit değildir ve $-G_{ss}$ maksimum sinyal elde edilinceye kadar uygulanır. Örneğin sinc fonksiyonuyla orantılı bir $\pi/2$ pulsunun ardından gradyan alanlar oranı 1/2 değil, %52'dir.

Kesit belirleme sonunda z_0 merkezli Δz kalınlıklı kesit içinde spinler arası faz farkı sıfırdır ($\varphi(z,t)=0$) ve denklem 2.189'un de module ha liyle refaze edici gradyanın uygulanması sonucunda elde edilen sinyal;

$$s(\tau_{RF}) = \iint dx dy \left[\int_{z_0 - \frac{\Delta z}{2}}^{z_0 + \frac{\Delta z}{2}} \rho(x, y, z) dz \right] \quad (2.224)$$

olur. τ_{RF} süresi $t = 0$ 'dan başlar (şekil 2.17) refaze edici gradyanın uygulanmasının bittiği anda sonlanır. ($\tau_{RF}/2 + \tau_{RF}/2 = \tau_{RF}$)

2.4.7.3. Faz Kodlama

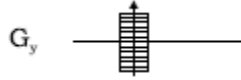
Kesit seçiminin ardından seçilen kesit eksenini boyunca faz $\varphi(z,t) = 0$ 'dır ve artık x ve y eksenini boyunca spinlerin bulunduğu noktalardan spinlere ait sinyallerin ayırdedilebilmesi gerekmektedir. Bunun için kesit seçiminden sonra yapılacak ilk adım faz kodlamadır. Faz kodlama belirlenen ekseninde (burada y eksenini) bir faz farkı

oluşturmak ve sonraki adım frekans kodlamayla beraber tüm xy düzleminde gelen sinyallerin birbirlerinden ayrılmasına olanak sağlamaktır. Bu birbirini takip eden iki işlem yapılırken k değişkeni zaman içinde değiştirilmiş olur. 2.4.5. bölümünde 1-boyutlu görüntüleme için ifade edilen k değişkeni, 2-boyutlu görüntüleme için de değiştirilmelidir. Bu durumda kesit düzlemi xy düzlemi olduğundan her eksene ait k değişkenleri k_x ve k_y ile ifade edilir.

Faz kodlama, seçilen eksende bu eksene ait gradyan yardımıyla o eksen boyunca fazı değiştirmekle sağlanır. Bu işlem, τ sabit zaman aralıkları olmak üzere seçilen bir eksende sabit gradyan uygulanarak yapılır. Fakat her frekans kodlama adımı ve örnekleme sonrası tekrar faz kodlama yapılır ve bir öncekinin belli bir katı gradyan büyüklüğü artırılır. Böylece k_y ekseninde merkeze göre pozitif yada negatif yönde ilerlenmiş olunur. Bir faz kodlama adımı boyunca y ekseninde değişecek faz;

$$\varphi(y_z, t) = -\gamma G_y y \tau_y \quad (2.225)$$

olur.



Şekil 2.18. y ekseninde her τ_y süresi sonunda değişen G_y miktarları

Her τ_y süresi sonunda k_y ekseninde, k_y 'nin değişme miktarı Δk_y 2.202 denklemi yardımıyla;

$$\Delta k_y = \frac{\gamma}{2\pi} \Delta G_y \tau_y \quad (2.226)$$

olarak hesaplanır. Faz kodlama sonunda elde edilecek sinyal;

$$s(\tau_{RF} + \tau_y) = \int \left[\int \left[\int_{z_0 - \frac{\Delta z}{2}}^{z_0 + \frac{\Delta z}{2}} \rho(x, y, z) dz \right] e^{-i\gamma G_y \tau_y y} dy \right] dx \quad (2.227)$$

olarak ifade edilir.

2.4.7.4. Frekans Kodlama

y eksenini boyunca fazları değiştirilen spinlerin, x eksenini boyunca da fazlarının değiştirilmesi ve değiştirildiği süre boyunca da örnekleme yapılması (sinyalin ölçülmesi) gerekmektedir. 2- boyutlu görüntüleme frekans kodlama için yapılacaklar 2.4.5. 1-boyutlu görüntüleme için yapılanlara paraleldir. Yani faz kodlamanın ardından frekans kodlama adına; önce belirlenen eksende negatif gradyan belirli bir süre çalıştırılır, ardından bu sürenin iki katı kadar negatif gradyanla aynı büyüklükte pozitif gradyan çalıştırılır ve pozitif gradyanın çalıştırılmasının ardından belirli aralıklarla pozitif gradyan sonlandırılana kadar (T_s) örnekleme yapılır ve veriler analogtan dijitale çevrilir (ADC). Pozitif gradyanın tam ortasında $t = TE \equiv t' = 0$ anında sinyal maksimumdur. Burada frekans kodlama eksenini x eksenini olarak seçilmiştir. Ayrıca frekans kodlama ($G_x = G_{FE}$, frequency encoding) gradyanına verinin okunmasını sağladığı için okuyucu gradyan da denir (G_{read}).

Frekans kodlama gradyanıyla her örnekleme anı k_x ekseninde bir noktaya karşılık gelir. Frekans kodlama ve faz kodlama işlemlerinin yardımıyla k-uzayı belirginleşmeye başlar. Frekans kodlama sonucunda t' anına göre $k_x(t')$, 2.207 denkleminde ifade edilen zaman aralığındaki gibi;

$$k_x(t') = \frac{\gamma}{2\pi} G_x t' \quad (-T_s/2 < t' < T_s/2) \quad (2.228)$$

ifade edilir ve elde edilen 2-boyutlu görüntüleme sinyali;

$$s(t', G_y) = \int \left[\int_{z_0 - \frac{\Delta z}{2}}^{z_0 + \frac{\Delta z}{2}} \rho(x, y, z) dz \right] e^{-i\gamma G_y t' y} dy e^{-i\gamma G_x t' x} dx \quad (-T_s/2 < t' < T_s/2) \quad (2.229)$$

olarak elde edilir. Değişken değişimi yapıldığında k_x ve k_y 'ye bağlı sinyal;

$$s(k_x, k_y) = \int \int_{z_0 - \frac{\Delta z}{2}}^{z_0 + \frac{\Delta z}{2}} \rho(x, y, z) dz e^{-i2\pi(k_x x + k_y y)} dx dy \quad (2.230)$$

olur. $\rho(x,y,z)$ 'nin z 'ye bağılı kısmının belli aralıktaki toplamı (integrali) spin yoğunluğunun xy düzlemine izdüşümü olarak düşünülebilir ve $s(k_x, k_y)$ şöyle ifade edilebilir:

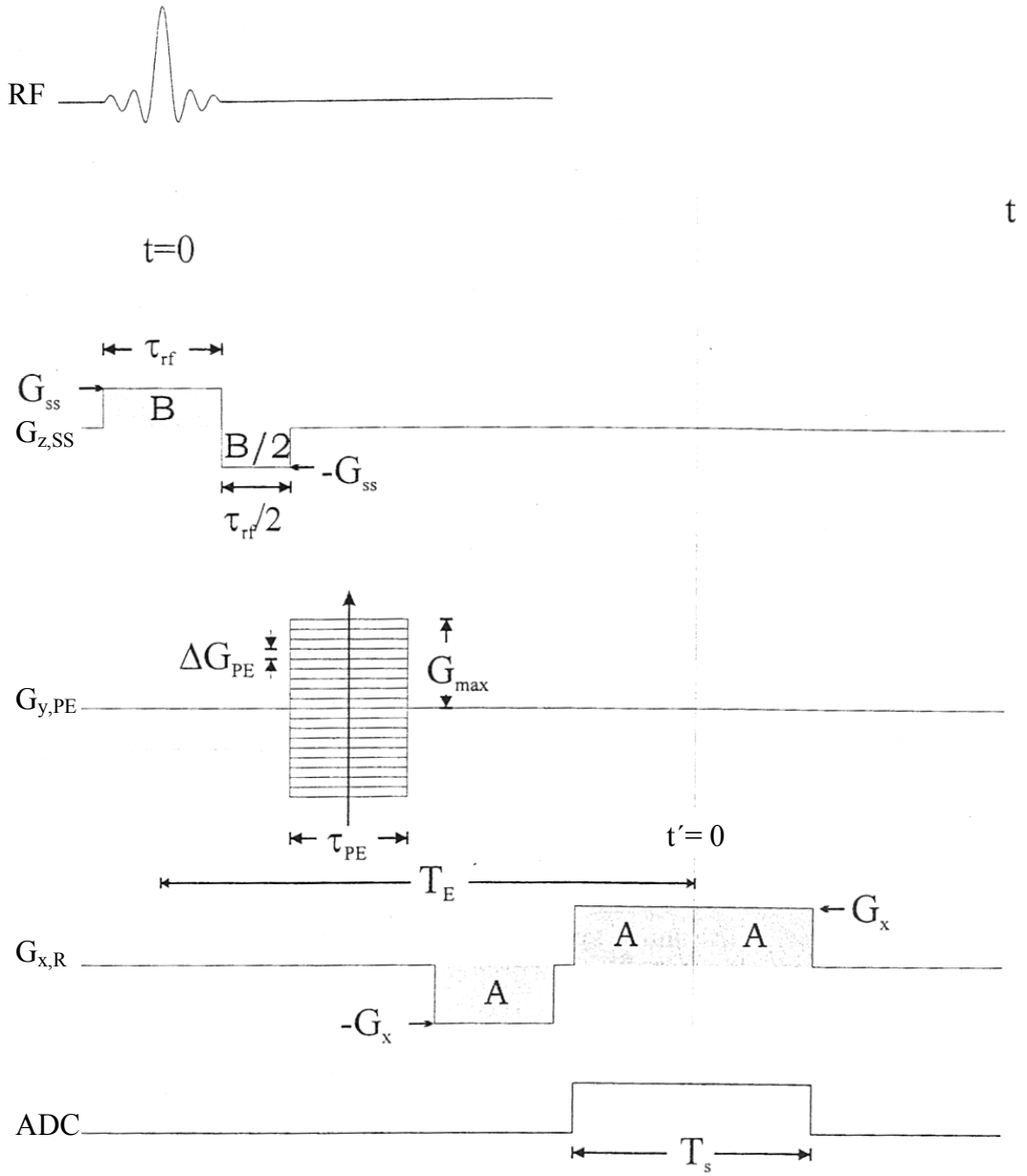
$$s(k_x, k_y) = \iint \rho(x, y, z_0) e^{i2\pi(k_x x + k_y y)} dx dy \quad (2.231)$$

Bu ifadenin Fourier transformu seçilen kesitte verilen bir G_y değeri için, G_x değerine karşılık bir satır k -uzayı bilgisinin gradient eko yöntemiyle görüntüye çevrilmiş halidir. Tam bir görüntünün elde edilebilmesi için tüm k -uzayının doldurulması gerekir. Yani her k_y değerine karşılık tüm k_x değerlerine göre elde edilen sinyalin fourier transformunun yapılması gerekir. Bu yüzden dokuya has TE zamanının belirlenmesinin ardından bu işlemlerin tüm k -uzayı taranana kadar tekrar edilmesi gerekmektedir. Her bir k_y değerine karşılık bir k_x satırı taranmasının ardından ne kadar süre içinde sonraki k_y değeri için bir k_x satırının taranacağı belirlenmesi gerekir. RF pulsunun uygulanmasından başlayan bu süreye **tekrarlama süresi** denir ve **TR** (time to repeat) ile gösterilir.

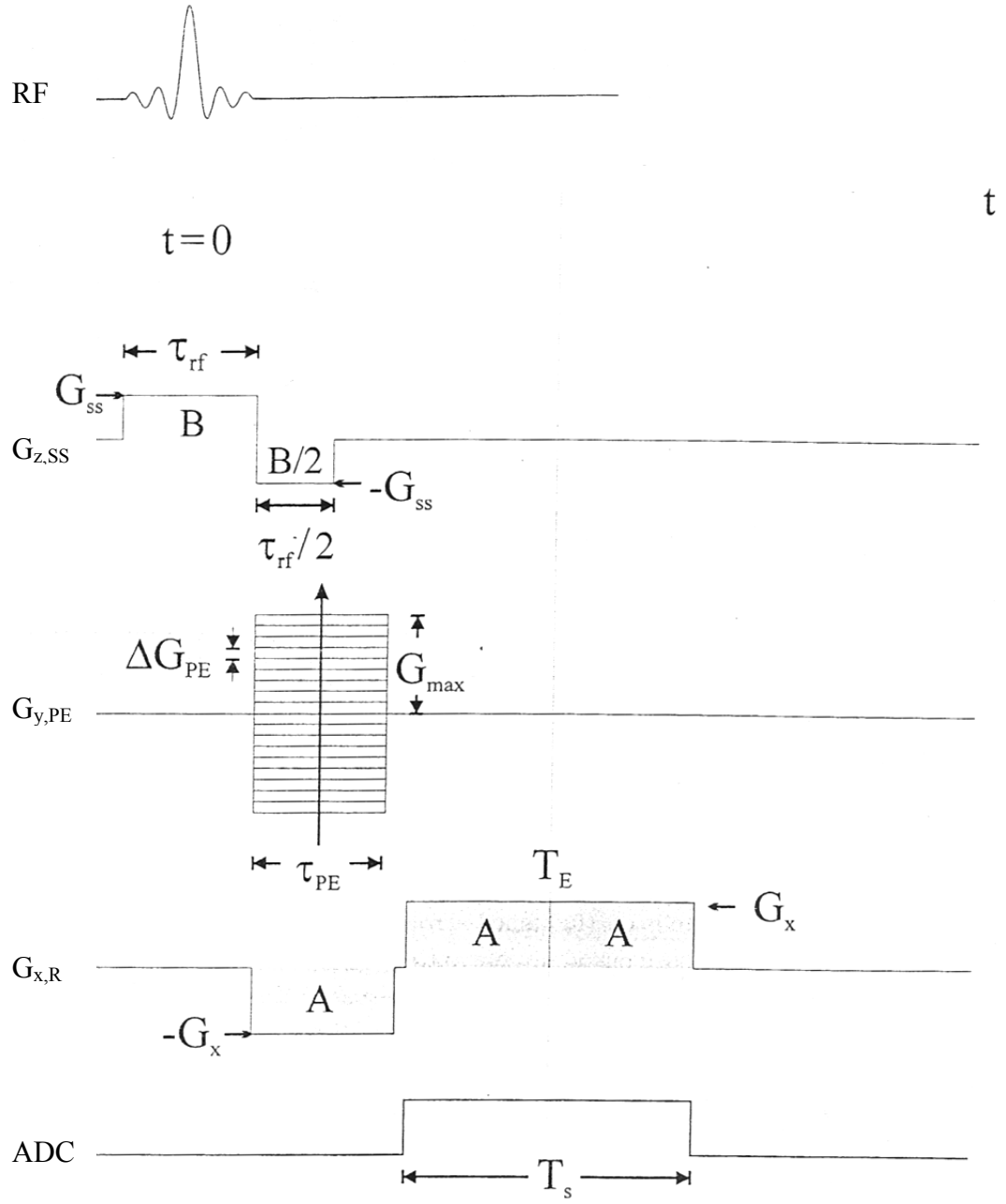
Özetle 2.4.7. bölümümünde ifade edilen 2-boyutlu gradient eko görüntüleme için örnek olarak izlenen yol, ilk olarak z ekseninde z_0 merkezli Δz kalınlıklı bir kesidi seçmek için z gradyanı yardımıyla bu kalınlık boyunca presesyon frekansını değiştirmek ve eş zamanlı olarak değişen bu presesyon frekansına uygun RF pulsunu ($\pi/2$) uygulamak ve spinleri yatay düzleme (xy düzlemi) yönlendirmek olacaktır. z gradyanının kullanımıyla seçilen kalınlıktaki spinler arasında ortaya çıkan faz kaybını ortadan kaldırmak için refaze edici gradyan kullanılır. Artık Δz kalınlığındaki spinler fazedir. Daha sonra y gradyanı kullanılarak y eksenini boyunca spinlerin presesyon frekansı değiştirilir (faz kodlama). Bundan sonraki işlem x gradyanını önce negatif değerle kullanarak spinleri defaze etmek, daha sonra ise pozitif değerle (negatife göre iki kat uzun süreyle) spinleri tekrar faze etmek (faze olduğu an eko zamanı (TE)) ve dahası tekrar defaze etmekten ibarettir (frekans kodlama). Pozitif x gradyanıyla yapılan tüm uygulama sabit aralıklarla ölçülür. x ve y gradyanının değişimiyle k_x ve k_y değerleri de değişir ve bu temel üç işlemle tek bir k_y değerine karşılık bir satırlık k_x ($k_{x,\min}$ 'dan $k_{x,\max}$ 'a) k -uzayında doldurulmuş olur. Tüm k -uzayını doldurabilmek için her bir k_y 'ye karşılık k_x satırlarının doldurulması gerekir (Şekil 2.21.a). Bu yüzden tüm k -uzayı doldurulana kadar tüm işlem (kesit seçimi, faz kodlama, frekans kodlama) baştan itibaren yapılır. Bir döngü

süresi tekrarlama süresi (TR) ile ifade edilir. Bu sürecin tamamı şekil 2.19'daki sekans diyagramında görülebilir. Her gradyanın kullanımı z yönündeki (dış manyetik alan yönü) presesyon frekansını değiştirdiğinden ve böylelikle farklı gradyanlardan faza gelen katkı birlikte değerlendirilebileceğinden bazı gradyanların eş zamanlı olarak kullanılmasında sakınca yoktur. Böyle bir yaklaşım süreci kısaltacaktır ve gradyanların beraber kullanımı k-uzayının doldurulma rotasını da değiştirecektir.(Şekil 2.21.b) Bu yaklaşımla kesit seçiminin ardından spinleri refaze etme amacıyla kullanılan z gradyanıyla, faz kodlama amacıyla kullanılan y gradyanı ve frekans kodlama amacıyla kullanılan x gradyanının negatif kısmı aynı anda uygulanabilir. Kesit seçimi ve verinin okunması anında kullanılan gradyanlar (burada pozitif değerli z gradyanı ve pozitif değerli x gradyanı) diğer gradyanlarla birlikte kullanılamazlar. Eğer kullanılırlarsa seçilen kesit eksenini ve verinin okunduğu eksenini değiştirirler. Bu da istenen bir durum değildir.

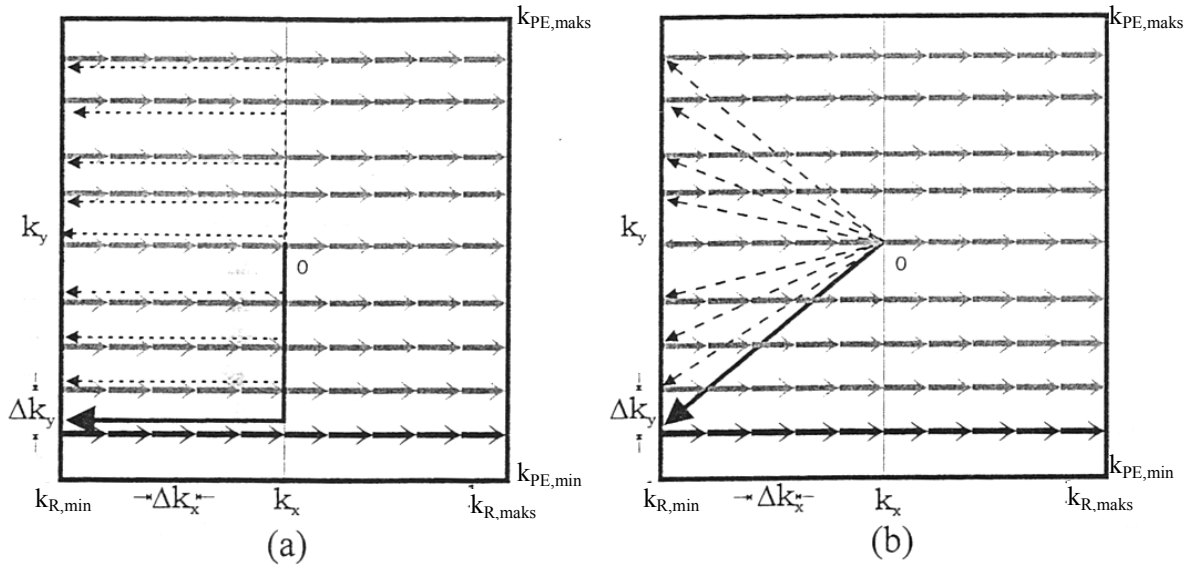
Bazı farklı gradyanların eş zamanlı olarak kullanıldığı sekans diyagramı şekil 2.20'de ve buna karşılık gelen k-uzayı 2.21.b'dedir.



Şekil 2.19: Gradient eko sekans diyagramı, yatay eksen t olmak üzere $t' = 0$ anı RF uygulanmasından itibaren T_E anına karşılık geliyor



Şekil 2.20: Eş zamanlı gradyan alanların uygulandığı gradient eko sekans diyagramı



Şekil 2.21: a) Bazı gradyanların eş zamanlı çalışmadığı gradient eko için k- uzayı, merkez $k_x = k_y = 0$ olmak üzere, ilk olarak $k_y = k_{PE,min}$ için faz kodlamanın ardından, frekans kodlama için $k_x = k_{R,min}$ 'dan $k_x = k_{R,maks}$ 'a kadar tüm satır Δk_x aralıklarıyla taranır. TR sonunda işlem bu kez bir üst seviyedeki (Δk_y arttırılarak) k_y için tekrarlanır. b) Bazı gradyanların eş zamanlı çalıştığı gradient eko için k-uzayı, faz kodlama gradyanı ile frekans kodlamanın negatif gradyanı birlikte çalışırken k_x ve k_y birlikte değişiyorlar.

3. MALZEME VE YÖNTEM

3.1. KISA T_2 'Lİ DOKULARIN GÖRÜNTÜLENMESİ

İnsan vücudunda organlara ait dokular birçok atom ve molekülden oluşur. Bu yüzden dokulara ait yatay manyetizasyona bağlı NMR sinyallerinin bozunum süreleri (T_2 süresi) doku içeriğine göre değişmektedir. Eğer doku, ağırlıklı olarak T_2 'si uzun olan bileşenlerden oluşuyorsa, sinyali bozunmadan ölçmek kolaylaşır. Eğer doku, T_2 'si kısa bileşenlerden oluşuyorsa, sinyali bozunmadan ölçmek oldukça zorlaşır.

Dokuya ait hastalıkların belirlenmesinde T_2 -ağırlıklı sekanslar kullanılır. Bu sekanslarla uzun T_2 bileşenlerine sahip dokuların sinyallerindeki değişiklikler (normal dokuya göre sinyaldeki artış yada azalış) ortaya çıkarılır. Mevcut konvansiyonel NMRG sistemleriyle yapılan da budur. Ağırlıklı olarak kısa T_2 bileşenlerine sahip dokulara, sinyalleri çok hızlı bozduğundan incelenememektedir. Bu eksiği giderme amacıyla

yeni yöntemlerden olan ultra kısa eko görüntüleme, kısa T_2 bileşenlerine sahip dokuları inceleme olanağı sunmaktadır.

3.2. ULTRA KISA EKO GÖRÜNTÜLEMeye GİRİŞ

3.2.1. Eko Zamanının Sınıflandırılması

Genel olarak dokuya ait T_2 süresi 10ms'den kısa ise kısa T_2 olarak kabul edilir [7,8]. Bu süre (10ms) temel spin eko sekanslarının klinik ölçebilirliğinin alt limitidir. UTE sekanslarının muhtemel ölçebilirlik alt limiti ise 0,1-0,01ms arasındadır [8]. Tablo 3.1'de eko zamanlarına göre eko zamanı ifadeleri verilmektedir.

TE ifadesi	TE değeri
Çok uzun	200ms ve üstü
Uzun	20-40ms ile 200ms arası
Orta	5-10ms ile 20-40ms arası
Kısa	0,5 ile 5-10ms
Ultra kısa	0,05-0,50ms

Tablo 3.1: Eko zamanlarına göre eko zamanı ifadeleri

3.2.2. Doku Özellikleri

Tüm dokuların heterojen olduğu ve farklı T_2 değerlerinin olduğu kabul edilir. Bu süre vücuttaki hidrojenin nereye bağlı olduğuna göre değişir. Örneğin dokudaki proteine bağlı protonun T_2 'si 10 μ s civarındadır. Diğer yandan suya bağlı protonun T_2 'si çok daha uzundur (Serbest suyun T_2 'si 4s civarındadır.). Tablo 3.2'de yetişkin vücudunda bulunan doku ve doku bileşenleri için ortalama T_2 süreleri belirtilmiştir. Bu heterojen yapı sebebiyle dokuların genel olarak iki grupta incelenmesinde sakınca yoktur, buna göre dokular;

- Kısa T_2 'li doku bileşenleri çoğunlukta olan dokular
- Kısa T_2 'li doku bileşenleri azınlıkta olan dokular

olarak ikiye ayrılabilirler. Tablo 3.3'te kısa T_2 'li doku bileşenleri çoğunlukta olan dokular görülmektedir. Kısa T_2 'li doku bileşenleri azınlıkta olan dokulara örnek olarak

beyine ait gri ve ak madde, iskelet kası örnek olarak verilebilir. Bu tip dokularda kısa T_2 'li doku bileşenleri tüm dokunun %1-%20'sini oluşturur [8,14,15].

Doku yada doku bileşeni	Ortalama T_2
Ligamanlar	4-10ms
Menisküs	5-8ms
Kemik Periostu	5-11ms
Kemik korteksi	0,42-0,50ms
Dentin	0,15ms
Dental enamel	70 μ s
Protoeinlere sıkı bağlı sudaki protein	10 μ s
Protoeinlere bağlı protonlar	10 μ s
Katılardaki protonlar (örneğin kalsiyum hidroksiapatit)	1 μ s veya daha az

Tablo 3.2: Yetişkinler için 1,5T sabit manyetik alanda, kısa T_2 'li doku ve doku bileşenlerinin ortalama yaklaşık T_2 süreleri

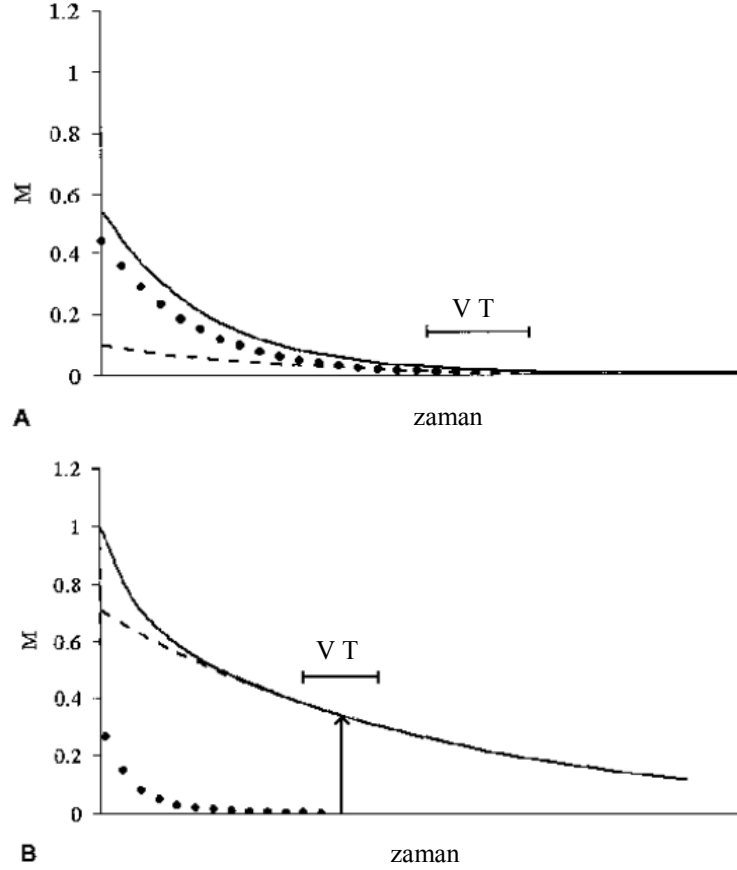
Meninks(dura)	Falks	Tırnaklar	Dentin	Band	Ligamanlar	Kemik
Membranlar	Kapsüller	Tendonlar	Tentoryum	Kılıflar	Periost	Menisküs
Retinakulum	Septa	Labrii	Fasya	Saç	Enamel	Aponörosis

Tablo 3.3: Yetişkinine ait kısa T_2 'li doku bileşenleri çoğunlukta olan dokular

Bu iki doku grubunun konvansiyonel bir puls sekansı ve UTE puls sekansı ile incelenmesi durumunda yatay manyetizasyon eğrileri ve bu eğrilerdeki veri toplama zamanları şekil 3.1 ve şekil 3.2'de gösterilmiştir.

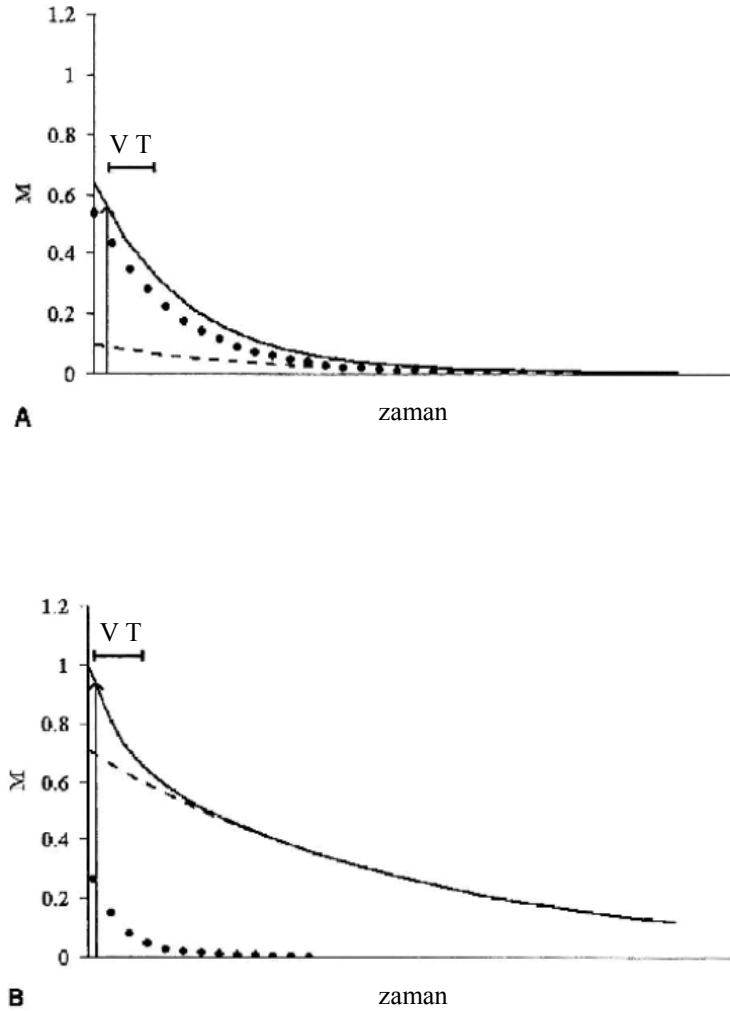
Şekil 3.1'de A dokusu kısa T_2 'li doku bileşenleri çoğunlukta olan doku olsun. Konvansiyonel puls sekansı ile eko zamanı öncesi ve sonrası boyunca yapılan ölçümlerde, çok miktardaki kısa T_2 'li bileşenlere ait manyetizasyon (daireler) kaybolduğundan ölçülemez. Yani seçilen eko süresi, çoğunluğu kısa T_2 'li doku bileşenlerinden oluşan A dokusuna göre uzun kalmıştır. Bu yüzden A dokusundan gelen sinyal 0'a çok yakın olacaktır ve görüntüde siyah görünecektir. B dokusu ise kısa T_2 'li doku bileşenleri azınlıkta olan doku olsun. Konvansiyonel puls sekansı ile eko zamanı öncesi ve sonrası boyunca yapılan ölçümlerde, az miktardaki kısa T_2 'li bileşenlere ait manyetizasyon (daireler) kaybolduğundan ölçülemez. Diğer yandan B dokusunun geriye kalan kısmına ait doku bileşenleri uzun T_2 'ye sahip olduklarından veri toplama anında yatay manyetizasyonları (kesikli çizgiler) bozunmamış ve ölçülebilmişlerdir. B

dokusuna ait neredeyse tüm yatay manyetizasyon, uzun T_2 'li doku bileşenlerine aittir. Bu dokudan görüntü alınabilecek fakat, eko süresinin uzun olması sebebiyle azınlıktaki kısa T_2 'li doku bileşenlerinden sinyal gelmediğinden görünmeyecektir.



Şekil 3.1: A) Kısa T_2 'li doku bileşenleri çoğunlukta olan doku B) Kısa T_2 'li doku bileşenleri azınlıkta olan doku konvansiyonel puls sekansı ile incelendiğinde yatay manyetizasyonun zamana göre değişimi ve veri toplama anı (VT). Düz çizgi tüm dokuya ait manyetizasyonu, kesikli çizgi uzun T_2 'li doku bileşenlerine ait manyetizasyonu, daireler kısa T_2 'li doku bileşenlerine ait manyetizasyonu göstermektedir.

Şekil 3.2'de kullanılan UTE sekansı sayesinde, veri toplama süresi boyunca A dokusunun kısa T_2 'li doku bileşenlerine ait yatay manyetizasyon bozunmadan önce ölçülebildiğinden kısa T_2 'li bileşenler elde edilen görüntüde gözlenebilecektir. B dokusunda ise çoğunlukta bulunan uzun T_2 'li bileşenlerle, azınlıkta bulunan kısa T_2 'li bileşenler birlikte gözlenebileceklerdir.



Şekil 3.2: A) Kısa T_2 'li doku bileşenleri çoğunlukta olan doku B) kısa T_2 'li doku bileşenleri azınlıkta olan doku bir UTE puls sekansıyla incelendiğinde yatay manyetizasyonun zamana göre değişimi ve veri toplama anı (VT). Düz çizgi tüm dokuya ait manyetizasyonu, kesikli çizgi uzun T_2 'li doku bileşenlerine ait manyetizasyonu, daireler kısa T_2 'li doku bileşenlerine ait manyetizasyonu göstermektedir.

3.2.3. Dokuların Kısa T_2 'li Olma Sebepleri

Dokuların kısa T_2 'ye sahip olmasının birkaç sebebi vardır. Genelde katıların T_2 'leri kısadır. Çünkü hareketsiz olan çekirdekler arasında kuvvetli dipolar etkileşimler meydana gelir. Çekirdekler arası mesafe ve protonların bağlı olduğu makromoleküllerin ve suyun bağlı olduğu makromoleküllerin bağ kuvvetleri spinlerin birbirlerini etkilemesini hızlandırır. Örneğin kemiğin kristal yapıdaki bileşenlerinde bulunan

protonların T_2 'si $1\mu s$ 'den kısadır. Büyük moleküllere nispeten daha zayıf bağlı sudaki protonların T_2 'si daha uzundur. Serbest suyun T_2 'si ise 4 saniyedir.

Tendon ve ligaman gibi lineer sıralı kollajenden (bağ dokunun yapımında kullanılan bir protein) oluşmuş dokularda kollajene bağlı sudaki protonlar kuvvetli dipolar etkileşim gösterir. Dipolar etkileşimin büyüklüğü kollajen liflerin dış manyetik alanla yaptığı makroskopik açıya bağlıdır. Bu büyüklük $3\cos^2\theta-1$ formülüne göre hesaplanır ve değeri 55° ve 125° için sıfırdır. Eğer kollajen lifler dış manyetik alanla 55° 'lik bir açı yaparsa dipolar etkileşim azaltılmış olur ve doku T_2 'si uzamış olur. Bu açıya sihirli açı (magic angle) denir. Sihirli açı yöntemi iskelet-kas sisteminin görüntülenmesi için ayrıca kullanılabilen bir yöntemdir.

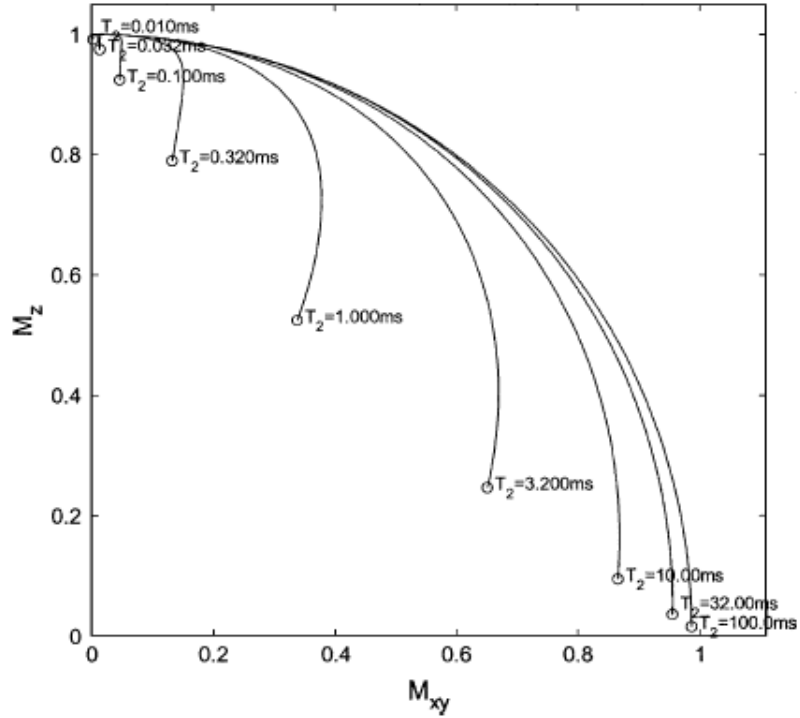
İncelenecek ortamın farklı manyetik suseptibiliteye sahip maddelerden oluşmuş olması yine sinyalin bozunmasını ve T_2 'nin kısılmasını sağlayan etkenlerden biridir.

3.2.4. Temel Ultra Kısa Eko Görüntüleme Fiziği

Bu bölümde UTE görüntüleme için temel olan fiziksel özelliklerden bahsedilecektir. İlk olarak RF özellikleri, ardından cihaz performansı, daha sonra temel UTE sekans diyagramı ve k-uzayı, son olarak ta görüntüleme tekniği anlatılacaktır.

3.2.4.1. UTE Görüntülemeye Uygun RF Özellikleri

Dış manyetik alan içerisinde NMR sinyali almaya çalışılan bir dokuya RF pulsu uygulandığında, doku manyetizasyonu (dikey manyetizasyon) istenen açıya (yöneltme açısı) yönelmeye başlar. Bu süreç doku manyetizasyonunun aldığı RF enerjisini ortama tekrar aktarmasıyla devam eder (relaksasyon). Uzun T_2 'li dokular için relaksasyon RF uygulanması bittikten bir süre sonra başlar. Dolayısıyla sinyali ölçebilecek yeterince vakit vardır. Fakat kısa T_2 'li dokular için RF uygulama süresi dokunun T_2 'sinden uzun yada eşit ise RF uygulanmaya devam ederken relaksasyon gerçekleşir ve istenen yöneltme açısı da sağlanamaz. Bu sebepten sinyali, relaksasyon gerçekleşmeden ölçmek oldukça güçleşir. Şekil 3.3'te 90° 'lik 3ms uygulama süreli RF pulsu boyunca ve sonrasında yatay ve dikey manyetizasyon büyüklükleri görülmektedir [8,9]. Problemi çözmek için kısa sürede uygulanabilen RF pulslarına ihtiyaç vardır.



Şekil 3.3: 90⁰'lik RF pulsu boyunca (3ms) ve sonrasında T₂'leri 0,01 ms ile 100 ms arasındaki dokular için, bu süreç içerisinde mevcut dikey ve yatay manyetizasyon miktarları. T₂=0,01ms için yatay düzleme yönlenmiş manyetizasyon bulunmuyor. T₂=100ms için dikey manyetizasyonun tamamı yatay düzleme yönlenmiş halde.

3.2.4.2. Cihaz Performansı

Kısa T₂'li küçük numuneleri inceleyebilen, katı-hal çalışmaları için kullanılan görüntüleme spektrometrelerinin performansı oldukça iyidir. Bu tip sistemler kısa süreli (1-2µs süresince) RF pulslarını uygulayabilmektedir. Spektrometrenin verici moddan alıcı moda geçiş süresi 1µs (yada daha az)dir. Böylece kısa T₂ bileşenlerine ait sinyal kaybı azaltılmış olur. Klinikte kullanılan sistemlere göre gradyan büyüklükleri (mT/m) daha büyük ve yükseliş süreleri (rise time) daha kısadır. Ayrıca daha yüksek sabit manyetik alanlar da kullanılır. Klinik sistemler için ise biyolojik güvenlik kurallarının getirdiği bazı kısıtlamalar vardır (yüksek manyetik alan, dokuda absorbe edilen RF enerjisi gibi). İnsan vücudu gibi büyük canlı nesnelere inceleme sırasında RF güç kısıtlamaları ve büyük verici sargıların kullanılması klinikteki en kısa süreli RF pulslarının, yöneltme açısına da bağlı olarak; 0,25-0,40 ms arasında olmasına sebep olmuştur [8]. Bu değerler kemik korteksi gibi kısa T₂'li bileşenli dokuların T₂'leri mertebesinde. Klinikte kullanılan RF sargıları için, sargının alıcı modundan verici moduna anahtarlama süresi minimum 0,08-0,10 ms arasındadır. Verici moddan bu

denli hızlı alıcı moda geçiş (yani RF'in bu derece hızlı sonlandırılması) geçiş anında frekansta oluşan küçük salınımlar yüzünden kısa T_2 'li sinyalleri bozmaktadır.

Kısa T_2 'li doku ve doku bileşenlerini incelerken uygulanan gradyan alanların mevcut zaman içinde uygun genliğe ilk yükselişi ve o seviyede tutulması oldukça önemlidir. Genel bir kural olarak kısa T_2 bileşeni için gerekli verinin toplanma süresi T_2 veya T_2 'nin iki katı kadardır. Eğer gradyan yükselme hızı (slew rate) ve gradyan büyüklüğü kısıtlı ise kısa T_2 'li sinyaller uzaysal olarak kodlanmadan kaybolabilir.

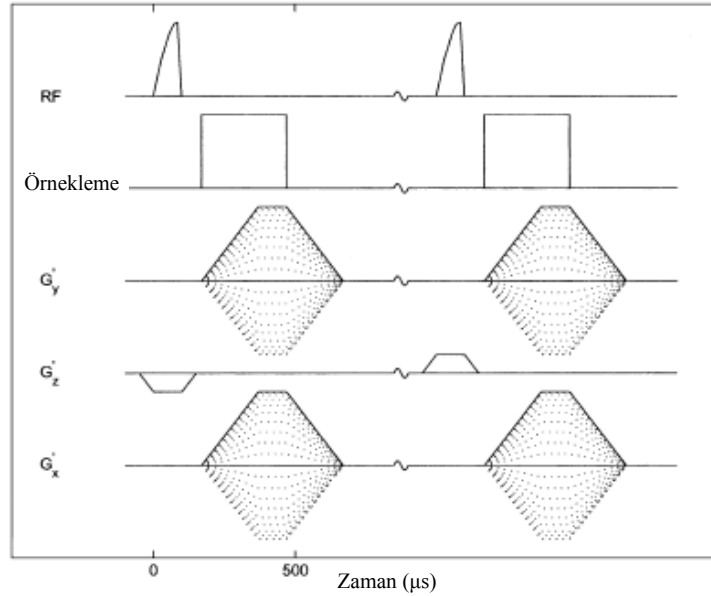
3.2.4.3. Temel UTE Puls Sekansı ve Yapısı

2-boyutlu görüntüleme için UTE puls sekansı gradient eko kökenli bir puls sekansıdır. Bu puls sekansı kısa T_2 'li bileşenleri görüntülemek için 2.4.7. bölümünde anlatılan gradient eko yöntemine eklenmiş ve çıkarılmış özellikler içermektedir.

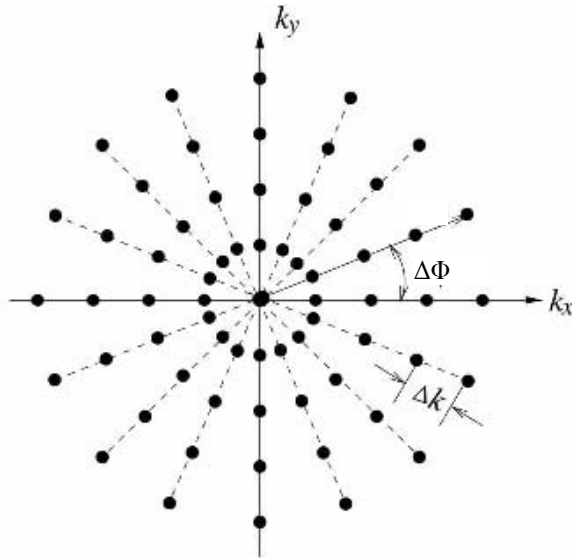
2.4.7.1 bölümündeki gibi kesit düzlemi xy düzlemi ve kesit kalınlığı eksen z eksen seçilmiş olsun. Öncelikle RF pulsunun uygulanma süresinin kısa T_2 'li dokuların T_2 'si ile aynı mertebede olması nedeniyle RF pulsunun yarısı uygulanır (half RF excitation). Bu şekilde veri toplandıktan sonra RF pulsunun diğer yarısı uygulanır ve iki veri grubu birleştirilir. Şekil 3.4'te sekans diyagramı görülmektedir.

Gradient ekoda RF pulsu ile uygulanan kesit seçici gradyanın refaze edici kısmı ve frekans kodlamanın defaze edici başlangıç kısmı burada kullanılmamaktadır. İlk uygulanan yarım RF pulsu ile kesit seçici gradyan (G_{ss}) negatif olarak uygulanır ($G_{ss} = -G_z$) ve diğer yarım RF pulsu ile uygulanan kesit seçici gradyan ise pozitif olarak ($G_{ss} = G_z$) uygulanır. Faz kaybı bu şekilde giderilmeye çalışılır. Bunun sonucunda sinyal etkin olarak fazedir ve kesit seçici gradyanın büyüklüğü 0'a inmiştir. RF pulsu ve kesit seçici gradyan sonlanır sonlanmaz (her ikisinin büyüklüğü sıfır olur olmaz) örnekleme başlar. Bu noktada yine 2.4.7. bölümünde anlatılandan farklı olarak seçilen k-uzayı doldurma yöntemi dikdörtgensel değil, ışınsal olarak yapılır. Işınsal k-uzayı (şekil 3.6) hem y gradyanını hem de x gradyanını aynı anda kullanmayı gerektirir. k-uzayının merkezinden itibaren ($k_x = k_y = 0$) doldurulmaya başlanması ve gradyanların maksimum değerine ulaşıncaya kadar ve ulaştıktan sonra da örnekleme yapmak, zamandan kazanmayı sağlar. 2.4.7. bölümünde bahsedilen faz kodlama basamağı için başlangıçta k-uzayının merkezinden $k_{PE,min}$ 'a (şekil 2.21.a ve b) gitmek yerine burada; ışınsal k-

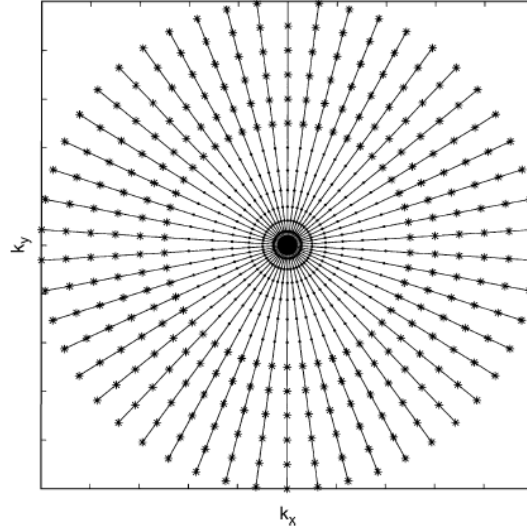
uzayı için k-uzayının merkezinden başlamak, faz kodlama basamağı uygulanmadan frekans kodlamaya geçişi sağlar. Yani burada kullanılan her iki gradyan G_x ve G_y , frekans kodlama amacıyla kullanılır ve gradyanlar maksimum değerlerine ulaşırlarken (yükseliş süresi boyunca) dahi örnekleme yapılır.



Şekil 3.4: Temel UTE sekans diyagramı. (Holmes ve Bydder [9])



Şekil 3.5: Işınsal k-uzayı. Daireler örnekleme noktalarını ifade etmektedir. Herhangi bir örnekleme için m,n tamsayı olmak üzere, merkezden (k_x=k_y=0) seçilen bir doğru boyunca m örnekleme sayısı; n, k_x ekseninden başlanarak birim açı ΔΦ'nin çarpımıdır. Buna göre k_x= m Δk cos(n ΔΦ) ve k_y= m Δk sin(n ΔΦ) olur.



Şekil 3.6: UTE sekansı için kullanılan ışınsal k-uzayı. Merkezden başlayan her bir doğruya noktalar gradyanın maksimum değerine ulaşmaya kadar yapılan örnekleme noktaları, yıldızlar ise bu maksimum değer için yapılan örnekleme noktaları göstermektedir. Pratikte 128-512 arasında doğru ve her doğruya toplamda 256-512 nokta ve yıldız vardır. Elde edilen ışınsal k-uzayı 2-boyutlu Fourier transformasyonundan önce kartezyen düzleme aktarılır (Robson ve diğ.[8]).

RF pulsu ile uygulanan gradyanların (kesit seçici) büyüklüklerinin RF uygulanmasının bitimiyle birlikte 0'a ulaşması gerekmektedir. Aksi halde ardından gelen frekans kodlayıcı gradyanlar uygulanmadan evvel sinyal defaze olur.

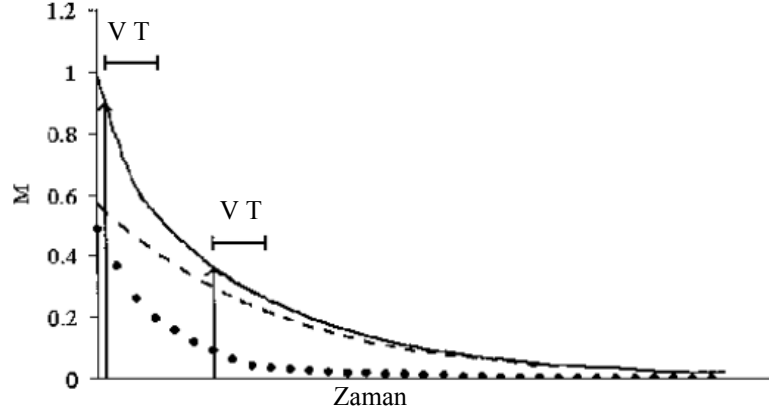
Burada TE, RF pulsunun ortasıyla k-uzayı merkezinin örnekleme anına kadar olan süredir.

3.2.4.4. Görüntüleme Yöntemi

Kısa T_2 'li dokuları görüntülemek için uzun T_2 'li dokulardan gelen sinyallerin kısa T_2 'li dokulardan gelen sinyallere göre baskın olmaması gerekmektedir. Aksi halde kısa T_2 'li dokular etkin bir şekilde görüntülenemez. Bu yüzden uzun T_2 'li sinyalleri baskılamak için bazı yöntemlere ihtiyaç vardır. UTE sekansı ile bu yöntemler iki grupta toplanabilir[8,10]. İlk grup görüntülerin birleştirilmesi olarak ifade edilebilir. Kısa ekoyla alınan görüntüdeki uzun T_2 'li sinyallere ait olan kısmı ortadan kaldırmak için, daha uzun ekoyla alınan görüntüler birbirlerinden çıkarılır (Şekil 3.7). Bu gruba ait bir diğer yöntem çoklu eko görüntülerinin birleştirilmesidir. İlk grup yöntemlerinin problemi görüntü birleştirmeye sinyal-gürültü oranının azalması, T_2^* etkilerine ve rezonans dışı etkilere bağlı görüntü hasarlarıdır(artefakt). İkinci grup ise uzun T_2

baskılamanın UTE sekansına hazırlayıcı (temel UTE sekansı uygulanmadan evvel uygulanan) RF pulslarıyla yapıldığı gruptur. Bu yöntemler arasında en bilinenlerden ilki, uzun T_2 'li dokulara ait manyetizasyonları uzun süreli 90^0 'lik karesel bir pulsla (örneğin 10ms) yatay düzleme yöneltmek ve ardından "ezici" (crusher yada spoiler) gradyanlarla uzun T_2 'li manyetizasyonları defaze etmeye dayanır. Kısa T_2 'li sinyaller bundan etkilenmezler. İnverson pulsları ve yağ baskılama yöntemleri de bu gruptadır. İnverson pulslarıyla tüm manyetizasyonu 180^0 pulsu ile $-M_z$ 'ye yönlendirdikten sonra, relaksasyon esnasında sinyali baskılanmak istenen dokunun T_1 'ine has belli bir anda (inverson zamanı) bu dokuya ait dikey manyetizasyon 0 olur. İnverson anının ardından uygulanan bir 90^0 pulsu ile dikey manyetizasyonları 0'dan farklı diğer dokular yatay düzleme yönlendirilir ve görüntülenebilir. Uzun T_2 'li dokulara ait sinyaller böylelikle baskılanmaktadır. Bu gruptaki bir diğer yöntem yağ baskılama yöntemidir. Kısa T_2 'li tendonlar, ligamanlar, menisküs, kemik periostu ve kemik korteksi yağ ile çevrilidir. Yağın T_2 'si ise uzundur (60ms) ve yağdan gelen sinyalin baskılanması gerekmektedir. Bu inverson pulslarıyla yapılabilir, fakat yağ baskılama için yağ-seçici (frekans temelli) saturasyon pulsları da uygulanır. Bu yöntemde göre ortamda bulunan su protonundan gelen sinyalle yağa bağlı protonlardan gelen sinyaller, yağ ve su arasındaki presesyon frekans farkıyla (1,5 Tesla için yağ, 220Hz-230Hz kadar daha düşük frekansa sahiptir) uygulanan 90^0 'lik RF pulsu ile sadece yağa ait protonların manyetizasyonu yatay düzleme yönlendirilir ve su protonlarına ait manyetizasyon dikey doğrultuda kalır. Ardından yatay düzlemde presesyon yapan yağa ait manyetizasyonu defaze edici gradyan alanlar (spoiler gradyan) uygulanarak yağdan gelen sinyal ortadan kaldırılır. Artık dikey doğrultudaki suya ait manyetizasyon kullanılarak uzun T_2 'li yağdan gelen sinyal baskılanmış olur. Yağdan gelen sinyali baskılamak için bir diğer yöntemse Dixon yöntemidir. 90^0 RF pulsu uygulanmasından 2,2ms sonra yağ ve suya ait manyetizasyon, yatay düzlemde 180^0 faz farkına ulaşırlar, yani birbirlerini defaze ederler. İkinci 2,2ms'de (başlangıca göre 4,4ms sonra) ise faze olurlar. Faze oldukları anlarda su ve yağdan toplam sinyal alınır (su+yağ), defaze olunan anlarda ise su ve yağdan gelen sinyal farkı kadar sinyal alınır (su-yağ). Eğer faze olunan anda alınan görüntü ile defaze olunan anda alınan görüntü toplanırsa sadece suya ait sinyallerin oluşturduğu görüntü, eğer çıkarılırlarsa yağa ait sinyallerin oluşturduğu görüntü elde edilir [10].

Yukarıda anlatılan RF pulsları UTE puls sekansı uygulanmadan önce kullanılan hazırlık pulsları olarak adlandırılır ve birlikte kullanılabilirler. Hatta iki gruptaki yöntemler görüntü kalitesini arttırmak adına birlikte de kullanılabilirler. Tez, konvansiyonel UTE (CUTE) ile elde edilen görüntülerin yanında kısa T_2 'li dokuların etrafından gelen yağ sinyallerinin baskılanmasıyla elde edilen (FUTE) görüntülerinden oluşmaktadır.

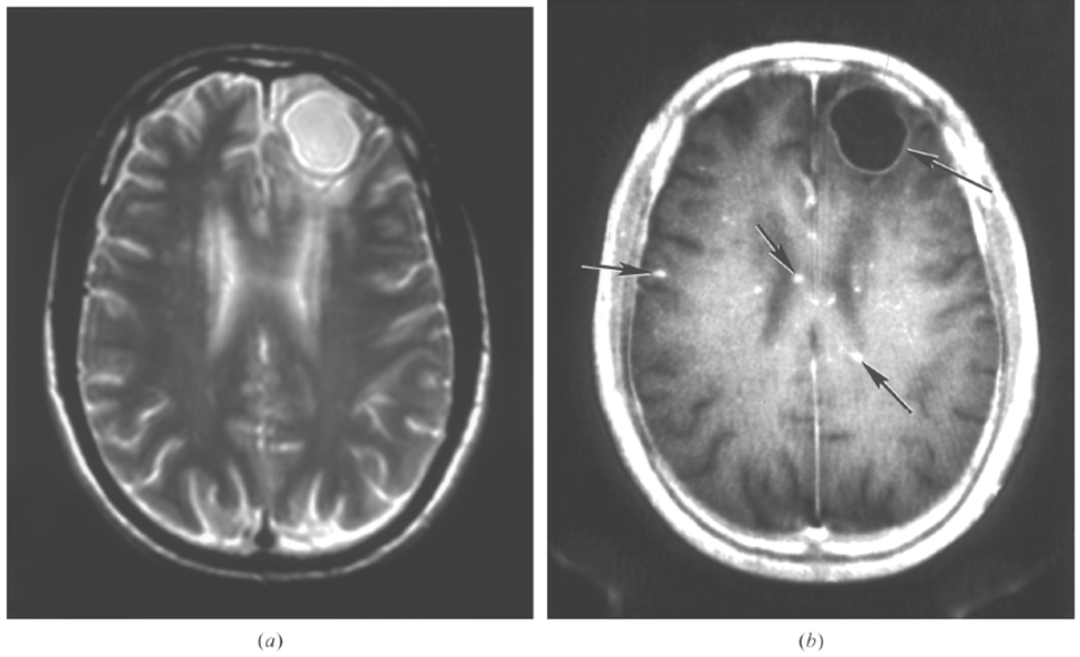


Şekil 3.7: İki farklı eko anında veri toplama (VT). Birinci ekoda var olan kısa T_2 'li sinyaller ikinci ekoda neredeyse bozunmuştur. Ama her iki ekoda da uzun T_2 'li sinyaller mevcuttur. Eğer iki görüntü sayısal olarak birbirlerinden çıkarılırsa ortaya çıkan görüntü sadece kısa T_2 'li dokulara ait sinyallerden elde edilen görüntüdür (Robson ve diğ.[8]).

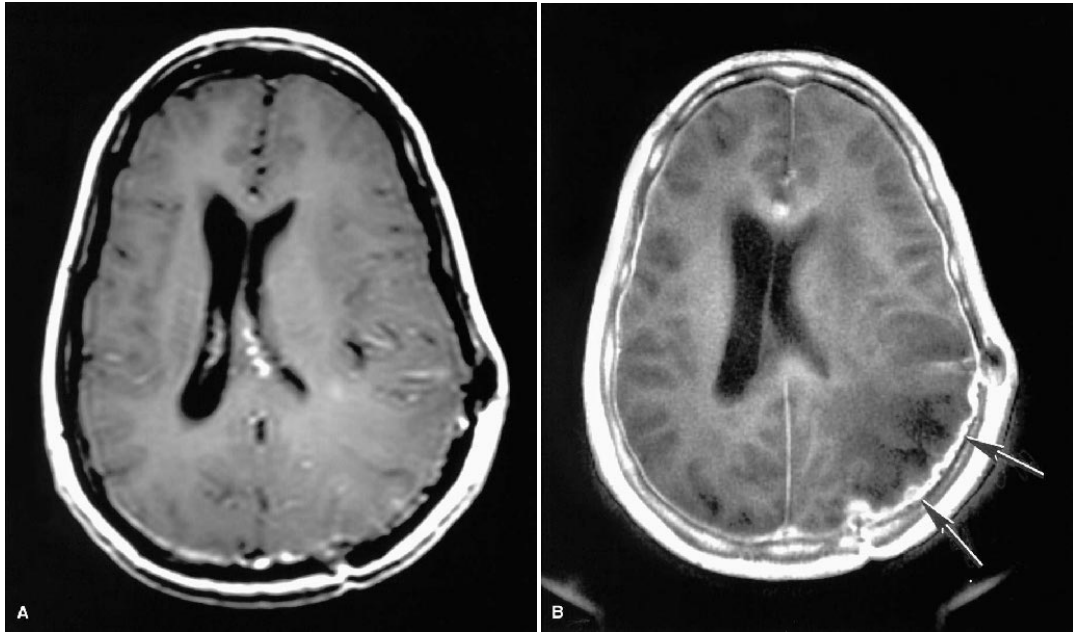
4. BULGULAR

Bu tezde konvansiyonel puls sekanslarıyla görüntülenemeyen bazı kısa T_2 'li doku ve doku bileşenlerine ait nükleer manyetik rezonans görüntüleri konvansiyonel UTE (CUTE) sekansı ve yağ baskılamalı UTE sekansı (FUTE) ile incelenmiştir. Şekil 4.6 dışındaki tüm şekillerde iki eko farkı yöntemi kullanılmıştır.

Görüntülerin tamamı konuyla ilgilenen bazı araştırmacılar tarafından elde edilmiştir. Şekil 4.1'deki görüntüler Gatehouse ve Bydder [7] tarafından Siemens Sonata 1,5T (Erlangen, Almanya) cihazda elde edilmiştir.

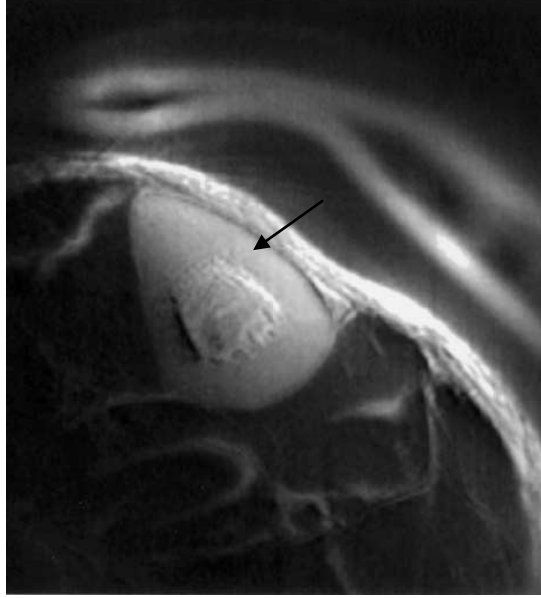


Şekil 4.1: Tedavi sonrası glioma ve multipl anjiyomalı hasta. a) Konvansiyonel aksiyal spin ekoyla (TR/TE=2500/90ms), b) konvansiyonel UTE uygulanılarak iki ekonun farkıyla elde edilmiş aksiyal görüntü (TR/TE=500/0,08ms - TR/TE=500/17,7ms). b’de glioma çevresi gliosisine bağlı olarak yüksek sinyal içeriyor (uzun ok), a’da ise izointens görünüyor. b’de kısa oklarla gösterilen anjiyomalar a’da görünmüyor (Gatehouse ve Bydder [7]).



Şekil 4.2: Meningeal kalınlaşma. A) Konvansiyonel yöntemle (TR/TE=500/8ms) B) konvansiyonel UTE, iki eko farkıyla elde edilen aksiyal görüntü (TR/TE=500/0,08ms - TR/TE=500/5,95ms). Meningeal kalınlaşma A’da gözlenmezken B’de gözleniyor (oklar) (Robson ve diğ. [8]).

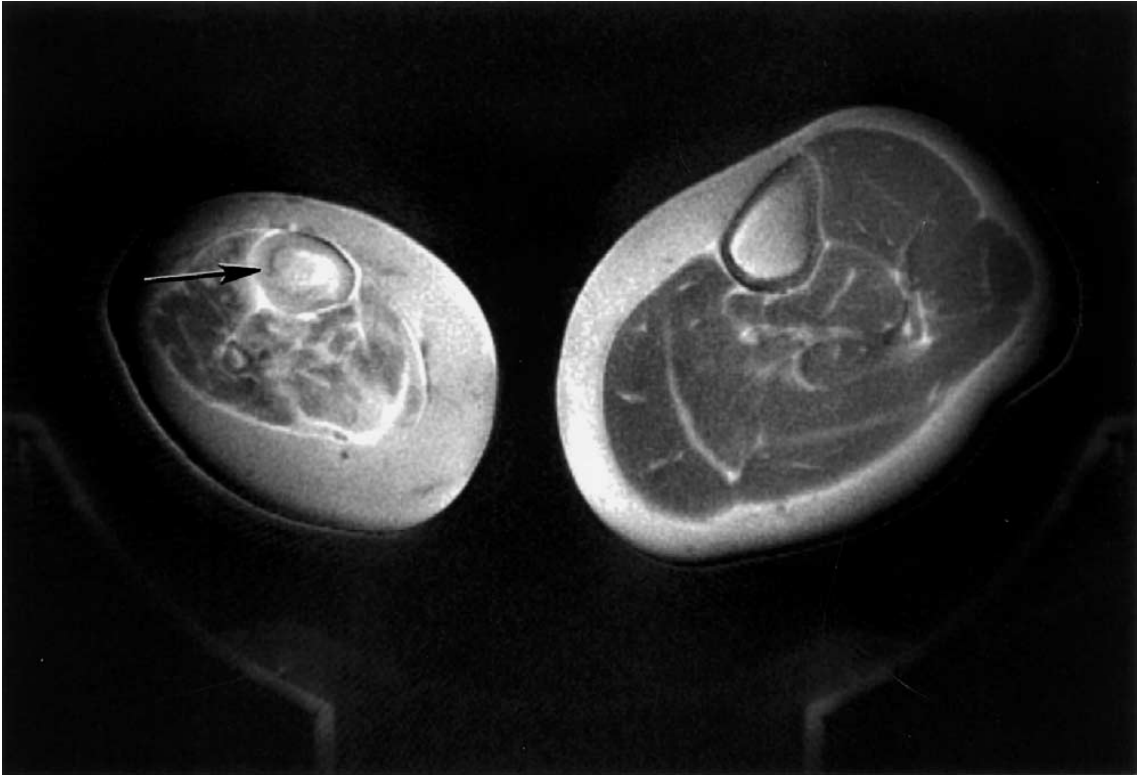
Şekil 4.2’de elde edilen görüntüler Robson ve diğ. [8] tarafından Siemens Sonata 1,5T cihazda elde edilmiştir.



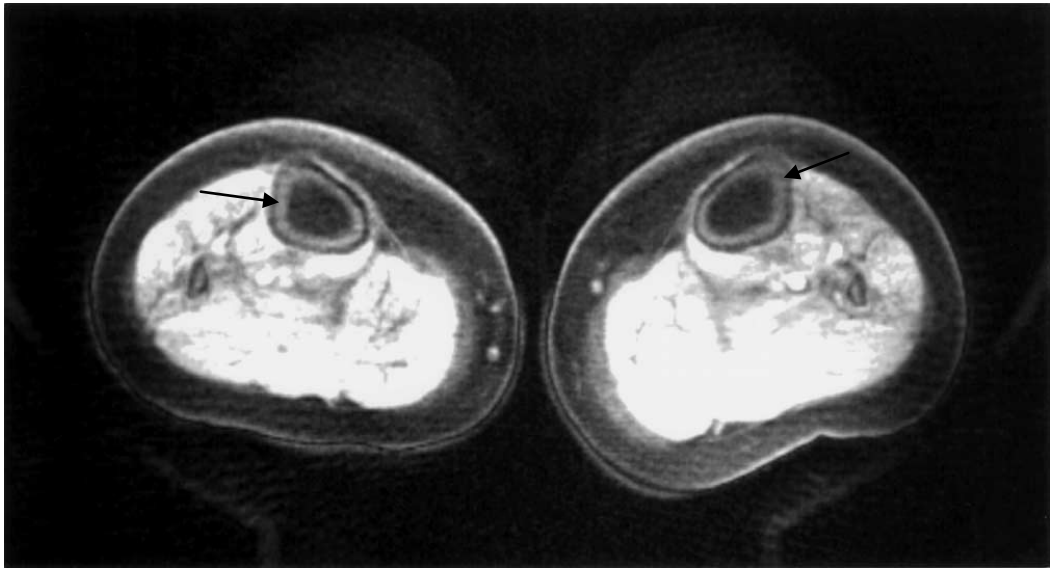
Şekil 4.3: Konvansiyonel UTE, iki eko farkıyla elde edilen aksiyal görüntü (TR/TE=100/0,08ms -TR/TE=100/5,95ms). Tibia kemiğinin korteksi görülebilmektedir (ok) (Reichert ve diğ. [11]).



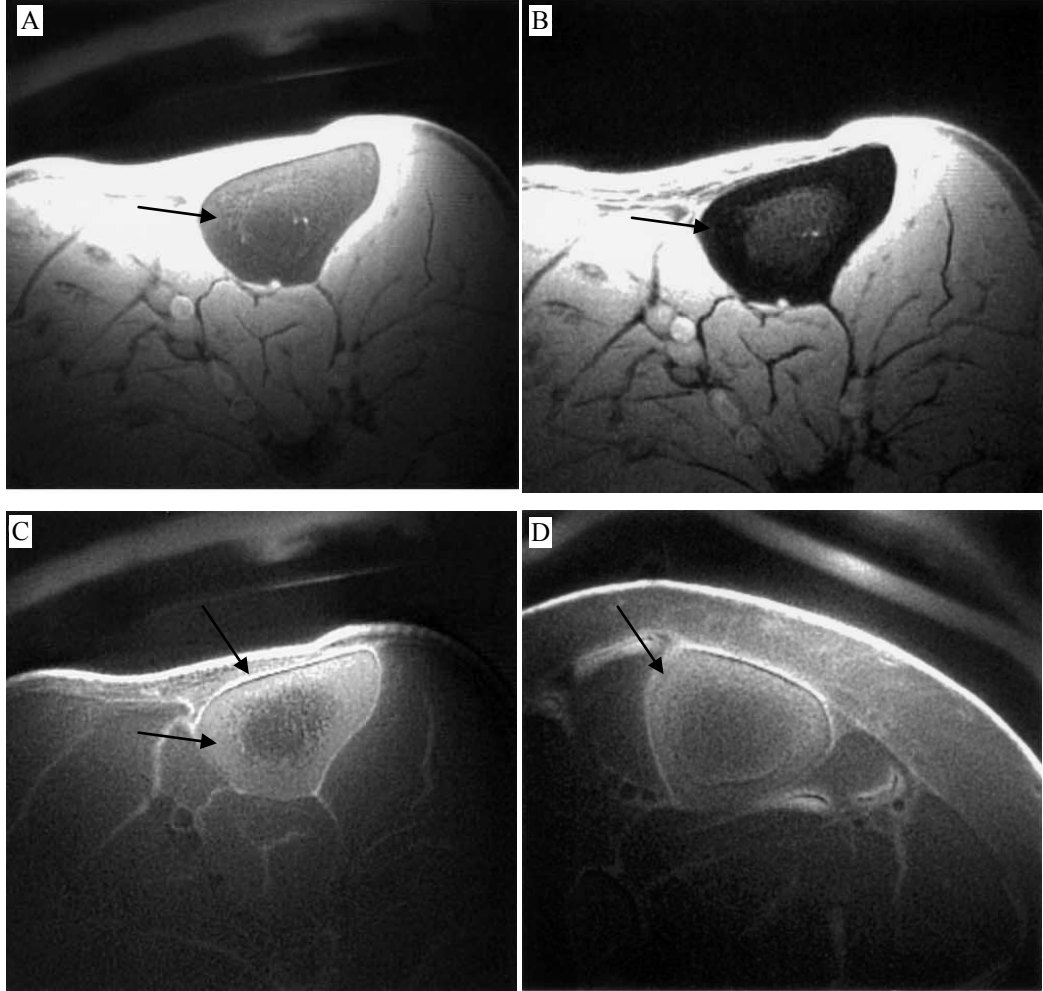
Şekil 4.4: Konvansiyonel UTE, iki eko farkıyla elde edilen aksiyal görüntü (TE=0,08ms - TE=5,66ms). Sağda kırılan tibia kemiğinin yanlı kaynaması, yeni oluşan kemik yüksek sinyalle görülebilmektedir (oklar) (Reichert ve diğ. [11]).



Şekil 4.5: Konvansiyonel UTE, iki eko farkıyla elde edilen aksiyal görüntü ($TE=0,08ms$ - $TE=5,66ms$). Sağda osteotomi ve geçirilmiş kırığı olan, çocuk felci geçirmiş kemik erimeli kadın hasta. Sağda anormal tibia kemiğinin korteksinde sinyal artışı görülebilmektedir (ok) (Reichert ve diğ. [11]).

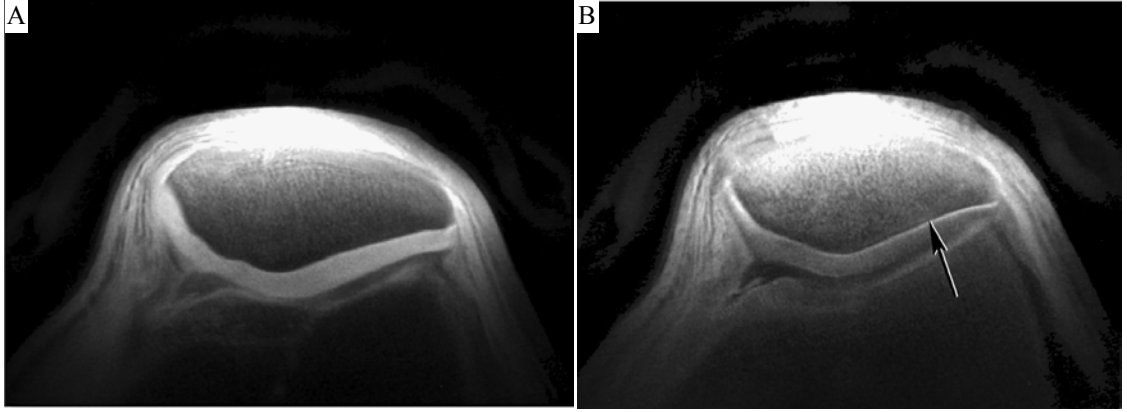


Şekil 4.6: Yağ baskılamalı UTE aksiyal görüntü ($TR/TE=500/0,08$ ms). Eko farkına gerek duymadan kemik korteksinden sinyal alınabiliyor (oklar) (Reichert ve diğ. [11]).

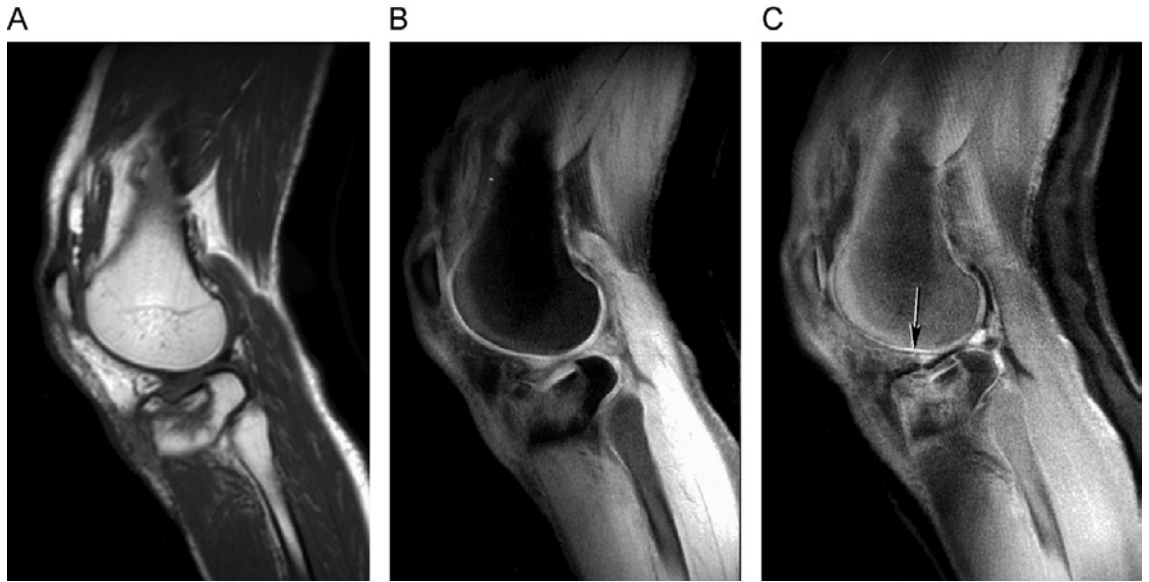


Şekil 4.7: A,B,C Normal, 55 yaşında erkeğe ait sağlıklı görüntüler, D ise 58 yaşında kadın, kemik erimesi (osteoporosis) hastası. A) Yağ baskılamalı UTE aksiyal görüntü TE=0,08 ms, B) yağ baskılamalı UTE sonraki eko aksiyal görüntü TE=5,66 ms, C) yağ baskılamalı UTE iki eko farkıyla elde edilen aksiyal görüntü (TE=0,08 ms – TE=5,66 ms), D) yağ baskılamalı UTE iki eko farkıyla elde edilen aksiyal görüntü (TE=0,08 ms – TE=5,66 ms). A’da kemik korteksinde ortalama sinyal (ok), B’de geç eko sebebiyle kemik korteksinde zayıf sinyal (ok), C’de iki eko farkı alındığından kemik korteksi ve periostundan yüksek sinyal (oklar) gözlenmektedir. D’de iki eko farkı ile elde edilen görüntüde, kemikteki azalma normale ait görüntü C ile kıyaslandığında farkediliyor (Reichert ve diğ. [11]).

Şekil 4.3’ten şekil 4.7’ye kadar var olan görüntüler Reichert ve diğ. [11] tarafından Siemens 1,5 T cihazda elde edilmiştir.



Şekil 4.8: Normal diz (patella). A) Yağ baskılamalı UTE aksiyal (TR/TE=500/0,08 ms), B) yağ baskılamalı UTE iki eko farkıyla elde edilen aksiyal görüntü (TE=0,08ms - TE=17,70ms). Eko farkıyla elde edilen B'de kırkırdak kemik katmanı A'ya göre daha iyi gözlemleniyor (Gatehouse ve diğ. [12]).



Şekil 4.9: Tibia kemiğinde kırık. A) Konvansiyonel yöntem (TR/TE = 500/12 ms), B) yağ baskılamalı UTE, aksiyal görüntü (geç eko TR/TE=500/17,70 ms), C) yağ baskılamalı UTE, iki eko farkıyla elde edilen aksiyal görüntü (TR/TE=500/0,08ms - TR/TE= 500/17,70ms). C'de mevcut travmaya bağlı femur kemiğine ait kemik kırıkdağının derin katmanında sinyal artışı gözleniyor (ok) (Gatehouse ve diğ. [12]).



Şekil 4.10: Dış menisküsün lateral boynuzunda yırtık. Yağ baskılamalı UTE, iki eko farkıyla elde edilen aksiyal görüntüde yırtık gözleniyor (ok) (TR/TE=500/0,08ms – TR/TE= 500/17,70ms) (Gatehouse ve diğ. [12]).

Şekil 4.8'den şekil 4.10'a kadar var olan görüntüler Gatehouse ve diğ. [12] tarafından Siemens Sonata 1,5T (Erlangen, Almanya) cihazda elde edilmiştir.

Elde edilen görüntüler ışımsal k-uzayında 360^0 için 128-512 adımla ve 256-512 noktada örneklenmişlerdir. Sinyali analogtan dijitale çevirme süresi 1-4 μ s arasındadır.

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Bu tez çalışmasında konvansiyonel NMRG sekanslarıyla görüntülenemeyen kısa T_2 'li dokuların görüntülenmesini imkanı kılan yeni bir sekans olan ultra kısa eko (UTE) sekansı incelenmiştir. UTE sekansı ile elde edilmiş bazı görüntüler gösterilmiştir. Bu görüntülerde eko süresi 0,08 ms'ye kadar düşmüştür. Bu eko süresinde elde edilen sinyal uzun T_2 'li dokulardan gelen sinyallerin varlığı nedeniyle zayıftır. Dolayısıyla bu anda alınan görüntülerden sonra daha geç eko süreli (çalışmalarda uygulanan 5,66ms, 5,95ms ve 17,70ms eko sürelerinden biri) görüntüler alınmıştır ve bu iki görüntünün ilkinden ikincisi çıkartılmıştır. İşlemin sonucunda elde edilen görüntülerde kısa T_2 'li dokular gözlemlenebilmiştir. Hazırlayıcı pulsların da kullanılmasıyla kimi dokuların çevresinden gelen yağa ait sinyaller de baskılanarak kısa T_2 'li dokular gözlemlenebilmiştir. Bu görüntüler klinik olarak önemli veriler içermektedir. Yöntem kısa T_2 'li dokuların görüntülenmesi için gelecek vaat etmektedir ve gelişimi sürmektedir. Klinikteki yerinin sağlamlaşması için daha fazla çalışmaya ihtiyaç vardır.

Sekansla ilgili olarak daha hızlı ve kaliteli görüntü elde etmek için çalışmalar yapılmaktadır. Farklı k-uzayı rotaları (örneğin spiral k-uzayı) denenmektedir. 3-boyutlu görüntüleme çalışmaları yapılmaktadır. Sekansın yanında mevcut donanımın iyileştirilmesi (RF gücü, RF anahtarlama süresi, gradyan maksimum değerine çıkış hızı gibi) yöntemi daha da geliştirecektir. Ayrıca UTE sekansı öncesinde kullanılabilen uzun T_2 baskılayıcı pulsların da gelişimi son derece önem taşımaktadır. İlerleyen dönemde klinikte kısa T_2 'li doku ve doku bileşenleri daha az konsantrasyonlarda olan dokularda da denenebilir.

UTE sekansı malzeme biliminde de kullanılmaya açıktır. Biyomalzeme olarak implantlarda ve girişimsel radyolojide kullanılan kısa T_2 'ye sahip katı polimerlerin görüntülenmesinde kullanılmıştır [13].

KAYNAKLAR

1. HAACKE, E.M., BROWN, R.W., THOMPSON, M.R., VENKATESAN, R.V., 1999, *Magnetic Resonance Imaging Physical Principles and Sequence Design*, John Wiley and Sons Inc., New York, 0-471-35128-8.
2. LIANG, Z., LAUTERBUR, P.C., 2000, *Principles of Magnetic Resonance Imaging: A Signal Processing Perspective*, IEEE Press, New York, 0-7803-4723-4.
3. GRIFFITHS, D., 2005, *Introduction to Quantum Mechanics*, Pearson Educational Inc., New Jersey, 0-13-191175-9.
4. BERNSTEIN, M.A., KING, K.F., ZHOU, X.J.Z., 2004, *Handbook of MRI Pulse Sequences*, Elsevier Inc., Massachusetts, 0-12-092861-2.
5. ELSTER, A.D., 1994, *Questions and Answers in Magnetic Resonance Imaging*, Mosby-Year Book Inc., Missouri, 0-8016-7767-X.
6. MCROBBIE, D.W., MOORE, E.A., GRAVES, M.J., PRINCE, M.R., 2006, *MRI From Picture to Proton*, Cambridge University Press, New York, 0-521-865-27-1.
7. GATEHOUSE, P.D., BYDDER, G.M., 2003, Magnetic Resonance Imaging of Short T₂ Components in Tissue, *Clinical Radiology*, 58, 1-19.
8. ROBSON, M.D., GATEHOUSE, P.D., BYDDER, M., BYDDER, G.M., 2003, Magnetic Resonance: An Introduction to Ultrashort TE (UTE) Imaging, *J Comput Assist Tomogr*, 27 (6), 825-846.
9. HOLMES, J.E., BYDDER, G.M., 2005, MR Imaging with Ultrashort TE (UTE) Pulse Sequences: Basic Principles, *Radiography*, 11, 163-174.
10. LARSON, P.E.Z., GURNEY, P.T., NAYAK, K., GOLD, G.E., PAULY, J.M., NISHIMURA, D.G., 2006, Designing Long-T₂ Suppression Pulses for Ultrashort Echo Time Imaging, *Magnetic Resonance in Medicine*, 56, 94-103.
11. REICHERT, I.L.H., ROBSON, M.D., GATEHOUSE, P.D., HE, T., CHAPPELL, K.E., HOLMES, J., GIBBS, S., BYDDER, G.M., 2005, Magnetic Resonance Imaging of Cortical Bone with Ultrashort TE Pulse Sequences, *Magnetic Resonance Imaging*, 23, 611-618.
12. GATEHOUSE, P.D., THOMAS, R.W., ROBSON, M.D., HAMILTON, G., HERLIHY, A.M., BYDDER, G.M., 2004, Magnetic Resonance Imaging of Knee with Ultrashort TE Pulse Sequences, *Magnetic Resonance Imaging*, 22, 1061-1067.
13. FABIAN, S., MARTIROSIAN, P., SCHWENZER, N.F., ZIMTENINGS, M., KREISLER, P., CLAUSSEN, C.D., SCHICK, F., 2008, Three-Dimensional Ultrashort Echo Time Imaging of Solid Polymers on 3-Tesla Whole-Body MRI Scanner, *Investigative Radiology*, 43 (11), 802-808.
14. HARRISON, R., BRONSKILL, M.J., HENKELMAN, R.M., 1995, Magnetization Transfer and T₂ Relaxation Components in Tissue, *Magn Reson Med*, 33, 490-496.
15. FENRICH, F.R., BEALIEU, C., ALLEN, P.S., 2001, Relaxation Times and Microstructures, *NMR Biomed*, 14, 133-139.

ÖZGEÇMİŞ

M. Hakan Albayrak 1979'da İstanbul'da doğdu. Lise öğrenimini 1997 senesinde Pertevniyal Lisesi'nde tamamladı. Ardından girdiği Marmara Üniversitesi Sağlık Hizmetleri Meslek Yüksekokulu Radyoloji programından 1999'da mezun oldu. Sonrasında İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü'ne girdi ve 2005'te mezun oldu. 2006 yılı güz döneminde İstanbul Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı Nükleer Fizik programında yüksek lisans öğrenimine başladı. 1999 senesinde radyoloji teknikeri olarak göreve başladığı Vakıf Gureba Eğitim ve Araştırma Hastanesi Radyoloji Bölümü Bilgisayarlı Tomografi Ünitesi'nde on sene ve Taksim Eğitim ve Araştırma Hastanesi Radyoloji Bölümü Bilgisayarlı Tomografi Ünitesi'nde de eş zamanlı olarak üç sene (1998-2001) çalışmıştır. Son dönemde ise Marmara Üniversitesi Sağlık Hizmetleri Meslek Yüksekokulu Tıbbi Görüntüleme Teknikleri Bölümü'nün (eski adıyla Radyoloji Bölümü) eğitim kadrosuna katılmıştır.