

**BİR POLARİZE DÖTERON
HEDEFİN POLARİZASYON MİKTARININ ÖLÇÜLMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ
Fizik Müh. İskender A. REYHANCAN

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 21 Ocak 1994

Tezin Savunulduğu Tarih : 10 Şubat 1994

Tez Danışmanı : Prof. Dr. H. Hüseyin GÜVEN

Diğer Jüri Üyeleri : Prof. Dr. Önder PEKCAN

: Doç. Dr. Nurfer GÜNGÖR

ŞUBAT 1994

ÖNSÖZ

Bu çalışmam sırasında bana göstermiş oldukları yardımlarından dolayı öncelikle Sayın Hocam Prof.Dr. H. Hüseyin GÜVEN'e, Boğaziçi Üniversitesi Fizik Bölümü öğretim üyelerinden Prof.Dr. Engin ARIK'a ve Doç.Dr. Erhan GÜLMEZ'e, Çekmece Nükleer Araştırma Merkezi'nden Doç. Dr.Nizamettin ERDURAN'a, bana tezin analiz kısmında bulunduğu öneriler için ise Dr.Arif MAİLOV'a ve CERN'de bulunan SMC deneyi içinde yer alan Polarize Hedef grubunun elemanlarına teşekkürlerimi sunarım.

Ocak 1994
İstanbul

İskender A. Reyhancan

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	iv
SUMMARY.....	v
BÖLÜM 1. GİRİŞ.....	1
1.1. Spin Muon Collaboration(SMC) Deneyi.....	1
1.2. Polarize Hedef.....	2
BÖLÜM 2. POLARİZASYON HAKKINDA TEORİK BİLGİLER.....	7
2.1. Dinamik Nükleer Polarizasyon (DNP).....	7
2.2. Döteronun Spin Durumları.....	10
BÖLÜM 3. NÜKLEER MANYETİK REZONANS (NMR).....	14
3.1. N.M.R'ın Tanımı.....	14
3.2. N.M.R Devresi.....	17
3.2.1. Radyofrekans Kısmı.....	17
3.2.1.1. Q Metre.....	20
3.2.2. Alçak Frekans (LF) Kısmı.....	22
3.2.3. Sayısal (Dijital) Kısmı.....	23
BÖLÜM 4. DÖTERON POLARİZASYONUNU ÖLÇÜM TEKNİKLERİ...24	24
4.1. Isısal Denge Metodu.....	24
4.2. Asimetri Metodu.....	27
BÖLÜM 5. N.M.R SPEKTRUMUNUN ANALİZİ.....	31
5.1. Isısal Denge Metodu ile Analiz.....	31
5.2. Asimetri Metodu ile Analiz.....	35
5.3. Hata Hesabı.....	35
BÖLÜM 6. SONUÇ ve TARTIŞMA.....	40
KAYNAKLAR.....	41
ÖZGEÇMİŞ.....	43

ÖZET

Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi (CERN)'de Spin Muon Collaboration (SMC) deneyinde nükleonların spine bağlı yapı fonksiyonları (g_1^p ve g_1^n) ölçülmektedir. Bunun için enerjisi 200 GeV'ye kadar olan polarize leptonların (μ^+), polarize edilmiş nükleonlardan (proton ve nötron için döteron) derin inelastik saçılmasına bakılmaktadır.

Bu spine bağlı yapı fonksiyonlarını hesaplayabilmek için deneyin kalbi sayılan hedefin polarizasyon miktarını iyi bir doğrulukla bilmek gereklidir. Bu nedenle polarizasyonu ölçmek için Nükleer Manyetik Rezonans (NMR) tekniği kullanılmaktadır. Bunun için Radyofrekans (RF), Alçakfrekans (LF) ve sayısal (dijital) bölümlerinden oluşan NMR devresi kullanıldı. Bu devreden elde edilen NMR spektrumlarını kullanarak Isısal Denge (TE) veya Asimetri metotlarıyla hedefin polarizasyonu ölçülebilir.

Deneyin çalışması esnasında diğer adı Alan metodu olan TE metodu kullanılmaktadır. Bu metotta hedefin polarizasyonu ile TE(NMR) spektrumunun altındaki alan arasında bir doğru orantı vardır. Buradaki orantı sabiti ise TE kalibrasyonu yapılarak bulunmuştur. Diğer bir metot olan asimetri metotunda ise polarizasyon, NMR devresinden elde edilen spektrumun bir fonksiyona fit edilmesi ile spektrumun tepeleri arasındaki oran (R) bulunmuştur.

Bu iki metotla bulunan polarizasyon değerlerinin birbirlerine çok iyi bir uyum içinde oldukları görülmektedir.

SUMMARY

MEASUREMENT OF POLARISATION OF THE DEUTERON POLARISED TARGET AT SPIN MUON COLLABORATION

The NA47 experiment at CERN of Spin Muon Collaboration (SMC) is aimed at measuring the deep inelastic scattering of polarised muons from polarised nucleons to provide information on the spin dependent structure function of the proton and the neutron. Recently 100 GeV/c muons have been scattered from a deuterated butanol polarised target to provide information on the spin structure function of the neutron.

SMC experiment setup consists of polarised target, which is the heart of the experiment, the spectrometer and polarimeter. The spectrometer has been adapted to the high flux of 4×10^7 muons per pulse of 2.6 s repeated every 14.4 s. The scattered muon, whose momentum is analysed by the Forward Spectrometer Magnet (FSM), is identified by a set of trigger hodoscopes after having penetrated an iron absorber wall (Fig. 1 a). Besides there is an array of streamer and drift tubes, altogether consisting of 44 planes. Another 8 planes of proportional chambers exist in this region. Additional chambers upstream of the absorber increase the redundancy also in this region.

The polarimeter, which is located downstream of the main spectrometer, (Fig. 1 b) determines the beam polarisation by two independent methods. A combination of both methods will result in a beam polarisation measurement of about 5 % overall accuracy.

The polarised target which is the heart of the experimental setup consists of the $^3\text{He} - ^4\text{He}$ dilution refrigerator, superconducting solenoid providing a longitudinal magnetic field of 2.5 Tesla, two separate microwave systems for Dynamic Nuclear Polarisation (DNP) and the Nuclear Magnetic Resonance (NMR) measuring the polarisation of polarised target.

During Dynamic Nuclear Polarisation (DNP), the temperature in the target region is about 0.5°K. Under these conditions free electron spins are completely aligned, whereas protons and deuterons are essentially unpolarised. DNP transfers the electron polarisation to the protons or deuterons by means of microwave radiation close to the electron spin resonance line of 70 GHz. The slightly different frequencies needed to generate parallel and antiparallel longitudinal polarisation are provided by two separate microwave systems. This allows to build up opposite polarisations in the two target sections simultaneously. So the polarised target consists of an upstream and a

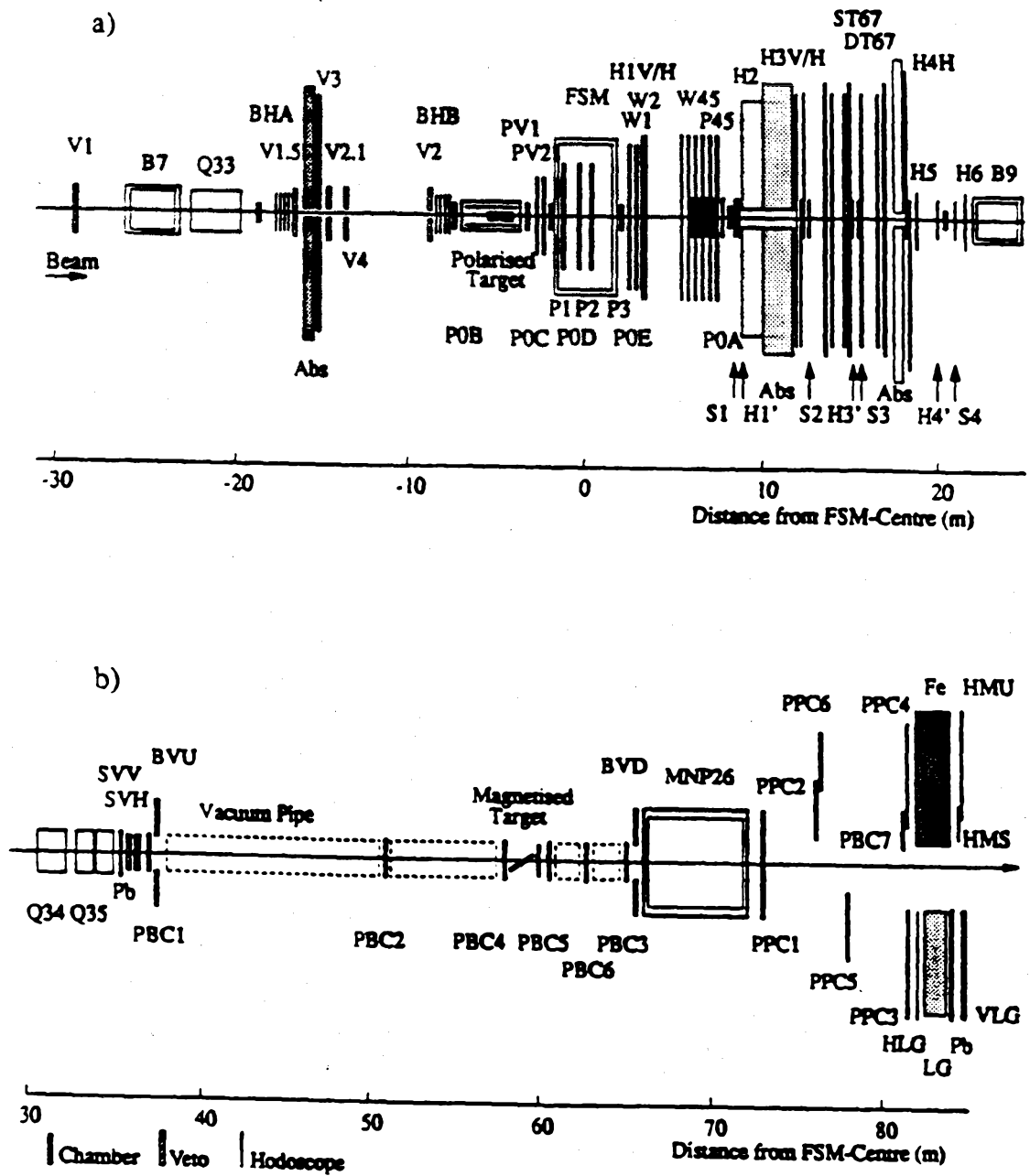


Figure 1.a) The SMC Spectrometer b)The SMC beam Polarimeter

downstream target cell. Once the maximum polarisation is reached and the microwave power is switched off, the target is cooled down to 50 m°K, where the nuclear spin-lattice relaxation becomes extremely slow and the target polarisation is effectively frozen, which is named as Frozen Spin Mode. For the measurement of g_1^n and g_1^p , the nucleons in both target sections are polarised longitudinally and in opposite sense with respect to each other.

In this experiment, beads of butanol and deuterated butanol as proton and neutron targets respectively are used. To generate the paramagnetic centers needed for DNP, the butanol is doped with a metallo-organic substance $EHBA - Cr^V$. The beads are contained in the two 40 cm long target sections of 5 cm diameter, which are separated by a 20 cm long gap.

The NMR system has measured the polarisation of the deuteron and hence, neutron polarisation. This large target is split into halves (upstream and downstream) with one half polarised in the opposite direction to the other. Four coils in each target half measure the deuteron polarisation. Two other coil can monitor the polarisation of the residual protons in the butanol material.

The NMR system consists of three basic sections; a Radiofrequency (RF) section, a Low Frequency (LF) section and a digital section. The RF section is subdivided into four parts; the NMR pick-up coils inside the cryostat, the $\lambda/2$ rigid cables, the Q meters and the digital frequency synthesizer.

The target polarisation around each coil is measured by a Q meter and a series LCR resonant circuit. The NMR coil is the inductor and imbedded in the target material. The resonant frequency of the circuit is adjusted for the deuteron NMR frequency at the external magnetic field (2.5 T.) which is used. The coil is connected to the Q meter by a cable of length $\lambda/2$, which contributes little to the impedance of the circuit at the resonant frequency, so that the circuit can be tuned to resonance frequency by means of a capacitor external to the cryostat. The coils are made of 60 cm long, 2 mm diameter Cu-Ni tubes with a 1 mm Teflon (Dupont PTFE) coating. Each coil has three windings and an inductance of 450 nH. The coils are all in line with 4 cm spacing and oriented in such a way to create a magnetic field perpendicular to the main field, needed to process the nuclear spins and perpendicular to its neighbour coils to reduce the mutual inductance.

The LF section is subdivided into two parts; the offset-cards and the receiving amplifiers. The Q meter output has a DC level of about -3 V. This DC level must be subtracted before further amplification is possible and this is done at the start of a sweep averaging period.

The digital section consists of the A/D converter and digital processor part. It converts the amplified signal to a binary number at each step with high precision and accumulates an average over a few thousand sweeps. The Q meter measures the magnetic susceptibility of the butanol beads as a function of frequency. The coil L, $\lambda/2$ cable and capacitor C form a tuned circuit. The voltage at the input of the RF amplifier is proportional to the Q of the circuit. This voltage signal is amplified and applied to a double balanced mixer to measure the absorptive part of the magnetic susceptibility of the butanol beads.

The polarised nuclei have a magnetic susceptibility which modifies the Q of the circuit (hence Q meter). The change in Q is measured by a change in the voltage across the coil, when the tuned circuit is modulated around the resonant frequency. The integral of this response is proportional to target polarisation. This integral is normalised by measuring the integrated signal at thermal equilibrium (TE) with no microwaves applied and under the same experimental conditions.

The deuteron TE signal is very small and buried in noise. Signal averaging is used to average out the statistical noise and improve the signal to noise ratio. For this to work there should be no systematic effects which change the TE signal by the signal averager.

To calculate the integrated signal from the measured input, we proceed in three steps. The NMR signal plus Q curve is measured in 400 points over the frequency sweep from 16.1 to 16.6 MHz and averaged for a certain number of sweeps, usually 200 sweeps for NMR signal and 10000 sweeps for TE signal (Fig. 2). After that, the Q curve alone is measured by shifting the magnetic field to a 5 % lower value, which shifts the NMR signal outside the frequency sweep. The first step is to subtract the Q curve alone from the signal plus Q curve, which results in a NMR signal with usually only a small residual Q curve, which is removed in the second step by subtracting a parabolic fit to the wings of the signal. For the fit, we took 70 points in each wing, which is a compromise between fit accuracy and cutting too much into the signal. The third step is to determine the integrated signal, which we have defined as the straight sum all the points divided by the total number of points. This is named as TE method.

The second type of calculation of the deuteron polarisation is Asymmetry Method. In this method, the deuteron polarisation is measured from the asymmetry of the deuteron NMR spectrum (Fig. 3). To determine Ratio parameter (R), we have used to the amplitudes of three extrema in the NMR spectrum in the case of a Boltzmann distribution of spins. Then the polarisation is calculated from

$$P = \frac{R^2 - 1}{R^2 + R + 1}.$$

Finally the agreement between TE and Asymmetry Methods was found very well.

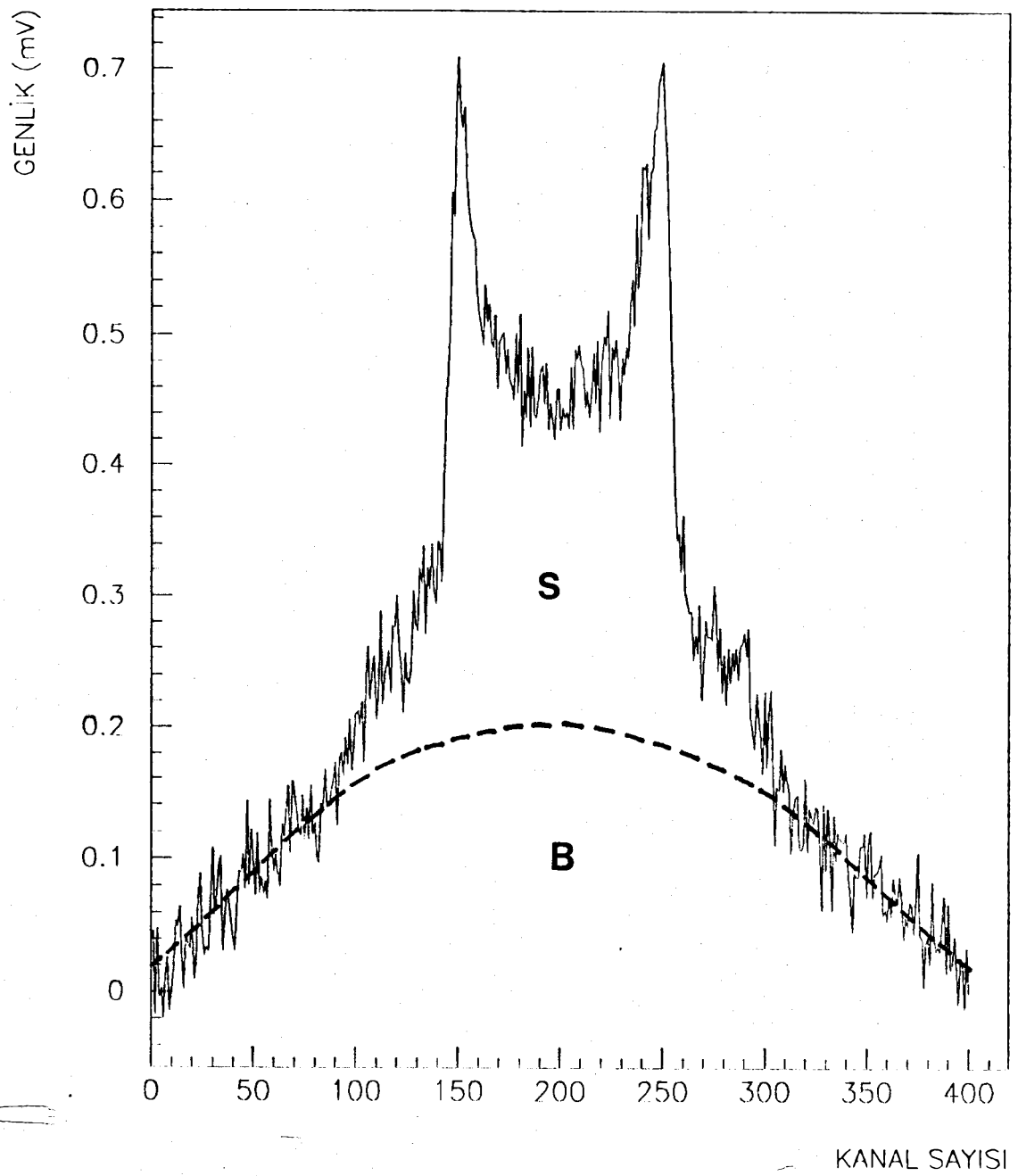


Figure 2. The TE Spectrum

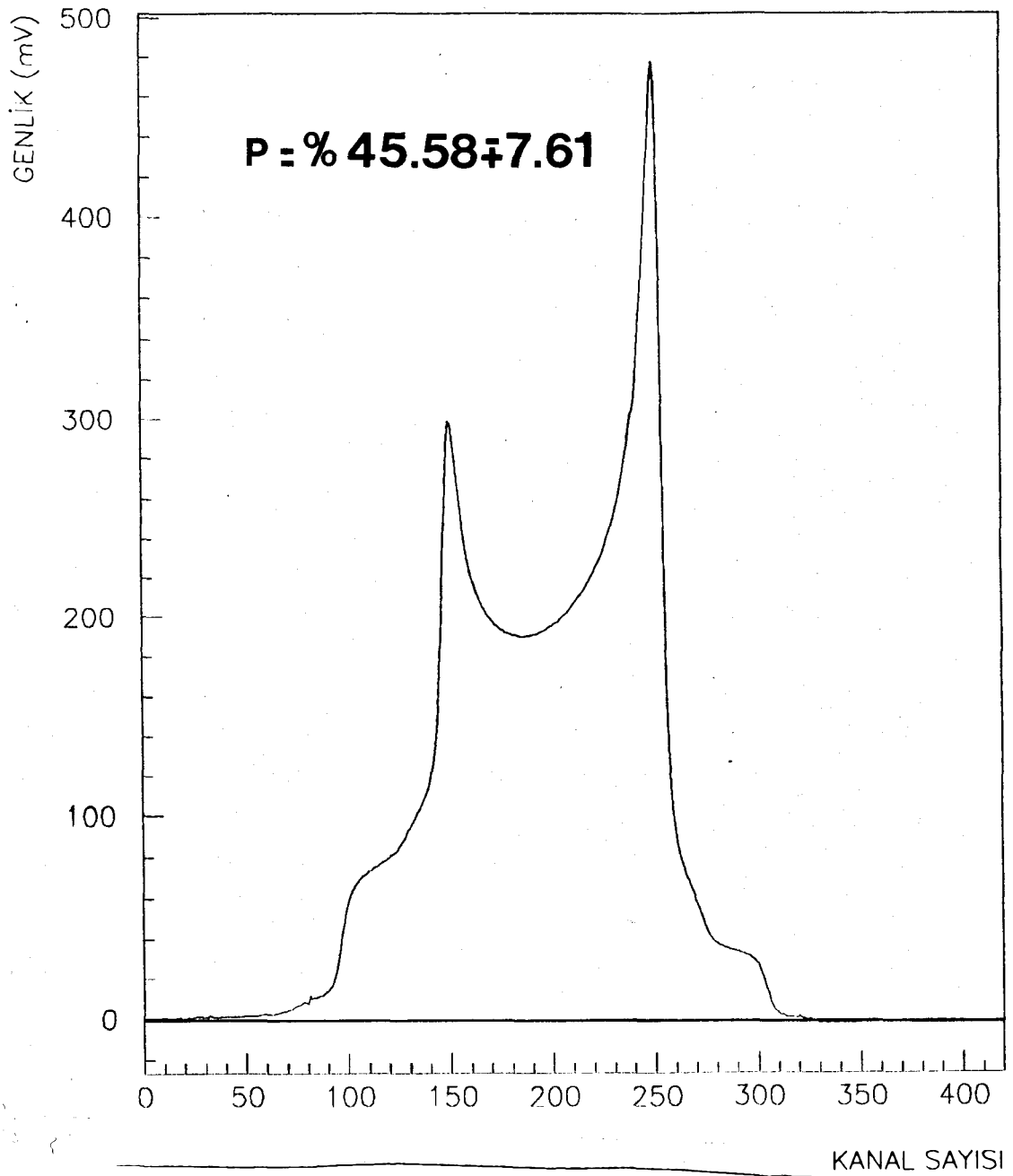


Figure 3. The NMR Spectrum

BÖLÜM 1

GİRİŞ

Uzun yıllardan beri [1] yüklü leptonların polarize olmayan hedeflerden (proton v.b.) derin inelastik saçılması deneyleri yapılarak nükleonları oluşturan kuarkların spinleri hakkında bilgi edinildiği gibi onların varlığı da ispatlanmıştır. Ancak nükleonun spininin kuarklar arasında nasıl dağıldığı hakkında çok az bilgi vardır. Böyle bir bilgiyi edinebilmek için polarize leptonların, polarize edilmiş nükleonlardan derin inelastik saçılmasına bakılabilir.

Bu konuda ilk çalışma [1] Stanford Linear Accelerator (SLAC) da E80 nolu deneyle başlatılmış ve halen devam etmektedir. Keza bu tür bir çalışma CERN'de (Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi) European Muon Collaboration (EMC) ile başlatılmış, daha sonra yapılan bazı değişikliklerle adı SMC (Spin Muon Collaboration) olarak değiştirilmiştir.

1 . 1 . Spin Muon Collaboration (SMC) Deneyi

Bu deneyde [2] nükleonların (proton ve nötron) spine bağlı yapı fonksiyonlarının (g_1^p ve g_1^n) ölçülmesi amaçlanmıştır. Bunun için polarize edilmiş, enerjisi sabit ve 200 GeV'e kadar μ^+ demetinin, yine polarize edilmiş proton veya döteron hedef üzerine çarptırılmak suretiyle derin inelastik saçılmasına bakılmaktadır. Bu deney esas olarak üç bölümden oluşmuştur. Bunlar, deneysel oluşumun en önemli kısmı sayılan Polarize Hedef, Spektrometre ve Polarimetre olup, polarimetre demetin geliş yönüne göre spektrometreden sonra gelmektedir. (Şekil 1.1 a,b)

SMC deneyinde, CERN-SPS (Super proton-antiproton Synchrotron) hızlandırıcısından gelen muon demeti kullanılmaktadır. Bu demet, 4 cm çapında ve 14.4 sn aralıklarla gelen pulslardan oluşmaktadır. Her bir pulsun süresi 2.6 sn ve akışı ise puls başına 4×10^7 muondur. Pion ve kaonun bozunumundan gelen μ^+ demetinin doğal olarak % 80'i polarizedir.

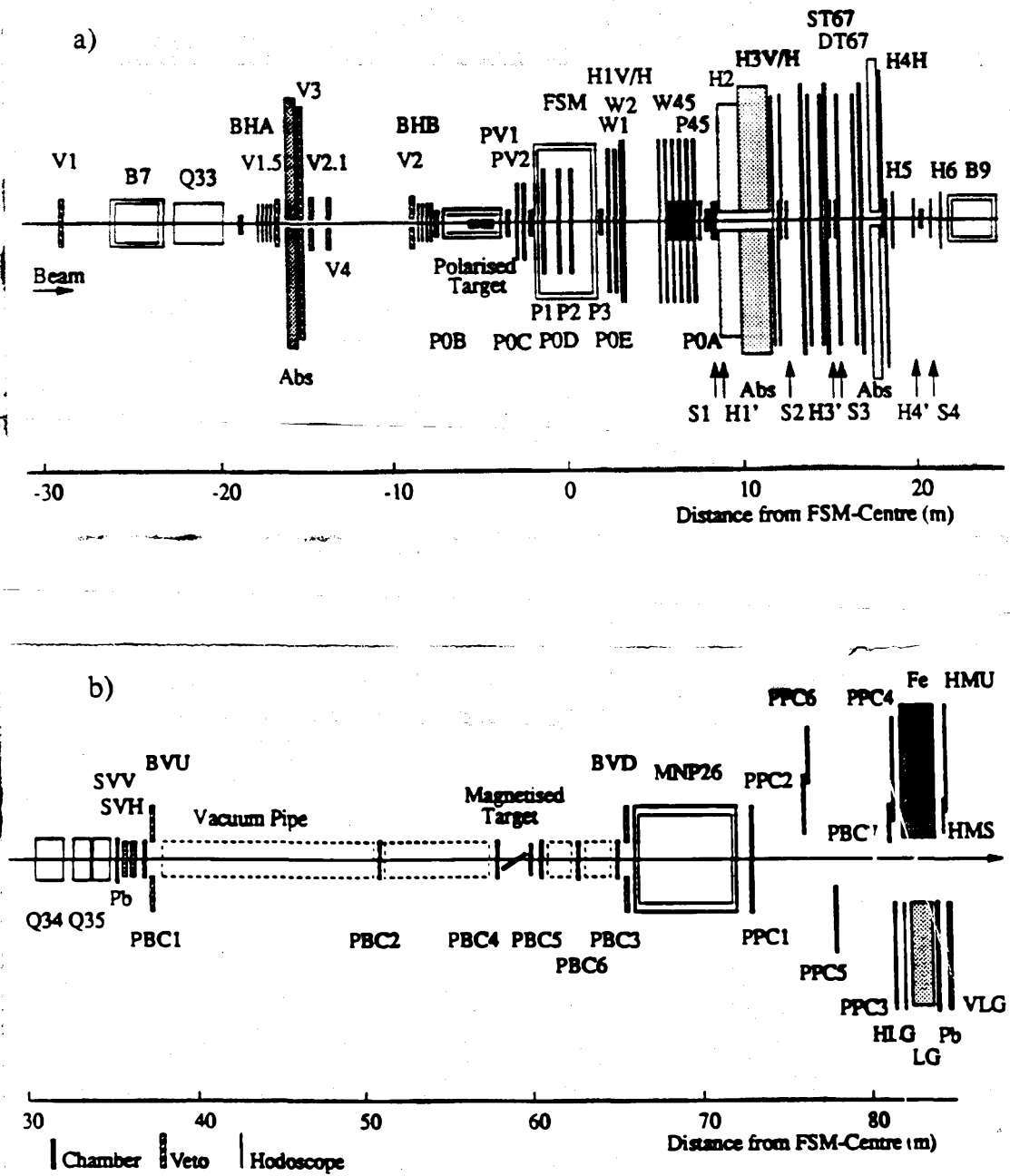
Spektrometrede, 44 tane streamer, 8 proportional chamber, bir seri trigger hodoskopu ve demir soğuruculardan başka polarize hedeften saçılan muonların momentumunu ölçen Forward Spectrometer Magnet (FSM) bulunmaktadır.

Polarimetre'de ise gelen muon demetinin polarizasyonu incelenmektedir. Bunun için iki bağımsız metot kullanılır. İlk metotda, vakum tüpünde pozitron ve nötrinoya bozunan ($2.2 \mu\text{sn}$) muonun polarizasyonunun pozitronun enerjisine olan bağımlılığına bakılmaktadır. İkinci metotda ise manyetize edilmiş ferromanyetik demir foil içindeki polarize elektronlarla muonların çarpışması sonucu ortaya çıkan tepilen elektronlar incelenmektedir. Her iki metot ile demetin polarizasyonu % 5 doğrulukla ölçülmektedir.

1 . 2 . Polarize Hedef

Deneyin en önemli kısmı sayılan polarize hedef, genel olarak dört bölümden oluşmaktadır. Bunlar, hedef malzemesinin sıcaklığını $50\text{m}^\circ\text{K}$ 'e kadar düşüren $^3\text{He} - ^4\text{He}$ soğutucusu (Dilution Refrigerator (DR)), Süperiletken magnet, mikrodalga sistemi (Şekil 1.2) ve döteron polarizasyonunu ölçen Nükleer Manyetik Rezonans (NMR) sistemleridir.

Hedef malzemesi olarak proton hedef için butanol, döteron hedef içinse dötore edilmiş butanol kullanıldı. Aynı zamanda hedef malzemesi içinde $\text{EHBA} - \text{Cr}^{\text{V}}$ dopant atomları da belli bir oranda bulunmaktadır. Bu paramanyetik merkezler Dinamik Nükleer Polarizasyon (DNP) tekniği ile



Şekil 1.1 a) Spektrometre b) Polarimetre [2]

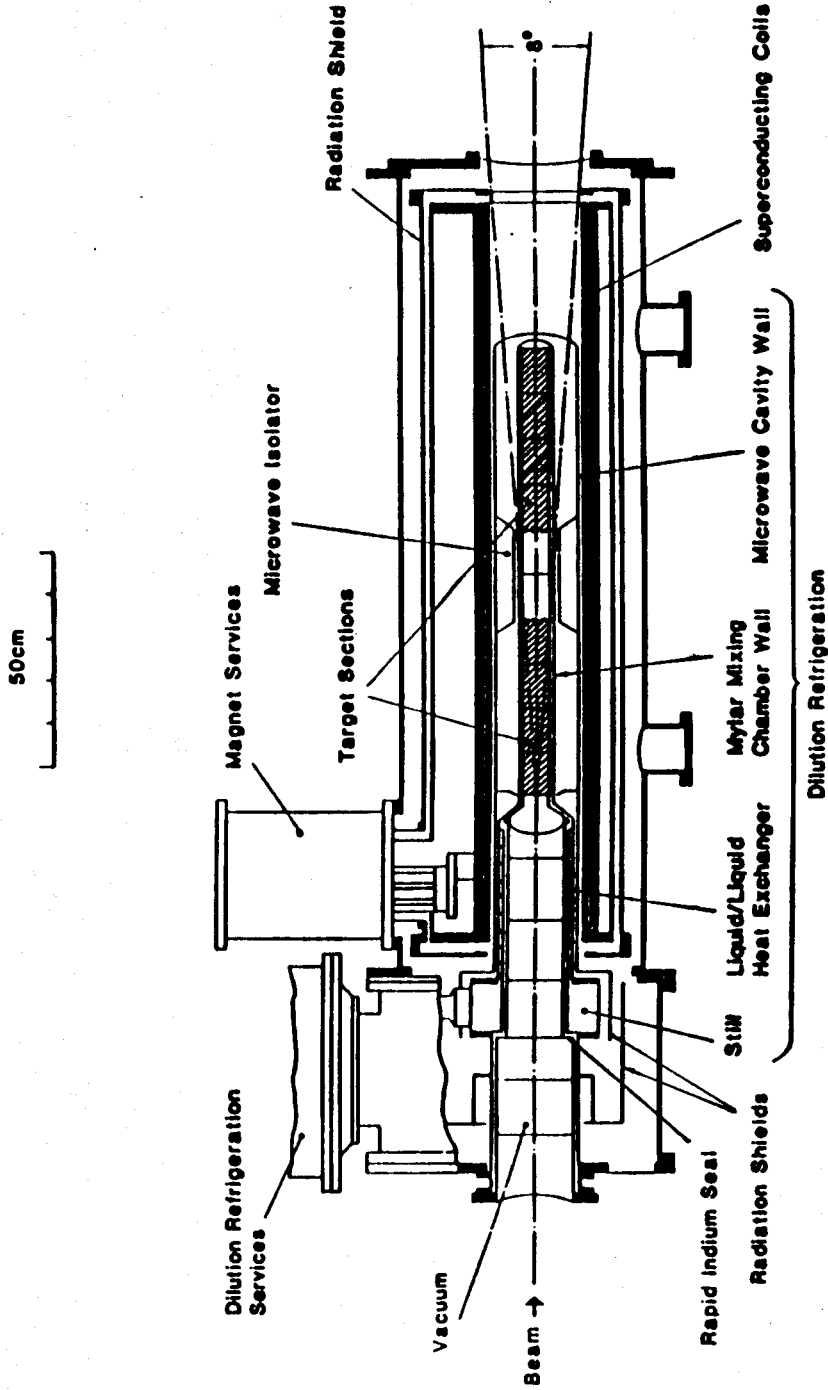
polarizasyonu artırabilmek için kullanılmaktadır.

Butanol, beadler halinde 5 cm çapında ve 40 cm uzunluğunda iki ayrı silindir hücre içine yerleştirilmiştir. Bu iki silindir arasında ise 20 cm uzunluğunda bir boşluk vardır. Böylece iki ayrı hedef elde edilmiş olunur. μ^+ demetinin geliş yönüne göre öndekine upstream (akışın yukarısı), arkadakine downstream (akışın aşağısı) olarak isim verildi.

$^3\text{He} - ^4\text{He}$ soğutucusu (DR), uygulanan mikrodalga radyasyonu (Dinamik Nükleer Polarizasyon) sonucu ısınan hedefi 0.5°K 'nin altında tutmaktadır. Süperiletken solenoid magnet ise gelen μ mezon demeti doğrultusunda 2.5 Teslalık manyetik alan sağlamaktadır.

DNP uygulanmadan önce 2.5 Teslalık manyetik alanla hedef içindeki elektronlar tamamiyle polarize edilir. Oysa proton veya döteronlar gerektiği kadar polarize değildir. Bu durumda DNP metodu kullanılarak elektronların polarizasyonu, protonlara veya döteronlara mikrodalga radyasyonu ile transfer edilir. Bu mikrodalğanın frekansı 70 GHz lik ESR (Elektron Spin Rezonans) çizgisine yakın olmalıdır. Gelen demetin yönüne göre paralel veya antiparalel döteron (proton) polarizasyonu üretmek için iki ayrı mikrodalga sistemi kullanılır. Bu durumda magnetin uyguladığı 2.5 Teslalık manyetik alana göre hedefi içeren silindir hücrelerden biri paralel diğeri anti paralel polarize edilir. Uygulanan mikrodalğanın frekansları, pozitif polarizasyon için 69.05 GHz iken, negatif polarizasyon için ise 69.50 GHz dir. Maksimum polarizasyona ulaşıncaya mikrodalga radyasyonu kesilir ve soğutucu hedefin sıcaklığını yaklaşık olarak $50\text{ m}^\circ\text{K}$ düşürür. Bu sıcaklıklarda Nükleer Spin-Latis relaksasyonu oldukça yavaştır. Böylece hedefin polarizasyonu sabit tutulmuş olur. Buna Frozen Spin Modu denir ve bu konu 2. bölümde ayrıntılı olarak anlatılmaktadır.

Polarizasyon, hedef bölgesi boyunca 5 tanesi hücrelerin birinde (upstream), diğeri 5 tanesi ise öteki hücrede (downstream) olmak üzere 10 tane Nükleer Manyetik Rezonans (NMR) sargısıyla ölçülür. Bu sargılara bağlı Q metrelerden alınan NMR spektrumlarıyla polarizasyon hesaplanır. 3 .



Şekil 1.2 Polarize Hedef

bölümde Nükleer Manyetik Rezonans (NMR) ve 4 . bölümde ise polarizasyon ölçüm teknikleri ayrıntılı olarak anlatılmıştır. 5 . bölümde ise SMC deneyinden alınan döteron NMR spektrumlarının analizi ve değerlendirilmesi yapılmıştır.

BÖLÜM 2

POLARİZASYON HAKKINDA TEORİK BİLGİLER

2 . 1 . Dinamik Nükleer Polarizasyon (DNP)

Oz eksenini boyunca I spinli bir sistemin spin durumu bazı parametrelerle tanımlanabilir. Bunlar indirgenebilir [3] spin tensörlerinin beklenen değerleri olarak tanımlanır. Bir sistemin vektör polarizasyonundan söz edilecek olursa, P polarizasyonu

$$P = \frac{\langle I_z \rangle}{I} \quad (2.1)$$

olarak tanımlanır. Tensör polarizasyonu ise

$$A = \frac{\langle 3I_z^2 - I(I+1) \rangle}{I^2} \quad (2.2)$$

dir. I = 1/2 için A tensör polarizasyonu sıfırdır. Bu durumda sistemin spin durumu, vektör polarizasyonuna karşılık gelir.

I spinli bir parçacık Oz yönünde uygulanan \vec{H} manyetik alanı ile etkileşir. Bu Zeeman etkileşmesinin Hamiltonyeni

$$H_{IZ} = -\vec{\mu} \cdot \vec{H} \quad (2.3)$$

olup, bu etkileşmenin sonucu enerji düzeyleri 2I+1 seviyeye ayrılır ve bunların enerjileri

$$E_m = -m\hbar\gamma H \quad (2.4)$$

bağıntısı ile verilmiştir. Burada $\mu = |\gamma|\hbar I = g\mu_B I$ manyetik dipol momenti, $|\gamma|$ cayromanyetik orandır. g ise spektroskopik ayırma faktörü ve μ_B Bohr magnetonudur.

$I=1/2$ spinli özdeş çekirdeklerin oluşturduğu bir spin topluluğunun polarizasyonu (2.1) bağıntısından yararlanarak

$$P = n_+ - n_- \quad (2.5)$$

olarak tanımlanır. Burada n_+ , $m=1/2$ durumundaki spinlerin populasyon oranını, n_- ise $m=-1/2$ seviyesindeki populasyon oranını gösterir. Manyetik kuantum seviyelerindeki çekirdeklerin dağılımı Boltzmann kanununa göre

$$\frac{n_-}{n_+} = \exp[(E_+ - E_-)/kT_S] \quad (2.6)$$

bağıntısı ile verilir. (2.5) ve (2.6) bağıntılarından $I=1/2$ için polarizasyon

$$P = \tanh(\mu H/kT_S) \quad (2.7)$$

olup, burada T_S spin sıcaklığıdır.

Spin sistemleri bulunduğu malzemenin kristal örgüsü içinde olduğundan, kristal ile spin sistemi arasında termal bir denge kurulur. Eğer termal denge var ise spin manyetik kuantum seviyelerinin populasyonları artan enerji ile azalır.

Yüksek polarizasyon elde etmek için (2.7) bağıntısından da anlaşılacağı üzere büyük manyetik alan ve aynı zamanda düşük sıcaklık gereklidir. Protonlar için $0.5^\circ K$ sıcaklık ve 2.5 Teslalık manyetik alanda elde edilebilecek polarizasyon ancak 5.11×10^{-3} dir. Fakat aynı şartlarda elektronların polarizasyonu 0.9975 olur. Bunun nedeni, elektronun manyetik momenti μ_e 'nin, protonun manyetik momenti μ_p 'den çok daha büyük olmasından kaynaklanmaktadır. Bu durumda polarizasyonu artırmak için çekirdeğin içinde bulunduğu kristal örgüsünde daha yüksek manyetik momente sahip başka parçacıklar da olmalıdır. Bu farklı spin türleri arasında uygun şartlarda bir etkileşme meydana gelirse, sistemin polarizasyonu artırılabilir. Bu amaç için dış kabuklarında çiftlenmemiş elektronu bulunan iyonlar veya paramanyetik kirlilikler kullanılabilir. Bu iki sistem arasındaki etkileşmeyi sağlamak için farklı enerji düzeyleri arasındaki geçişi rezonansa getiren radyofrekans (rf) veya mikrodalga radyasyonu kullanılır.

SMC deneyinde kullanılan hedefi, polarize etmek için paramanyetik dopant olarak Cr^{V} kullanılmıştır. Bu durumda bir manyetik alanın içinde

bulunan bir proton - elektron sisteminin spin Hamiltonyeni

$$H = H_{SZ} + H_{IZ} + H_{SI} + H_{RF} \quad (2.8)$$

olarak yazılabilir. Burada H_{SZ} ve H_{IZ} sırasıyla elektronun ve protonun Zee-man enerjilerini gösteren terimlerdir. H_{SI} ise elektronun S ve protonun I spinlerinin manyetik momentleri arasındaki dipolar etkileşmeyi ifade eder. H_{RF} sadece rf veya mikrodalga radyasyonunun kullanıldığı durumlarda hesaba katılır.

Proton ve elektron sistemine ait (2.8) denklemindeki Hamiltonyeninin çözümünde yer alan enerji düzeyleri arasındaki izinli geçişlerin yanı sıra yasak geçişler de vardır. Bu yasak geçişler, elektron spinini ile proton spininin mikrodalga radyasyonu ile ani olarak flip edilme olasılığına sahip geçişlerdir. Enerji korunumundan dolayı yasak geçişlerin olabilmesi için $\nu = \nu_e \pm \nu_H$ frekanslarında mikrodalga alanları uygulanmalıdır. Bu geçişlerin gözlemlendiği Elektron Spin Rezonans (ESR) çizgileri yüksek manyetik alan içindeki ana çizgiden ayrılabilir. Bu nedenle bu çizgiler yeterince duyarlı ESR spektrometresi ile gözlenebilir. Normal olarak yasak olan geçişler, Dinamik polarizasyonda sisteme uygulanacak rf radyasyonları ile geçişe zorlanabilir. Bu kısaca şöyle anlatılabilir. Düşük sıcaklıklarda elektronların çoğu temel seviyededir. Yasak geçişlere karşılık gelen frekanslarda mikrodalga uygulanarak elektronun ve protonun spinleri tersine çevrilip ilgili düzeyler arasında geçiş sağlanır. Bu geçişten sonra elektron milisaniye mertebesinde olan elektron spin latis relaksasyon zamanı içinde tekrar kendi eski durumuna geri döner. Böylece bu elektronu çevreleyen diğer çekirdeklerin spinleride ters çevrilerek geçişe zorlanır. Çekirdek spinini bir kere flip edildikten sonra nükleer spin latis relaksasyon zamanı içinde (birkaç saniye) polarize edildiği yönde kalır.

Dinamik Nükleer Polarizasyon tekniği içinde, spin difüzyonu olarak bilinen bir başka mekanizma daha vardır. Buna göre, elektrona yakın çekirdeğin polarizasyonu uzaktaki çekirdeğe aktarılabilir. Bu işlem, çekirdek spinleri arasındaki dipolar çiftlenmenin sonucunda çekirdek spinleri flip edilerek daha uzaktaki çekirdeğe kadar aktarır. Enerji ve açısal momentumun her ikisinde korunduğundan bu işlem oldukça hızlıdır. Örneğin protonların polarizasyonundaki homojensizlik bir saniye içinde 100 A mesafeye aktarılır. Bu durum ancak spin sistemini içinde sıcaklığın homojen olması durumunda mümkün olur.

Yasak geçişlerin olabilmesi için gerekli olan mikrodalga frekanslarından $\nu_e - \nu_H$, protonları $m=-1/2$ seviyesinden $m=1/2$ durumuna flip eder. Bu durumda pozitif polarizasyon elde edilir. Eğer $\nu_e + \nu_H$ frekansında mikrodalga uygulanırsa negatif polarizasyon sağlanır.

2 . 2 . Döteronun Spin Durumları

Spini 1 olan döteron çekirdeği [4,9] \vec{H} manyetik alanında triplet kuantum alt durumlarına ayrılır. Aynı zamanda döteron ile onun bulunduğu latis içindeki elektromanyetik alan arasında bir etkileşme vardır. Bu durumda Hamiltonyen

$$H = -\vec{\mu} \cdot \vec{H} + \frac{1}{6} \sum_{ab} \hat{Q}_{ab} V_{ab} \quad (2.9)$$

dir. Burada $\vec{\mu}$ döteronun manyetik momenti, \vec{H} uygulanan manyetik alandır. ϕ latisin çekirdek üzerindeki elektriksel potansiyeli ise V_{ab} (a ve b x,y,z yönlerinden birisi)

$$V_{ab} = \frac{\partial^2 \phi}{\partial a \partial b} \quad (2.10)$$

ile tanımlanır. \hat{Q}_{ab} operatörü ise

$$\hat{Q}_{ab} = eQ \left[\frac{3}{2} (I_a I_b + I_b I_a) - 2\delta_{ab} \cdot 1 \right] \quad (2.11)$$

olup, burada Q döteronun kuadrupol momenti, I_a ve I_b spin operatörleri, 1 ise birim matrisdir. \vec{H} manyetik alanı z yönünde alınırsa (2.9) bağıntısındaki Hamiltonyen

$$H = -\mu H_z I_z + \frac{1}{6} \sum_{ab} \hat{Q}_{ab} V_{ab} \quad (2.12)$$

$$= H_{IZ} + H_{kuad} \quad (2.13)$$

özel halini alır. H_{IZ} terimi, Zeeman etkileşmesini, H_{kuad} ise kuadrupol düzeltmesini gösterir. H_{kuad} teriminin H_{IZ} terimine yaptığı düzeltme % 1 kadardır. Zeeman enerji seviyelerindeki kuadrupol düzeltmesini hesaplamak

için birinci dereceden zamandan bağımsız pertürbasyon teorisi kullanıldığı zaman Hamiltonyenin çözümü

$$E_m = -h\nu_D m + h\nu_Q [3m^2 - I(I+1)](3\cos^2\theta - 1) \quad (2.14)$$

olur. Burada $m = \langle I_z \rangle$, ν_D döteronun Larmor frekansı, $\nu_Q = \frac{1}{4} \frac{eQV_{zz}}{h}$ dir. eQ döteronun kuadrupol momenti, V_{zz} ise z eksen boyunca elektrik alan gradientinin değeridir. Hedef malzemesi olarak dötore edilmiş butanol kullanıldığı için malzemenin kimyasal yapısında C-D (karbon-döteron) ve O-D (oksijen-döteron) kimyasal bağları bulunmaktadır. Buna göre θ açısı, \vec{H} manyetik alanının yönü (Şekil 2.1.b) ile C-D bağı arasındaki açıdır. Bu tür amorf yapıya sahip malzemelerde C-D bağlarının bütün oryantasyonları mümkündür. Aynı zamanda manyetik kuantum seviyelerinin kayması θ açısına bağlıdır.

Şekil 2.1.a da görüldüğü gibi $\theta = \pi/2$ ve $\theta = 0$ için spin sisteminin enerji seviyeleri farklıdır. Buna bağlı olarak seviyeler arasındaki geçişlerin yoğunluğunda $1/\cos\theta$ ile değişir. Şekil 2.1.b de görüldüğü üzere döteronun NMR spektrumu bu geçişlerin süperpozisyonudur. Buradaki iki pik $\theta = 90^\circ$ ye, pedestallar ise $\theta = 0^\circ$ ye karşılık gelmektedir. Sağdaki pik ile soldaki pedestal $m = 1 \leftrightarrow m = 0$ geçişine karşılık gelirken, soldaki pik ile sağdaki pedestal $m = -1 \leftrightarrow m = 0$ geçişine karşılık gelmektedir. Bu geçişlerin şiddetleri sırasıyla J_+ ve J_- dir. Termal dengede Boltzmann bağıntısını sağlayan seviyelerin n_m populasyonları arasındaki fark ile bu şiddetler arasında bir orantı vardır. n_m 'in toplamı normalize edilirse

$$\sum_m n_m = 1 \quad (2.15)$$

dir. Bu durumda (2.1) den vektör polarizasyonu

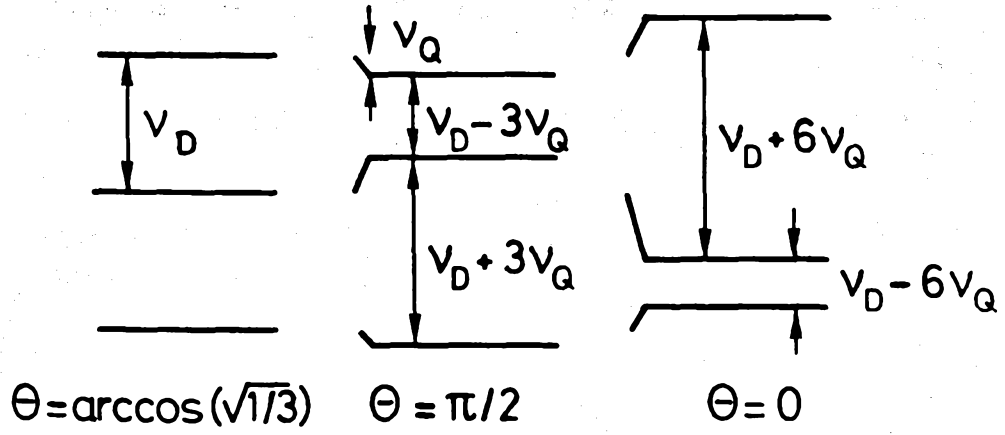
$$P = \langle I_z \rangle \quad (2.16)$$

bağıntısı ile tanımlanırsa

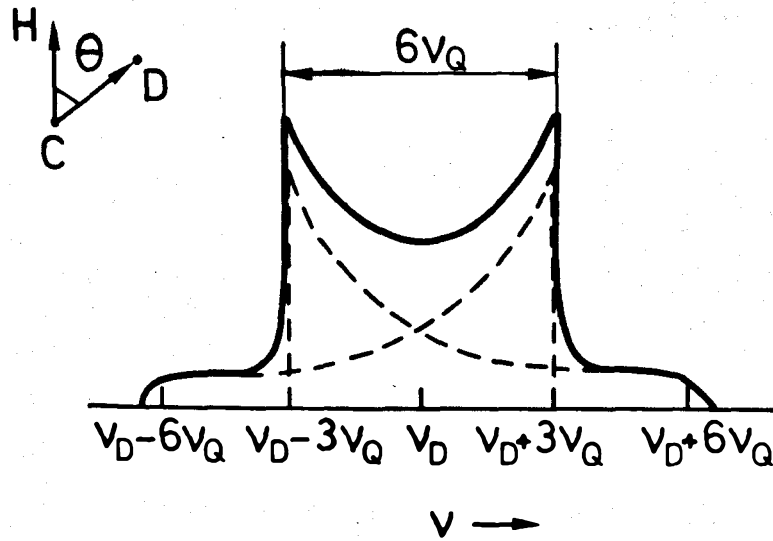
$$P = \frac{n_{+1} - n_{-1}}{N} = C(J_+ + J_-) \quad (2.17)$$

şeklini alır. N burada $n_{+1} + n_{-1} + n_0$ 'a eşittir. Tensör polarizasyonu ise (2.2) bağıntısından

$$A = \langle 3I_z^2 - 2 \rangle \quad (2.18)$$



Şekil 2.1 a) Döteron spin sisteminin enerji seviyeleri [3]



Şekil 2.1 b) Teorik olarak hesaplanmış döteron NMR spektrumu [3]

ile tanımlanırsa

$$A = 1 - 3n_o = C(J_+ - J_-) \quad (2.19)$$

olur. C sabiti, bilinen bir sıcaklıkta Isısal Denge (TE) sinyalini ölçerek tesbit edilebilir. Yüksek polarizasyonlarda J_+ ve J_- şiddetleri

$$R = \frac{J_+}{J_-} = \frac{n_{+1} - n_0}{n_0 - n_{-1}} \quad (2.20)$$

tanımından dolayı farklı ve belli bir asimetriye sahiptir. Bu tanımla birlikte (2.17) ve (2.20) bağıntılarından P döteron polarizasyonu için

$$P = \frac{R^2 - 1}{R^2 + R + 1} \quad (2.21)$$

bağıntısı elde edilir.

BÖLÜM 3

NÜKLEER MANYETİK REZONANS (NMR)

SMC deneyinde kullanılan Polarize Hedefin polarizasyonunu ölçmek için NMR tekniği kullanılmaktadır (1.Bölüm). Bu bölümde önce NMR'ın bir tanımı yapılacak daha sonra polarizasyonu bulmak için gerekli olan NMR devresi anlatılacaktır.

3 . 1 . N.M.R'ın Tanımı

Nükleer Manyetik Rezonans (NMR),[4] bir manyetik alanın içine yerleştirilen atomik çekirdeklerin oluşturduğu sistemin, dışarıdan uygulanan elektromanyetik radyasyonu en yüksek seviyede soğurmasıdır.

Bunu yapabilmek için $\vec{\mu}$ manyetik momentine ve $I(\neq 0)$ spinine sahip çekirdeklerin oluşturduğu malzeme, güçlü bir \vec{H} manyetik alanın içinde tutulur. Bu durumda Zeeman etkisinden dolayı I spinine sahip çekirdekler $2I+1$ tane seviyeye dağılır. İstatistiksel olarak seviyeler arasındaki popülasyon farkını Boltzmann Faktörü ($e^{h\nu_0/kT}$) belirler. $2I+1$ tane seviyeye dağılan çekirdeklerin oluşturduğu malzemeye, ν_0 Larmor frekansında ve \vec{H} manyetik alanına dik elektromanyetik radyasyon uygulanırsa, sistem rezonansa getirilmiş olur. Bu nedenle foton soğurması ya da emisyonu şeklinde enerji seviyeleri arasında geçişler meydana gelir. Bu geçişlerin olasılıkları birbirine eşit olmasına karşın malzemeye uygulanan elektromanyetik radyasyondan ve seviyelerin popülasyon farklılığından dolayı çekirdek tarafından küçük net bir soğurma meydana gelir. Bu durumda rezonans koşulu

$$h\nu_0 = \vec{\mu} \cdot \vec{H} / I \quad (3.1)$$

olacaktır.

SMC deneyindeki polarize döteron hedef, [2] iki ayrı yarıdan oluşmaktadır ve bunların polarizasyon yönleri birbirlerine göre tersdir. Döteron çekirdeğinin spini 1 olduğundan Zeeman etkisinden dolayı çekirdekler -1 , 0 , 1 manyetik kuantum seviyelerine dağılır. DNP metodunu kullanarak \vec{H} manyetik alanının yönüne göre hedefin bir yarısı -1, diğer yarısı +1 olacak şekilde polarize edilir.

Her bir yarının polarizasyonunu ölçmek için hedef malzemesinin içine sargılar yerleştirilmiştir. Bu sargılar alternatif akım rezonans devresine bağlanarak, \vec{H} manyetik alanına dik bir elektromanyetik alan oluşturulur. Bu alanın frekansı, döteronun Larmor frekansına eşit olursa, çekirdeğin seviyeleri arasındaki geçişlerden dolayı elektromanyetik radyasyonu soğurması yada emisyonu oluşur. Rezonans frekansı, (3.1) bağıntısından 2.5 Tesla için 16.35 MHz bulunur. Rezonans durumunda döteron çekirdeğinin manyetik kuantum seviyeleri arasında -1 \leftrightarrow 0 ve 0 \leftrightarrow 1 elektromanyetik geçişleri meydana gelir. Bu geçişlerin herbiri şekil 3.1.a da görülen döteron NMR spektrumundaki bir tepeyi temsil eder.

Polarize çekirdekler bir hedef malzemesi içinde olduğuna göre bu malzemenin manyetik kompleks suseptibilitesi [5]

$$\chi(\omega) = \chi'(\omega) - i\chi''(\omega) \quad (3.2)$$

ile tanımlanır. Bu ifadenin gerçel kısmı dispersiyon, sanal kısmı ise soğurma terimidir. Bu denklemden sanal kısmı ölçmek suretiyle hedefin polarizasyonu

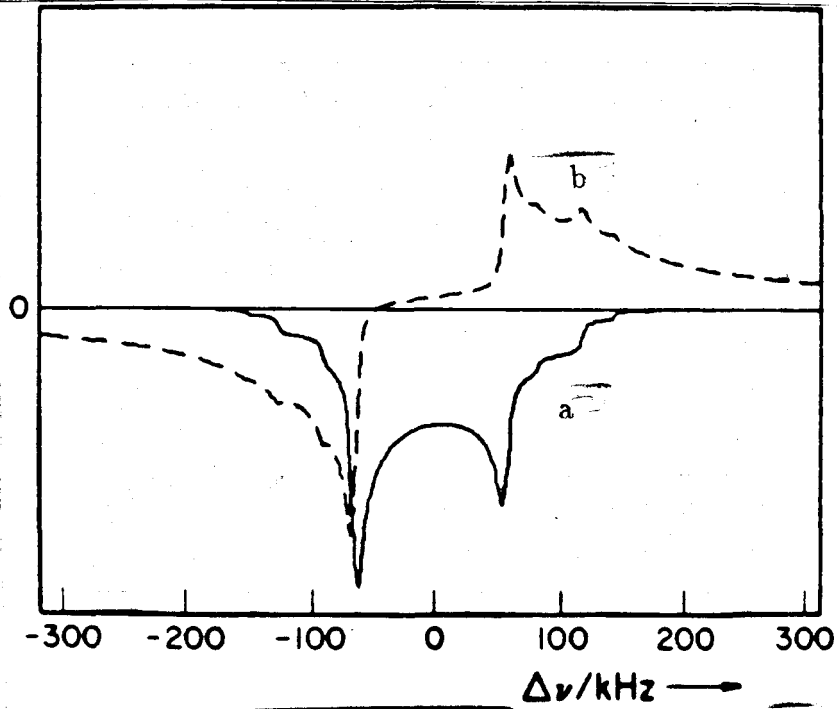
$$P = K \int_0^{\infty} \chi''(\omega) d\omega \quad (3.3)$$

bağıntısı ile bulunabilir. Burada K, döteronun özellikleri ile belirlenen bir sabittir. $\chi(\omega)$, ω_0 döteronun rezonans frekansı etrafındaki dar bir bölge dışındaki tüm frekanslarda sıfırdır. Böylece bu integral, $\Delta\omega$ frekans aralığında hesaplanmalıdır.

Sargının indüktansı ile manyetik suseptibilitesi arasında ise

$$L = L_0(1 + 4\pi\chi(\omega)) \quad (3.4)$$

bağıntısı vardır. Burada L efektif indüktans, L_0 boşluktaki indüktans ve $\chi(\omega)$ ise malzemenin kompleks suseptibilitesidir. Fakat sargıdan gelen frekansa bağlı absorpsiyon sinyalinde, (3.2) bağıntısındaki her iki terimi belirleyen sinyaller yer almaktadır (Şekil 3.1.b). (3.3) bağıntısını kullanarak polarizasyon hesaplandığına göre dispersiyon kısmının çıkarılması gerekir. Bu işlemin nasıl yapıldığını anlamak için öncelikle alternatif akım rezonans devresi (NMR Devresi) incelenmelidir.



Şekil 3.1 a)(3.2)bağıntısında χ'' absorpsiyon terimini gösteren sinyal
b) χ'' 'a karşılık gelen χ' dispersiyon terimi [5]

3 . 2 . N.M.R Devresi

NMR devresi Radyofrekans (RF), Alçakfrekans (LF) ve sayısallaştırma bölümlerinden (şekil 3.2) oluşmaktadır. Şekilden de görüldüğü gibi radyofrekans bölümü, NMR devresinin en önemli kısmını oluşturur. Bu bölüm, hedef malzemesinin içine gömülmüş sargılardan, $\lambda/2$ (6.5 m) uzunluğunda yarı rijit kablolar ve frekans sintizayzırından oluşmaktadır (Şekil 3.3). LF kısmında, Q metrenin çıkış sinyalinin işlendiği offset kartları ve alıcı kuvvetlendiricileri; dijital kısmında ise Analog to Dijital Converter (ADC) ve bir mikroişlemci bulunmaktadır.

3 . 2 . 1 . Radyofrekans Kısmı

RF kısmının en önemli parçası Q metredir. Q metre [6] aslında hedef içindeki sargıdan başlayarak offset kartlara kadar bir bütün olarak düşünülebilir. Q metrenin nasıl işlediğini anlayabilmek için seri bağlı alternatif akım LCR rezonans devresini [7] incelemek yeterlidir.

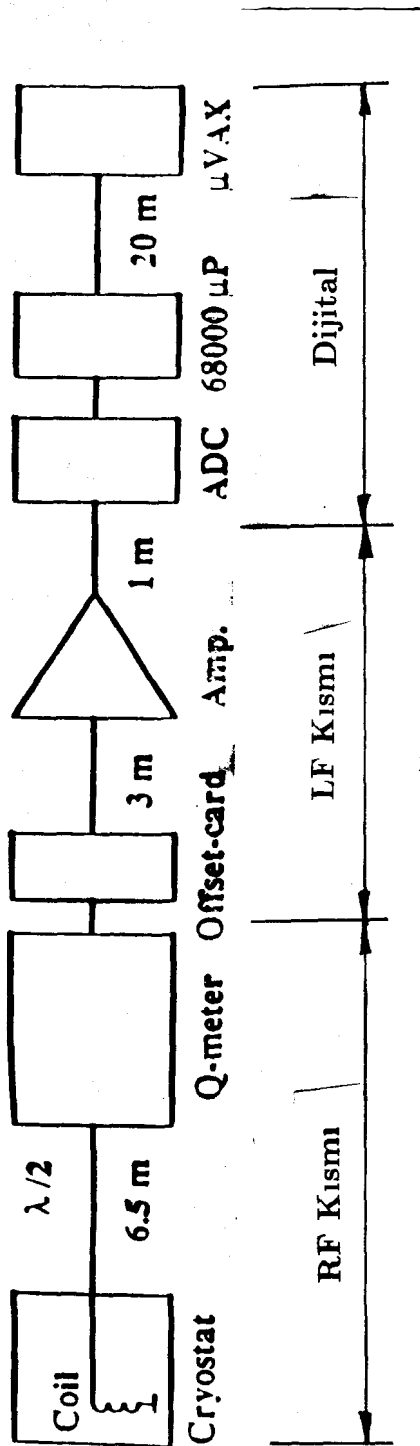
Bu nedenle en basit devre olan LCR devresini göz önüne alalım. Seri olarak bağlı LCR devresine, genliği E_m ve açısal frekansı $\omega = 2\pi\nu$ olan bir alternatif akım kaynağı bağlı olsun.

Böyle bir devrenin denklemi

$$L \frac{di}{dt} + Ri + \frac{1}{C} \int idt = E_m \sin \omega t = \text{Im}(E_m e^{j\omega t}) \quad (3.5)$$

dır. Bu denklemin çözümü $i = I e^{j\omega t}$ ise

$$I = \frac{E_m}{R + j(\omega L - \frac{1}{\omega C})} = \frac{E_m}{Z} = \frac{E_m}{R + jX} \quad (3.6)$$



Şekil 3.2 NMR Devresinin blok diyagramı [6]

olur. Burada I kompleks akım ve Z kompleks empedansdır. Z 'nin büyüklüğü

$$|Z| = \sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2} \quad (3.7)$$

ile tanımlanır. (3.6) bağıntısındaki X , devrenin reaktansıdır. Buna göre bu devrenin ω_0 açısal frekansında rezonansa getirilmesi için, indüktif ve kapasitif empedansların bu frekansa eşit ve ters yönlü olması gerekir. Rezonans frekansı ise bu durumda

$$\omega L - \frac{1}{\omega C} = 0 \quad (3.8)$$

şartından

$$\nu_r = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (3.9)$$

şeklini alır. Bu nedenle devrenin efektif akımı maksimum olurken empedansı minimum olur.

Devre pek çok şekilde rezonansa getirilebilir. Eğer LC çarpımının değeri biliniyorsa ve harmonik osilatörün frekansı $\omega = \omega_0$ olursa devre rezonansa getirilmiş olur. Ya da osilatörün frekansı ve L indüktansının değeri biliniyorsa C kapasitörünü ayarlayarak rezonans oluşturulabilir.

Z empedansı ω/ω_0 oranı cinsinden yazılmak istenirse,

$$Z = R[1 + j \frac{X_0}{R} (\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega})] \quad (3.10)$$

şeklini alır ki, burada X_0/R devrenin Q değeridir. Bu denklemde X_0 devrenin karakteristik empedansıdır ve $\sqrt{\frac{L}{C}}$ 'ye eşittir. Böylece Q değeri

$$Q = \omega_0 L / R \quad (3.11)$$

şeklinde gösterilebilir.

3 . 2 . 1 . 1 . Q Metre

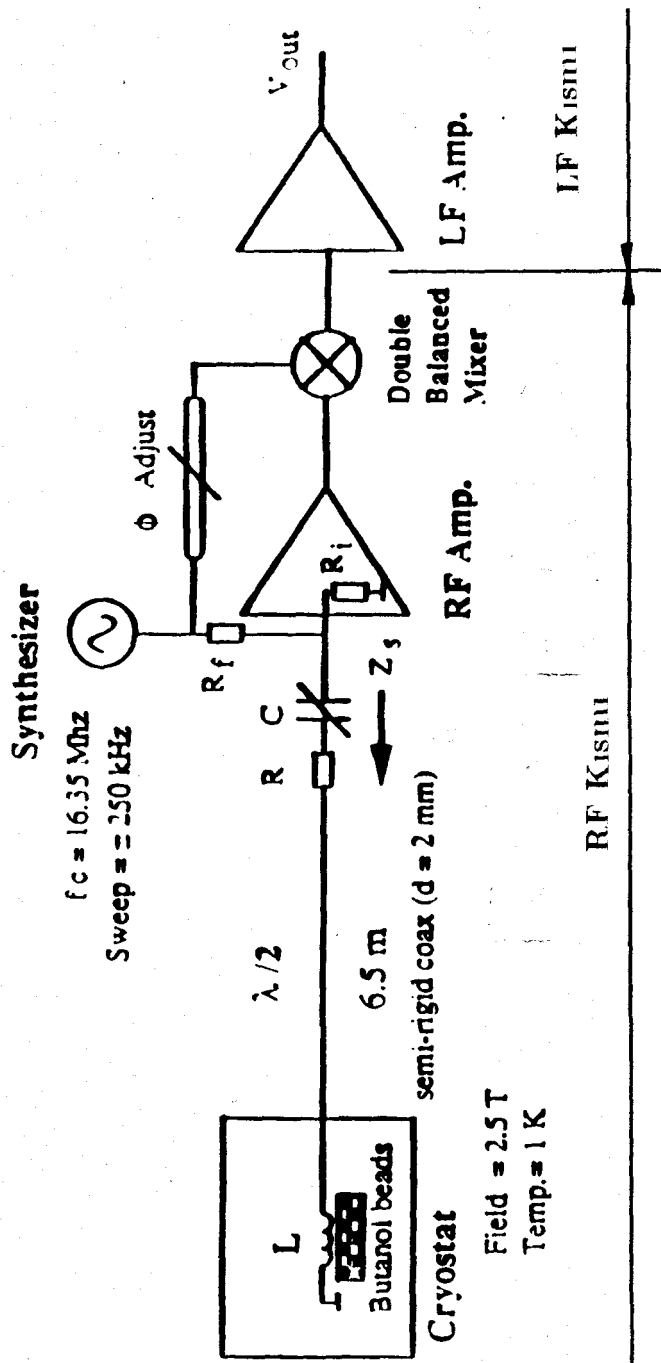
Yukarıda seri bağı LCR devresinin rezonansa getirilme şekilleri anlatılmıştır. Bu metotdan hareket ederek Q metre biraz daha ayrıntılı açıklanabilir.

SMC deneyindeki polarize hedefin içinde 10 tane sargı olup tüm hedef bu sargılara bağı ayrı ayrı 10 Q metre ile kontrol edilmektedir. Her bir sargı arasındaki uzaklık 4 cm ve hedefin her bir yarısında beşer sargı bulunmaktadır. Hedef malzemesi dötere edilmiş butanol olduğu için bu sargılardan her bir yarı için birer tanesi artık protonların polarizasyon miktarını ölçmek için kullanılır. Sargılardan birinin yüzey alanı diğerine göre dik olacak şekilde yerleştirilmiş olup, böylelikle bir sargının diğerine indüktans etkisi azaltılmış olur.

Her bir sargı, döteron için üç, proton için ise bir sarımdan oluşmakta ve indüktansları 450 nH dir. Bu sargılar 1 mm lik Teflon (Dupont PTFE) ile kaplanan 2 mm çapında Cu-Ni tüplerden yapılmışlardır.

Her sargıdan gelen sinyaller Q metreye (Şekil 3.3) $\lambda/2$ uzunluğundaki sert koaksiyal kablo ile taşınır. Bu kablonun 16.35 MHz frekans için $\lambda/2$ ye karşılık gelen uzunluğu 6.5 m dir. Bunun DR içindeki 1.5 m lik kısmı Cu-Be'dan geri kalan kısmı ise Cu'dan yapılmıştır.

Devreyi 16.35 MHz'de rezonansa getirebilmek için ayarlanabilir C kapasitörü kullanılır. Devrenin Q değerini mümkün olduğu kadar küçültmek içinde bir R sınırlama direnci kullanılmaktadır.



Sekil 3.3 Q metre devresi [6]

Şekil 3.3 de görülen sintizayzır, polarize çekirdeklerin rezonans frekansına eşit (16.35 MHz) merkezi bir frekansda, ± 250 kHz aralığında 400 adımda tarama yapmaktadır. TE sinyali için Q eğrisi bulunurken, her bir adım (kanal) 10000 kere taranıp ortalama alınır. NMR sinyali için ise 200 kere tarama yapılır. Böylelikle frekansın bir fonksiyonu olarak Q eğrisi çıkarılmış olur. Q metre içindeki RF kuvvetlendiricisinin giriş voltajı devrenin Q değeri ile doğru orantılıdır. Bu voltaj kuvvetlendirilerek Double Balanced Mixer (DBM)'a uygulanır. Aynı zamanda DBM'a sintizayzırın frekansında faz kaydırması yapan aletten bir giriş daha vardır. Bu cihaz ayarlanarak sinyalin dispersif bileşeni (Şekil 3.1.b) küçültülür.

Polarize hedefin manyetik suseptibilitesindeki değişim, keza devrenin Q değerinde de belli bir değişime yol açar. Bu değişimin toplamı, frekansın bir fonksiyonu olarak hedef malzemesinin suseptibilitesi ile dolayısıyla polarizasyon miktarı ile doğru orantılıdır. Fakat Q eğrisindeki değişimle polarizasyon değeri arasındaki bağlantıyı sağlayan katsayıyı bulmak için önceden kalibrasyon yapılmalıdır. Bu kalibrasyon daha sonraki bölümde anlatılacak olan Isısal Denge Metodu (TE) ile yapılmaktadır.

3 . 2 . 2 . Alçak Frekans (LF) Kısmı

Q metrenin çıkışı -3 V luk bir doğru akım (DC) seviyesine sahiptir. Fakat bunun içinde -800 mV luk Q eğrisi de vardır. Bu yüzden sinyal kuvvetlendirilmeden önce Q eğrisi DC bileşeninden çıkartılmalıdır. Bu çıkartma işlemi 12 bitlik bir Analog to Digital Converter (ADC) ve 12 bitlik Digital to Analog Converter (DAC) ile yapılmaktadır. ADC ile 10 μ sn lik bir dönüştürme işleminden sonra dijital veri 12 bitlik DAC'ye gönderilir. Bundan sonra DAC çıkışı kuvvetlendirilmiş Q metre çıkışındaki sinyalden atılır. Bu devrenin yapımında efektif giriş gürültüsünün Q metre çıkışındaki gürültüden daha düşük olmasına dikkat edilmiştir. Fakat buna rağmen gürültü bazı durumlarda istenilen NMR sinyallerinden daha büyük ve Q eğrisinin üzerine binmiş durumdadır. Buraya kadar sistem on bağımsız kanaldan (sekiz tanesi döteron ve iki tanesi proton) ibarettir. Malzeme içine yerleştirilen 10 sargıdan gelen her bir sinyalin bir kanal olduğu düşünülmelidir.

3 . 2 . 3 . Sayısal (Dijital) Kısım

Yukarıda anlatılan koşullar altında NMR sinyalini iyi bir doğrulukla ölçebilmek için yüksek doğrusallığa, düşük gürültüye ve yüksek hıza sahip 16 bitlik bir ADC kullanılmaktadır. Birbirinden bağımsız olarak gelen kanalların dördü bir ADC'ye multipleks edilirse, bu takdirde toplam üç ADC devrede bulunmalıdır. Fakat multipleks etmek için gerekli olan zaman kaybını kapatmak için yeterince hızlı ($10 \mu\text{sn}$) ADC ler kullanılmalıdır. Buradan çıkan sinyaller ise STAC MC68000 mikro işlemcisine [8] gitmektedir. (Şekil 3.2) ADC ile STAC işlemcisi arasındaki veri alış verişi uygun zamanlama ile yapılmaktadır. Birkaç bin tarama üzerinden ortalaması alınan veri mikro VAX bilgisayarına gönderilir. Burada ise NMR sinyalinden giderek hedefin polarizasyonu hesaplanır. Hesaplama yöntemleri ise bundan sonraki bölümün konusudur.

BÖLÜM 4

DÖTERON POLARİZASYONUNU ÖLÇÜM TEKNİKLERİ

Polarizasyon miktarını ölçmek için geliştirilmiş iki teknik [9] vardır. Bunlardan birincisi Isısal Denge (Thermal Equilibrium TE) Metodu, ikincisi ise Asimetri Metotudur.

Bu bölümde her iki metotla NMR spektrumundan polarizasyonun nasıl hesaplandığı hakkında bilgi verilecektir.

4 . 1 . Isısal Denge (TE) Metodu

Bundan önceki bölümde anlatılan NMR devresinin en önemli parçası olan Q metrenin sonunda görülen sinyalin voltajı ile hedef malzemesinin manyetik suseptibilitesinin (3.2) sanal kısmı arasında

$$V_{sin}(\omega) \approx \beta \chi''(\omega) \quad (4.1)$$

ilişkisi vardır. β orantı sabiti, ω döteron çekirdeğine uygulanan elektromanyetik alanın açısal frekansıdır. NMR devresinde döteron için uygulanan alanın frekansı 16.35 MHz ve bu frekans merkez olmak üzere ± 250 kHz lik bir aralık 400 kanal üzerinden frekans sintizayzırı ile taranmaktadır. Tarama sayısı TE spekturumu için 10000, NMR spektrumu için 200 dür.

Devrenin sonunda alınan Q eğrisinin içinde TE spektrumu açıkça görünmemektedir. (Şekil 4.1.a) TE(NMR) spektrumunu ortaya çıkarabilmek

için uygulanan 2.5 Teslalık manyetik alan % 5 kadar azaltılır. Böylelikle rezonans bölgesi dışında bir Q eğrisi (baseline) 400 kanal üzerinden elde edilir. Daha sonra normal rezonans durumunda alınan TE+Q eğrisi manyetik alanın kaydırılmış olduğu zaman elde edilen Q eğrisinden çıkarılır. Böylelikle TE (NMR) spektrumu ortaya çıkar. Fakat elde edilen TE spektrumu beraberinde bir miktar rezidül Q eğriside taşımaktadır. Bunu TE spektrumundan çıkarabilmek için (Şekil 4.1.b) spektrumun solundaki ve sağındaki 70'er kanal üzerinden parabolik fit yapılır. Spektrumdan bu fit değerleri çıkarılır.

Şekil 5.7 deki spektrumun altındaki alan polarizasyonla doğru orantılıdır ve

$$P = C \int_0^{\infty} V_{sin}(\omega) d\omega \quad (4.2)$$

bağıntısıyla ifade edilebilir. Burada C, β 'yı da içeren orantı katsayısıdır. C orantı katsayısını bulabilmek için 2.5 Teslalık manyetik alan içindeki döteron hedef malzemesinin sıcaklığı, polarizasyon miktarı (P_o) iyi bilinen bir sıcaklığa DR vasıtasıyla getirilir. Bu yüzden kalibrasyon sırasında hedef sıcaklığı 1°K'de tutulmuştur.

P_o polarizasyonunu hesaplamak için yüksek sıcaklıklarda ($T \approx 1^\circ K$) geçerli olan

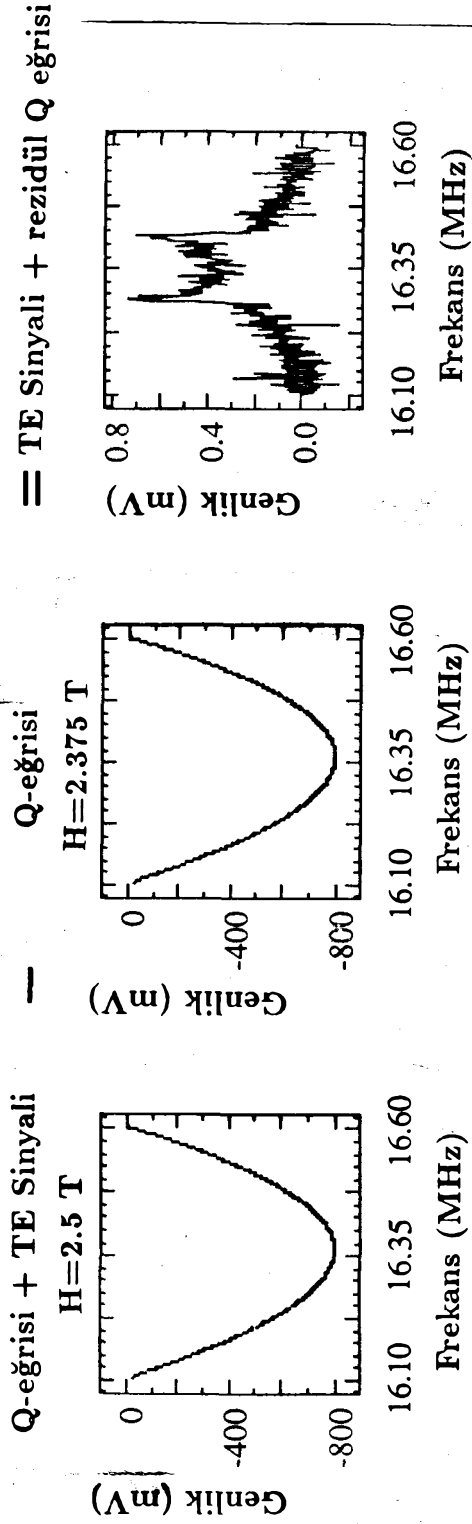
$$P_o = \frac{h\omega(I+1)}{3k_B T} \quad (4.3)$$

Curie Kanunundan [6] faydalanılır. Aynı zamanda 1°K 'da elde edilen TE (NMR) sinyalinin altındaki alan S_o hesaplanır. S_o alanını hesaplama şekli Bölüm 5'de anlatılmıştır.

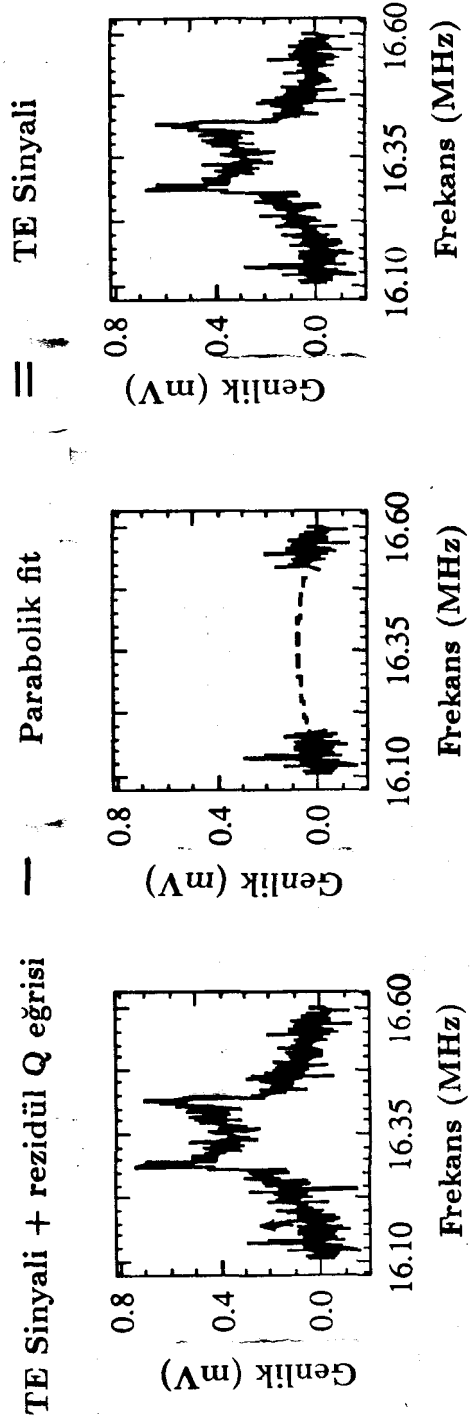
Böylelikle

$$C = \frac{P_o}{S_o} \quad (4.4)$$

dan C katsayısı hesaplanır. Bu işleme TE kalibrasyonu denir. Bu kalibrasyon hedef içinde gömülü olan 10 sargı için ayrı ayrı yapılmaktadır.



Şekil 4.1.a Q-eğrisi + TE sinyalinden TE + rezidüel Q-eğrisinin elde edilmesi [6]



Şekil 4.1.b TE + rezidüel Q-eğrisinden TE sinyalinin elde edilmesi [6]

Daha sonra DNP metodu ile artırılan hedefin polarizasyonu, elde edilen NMR spektrumunun S alanının yardımıyla

$$P_{alan} = C.S \quad (4.5)$$

bağıntısından hesaplanır. Bu tekniğe aynı zamanda Alan metodu da denmektedir. Bundan sonraki bölümde bu metottan yararlanarak hedefin her iki hücrelerinden alınan (örneğin 2. ve 6. sargılardan) NMR sinyallerinin analizi yer almaktadır.

4 . 2 . Asimetri Metodu

Döteron çekirdekleri topluluğunun Zeeman etkisinden sonra herhangi bir enerji seviyesindeki popülasyonu, istatistik mekanikten

$$n(E) = N e^{-E/k\tau} \quad (4.6)$$

ifadesiyle verilebilir. Burada E enerji, τ spin sıcaklığı, N normalizasyon sabitidir.

Seviyelerin popülasyonları hesaplanırken kuadrupol ayrılması, Zeeman ayrılmasına göre küçük ve etkisi az olduğundan ihmal edilecektir. (4.6) bağıntısından hareketle

$$\frac{n(E_+)}{n(E_o)} = e^{-\Delta E/k\tau} = \frac{n(E_o)}{n(E_-)} = R \quad (4.7)$$

bağıntısı yazılabilir. Burada $n(E_+) = n_+$, $n(E_o) = n_o$ ve $n(E_-) = n_-$ düzeylerin popülasyonu ve ΔE ise Zeeman ayrılma enerjisidir. Polarizasyon Bölüm 2.2'de de

$$P = \frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_o + n_-} \quad (4.8)$$

olarak tarif edildiğinden, (4.7) ve (4.8) bağıntıları kullanılarak

$$P = \frac{R^2 - 1}{R^2 + R + 1} \quad (4.9)$$

elde edilir. Aynı zamanda J_+ ($+1 \leftrightarrow 0$) ve J_- ($-1 \leftrightarrow 0$) geçişlerinin şiddetleri ise (4.7) deki bağıntı

$$R = \frac{J_+}{J_-} \quad (4.10)$$

şeklinde de yazılabilir. (4.9) bağıntısı kullanılarak döteron polarizasyonunu ölçmek için değişik gruplar tarafından birçok çalışmalar [5,10] yapılmıştır.

Bu çalışmalarda oldukça pratik ve iyi sonuçlar veren [9] bir metottan faydalanılmıştır. Bu metotta NMR spektrumunun (Şekil 4.2) asimetrisinden yararlanarak polarizasyon bulunmaktadır. J_+ ve J_- geçiş şiddetlerinin toplamı NMR spektrumuna karşılık geliyorsa,

$$S(x) = J_+(x) + J_-(x) \quad (4.11)$$

bağıntısı yazılabilir. Burada $x = 2\Delta\nu/\nu_Q$ dur.

Eğer $D(x)$ simetri, $A(x)$ asimetri olmak üzere iki ayrı

$$D(x) = \frac{1}{2}[S(x) + S(-x)] \quad (4.12)$$

$$A(x) = \frac{1}{2}[S(x) - S(-x)] \quad (4.13)$$

yardımcı fonksiyon tanımlanırsa, bunlardan yararlanarak

$$J_+(x) = \frac{R^2}{R^2 - 1} [(R + 1)A(x) + (R - 1)D(x)] \quad (4.14)$$

$$J_-(x) = \frac{1}{R^2 - 1} [(R - 1)D(x) - (R + 1)A(x)] \quad (4.15)$$

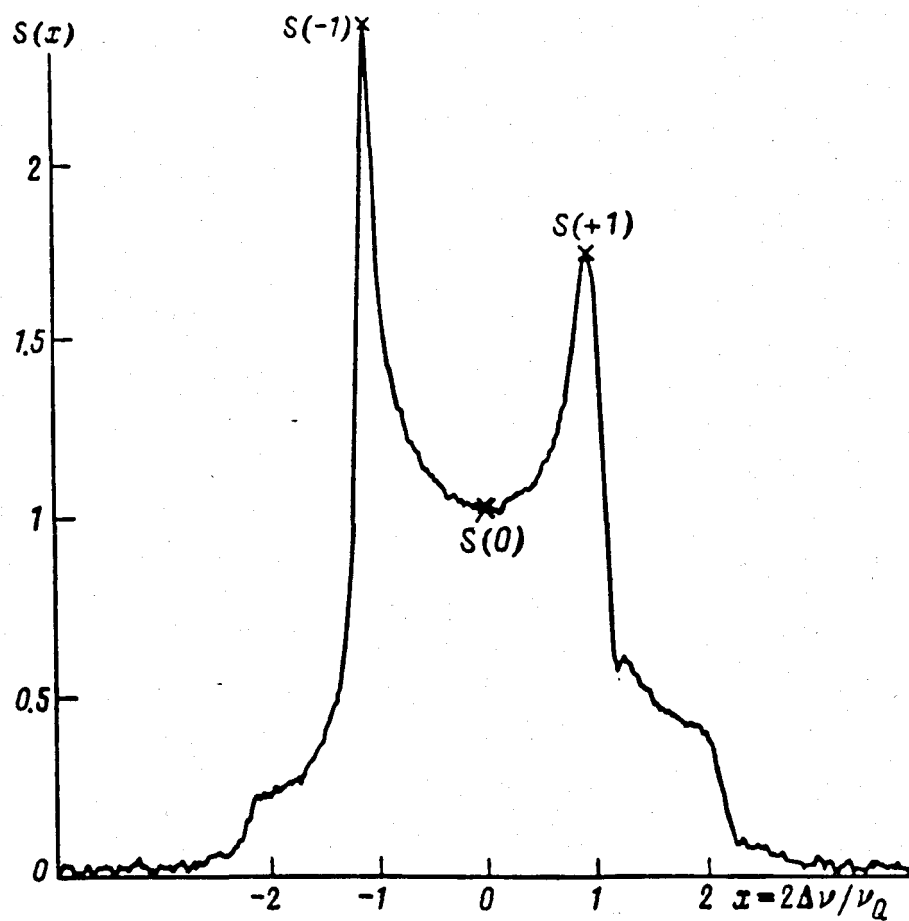
ifadeleri bulunur. Bu bağıntılardan bilinmeyen R 'yi bulmak için iki teorik fonksiyon tanımlanabilir. Bunlar

$$J_+^t = B(-x + 1)^{-1/2} \quad -2 < x < 1 \quad (4.16)$$

$$J_-^t = \frac{B}{R}(x + 1)^{-1/2} \quad -1 < x < 2 \quad (4.17)$$

ifadeleridir. B sabiti ise $x=0$ da deneysel spektrumdan

$$B = \frac{S(0)R}{R + 1} \quad (4.18)$$



Şekil 4.2 NMR spektrumu [11]

olarak hesaplanır. Bütün bu bağıntılardan yararlanarak

$$R = \frac{S(+1) - S(0)/\sqrt{2}}{S(-1) - S(0)/\sqrt{2}} \quad (4.19)$$

ifadesi bulunur. Görüldüğü gibi R'yi bulabilmek için deneysel spektrumdaki üç ekstramum noktasının yüksekliklerini bilmek yeterli olmaktadır.

BÖLÜM 5

N.M.R SPEKTRUMUNUN ANALİZİ

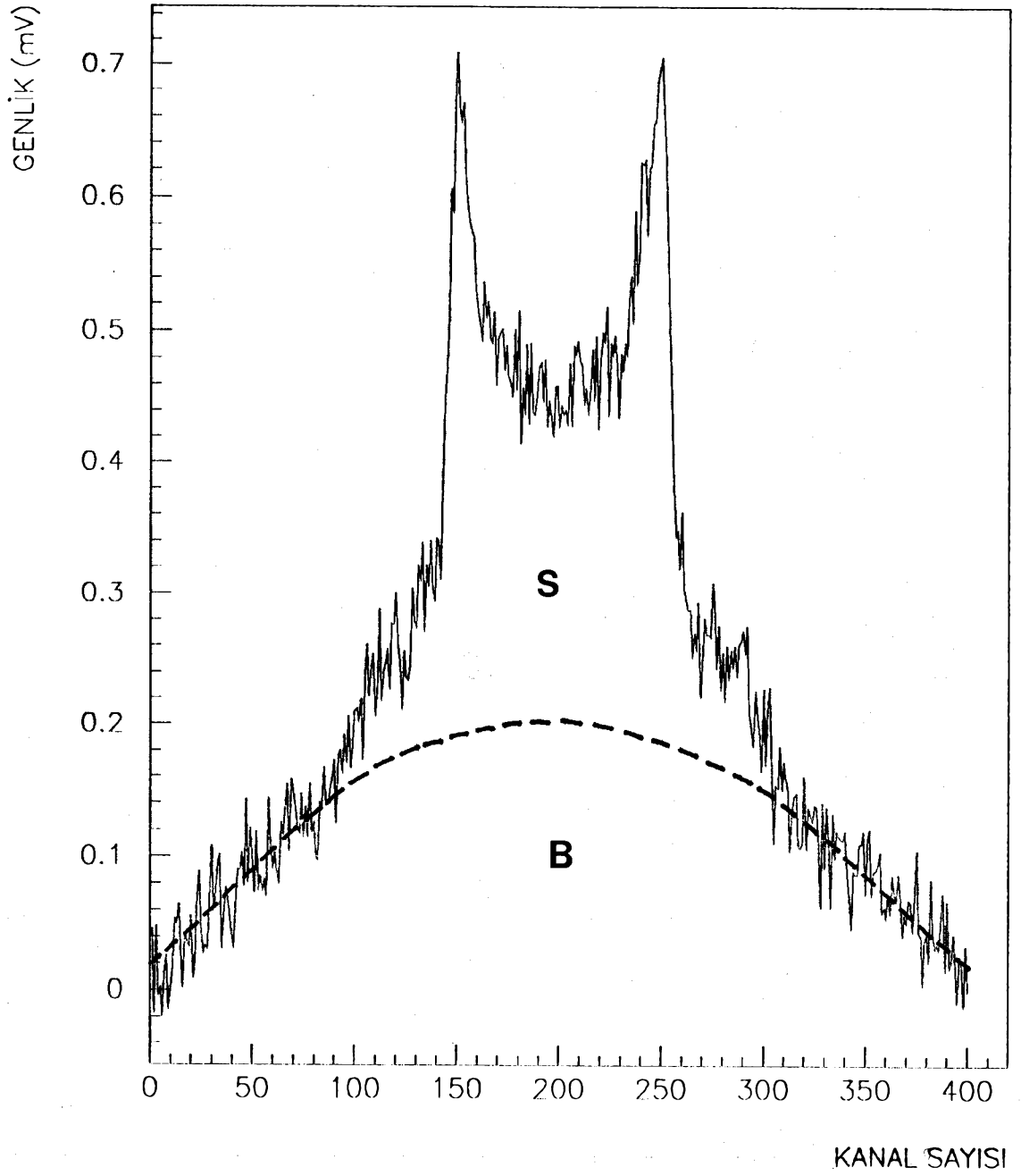
5 . 1 . Isısal Denge Metodu ile Analiz

Bu metot 4. bölümde ayrıntılı olarak anlatılmıştı. Buna göre DNP metoduyla artırılmış olan polarizasyonu gösteren NMR spektrumunu analiz etmeden önce hedef malzemesinin sıcaklığı $1^{\circ}K$ 'e getirilerek TE sinyalleri (Şekil 5.1) elde edilmelidir. Bu sinyaller analiz edilerek C kalibrasyon katsayısı bulundu.

Kalibrasyon için alınan TE sinyalleri blok diyagramında görüldüğü (şekil 3.2) gibi mikroVAX bilgisayarına depolanır. Daha sonra önceki bölümde anlatıldığı şekilde TE+Q eğrisinden (baseline) Q eğrisi çıkarılarak TE sinyalleri elde edildi. Bu sinyaller gerçekte rezidül baseline içermektedir. Baselinenin altındaki alanın (B) bulunması için spektrumun solundaki ve sağındaki 70 kanal üzerinden parabolik fit yapıldı. Tüm sinyalin altındaki T alanından B alanı çıkarıldığı zaman ($S=T-B$) S alanı bulunmuş oldu.

Bir gün boyunca herbiri 10000 tarama yapılarak alınan 39 TE sinyalinin S alanı, yukarıdaki metot kullanılarak bulundu. Bulunan S alanlarının aritmetik ortalaması alındı.

Bulunan ortalama S_0 ve (4.3) bağıntısından $T=1^{\circ}K$ için hesaplanmış olan P_0 polarizasyonu, (4.4) deki yerlerine konularak C "kalibrasyon katsayısı" bulundu.



Şekil 5.1 10000 tarama yapılmış TE spektrumu

Bu işlem, hedef içinde yer alan 10 sargıdan 2. ve 6. sargılara uygulandı. Bu sargılardan 2. sargı hedefin upstream yarısında, 6. sargı ise downstream yarısında bulunmaktadır. Böylece 2. ve 6. sargılar için

$$C_2 = (12.71 \pm 1.37) \times 10^{-6} \quad (5.1)$$

$$C_6 = (11.94 \pm 1.50) \times 10^{-6} \quad (5.2)$$

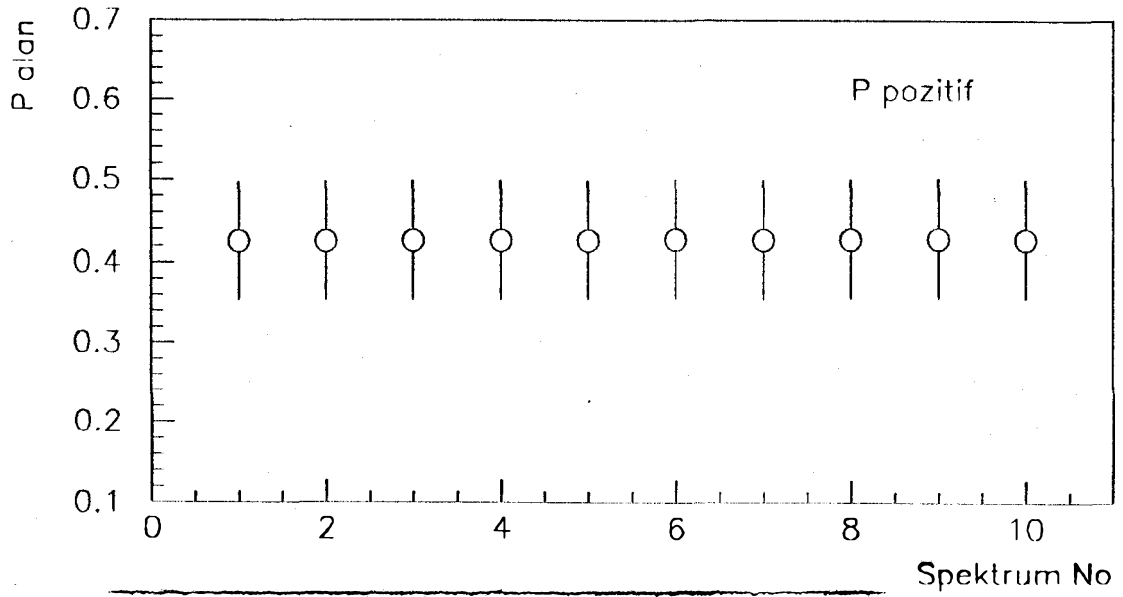
kalibrasyon katsayıları bulunmuş oldu.

Burada hedefin polarizasyon yüzdesi 2. ve 6. sargılardan elde edilen NMR spektrumlarından gidilerek bulunmuştur. Bu nedenle 200 tarama yapılarak alınan NMR spektrumunun altındaki alanı bulabilmek için, TE sinyalinin analizindeki gibi, spektrumdan Rezidül Baseline'nın çıkarılması gerekir. Bunun için NMR spektrumunun solundan ve sağından 70 kanal üzerinden parabolik fit yapıp, baseline'nın altındaki alan hesaplandıktan sonra gene aynı şekilde toplam alandan çıkarılır. Böylece NMR spektrumunun altındaki net S alanı bulunmuş oldu.

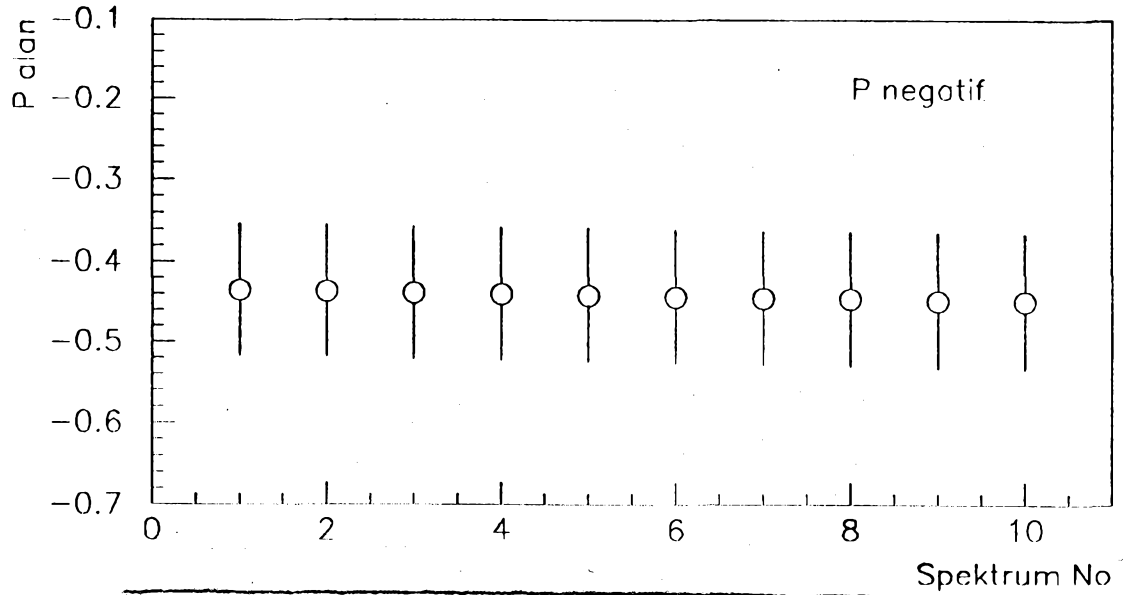
SMC deneyi çalışırken belli bir periyot içinde 2. ve 6. sargılar için alınan 10 ayrı NMR spektrumunun yukarıda anlatıldığı şekilde rezidül Q eğrisi (baseline) çıkarıldı. Her bir spektrum için bulunan S alanı (4.5) deki bağıntıda yerine konularak o sinyalin gösterdiği polarizasyon (P_{alan}) bulundu.

Hedef içinde yer alan 10 sargıdan 2. ve 6. sargıların seçilmesinin asıl sebebi, hedefin upstream yarısı pozitif polarizasyon olacak şekilde, downstream yarısı ise negatif olacak şekilde mikrodalga ile ışınlanmış olmasıdır. Bu nedenle, H manyetik alanına göre 2. sargı pozitif polarizasyonu, 6. sargı ise negatif polarizasyonu ölçmektedir.

2. sargıdan alınan 10 NMR spektrumundan hesaplanan pozitif polarizasyon değerleri şekil 5.2 de gösterilmiştir. Aynı şekilde 6. sargıdan alınan spektrumlar için negatif polarizasyon değerleri de şekil 5.3 dedir.



Şekil 5.2 TE Metodu ile hesaplanmış pozitif polarizasyon değerleri (P_{alan})



Şekil 5.3 TE Metodu ile negatif polarizasyon değerleri (P_{alan})

5 . 2 . Asimetri Metodu ile Analiz

Bu metoda göre polarizasyonu bulunurken 4.9 ve 4.19 bağıntılarından faydalanılmıştır.

NMR devresinden alınan ve Q eğrisi (baseline) çıkarılan NMR spektrumunun üç ekstrema noktası vardır. Bunlar $x = -1$, $x = 0$ ve $x = +1$ dendir. Bu noktalardan faydalanarak (4.19) daki bağıntıdan R; daha sonra da (4.9) dan polarizasyon (P_{asim}) hesaplandı.

Bölüm 5.1 de analizi yapılan aynı spektrumlar için Asimetri Metodu kullanılarak polarizasyon değerleri hesaplandı. Pozitif polarizasyon şekil 5.4 de negatif polarizasyon ise şekil 5.5 de gösterilmiştir.

Böylelikle her iki yöntemle hesaplanan 10 pozitif, 10 negatif polarizasyon değerlerinin birbirlerine kadar yakın oldukları

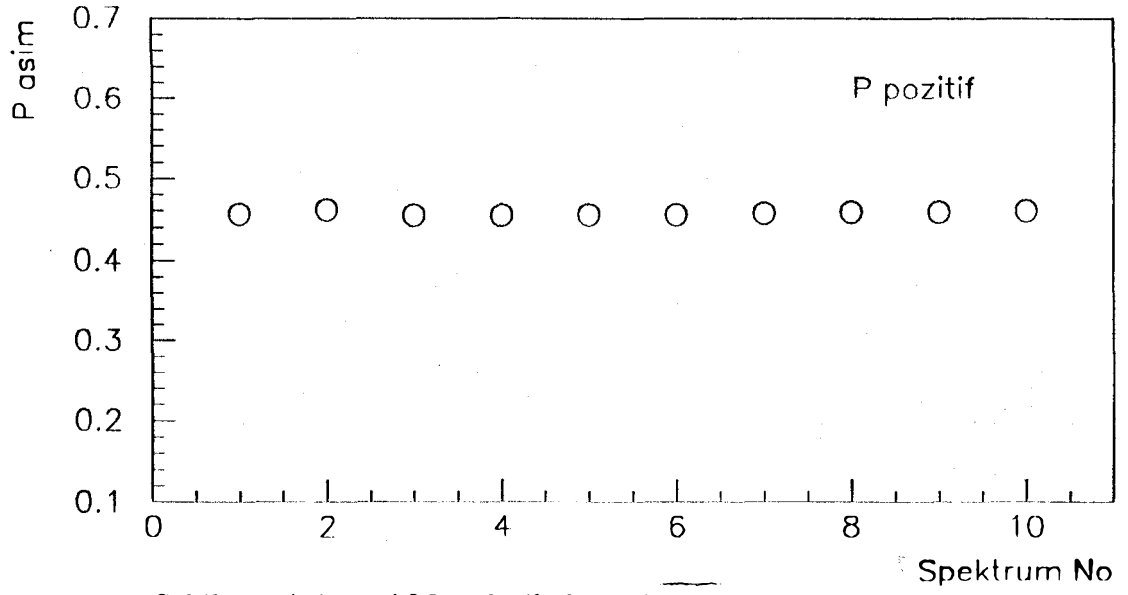
$$P_{asim} = (1.071 \pm 0.061)P_{alan} \quad P > 0 \quad (5.3)$$

$$P_{asim} = (0.934 \pm 0.058)P_{alan} \quad P < 0 \quad (5.4)$$

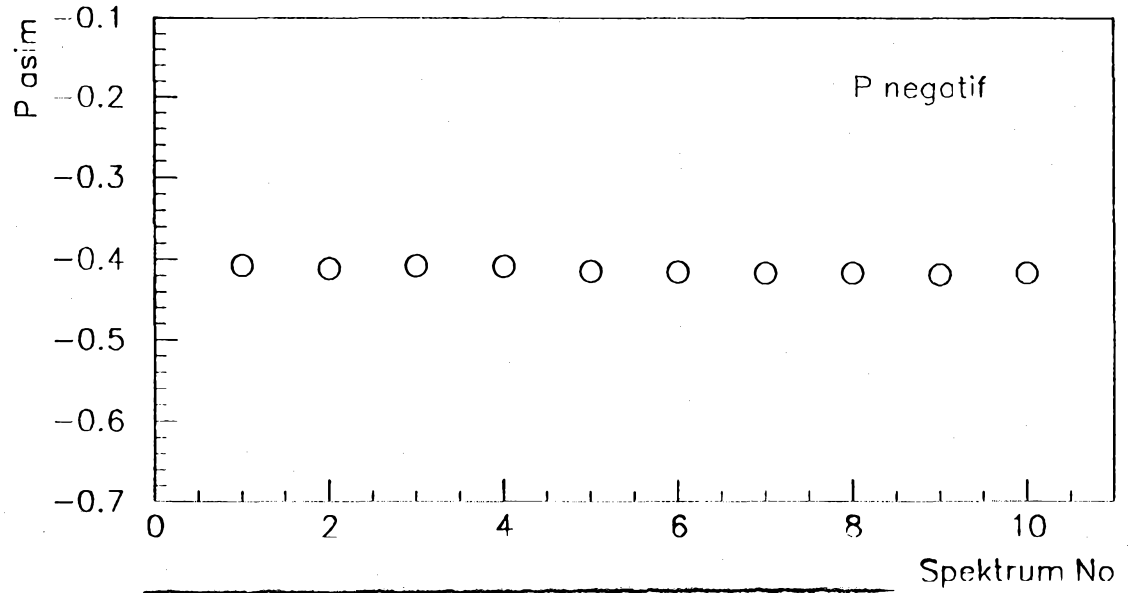
de görülmektedir. (Şekil 5.6.a ve 5.6.b)

5 . 3 . Hata Hesabı

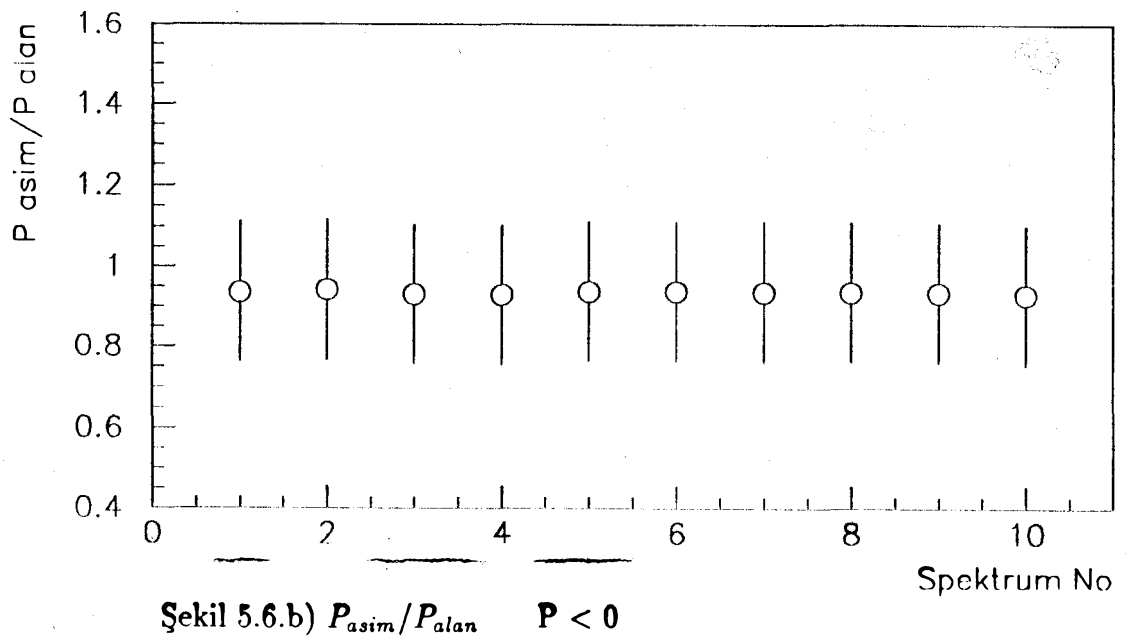
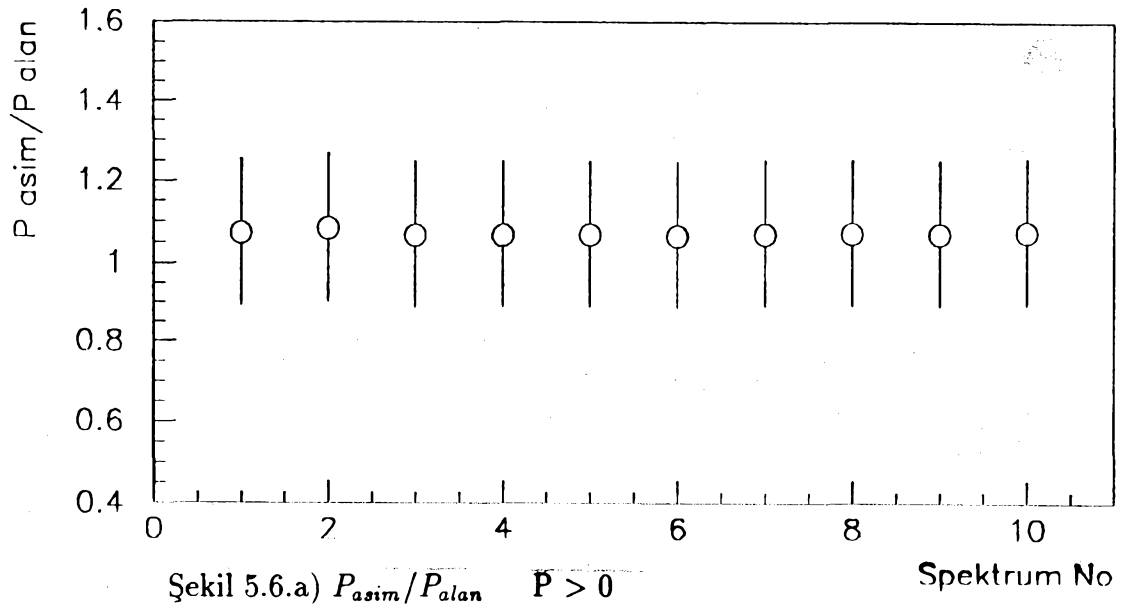
TE Metodu ile polarizasyon hesaplanırken öncelikle Kalibrasyon Katsayıları (5.1 ve 5.2) TE spektrumundan faydalanılarak bulunmuştu. Bu spektrumlar 400 kanal üzerinden her bir kanal 10000 kere taranarak elde edildi. Bu sinyaller gene aynı kanal sayısı üzerinden 2000 ve 200 tarama yapılarak da çıkarıldı. Fakat bu spektrumlarda sinyal-gürültü oranı çok düşüktür. Bu



Şekil 5.4 Asimetri Metodu ile hesaplanmış $P > 0$ için (P_{asim}) değerleri



Şekil 5.5 Asimetri Metodu ile hesaplanmış $P < 0$ için (P_{asim}) değerleri



yüzden kalibrasyon için 10000 tarama yapılmış TE(NMR) spektrumları kullanılmıştır.

Bir gün boyunca pozitif polarizasyon için 2. sargıdan, negatif polarizasyon için 6. sargıdan alınan ayrı ayrı 39 TE spektrumunun standart sapması (σ) herbir sinyalin hatası olarak alındı. Buna göre 2. sargıdan alınan sinyallerin relatif hataları % 10.89, 6. sargıdan alınanların hatası ise % 12.61 olarak bulundu.

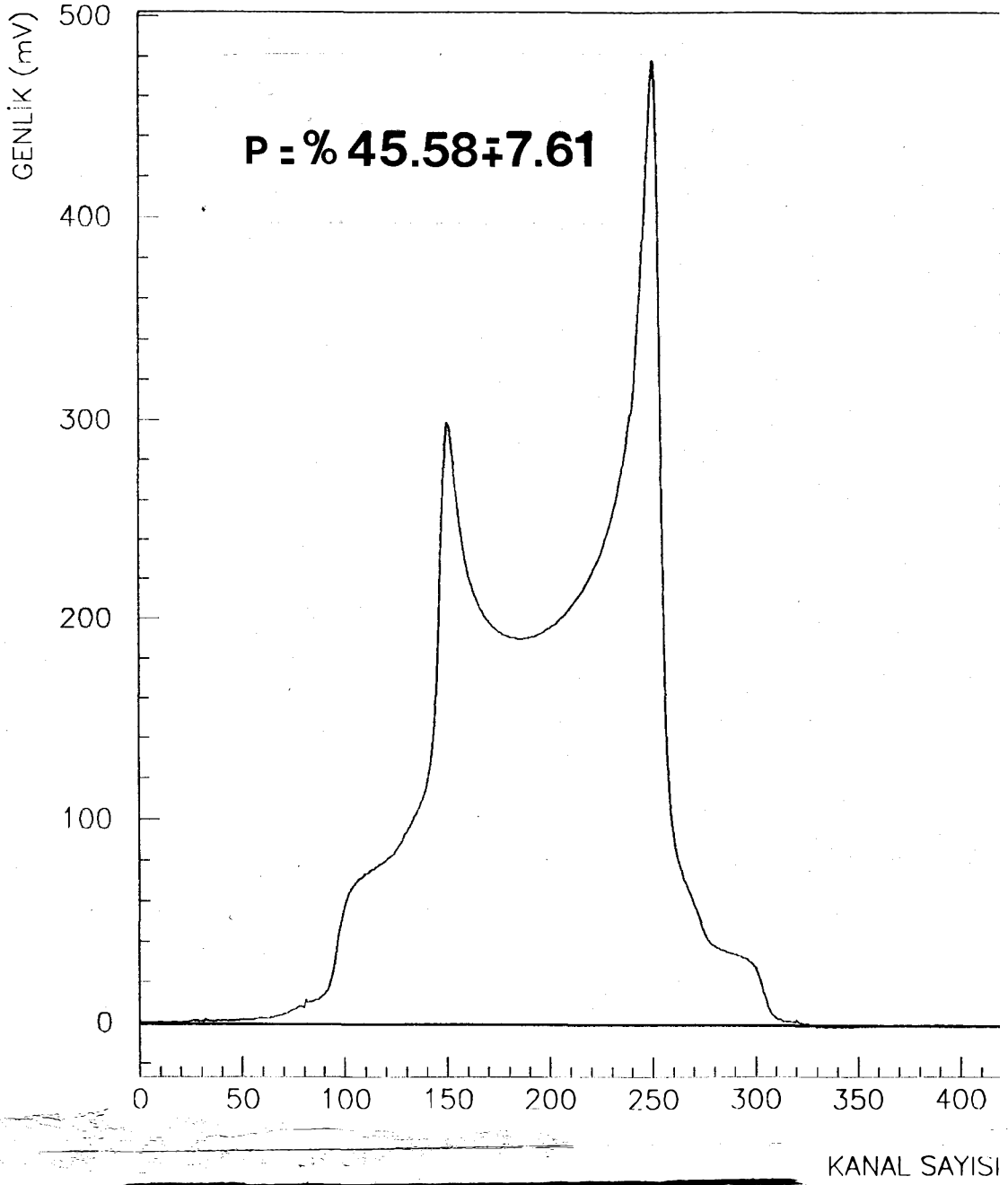
Curie Kanunundan hesaplanan P_0 polarizasyonunun hatası, hedef içindeki sıcaklığı ölçen termometreden kaynaklanmaktadır. Bunun hatası ise % 1 olarak alınmıştır. Bütün bu hesaplamaların sonunda relatif hata C_2 ($P > 0$) için % 9.81, C_6 ($P < 0$) için ise % 11.6 değerleri hesaplandı.

DNP ile artırılan polarizasyonu gösteren NMR spektrumu altındaki alandan giderek polarizasyonu bulurken (4.5) deki bağıntı kullanılmıştı. Buna göre C kalibrasyon katsayısı ile spektrumun S alanı çarpılmaktaydı. Buna göre polarizasyon hatası [12] için

$$\Delta P = \Delta C.S + C.\Delta S \quad (5.5)$$

bağıntısı kullanıldı. Buradan 10 ayrı NMR spektrumuna karşılık gelen polarizasyon değerlerinin relatif hataları, pozitif polarizasyon için yaklaşık olarak %16.9, negatif polarizasyon için ise %18.7 olarak bulunmuştur. (Şekil 5.2 ve 5.3)

Örnek olarak, hesaplanan 1 nolu spektrumun polarizasyon değeri hatası ile birlikte Şekil 5.7 üzerinde görülmektedir.



Şekil 5.7. Polarizasyon değeri hesaplanmış NMR Spektrumu

BÖLÜM 6

SONUÇ ve TARTIŞMA

SMC deneyinde nükleonların spine bağlı yapı fonksiyonlarının ölçülmesi amaçlanmıştır. Bunun için polarize proton veya döteron hedeflerden polarize muonların derin inelastik saçılmasına bakıldı. Böylelikle nükleonların içinde bulunan kuarkların spinlerinin nötron veya proton spinlerine olan katkısı incelenmiş oldu.

Bu yüzden deneyin yapılabilmesi için polarize döteron veya proton hedefe ihtiyaç duyulmaktadır. Buna göre polarize hedefte polarizasyon yüzdesinin yüksekliği önem kazanmaktadır. Bu nedenle DNP adı verilen teknik kullanılmıştır. Böylelikle döteron hedef için polarizasyon yaklaşık olarak % 48'e kadar çıkarılmıştır. Bu değer bugüne kadar elde edilebilen en yüksek polarizasyondur. Bunun yanında spine bağlı yapı fonksiyonlarını bulurken gerekli olan saçılma etki kesitini hesaplamak için hedefin polarizasyonu iyi bir doğrulukla ölçülmelidir. Bu nedenle NMR devresinden alınan spektrumların iyi şekilde analizinin yapılması şarttır.

Bu çalışmada görüldüğü gibi 10 NMR sargısından sadece ikisinden alınan spektrumların analizi yapılmıştır. Bu analiz iki metotla gerçekleştirildi ve her iki metotdan elde edilen sonuçlar birbirleriyle hata sınırları içinde çok iyi bir uyum gösterdi. Fakat hedefin her iki yarısı için ayrı ayrı olmak üzere tüm polarizasyonu ölçmek gerektiğinden geri kalan sargılardan alınan spektrumların analizleri yapılarak daha az hata ile polarizasyon tesbit edilebilir.

KAYNAKLAR

- [1] EMC, "An Investigation of the Spin Structure of the Proton in Deep Inelastic Scattering of Polarised Muons on Polarised Protons", Nuclear Physics, B328, 1-35 (1989)
- [2] Mallot G., "Experiments on Polarised Lepton Scattering off Polarised Nucleons", Nuclear Physics B (Proc. Suppl.), 29A, 103-112 (1992)
- [3] de Boer W., "Dynamic Orientation of Nuclei at Low Temperatures", CERN 74-11, Nuclear Physics Division, (1974)
- [4] Condon E.U., Odishaw H., Handbook of Physics, 2.Baskı, McGraw-Hill Book Company, (1967)
- [5] Sperisen F., "Extracting the Deuteron Target Polarization from the Magnetic Resonance Signal Line Shape", Nucl. Inst. and Meth. in Physics Research, A260, 455-462 (1987)
- [6] SMC, "Precise Measurement of Deuteron Polarization in a Large Target for High Energy Muon Scattering", (baskıda)
- [7] Grant I.S., Phillips W.R., Electromagnetism, 2.Baskı, Wiley, (1990)
- [8] Niinikoski T.O., Rijllart A., "An MC68000 Microprocessor CAMAC System for NMR Measurement of Polarization", Nucl. Inst. and Meth., 199, 485-489 (1982)
- [9] Kielhorn W.F., "A Technique for Measurement of Vector and Tensor Polarisation in Solid Spin One Polarized Targets", Los Alamos National Lab., LA-12116-T, Doktora Tezi
- [10] Hamada O., Hiramatsu S., Isagawa S., Ishimoto S., Masaike A., Morimoto K., "Analysis of Deuteron NMR Spectrum in Propanediol for Polarisation Measurement", Nucl. Inst. and Meth., 189, 561-568 (1981)
- [11] Kiselev Yu.F., Popov S.A., Fedorov A.N., "Method for Calculating Polarisation and Alignment from the NMR Spectrum of Polarised Deuterons", Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz., 55, No.2, 99-103 (1992)

[12] Bevington P.R., "Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences", Mc Graw Hill, (1969)

ÖZGEÇMİŞ

1965'de İstanbul'da doğdu. İlköğretimi Bakırköy Merkez İlkokulunda, orta öğretimi Ahmet Merter Ortaokulu'nda, liseyi ise Sultanahmet End. Mes. Lisesi'nde tamamladı. 1983 yılında İstanbul Teknik Üniversitesi Fizik Mühendisliği bölümüne girdi. 1987 güz döneminde lisans öğrenimini tamamladı. Aynı yıl yüksek lisans için girdiği İTÜ Nükleer Enerji Enstitüsü'nden 1988 yılında ayrıldı. Ağustos 1988 ile Kasım 1989 arasında yedek subay olarak askerlik görevini tamamladı. 1990 yılında Çekmece Nükleer Araştırma Merkezi (ÇNAEM) Fizik Bölümünde araştırmacı olarak çalışmaya başladı. Bu görevi sırasında 1993 yılında bir seneliğine İsviçre'nin Cenevre kentinde bulunan (CERN) Avrupa Nükleer Araştırma Merkezindeki Spin Muon Collaboration (SMC) deneyine davet edilerek, polarize hedef grubundaki çalışmalara katıldı.