

**T.C.
DİCLE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**ALBÜMİN İÇEREN H₂O/D₂O KARIŞIMLARINDA NMR T₁ VE T₂
DURULMA ZAMANLARI ÜZERİNE RADYASYON DAMPING'İN
ETKİSİ**

Ercan KENANOĞLU

DOKTORA TEZİ

FİZİK ANABİLİM DALI






DIYARBAKIR

Eylül 2012

T.C. DİCLE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ MÜDÜRLÜĞÜ
DİYARBAKIR

Ercan KENANOĞLU tarafından yapılan “ALBÜMİN İÇEREN H₂O/D₂O KARIŞIMLARINDA NMR T₁ VE T₂ DURULMA ZAMANLARI ÜZERİNE RADYASYON DAMPİNG'İN ETKİSİ” konulu bu çalışma, jürimiz tarafından Fizik Anabilim Dalında DOKTORA tezi olarak kabul edilmiştir.

Jüri Üyeleri

Başkan : Prof. Dr. Ali YILMAZ 
Üye : Prof. Dr. Zülküf GÜLSÜN 
Üye : Doç. Dr. Mahmut TOĞRUL 
Üye : Doç. Dr. M. Zafer KÖYLÜ 
Üye : Yrd. Doç. Dr. Dilan ALP 

Tez Savunma Sınavı Tarihi: 27/09/2012

Yukarıdaki bilgilerin doğruluğunu onaylarım.

.../.../.....

Prof. Dr. Hamdi TEMEL

Enstitü Müdürü

TEŞEKKÜR

Dicle Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü'ne Fizik Anabilim Dalında doktora tezi olarak sunduğum bu çalışmada danışmanlığımı yürüten ve bana yol gösteren sayın hocam **Prof. Dr. Ali YILMAZ**' a katkılarından dolayı sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Laboratuvar çalışmalarım boyunca yardımlarını esirgemeyen Dicle Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü öğretim elemanları **Dr. Sibel Korunur**, **Dr. Bilgin Zengin** ve ayrıca çalışmalarım boyunca manevi desteklerini benden esirgemeyen **aileme, yüksek lisans ve doktora** arkadaşlarıma teşekkürü borç bilirim.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
TEŞEKKÜR	I
İÇİNDEKİLER	II
ÖZET	III
ABSTRACT	IV
ŞEKİL LİSTESİ	V
KISALTMA VE SİMGELER	VII
1. GİRİŞ	1
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR	3
2.1. Temel NMR Kuramı	7
2.2. Radyasyon Dampingin Temel Teorisi.....	23
3. MATERYAL ve METOT	29
4. BULGULAR VE TARTIŞMA	31
4.1 Bulgular	31
4.2 Tartışma	57
5. SONUÇ VE ÖNERİLER	59
6. KAYNAKLAR	61
ÖZGEÇMİŞ	63

ÖZET

ALBÜMİN İÇEREN H₂O/D₂O KARIŞIMLARINDA NMR T₁ VE T₂ DURULMA ZAMANLARI ÜZERİNE RADYASYON DAMPING'İN ETKİSİ

DOKTORA TEZİ

Ercan KENANOĞLU

DİCLE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

2012

Bu çalışmanın ilk kısmında saf D₂O ve çeşitli oranlarda H₂O içeren H₂O/ D₂O karışımlarının proton NMR incelemesi yapıldı. Artan bekleme zamanlarına karşılık elde edilen İnversion Recovery (IR) ve Spin-Echo (SE) sinyal katarları üzerine radyasyon damping (RD)'in etkisi incelendi. RD' nin, söz konusu katarlardan elde edilen IR-T₁ ve SE-T₂ eğrilerine olan etkileri de araştırıldı. Saf D₂O'nun IR-FID ve SE katarlarının ve IR-T₁ ile SE-T₂ eğrilerinin, RD'den etkilenmediği gözlemlendi.

Bu çalışmanın ikinci kısmında 0.1ml H₂O/0.90ml D₂O ile 0.15ml H₂O/0.85ml D₂O karışımlarına artan oranlarda albümin eklendi. Artan albüminin, bu çözeltilerden elde edilen IR-FID ve SE sinyal katarlarını, yeniden eksponansiyel değişime doğru götürdüğü gözlemlendi. IR-T₁ ve SE-T₂ eğrilerinin, çözeltideki albümin oranı arttıkça tekrar eksponansiyel fitine uygun hale geldiği belirlendi.

Bu çalışmanın verilerine göre, bir çözeltide artan H₂O oranı RD' yi artırırken, o çözeltideki artan albümin miktarı RD' yi azaltmaktadır.

Anahtar Kelimeler: Radyasyon Damping, NMR T₁ ve T₂

ABSTRACT

THE EFFECT OF RADIATION DAMPING ON NMR T_1 AND T_2 RELAXATION
TIMES H_2O/D_2O MIXTURES WHICH CONTENTS ALBUMIN

PhD THESIS

Ercan KENANOĞLU

DEPARTMENT OF PHYSICS
INSTITUTE OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES
UNIVERSITY OF DICLE

2012

In the first part of this study pure D_2O and variety of H_2O / D_2O mixtures was examined by proton NMR. The radiation damping (RD) effects on the inversion recovery IR-FID and Spin-Echo (SE) signal sets, and also on the IR- T_1 and SE- T_2 curves were examined versus increasing delay times. It was concluded that either the IR-FID and SE signal sets or IR- T_1 and SE- T_2 curves of pure D_2O were not effected by the radiation damping.

At the second stage increasing amounts of albumin rate were added to the mixtures of 0.1ml $H_2O/0.90ml D_2O$ and 0.15ml $H_2O/0.85ml D_2O$. The albumin removed RD from solutions, and provided single exponential fit for IR- T_1 and SE- T_2 .

It was concluded that increasing H_2O rates in the solutions increases the RD effect, but increasing albumin rates decreases the RD effects.

Keywords: Radiation Damping, NMR T_1 and T_2

ŞEKİL LİSTESİ

<u>Şekil No</u>		<u>Sayfa</u>
Şekil 2.1.	Bir spinin Dış Manyetik alan içindeki hareketleri	7
Şekil 2.2	Bir I spinin H ₀ dış alanı içindeki enerji seviyeleri	8
Şekil 2.3	Bir örnekteki spin topluluğunun H ₀ manyetik alanı içindeki davranışı	9
Şekil 2.4	Bir örnek içindeki spinlerin temsili hareket-enerji diyagramı	9
Şekil 2.5	Bir örnek içindeki spinlerin enerji seviyelerine yerleşiminin temsili gösterimi	10
Şekil 2.6	Spinin enerji soğurması ve enerji salması	11
Şekil 2.7	Spin üst seviyeye çıkmasını ve üst seviyeden inmesini temsil eden olasılıklar	12
Şekil 2.8	Tüp içindeki spinlere H _{rf} in uygulanması	13
Şekil 2.9	H _{rf} ya da α pulsunun etkisiyle enerji seviyeleri arasında geçişler	13
Şekil 2.10	H _{rf} 'in spin sistemine etkisi. H ₁ ,	14
Şekil 2.11	Çevrenin etkisiyle spin sisteminde geçişler	14
Şekil 2.12	Spinlerin defaze olma süreci	15
Şekil 2.13	Spinlerin defaze olma süreci	16
Şekil 2.14	NMR Sinyalinin Elde Edilmesi	17
Şekil 2.15	İnversion Recovery Puls Adımları	19
Şekil 2.16	T ₁ zamanını veren IR eğrisi	19
Şekil 2.17	Spin-Echo Puls Adımı	21
Şekil 2.18	T ₂ durulma zamanını veren SE bozunum eğrisi	22
Şekil 2.19	LC Devresi	23
Şekil 4.1	Saf D ₂ O çözeltisinden elde edilen IR-FID katarı	31
Şekil 4.2	Saf D ₂ O çözeltisi için FID katarından elde edilen IR-T ₁ eğrisi	32
Şekil 4.3	Saf D ₂ O çözeltisi için SE Katarı	33
Şekil 4.4	Saf D ₂ O çözeltisi için SE-T ₂ eğrisi	34
Şekil 4.5	0.05 ml H ₂ O çözeltisi için tek puls SE sinyali	35

<u>Şekil No</u>		<u>Sayfa</u>
Şekil 4.6	0.05 ml H ₂ O - 0.95 ml D ₂ O çözeltisi için SE Katarı	36
Şekil 4.7	0.05 ml H ₂ O - 0.95 ml D ₂ O çözeltisi için IR FID Katarı	37
Şekil 4.8	0.05 ml H ₂ O – 0.95 ml D ₂ O çözeltisi için SE Katarı	38
Şekil 4.9	0.15 ml H ₂ O - 0.85 ml D ₂ O çözeltisi için SE Katarı	39
Şekil 4.10	0.15ml H ₂ O - 0.85ml D ₂ O çözeltisi için IR FID Katarı	40
Şekil 4.11	0.15ml H ₂ O çözeltisi için SE Katarı	41
Şekil 4.12	0.30ml H ₂ O çözeltisi için IR FID Katarı	42
Şekil 4.13	0.5ml H ₂ O - 0.5ml D ₂ O çözeltisi için IR FID Katarı	43
Şekil 4.14	0.30ml H ₂ O - 0.70ml D ₂ O çözeltisi için IR FID Katarı.	44
Şekil 4.15	0.80ml H ₂ O-0.20ml D ₂ O çözeltisi için IR FID Katarı	45
Şekil 4.16	0.05ml H ₂ O – 0.95 ml D ₂ O çözeltisi için SE-T ₂ eğrisi	46
Şekil 4.17	0.15ml H ₂ O - 0.15 D ₂ O çözeltisi için IR-T1 eğrisi	47
Şekil 4.18	0.15ml H ₂ O - 0.85ml D ₂ O çözeltisi için SE-T2 eğrisi	48
Şekil 4.19	0.30 H ₂ O – 0.70ml D ₂ O çözeltisi için IR-T1 eğrisi	49
Şekil 4.20	0.30ml H ₂ O - 0.70ml D ₂ O çözeltisi için SE-T2 eğrisi	50
Şekil 4.21	0.15g Alb - 0.1ml H ₂ O çözeltisi için SE Katarı	51
Şekil 4.22	0.15g Alb - 0.1ml H ₂ O çözeltisi için IR FID Katarı	52
Şekil 4.23	0.2g Alb - 0.15ml H ₂ O çözeltisi için SE Katarı	53
Şekil 4.24	0.25g Alb - 0.1ml H ₂ O çözeltisi için IR FID Katarı	54
Şekil 4.25	0.25g Alb - 0.15 ml H ₂ O çözeltisi için IR-T1 eğrisi	55
Şekil 4.26	0.5g Alb - 0.15 ml H ₂ O çözeltisi için SE-T2 eğrisi	56

KISALTMA VE SİMGELER

- CW : Sürekli Dalga
D₂O : Döteryum Oksit
H₂O : Su
H₀ : Dış Manyetik alan şiddeti
gr : Gram
LC : Alternatif gerilim devresi
IR : İnversion Recovery
NMR : Nükleer Manyetik Rezonans
MHz : Megahertz
RD: Radyasyon Damping
RF : Radyo frekans
T : Sıcaklık
T₁: Spin-Örgü Durulma Zamanı
T₂: Spin- Spin Durulma Zamanı
SE : Spin-Echo
 ω_0 : Larmor frekansı

1. GİRİŞ

Nükleer manyetik rezonansın kuramı; fiziğin mekanik, elektrik, elektromanyetik teori, istatistik fizik ve kuantum mekaniği gibi bir çok alanını temel alır. Bununla beraber NMR kuramı, baştanbaşa kuantum mekaniğini kullanır. Bu yönü ile NMR Kuantum mekaniğinin bir uygulaması gibi görünür. Makroskopik ölçülebilirlerin, mikroskopik niceliklerden türetilmesi, bir radyo frekans alanını yardımıyla enerji seviyeleri arasındaki geçişler ya da bir spin sistemindeki yerel alanların yol açtığı geçişler, kuantum mekaniği ile hesaplanan, NMR konularını teşkil etmektedir(Bloembergen ve ark 1948). NMR' ın fiziğin değişik dallarına olan bağlantısı ve özellikle kuantum mekaniğinin güzel bir uygulama alanı olması, onu fizikteki araştırmalar için önemli kılmaktadır.

Yüksek dış manyetik alan varlığının RF bobininin istenmeyen indüksiyon akımlarına yol açma durumu 1950' li yıllardan beri bilinen bir olgudur (Bloembergen, Bloom ve Szöke 1959). Bu istenmeyen akımlar manyetizasyonu etkilemekte ve yanıtıcı durulma zamanlarına yol açmaktadır. NMR spektrometrelerinin düşük alanlarla inşa edildiği dönemlerde, dış manyetik alanın RF bobinini etkileme olgusu önem taşımıyordu. Bu nedenle söz konusu bu negatif etki uzun süre göz ardı edildi.

Yüksek dış manyetik alan şiddetinin, RF bobinlerinde indüksiyon yoluyla akımlar oluşturmaya radyasyon damping (RD) denir. RD olayı yüksek alan spektrometrelerinin ortaya çıkmasından sonra önem kazanmış ve 90'lı yıllardan itibaren yeniden ele alınmıştır. Bu yıllardan itibaren RD olayının kuramı geliştirilmiştir(Warren, Mao 1989). RD olayının NMR sinyal genişliğine, T_2 durulmasına, T_1 durulmasına ve çoklu sinyal sistemine olan etkileri incelenmiştir(Mao1994, Guo 1994, Barjat 1995, Zhang ve ark 1996). Daha sonraki aşamada ise RD etkilerinin bastırılması için teknikler geliştirilmiştir (Jeener, Joseph 1995 , Maas 1995, Freeman, Wu 1993 , Muskau ve ark 2000). Ne var ki geliştirilen teknikler, NMR sistemine ek elektronik devre ve programlar yüklemektedir. Ayrıca T_1 ve T_2 ölçüm sürelerini uzatmaktadır. Bu nedenle de RD etkisini kaldıran ve T_1 , T_2 zamanlarını doğal yoldan ölçen yöntemler, NMR araştırmalarının ilgi alanı içinde yer almaktadır.

Bir NMR çözeltisine protein yada iyon eklenince bu çözeltinin T_1 ve T_2 durulma zamanları kısılır (Oakes 1975 , Gallier 1987, Koenig 1995). Böyle durumlarda $1/T_1$ ve

$1/T_2$ artar. Bu olgu hem RD' in durulma zamanlarına olan etkisini önemsizleştirir. Hem de dış alanın yol açtığı yüksek manyetizasyonu küçültür. Dolayısı ile bir örneğe protein eklenmesi yolu ile RD' in ortadan kaldırılması incelenmeye değer bir konu olmaktadır.

Çeşitli oranlarda su içeren H_2O/D_2O karışımları NMR deneylerinde çokça kullanılmıştır (Powles, Smith 1964, Guillet ve ark 1996). Bu nedenle muhtelif H_2O/D_2O karışımlarını hazırlayıp, her birindeki RD etkisini yok eden protein konsantrasyonunu belirlemek, T_1 ve T_2 ölçümleri için önemlidir. Bu tez çalışması esnasında, önce çeşitli H_2O/D_2O karışımları hazırlanmıştır. Her bir karışımın NMR IR-FID ve SE sinyal katarları, artan bekleme zamanlarına karşılık, elde edilmiştir. RD olayının bu katarlara ve bunlardan elde edilen IR- T_1 ve SE- T_2 eğrilerine olan etkisi ortaya konmuştur. Daha sonraki aşamada ise H_2O/D_2O karışımlarına eklenen albüminin, IR-FID ve SE sinyal katarlarını ve IR- T_1 ve SE- T_2 eğrilerini etkileyen, RD' yi nasıl kaldırdığı incelenmiştir.

2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Mao ve Ye (1998); Radyasyon dampingin NMR deneylerindeki farklı etkileri, serbest bozunum sinyallerinin tamamen sönümlenmeden önce büyümesi, sinyal şiddetinin puls döndürme açısının bir fonksiyonu olarak düzgün bir dağılım sergilemesi, döndürülmüş bir sinyalin eğrisinin pulsun dönme açısının 90^0 den büyük olduğu durumlarda gözlenebilmesi spin örgü durulma zamanlarının rutin inversion recovery methodla hesaplanamadığı ve z gradyent pulsunun radyasyon dampingi tanımlada başarısız olduğu ve iki boyutlu NMR deneylerinde dolaylı olarak ölçüm doğrultusunda güçlü harmonik piklerin gözlenmesi durumları göz önünde bulundurularak elde edildiğini gördüler.

Warren ve arkadaşları (1989); $\frac{1}{2}$ spinli bir sistemin zaman içinde gelişmesi çözümü piklerinin yüksek dış alana maruz kaldığında radyasyon dampinge uyumlu olarak ayrıntılı bir şekilde incelendi. Dik açılı pulsların sönümsüz spin sistemleri üzerindeki iyi bilinen analitik çözümleri radyasyon dampingi verir ve ortaya süpriz bir şekilde karmaşık bir dinamik çıkarır. Bloch vektöründe açıklama terimleri temsil edildi ve bileşik puls dağılımlarının radyasyon dampingden etkilenmediği durumlar sunuldu. İlave olarak radyasyon dampingden etkilenmeyen 90^0 ve 180^0 puls eğrilerini bulmak için gradyent optimizasyon programı geliştirildi. Optimize edilmiş pulsların karakteristik damping zamanının puls dalga boyundan küçük olduğu durumlarda bile radyasyon damping etkisinin gözlenebileceği belirtiler

Szöke ve Meiboom (1959); Radyasyon dampingin nükleer manyetik rezonans spektrumları üzerine etkileri deneysel olarak gösterdiler. İki seviyeli maser üzerinde manyetizasyonun 180^0 boyunca döndürülerek yapılan gözlemler bildirdiler.

Barjat ve ark. (1998); Kuvvetli bir NMR sinyali ile uyarılmış radyasyon danmping alanı serbest bozunum evresinde zıt fazlı olarak uygulanan küçük döndürme açılarına sahip bir dizi Dante pulslarına denkleştirilebilir. Geçici NMR sinyalleri uygulanan Dante pulsları aralıklarında elde edildi. Değişik söndürme açılarına sahip dante pulslarının radyasyon damping alanını azaltan etkisi karşılaştırmalı oranlarda elde edildi. Sulu glikoz çözeltileri üzerindeki deneysel testlerde çizgi genişliğinde 13.5-0.8 Hz frekans aralığında yarı yüksekliğe kadar azalmalar gözlemlendi

2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Mao ve arkadaşları (1993); Radyasyon dampingin çaprazlama durulma zamanları üzerine etkileri tartışıldı. Radyasyon damping etkisi altında kesin ölçümler yapıldı. Güçlü damping etkisi altında spin-spin durulma zamanı T_2 nin basit spin –echo tekniği ile hesaplanamadığı fakat CPMG echo genliklerinin eksponansiyel uydurulması yoluyla tayin edilebileceği aynı zamanda efektif çaprazlama durulma zamanı T_2^* 'nin son derece kısa süreli saturasyon–recovery deneylerinde çizgi genişliklerinden anlam çıkarılarak tanımlanabileceği bildirdiler.

Mao ve arkadaşları (1993); Radyasyon dampingin NMR sinyalleri üzerine etkileri bildirildi. %90 H_2O /%10 D_2O örneklerinde radyasyon dampingin etkisinin proton bozunum zamanı alan sinyalleri üzerinde etkisinin baskın olduğu durumlarda frekans alanındaki yoğunluğun dönme açısı na bağlı grafiği açının küçük δ değerleri için pozitif ve negatif maksimumda $\theta_0 = 180^\circ - \delta^\circ$, 90° ve 270° derecedeki dönme açılarındaki sinüsoidal durumlara göre daha düzgün bir profil sergilediği görüldü

Mao ve arkadaşları (1994); Bloch denklemleri radyasyon damping terimleri ile birlikte çözüldü. Boyuna relaksasyonun ihmal edildiği durumlar için analitik çözümler elde edildi. Geleneksel NMR ile azaltılabilen çizgi şekilleri bozuklukları sunuldu. Bunun yanısıra radyasyon damping etkisinden kaynaklanan çizgi ve dağılım bozuklukları analiz edildi. Kuvvetli olarak çaprazlama durulma zamanı ve radyasyon dampingin sabitinin oranı bağlı dönme açılarının bir fonksiyonu olarak olağan dışı sinyal eğrileri ve profilleri bildirildi. Radyasyon dampingin sinyalin fazı ve çizgi genişliğine etkisi tartışılarak bazı deneysel sonuçlar verildi.

Mao ve arkadaşları (1994); Radyasyon dampingin NMR spin örgü durulma zamanları üzerindeki etkisi üzerine çalışıldı. Bir terslenmeden sonra terslenmiş spin sisteminin kararlı denge durumuna geri dönmesi radyasyon damping etkisi altında normal bir durulma sürecinden oldukça farklıdır. Bu nedenle spin örgü durulma zamanı inversion-recovery tekniği ile hesaplanamaz. Kuvvetli damping etkisi altında durulma zamanlarını daha net bir şekilde hesaplayabilme saturation-recovery tekniği ile gerçekleştirilebilir.

Guo ve Mao (1994); Serbest bozunum süreci boyunca boyuna ve enine manyetizasyon bileşenleri birbirleriyle radyasyon damping aracılığıyla etkileşir. Bu nedenle radyasyon damping varlığında spin-örgü durulma zamanı T_1 çaprazlama

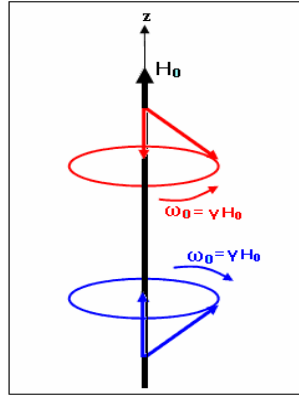
manyetizasyonu fourier tranformasyonu sinyalleri etkilediği kadar etkileyecektir. Sayısal hesaplamalar T_1 'in sinyal şiddetlerini azalttığını ve genişlettiğini göstermiştir. Radyasyon damping etkisinden kaynaklanan faz kaymaları T_1 ile belirleştirilebilir.

Bloembergen ve Pound (1954); Manyetik rezonans deneyleri etkileşen bir çift devrenin analojisi yoluyla tanımlanabilir. Bunlardan biri sıradan bir elektriksel rezonans devresi diğeri dönel manyetizasyon olarak belirtilebilir. Puls tekniğinde nükleer indüklenme yoluyla gerçekleşen geçişler dampingin etkisinin rezonans devresinde artmasına yol açar. Böyle bir damping eş zamanlı damping olarak dikkate alınmalıdır. Nükleer indüklemede belli durumlar göz önünde bulundurulduğunda damping etkisi spin-spin ve spin-örgü mekanizmalarında olduğundan daha önemlidir. Ferromanyetik materyaller için mikrodalga frekansında damping etkisi çok şiddetli olmaktadır.

2.1. Temel NMR Kuramı (Yılmaz A. ve Korunur S. 2011)

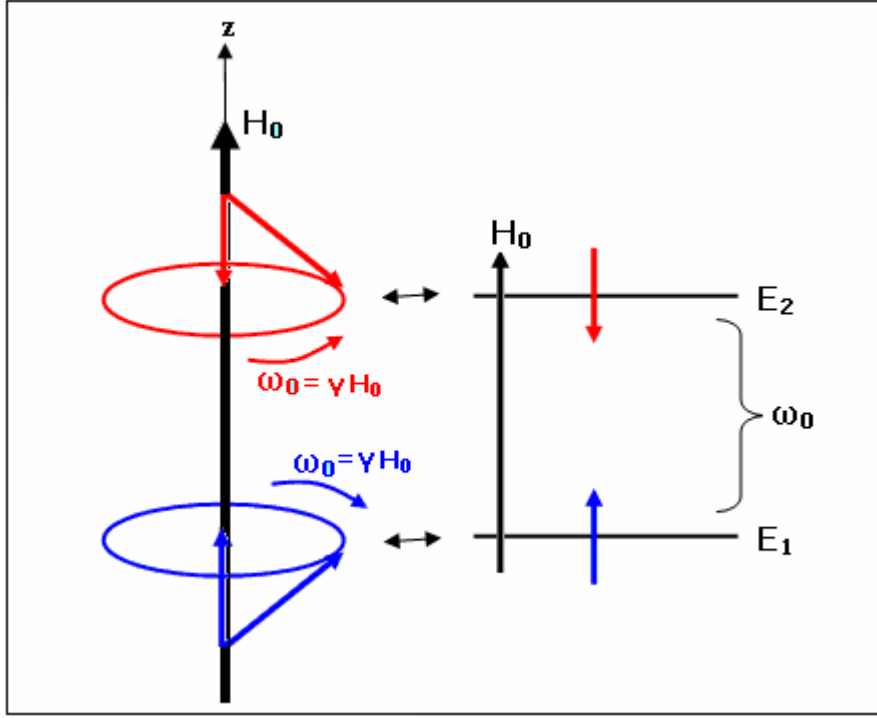
(A) Mikroskopik Bakışla Temel Bilgilerin Anlatımı

MR'a uygun bir atomun dış manyetik alan içindeki davranışı ve enerji durumları çekirdeğinde spin bulunan bir atom, bir dış H_0 manyetik alanına konulduğunda; Spin H_0 etrafında ya bir yönde (huni yüzeyinde) ya da diğer yönde (ters huni yüzeyinde) döner. Dönme hızı ($\omega = \gamma H_0$), H_0 alan şiddeti ile orantılıdır (γ jiromanyetik oran). Manyetik alana yerleştirilen insandaki ya da tüpteki tüm protonlar da, H_0 etrafında huni ya da ters huni yüzeyinde dönerler. Bunlardan sadece iki tanesini zihnimize yan yana getirsek, Şekil 2.1 deki hareket diyagramını elde ederiz.



Şekil 2.1. Bir spinin Dış Manyetik alan içindeki hareketleri

Şekil 2.1 de gösterilen spinler, tüp içinde ya da insan bedeninde çok farklı yerlerde yer alabilir. Örneğin biri gözün bulunduğu yede dönerken, diğeri kulağın bulunduğu yerde dönebilir. Ya da biri tübün üst kısmında dönerken, diğeri tübün alt kısmında dönüşünü yapabilir. Bunlar, sadece hareket durumları dikkate alınarak yan yana getirilmiştir. Meydana gelen resim bir hareket diyagramı olmaktadır ve her hareketin de bir enerjisi mevcuttur. Kuantum mekaniksel hesaplardan anlaşıldığı üzere, huni yüzeyinde dönüş yapan (I_z bileşeni H_0 'a paralel) spinin enerjisi az; ters huni yüzeyinde dönüş yapan (I_z bileşeni H_0 'a zıt paralel) spinin enerjisi ise daha fazladır. İstatistik fiziğe göre, enerjisi az olan durum daha tercihlidir ve daha fazla sıklıkla meydana gelir. Bu durumda Şekil 2.1'deki hareket diyagramını enerji seviyelerini de kapsayacak şekilde, Şekil 2.2'deki genişletmek olanaklıdır.



Şekil 2.2. Bir I spinin H_0 dış alanı içindeki enerji seviyeleri

Bu diyagramdaki E_1 , enerjisi az olan spini yani huni yüzeyinde dönen spini göstermektedir. Diyagramdaki E_2 ise enerjisi fazla olan spini yani ters huni yüzeyinde dönen spini göstermektedir.

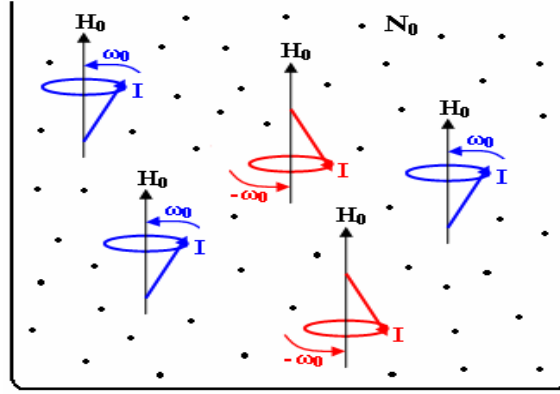
Şekil 2.1 ya da Şekil 2.2'deki yerleşimin, tüp ya da beden içindeki spinin gerçek konumları olmaktadır. Bu şekillerin, herhangi iki spinin H_0 içindeki hareketini anlattığını; hareketin enerji ile eş anlamlı olduğunu yani hareketten bir enerji oluştuğunu da önemle belirtelim. Bu nedenle Şekil 2.2'ye hareket-enerji diyagramı ya da sadece enerji seviyeleri diyagramı denilebilir.

H_0 var ise enerji seviyeleri de vardır. H_0 ortadan kalktığında enerji seviyeleri de kaybolur yani enerji seviyelerinin varlığı, H_0 alanının varlığının açık ve peşin kanıtıdır. Bu nedenle de enerji seviyelerinin yanına H_0 yazılması ya da yazılmaması bu durumu değiştirmez.

2.1.2 Çözültideki çıplak atomların dış H_0 manyetik alandaki davranışı

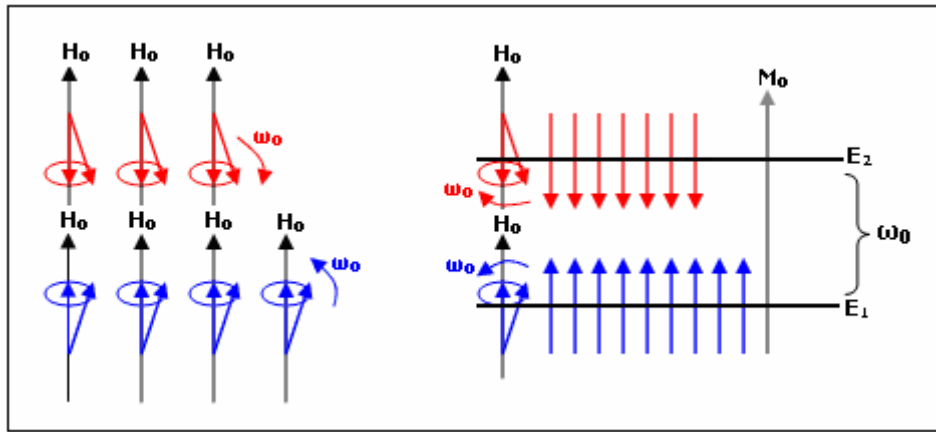
Bir dış H_0 alanı içine yerleştirilen spinler, bu alan etrafında, ya huni yüzeyinde ya da ters huni yüzeyinde dönerler. Bu hareketleri yapan spinlerin tümünü, gerçek yerlerinde resmetmek imkânsızdır. Ancak bu spinlerin bazılarının gerçek yerleri,

temsili olarak, Şekil 2.3’ deki gibi resmedilebilir. Şekil 2.3’ ün içindeki ilave noktalar, gerçek spin sayısının büyük bir N_0 (Avagadro sayısı mertebesinde) olduğunu anlatmaktadır.



Şekil 2.3. Bir örnek içindeki spinlerin H_0 manyetik alanı içindeki davranışı

Daha önce söylendiği gibi huni yüzeyinde dönen spinler az enerjili ve ters huni yüzeyinde dönen spinler ise daha fazla enerjili olmaktadır. Aynı hareket ya da aynı enerjiye sahip olan spinlerden bazıları yan yana dizdirilirse, Şekil 2.4’deki gibi, temsili bir hareket-enerji diyagramı elde edilir.



Şekil 2.4. Bir örnek içindeki spinlerin temsili hareket-enerji diyagramı

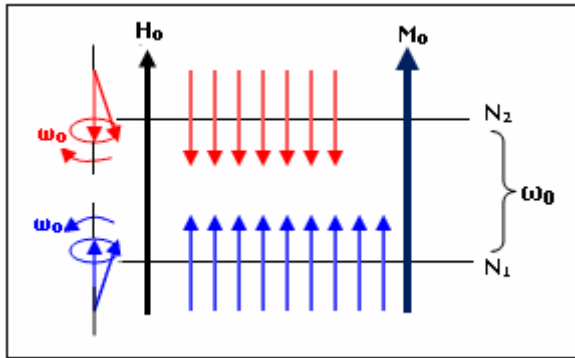
Şekil 2.4’ deki hareket diyagramının alt sırasında yer alan tüm düşük enerjili haller 4 tane spin çizimi ile; üst sırada yer alan tüm yüksek enerjili haller ise 3 tane spin çizimi ile temsil edilmiştir. Ancak bunun bir temsili gösterim olduğunu ve her bir enerji seviyesinde avagadro sayısı ile mukayese edilebilir miktarda spin bulunduğunu hiçbir zaman unutmayalım.

Şekil 2.4'deki okların, düşük enerjili harekete sahip spinleri yan yana gösterdiğini; diğer okların ise yüksek enerjili hareketlere sahip spinleri yan yana gösterdiğini hatırlatmakta yarar vardır. Diğer bir söyleyişle, E_1 enerjili spinlerin gerçek sayısı N_1 ; E_2 enerjili spinlerin gerçek sayısı ise N_2 olmaktadır.

Vektörel bir nicelik olan ve örnek içinde farklı yerlerde bulunan spinleri şekil 9b' deki gibi yan yana getirmenin doğru olup olmadığını da göz irdeleyelim. Bu spinlerin bir kısmının I_z -bileşeni, $+Z$ boyuncadır. Vektörleri paralel kaydırmak, vektörün özelliklerini bozmadığından; örnekte farklı yerlerde bulunan bu tip vektörleri, kaydırma yolu ile şekil 2.4 deki gibi yan yana getirebiliriz. Aynı açıklama üst seviye spinleri için de geçerlidir.

2.1.3 Mıknatıslık ya da sinyal şiddeti

Şekil 2.4 te E_1 seviyesinde yukarıya olarak gösterilen oklar, spinlerin H_0 alanına paralel bileşenini; E_2 seviyesinde aşağı yönlü olarak gösterilen oklar ise spinlerin H_0 alanına zıt paralel olan bileşenini göstermektedir. İstatistik Fizik'e göre: huni dönüşü spinlerin sayısı, ters huni dönüşü yapan spinlerin sayısından fazladır. Bu nedenle alt enerji seviyesine daha fazla spin dizilir. Diğer bir söyleyişle alt enerji seviyesinde daha fazla ve üst enerji seviyesinde daha az spin vardır. Bu nüfus farkının bileşkesi bir M_0 mıknatıslanmasına yol açar. Sinyal bu mıknatıslanmadan üretilir. Sinyali veren mıknatıslanma da şekil 2.4' de verilmiştir. İstatistik değerleri verebilmek için spinlerin enerji seviyelerine dağılımını ve bu dağılımdan elde edilen bileşke manyetizasyonu (M_0) yeniden verelim.





Şekil 2.5. Bir örnek içindeki spinlerin enerji seviyelerine yerleşiminin temsili gösterimi

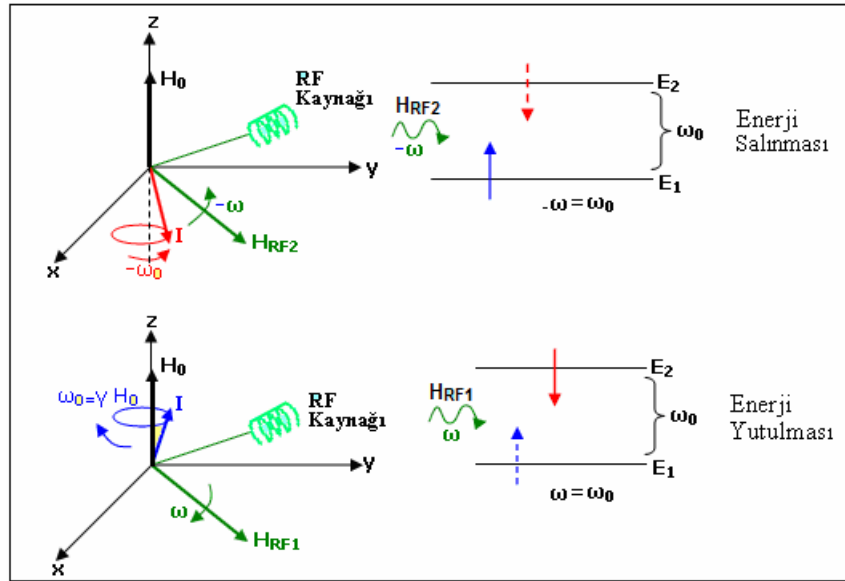
Şekil 2.5 deki her bir enerji seviyesine spinlerin yerleşmesi Boltzmann kuralına göre olur. Buna göre

$$N_1 = C e^{-E_1/KT} \quad \text{ve} \quad N_2 = C e^{-E_2/KT}$$

olarak yazılır. Denklem alt enerji seviyesine daha fazla ve üst enerji seviyesine daha az spin yerleşeceğini ortaya koyar. $M_0 = \text{sabit} \cdot (N_1 - N_2) \cdot I$ olarak yazılabilir. H_0 alanına paralel M_0 mıknatıslanmasını veren duruma, Boltzmann dengesi de denir.

2.1.4 RF Pulsu (H_{RF}) ve Uygulanışı

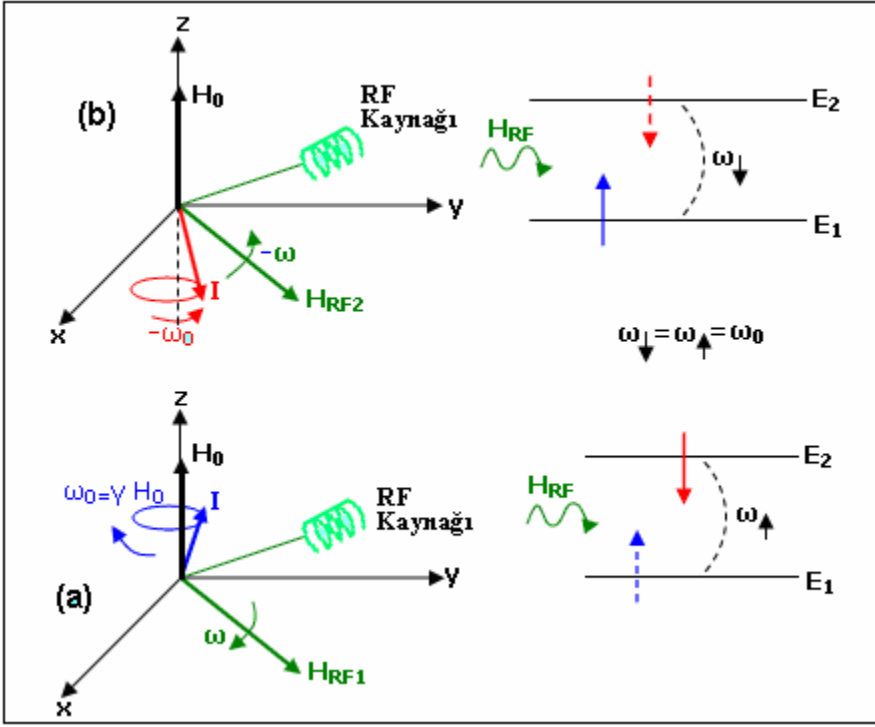
RF pulsu enerji taşıyan bir dalga olmaktadır. Bu puls...  ya da  ile sembolize edilir. Tek bir RF pulsunun dalgası, bir spin tarafından şöyle algılanır: Spini, laboratuvar (X,Y,Z) sisteminin başlangıç noktasına koyalım. Gözlem altındaki spin olarak da nitelendirilen bu spin, H_0 alanı etrafında $\omega = \gamma H_0$ hızı ile döner. RF dalgası ise, RF kaynağı tarafından, X-Y düzleminde ω hızı ile dönen bir H_1 alanı şeklinde üretilir. $\omega = \omega_0$ ' a eşit olunca spin, H_1 ' den enerjiyi alır. Alt enerji seviyesinden üst enerji seviyesine geçer (a) $\omega = -\omega_0$ olunca, üst seviyede olan bir spin alt seviyeye iner (b) Durum, Şekil 2.6' daki gibi gösterilebilir.



Şekil 2.6. Spinin enerji soğurması ve enerji salması

$\omega = \omega_0$ durumuna rezonans denir. Rezonans esnasında H_{RF} ' in enerjisi, iki seviye arasındaki enerji farkına eşittir ($\hbar \omega = E_2 - E_1$). Şekil 2.6 da, RF alanını üreten kaynağın yeri temsilen verilmiştir. Esasında RF alanı, H_0 ' ı üreten bobinin üzerine farklı şekilde sarılmış, diğer bir bobin tarafından üretilir. $H_{RF} \ll H_0$ ve H_{RF} , H_0 ' a diktir.

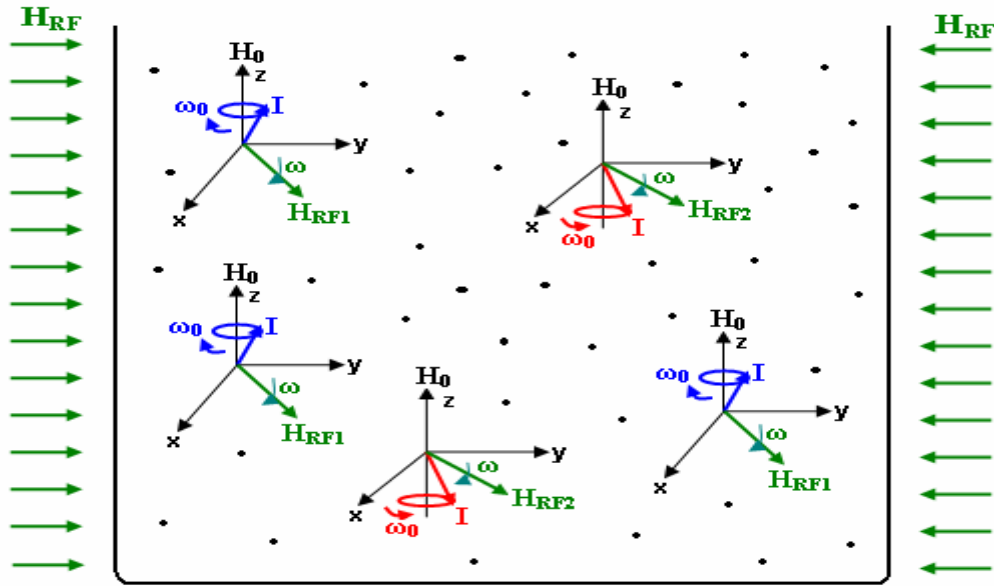
Şekil 2.6 de gösterildiği gibi iki tane H_{RF} vardır. Bunlardan biri, huni yüzeyinde dönen spini rezonansa götürür. Diğeri ise ters huni yüzeyinde dönen spini rezonansa götürür. Bu iki alan birbirine zıt yönde döner. H_{RF} ' in etkisi ile bir spinin üst enerji seviyesine çıkma olasılığı olan ($w \uparrow$), alt enerji seviyesine inme olasılığı olan ($w \downarrow$) ile aynıdır (Şekil 2.7).



Şekil 2.7. Spin üst seviyeye çıkmasını ve üst seviyeden inmesini temsil eden olasılıklar

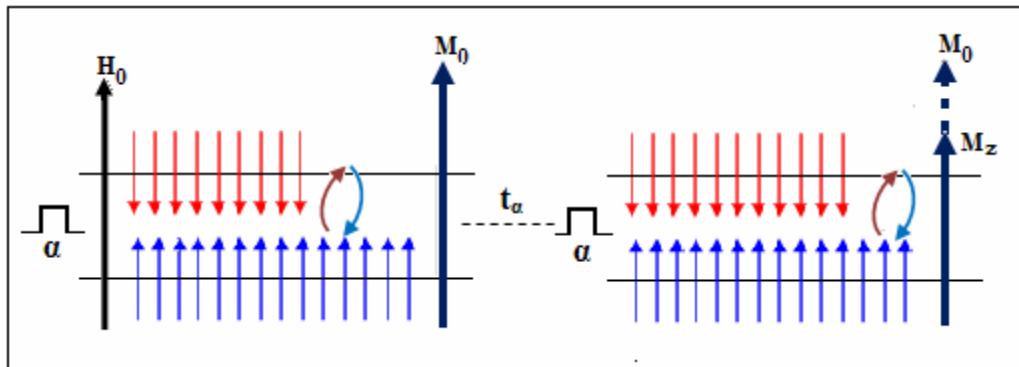
2.1.5 RF pulsunun bir spin topluluğuna uygulanışı

X-Y düzleminde dönen H_{RF} (H_1 olarak da yazılır) alanı şeklinde üretilen RF dalgası, aslında tüm örneğe uygulanır. Bu nedenle de örnek içindeki tüm spinler, bu alanı hisseder. Durum temsilen, Şekil 2.8 deki gibi çizilebilir.



Şekil 2.8. Tüp içindeki spinlere Hrf in uygulanması

Şekil 2.8'deki süreci, spinleri görebilen bir gözlükten bir gözle izlediğimizi varsayalım. Sisteme bir H_{RF1} pulsu bir t zamanı kadar uygulayalım. Spin gözlüğü ile bakıldığında, örnekteki spinlerin bir kısmı H_1 ' den enerji kazanır ve üst seviyeye geçer. Bazı spinler, H_1 'den enerji kaybederek alt seviyeye iner. Alt seviyenin nüfusu fazla olduğundan, üst seviyeye geçişler daha fazla olur. Bu nedenle üst seviyedeki spin sayısı giderek artar. Bu esnada M_z mıknatıslanması giderek küçülür. Durum Şekil 2.9 deki gibi olur.

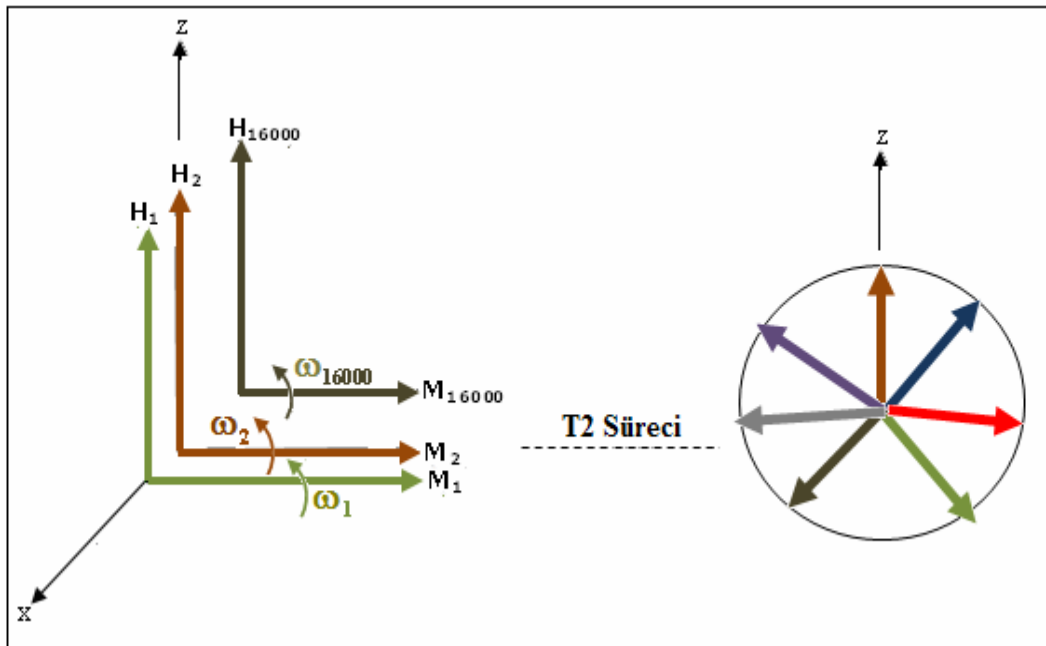
Şekil 2.9. H_{RF} ya da α pulsunun etkisiyle enerji seviyeleri arasında geçişler

M mıknatıslanmasını gören bir sistemden bakıldığında, M_0 mıknatıslanmasının, H_1 etrafında, α açısı kadar döndüğü görülür. Bu nedenle M_z mıknatıslanması da giderek küçülür. Durum, Şekil 2.10 'daki gibi şematize edilebilir.

Bu şeklin sol kısmında, gözlem altındaki bir spinin S ya da I çevresi ile nasıl etkileştiğini gösteriyor. Bu etkileşim, sistem içerisindeki her spin için benzer şekilde meydana gelir. S tarafından xy düzleminde kurulan H_{xys} ya da I tarafından kurulan H_{xyi} 'nin dönme frekansı, gözlem altındaki I spininin H_z alanı etrafındaki dönme frekansına eşit olunca enerji yutulur veya salınır. Bu esnada bazı spinler enerji alarak yukarı geçer, bazıları da enerji salarak aşağı iner (şeklin orta kısmı). Saniye başına aşağı inen spin sayısı, yukarı çıkandan fazla olacağından; spin sistemi gittikçe enerji kaybeder ve orijinal denge durumuna döner. Orijinal duruma dönüş süresi T_1 olarak verilir. Bu esnada M_z manyetizasyonu M_0 değerine ulaşmıştır.

2.1.7 Spinlerin defaze olması ve T_2 süreci

T_1 süreci anlatılırken, sürece daha çok spin gözlüğünden bakıldı. T_2 sürecine ise makroskopik gözlükten bakmak daha öğreticidir. 90° derece pulsu kesildikten sonra, laboratuvar sistemine döndüğümüzü belirtmiştik. Laboratuvar sisteminde görebileceğimiz H_d alanları, z-boyunca yönelmiş, $H^{(1)}_1, H^{(1)}_2, \dots, H^{(1)}_{16000}$ alanları olmaktadır. Bunlarla birebir ilişkili $M^{(1)}_1, M^{(1)}_2, \dots, M^{(1)}_{16000}$ alanları da artık y- yönüne yatmıştır. $M^{(1)}_1, H^{(1)}_1$ etrafında, $w^{(1)}_1$ hızı ile; $M^{(1)}_2, H^{(1)}_2$ etrafında $w^{(1)}_2$ hızı ile; ..., $M^{(1)}_{16000}, H^{(1)}_{16000}$ etrafında, $w^{(1)}_{16000}$ hızı ile döner. Bu hızlar farklı olduklarından $M^{(1)}_1, M^{(1)}_2, \dots, M^{(1)}_{16000}$ alanları zamanla defaze olur. Durum, Şekil 2.12 de gösterilmiştir.

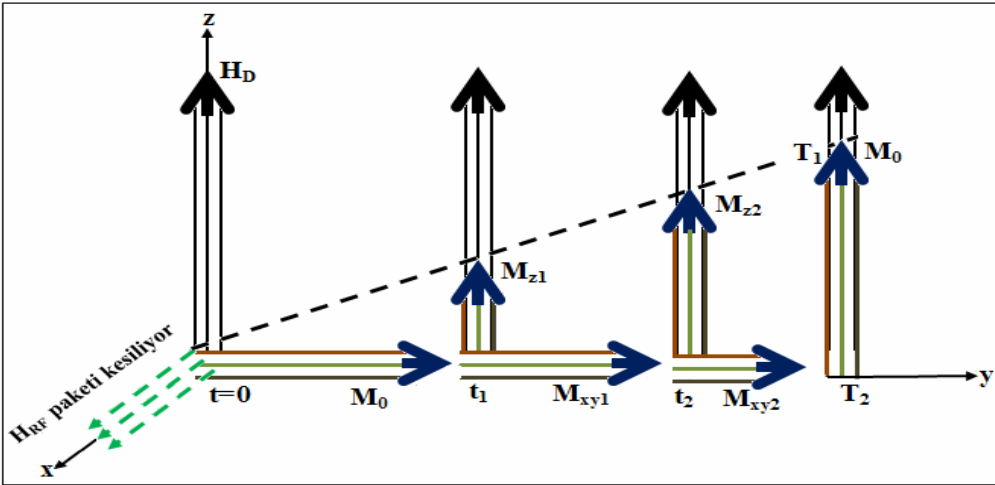


Şekil 2.12. Spinlerin defaze olma süreci

Şekilde görüldüğü gibi defaze olma süreci T_2 zamanı içinde gerçekleşmiştir. Tüm spinlerin aynı yönde olduğu durumdan (ilk resim), spinlerin rastgele dağıldığı (son resim) kadar geçen süreye T_2 spin-spin durulma zamanı denir.

2.1.8 T_1 ve T_2 durulmalarının makroskopik bakış ile anlatımı

Örneğe x -ekseni boyunca 90 derecelik bir RF puls paketi uygulanırsa, $M_1, M_2, \dots, M_{16000}$ bileşenlerini içeren M_0 mıknatıslanması dönerek y -ekseni boyunca uzanır (Şekil 2.12). RF puls kesildikten sonra, spinlerin enerjilerini çevrelerine aktarmaları sonucu, mıknatıslanma z -ekseni boyunca artarak yeniden kurulur. (xy) düzlemindeki M_{xy} ise, $M^{(1)}_1, M^{(1)}_2, \dots, M^{(1)}_{16000}$ bileşenlerinin defaze olmaları sonucu, gitgide azalarak sıfıra gider (Şekil 2.13).



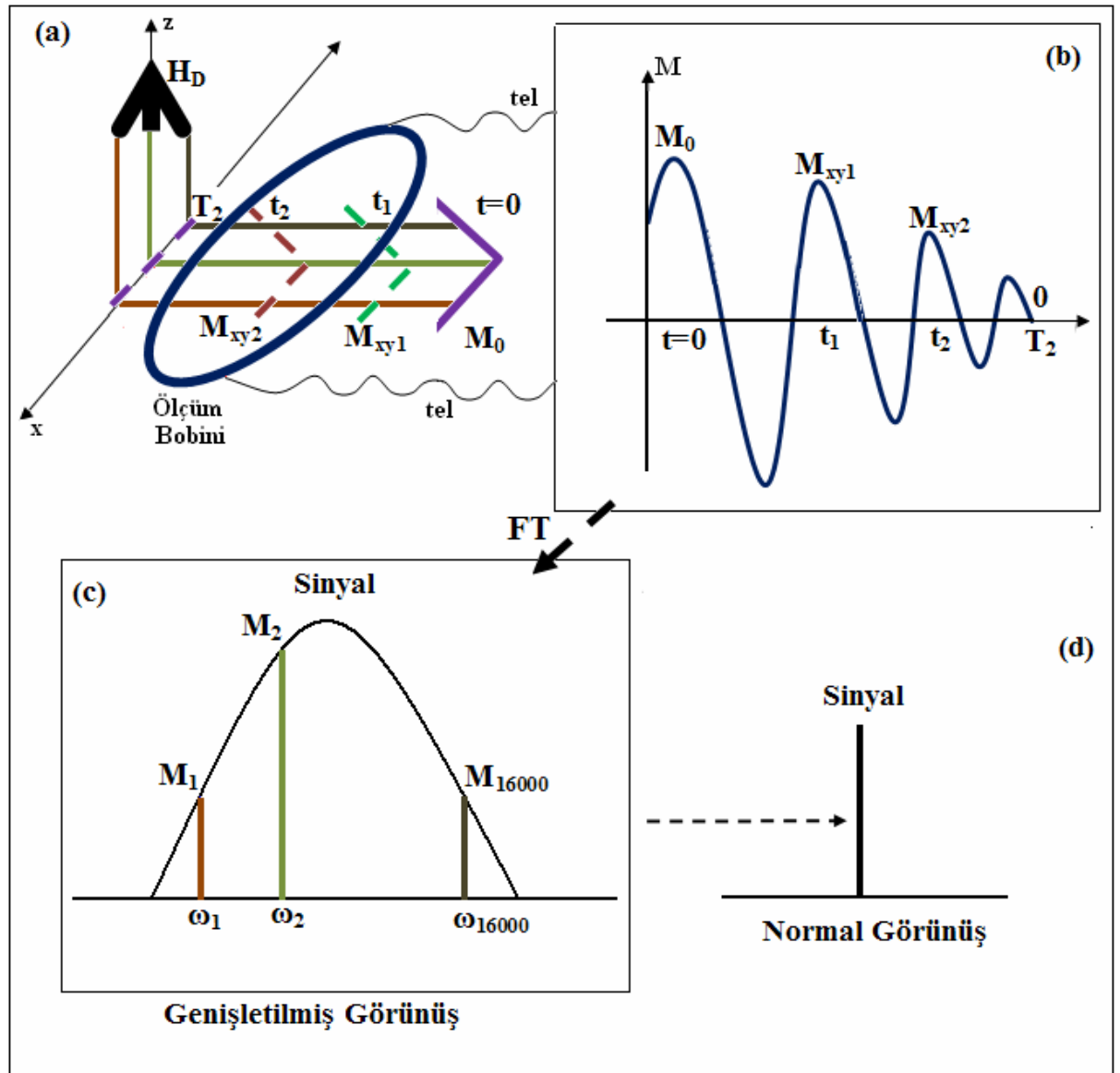
Şekil 2.13. Spinlerin defaze olma süreci

Spin-örgü durulma zamanı (T_1), mıknatıslanmanın z -ekseni boyunca artarak denge (M_0) değerine ulaşma sürecini karakterize eder. Spin-spin durulma zamanı T_2 ise, M_{xy} mıknatıslanmasının sıfıra gitme süresini karakterize eden bir zamandır. $1/T_1$ spin-örgü, $1/T_2$ ise spin-spin durulma oranlarını gösterir.

2.1.9 NMR sinyalinin (FID) kayıt edilmesi

NMR sinyalini ölçen bobin y -ekseni boyunca uzanır. Yani y -ekseni, silindirik ölçüm bobinin de eksenidir. Şekil 2.12 'de görüldüğü gibi, mıknatıslanma y -yönüne yatırıldıktan sonra, RF pulsü hemen kesilmiştir. Bu nedenle de artık laboratuvar sisteminde bulunuyoruz. Şeklin (a) kısmında z - yönündeki H_D alanını görmekteyiz. Bu

alanın bileşenleri $H_1, H_2, \dots, H_{16000}$ olmaktadır. Ayrıca y-yönüne yatmış bileşke M_0 manyetizasyonu da görülüyor Bunun da bileşenleri $M_1, M_2, \dots, M_{16000}$ olmaktadır. M_1 H_1 etrafında ω_1 , M_2 H_2 etrafında $\omega_2, \dots, M_{16000}$ H_{16000} etrafında ω_{16000} ile döndüğünü biliyoruz. Bu farklı dönüş hızları nedeniyle, M_0 'ın bileşenleri defaze ediyordu. Bu nedenle bileşke mıknatıslanma gitgide küçülerek, t_0 anında M_0 , t_1 anında M_{xy1} ve t_2 anında M_{xy2}, \dots, T_2 anında ise sıfır oluyordu. M_{xy1}, M_{xy2} ve .. M_{xy3} bileşke alanlarının her birinin bünyesinde 16000 alt alanı bulunduğunu unutmayalım.



Şekil 2.14. NMR Sinyalinin Elde Edilmesi

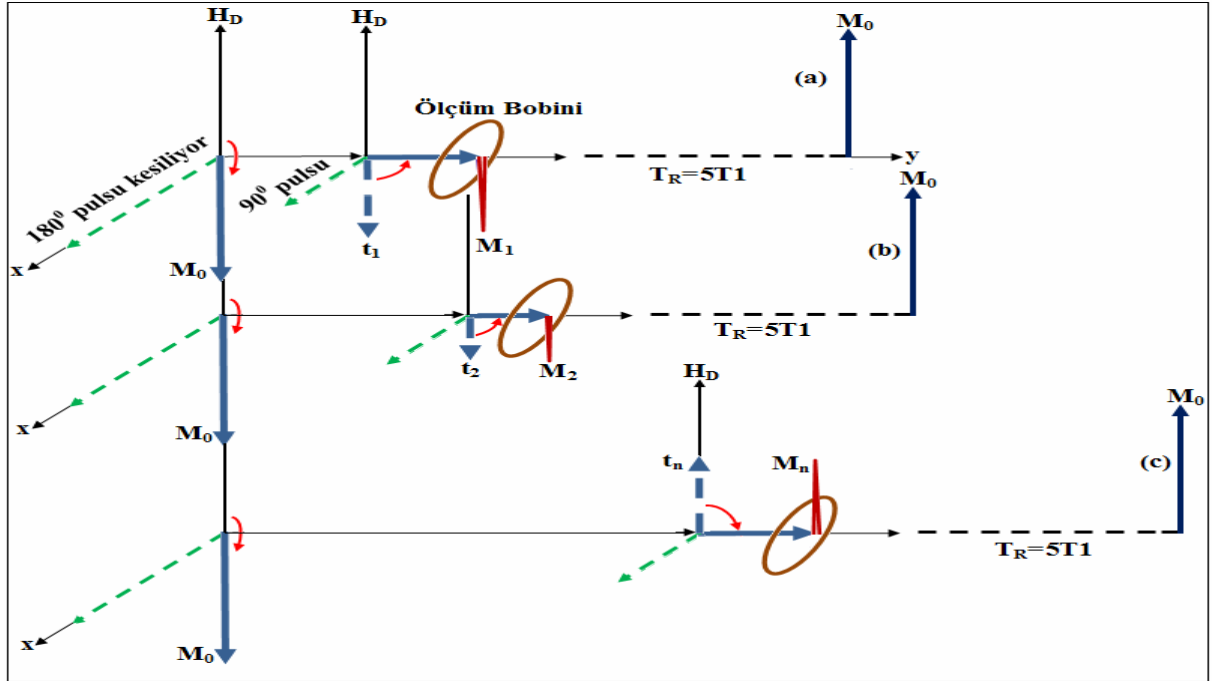
Şeklin (a) kısmında y-yönüne yatmış mıknatıslanmayı saran bir sinyal ölçüm bobini vardır. Bileşke alanın küçülmesi esnasında, manyetik akı değişmesi sonucu,

ölçüm bobininde bir indüksiyon akımı doğar. İndüksiyon akımı, M_{xy} mıknatıslanması ile orantılı olduğundan, zamanla gitgide küçülür. Bu akımın değişimi, teller üzerinden ekrana taşınır (b). Akımın değişimi ile M 'nin değişimi paralel olduklarından; bileşke alanın t_1 anında M_1 değeri, t_2 anında M_2 değeri ve t_3 anında M_3 değeri ve T_2 anındaki sıfır değeri ekrana taşınmış olur. Ekranda görülen sinyale Free Induction Decay (FID) ya da Serbest Bozunum sinyali denir. FID, bileşke alanın zamana göre değişimidir. Bileşke alan T_2 süresinde defaze olduğundan FID'ın süresi T_2 mertebesinde. Bunun Fourier Transformu (FT) alınarak, spektrum elde edilir. FT, M_1 alt bileşenini ω_1 , M_2 alt bileşenini ω_2, \dots M_{16000} alt bileşenini ω_{16000} frekansına yerleştirilir. W' lar bir birine bitişik olduklarından; alt bileşenler de bitişik olur ve tek sinyal gözlenmiş gibi gözükür.

2.1.10 Puls Adımları

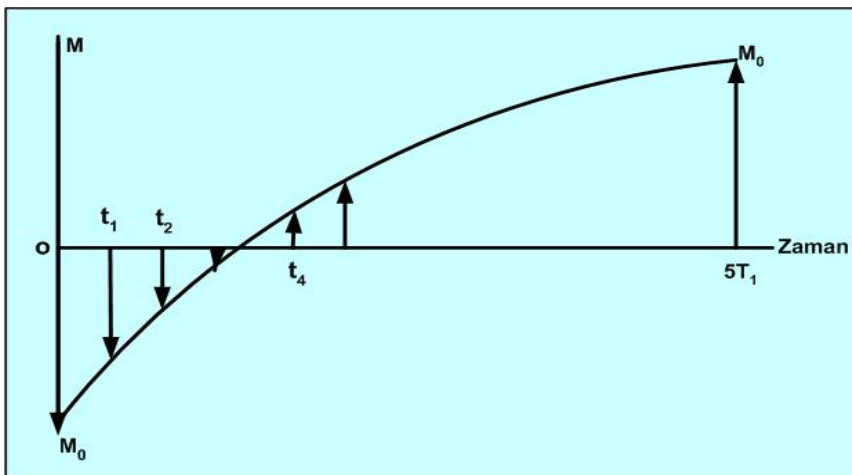
2.1.10.1 Inversion recovery puls adımları

Inversion recovery Puls adımı (180° puls uygulama- M nin kısılması için bekleme- 90° puls uygulama- sinyal ölçme ve z yönündeki M nin ilk M_0 değerine varması için bekleme) aşamalarını kapsar. Kısaca (180° - t - 90° - T_R) olarak gösterilir. Bu adım T_1 ölçümünde kullanılır. Bir tek adımın aşamaların açıklanması şöyledir: Örneğe önce 180° derece puls uygulanarak mıknatıslanma terslenir ve 180° derece puls kesilir. Sonra bir t_1 süresi beklenecek z -yönündeki mıknatıslanmanın biraz kısılması sağlanır. Bu süreye inversion delay denir ve T_1 ile gösterilir. Sonra örneğe 90° derece puls uygulanarak, mıknatıslanma y -yönüne çevrilir ve M_{t1} sinyali ölçülür. Ölçmeden sonra mıknatıslanmanın ilk M_0 değerine ulaşması için bir yeteri kadar uzun bir süre beklenir. Bu süreye de puls repitation time denir ve T_R ile gösterilir. Bu işlemler sonunda 1. adımın uygulanması bitmiştir. Bu adım Şekil 2.15 deki gibi resmedilebilir:



Şekil 2.15. İnversion Recovery Puls Adımları

Yukarıda anlatılan, (180-t-90-TR) adımı, sadece bekleme süreleri olan t 'lar artırılarak peş peşe uygulanır. T_1 bekleme süresine karşılık M_1 (b) , t_2 bekleme süresine karşılık M_2 (c) , t_n bekleme süresine karşılık M_n (d) sinyalleri elde edilir. M_{t_1} , M_{t_2} , ..., M_{t_n} sinyallerinin zamana karşı grafiğe geçirilmesinden, 2.16 şekli elde edilen bir IR eğrisi bu eğrinin temsil ettiği bağıntıdan da T_1 süresi elde edilir.

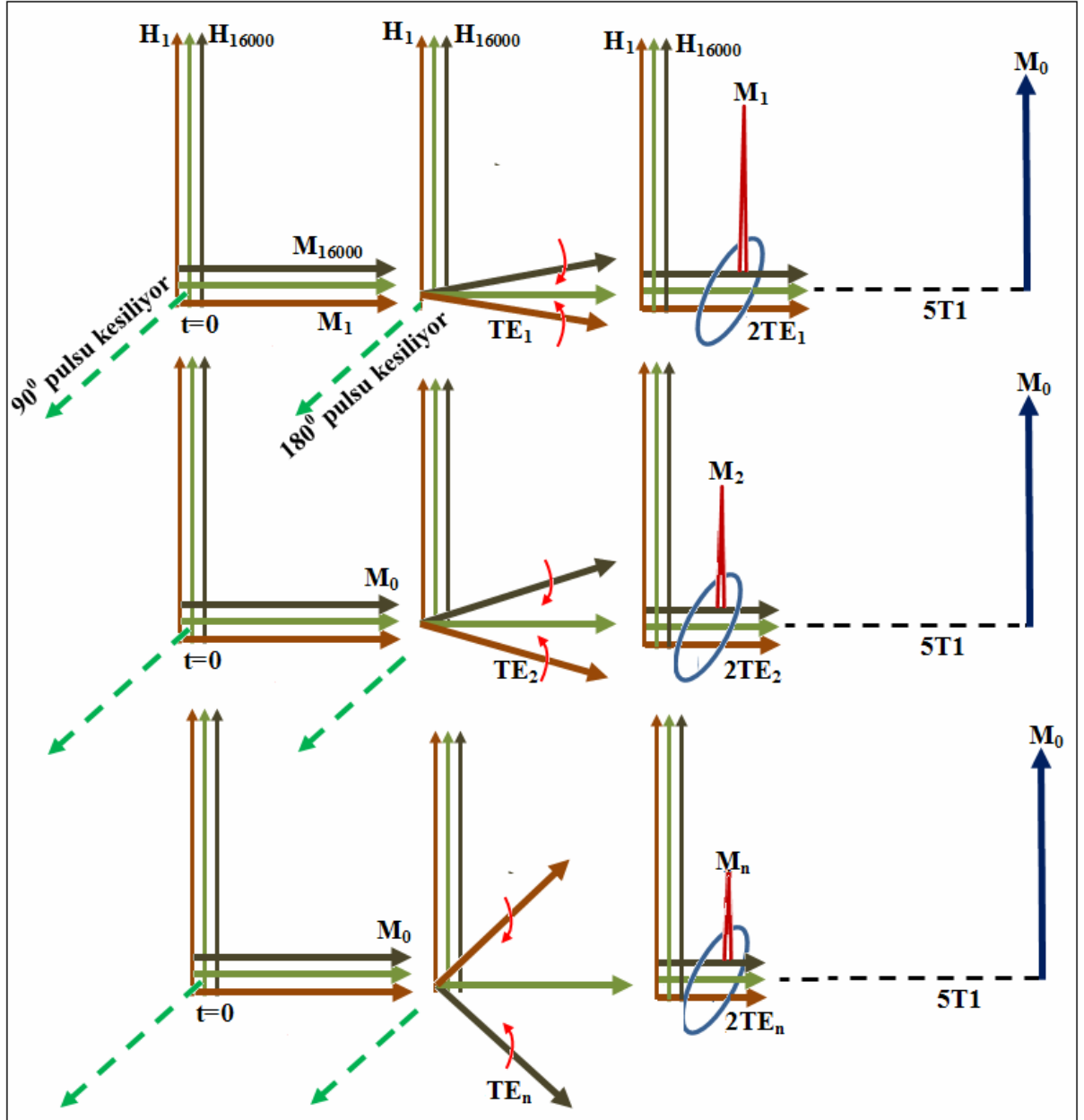
Şekil 2.16. T_1 zamanını veren IR eğrisi

Bu eğri aşağıdaki formulere uyar ve T_1 bu formülden elde edilir,

$$M_z = M_0 (1 - 2e^{-t/T_1}) \quad (2.1)$$

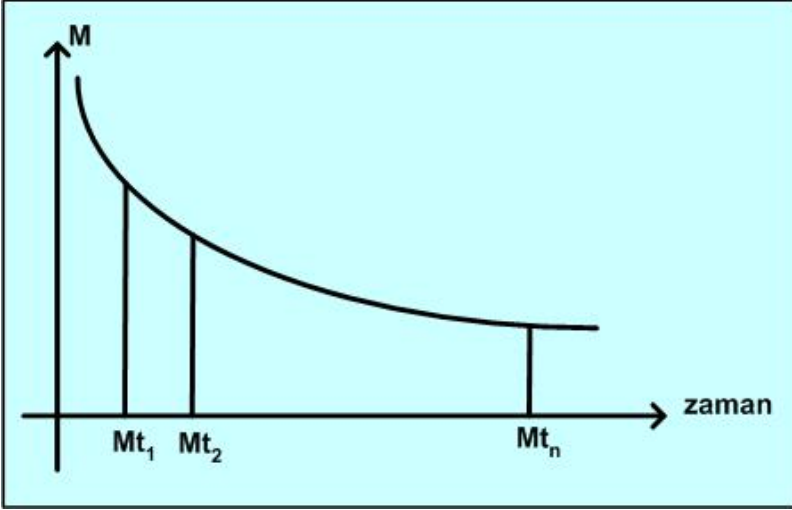
2.1.10.2 Spin-Echo puls adımı

Bu adım (90 derece puls uygulama – M_{xy} nin kısılması bir bekleme-180 derece puls uygulama – aynı süre bekleme - sinyal ölçme - z -yönündeki M_z ' nin ilk M_0 değerine ulaşması için bekleme) aşamalarını kapsar. Kısaca (90-t-180-t-TR) ile gösterilir. Bu aşamaların açıklanması şöyledir: Örneğe önce 90 derece puls uygulanarak mıknatıslanma y -eksenine yatırılır. Sonra bir T_e süresi beklenerek y -yönündeki mıknatıslanmanın biraz kısılması sağlanır. Bu bekleme T_e süresine echo time denir. Sonra örneğe 180° puls uygulanarak defaze olan spinlerin yönleri terslenir ve daha sonra T_e kadar beklenerek spinlerin Y - yönünde toplanması sağlanır ve M_1 sinyali ölçülür. Sonra da z -yönündeki mıknatıslanmanın ilk M_0 değerine ulaşması için T_R süresi kadar beklenir. Birinci adımın uygulanması Şekil 2.17 de verilmiştir.



Şekil 2.17. Spin-Echo Puls Adımı

Yukarıda anlatılan, $(90^\circ-t-180^\circ-t-TR)$ adımı, sadece bekleme süreleri olan t 'lar artırılarak peşpeşe uygulanır. T_1 bekleme süresine karşılık M_1 (b), t_2 bekleme süresine karşılık M_2 (c), t_n bekleme süresine karşılık M_n (d) sinyalleri elde edilir. Bu sinyallerin T_e zamanlarına karşı grafiğe geçirilmesinde aşağıdaki Şekil 2.18 ile gösterilen spin-echo bozunum eğrisi elde edilir. Bu eğrinin temsil ettiği bağıntıdan da T_2 süresi elde edilir.



Şekil 2.18. T_2 bozunum eğrisi

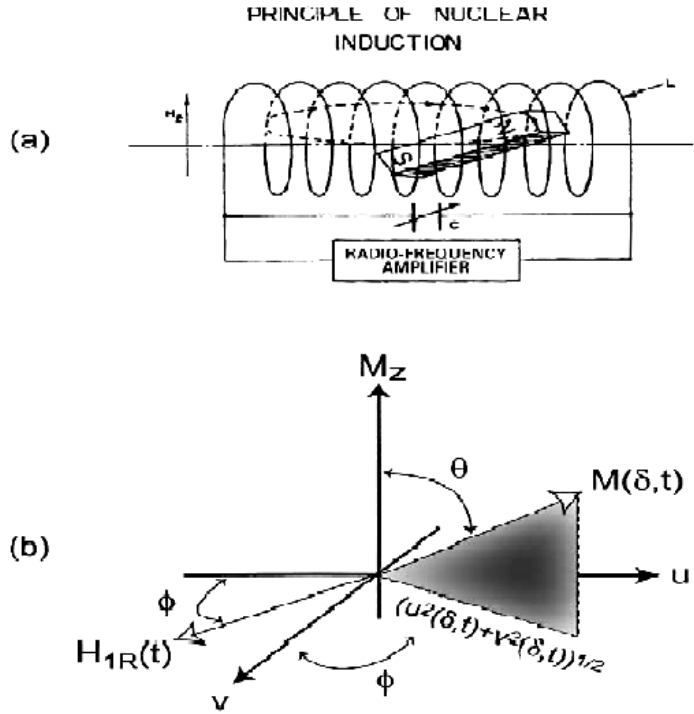
Bu eğri aşağıdaki formüllere uyar ve T_2 bu formülden elde edilir,

$$M_{xy}(t) = M_0 e^{-t/T_2} \quad (2.2)$$

2.2. Radyasyon Dampingin Temel Teorisi

2.2.1 Spin-Devre Etkileşmesi

Radyasyon dampingin NMR presesyon sinyalleri ve spektrumları üzerine etkisini anlamamanın en iyi yolu NMR deneyleridir. Şekil 2.19(a) daki düzenekte tipik olarak L indüktanslı bir bobin içersinde bir rf bobini bulunmakta ve bunlar C sığalı bir kondansatöre bağlı bulunmaktadır, ω_0 uygulanan dış manyetik alanının larmor frekansıdır. Bir rf dış alanı yokluğunda örneğin manyetizasyonu +z yönünde H_z ile aynı yönde kurulur ve büyüklüğü Boltzmann istatistiği ile tanımlanır.



Şekil 2.19 LC Devresi

Rezonans frekansına yakın bir rf dış alanı uygulandığında M ile tanımlanan örneğin manyetizasyon vektörünü x-y düzlemine yatıracaktır. Eğer rf pulsu 90° pulsu ise manyetizasyon tamamen x-y düzleminde olacaktır. Bu manyetizasyon H_z alanı tarafından bir dönme torku etkisi altında kalacak ve +z eksenini etrafında presesyon hareketi yapacaktır. Presesyon hareketi yapan manyetizasyonun rf bobini üzerinde göz önünde bulundurulması gereken bir çok etkisi vardır. Gerçek örnek ve bobin gerçek fotonları değiş tokuş ederler, fakat yakın alan limitinde klasik modelin uygulanması

daha faydalıdır(Hoult, Gingsberg 2001). Bu limitte manyetizasyon bobin etkileşmesinin spin dinamiği üzerine etkisi denge durumuna geri dönen örneğin yaydığı enerjinin rf bobini tarafından yutulması ile açıklanabilir(Pound, Bloembergen 1954). Alternatif olarak salınan manyetik alanın dönen manyetizasyon tarafından oluşturulduğu da göz önünde bulundurulabilir. Faraday yasasına göre bu alan rf bobininde bir elektromotor kuvvet indükler, ve bu kuvvet

$$V = -4\pi\xi\eta A \frac{d}{dt} M_x(t) \quad (2.3)$$

ile verilir. Burada rf bobini +x eksenini boyunca dış alan +z olup, η bobinin sarım sayısı, ξ dolgu faktörü ve A rf bobininin yüzey alanıdır. Elektromotor kuvvet şekil 2.19(a) da verilen NMR tankındaki tüm bileşenlerde voltaj düşmesinde rol oynar. Bu voltaj düşmesi kirchoff yasaları ve denklem 2.3 yardımı ile

$$L \frac{d}{dt} I(t) + RI(t) + \frac{1}{C} \int_0^t I(t') dt' = -4\pi\xi\eta A \frac{d}{dt} M_x(t) \quad (2.4)$$

tanımlanır, burada R bobini oluşturan maddenin saf direncidir. Denklem 2.4deki integrali almak zordur. Bu nedenle denklemin her iki tarafının zamana göre türevi alınarak laboratuvar çerçevesinde spin-bobin etkileşmesini tanımlayan

$$L \frac{d^2}{dt^2} I(t) + R \frac{d}{dt} I(t) + \frac{I(t)}{C} = -4\pi\xi\eta A \frac{d^2}{dt^2} M_x(t) \quad (2.5)$$

denklemini elde edilir(Augustine, Hahn 1998).

Rf bobininin içinde dönen rf alanından dolayı bobinde bir akım oluşur. Denklem 2.5teki akım ile değişken rf reaksiyon alanı arasındaki ilişki Larmor frekansı $H_{IR}(t)$ sınırlarında;

$$I(t) = \sqrt{\frac{V_c}{\pi L}} H_{IR}(t) \cos(\omega t + \phi) \quad (2.6)$$

ile verilir. Burada V_c sarım sayısı, ω Larmor frekansına yakın bir frekans olup ve ϕ ise akımın faz açısıdır. $M_x(t)$ manyetizasyonu ω frekansında enine manyetizasyon bileşeni $v(\delta, t)$ ve dönme çerçevesinin manyetizasyonu $u(\delta, t)$ cinsinden

$$M_x(t) = u(\delta, t) \cos(\omega, t) + v(\delta, t) \sin(\omega, t) \quad (2.7)$$

ile yazılabilir. Burada denge frekansı Larmor frekansı ile devrenin rezonans frekansı

$\omega = \sqrt{\frac{1}{LC}}$ arasındadır ve $\delta = \omega - \omega_0$ olarak tanımlanmıştır. Denklem 2.6 ve 2.7denklem

2.5 de yerine konarak düşme teriminin ω^{-n} ile $n > 1$ ve $q = \frac{\omega L}{R}$ limitinde uyumlu olduğu değişken katsayılar yaklaşımı uygulanır ise reaksiyon alanı bileşenler cinsinden;

$$\gamma Y H_{IR}(t) = - \frac{v(\delta, t)}{M_0 T_R} \quad (2.8)$$

ve

$$\gamma X H_{IR}(t) = + \frac{u(\delta, t)}{M_0 T_R} \quad (2.9)$$

ile verilir. Burada γ jromanyetik oran, $T_R = (M_0 2\pi \gamma Q \xi)^{-1}$ radyasyon damping zaman sabiti ve x ve y dönme çerçevesinin birim vektörleridir. Q nun etkisini azaltan ve manyetizasyona ilave kaymalar ekleyen problemler burada göz önünde bulundurulmamıştır. Şekil 2.19(b) $u(\delta, t)$, $M_z(\delta, t)$ ve $H_{IR}(t)$ arasındaki ilişkiyi açıklar.

Açık olarak $H_{IR}(t)$, 90° faz açısı ile u- v düzleminde $u(\delta, t)x + y$ vektörü ile presesyon yapar ve büyüklüğü $u^2(\delta, t) + v^2(\delta, t)^{1/2} / \gamma T_R M_0$ ile verilir. Q ve ϕ kutuplanma açıları isometrik vektör $M(\delta, t)$ 'nin şekil 2.19(b) deki yönelimini tanımlar. Bloom'un $\frac{dM}{dt} = -\gamma M \times H$ ile $H = [x \cdot H_{IR}(t)]x + [y \cdot H_{IR}(t)]y + [\frac{\delta}{t}]k$ denklemleri reaksiyon alanının bileşenlerini içeren denklem 2.8 ve 2.9 uygulanarak üç manyetizasyon bileşeninin zaman içerisindeki davranışı bir isometrik vektörün dönme çerçevesindeki hareket denklemleri;

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} M_z(\delta, t) &= \frac{v^2(\delta, t) + u^2(\delta, t)}{M_0 T_R} \\ \frac{d}{dt} v(\delta, t) &= - \frac{v(\delta, t) M_z(\delta, t)}{M_0 T_R} - \delta u(\delta, t) \\ \frac{d}{dt} u(\delta, t) &= - \frac{u(\delta, t) M_z(\delta, t)}{M_0 T_R} + \delta v(\delta, t) \end{aligned} \quad (2.10)$$

ile verilir.

Bu lineer olmayan Bloch denklem setleri Bloom'un $T_1 = T_2 = \infty$ limitindeki denklemleri ile özdeştir. Yalnız radyasyon damping te tek bir çizgi üzerine uygulanabilmesine rağmen denklem (2.10) yararlı bir fiziksel anlayış sağlar. Bu denklemlerin ilginç bir özelliğide korunumlu olmalarıdır.

Örneğin $M^2(\delta, t) = u^2(\delta, t) + M_z^2(\delta, t)$ değerinde $dM^2(\delta, t)/dt=0$ dır. Bu gerçek her manyetizasyon bileşenini için zamanın fonksiyonu olan genellikle analitik çözümler tanımlamayı gerektirir.

2.1.2 Homojen Genişleme

Türetilen tek vektör modelinin faydalarını artırmak ve homojen genişlemenin hesaplanabilmesi için denklem 2.10'a T_2 ve T_1 sabitleri ifadesel olarak eklenmelidir. Bu T_2 ve T_1 süreçlerinin denklemlere eklenmesi ile bloch denklemleri

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} M_z(\delta, t) &= \frac{v^2(\delta, t) + u^2(\delta, t)}{M_0 T_R} - \frac{1}{T_1 (M_z(\delta, t) - M_0)} \\ \frac{d}{dt} v(\delta, t) &= -\frac{v(\delta, t) M_z(\delta, t)}{M_0 T_R} - \delta u(\delta, t) - \frac{1}{T_2} v(\delta, t) \\ \frac{d}{dt} u(\delta, t) &= -\frac{u(\delta, t) M_z(\delta, t)}{M_0 T_R} + \delta v(\delta, t) - \frac{1}{T_2} u(\delta, t) \end{aligned} \quad (2.11)$$

radyasyon dampingin ve denge frekansının etkilerinin elde edilebileceği denklem 2.11 dönüşür. Bu denklem tek bir isokromatın radyasyon damping ve relaksasyon etkisi altında oluşumunu tanımlamada kullanılabilir. Denklem (2.9)' un sonuçlarına analitiksel olarak yakın bir sistem çok zordur çünkü $dM^2/dt = -2M_z^2(\delta, t) - M_0 M_z(\delta, t)/T_1 - 2u^2(\delta, t)/T_2 - 2v^2(\delta, t)/T_2$ den dolayı korunumlu değildir. Açık olarak relaksasyon ya da yayılmanın oluşum kaynakları birbirinden farklıdır.

2.2.3 Homojen Olmayan Genişlemeler

Bloom denklemleri ile belirlenmiş isometrik vektör modeli denk (2.10) ve (2.11) homojen olmayan genişleme durumunda uygun değildir. Örnek manyetik alan homojensizliği veya kimyasal kaymadaki dağılımlar verilebilir. Burada isometrik vektör dağılımları radyasyon dampingten dolayı oluşan reaksiyon alanının hesabını içermelidir. δ frekansındaki her isometrik vektör reaksiyon alanına $g(s)$ kadarlık katkı yapar (2.8) ve (2.9) denklemleri bu etkiler göz önünde bulundurularak ortalamaları alınır

$$v_y H_{IR}(t) = -\frac{\int v(\delta, t) g(\delta) d\delta}{M_0 T_R} = -\frac{\langle v(t) \rangle}{M_0 T_R} \quad (2.12)$$

$$v_x H_{IR}(t) = \frac{\int u(\delta, t) g(\delta) d\delta}{M_0 T_R} = \frac{\langle u(t) \rangle}{M_0 T_R} \quad (2.13)$$

denklemleri elde edilir. Burada $v(\delta, t)$ ve $u(\delta, t)$ ' nin dağılım fonksiyonu $g(\delta)$ üzerinden ortalama değerleri $\langle u(t) \rangle$ ve $\langle v(t) \rangle$ olarak tanımlandı. Denklem (2.12) ve (2.13) deki bileşen tanımlamaları Bloch denklemlerinde doğru yerlerine konursa;

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}M_z(\delta, t) &= \frac{\langle v(t) \rangle v(\delta, t) + \langle u(t) \rangle u(\delta, t)}{M_0 T_R} - \frac{1}{T_1} M_z(\delta, t) - M_0 \\ \frac{d}{dt}v(\delta, t) &= -\frac{\langle v(t) \rangle M_z(\delta, t)}{M_0 T_R} - \delta u(\delta, t) - \frac{1}{T_2} v(\delta, t) \\ \frac{d}{dt}u(\delta, t) &= -\frac{\langle u(t) \rangle M_z(\delta, t)}{M_0 T_R} + \delta v(\delta, t) - \frac{1}{T_2} u(\delta, t)\end{aligned}\quad (2.14)$$

Bu lineer olmayan Bloch denklemleri bir tek isokromatın oluşumunu bir $g(\delta)$ dağılımı ile belirterek isokromatlar ve relaksasyon etkilerini birleştirmiştir. $g(\delta)$ 1' e normalize edilir ve $\langle M_z(t) \rangle = \int M_z(\delta, t) g(\delta) d\delta$ ortalama değeri denklem 2.14' ün her iki tarafında yerine bırakılırsa;

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt} \langle M_z(\delta, t) \rangle &= \frac{\langle u(t) \rangle^2 + \langle v(t) \rangle^2}{M_0 T_R} - \frac{1}{T_1} [\langle M_z(\delta, t) \rangle - M_0] \\ \frac{d}{dt} \langle v(t) \rangle &= \frac{\langle v(t) \rangle \langle M_z(t) \rangle}{M_0 T_R} - \langle \delta u(\delta, t) \rangle - \frac{1}{T_2} \langle v(\delta, t) \rangle \\ \frac{d}{dt} \langle u(t) \rangle &= -\frac{\langle u(t) \rangle \langle M_z(t) \rangle}{M_0 T_R} + \langle \delta v(\delta, t) \rangle - \frac{1}{T_2} \langle u(\delta, t) \rangle\end{aligned}\quad (2.15)$$

denklemleri elde edilir.

Bu denklemler üç ortalama manyetizasyon bileşeninin radyasyon damping ve relaksasyon süreçleri boyunca davranışını içerir. Denklem (2.9)' da olduğu gibi bu denklemlerde korunumlu bir sistem oluşturmaz çünkü ;

$$d\langle M^2(t) \rangle / dt = -2(\langle M_z(t) \rangle)^2 - M_0 \langle M_z(t) \rangle / T_1 - 2\langle u(t) \rangle^2 / T_2 - 2\langle v(t) \rangle^2 / T_2 - 2\langle v(t) \rangle \langle \delta u(t) \rangle + 2\langle u(t) \rangle \langle \delta v(t) \rangle$$

terimi sıfırdan farklıdır.

Homojen genişleme ile kıyaslandığında denklem (2.15)' te korunumlu değildir çünkü homojen T_1 ve T_2 terimleri yanı sıra homojen olmayan $\langle v(t) \rangle \langle \delta u(t) \rangle$ ve $\langle u(t) \rangle \langle \delta v(t) \rangle$ terimlerini içerir.

2.2.4 Single Line Radyasyon Damping

Bloch denklemlerinin özel durumlar için çözümleri üzerinde durulursa bu denklemler için genelde iki çözüm ailesi mevcuttur. Birinci grup isomatrik tek vektörün relaksasyonlu ve relaksasyonsuz durumlarda davranışını göz önünde bulundurur. İkinci grup ise bir isomatrik vektör grubunun homojen olmayan bir hat üzerindeki etkisini inceler.

Tek bir isomatrik vektörün radyasyon dampinge katılması durumunda literatürde keşfedilmiş üç yararlı durum vardır. Bunlardan ilki denklem (2.10)' un sonuçlarından $T_1=T_2=\infty$ limitine uyan bir rf pulsu için serbest presesyon sinyalleri için süreksiz çözümler içerir. İkincisi ise radyasyon dampingin $T_1 \neq T_2 \neq \infty$ olduğu CW koşulları altı durum için NMR spektrumları üzerinde etkileri ile ilgilidir. Son olarak üçüncüsü ise radyasyon dampingin serbest presesyon sinyalleri T_1, T_2 üzerindeki etkilerini inceler.

3. MATERYAL VE METOT

Bu çalışmada NMR ölçümleri 25⁰C sıcaklıkta Bruker Avance-400 MHz Proton NMR spektrometresi cihazı yardımıyla alındı. Örnekler 5mm yarıçaplı NMR tüplerine yerleştirildi. Ortam sıcaklığı otomatik sıcaklık kontrol sistemi yardımı ile 25⁰C de sabit tutuldu.

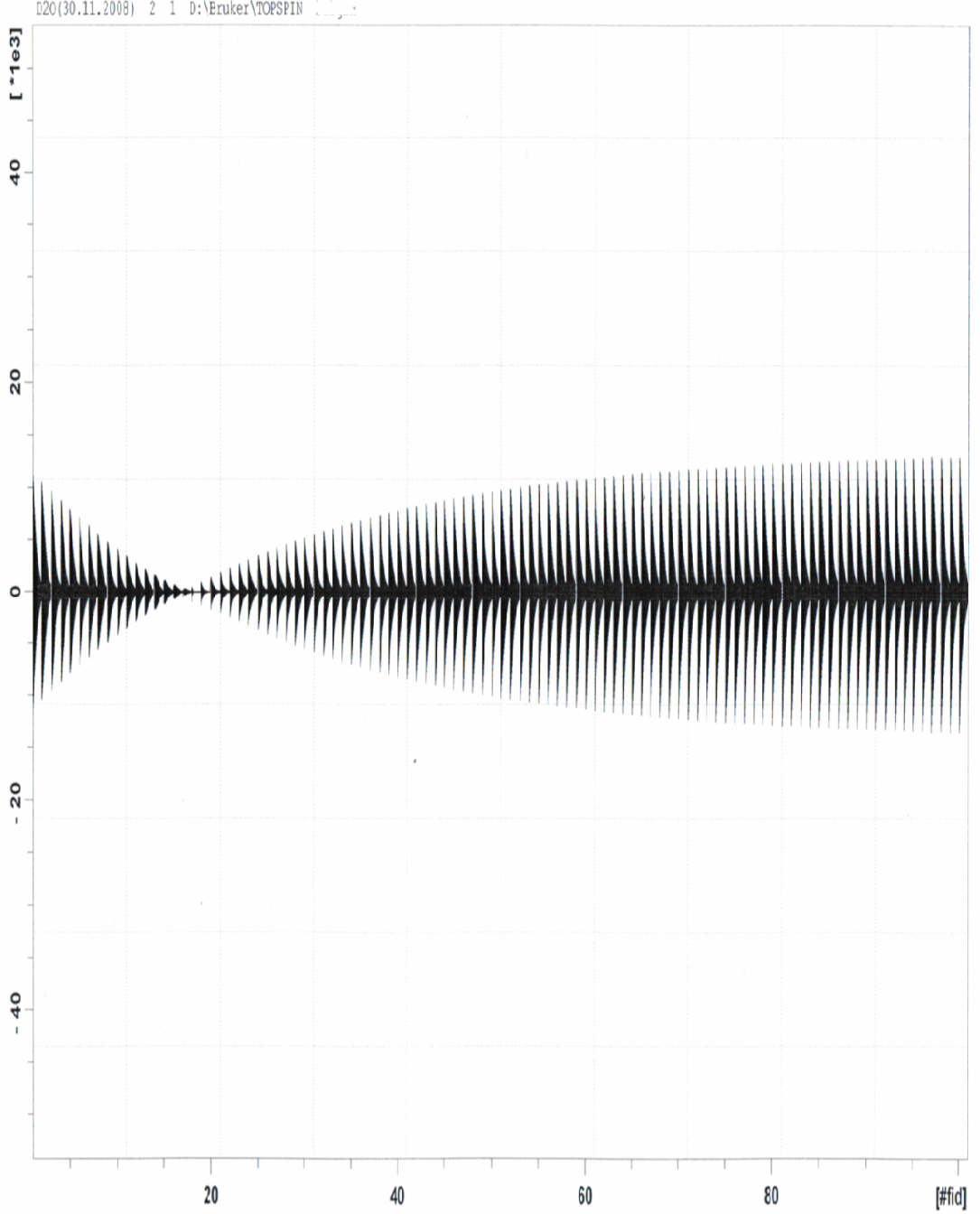
Bu çalışmanın birinci aşamasında 0.05 ml H₂O, 0.95 ml D₂O ya; 0.1 ml H₂O, 0.90 ml D₂O ya; 0.15 ml H₂O, 0.85 ml D₂O ya; 0.20 ml H₂O, 0.80 ml D₂O ya; 0.30 ml H₂O, 0.70 ml D₂O ya eklenerek, çeşitli H₂O/D₂O karışımları hazırlandı. Saf D₂O ve bu karışımların her birinin IR-FID ve SE sinyal katarları artan bekleme zamanlarına karşılık ölçüldü. Bekleme zamanları, örnekteki su miktarlarına bağlı olarak değiştirildi. Örneğin saf su T₁ ölçümlerinde bekleme zamanları 1sn ile 25 sn arasında değiştirilirken, T₂ ölçümlerinde 5s' ye dek değiştirildi. Puls tekrarlama zamanı 5T₁ olarak seçildi. Bekleme zamanlarının ayrıntıları, bulgular kısmındaki şekiller üzerinde görülmektedir. Bu çalışmada, artan H₂O oranını ile RD arasındaki ilişki belirlendi.

Bu tez çalışmanın ikinci aşamasında 0.1 ml H₂O ve 0.15ml H₂O içeren çözeltilere artan oranlarda albümin eklendi. Bu örneklerin IR FID ve SE sinyal katarları, artan bekleme zamanlarına karşılık elde edildi. Bu tip deneylerde bekleme zamanları, artan albümin konsantrasyonuna bağlı olarak ayarlandı. Bu durumda puls tekrarlama zamanı 5T₁ olarak seçildi. Bu aşamadaki ölçümlerde kullanılan bekleme zamanlarının ayrıntıları bulgular kısmında ilgili şekiller üzerinde verilmiştir. Bu deneylerde RD' in ortadan kaldırılışını kanıtlamak için kullanıldı.

4. BULGULAR VE TARTIŞMA

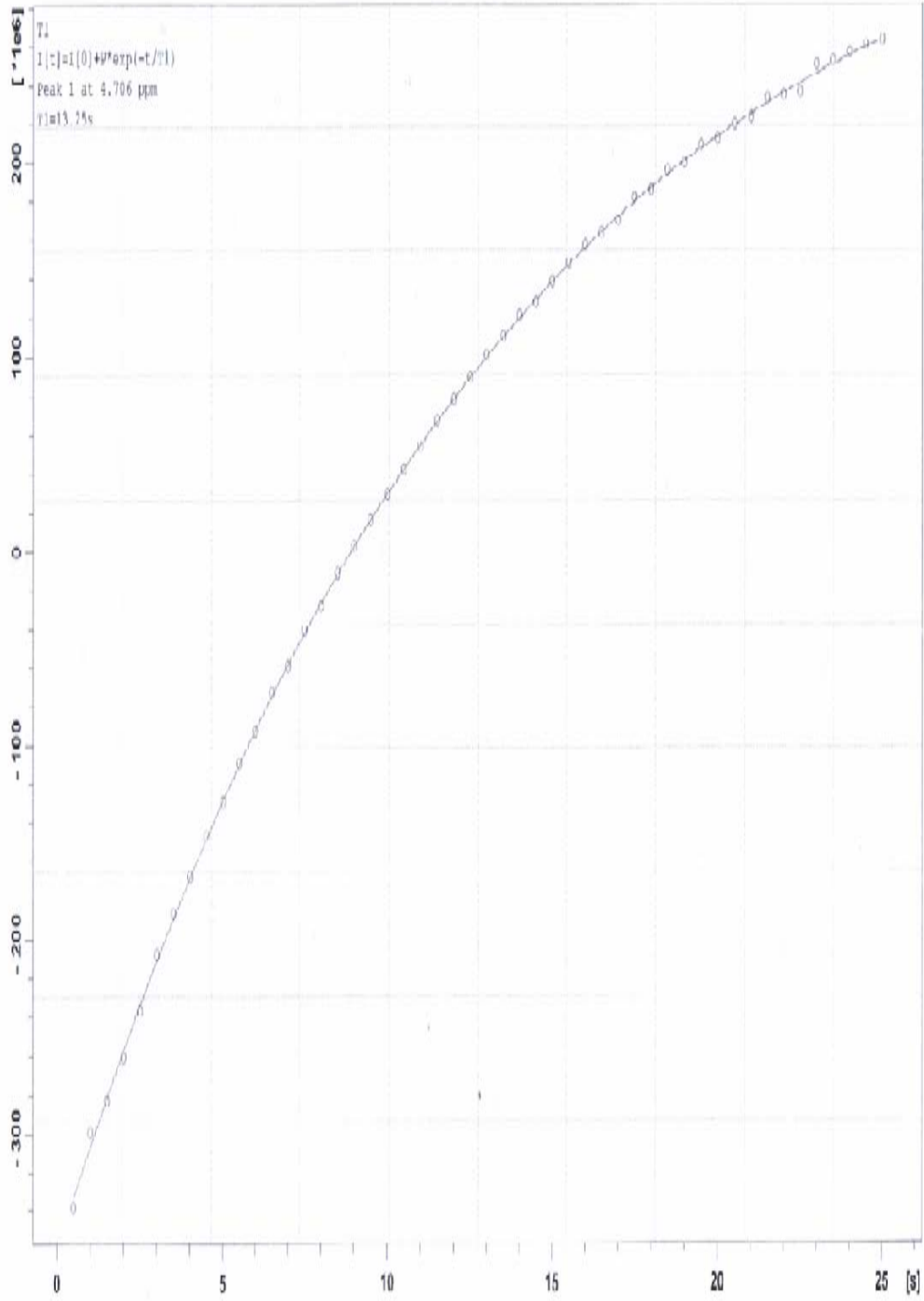
4.1 BULGULAR

Saf D₂O çözeltilerinin IR sinyalleri Şekil 4.1 ve bu sinyallerden elde edilen IR-FID eğrisi Şekil 4.2 de görülmektedir.



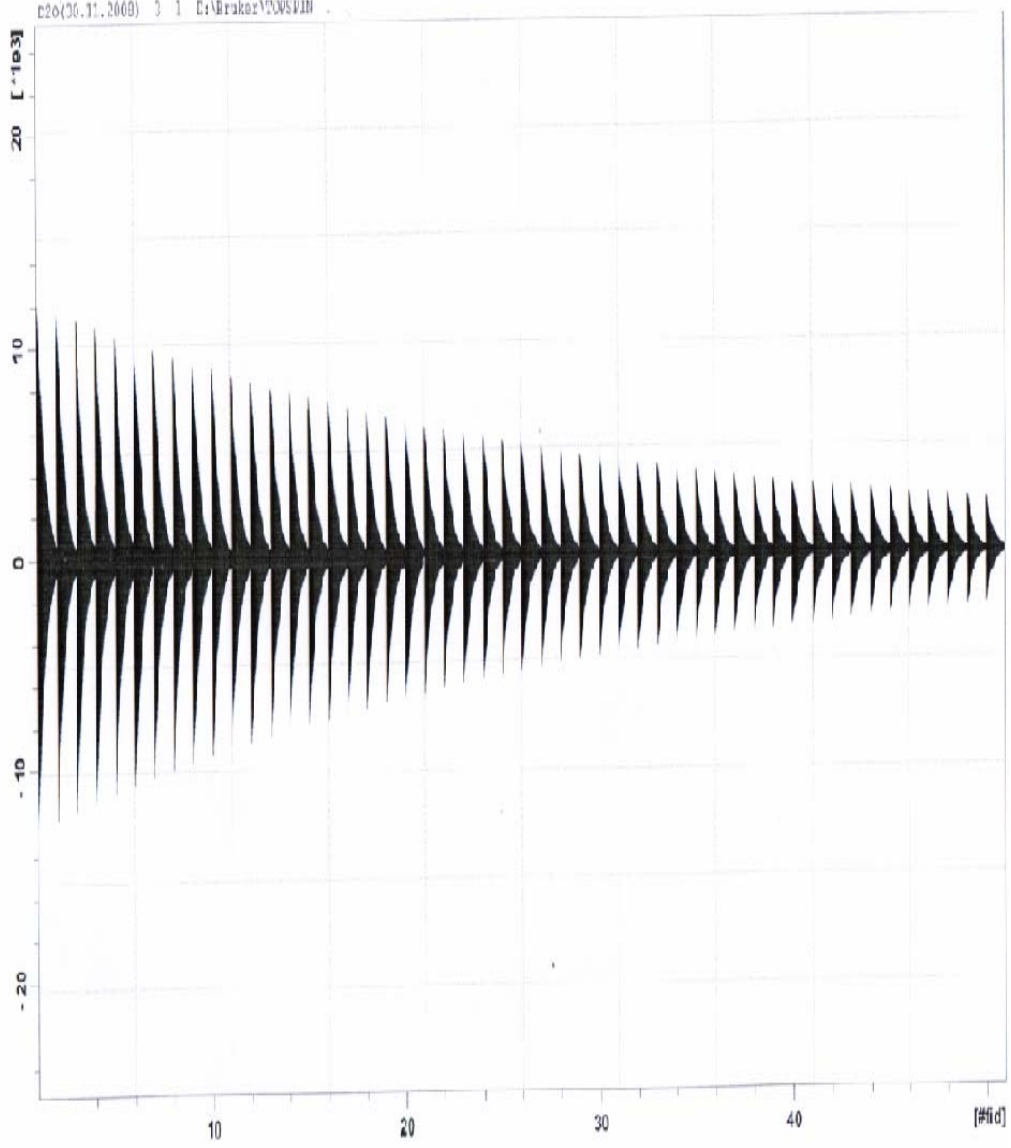
Şekil 4.1. Saf D₂O çözeltilisinden elde edilen IR FID katarı

4. BULGULAR VE TARTIŞMA

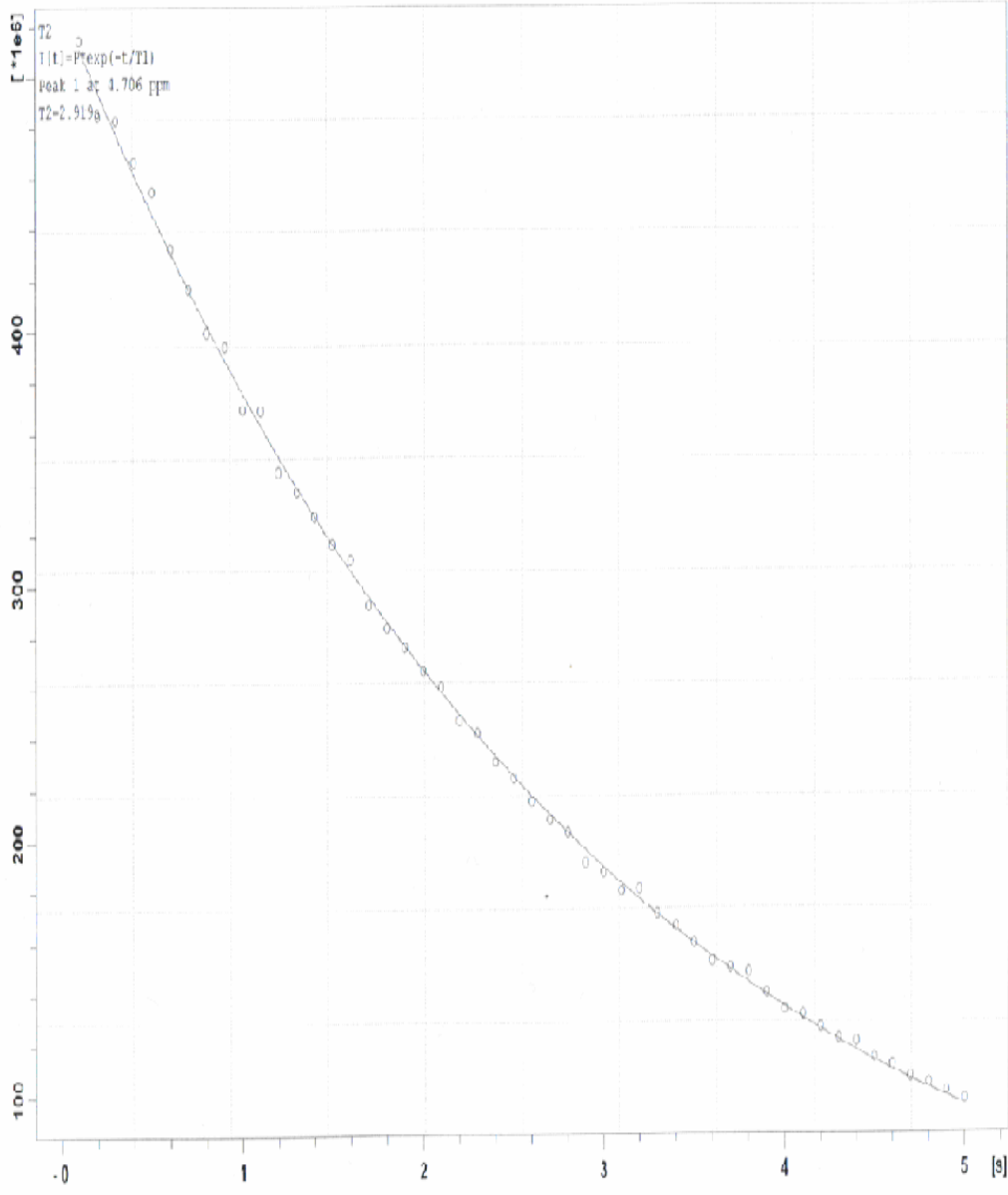


Şekil 4.2. Saf D₂O çözeltisi için FID katarından elde edilen IR-T₁ eğrisi

Aynı çözeltilerin SE bozunum sinyalleri Şekil (4.3) ve bu sinyallerden elde edilen SE-T₂ eğrisi Şekil (4.4) de görülmektedir.



Şekil 4.3. Saf D₂O çözeltisi için SE Katarı

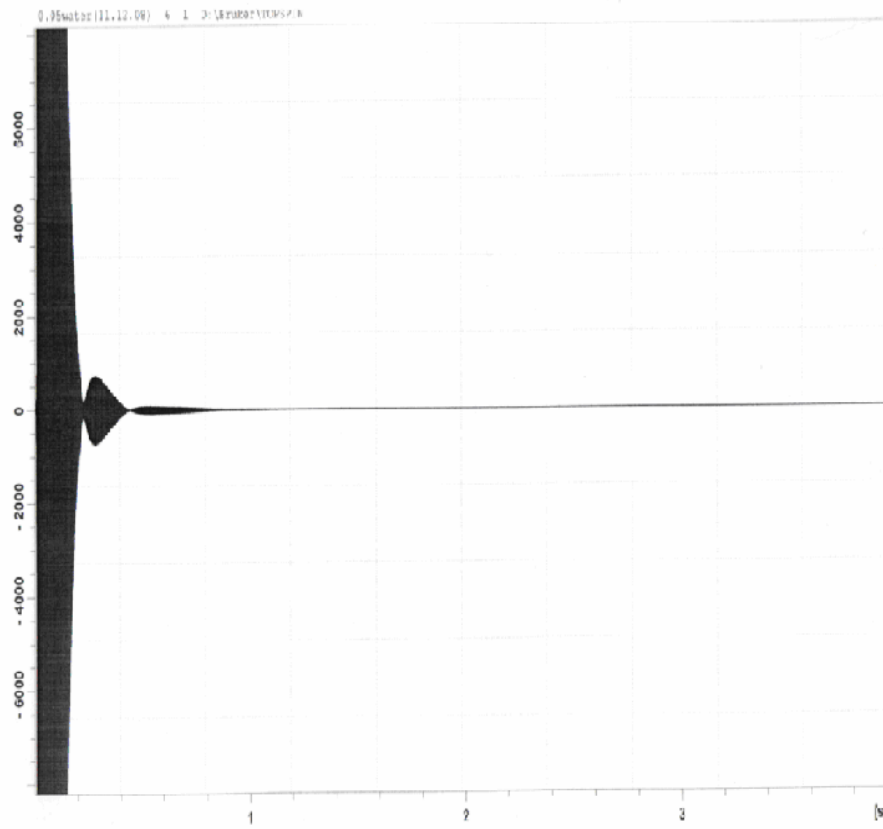


Şekil 4.4 Saf D₂O çözeltisi için SE-T₂ eğrisi

Şekil 4.1 den görüldüğü üzere, IR-FID sinyali eksponansiyel olarak değişmektedir. Şekil 4.2 FID katarındaki sinyal yüksekliklerinin, eksponansiyel IR-T₁ eğrisini mükemmel bir şekilde fit ettiğini göstermektedir. Bu durum D₂O örneğinin T₁ durulma zamanına, RD etkisinin olmadığını belirtmektedir.

Şekil 4.3 ve 4.4 den de görüldüğü üzere SE katar yükseklikleri eksponansiyel olarak bozunmakta ve SE katar yükseklikleri SE-T₂ eğrisini mükemmel fit etmektedir. Bu da T₂ üzerine RD' in etkisinin olmadığını göstermektedir.

0,5ml H₂O/0,5ml D₂O karışımından elde edilen tek puls FID sinyali şekil (4.5) de görülmektedir.

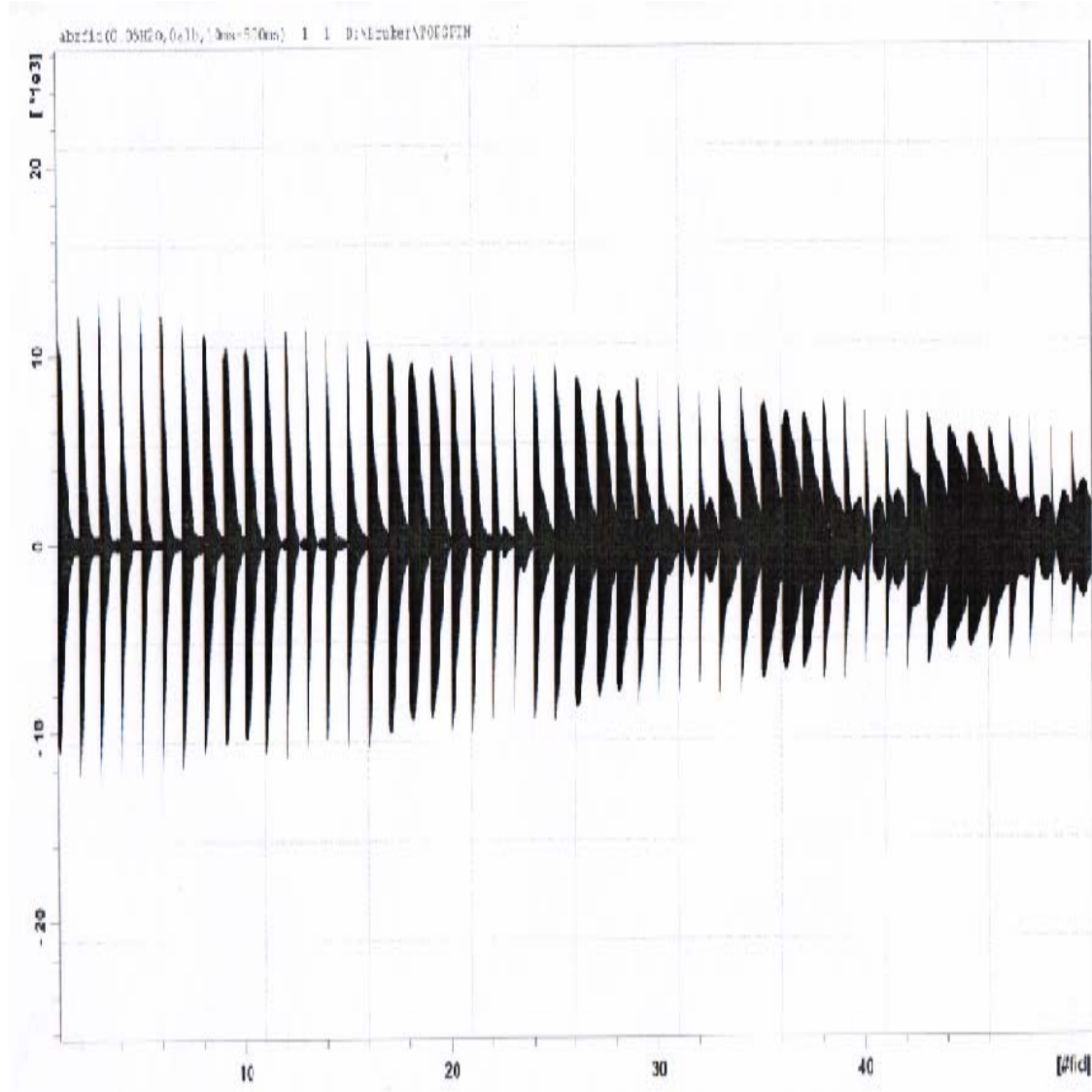


Şekil 4.5. 0,5 ml H₂O çözeltisi için tek puls SE sinyali

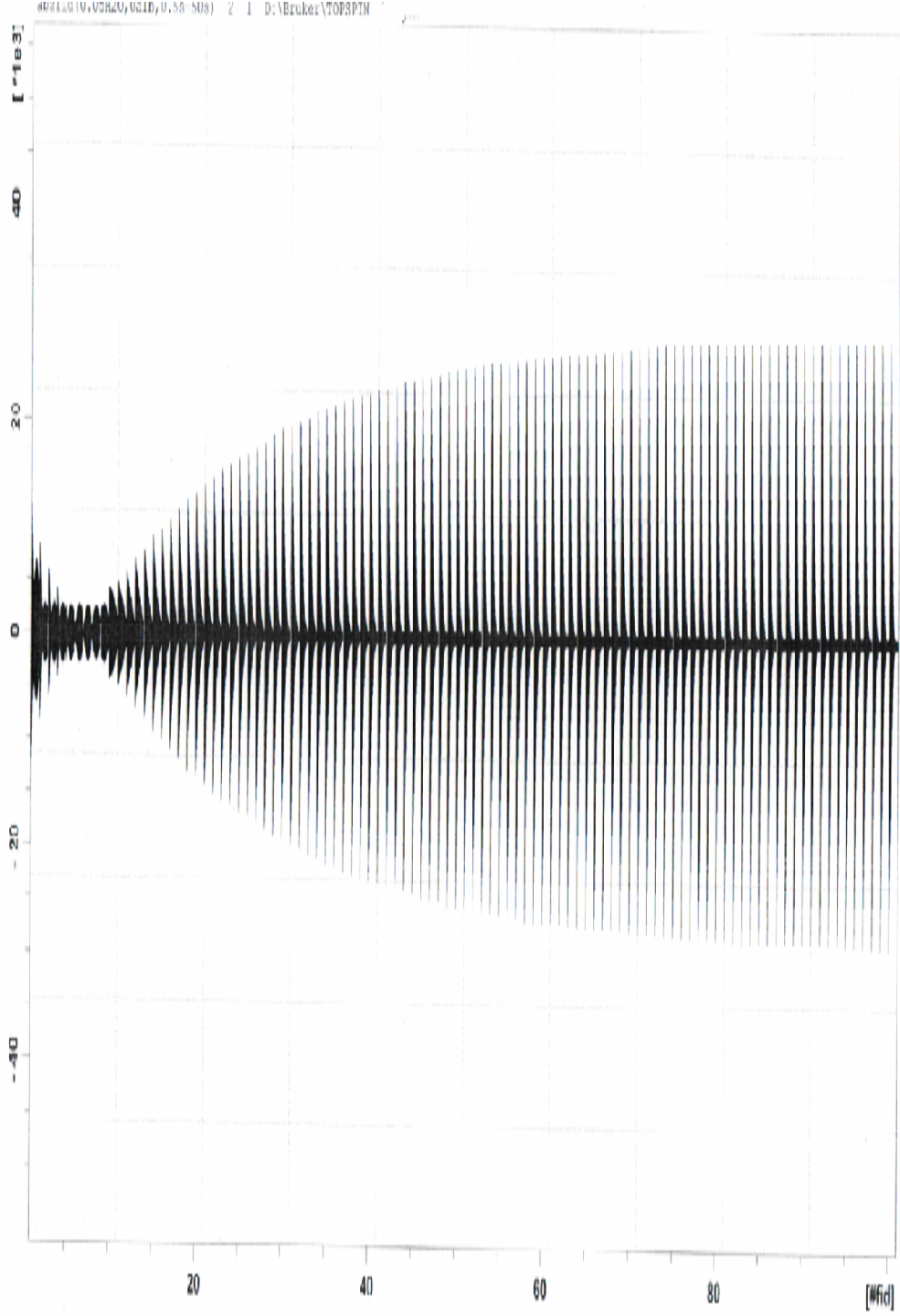
Şekilde görüldüğü üzere FID eksponansiyel bir bozunuma uğramamaktadır. Buda yüksek oranda su varlığında RD etkisinin sinyali kuvvetli bir şekilde bozduğunu ortaya koyar.

4. BULGULAR VE TARTIŞMA

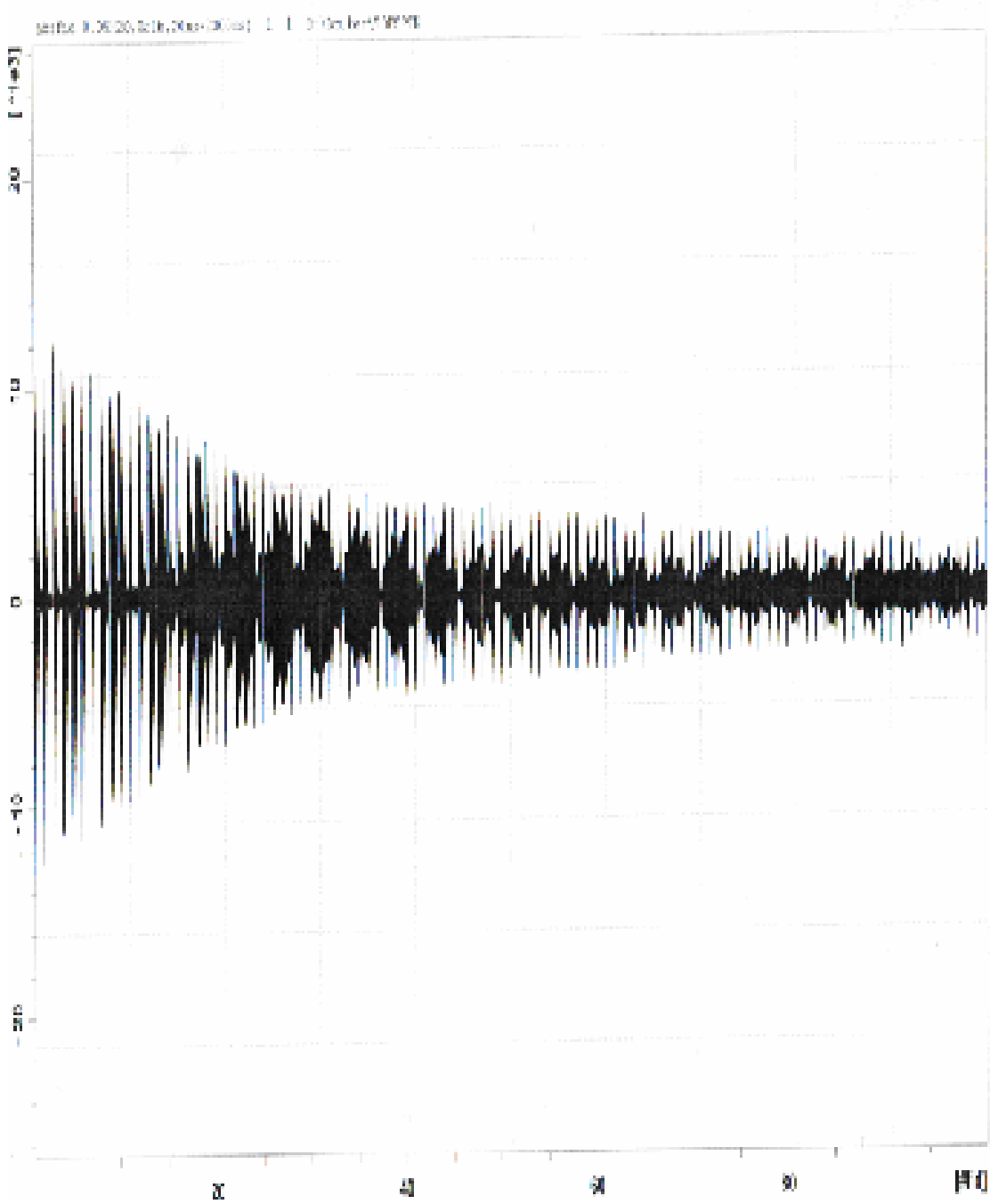
Değişik oranlarda H₂O içeren çözeltilerimizin IR FID ve SE Katarları şekilleri aşağıda Şekil 4.6,.....4.15 olarak verilmiştir.



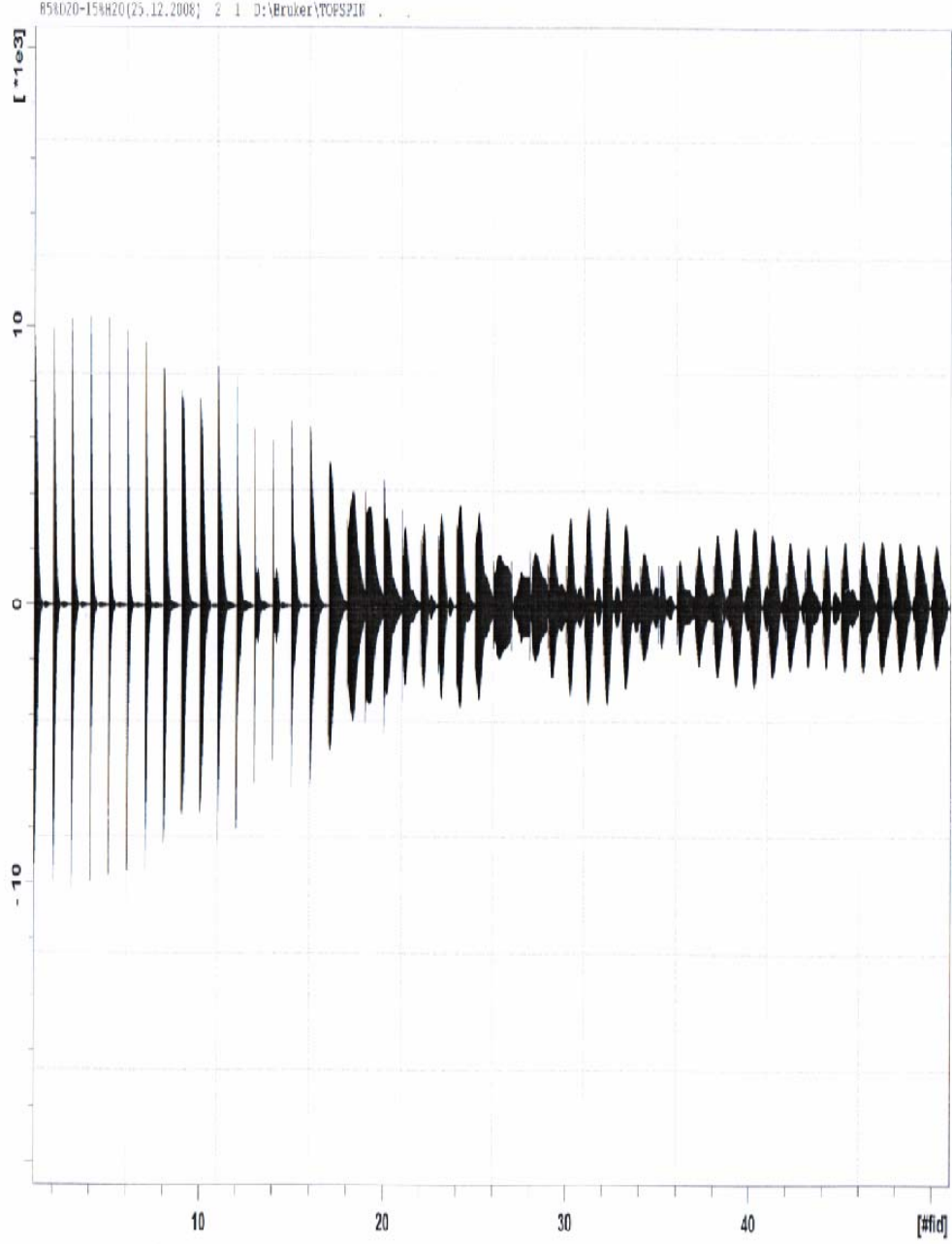
Şekil 4.6. 0.05 ml H₂O - 0.95 ml D₂O çözeltisi için SE Katarı



Şekil 4.7. 0.05 ml H₂O - 0.95 ml D₂O çözeltisi için IR FID Katarı

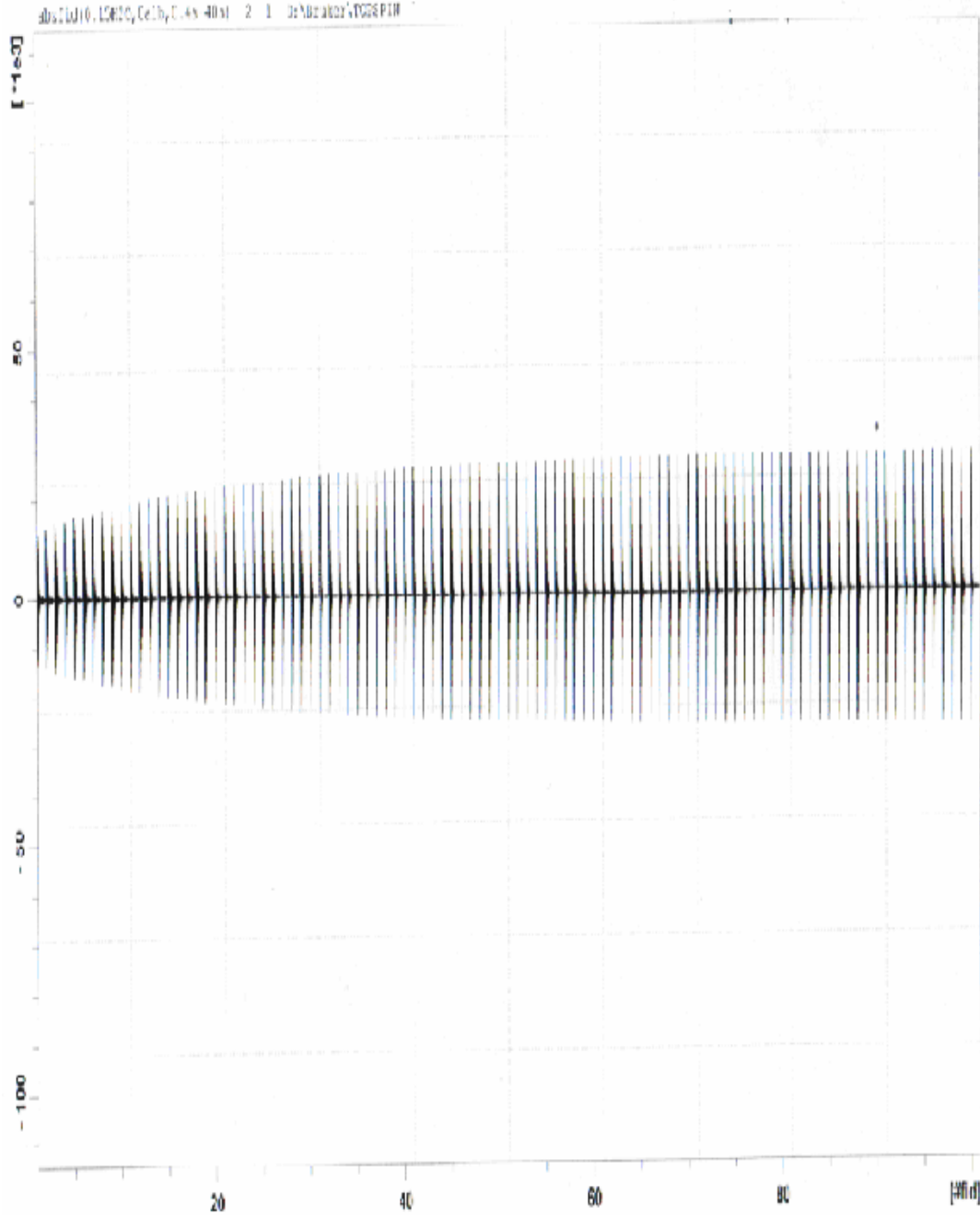


Şekil 4.8. 0.05 ml H₂O – 0.95 ml D₂O çözeltisi için SE Katarı

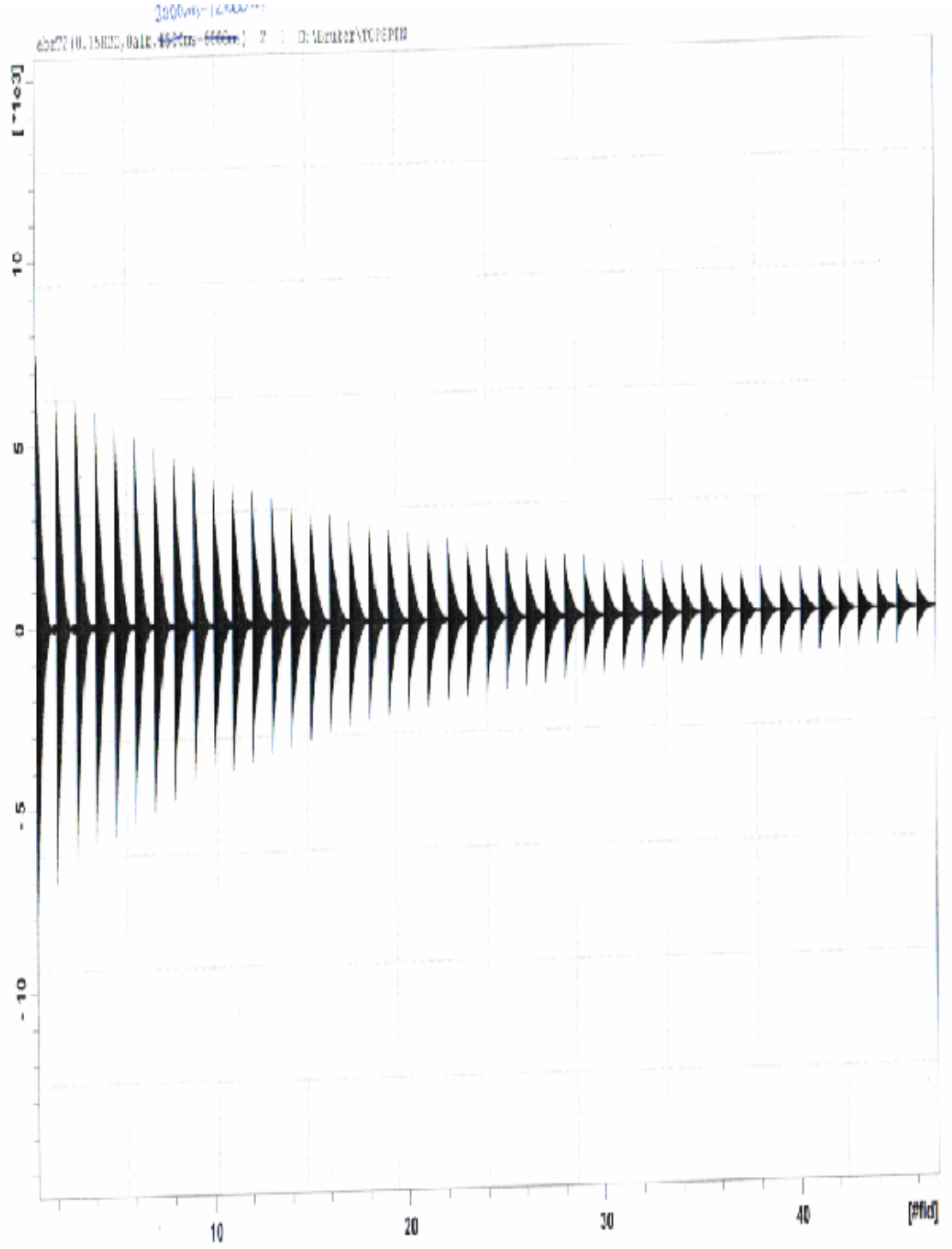


Şekil 4.9. 0,15 ml H₂O - 0,85 ml D₂O çözeltisi için SE Katarı

4. BULGULAR VE TARTIŞMA

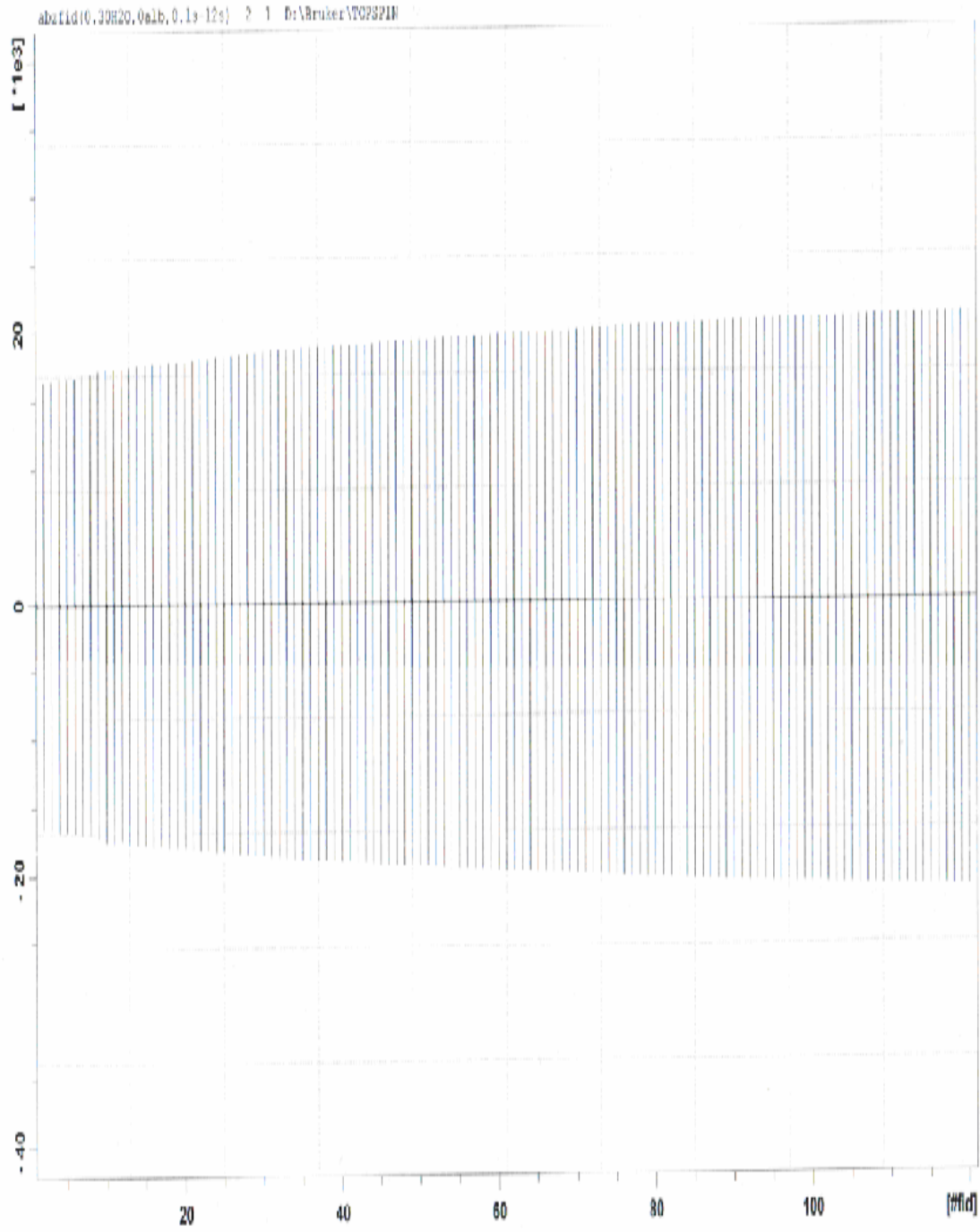


Şekil 4.10. 0,15ml H₂O - 0.85ml D₂O çözeltisi için IR FID Katarı

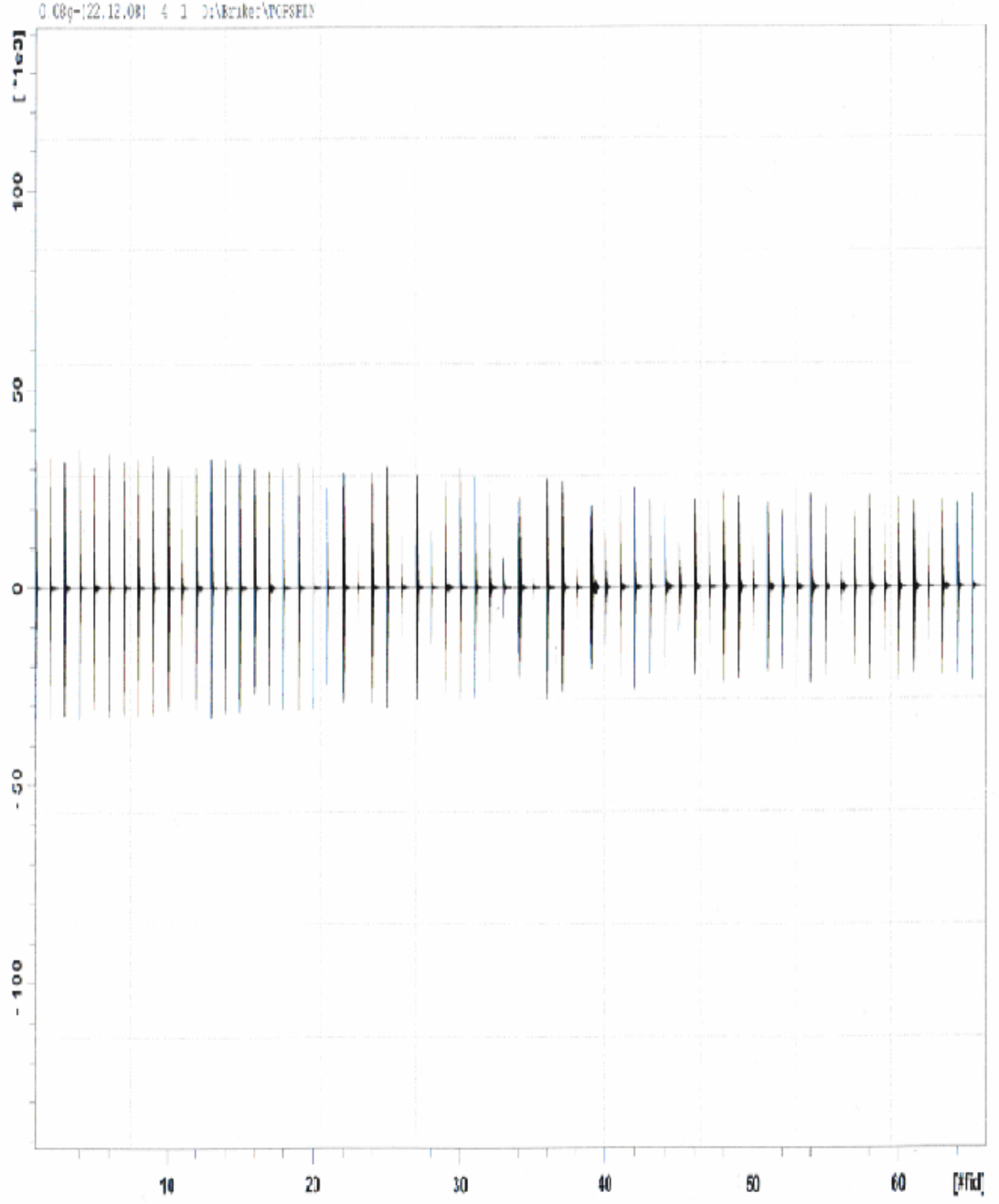


Şekil 4.11 0.15ml H₂O çözeltisi için SE Katarı

4. BULGULAR VE TARTIŞMA

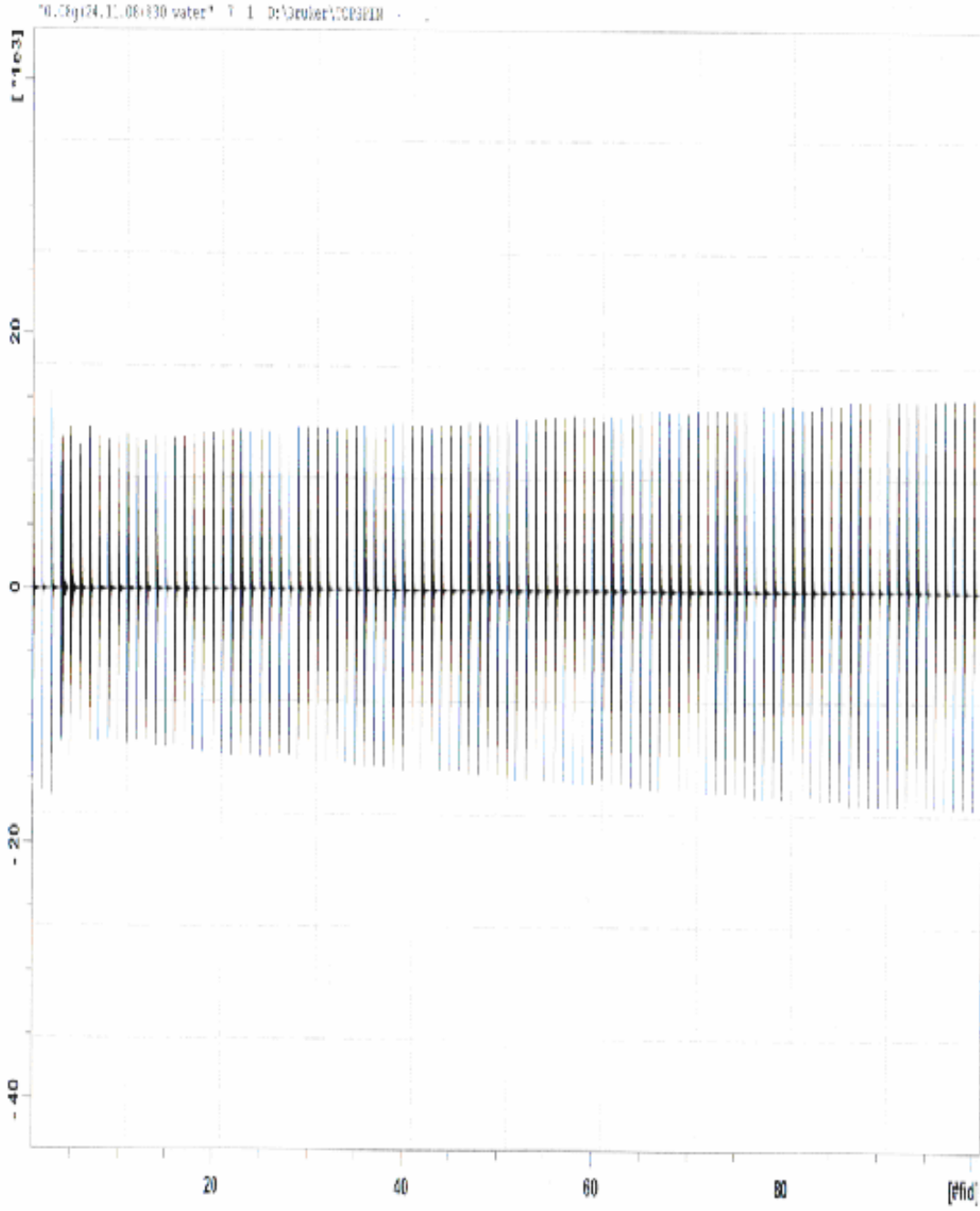


Şekil 4.12 0.30ml H₂O çözeltisi için IR FID Katarı

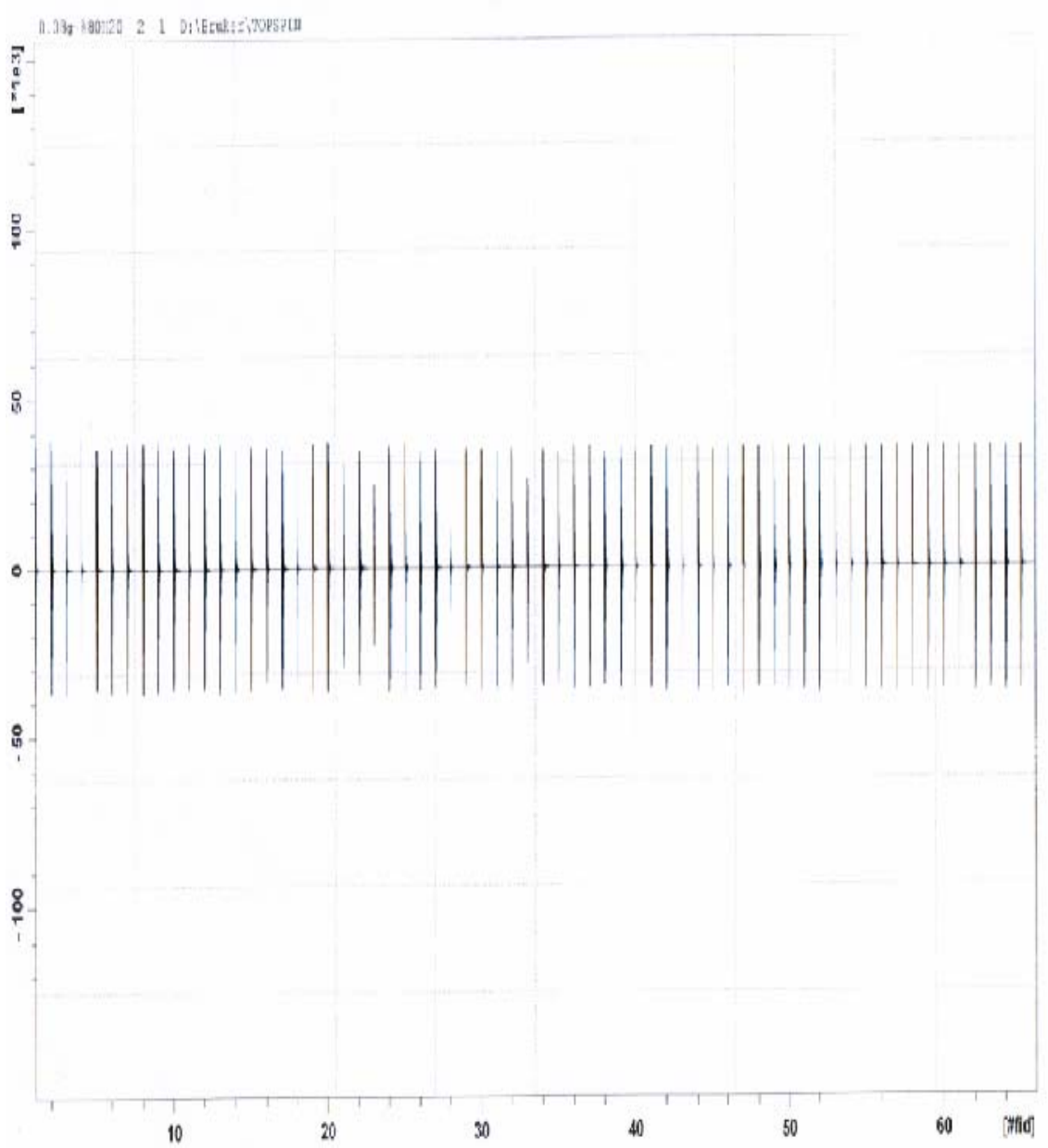


Şekil 4.13 0,5ml H₂O - 0.5ml D₂O çözeltisi için IR FID Katarı

4. BULGULAR VE TARTIŞMA



Şekil 4.14 0,30ml H₂O - 0.70ml D₂O çözeltisi için IR FID Katarı



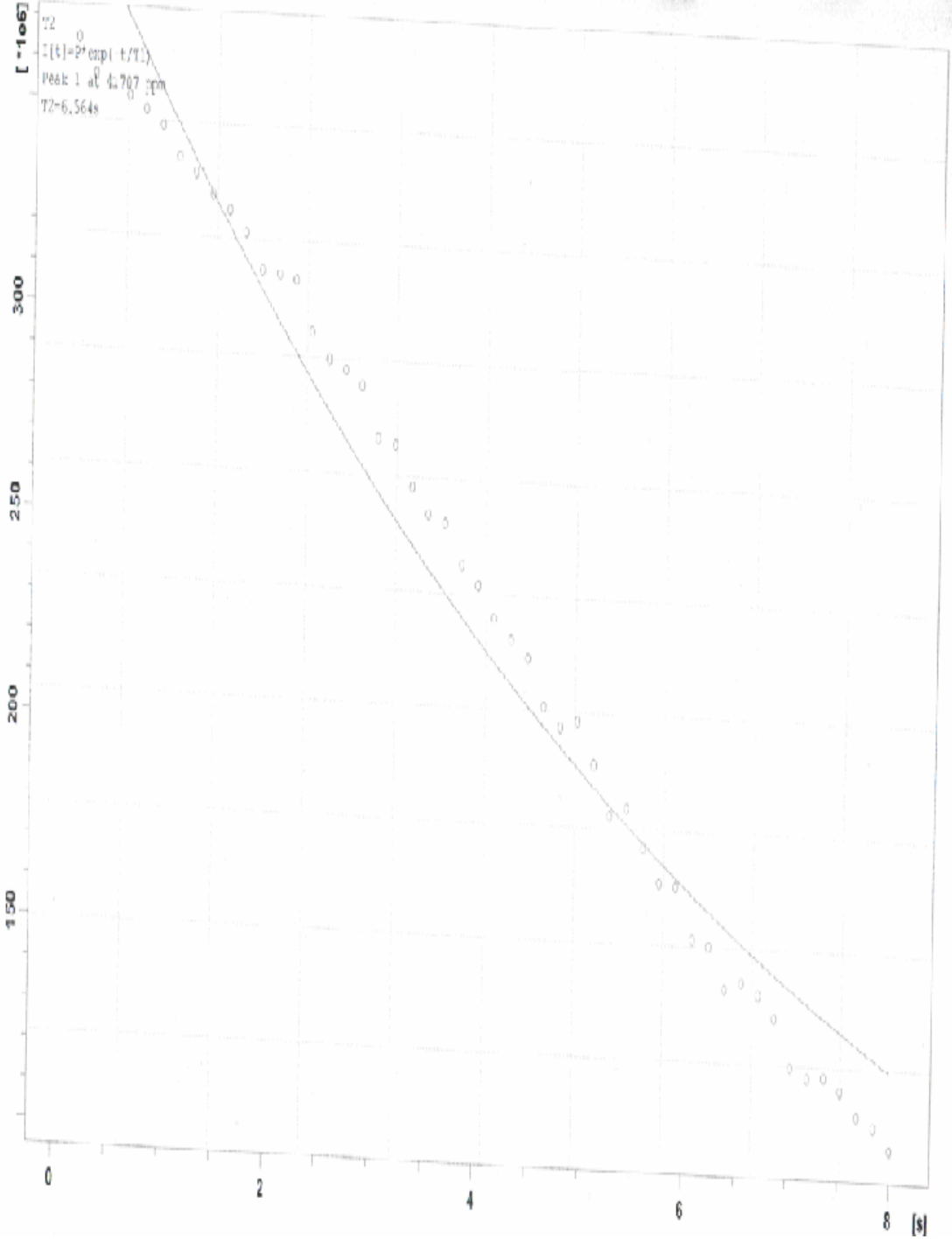
Şekil 4.15 0.80ml H₂O-0.20ml D₂O çözeltisi için IR FID Katarı

Görüldüğü üzere, su varlığında, ne SE bozunum eğrileri ne de IR FID sinyallerinin değişimi eksponansiyeldir ve sinyal katarlarındaki değişim denklem (2.1) ve (2.2) ile uyumlu değildir. Bu nedenle bu katarlar T_1 ve T_2 durulma zamanlarını elde etmek için kullanılan güvenilir IR- T_1 ve SE- T_2 eğrileri vermez. Elde edilen sonuçlara

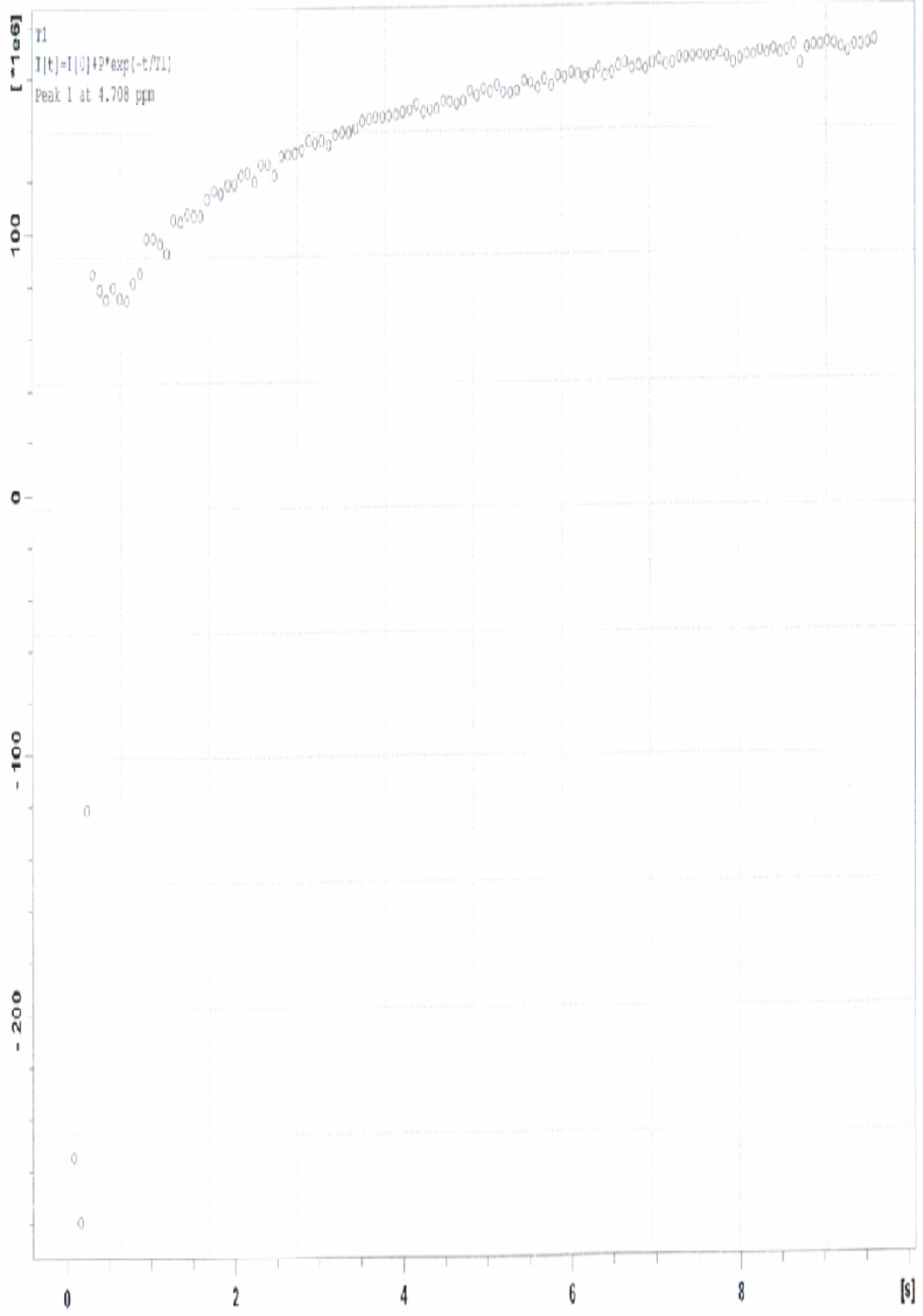
4. BULGULAR VE TARTIŞMA

göre T_1 ve T_2 durulma zamanlarının su varlığında RD' den güçlü bir şekilde etkilendiğini söyleyebilir.

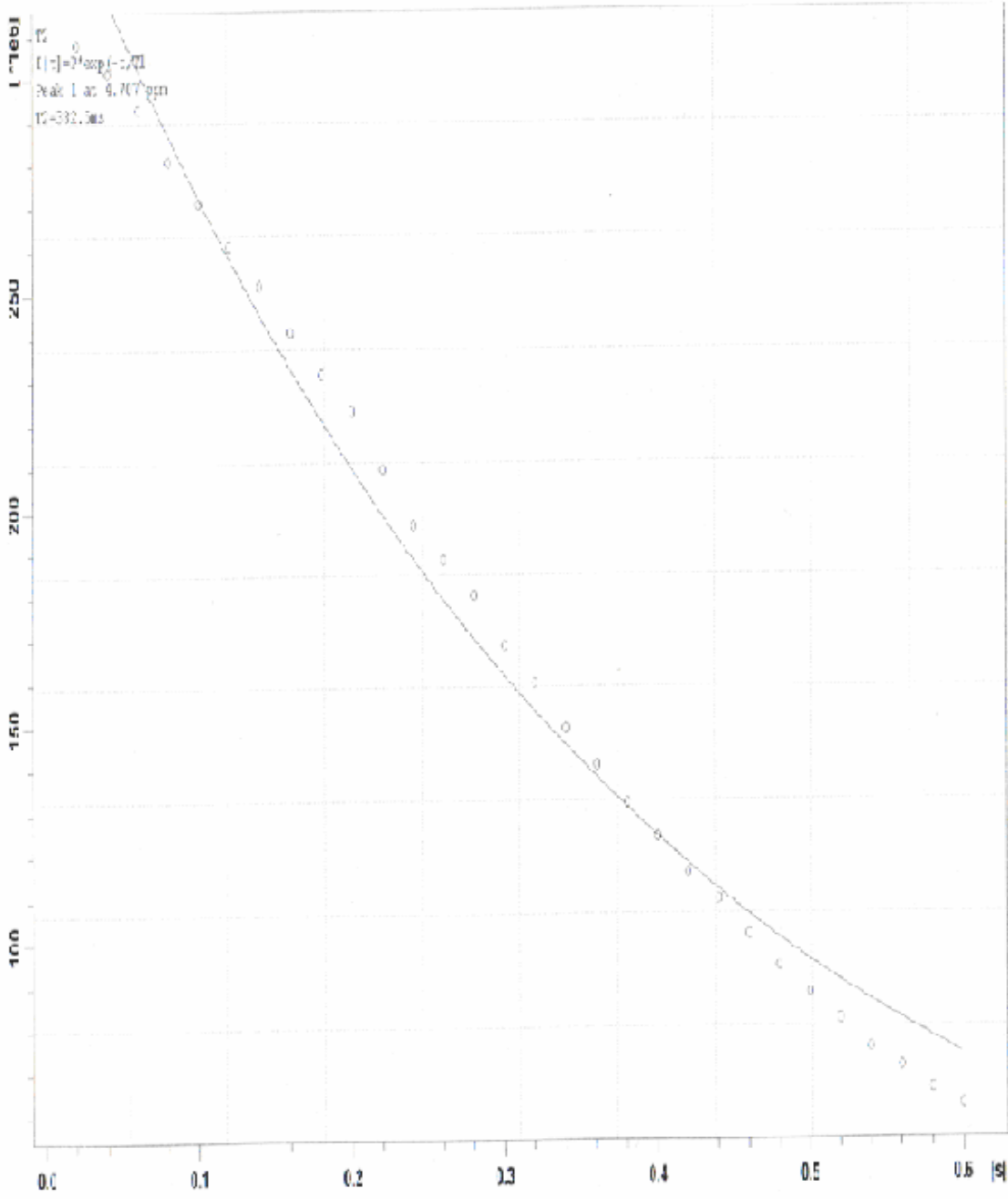
Ayrıca su konsantrasyonunun 0.05ml, 0.15 ml ve 0.30ml olduğu örnekler için elde edilen IR-FID ve SE bozunum sinyallerine karşılık gelen IR- T_1 ve SE- T_2 eğrileri şekil 4.1-4.20 olarak görülmektedir.



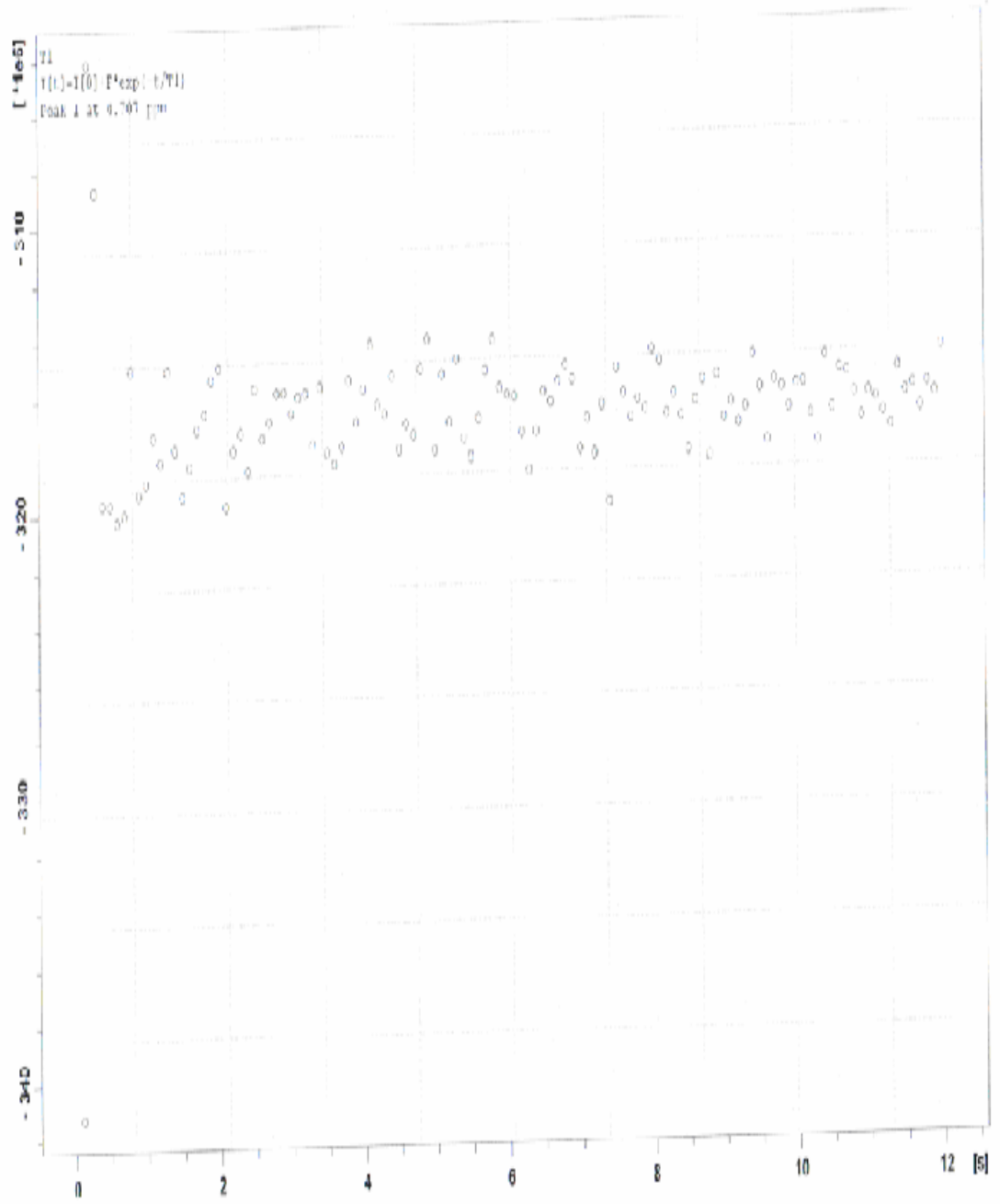
Şekil 4.16 0.05ml H₂O – 0.95 ml D₂O çözeltisi için SE- T_2 eğrisi



Şekil 4.17 0.15ml H₂O - 0.85 D₂O çözeltisi için IR-T₁ eğrisi

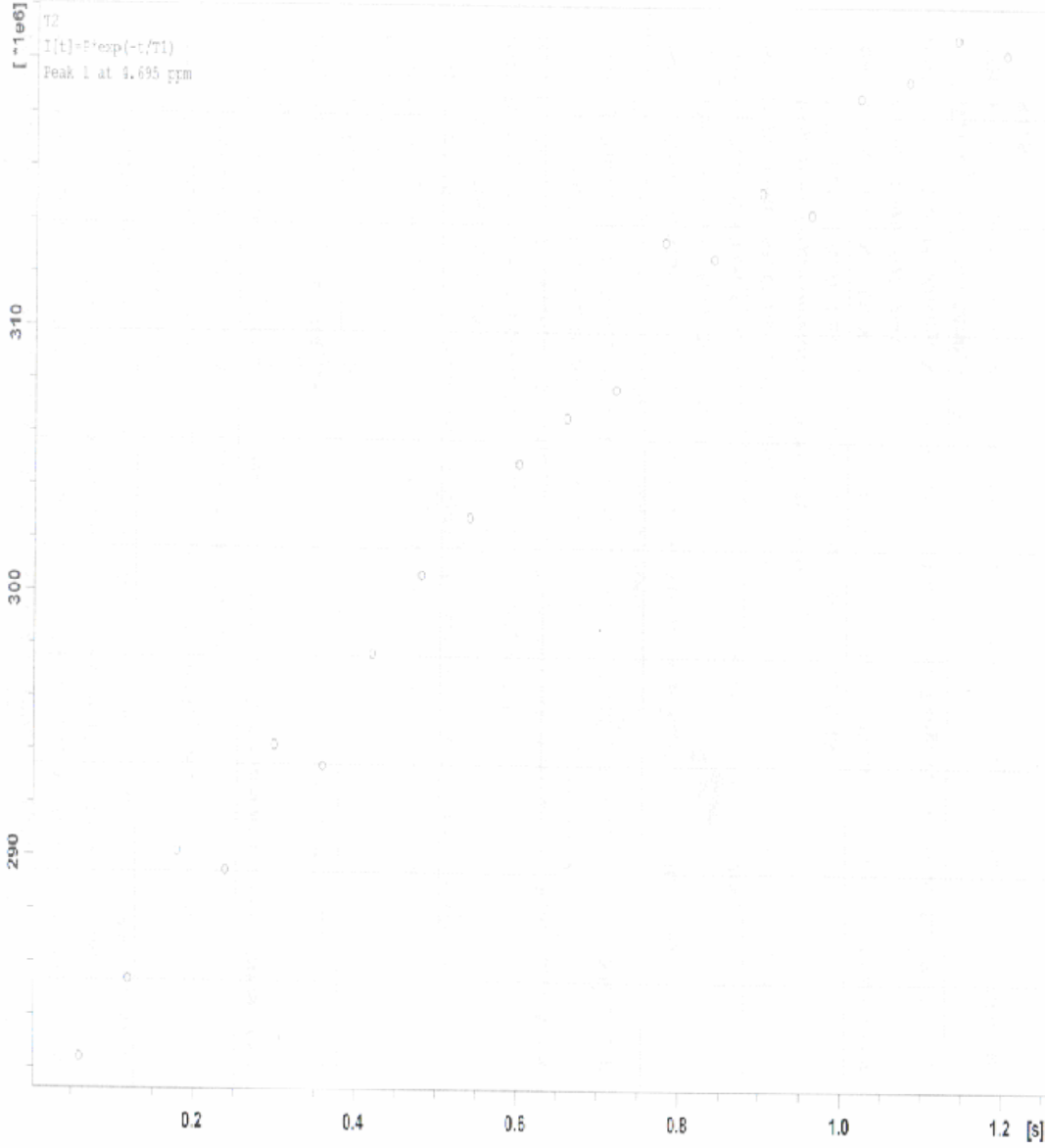


Şekil 4.18 0.15ml H₂O - 0.85ml D₂O çözeltisi için SE-T₂ eğrisi



Şekil 4.19 0.30 H₂O – 0.70ml D₂O çözeltisi için IR-T₁ eğrisi

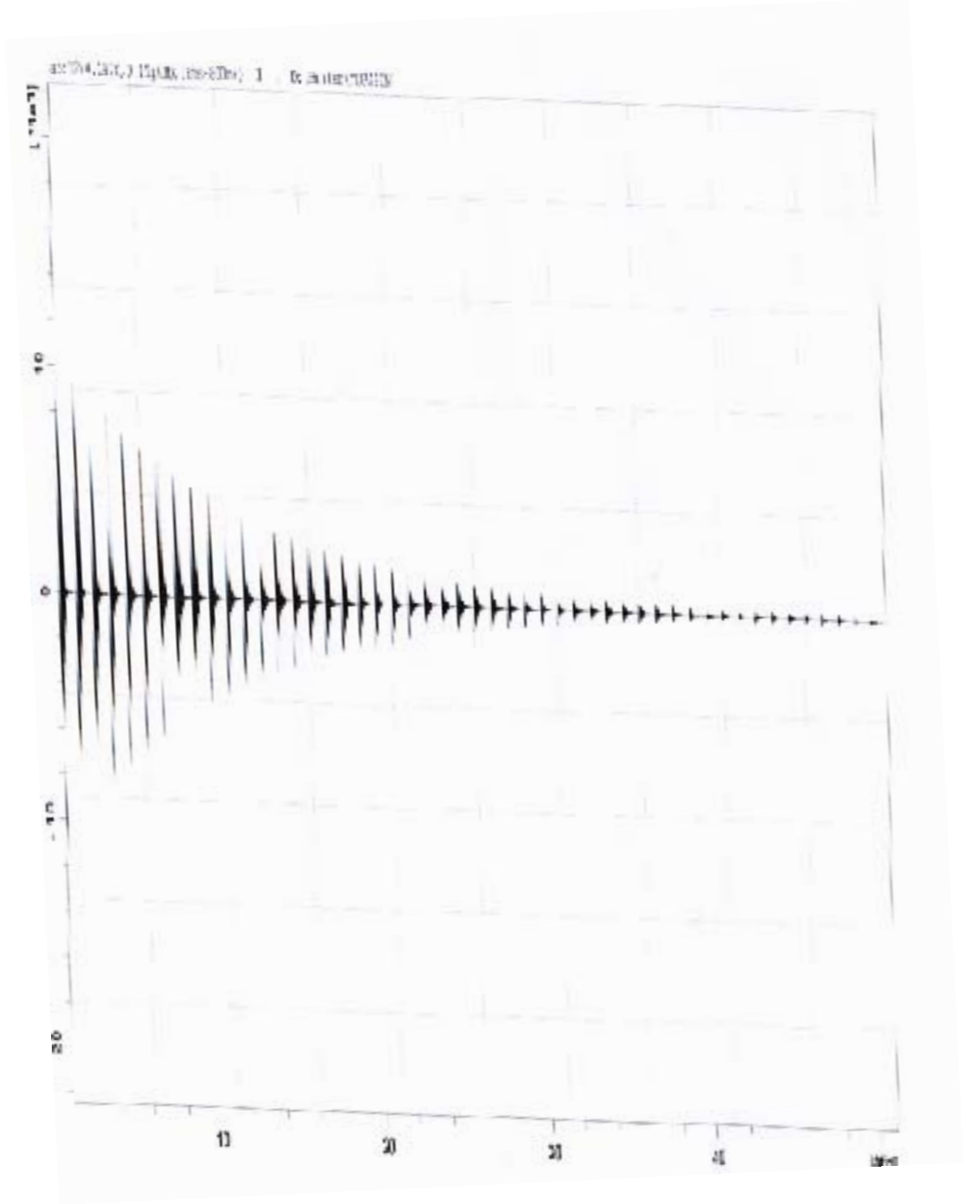
4. BULGULAR VE TARTIŞMA



Şekil 4.20. 0.30ml H₂O - 0.70ml D₂O çözeltisi için SE-T₂ eğrisi

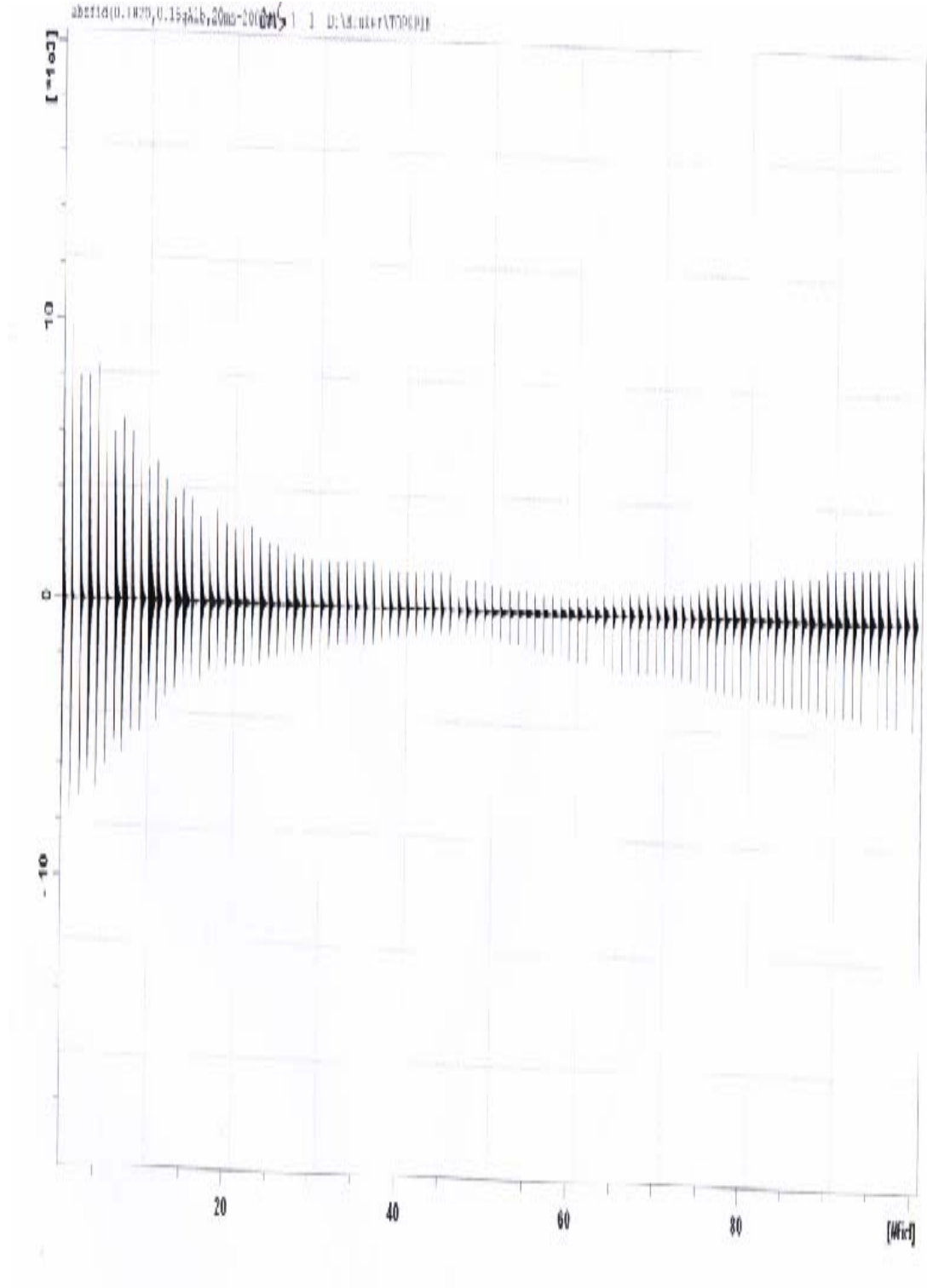
Görüldüğü üzere, IR-T₁ ve SE-T₂ eğrileri de düzgün eksponansiyel artış yada azalma göstermemektedir. Bu sonuçta RD etkisinin sinyali kuvvetli bir şekilde bozduğunun kanıtıdır.

Albümün eklenen H₂O/D₂O çözeltilerinin SE bozunum, IR-FID sinyalleri ve bu sinyaller yardımı ile elde edilen SE-T₂ ve IR-T₁ eğrileri Şekil 4.21-4.26 da görülmektedir.

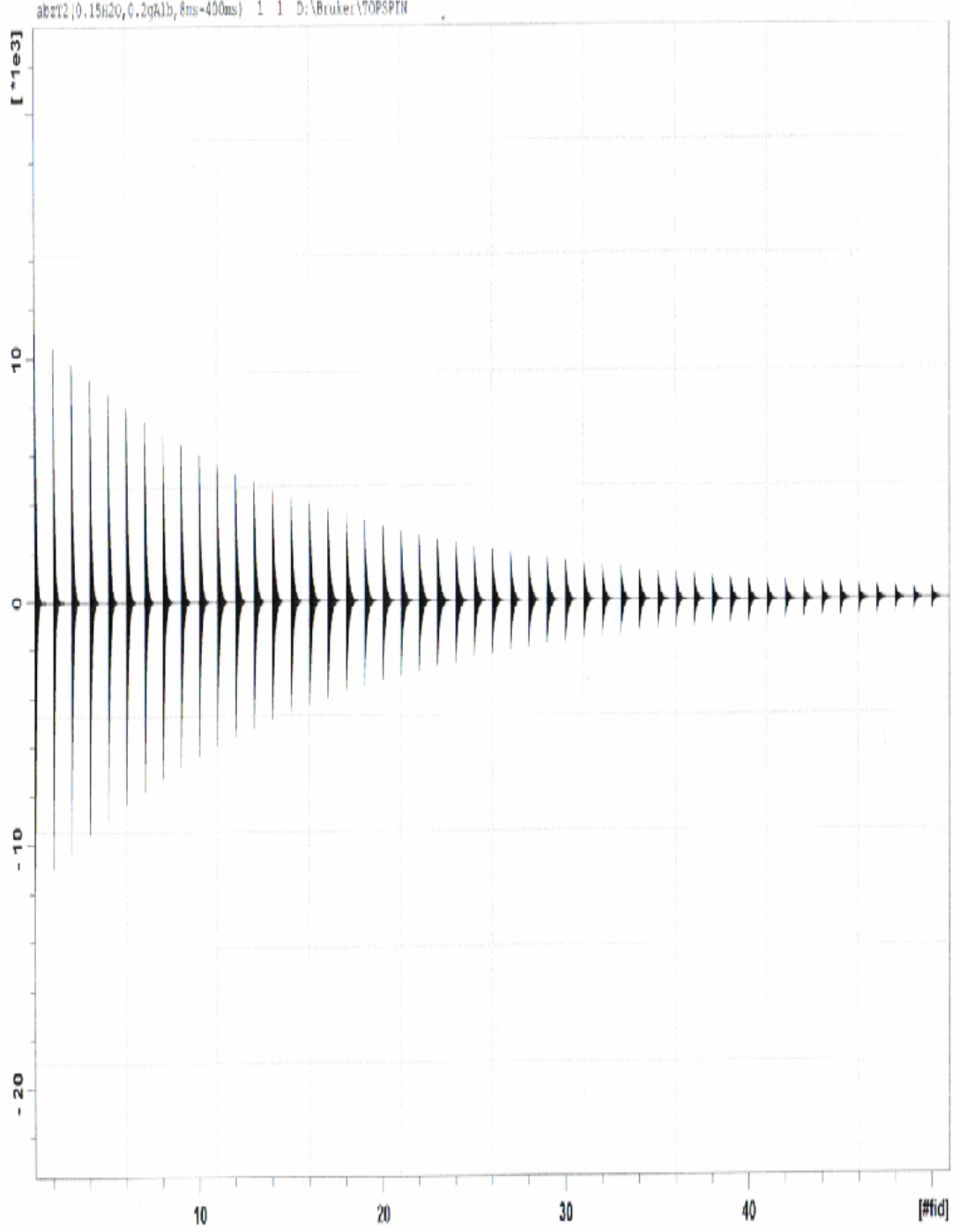


Şekil 4.21. 0.15g Alb - 0.1ml H₂O çözeltisi için SE Katarı

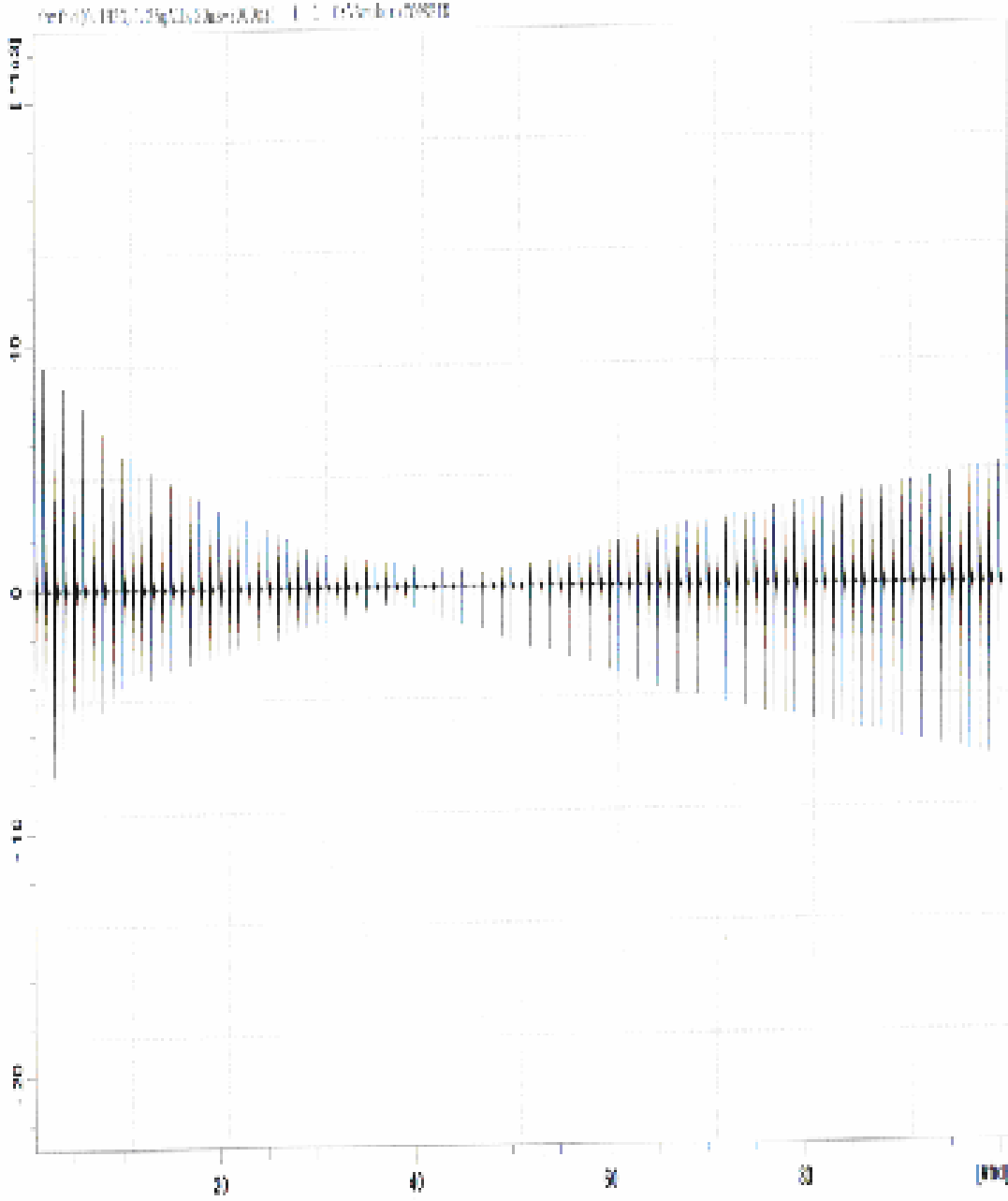
4. BULGULAR VE TARTIŞMA



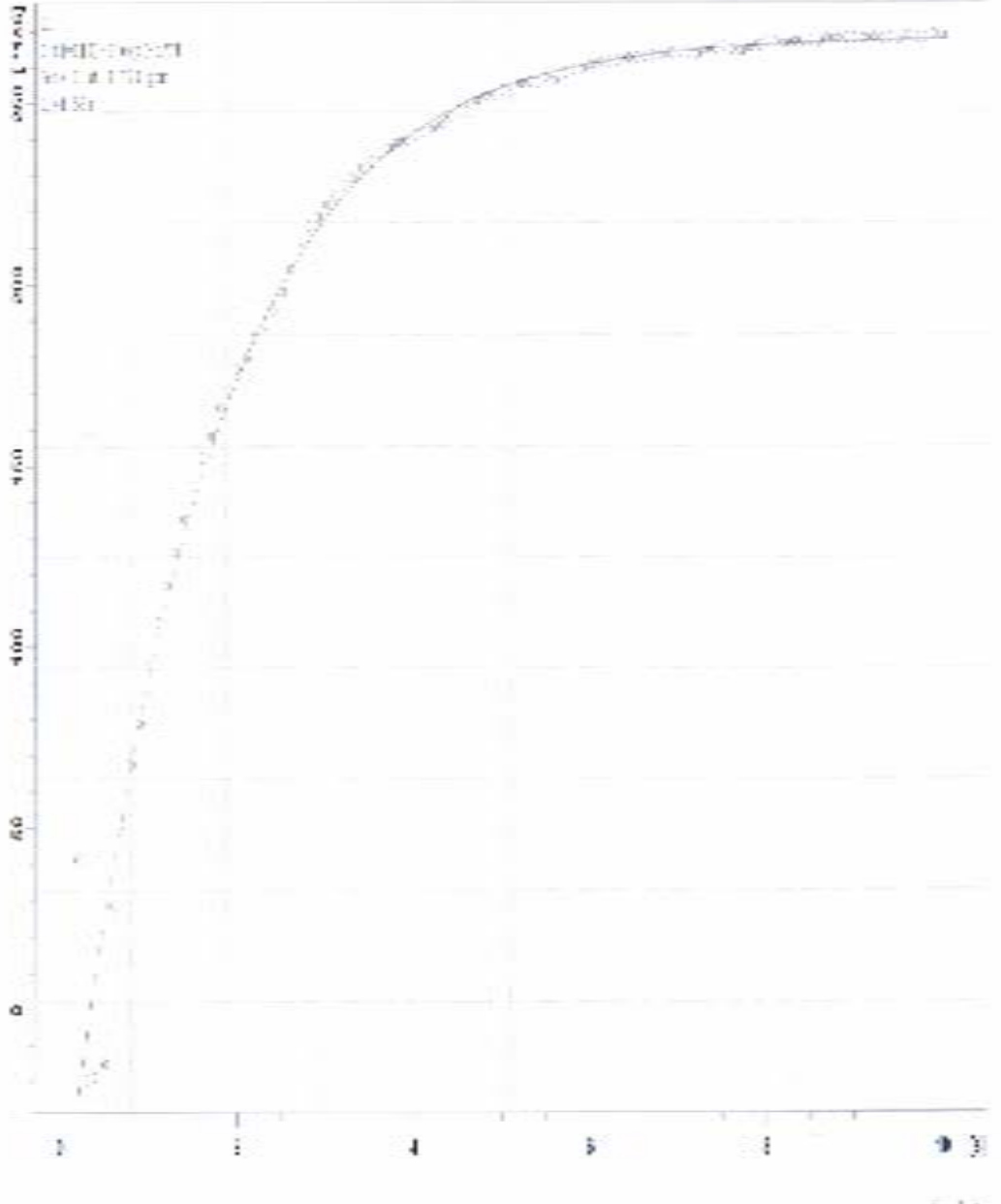
Şekil 4.22. 0.15g Alb - 0.1ml H₂O çözeltisi için IR FID Katarı



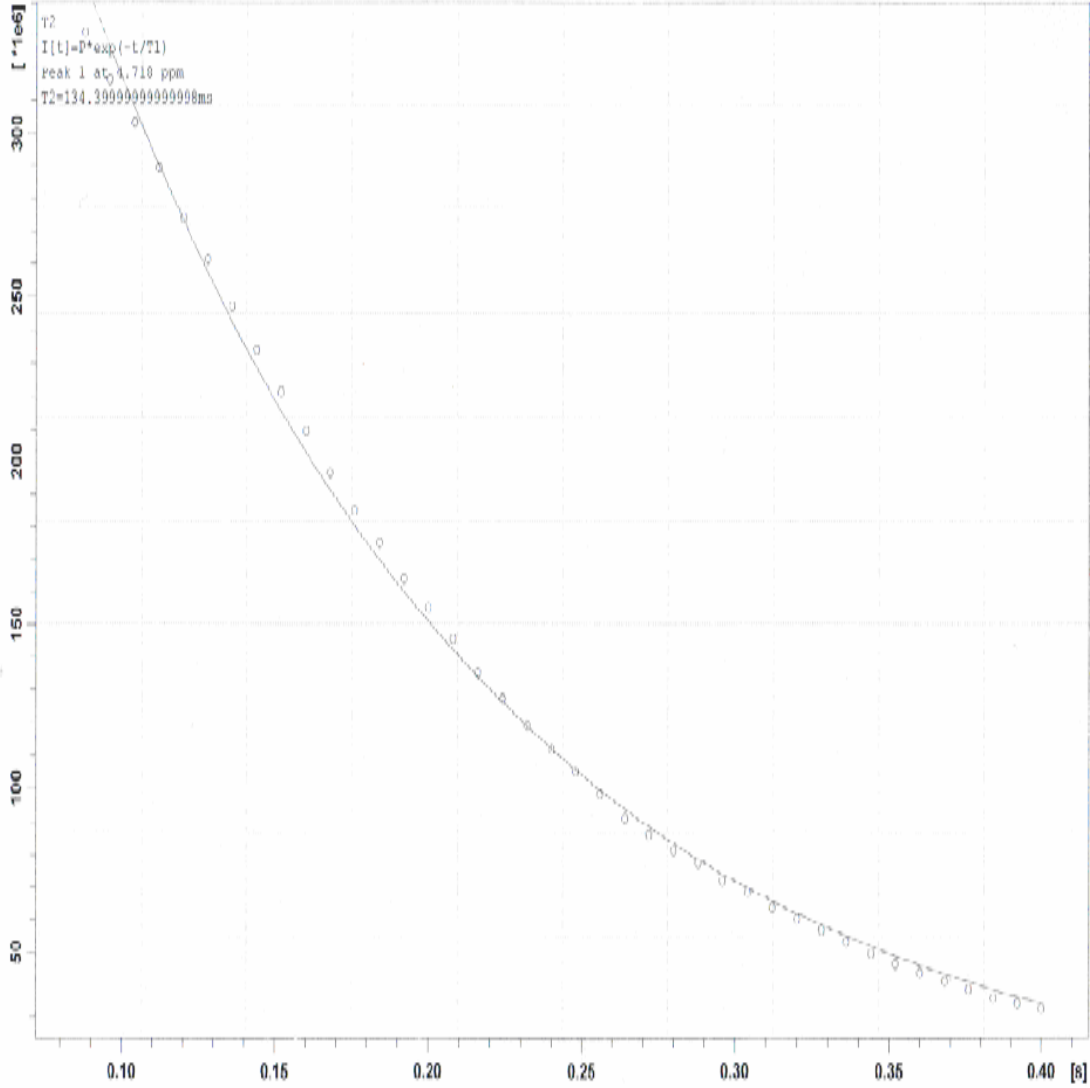
Şekil 4.23. 0.2g Alb - 0.15ml H₂O çözeltisi için SE Katarı



Şekil 4.24. 0.25g Alb - 0.1ml H₂O çözeltisi için IR FID Katarı



Şekil 4.25. 0.25g Alb - 0.15 ml H₂O çözeltisi için IR-T₁ eğrisi



Şekil 4. 26. 0.5g Alb - 0.15 ml H₂O çözeltisi için SE-T₂ eğrisi

Bu şekillerden görüldüğü üzere protein eklenen çözeltilerde protein konsantrasyonu artıkça, sinyallerde eksponansiyel olarak düzenli değişimler gözlemlendiği bu değişimlerden güvenilir IR-T₁ ve SE-T₂ eğrileri ve bunlardan faydalanılarak gerçek T₁ ve T₂ değerleri elde edilebilmektedir. Bu da, protein eklenmesinin RD etkisini azalttığını göstermektedir.

4.2. TARTIŞMA

Yukardaki şekillerden şekil (4.1,...4.4) görüldüğü üzere saf D₂O çözeltilerinde RD etkisi gözlenmemektedir. Görüldüğü üzere bu çözeltilerin IR FID ve SE katarları, IR-T₁ ve SE-T₂ eğrileri single eksponansiyel bozunum göstermektedir. IR-T₁ datası (2.1) denklemini ile ifade edilen $M_z = M_0(1-2e^{-t/T_1})$ bağıntısını mükemmel fit etmektedir. Aynı şekilde SE-T₂ datası da $M_{xy} = M_0e^{-t/T_2}$ bağıntısını mükemmel bir şekilde fit etmektedir. Bu da D₂O çözeltilerinde RD etkisinin olmadığını göstermektedir. Ancak bu çözeltiler protein incelemeleri için temel olarak kullanılamaz. Bu tip incelemeler için yardımcı rolde kullanılabilir. Su protein etkileşimini incelemek için çözeltide daha fazla suyun bulunması gerekir. Çözeltideki su konsantrasyonu fazla olursa şekil (4.6...4.20) de görüldüğü gibi radyasyon damping etkisi ortaya çıkar ve protein çözeltilisini düşük protein varlığında incelememizi olanaksız kılar. Bu olgu 4.6- 4.20 şekillerinde açıkça görülmektedir. Görüldüğü üzere dalgalı bir bozunum söz konusudur. Buradaki SE ve IR katarları single eksponansiyel bozunuma uymamaktadır. Ayrıca IR-T₁ ve SE-T₂ eğrileride denklem 2.1 ve 2.2 denklemlerini fit etmemektedir.

Diğer yandan şekil 4.20 ve 4.25 arasındaki tüm şekillerden görüldüğü üzere H₂O/D₂O karışımına albümin eklendikçe IR FID ve SE katarları, albümin miktarına bağlı olarak, giderek eksponansiyel olmaktadır. IR-T₁ ve SE-T₂ eğrileri denklem 2.1 ve 2.2' yi mükemmel fit etmektedir. Bu protein eklenmesinin RD etkisini ortadan kaldırdığını gösterir.

Radyasyon damping' in verilen teorisine göre;

$$1/T_{10} = 1/T_{1g} + 1/T_{1RD} \quad (4.1)$$

olarak yazılır.(Bloom 1954) Burada $1/T_{10}$, $1/T_{1g}$ ve $1/T_{1RD}$ sırasıyla ölçülen , gerçek, RD' nin etkisi ile ortaya çıkan durulma zamanlarıdır. H₂O/D₂O ortamına ve albümin yokluğunda RD etkilidir. Bu nedenle birisi yalancı diğeri gerçek olmak üzere iki durulma zamanı vardır. Bu zamanlar ;

$$M_z = M_0(1-2e^{-t/T_1}) \text{ ve } M_{xy} = M_0e^{-t/T_2}$$

denklemlerine yerleştirilir ise manyetizasyon çok bileşenli olur. Bu nedendir ki şekil 4.5 ve 4.20 arasında verilen H₂O/D₂O karışımlarına ait IR FID ve SE katarları ve de IR-T₁ ve SE-T₂ eğrileri single eksponansiyel bozunuma uymaz. Diğer yandan ortama albümin eklenirse $1/T_{1g}$ çok büyür ve $1/T_{1RD}$ ihmal edilir hale gelir. Bu durumda

4. BULGULAR VE TARTIŞMA

$1/T_{1d}=1/T_{1g}$ olur. Bunun sonucu olarak manyetizasyon tek bileşenli olur. Bu nedendir ki Şekil 4.21 ve 4.25 arasında verilen, albümin içeren H₂O/D₂O çözeltileri için verilen IR FID ve SE katarları ve de IR-T₁ ve SE-T₂ eğrileri single eksponansiyel bozunuma uygundur.

5. SONUÇ VE ÖNERİLER

Radyasyon damping'in etkilerinin ortadan kaldırılması çeşitli tekniklerle yapılmaktadır. Bu teknikler yeni aygıtların ve yeni puls programlarının kullanılmasını gerektirmektedir. Bu çalışmada ise RD'nin ortadan kaldırılması, NMR ile incelenen çözeltiler kullanılarak doğal yollarla gerçekleştirilmiştir. Ortama belli bir konsantrasyonda albümin eklenince RD' nin ortadan kalktığı sonucuna varılmıştır. Düşük su oranı içeren H₂O/D₂O (örneğin 0.05ml H₂O ve 0.95ml D₂O) örneklerinde ortama düşük konsantrasyonlarda albümin eklenmesi, RD etkisini yok etmektedir. Bu tip karışıma diğer proteinlerinde eklenirse RD' nin etkisinin yok olması beklenir. Önerdiğimiz yöntem düşük oranlı su içeren H₂O/D₂O çözeltilerinin T₁ ve T₂ incelemeleri için uygun bir metod olmaktadır. Ancak aşağıdaki hususlar öneri olarak dikkate alınabilir.

(a) Yüksek protein konsantrasyonları RD etkisini kaldırmaktadır. Ancak bu konsantrasyonlar protein yığılması denilen bir olaya yol açar. Bu nedenle NMR T₁ ve T₂ ölçümlerine pek uygun değildir. Bu nedenle başka doğal yöntemler denenmelidir.

(b) Paramagnetik iyonların özellikle Mn(II)'in 1/T₁ ve 1/T₂ yi çok yüksek miktarda artırdığı biliniyor. Bu nedenle H₂O/D₂O çözeltilerinde RD etkisi ortama paramanyetik iyonlar eklenerek, RD'nin etkisi ortadan kaldırılabilir. Bu tip deneylerin yapılması önerilir.

6. KAYNAKLAR

Augustine, M.P., Hahn, E.L. 1998. Three-component spin echoes. *J. Phys. Chem*, (102): 8229.

Augustine, M.P. 2001. Transient properties of radiation damping. *J. Magn. Reson*, (111): 150.

Barjat, H., Chadwick, G.P., Morris, Swanson, A.G., 1995. The Behavior of Multiplet Signals under 'Radiation Damping Conditions. I. Classical Effects, *J. Magn. Reson. Ser. A*, (117): 109-112.

Barjat, H., Mattiello, D.L., Freeman, R. 1999. Suppression of Radiation Damping in High-Resolution NMR. *J. Magn. Reson*, (136): 114-117.

Bloembergen, N., Pound, R.V. 1954. Radiation Damping in Magnetic Resonance Experiments. *Phys. Rev*, (95): 8-12.

Bloom, S. Effects of Radiation Damping on Spin Dynamics. *J. Appl. Phys*, (28): 800-805.

Broekart, P., Jeener, J. 1995. Suppression of Radiation Damping in NMR Liquids by Active Electronic Feedback. *J. Magn. Reson. Ser. A*, (113): 60-64.

Böckmann, A., Guittet, E. 1996. Suppression of Radiation Damping During Selective Excitation of the Water Signal: The WANTED Sequence. *J. Biomolecular NMR*, (8): 87-92.

Cutting, B., Chen, J.H., Moskau, D., Bodenhausen, G. 2000. Radiation Damping Compensation of Selective Pulses in Water-Protein Exchange Spectroscopy. *J. Biomolecular NMR*, (17): 323-330.

Daskiewicz, O.K., Hennel, W., Lubas, B. 1963. Combined H-NMR and vacuum dehydration study of rat muscles. *Biochimica et Biophysica Acta*, (880): 1-9.

Gallier, J., Rivet, P. 1987. ¹H and ²H-NMR study of bovine serum albumin solutions. *Biochim. Biophys. Acta*, 915(1): 1-18.

Grösch, L., Noack, F.L. 2002. Multinuclear Relaxation Dispersion Studies Of Protein Hydration. *Biochim. Biophys. Acta*, (17): 419-484.

Hoult, D.I., Ginsberg, N.S. 2001. The quantum origin of the free induction decay signal and spin noise, *J. Magn. Reson*, (148): 182.

Koenig, S.H. 2000. Protein-bound water molecule counting by resolution of (¹H) spin-lattice relaxation mechanisms. *Biophys. J*, (69): 593-603.

- Louis- Joseph, A., Abergel, D., Lallemand, C.Y. 1995. Neutralization of Radiation Damping by Selective Feedback on a 400MHz NMR Spectrometer. *J. Biomol. NMR*, (5): 212-216.
- Maas, W.E., Laukien, F.H., Cory, D.G. 1995. Suppression of Radiation Damping by Q-Switching during Acquisition, *J. Magn. Reson. Ser. A*, (113): 274-277.
- Mao, X-A., Ye, C.H. 1993. Line Shapes of Strongly Radiation Damped Nuclear Magnetic Resonance Signals, *J. Chem. Phys.*, (99): 7455-7462.
- Mao, X-A., Wu, D-H., Ye, C.H. 1993. Radiation Damping Effects on NMR Signal Intensities. *Chem. Phys. Lett*, (204): 123-127.
- Mao, X-A., Guo, J-X. 1994. Nuclear Magnetic Resonance Line Shape Theory in the Presence of Radiation Damping, *Phys. Rev. B*, (49): 15702-15711.
- Mao, X-A., Guo, J-X., Ye, C.H. 1994. Radiation Damping Effects on Spin-Lattice Relaxation Time Measurements. *Chem. Phys. Lett*, (222): 417-421.
- Mao, X-A., Guo, J-X., Ye, C.H. 1994. Radiation Damping Effects On Transverse Relaxation Time Measurements, *Chem. Phys. Lett*, (227): 65-68.
- Mao, X-A., Guo, J-X., Ye, C.H. 1994. Competition between Radiation Damping and Transverse Relaxation Effects on NMR Signal Intensities. *Chem. Phys. Lett*, (218): 249-253.
- Oakes, J. 1975. *J. Chem. Soc. Farad. Trans*, (72): 216-237.
- Powles, J.G., Smith D.W. 1964. *Phys. Lett*, (3): 239-240.
- Szoeke, A., Meiboom, S. 1959. Radiation Damping in Nuclear Magnetic Resonance, *Phys. Rev*, 585-586.
- Warren, W.S., Hames, S. L., Bates, J.L. 1989. Dynamics of Radiation Damping in Nuclear Magnetic Resonance, *J. Chem. Phys.*, (91): 5895- 5904.
- Wu, D.H., Johnson, C.S. 1994. Radiation Damping Effects on Relaxation Time Measurements by the Inversion Recovery Method, *J. Magn. Reson. Ser. A*, (110): 113-117.
- Yılmaz, A., Korunur, S. 2011. 'NMR Ders Notları,' Dicle Üniversitesi, Fen Fakültesi Fizik Bölümü.
- Zhang, S., Gorenstein, D.G. 1996. Suppression of Radiation Damping During Acquisition by Pulsed Field Gradients, *J. Magn. Reson. Ser. A*, (118): 291-294.

ÖZGEÇMİŞ

01.08.1981 tarihinde Diyarbakır'ın Hazro ilçesinde doğdum. Babamın öğretmen olması nedeniyle, İlköğrenimimi Türkiye'nin çeşitli illerindeki ilkokullarda okuduktan sonra Diyarbakır Atatürk İlköğretim okulunda tamamladım. Orta öğrenimimi Diyarbakır Fatih Lisesinde 1998' de tamamladım. Lisans eğitimimi Dicle Üniversitesi Fen Fak. Fizik bölümünde 1999-2003 yılları arasında tamamladım.

Yüksek Lisans Eğitimine 13.09.2004 tarihinde Dicle Üniversitesi Fen Bilimler Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında kabul edildim. Tez konusu olarak Katıhal Fiziği Anabilim Dalında "Schottky Diyotlar Ve Elektriksel Parametrelerin İncelenmesi" üzerine bir çalışma hazırladım. 24.08.2006 tarihinde yüksek lisans eğitimimi tamamladım.