

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

**DÜŞÜK ENERJİ BÖLGESİNDE  $^{156}\text{Gd}$  ÇEKİRDEĞİNİN TEORİK VE  
DENEYSEL İNCELENMESİ**

**Esra AÇIKSÖZ**

**DOKTORA TEZİ  
FİZİK ANABİLİM DALI**

**2016**

T.C.  
AKDENİZ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

DÜŞÜK ENERJİ BÖLGESİNDE  $^{156}Gd$  ÇEKİRDEĞİNİN TEORİK VE  
DENEYSEL İNCELENMESİ

Esra AÇIKSÖZ

DOKTORA TEZİ  
FİZİK ANABİLİM DALI

Bu tez TÜBİTAK 2214-A Yurt Dışı Doktora Sırası Araştırma Burs Programı  
tarafından 1059B141400504 nolu proje ile desteklenmiştir.

2016

T.C.  
AKDENİZ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

DÜŞÜK ENERJİ BÖLGESİNDE  $^{156}\text{Gd}$  ÇEKİRDEĞİNİN TEORİK VE  
DENEYSEL İNCELENMESİ

Esra AÇIKSÖZ

DOKTORA TEZİ  
FİZİK ANABİLİM DALI

Bu tez 16/12/2016 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oy birliği ile kabul edilmiştir.

Doç. Dr. Orhan BAYRAK .....

Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN .....

Doç. Dr. Mehmet CENKİ .....

Doç. Dr. Asım SOYLU .....

Doç. Dr. Gökhan KOÇAK .....

## ÖZET

### DÜŞÜK ENERJİ BÖLGESİNDE $^{156}\text{Gd}$ ÇEKİRDEĞİNİN TEORİK VE DENEYSEL İNCELENMESİ

Esra AÇIKSÖZ

Doktora Tezi, Fizik Anabilim Dalı  
Danışman : Doç. Dr. Orhan BAYRAK  
Aralık 2016, 72 sayfa

Spin ve paritesi  $J^\pi = 1^+$  olan makas mod ilk kez 1984 yılında yüksek çözünürlüklü elastik olmayan elektron saçılma ( $e, e'$ ) deneyleri sonucunda  $^{156}\text{Gd}$  izotopunda gözlenmiştir ve kısa süre sonra gerçekleştirilen Nükleer Rezonans Floresans (NRF) deneyi ile teyit edilmiştir. Bu tez çalışmasında,  $^{156}\text{Gd}$  çekirdeğine ait dipol uyarılmaları incelemek için Süper İletken Darmstadt Doğrusal elektron hızlandırıcısında (Superconducting Darmstadt LINear electron ACcelerator, S-DALINAC) NRF yöntemi kullanılarak bir deney gerçekleştirilmiştir. 3–7 MeV enerji bölgesine duyarlı bu dipol geçişlerin incelenmesi için 7.1 MeV enerjili elektronlar frenleme ışınımı (bremsstrahlung) spektrumu üretmek için kullanılmıştır. NRF yöntemi uyarılmış nükleer durumları karakterize eden birkaç fiziksel niceliğin tamamen model bağımsız olarak elde edilmesini sağlar. Yapılan deney sonucunda  $^{156}\text{Gd}$  çekirdeğine ait 70 tane uyarılmış durum gözlenmiştir. Gözlenen uyarılmış durumlara ait uyarılma enerjisi, bozunum genişliği, dallanma oranı, spin kuantum sayısı belirlenmiştir. Bu durumların bir çoğu yaptığımız  $^{156}\text{Gd}(\gamma, \gamma')$  deneyinde ilk kez gözlenmiştir.

Diğer taraftan, şekil-faz geçişleri bölgesinde yer alan  $^{156}\text{Gd}$  çekirdeğinin sahip olduğu deneysel gözlenebilirleri açıklayabilmek amacıyla, açısal momentum bariyeri içeren Genelleştirilmiş Woods-Saxon potansiyeline sahip Bohr Hamiltoniyen analitik olarak çözülmüştür ve  $^{156}\text{Gd}$  çekirdeği için temel seviye ve  $\gamma$  bandları içindeki enerji seviyeleri teorik olarak hesaplanmıştır. Elde edilen sonuçlar deneysel olarak ölçülen değerlerle karşılaştırıldığında birbirleriyle uyumlu olduğu gözlenmiştir.

**ANAHTAR KELİMELER:**Nükleer Rezonans Floresans, Makas mod, Bohr Hamiltoniyen, Genelleştirilmiş Woods-Saxon potansiyeli,  $^{156}\text{Gd}$ .

**JÜRİ:** Doç. Dr. Orhan BAYRAK (Danışman)

Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN

Doç. Dr. Mehmet CENKCI

Doç. Dr. Asım SOYLU

Doç. Dr. Gökhan KOÇAK

## ABSTRACT

### Theoretical and Experimental Investigation of $^{156}\text{Gd}$ Nucleus at Low-Energy Region

Esra AÇIKSÖZ

PhD Thesis, in Physics  
Supervisor : Assoc. Prof. Dr. Orhan BAYRAK  
December 2016, 72 pages

The  $J^\pi = 1^+$  scissor mode was first observed in  $^{156}\text{Gd}$  in high-resolution electron scattering experiments in 1984 and shortly after confirmed by  $(\gamma, \gamma')$  Nuclear Resonance Fluorescence (NRF) experiment. In this thesis, an experiment was performed at the superconducting Darmstadt linear electron accelerator (S-DALINAC) using the NRF technique to study dipole-excitations of  $^{156}\text{Gd}$  up to  $\sim 7$  MeV. A monoenergetic electron beam of 7.1 MeV was used for the production of bremsstrahlung allowing the investigation of dipole excitations of  $^{156}\text{Gd}$  in the sensitive energy range of 3 to 7 MeV. The technique of NRF allows for the recovery of several physical quantities characterizing the excited nuclear states in a completely model independent way. These observables include the excitation energies, level widths, gamma decay branching ratios, spin quantum numbers, and parities. In total, 70 excited states of  $^{156}\text{Gd}$  were observed in the energy range up to 7 MeV. Some of these states have been observed in an  $(\gamma, \gamma')$  experiment for the first time in this experiment subject to this thesis.

On the theoretical side of this thesis, the Bohr Hamiltonian with the well-known Generalized Woods-Saxon potential involving the repulsive angular momentum barrier is solved analytically to explain experimental observables of  $^{156}\text{Gd}$  lying in the shape-phase transition region. We observe a good agreement between calculated and experimental values for energy spacing within the ground state and  $\gamma$ -band for the  $^{156}\text{Gd}$  nucleus.

**KEYWORDS:** Nuclear Resonance Fluorescence, Scissors mode, Bohr Hamiltonian, Generalized Woods-Saxon potential,  $^{156}\text{Gd}$ .

**COMMITTEE:** Assoc. Prof. Dr. Orhan BAYRAK (Supervisor)

Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN

Assoc. Prof. Dr. Mehmet CENKCI

Assoc. Prof. Dr. Asım SOYLU

Assoc. Prof. Dr. Gökhan KOÇAK

## ÖNSÖZ

Tez çalışmam sırasında kıymetli bilgi, birikim ve tecrübesi ile bana yol gösteren ve destek olan değerli hocam ve tez danışmanım sayın Doç. Dr. Orhan Bayrak'a, ilgisini ve önerilerini göstermekten kaçınmayan değerli hocam Prof. Dr. İsmail Boztosun'a sonsuz teşekkür ve saygılarımı sunarım.

Tez çalışmamın deneysel kısmı için gittiğim Darmstadt Teknik Üniversitesi'ndeki değerli hocam Prof. Dr. Dr. h.c. Norbert Pietralla'a katkılarından dolayı teşekkür ederim. Darmstadt'da kaldığım süre boyunca bana yardımlarını esirgemeyen NRF grup üyesi arkadaşlarıma ve özellikle çalışmamı tamamlamamda önemli katkıları olan Dr. Volker Werner'a sabrı ve emeği için teşekkürü bir borç bilirim.

Bu süreçte yanımda olan NUBA grubu arkadaşlarıma, mesai arkadaşlarım Dr. Atakan Tekgül ve Arş. Gör. Aydın Yıldırım'a göstermiş oldukları destek ve anlayıştan dolayı teşekkür ederim.

İnanç, bir insanın hayatında çok şeyi değiştirebilir. Bana hep inandığı ve hep yanımda olduğu için kıymetli aileme çok teşekkür ederim.

Doktora eğitimim süresince sağladığı destek ve bilim insanlarına yaptığı katkıdan dolayı TÜBİTAK'a çok teşekkür ederim.

Araş. Gör. Esra Açıksöz



## İÇİNDEKİLER

ÖZET . . . . .	i
ABSTRACT . . . . .	iii
ÖNSÖZ . . . . .	v
İÇİNDEKİLER . . . . .	vi
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ . . . . .	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ . . . . .	viii
ÇİZELGELER DİZİNİ . . . . .	ix
1. GİRİŞ . . . . .	1
2. KURAMSAL BİLGİLER VE KAYNAK TARAMALARI . . . . .	8
3. MATERYAL VE METOT . . . . .	11
3.1. Deney Düzenegi . . . . .	11
3.1.1. S–DALINAC . . . . .	11
3.1.2. DHIPS . . . . .	13
3.1.3. HPGe dedektörler . . . . .	14
3.1.4. Bismuth Germanate (BGO) baskılama . . . . .	16
3.2. Nükleer Rezonans Floresans (NRF) Yöntemi . . . . .	17
3.2.1. Elektromanyetik geçiş kuralları . . . . .	19
3.2.2. NRF gözlenebilirleri . . . . .	20
3.2.2.1. Çekirdek enerji seviyeleri ve geçiş enerjileri . . . . .	20
3.2.2.2. Toplam tesir kesiti . . . . .	22
3.2.2.3. Bozunum genişliği ve uyarılma ihtimali . . . . .	23
3.2.2.4. Açısal dağılım . . . . .	24
3.3. Enerji Bantlarındaki Enerji Seviye Oranlarının Belirlenmesi . . . . .	26
4. BULGULAR . . . . .	34

4.1. Deneysel Detaylar . . . . .	34
4.2. Dedektör Verimi . . . . .	35
4.3. Spin Kuantum Sayılarının Belirlenmesi . . . . .	36
4.4. Foton Akısı . . . . .	37
4.5. Yüksek Enerjili Durumların Besleme Etkisi . . . . .	39
5. TARTIŞMA . . . . .	41
5.1. İndirgenmiş Uyarılma İhtimallerinin Hesaplanması . . . . .	41
6. SONUÇ . . . . .	45
7. KAYNAKLAR . . . . .	47
ÖZGEÇMİŞ	

## SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

### Simgeler

$\gamma$	Gama ışını
$e$	Elektronun Yüğü
$Z$	Atom numarası
$A$	Kütle numarası
$N$	Nötron numarası
$eV$	Elektron Volt
$keV$	Kilo Elektron Volt
$MeV$	Mega Elektron Volt
$fm$	Femtometre
$Gd$	Gadalyum

### Kısaltmalar

S-DALINAC	Darmstadt Süperiletken Elektron Hızlandırıcısı (Darmstadt Electron Linear Accelerator)
NRF	Nükleer Rezonans Flüoresans (Nuclear Resonance Fluorescence)
DHIPS	Darmstadt Yüksek Yoğunluklu Foton Sistemi (Darmstadt High Intensity Photon Setup)
NUBA	Nükleer Bilimler Uygulama ve Araştırma Merkezi
GDR	Dev Dipol Rezonans (Giant Dipole Resonance)
PDR	Cüce Dipol Rezonans (Pygmy Dipole Resonance)
RPA	Rastgele Faz Yaklaşımı
$\Gamma$	Toplam Bozunum Genişliği
$\Gamma_0$	Taban Durum Bozunum Genişliği
B(M1)	İndirgenmiş Manyetik Dipol Uyarılma İhtimali
B(E1)	İndirgenmiş Elektrik Dipol Uyarılma İhtimali
B(E2)	İndirgenmiş Elektrik Kuadropol Uyarılma İhtimali
HpGe	High Purity Germanium Detector
GSW	Genelleştirilmiş Woods-Saxon Potansiyeli
FWHM	Yarı Maksimumdaki Tam Genişlik (Full Width at Half Maximum)

## ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1.	Çekirdeğin yük yoğunluğunun yarıçapa göre değişimi (Krane 1987)	2
Şekil 1.2.	Açısal momentumun simetri eksenine iz düşümü K kuantum sayısını gösteren şekil (Yang ve Hamilton 2010)	4
Şekil 1.3.	Makroskopik çerçevede dev rezonans modları (Goeke ve Speth 1982)	5
Şekil 1.4.	Kabuk modeline göre E1 ve E2(E0) tek parçacık geçişlerinin şematik bir gösterimi (Harakeh ve Woude 2001)	6
Şekil 1.5.	Çekirdekdeki elektrik dipol uyarılmaları (Goeke ve Speth 1982)	7
Şekil 3.1.	S–DALINAC için şematik resim ve tipik kurulum fotoğrafı (Hug vd 2011)	12
Şekil 3.2.	DHIPS için şematik gösterim (Romig 2015)	13
Şekil 3.3.	Bir n–tipi koaksiyel HPGe dedektörün (a) dik ve (b) kristal eksenine boyunca görünümü (Özel 2008)	14
Şekil 3.4.	Bir dedektörün tek enerjili gama ışınları için vereceği tipik bir cevap (Krane 1987)	15
Şekil 3.5.	HPGe dedektör ile BGO zırhının tipik yapısı (Özel 2008)	17
Şekil 3.6.	NRF yönteminin basitleştirilmiş şematik gösterimi	18
Şekil 3.7.	NRF deneyi sırasında hedef çekirdekte meydana gelebilecek uyarılma ve uyarılmış seviyeden daha düşük enerjili seviyelere dönüşleri gösteren şematik çizim	19
Şekil 3.8.	$^{11}\text{B}$ çekirdeğine ait literatürde bilinen ilk üç uyarılma enerjileri ve ilgili dallanma oranları	21
Şekil 3.9.	$(0 \rightarrow 1 \rightarrow 0)$ ve $(0 \rightarrow 2 \rightarrow 0)$ spin dizilimi için açısal dağılımın şematik gösterimi	25
Şekil 3.10.	$V_0 = -50$ MeV, $R = 4.9162$ fm, $a = 0.6$ fm ve farklı $W_0$ değerleri için çekirdekler arası uzaklığın bir fonksiyonu olarak GWS potansiyelinin yapısını gösteren şekil	28
Şekil 3.11.	$V_0 = -47.78$ MeV, $R = 4.9162$ fm, $a = 0.6$ fm ve $W_0 = -50$ MeV değerleri için normalize edilmemiş dalga fonksiyonunun genelleştirilmiş Woods-Saxon potansiyeli durumunda farklı n kuantum sayıları için şekilsel gösterimi	31

Şekil 4.1.	$^{156}\text{Gd}(\gamma, \gamma')$ deneyi sonucunda dedektör 2'den elde edilen spektrum	34
Şekil 4.2.	130°deki dedektörün verimi için $^{56}\text{Co}$ dataları ile normalize edilen simülasyon sonuçlarını gösteren grafik. Kırmızı ile gösterilen noktalar $^{56}\text{Co}$ çekirdeğine ait literatür değerlerini, yeşil eğri ise bu noktaların simülasyon sonuçları ile normalize edilmesiyle elde edilen fit eğrisini göstermektedir . . . . .	35
Şekil 4.3.	$^{156}\text{Gd}$ çekirdeğine ait hesaplanan yoğunluk oranları ( $\omega$ ) ve bu sonuçlara göre ilişkilendirilen spin değerleri . . . . .	36
Şekil 4.4.	130°de bulunan dedektöre ait $N_\gamma \varepsilon(E_\gamma)$ grafiği. Kırmızı ile gösterilen noktalar $^{11}\text{B}$ çekirdeğine ait $N_\gamma \varepsilon$ değerlerini, yeşil eğri ise bu noktaların simülasyon sonuçları ile normalize edilmesiyle elde edilen fit eğrisini göstermektedir . . . . .	38
Şekil 4.5.	NRF deneyinde gözlenebilecek elastik ve elastik olmayan geçişlerin şematik gösterimi . . . . .	39

## ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 3.1. $\ell = 0$ ve farklı bir çok $W_0$ ve $n_r$ değerleri için $^{56}Fe$ çekirdeğinin etrafında dönen nötronun tek-parçacık enerji durumlarının analitik ve nümerik sonuçlarının karşılaştırılması (Bayrak ve Aciksoz 2014). . . . .	30
Çizelge 3.2. $^{156}Gd$ için deneysel verilerle (Anonim1 2014) $\beta_e = 9.66$ , $a = 0.15$ ve $C = 11.8$ parametreleri kullanılarak Morse potansiyelinden elde edilen sonuçların (İnci 2010 ve $V_0 = 1.22$ , $W_0 = 0$ , $R = 6.0$ , $a = 0.811$ ve $c = 4.8$ parametreleri kullanılarak GWS potansiyelinden elde edilen sonuçların karşılaştırılması . . . . .	32
Çizelge 3.3. $^{156}Gd$ için GWS potansiyelinden elde edilen $R_{4/2}$ , $R_{2/2}$ oranlarının deneysel sonuçlarla karşılaştırılması ve kullanılan potansiyel parametreleri . . . . .	33
Çizelge 4.1. $^{11}B$ çekirdeğine ait bazı geçişlerin spin, parite ve tesir kesiti değerleri (Anonim1 2014) . . . . .	37
Çizelge 5.1. $^{156}Gd$ çekirdeğinde gözlenen enerji durumlarına ait enerji ( $E_{Level}$ ), taban durum bozunum genişliği ( $\Gamma_0$ ) ve manyetik, elektrik dipol uyarılma ihtimali ( $B(M1)$ , $B(E1)$ ) sonuçları . . . . .	41
Çizelge 5.2. Literatürde (Pitz vd 1989) NRF yöntemi kullanılarak $^{156}Gd$ çekirdeğinde gözlenen enerji durumlarına ait enerji ( $E_{Level}$ ), taban durum bozunum genişliği $\Gamma_0$ , manyetik veya elektrik dipol geçiş ihtimali ( $B(M1)$ , $B(E1)$ ) verileri bu deneyde aynı enerji durumları için elde edilen sonuçlarla karşılaştırılması . . . . .	44

## 1. GİRİŞ

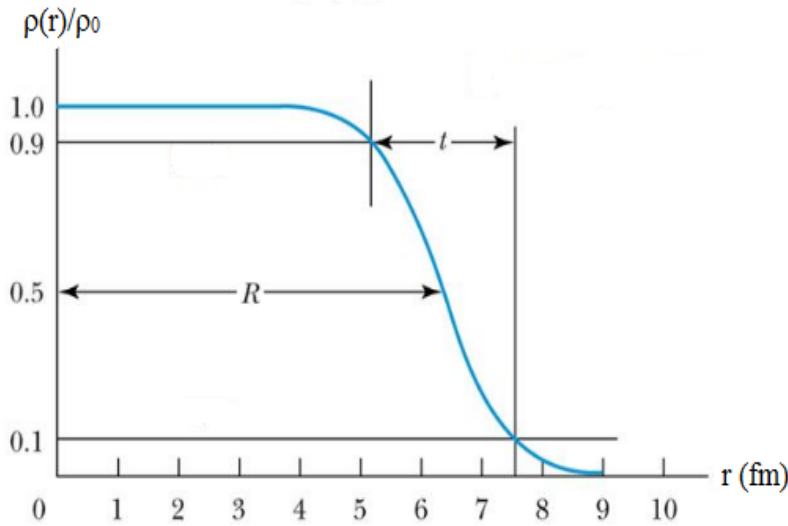
Çekirdek fiziği veya nükleer fizik atomu meydana getiren çekirdeğin özellikleri ve bu çekirdeklerin birbirleri ile yaptıkları etkileşimleri incelemektedir. Nükleer fiziği temel olarak Nükleer Yapı, Nükleer Reaksiyon ve bu iki durum arasında bulunan Nükleer Rezonans olmak üzere üç ana kısma ayırabiliriz. Genel olarak nükleer yapı sistemlerin bağlı durumlarını yani statik özelliklerini (kütle, yarıçap, bağlanma enerjisi, manyetik moment vb.), nükleer reaksiyon sistemlerin saçılma durumlarını yani dinamik özelliklerini (bozunma ve nükleer reaksiyonlar), rezonans ise bu iki durumun arasında bir durumu temsil eder. Çekirdeğin yapısının tam olarak ortaya konulması hem nükleer yapının hem de nükleer reaksiyonların anlaşılması açısından çok önemlidir. Atom çekirdeğini oluşturan proton ve nötronları bir arada tutan çekirdek kuvvetinden yola çıkarak çekirdeğin yapısını tam olarak ortaya koyan genel bir teori henüz yapılamamıştır. Bu nedenle daha önce gerçekleştirilmiş deneylerin sonuçlarını açıklayarak çekirdeğin yapısının anlaşılabilmesini sağlamak amacıyla bir çok çekirdek modeli ileri sürülmüştür. Burada çekirdeğin birçok özelliğini anlamamızı sağlayan temel modellerden, Sıvı Damla Modeli, Kabuk Modeli ve Kollektif Model kısaca özetlenerek bilim insanlarının bugün için nükleer çekirdekle ilgili bilgisi ortaya konulacaktır.

Nükleer yapıyı açıklamak için geliştirilen ilk model sıvı damla modelidir. Bu modelde çekirdeğin iç yapısı gözönüne alınmadan, çekirdek bir sıvı damlasına benzetilir ve bu benzerlikten yola çıkarak çekirdeğin özellikleri bulunmaya çalışılır. Bu basit modelin en büyük başarısı, çekirdeklerin kütlelerini oldukça iyi bir şekilde veren  $M=f(Z, A)$  yarı ampirik kütle formülünün türetilmesidir. Yarı-ampirik kütle formülü, bağlanma enerjisi gibi bir nükleer özelliğin sistematik davranışını anlamamızı sağlaması açısından önemlidir. Bu model kullanılarak ayrıca çekirdeklerin kararlılığını ve fisyon olayını açıklamak da mümkün olmaktadır. Sıvı damla modeli çekirdeğe ait bu önemli özellikleri çok iyi vermesine rağmen (Koçak 2005, Krane 1987)

- Sihirli sayılar olarak bilinen  $Z=N=2, 8, 20, 28, 50, 82, 126$  proton veya nötron sayısına sahip çekirdeklerin komşu çekirdeklere kıyasla aşırı kararlılıkları,
- Sihirli sayılara sahip çekirdeklerin yüksek bolluk derecelerine (doğal dağılım oranlarına) sahip olmaları,
- Proton ve nötron sayısı çift-çift olan çekirdeklerin tek-tek çekirdeklere kıyasla daha kararlı olmaları,
- Çekirdekten proton ve nötron ayrılma enerjilerinin nasıl hesaplanacağı,
- Çekirdeklerin taban durum spin ve paritelerinin nasıl belirleneceği,

- Çekirdeklerin uyarılma enerjilerinin nasıl hesaplanacağı gibi soruların cevaplanmasında yetersiz kalmıştır.

Bu eksiklikleri gidermek amacıyla Kabuk (Shell veya Tabakalı) Modeli ileri sürülmüştür. Atom fiziğinde kullanılan kabuk modelinin atomun yapısının karmaşık ayrıntılarını açıklamakta çok büyük bir başarı sağlaması, nükleer fizikçilere benzer bir teorinin nükleer yapı probleminin çözümü ve çekirdeklerin özelliklerinin açıklanmasında kullanılmasının yararlı olacağını düşündürmüştür. Nükleer Kabuk Modeline göre, her bir nükleonun öteki nükleonlardan bağımsız olduğu ve bütün öteki nükleonların meydana getirdiği ve oldukça düzgün bir şekilde değişen ortalama bir potansiyel içerisinde hareket ettiği kabul edilir. Nükleonlar kabuklara yerleşirken Pauli prensibine göre birbirleriyle etkileşmeden yerleşirler. Aynen atomik kabuk modelinde olduğu gibi dolu kabukların dışında kalan nükleonlar çekirdeğin özelliklerini belirler (Koçak 2005, Krane 1987). Kabuk modelinde ilk önce nükleonların birbirleriyle etkileşmesini belirleyen uygun bir potansiyel seçilir ve bu potansiyel Schrödinger denkleminde çözülerek tek bir nükleonun bu potansiyel içindeki hareketi incelenir. Bu sayede nükleonların enerji seviyeleri bulunur ve Pauli Dışarlama İlkesine göre bu seviyelerin alabileceği nükleon sayıları hesaplanır. Burada en önemli soru en uygun potansiyelin şeklinin ne olacağıdır. Kabuk modelinde kullanılan potansiyel şekli, çekirdeğin yoğunluğunun



Şekil 1.1. Çekirdeğin yük yoğunluğunun yarıçapa göre değişimi (Krane 1987)

bulunmasında kullanılan potansiyel şekline benzer olarak keskin hatlara sahip olmayan Woods-Saxon potansiyelidir. Saçılma deneyleri göstermiştir ki çekirdek



keskin sınırlara sahip katı bir küre değildir. Çekirdek belirli bir mesafeye kadar sert, sıkı bağlı, girilemez bir özelliğe sahiptir. Daha sonra yüzey bölgesinde yük yoğunluğu eksponansiyel bir şekilde düşerek sıfıra gider. Deneysel yük yoğunluğu Şekil 1.1'de görüldüğü gibidir ve matematiksel olarak aşağıda verilen Fermi dağılımı ile elde edilir. Yoğunluk fonksiyonu aşağıdaki gibi verilir.

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)}, \quad (1.1)$$

Bu ifade de  $\rho_0$  çekirdeğin merkezde sahip olduğu yük yoğunluğu,  $R$  çekirdeğin yoğunluğunun yarıya düştüğü mesafe,  $a$  ise çekirdeğin kabuk kalınlığını belirtmek için kullanılır ve  $t = 4.4a$  olmak üzere çekirdeğin yük yoğunluğunun merkezdeki değerinin 90%'ından 10%'una düştüğü değer olarak verilir (Satchler 1983).

Her ne kadar Woods-Saxon potansiyeli nükleer potansiyel için çok iyi bir yaklaşım olsa da bu potansiyelle yapılan çözümler sonucunda kabuklara yerleşen nükleonların tam olarak sihirli sayıları vermediği gözlenmiştir. Bu problemi çözmek için Mayer, Haxel, Suess ve Jensen'in potansiyele bir spin-yörünge terimi eklemiştirler (Krane 1987). Bu sayede bütün sihirli sayıları elde edilmiştir.

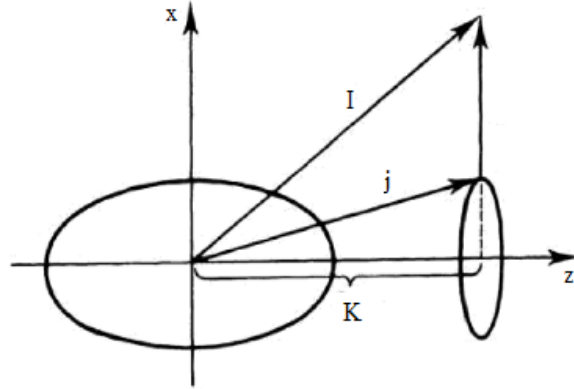
Nükleer kabuk modeli sihirli sayıları, neredeyse bütün çekirdeklerin taban durum spin ve pariteleri ve bazı düşük uyarılma seviyelerini çok iyi açıklamasına rağmen,

- Çekirdeklerin elektrik ve magnetik momentlerini,
- Birden fazla değerlik nükleonu bulunan çekirdeklerin spin ve paritelerini,
- Birden fazla nükleonun ortak hareketini

açıklamakta yetersiz kalmıştır. Kabuk modelinin açıklamakta yetersiz kaldığı elektrik kuadrapol moment ( $B(E2)$ ), çekirdek yük dağılımının küresel şekilden ne kadar uzaklaştığının bir ölçüsüdür. Yani, eğer çekirdek büyük elektrik kuadrapol momente sahipse çekirdeğin şekli küresel şekilden belirgin bir şekilde uzaklaşmış demektir. Proton ve nötron sayıları sihirli sayılardan uzaklaştıkça çekirdeğin küresel simetrisi bozulur. Özellikle  $150 < A < 190$  ve  $A > 220$  kütle numaralarına sahip olan çekirdekler (sırasıyla nadir toprak ve aktinit elementler) bir eksene göre simetrik elipsoidal yapıya sahiptirler ve bu çekirdekler "eksenel simetrik deforme çekirdekler" olarak adlandırılırlar. Bu açıdan, deformasyona uğramış çekirdeklerin nükleonlarının kolektif hareketlerini inceleyen Kolektif Model geliştirilmiştir. Kolektif modele göre, kabuk modelinde olduğu gibi sadece değerlik nükleonları değil aynı zamanda kapalı kabuktaki nükleonlarda harekete dahildir. Her bir nükleon bir potansiyel içinde diğer nükleonlardan bağımsız olarak hareket eder. Kor ve kor etrafındaki nükleon veya nükleonların hareketi korun küresel simetrisini kaybetmesine ve

deformasyona neden olmaktadır. Dolayısıyla, potansiyel kabuk modelinde olduğu gibi statik küresel simetrik bir potansiyel değildir. Kollektif model, deforme (küresel simetriğe sahip olmayan) çekirdeklerin özellikle çekirdek yapısının incelenmesinde ve nükleon-nükleon arasındaki etkileşmelerin belirlenmesinde önemli bir yere sahiptir (Arya 1966, Kansu 2013).

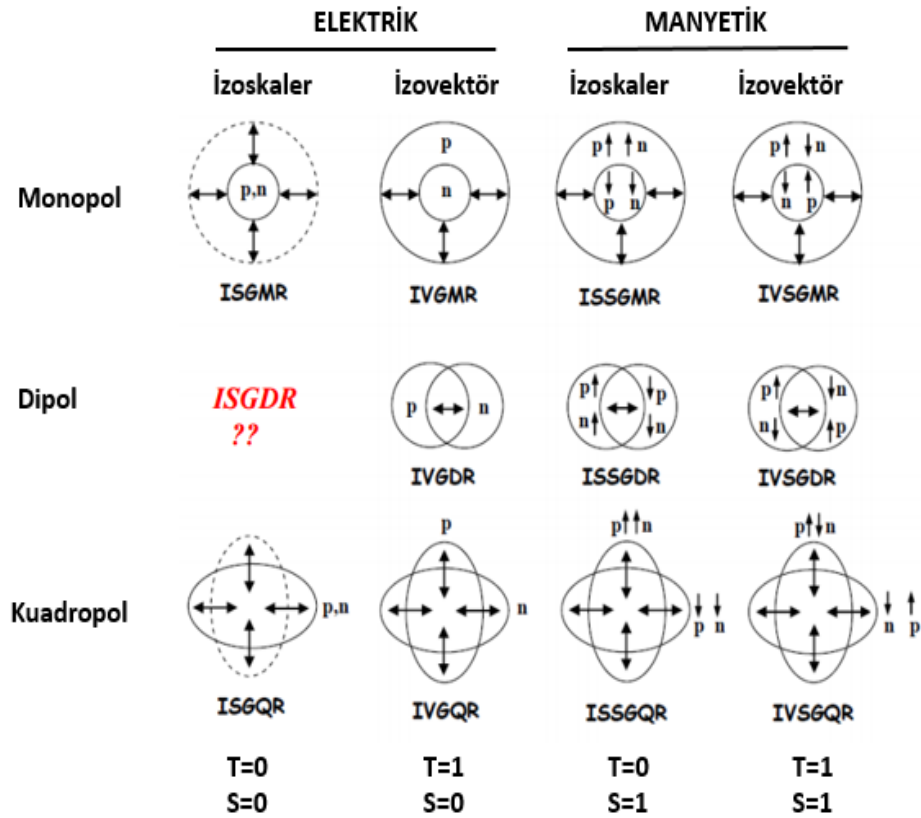
Küreselliğini kaybeden çekirdek bir eksen etrafında dönebilir ve bunun sonucunda uyarılmış durumlar meydana gelir. Nükleer dönme hareketinin sadece denge şekli küresel olmayan çekirdeklere gözlenmesi küresel simetriden dolayıdır. Yani çekirdekte dönme hareketinin ölçülebilmesi için simetrinin bozulmuş olması gerekir. Küresel çekirdeklere tek parçacık durumları, onların enerji, parite, toplam açısal momentumu  $j$  ve onun izdüşümü  $m$  tarafından karakterize edilirken deforme çekirdek durumunda toplam açısal momentum  $j$  artık iyi bir kuantum sayısı değildir. Bu nedenle deforme çekirdeklere tek parçacık durumlarını ifade etmek için toplam açısal momentumun nükleer simetri eksenindeki izdüşümü  $K$  kuantum sayısı kullanılır.  $K$  kuantum sayısı o düzeyin simetri eksenini boyunca içsel açısal momentumudur ve Şekil 1.2'de verilmiştir (Yang ve Hamilton 2010). Çekirdeğin yapısını anlamak için geliştirilen bu modeller ile mevcut pek çok soruya



Şekil 1.2. Açısal momentumun simetri eksenine iz düşümü  $K$  kuantum sayısını gösteren şekil (Yang ve Hamilton 2010)

cevap bulunmuş olsa da hala cevaplanmayı bekleyen pek çok soru vardır. Yani diyebiliriz ki, gerçek çekirdeklerin yapısı bizim modellerimizin öngördüğünden çok daha karmaşıktır. Nükleer fizikte çekirdek çok parçacıklı bir sistem olarak ele alınır ve bu sistemin incelenmesinde kuantum mekaniğinin kuralları geçerlidir. Böyle kuantum sistemleri için kollektif hareket ortak bir özelliktir ve zayıf bir dış alan ile uyarılan çekirdekte geçiş yoğunluğunda meydana gelen rezonans pikleri olarak tanımlanmıştır (Yüksel 2011). Genellikle çekirdeklerin kollektif titreşimlerini tanımlamak için "dev rezonans" terimi kullanılmaktadır (Çınar 2013, Özel 2008,

Wong 1990). Buradaki "kollektif" terimi nükleonların büyük bir çoğunluğunun uyarılmaya katıldığı anlamına gelmektedir (Özel 2008). Kuantum mekaniksel olarak rezonans terimi ise temel durum ile uyarılmış bir durum arasındaki geçiş demektir ve dağılım fonksiyonunun şiddetinin (tepki fonksiyonu) temel özelliklerine ve sistemin büyüklüğüne bağlıdır (Özel 2008, Yüksel 2011). Dev rezonans piklerin genişliği ve boyları tipik tek-parçacık (kollektif olmayan) uyarılmalarının oluşturduğu rezonans piklerden daha büyük olduğundan "dev" rezonans olarak isimlendirilmişlerdir (Wong 1990). Dev Dipol Rezonans (GDR) nötron ve protonun birbirlerine karşı titreşimleri



Şekil 1.3. Makroskopik çerçevede dev rezonans modları (Goeke ve Speth 1982)

olarak tanımlanır. Dev rezonanslar sıvı damlası modeline göre açısal momentum (L), spin (S) ve izospin (T) kuantum numaralarına göre sınıflandırılmaktadır (Bortignon vd 1998, Harakeh ve Woude 2001).

Açısal Momentuma (L) göre,

- L=0, Dev Monopol Rezonans (GMR) modu "nefes alır mod" olarak adlandırılır,
- L=1, Dev Dipol Rezonans (GDR),

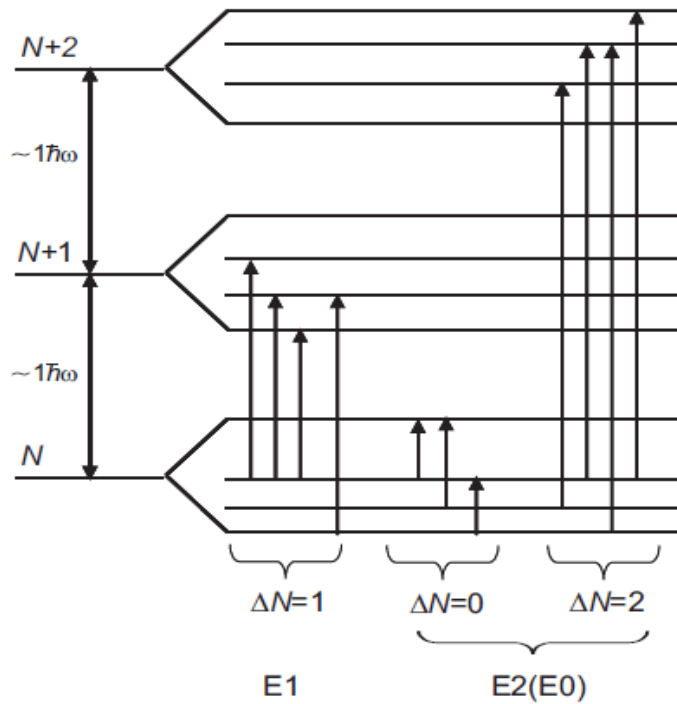
- $L=2$ , yüzey titreşimi Dev Kuadropol Rezonans (GQR) olarak adlandırılır.

İzospine (T) göre,

- $\Delta T=0$  durumu, izoskaler olarak adlandırılır. Bu durumda nötron ve proton aynı fazda titreşir,
- $\Delta T=1$  durumu, izovektör olarak adlandırılır. Bu durumda nötron ve proton birbirlerine zıt yönde titreşirler.

Spine göre (S) ise;

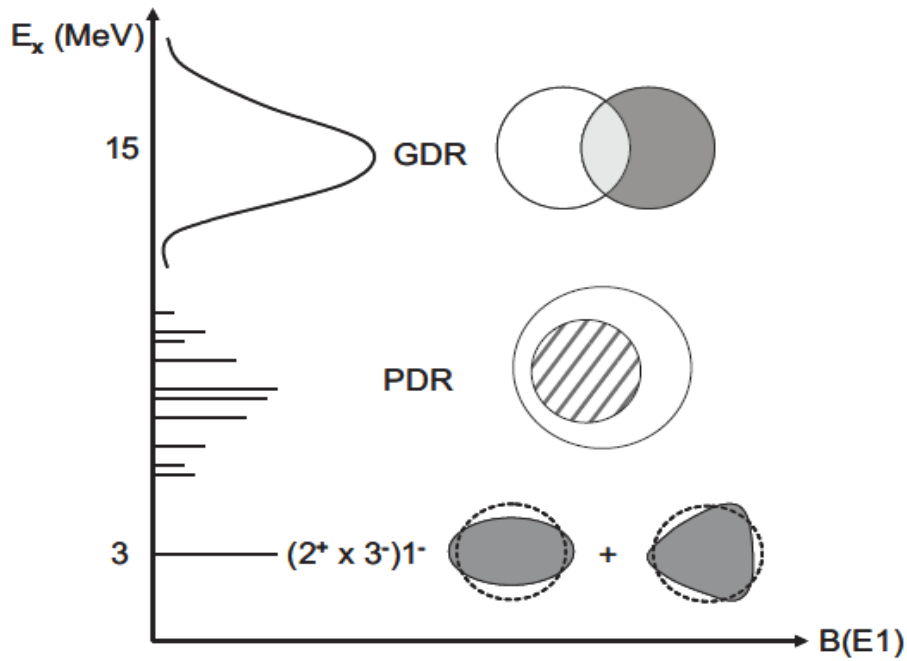
- $S=0$  Elektrik,
- $S=1$  Manyetik.



Şekil 1.4. Kabuk modeline göre  $E1$  ve  $E2(E0)$  tek parçacık geçişlerinin şematik bir gösterimi (Harakeh ve Woude 2001)

Makroskopik çerçevede Dev Rezonans modları Şekil 1.3'de verilmiştir (Goeke ve Speth 1982). ISGDR modu Şekil 1.3'de gösterilmemiştir. Çünkü bu mod basit bir makroskopik çizimle gösterilemeyecek kadar karmaşık bir moddur.

Mikroskopik olarak ise Dev rezonanslar taban durumunun üzerinde parçacık ve deşiklerin (1p-1h) uyumlu birer süper pozisyonu olarak tanımlanmıştır (Harakeh ve Woude 2001). Şekil 1.4'de Kabuk modeline göre E1 ve E2(E0) tek parçacık geçişlerinin şematik bir gösterimi verilmiştir. Bu modelin iyi bilinen özelliği, birbirini izleyen kabuklarda  $N, N+1, N+2\dots$  enerji farkı  $\Delta E = \Delta N \times 1\hbar\omega = \Delta N \times (41A^{-1/3})$  MeV'dir (Çınar 2013, Harakeh ve Woude 2001). Son yıllarda



Şekil 1.5. Çekirdekteki elektrik dipol uyarılmaları (Goeke ve Speth 1982)

yapılan çalışmalarda, nötron zengini çekirdekte GDR tümseğinin düşük enerjili sırtında yeni bir dipol rezonans'ın varlığı gözlenmiştir (Avdeenkov ve Kamerzhiev 2008). Bu moda Pygmy (cüce) Dipol Rezonans (PDR) denilmektedir. Bu modun bu şekilde adlandırılmasının sebebi, PDR'in dağılım şiddetlerinin GDR'a göre daha düşük olması ve enerjisinin ise toplam enerjinin çok küçük bir kısmını oluşturmasıdır. PDR olayı, nötron zengini çekirdekte, nötron ve proton sayılarının eşit veya yaklaşık eşit olduğu orta bölgeye (kor) karşı nötron yüzeyinin titreşmesidir (Mohan vd 1971). Şekil 1.5'de görüldüğü gibi, PDR enerji bölgesi 10 MeV'in altında ve

"nötron eşiğı" çevresinde bir bölgededir. Ayrıca PDR modunun özellikleri tam olarak anlaşılmamış olmakla birlikte, elektrik ve manyetik dipol karakterde oldukları düşünülmektedir. Küçük dipol rezonansların incelenmesi nötron kabuğunun (neutron skin) yapısı, nötron ayrılma enerjisi hakkında ayrıntılı bilgi elde etmemizi sağlar.

## 2. KURAMSAL BİLGİLER VE KAYNAK TARAMALARI

Son yıllarda ağır çekirdeklerde düşük enerjili dipol uyarılmalar nükleer yapı fiziğinin temel ilgi alanlarından biridir. Elektrik ( $E1$ ) ve manyetik ( $M1$ ) olmak üzere iki türü bulunan dipol uyarılmalar çekirdek iç yapısının anlaşılması için geliştirilen modellerin test edilmesi için sistematik olarak çalışılmaktadır. Spin ve paritesi  $1^+$  olan uyarılmalar manyetik dipol olarak adlandırılır. Küresel çekirdeklerde spin titreşimlerine karşılık gelen bu kolektif  $1^+$  seviyelerinin varlığı ilk defa Bohr ve Mottelson tarafından öngörülmüştür (Bohr ve Mottelson 1969). Çift-çift deforme çekirdeklerde ise spin-spin etkileşmelerinin sorumlu olduğu bu kolektif spin titreşimleri ilk kez mikroskobik modelin rastgele faz yaklaşımı (random phase approximation, RPA) yöntemi çerçevesinde Gabrakov ve arkadaşları tarafından öngörülmüştür (Gabraikov vd 1972). Manyetik dipol uyarılmalarının enerjiye göre iki farklı dalı vardır. Bunlar spektroskopik bölgede maksimum 3 MeV civarına kadar olan bölgeye yerleşen orbital karakterli düşük enerjili dalı makas mod rezonansını, 7 – 9 MeV enerji aralığına yerleşmiş yüksek enerjili kolektif dalı ise spin-titreşim karakterli  $M1$  rezonansını meydana getirir (Gabraikov vd 1972). Makas mod teorik olarak ilk defa 1975 yılında Bohr ve Mottelson tarafından öngörülmüştür (Bohr ve Mottelson 1975). Bu uyarılma durumunda çekirdekte nötron ve proton sistemlerinin simetri eksenleri çekirdek simetri eksenine etrafında birbirine karşı makas bıçaklarına benzer biçimde titreşimler yaptığından bu harekete uygun olarak uyarılmalar makas mod uyarılmaları olarak adlandırılmıştır (Yildirim 2009). Makas mod ilk kez 1984 yılında yüksek çözünürlüklü elastik olmayan elektron saçılma ( $e, e'$ ) deneyleri sonucunda  $^{156}Gd$  izotopunda gözlenmiştir (Bohle vd 1984). Bu yeni gözlenen modun varlığı aynı yıl içinde yapılan NRF deneyleri ile diğer bazı Gadalyenyum izotoplarında teyit edilmiştir (Berg vd 1984). Makas modunun varlığı teorik olarak yarı klasik iki rotor modelinde (Iudice ve Palumbo 1978) ve daha sonra proton-nötron etkileşimli bozon modelinde de (Iachello 1981) öngörülmüştür. Bu ilk teorik öngörülerin deneysel olarak ispatlanmasının ardından makas modu hem teorik hem de deneysel olarak yoğun olarak çalışılmıştır. Yapılan bu çalışmaların neticesinde günümüzde artık makas modunun deforme çekirdeklerin temel uyarılmalarından biri olduğu bilinmektedir (Richter 1995). Bunun yanında yapılan deneysel çalışmaların sonucunda bu yeni modun doğasına ait pek çok önemli özellik belirlenmiştir. Bunlardan bazıları şu şekilde özetlenebilir: Toplam  $B(M1)$  değerleri taban durum deformasyon parametresinin karesi ile doğru orantılıdır (Ziegler 1990), rezonans enerjileri 3 MeV civarındadır ve periyodik tabloda nadir toprak elementleri olarak adlandırılan bölge için bu değer aynıdır (Kroll vd 2012), manyetik dipol geçiş ihtimali  $B(M1)$  ile elektrik kuadropol geçiş ihtimali  $B(E2)$  arasında yakın bir ilişki vardır (Pietralla vd 1995, Rangacharyulu vd 1991). Günümüzde makas mod hafif çekirdeklerden (örneğin  $^{46}Ti$ ) başlayarak aktinitlere kadar periyodik cetvelin geniş bir bölgesinde yerleşen sürekli deformasyonlu kararlı izotoplarda gözlenmiştir (Altunöz 2011).

Dipol uyarılmaların elektrik kısmı olan ( $E1$ ) atom çekirdeğinin dış elektromanyetik alana verdiği temel tepkilerden biridir ve nötron, proton sistemlerinin kütle merkezlerinin birbirine karşı yaptığı titreşimler sonucu meydana gelir (Goldhaber ve Teller 1948). Elektrik dev dipol rezonansı ( $GDR$ ) bu modun yüksek enerji (13–16 MeV) bölgesindeki karşılığıdır ve ilk kez Baldwin ve Klaiber tarafından 1947 yılında gerçekleştirilen fotonükleer reaksiyonlar sonucunda gözlenmiştir (Baldwin ve Klaiber 1947).  $GDR$ 'ın enerji bölgesinde gözlenen tesir kesiti elektrik dipol ( $E1$ ) uyarılmaları için toplam kurallarının önerdiği değere neredeyse 100% uyduğu için uzun yıllar daha düşük  $E1$  güçlerinin var olabileceği düşünülmemiştir. Fakat 1960'lı yılların başında pek çok farklı izotopla gerçekleştirilen termal nötron yakalama deneyleri nötronun bağlanma enerjisi 6-9 MeV civarında küçük elektrik dipol geçişlerinin meydana geldiğini göstermiştir (Bartholomew 1961). Bu geçişlerin oluşturduğu rezonansların toplam  $B(E1)$  geçiş güçleri dev dipol rezonanslardan daha küçük olduğundan bunlara cüce dipol rezonans ( $PDR$ ) denilmiştir. Bu iki rezonansın yapısı günümüzde hala tam olarak bilinmemektedir. Şimdiye kadar yapılan deneysel ve teorik çalışmalar  $PDR$  ile ilgili özellikleri çok iyi tanımlayamasa da modun genişliği, toplam gücü ve enerji merkezi gibi temel özelliklerini anlamamızı sağlamıştır.

Çekirdeklerin elektrik ve manyetik dipol uyarılma seviyelerini incelemek için elektron-elektron ( $e, e'$ ), proton-proton ( $p, p'$ ) saçılma veya ( $n, n\gamma$ ) gibi bir çok deneysel yöntem geliştirilmiş olmasına rağmen özellikle son yıllarda gelişen ışınım kaynağı teknolojilerinin etkisi ile Nükleer Resonans Floresans ( $NRF$ ) deneyleri tüm bu çalışmaların önüne geçmiştir.  $NRF$  yöntemi ağır çekirdeklerin düşük enerjili dipol uyarılmalarının özelliklerinin örneğin çekirdekte uyrılmış seviyelerinin enerjisinin, spininin ve paritesinin belirlenmesinde elektron ve proton saçılma reaksiyonlarına kıyasla çok daha hassas sonuçlar elde etme imkanı sağlamaktadır (Kneissl vd 1996, 2006). Günümüzde hala doğası tam olarak anlaşılammış olan  $PDR$  modun yapısını açıklamak için  $NRF$  yöntemi yaygın olarak kullanılmaktadır. Özellikle proton yada nötron sayılarından en azından biri sihirli sayılara eşit olan yani kapalı kabuk çekirdekleri örneğin  $Z = 20$  (Hartmann vd 2000, 2004, Isaak vd 2011),  $N = 28$  (Enders vd 1998),  $N = 50$  (Benouaret vd 2009, Schwengner vd 2007, 2008, 2013),  $Z = 50$  (Govaert vd 1998, Krumbholz vd 2015, Özel vd 2007, Spieker vd 2016),  $N = 82$  (Savran vd 2008, 2011, Volz vd 2006, Zilges vd 2002)  $NRF$  yöntemi kullanılarak yoğun olarak incelenmiştir. Açık kabuk durumunda ise artan nükleer seviyelerin yoğunluğu nedeniyle parçalanmalar artmakta bunun sonucunda  $NRF$  spekturumundan elde edilen geçiş ihtimallerinin doğru bir şekilde hesaplanmasını zorlaştırmaktadır. Bu nedenle açık kabuklu çekirdeklerin kullanıldığı deneyler oldukça azdır (Bauwens vd 2000, Erhard vd 2010, Fransen vd 2003, Massarczyk vd 2012, Pietralla vd 1999, Romig vd 2013, Rusev vd 2009).

Bu tez çalışmasının konusu olan  $^{156}Gd$  çekirdeği 64 proton ve 92 nötron ile açık kabuk durumunda olan bir nadir toprak çekirdeğidir.  $^{156}Gd$  çekirdeğine ait düşük enerjili dipol geçiş ihtimalleri elastik olmayan elektron saçılma ve  $NRF$



deneyleri ile 4 MeV enerji bölgesine kadar kapsamlı olarak incelenmiştir (Bohle vd 1986, Pitz vd 1989). Yapılan bu deneylerde  $^{156}\text{Gd}$  çekirdeğindeki orbital manyetik dipol geçiş ihtimallerinin enerji dağılımları ölçülmüştür. Bu geçmiş çalışmaların amacı 70'lerin sonlarında teorik olarak öngörülen makas mod uyarılmalarının deforme çekirdeklerde deneysel kanıtının bulunması olduğundan 3 MeV enerji bölgesindeki manyetik dipol geçişlere odaklanılmıştır. Fakat çok kısa bir süre önce, makas modu teorik olarak öngören modellerden biri olan iki rotor modeli bu  $1^+$  seviyesinin yaklaşık olarak iki katı uyarılma enerjisine sahip olan yeni bir  $2^+$  seviyesi öngörmüştür (Hatada vd 2011). Şimdilik teorik öngörü olan bu yeni  $2^+$  enerji seviyesi ile ilgili henüz herhangi bir deneysel kanıt bulunamamıştır.

$^{156}\text{Gd}$  çekirdeğine ait düşük enerjili elektrik ve manyetik geçiş ihtimallerinin incelenmesi için son nokta enerjisi 7.1 MeV olan bremsstrahlung ışınımı kullanılarak NRF deneyi gerçekleştirilmiştir. Bu deney Darmstadt Teknik Üniversitesinde yer alan S-DALINAC'da polarize olmamış ve sürekli bir enerji spektrumuna sahip olan Bremsstrahlung fotonları kullanılarak 2013 yılında gerçekleştirilmiştir. Ayrıca  $^{156}\text{Gd}$  çekirdeğinde uyarılan enerji seviyelerine ait parite kuantum sayılarının kesin olarak belirlenebilmesi için Triangle Üniversitesinde bulunan HI $\gamma$ S'de polarize olmuş fotonların kullanıldığı bir NRF deneyi daha gerçekleştirilmiştir.

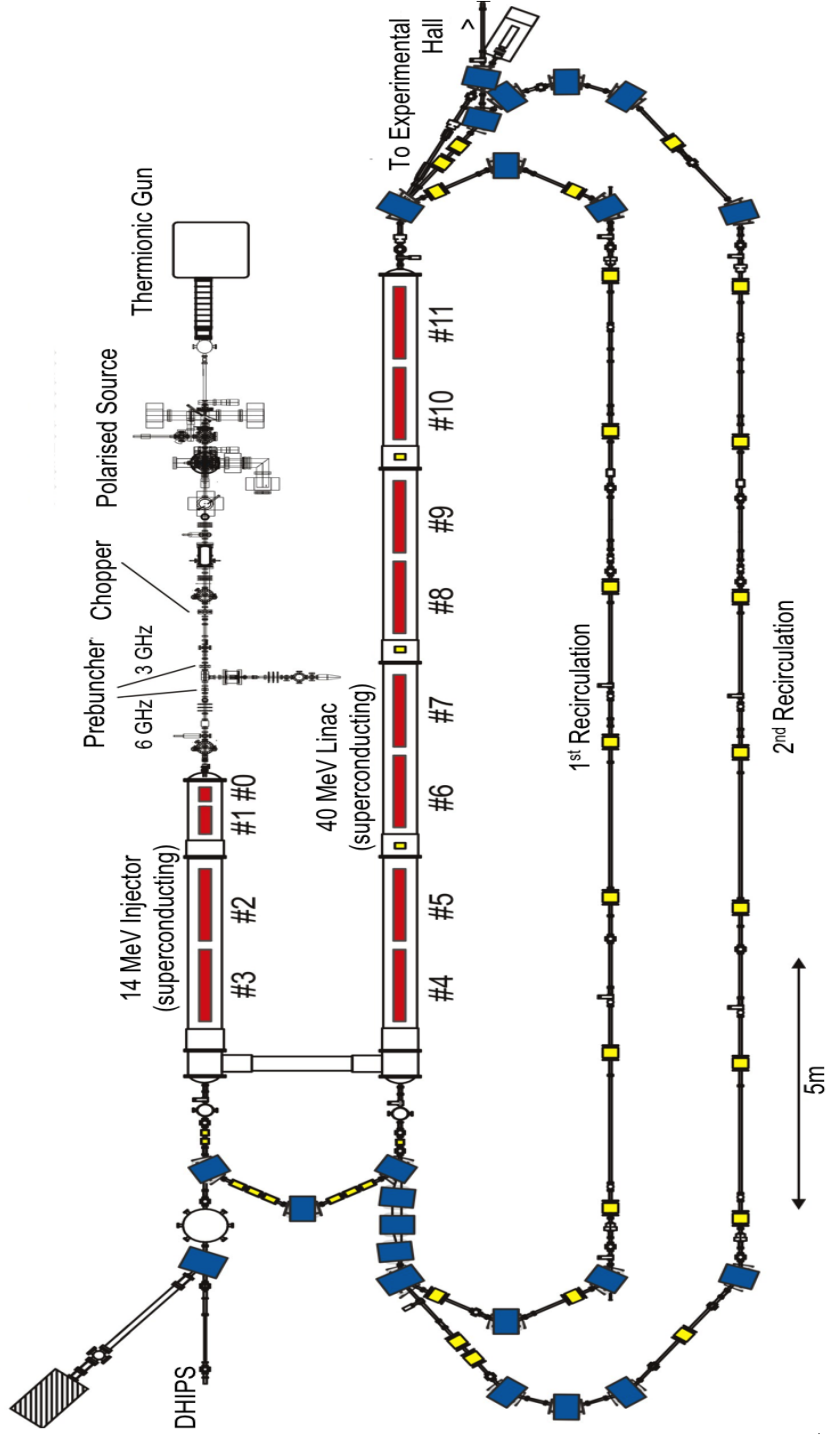
### 3. MATERYAL VE METOT

#### 3.1. Deney Düzenegi

$^{156}\text{Gd}(\gamma, \gamma')$  deneyi TU Darmstadt'da Süper İletken Darmstadt Doğrusal elektron hızlandırıcısında (Superconducting Darmstadt LINear electron ACcelerator, S-DALINAC) yer alan Darmstadt Yüksek Yoğunluklu Foton Sistemi (Darmstadt High Intensity Photon Setup, DHIPS)'nde gerçekleştirilmiştir. DHIPS'de gerçekleştirilen NRF deneyleri sırasında foton kaynağı olarak bremsstrahlung ışınları kullanılmaktadır. Bu kısımda, S-DALINAC genel olarak tanıtılacak ve deney düzenegi ayrıntılı olarak anlatılacaktır.

##### 3.1.1. S-DALINAC

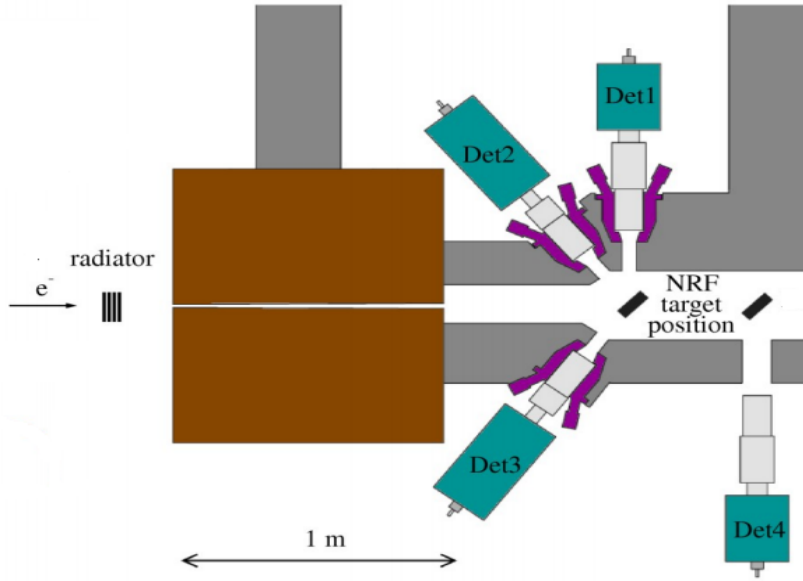
S-DALINAC için şematik resim ve tipik kurulum fotoğrafı Şekil 3.1'de verilmiştir (Hug vd 2011). S-DALINAC'da elektronlar ya bir termiyonik tabanca ya da spin-polarize elektronlar üreten bir polarize kaynak tarafından sağlanır. 250 keV kinetik enerjili elektronlar ilk olarak S-DALINAC'ın normal iletken kısmını geçerler. Yüksek enerjili parçacıklar elde etmek için radyo frekansı (RF) yapılar kullanılır. Bu yapılar içerisinde elektrik ve manyetik alanlar yüksek frekanslarda salınım yaparlar. Hızlandırmanın başarılı şekilde sağlanması için rf frekansı ile parçacığın hızı uyum içerisinde olması gerektiğinden oda sıcaklığında çalışan kıyıcı (chopper) ve sıkıştırıcı (prebuncher) sistemleri tarafından önceden hızlandırılmış olan elektron demetinin zamanlanması sağlanır. RF doğrusal hızlandırıcılarında parçacıklar enine ekseninde parçacık grupları halinde bulunurlar. Bu gruplara paketçik (bunch) adı verilir. Burada kıyıcı işlemi, elektron demetinde bulunan kararsız paketlerin düşük enerjideyken demetten çıkarılmasını sağlar. Daha sonra, elektronlar süper iletken enjektöre girerler ve Niyobyumdan yapılmış kavitede hızlandırılırlar. 2014 yılında kurulan yeni enjektörde, elektronlar demet akımı 250  $\mu\text{A}$ , demet enerjisi 14 MeV olacak şekilde hızlandırılabilirler. Bu tezin konusu olan deneyin gerçekleştirildiği önceki enjektörde, 10 MeV kinetik enerjili 60  $\mu\text{A}$  akımlı elektronlar üretilmiştir. Enjektörün hemen ardından, elektronlar ya NRF, foto-fisyon deneylerini gerçekleştirmek üzere DHIPS kısmına ya da ana hızlandırıcıya yönlendirilirler. Ana hızlandırıcı sekiz tane süperiletken kaviteden oluşmaktadır. Demet ana hızlandırıcıdan her geçtiğinde, elektronlar 40 MeV'e kadar enerji kazanabilirler. Bu zamana kadar, demetin ana hızlandırıcıdan üç kez geçmesini sağlayan iki devirdaim gerçekleştirilmektedir. Bu sayede 130 MeV enerjili elektron elde edilebilmektedir. Ancak kavite tasarım değerlerine ulaşamamalarından dolayı genellikle  $\sim 90$  MeV enerjili elektronlar üretilebilmektedir. Bu tezin yazıldığı dönemde, demetin dördüncü kez ana hızlandırıcıdan geçerek maksimum enerjisi 130 MeV'e çıkartacak olan üçüncü devirdaimin kurulumu gerçekleştirilmektedir. Ana hızlandırıcının ardından elektronlar deney salonu olarak adlandırılan elektron saçılma deneylerinin gerçekleştirildiği bölüme gönderilmektedir.



Şekil 3.1. S-DALINAC için şematik resim ve tipik kurulum fotoğrafı (Hug vd 2011)

### 3.1.2. DHIPS

S–DALINAC’da enjektörden sonra yer alan ve gerçek foton saçılma deneylerinin gerçekleştirildiği bölüm Darmstadt High Intensity Photon Setup (DHIPS) olarak adlandırılmaktadır (Sonnabend vd 2011). DHIPS’e ait şematik bir gösterim Şekil 3.2’de verilmiştir (Romig 2015). DHIPS’de bremsstrahlung ışınımı yüksek enerjili foton kaynağı olarak kullanılır. Bremsstrahlung foton ışınımı S–DALINAC’da üretilen elektronlar ile bir radyatör hedefin ışınlanması sonucunda elde edilir. Genel olarak, bremsstrahlung verimini arttırmak için proton sayısı ( $Z$ ) yüksek olan malzemeler radyatör olarak tercih edilirler. Ayrıca radyatör hedefin seçiminde nötron koparma eşik enerjisi de önemli bir ölçüttür. Çünkü hedefin ışınlanması sırasında oluşan nötronlar arka plan radyasyonuna sebep olacak ve dedektörlere zarar verecektir. Bundan kaçınmak amacıyla nötron koparma enerjisi yüksek olan malzemeler tercih edilirler. Elde edilen bremsstrahlung ışınımı bakır



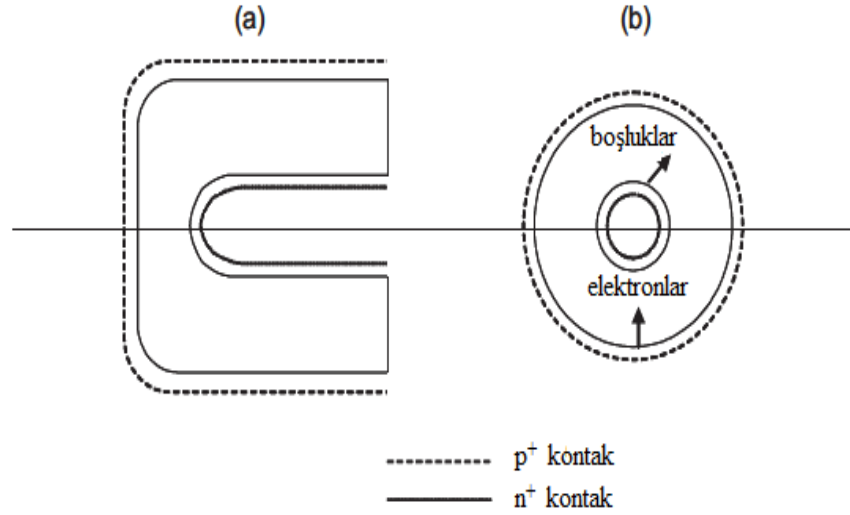
Şekil 3.2. DHIPS için şematik gösterim (Romig 2015)

kolimatörden geçirilerek kolimatörün arkasında bulunan iki farklı deney bölgesine geçmeden önce ışın demetinin boyutunun ayarlanması sağlanır. Işın demetinin boyutu ilk hedef pozisyonunda ( $S1$ ) 25 mm çapında, ikinci hedef pozisyonunda ( $S1$ ) ise 30 mm çapındadır. Esas deney bölümü olan ve Şekil 3.2’de ( $S1$ ) olarak gösterilen alan üç tane yüksek safıkta Germanyum (HPGe) dedektörü ile çevrelenmiştir. DHIPS içerisinde dedektörlerin nasıl konumlandığına geçmeden önce HPGe dedektörlerin genel özellikleri ve gama ışınlarının madde ile etkileşimi

hakkında bilgi verilecektir.

### 3.1.3. HPGe dedektörler

Germanyum dedektörler gama spektroskopisinde yaygın olarak kullanılmaktadır. Bu çalışmanın konusu olan deney sırasında safsızlık oranı  $10^{10} atom/cm^3$  olan yüksek saflıkta germanyum dedektörler kullanılmıştır. Yüksek saflıkta germanyum dedektörlerinin en önemli özellikleri diğer dedektörlere göre daha yüksek enerji çözünürlüğüne sahip olmalarıdır. Peki burada dedektörün enerji çözünürlüğü ne anlama gelmektedir. Dedektörün herhangi bir kaynaktan yayımlanan foton grupları için pik üretme kabiliyeti pik genişliği ve pik verimi ile karakterize edilir. Genişlik genellikle keV biriminde yarı maksimumdaki tam genişlik (full width at half maximum, FWHM) olarak tanımlanır. FWHM değeri ne kadar düşük olursa dedektörün hassaslık derecesi o kadar artacak ve kaynaktan gelen birbirine yakın enerjili iki gama ışınını ayırt edebilecektir. Bu özelliğe dedektörün enerji çözünürlüğü denir. Dedektörün pik verimi ise, tüm foton enerjisi soğurulduğunda uygun pikteki (tam enerji piki) sayımların sayısının, o enerjide kaynaktan yayımlanan fotonların sayısına oranıdır. Hem pik genişliği hem de pik verimi foton enerjisinin bir fonksiyonudur (Baykal 2007, Gümüş 2011). HPGe dedektörlerin enerji band seviyesi oldukça düşük olduğu için elektronlar termal olarak da uyarılabilir. Termal uyarılmalar istatistiksel gürültü (temel sayma) meydana getirir. Termal gürültüyü azaltmak amacıyla HPGe dedektörler sıvı nitrojenle soğutulularak 77 K sıcaklığında tutulmalıdırlar. Gelen gama ışınının

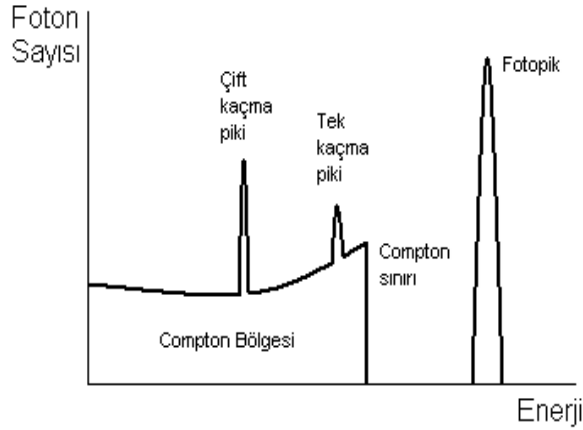


Şekil 3.3. Bir n-tipi koaksiyel HPGe dedektörün (a) dik ve (b) kristal eksenine göre görünümü (Özel 2008)

dedektör tarafından ölçülme olasılığını arttırmak için koaksiyel yapıda HPGe dedektörler kullanılmıştır. Koaksiyel yapı dedektörün tüketim bölgesini genişleterek gelen fotonun kristalle etkileşme olasılığını arttırır. Negatif yük (elektron) veya pozitif yük (deşik, hole) taşıyıcıları fazla olan n ve p tipi malzemeler birbirleriyle temas ettirilirse, n-tipi metaryalden çıkan elektronlar p-tipi metaryale eklem boyunca yayılırlar vedeşiklerle birleşirler. Yük taşıyıcılarının eklem yakınında nötr hale geldikleri bölgeye tüketim bölgesi adı verilir (Krane 1987). n ve p tipi koaksiyel dedektörlerde kristal yapının tamamı tüketim bölgesinden oluşmaktadır. Şekil 3.3’de gösterilen n-tipi koaksiyel HPGe dedektörleri dış kontağa p-tipi katkı maddesi iç kontak bölgesine ise n-tipi katkı maddesi eklenerek elde edilir (Baykal 2007).

Bir gama ışını böyle bir dedektöre girdiği zaman, gama enerjisi spektrumunda bir pik olarak görülmeden önce, fotoelektrik olay, Compton saçılması ve çift oluşumu olaylarıyla dedektörün kristali ile etkileşmelidir.

Fotoelektrik soğurmada, dedektöre gelen foton bütün enerjisini dedektör kristalin elektronuna verir. Fotonun toplam enerjisinin bir kısmı elektronu uyararak için kullanılır ve geri kalan enerji geri tepen elektrona kinetik enerji olarak aktarılır. Geri tepen bu elektron uyarılmış moleküler seviyelerin elektron-delik çiftlerinin yani yük taşıyıcılarının oluşmasına sebep olur. Böylece foton enerjisi dedektör sinyaline dönüşür. Fotoelektrik olayda gelen gama ışını bütün enerjisini dedektöre bırakır ve bu spektrumda bir tam enerji piki (fotopik) olarak gözlemlenir. Compton saçılması



Şekil 3.4. Bir dedektörün tek enerjili gama ışınları için vereceği tipik bir cevap (Krane 1987)

durumunda, foton enerjisinin belli bir bölümünü kristal örgüdeki bir elektrona

vererek, etkileşme noktasından belli bir  $\theta$  açısıyla saçılır. Bu saçılmayla ortaya çıkan enerji kaybı, elektronlara kinetik enerji olarak aktarılır. Dedektör içinde bütün açılarda saçılma olacağı için saçılan elektronların enerji aralığı  $0^\circ$  ile  $180^\circ$  arasında değişecektir. Gama ışınlarının  $0^\circ$ 'lik saçılmaları durumunda, elektrona hemen hemen hiç enerji aktarılmaz ve saçılan gama ışını yaklaşık ilk enerjisi ile yoluna devam eder. Gama ışınının  $180^\circ$ 'lik geri saçılma durumunda ise elektron sahip olabileceği en büyük kinetik enerji değerindedir ve bu enerji Compton sınırı enerjisi olarak adlandırılır. Eğer dedektörle etkileşen gama ışınları tüm enerjisini depolamadan Compton olayı sonunda dedektörden kaçarsa dedektörün enerji spektrumunda Compton bölgesine katkıda bulunurlar. Şekil 3.4'de tam bir fotoelektrik soğurmaya karşılık gelen tam enerji piki (fotopik) ve Compton sürekli bölgesi gösterilmiştir (Krane 1987).

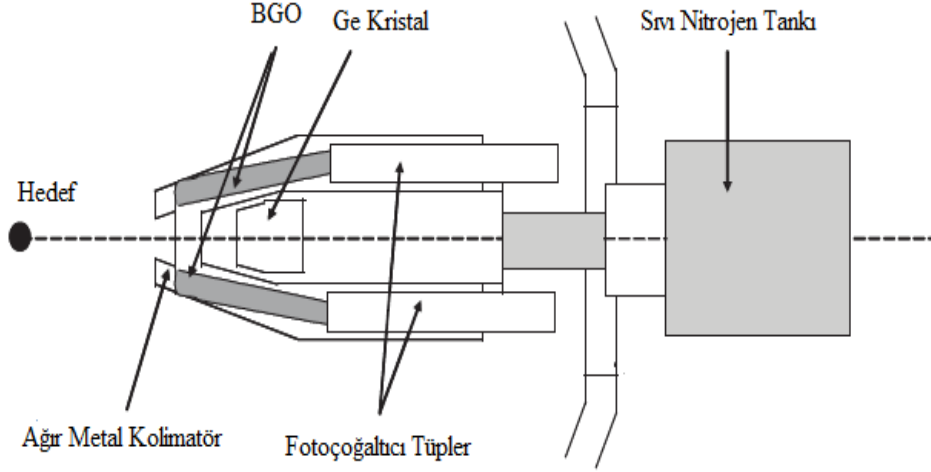
Gama ışınlarının dedektördeki üçüncü tür etkileşmesi çift oluşumu olayıdır. Foton dedektöre girer ve burada bir elektron-pozitron çifti oluşturur. Bir elektronun veya pozitronun durgun kütle enerjisi  $mc^2$  veya 0.511 MeV olduğu düşünülürse bu olayın olabilmesi için foton enerjisinin en az 1,022 MeV olması gerekir. Bir elektron ve bir pozitron  $E_\gamma - 2mc^2$ 'lık bir toplam kinetik enerji ile yaratılır ve bu enerjinin dedektöre aktarılmasıyla fotopik meydana gelir. Ancak pozitron ortamdaki bir elektronla birleşirse (annihilation process) her biri 0.511 MeV enerjili iki ayrı gamma fotonu oluşur. Bu iki foton dedektör içerisinde soğurulabilir veya soğurulmadan dedektörden kaçabilir. Yok olma fotonlarından biri dedektör tarafından soğurulmuş diğeri dedektörden kaçmış ise  $E_\gamma - mc^2$ 'de, yok olma fotonlarının her ikisinde dedektörden kaçmış ise  $E_\gamma - 2mc^2$ 'de, yok olma fotonlarının her ikisinde soğrulursa  $E_\gamma$ 'da pikler görmeyi bekleriz. Tek ve çift kaçma pikleri Şekil 3.4'de gösterilmiştir (Krane 1987).

Şekil 3.2'de hedef çekirdekten yayınlanan fotonların spektrumunu elde etmek için kullanılan HPGe dedektörlerin DHIPS içinde nasıl yerleştirildiği gösterilmiştir. DET2 olarak adlandırılan dedektör gelen ışın demetine göre  $130^\circ$ 'lik açıda, DET3 ise  $90^\circ$ 'lik açıda konumlandırılmıştır. DET1 olarak gösterilen üçüncü dedektörün açısı ise  $90^\circ$  ile  $130^\circ$  arasında istenilen değere göre ayarlanabilmektedir. Bu özel açıların seçilme sebebi, gelen foton hüzmesine göre çift-çift çekirdeklerden yayınlanan fotonların açısal dağılımı ile ilişkili olan ve gözlenen geçişlerin dipol mü yoksa kuadrapol geçişler mi olduğunun ayırımını yapmak içindir. NRF deneyleri sırasında hedef çekirdek S1 noktasına yerleştirilmektedir.  $\gamma$  ışınlarının önemli bir kısmının S1 noktasındaki hedef ile etkileşmeden geçtiği durumda ikinci deney bölgesi olan S2, S1'de ki ölçümlere paralel ölçümler gerçekleştirilmesini sağlar. Parçalarına ayrılmış olarak resmedilen DET4 sayesinde saçılan fotonların polarizasyon ölçümleri gerçekleştirilmektedir. Bu sayede uyarılan seviyelerin parite kuantum numaraları hesaplanabilmektedir (Bussing vd 2008).

### 3.1.4. Bismuth Germanate (BGO) baskılama

Her ne kadar HPGe dedektörler yüksek enerji çözünürlüğüne sahip

olsalarda dedektörde tamamlanmayan enerji aktarımı yani gelen fotonun bütün enerjisini dedektöre aktarmadan dedektörden kaçtığı durumlar ve kozmik ışınlar spektrumunda arka plan ışınmasına katkıda bulunarak pikin arka plan ışınmasına oranının düşmesine sebep olurlar. Bu durum Ge dedektörlerinin kullanıldığı bütün deneyler için yaygın bir problemdir. Bu problemi çözmek için dedektör etrafında saçılan radyasyon bir zırh yardımıyla dedekte edilir ve hem dedektörde hem de zırhda algılanan ışınma spektrumundan çıkarılır. Ge dedektör ve zırhın birleşimi kaçış baskılanmış spektrometre (escape suppressed spectrometer, ESS) olarak adlandırılır. Şekil 3.5’de ESS’ye ait şematik bir diyagram verilmiştir (Özel 2008). Dedektörün etrafını saran bu zırh yüksek durdurma gücü nedeniyle Bismuth Germanate,  $Bi_4Ge_3O_{12}$  (BGO) malzemeden yapılır. Bu baskılamanın ardından, spektrumdaki pik bölü toplam oran belirgin şekilde artar.



Şekil 3.5. HPGe dedektör ile BGO zırhının tipik yapısı (Özel 2008)

### 3.2. Nükleer Rezonans Floresans (NRF) Yöntemi

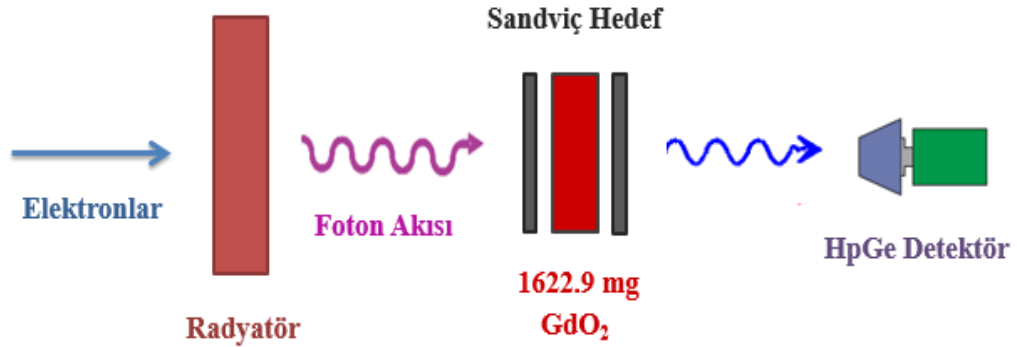
Çekirdeğin iç yapısını ve çekirdeği bir arada tutan kuvvetlerin yapısının öğrenilmesi için çekirdeklerin uyarılmış enerji durumlarının incelenmesi nükleer fiziğin en gözde konularının başında gelmektedir. Bu alanda gerçekleştirilen teorik çalışmaların doğrulanması için uyarılmış enerji durumlarının özelliklerinin deneysel olarak belirlenmesi çok önemlidir. Deneysel olarak bu inceleme için çekirdeğin farklı enerji seviyelerinin uyarılması gerekmektedir. NRF yöntemi çekirdeklerin nükleon koparma eşik enerjilerine kadar olan bölgedeki düşük enerjili dipol geçişlerin incelenmesini sağlamak amacıyla geliştirilmiş bir yöntemdir (Kneissl vd 1996, 2006,



Metzger 1959).

NRF yönteminin 1960'lerden başlayarak günümüze kadar hala yoğun olarak kullanılmasının temel sebebi, hedef çekirdeğin enerji durumları arasında gerçekleşen uyarılmaların ve bu uyarılmış durumdan daha alt durumlara geri geçişlerin, özelliklerini ve etkilerini en iyi bildiğimiz elektromanyetik etkileşme yoluyla gerçekleşmesi ve bunun sonucunda elde edilen gözlenebilirlerin çekirdek modellerinden bağımsız olmasından kaynaklanır. NRF yöntemi kullanılarak gerçekleştirilen deneyin ardından hedef çekirdeğe ait aşağıda sıralanan gözlenebilirler elde edilir.

- Uyarılma enerjileri
- Uyarılmış seviyelerin spin ve parite kuantum sayıları
- Kısmi bozunum genişliği ve dallanma oranları
- Uyarılmış seviyelerinin yaşam süreleri

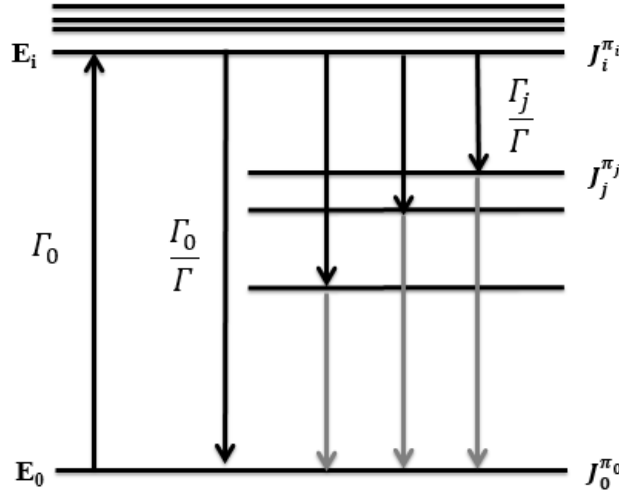


Şekil 3.6. NRF yönteminin basitleştirilmiş şematik gösterimi

Şekil 3.6'de basitleştirilmiş şematik gösterimi verilen NRF yönteminde kullanılan fotonların elde edilmesi için hızlandırıcıdan çıkan  $E_0$  kinetik enerjili elektronlar radyatör hedefe çarparlar ve böylece sürekli bir bremsstrahlung spektrumu elde edilir. Bremsstrahlung fotonları hedef materyali ışınlamak için kullanılır. Taban durumda bulunan çekirdek foton ile etkileşerek uyarılmış duruma geçer. Çekirdek bu durumda uzun süre kalmaz ve karakteristik gama ışını yayınlamaya kararlı duruma geçer. Şekil 3.7'de bu süreçte hedef çekirdekte

gerçekleşebilecek uyarılma ve uyarılmış seviyeden daha düşük enerjili seviyelere dönüşler şematik olarak gösterilmiştir. Burada  $E_0$  ve  $J_0^{\pi_0}$  taban durum enerji, spin ve parite değerlerini,  $E_i$  ve  $J_i^{\pi_i}$  herhangi bir uyarılmış duruma ait enerji, spin ve parite değerlerini,  $J_j^{\pi_j}$  ise  $i$  indisi ile gösterilen uyarılmış durumdan daha düşük enerjili bir uyarılmış duruma ait spin ve parite değerlerini göstermektedir. Taban durumu ile  $i$  uyarılmış durumu arasındaki enerji soğurulması taban durum bozunum genişliğine ( $\Gamma_0$ ) bağlıdır. Bu bozunumun gerçekleşmesi ise ilgili bozunum kanalının dallanma oranına bağlıdır. Ayrıca bu şekilde  $\Gamma_i$  uyarılmış durumuna ait toplam bozunum genişliğini,  $\Gamma_j$  ise kısmi bozunum genişliğini göstermektedir.

Hedef çekirdekte yayımlanan bu karakteristik gama ışınları yüksek safıkta germanyum dedektörleri tarafından saptanır. Dedektörler gelen ışın demetine göre  $90^\circ$  ve  $130^\circ$ 'lik açılara yerleştirilmiştir. Dedektörlerin bu açılara konumlandırılmasının sebebi enerji seviyeleri arasındaki geçişlerin dipol geçişler mi ( $0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$ ) yoksa kuadrapol geçişler mi ( $0 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ ) olduğunu belirlemektir. NRF deneyi sırasında fotonlara düşük miktarda momentum transferi gerçekleştiği



Şekil 3.7. NRF deneyi sırasında hedef çekirdekte meydana gelebilecek uyarılma ve uyarılmış seviyeden daha düşük enerjili seviyelere dönüşleri gösteren şematik çizim

için bu işlem sonucunda dipol geçişler ( $E1, M1$ ) ve daha az miktarda kuadrapol ( $E2$ ) geçişler gözlenebilir. Elde ettiğimiz geçişin elektrik ya da manyetik ve dipol ya da kuadrapol olduğuna karar vermek için elektromanyetik geçişler sırasında geçerli olan açısal momentum ve parite korunum kanunlarını kullanılır.

### 3.2.1. Elektromanyetik geçiş kuralları

Enerji seviyeleri arasındaki geçişler sırasında oluşan elektromanyetik ışınım iki nicelik ile tanımlanabilir. Bu nicelikler  $L$  çok kutuplu ışınım ve  $\lambda$  ışınım karakteridir. Çok kutuplu ışınımın büyüklüğü ilk ve son enerji seviyelerinin açısal momentum kuantum sayısına bağlıdır.

$$|J_i - J_f| \leq L \leq (J_i + J_f), \quad (3.1)$$

Işınım karakteri ilgili seviyelerin parite kuantum sayıları ve çok kutuplu ışınımın büyüklüğüne bağlı olarak ışınımın elektrik (E) veya manyetik (M) olmasının ayrımını yapar. Elektrik ışınım için ilgili bağıntı

$$\pi_i = (-1)^L \cdot \pi_f, \quad (3.2)$$

şeklinde ve elektrik ışınım kısaca  $EL$  şeklinde gösterilir. Manyetik Işınım ( $ML$ ) ise aşağıda verilen bağıntı sağlandığı zaman meydana gelmektedir.

$$\pi_i = (-1)^{L+1} \cdot \pi_f, \quad (3.3)$$

Bu kurallar dikkate alınarak enerji seviyeleri arasındaki geçişlerin özellikleri belirlenir (Özel 2008).

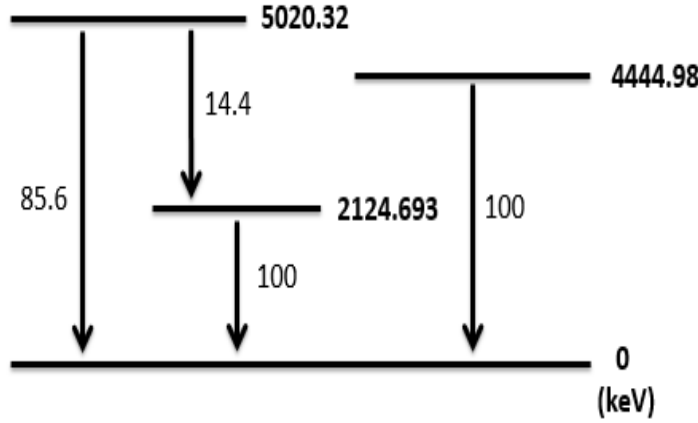
### 3.2.2. NRF gözlemlenirleri

Çekirdeğin uyarılmış enerji seviyesinden daha düşük enerjili seviyelere ya da doğrudan temel enerji seviyesine düşerken yayınladığı fotonlar dedektörler tarafından algılanır. Dedektörün algıladığı her bir olay enerjilerine göre pikleri oluşturacak şekilde toplanır ve bir spektrum olarak kaydedilir. NRF deneylerinde temel olarak iki nicelik ölçülebilir: Kaydedilen spektrumdaki pik pozisyonu ve bununla ilişkili pik alanı. Pik pozisyonu dedektör tarafından belirlenen foton enerjisine dolayısıyla geçiş enerjisine bağlıdır. Pik alanı ise belirli bir geçiş enerjisi için dedektörde kaydedilen fotonların bir ölçüsü ve dolayısıyla böyle bir geçişin meydana gelme olasılığının bir ölçüsüdür. Deney sonunda elde edilen spektrumdan elde edilen bu bilgiler ilgilenilen hedef çekirdeğin uyarılmış durumlarını tanımlayan çeşitli niceliklerin belirlenmesini sağlarlar. Bu nicelikler ve bu niceliklerin NRF deneyi sonucunda ölçülen niceliklerle olan ilişkileri bu bölümde tartışılacaktır.

#### 3.2.2.1. Çekirdek enerji seviyeleri ve geçiş enerjileri

Deney sırasında kayıt edilen spektrum hedef çekirdeğe ait enerji seviyeleri ve bu seviyeler arasındaki geçişlere ait enerjileri belirlemek için kullanılır. Her çekirdek için karakteristik olan bu niceliklerin doğru olarak belirlenebilmesi için

elde edilen spektrumların enerji kalibrasyonları yapılmalıdır. Bu işlem kalibrasyon standardı olarak kullanılan çekirdeğe ait literatürde bilinen uyarılma enerjileri kullanılarak gerçekleştirilir. Deneyde kullanılan kalibrasyon standardı ya hedef çekirdek ile birlikte ışınlanır ya da bir radyoaktif kaynağın ölçümü direkt olarak asıl deneyden önce veya sonra gerçekleştirilir. Bu tezin konusu olan spektrumun



Şekil 3.8.  $^{11}\text{B}$  çekirdeğine ait literatürde bilinen ilk üç uyarılma enerjileri ve ilgili dallanma oranları

düşük enerji bölgesinin kalibrasyonu için  $^{56}\text{Co}$  radyoaktif kaynağına ait literatürde bilinen gama geçiş enerjileri ve ilgili yoğunluklar kullanılmıştır (Anonim1 2014). Ayrıca deney sırasında hedef materyal ile sandviç edilerek ışınlanan  $^{11}\text{B}$  çekirdeğine ait literatürde bilinen uyarılma enerjileri ve ilgili dallanma oranları Şekil 3.8'de verilmiştir (Anonim1 2014).

Eğer kalibrasyon standardı hedef ile birlikte ışınlanıyorsa bu çekirdeğin düşük kütlelerinden kaynaklanan geri tepme ve buna bağlı olarak gerçekleşen Doppler kayması etkileri göz önüne alınmalıdır. Taban durumunda durgun halde bulunan bir çekirdek  $E_\gamma$  enerjili bir foton soğurduğunda bu enerjinin  $\Delta E_{rec}$  kadarı çekirdeğin sınırlı kütlelerinden dolayı çekirdeğin geri tepmesine harcanır. Geri tepme enerjisi ve gelen foton enerjisi arasında  $E_\gamma = E_i + \Delta E_{rec}$  şeklinde bir bağıntı vardır ve geri tepme enerjisi,

$$\Delta E_{rec} = \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2}, \quad (3.4)$$

şeklinde tanımlanır. Burada M çekirdeğin durgun kütleisidir. Uyarılan çekirdek artık durgun halde kalmaz ve gelen foton yönünde hareket eder. Uyarılmış durumdaki çekirdek bu seviyede uzun süre kalamayacağından ikincil bir foton

yayınlayarak temel seviyeye geri döner. Yayınlanan foton  $\theta$  açısına bağlı olarak (ki bu açı gelen ve yayınlanan fotonlar arasındaki açıdır) farklı enerjilerde olacaktır. Doppler kayması etkisini de dikkate aldığımızda elde edilecek foton enerjisi aşağıda belirtildiği şekildedir (Özel 2008).

$$E_\gamma = E_i - \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2}[1 - 2\cos\theta], \quad (3.5)$$

Dedektör açıları dikkate alınarak  $^{11}\text{B}$  çekirdeğine ait literatürde bilinen ilk 3 taban durum geçiş enerjileri Doppler kayması etkisi göz önüne alınarak yeniden hesaplanmıştır. Şekil 3.8'den de anlaşılacağı gibi  $^{11}\text{B}$  çekirdeğine ait literatürde bilinen 3. taban durum geçiş enerjisi değeri yaklaşık olarak 5.0 MeV'dir (Anonim1 2014). Fakat bu deneyin son nokta enerji değeri 7.1 MeV olduğundan 5.0 MeV enerji değerinden daha yüksek enerjili bölge için başka bir kalibrasyon enerjisine ihtiyacımız vardır. Bu amaçla üç spektrumun yüksek enerjili bölgesi incelendiğinde bunun için en uygun enerjinin spekturumda yaklaşık 6.9 MeV'lik bölgede bulunan ve  $^{16}\text{O}$  çekirdeğine ait olduğu düşünülen enerjidir. Bu enerji değerinin hedef çekirdeği çevreleyen materyalle fotonların etkileşmesi sonucu spektrumda gözlemlendiği düşünülmektedir. Bu enerji değeri için yine Doppler kayması dikkate alınarak enerji değeri tekrar hesaplanmış ve sonuç olarak  $^{56}\text{Co}$ ,  $^{11}\text{B}$  ve  $^{16}\text{O}$  çekirdeklerine ait gama enerjileri kullanılarak üç spektrumunda enerji kalibrasyonları yapılmıştır. Daha sonra enerji kalibrasyonları yapılmış olan spektrumlar analiz edilerek pik pozisyonları ve alanları belirlenmiştir. Yukarıda belirttiğim gibi, analiz sonunda elde edilen pik pozisyonları hedef çekirdeğe ait uyarılmış durumların enerjilerine karşılık gelir.

### 3.2.2.2. Toplam tesir kesiti

Genel olarak, tesir kesiti iki parçacık arasındaki bir etkileşimin olabilme ihtimalidir. NRF ölçümleri açısından, soğurma tesir kesiti  $\sigma_{0 \rightarrow i}(E)$  önemli bir role sahiptir. Soğurma tesir kesiti,  $E$  enerjili bir fotonun taban durumundaki bir çekirdek tarafından tamamen soğrulması ve bu soğrulan fotonun enerjisinin  $E_i$  rezonans enerjili bir  $i$  uyarılmış durumun enerjisine karşılık gelme ihtimali olarak tanımlanır. Rezonans enerjisinde,  $E_i$ , tesir kesiti

$$\sigma_{0 \rightarrow i}(E_i) = 2\pi \cdot g \cdot \left(\frac{\hbar c}{E_i}\right)^2 \cdot \frac{\Gamma_0}{\Gamma} \equiv \sigma_{max}, \quad (3.6)$$

maksimum olur. NRF ölçümlerinin duyarlı olduğu toplam tesir kesiti ise

$$I_{0 \rightarrow i} = \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_{0 \rightarrow i}(E) dE = \pi^2 \cdot \left(\frac{\hbar c}{E_i}\right)^2 \cdot g \cdot \Gamma_0, \quad (3.7)$$

şeklinde ifade edilir. Eşitlikten de anlaşılacağı gibi bu terim uyarılma enerjisi

$(E_i)$ , spin faktörü ( $g$ ) ve taban durum bozunum genişliğine ( $\Gamma_0$ ) bağlıdır. Burada spin faktörü taban durum ( $J_0$ ) ve uyarılmış durumun spin kuantum sayısı ( $J_i$ ) ile ilişkilidir ve aşağıda verilen denklem ile tanımlanır.

$$g = \frac{2J_i + 1}{2J_0 + 1}, \quad (3.8)$$

Buraya kadar olan kısımda, soğurma tesir kesiti anlatıldı. Fakat, NRF deneylerinde bir fotonun tamamen soğrulması durumuna ek olarak soğrulmadan sonra gerçekleşecek elektromanyetik bozunumlar da dikkate alınmak zorundadır. Genel olarak, bir uyarılmış durumdan daha düşük uyarılmış durumlara geçişler (de-exciation) sırasında birçok bozunum kanalı açıktır. Bu açık kanallardan birinde gerçekleşecek bozunma ihtimali dallanma oranı  $\Gamma_j/\Gamma$  ile ifade edilir. Burada  $\Gamma_j$ ,  $j$  indisli bir son durumun bozunum genişliğini gösterir. NRF tesir kesiti soğurma tesir kesiti ve ilgili dallanma oranının çarpılması ile elde edilir. Dolayısı ile, NRF deneyleri için toplam tesir kesiti taban durumdan bir  $i$  uyarılmış duruma buradan da daha düşük enerjili bir  $j$  durumuna bozunma ile ilgilidir ve aşağıda verilen eşitlik ile ifade edilir.

$$I_{0 \rightarrow i \rightarrow j} = \pi^2 \cdot \left(\frac{\hbar c}{E_i}\right)^2 \cdot g \cdot \Gamma_0 \cdot \frac{\Gamma_j}{\Gamma}, \quad (3.9)$$

Eğer toplam tesir kesitini mümkün bütün bozunum kanalları üzerinden toplarsak yine Denklem (3.7) ile verilen soğurma tesir kesitini elde ederiz. Toplam tesir kesiti  $I_{0 \rightarrow i \rightarrow j}$  NRF deneyi sonucunda ölçülen nicelikler kullanılarak doğrudan hesaplanabilir. İlgili bozunmanın pik alanı  $A_{0 \rightarrow i \rightarrow j}$  doğrudan toplam tesir kesiti ile ilişkilidir ve bu ilişki aşağıdaki denklem ile verilmiştir.

$$A_{0 \rightarrow i \rightarrow j} = I_{0 \rightarrow i \rightarrow j} \cdot N_T \cdot \varepsilon(E_i - E_j) \cdot N_\gamma(E_i) \cdot W_{0 \rightarrow i \rightarrow j}(\theta), \quad (3.10)$$

Burada  $N_T$  hedef çekirdek sayısı,  $\varepsilon(E_i - E_j)$  dedektöre ( $E_i - E_j$ ) enerjisi ile giren bir foton için dedektörün mutlak verimi,  $W_{0 \rightarrow i \rightarrow j}(\theta)$  açısal dağılım ve  $N_\gamma$  foton akısı ifade eder. Bir sonraki bölümde foton akısı ve dedektör veriminin nasıl elde edileceği tartışılacaktır. NRF tesir kesiti bozunum genişlikleri ve uyarılma ihtimallerine bağlı olduğu için şimdi bu terimler üzerinde durulacaktır (Özel 2008).

### 3.2.2.3. Bozunum genişliği ve uyarılma ihtimali

Kararlı olmayan yani uyarılmış durumun enerjisi kesin olmadığından  $\Delta E$ 'lik bir belirsizliğe sahiptir. Bu niceliğe durumun genişliği denir ve  $\Gamma$  ile gösterilir. Çekirdeğin bir alt düzeye geçiş yapmadan önce o durumda geçirdiği ortalama süre ise bu durumun ömrü olarak tanımlanır ve  $\tau$  ile gösterilir. Durumun enerjisini ölçmek için gerekli süre  $\Delta t$ 'yi  $\tau$ 'ya eşit alırsak, belirsizlik ilkesine göre,

$$\Gamma\tau = \hbar, \quad (3.11)$$

olur. Açık olan bozunum kanallarından biri için toplam bozunum genişliği bütün kısmi bozunum genişliklerinin toplamı şeklinde verilir.

$$\Gamma = \sum_j \Gamma_j, \quad (3.12)$$

Genellikle, taban durum bozunum genişliği  $\Gamma_0$  özellikle ilgi çekicidir.  $\Gamma_0$ , uyarılma ihtimali  $B(\lambda L)$  ile orantılıdır:

$$\Gamma_0 = 8\pi \sum_{\lambda,L} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2L+1} \frac{(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \frac{1}{g} B(\lambda L) \uparrow, \quad (3.13)$$

Uyarılma ihtimallerinin hesaplanması sadece farklı türden çekirdekler arasında karşılaştırma yapmamızı sağlamaz. Aynı zamanda pek çok teorik modelin karşılaştırılması için uyarılma ihtimallerinin hesaplanmasına ihtiyaç vardır. Soğurma ve bozunma süreçlerinde ilgili uyarılma ihtimali  $B(\lambda L) \uparrow$  ve  $B(\lambda L) \downarrow$  spin faktörü  $g$  ile birbirinden ayrılır.

$$B(\lambda L) \uparrow = g \cdot B(\lambda L) \downarrow, \quad (3.14)$$

Burada  $\lambda = E$  elektrik,  $\lambda = M$  manyetik geçişlerdir. Çift-çift çekirdekler için uyarılma ihtimali ile taban durum bozunum genişliği arasındaki ilişkiler dipol geçişler için aşağıdaki eşitlikler ile verilir. Bu denklemler kullanılarak elektrik veya manyetik dipol geçiş güçleri belirlenir.

$$\frac{B(E1) \uparrow}{[e^2 fm^2]} = 9.554 \times 10^{-4} g \frac{\Gamma_0}{[meV]} \left(\frac{[MeV]}{E_i}\right)^3, \quad (3.15)$$

$$\frac{B(M1) \uparrow}{[\mu_N^2]} = 8.641 \times 10^{-2} g \frac{\Gamma_0}{[meV]} \left(\frac{[MeV]}{E_i}\right)^3. \quad (3.16)$$

#### 3.2.2.4. Açısal dağılım

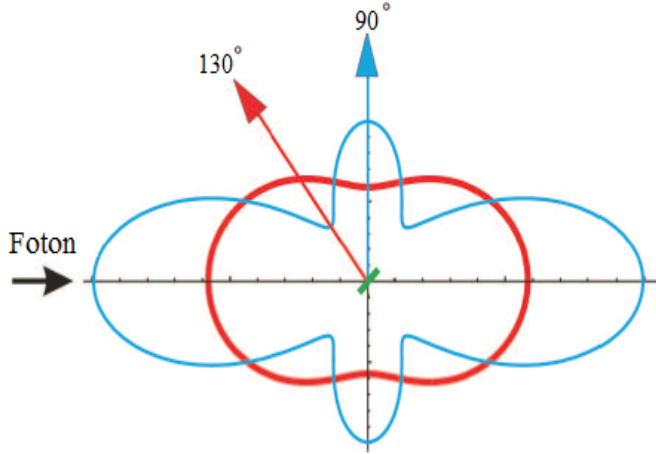
Uyarılmış durumların spin kuantum sayısı hedef çekirdeğe doğru gelen foton hüzmeye göre saçılan fotonların açısal dağılımının ölçülmesiyle belirlenebilir. Bunun için, hedef çekirdekten yayılan gama ışınları  $90^\circ$  ve  $130^\circ$  derecelere yerleştirilmiş en az iki tane dedektör ile tespit edilmelidir. NRF deneyi sırasında fotonlara düşük miktarda momentum transferi gerçekleştiği için bu işlem sonucunda dipol geçişler ( $E1, M1$ ) ve daha az miktarda kuadrapol ( $E2$ ) geçişler gözlenebilir. Çift-çift çekirdeklere ( $0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$ ) ve ( $0 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ ) spin dizilimleri için açısal

dağılım fonksiyonları,

$$W_{0 \rightarrow 1 \rightarrow 0}(\theta) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2(\theta)), \quad (3.17)$$

$$W_{0 \rightarrow 2 \rightarrow 0}(\theta) = \frac{5}{4}(1 - 3\cos^2(\theta) + 4\cos^4(\theta)), \quad (3.18)$$

şeklinde verilir (Romig 2015). Bu açısal dağılımlara ait şematik bir çizim Şekil



Şekil 3.9.  $(0 \rightarrow 1 \rightarrow 0)$  ve  $(0 \rightarrow 2 \rightarrow 0)$  spin dizilimi için açısal dağılımın şematik gösterimi

3.9'de gösterilmiştir. Her bir spin dizilimi için  $90^\circ$  ve  $130^\circ$  deki açısal dağılım fonksiyonunun oranları,

$$\omega_{0 \rightarrow 1 \rightarrow 0} = \frac{W_{0 \rightarrow 1 \rightarrow 0}(90^\circ)}{W_{0 \rightarrow 1 \rightarrow 0}(130^\circ)} = 0.71, \quad (3.19)$$

$$\omega_{0 \rightarrow 2 \rightarrow 0} = \frac{W_{0 \rightarrow 2 \rightarrow 0}(90^\circ)}{W_{0 \rightarrow 2 \rightarrow 0}(130^\circ)} = 2.26, \quad (3.20)$$

değerlerine sahiptir (Romig 2015). Bu sayısal değerler aşağıda verilen denklem ile belirlenen deneysel sonuçlarla karşılaştırılarak spektrumda gözlenen enerjiye ait spin değeri belirlenir.

$$\omega_{Deneysel} = \frac{A_{90^\circ}/\varepsilon_{90^\circ}}{A_{130^\circ}/\varepsilon_{130^\circ}}, \quad (3.21)$$

Burada  $A$  pik alanını ve  $\varepsilon$  dedektör verimini göstermektedir.



### 3.3. Enerji Bantlarındaki Enerji Seviye Oranlarının Belirlenmesi

$^{156}\text{Gd}$  çekirdeği kapalı kabukların dışında 14 proton ve 10 nötronun bulunduğu  $150 \leq A \leq 190$  deforme giriş bölgesi başlangıcında yer alan çift-çift nadir toprak izotoplarından biridir. Kor dışında kalan bu yüksek sayıda ki değerlik nükleonların kollektif hareketinden dolayı küresel simetri bozulur ve bu bozulan yapıyı uyarılmak çok daha kolay olduğu için uyarılma enerji seviyeleri düşmeye başlar.  $^{156}\text{Gd}$  izotopunun birinci uyarılma seviye enerjisi 89 keV iken bu çekirdekte tek bir proton koparmak için gerekli enerji  $S_p = 8006.1$  keV'dir. Çekirdeğin sahip olduğu yapıyı ortaya koymak açısından en temel gözlenebilirlerden biri  $4_1^+$  durumunun enerjisinin  $2_1^+$  durumunun enerjisine oranı  $R_{4/2}$ 'dir. Bu oran için deneysel veriler incelendiğinde orta ağır ve ağır kütle bölgesi için üç farklı limit değer vardır.  $R_{4/2} = 2.0; 2.5; 3.33$  limitleri sırasıyla küresel harmonik osilatör,  $\gamma$ -kararsız rotor (veya eksenel asimetric deforme rotor) ve eksenel simetrik deforme rotor yapılarına karşılık gelmektedir (İnci 2010).  $^{156}\text{Gd}$  çekirdeği için bu değer  $R_{4/2} = 3.24$  değerine sahiptir ve dolayısıyla eksenel simetrik deforme rotor yapısına sahiptir. Çekirdekdeki değerlik nükleon sayısının değişimine bağlı olarak değişen bu limitler arasında faz geçişleri gerçekleşmektedir. Bohr ve Mottelson tarafından geliştirilen kollektif model, değerlik nükleonların kollektif hareketini ve deforme olmuş sistemlerin özelliklerini açıklamada oldukça başarılıdır (Bohr 1952, Bohr ve Mottelson 1955).

Bu çalışmada, ağır deforme çekirdek olan  $^{156}\text{Gd}$  çekirdeğine ait uyarılma durumları arasında gerçekleşen band-ıç ve band-arası enerji seviyelerinin oranları hesaplanmıştır. Bunun için sistemin deformasyon potansiyelinin Woods-Saxon potansiyeli olduğu kabul edilmiş ve kollektif Bohr Hamiltoniyeni çözülmüştür.

Çift-çift çekirdeklerin düşük enerjili uyarılma durumları karakteristik band yapıları sergiler. Bu bantlar genellikle toplam açısal momentum  $I$ 'nın nükleer simetri eksenini üzerindeki izdüşümü  $K$  kuantum sayısı ve parite  $\pi$  ile tanımlanmaktadır. Burada  $K$  eksenel simetriye sahip çekirdekler için korunumlu kuantum sayısıdır.  $K = 0$  olan kollektif titreşimler  $\beta$  bandı olarak adlandırılır.  $\gamma$  bandı ise çekirdeğin simetri eksenini koruyarak  $K$  kuantum sayısının değerinin 2 olduğu kollektif titreşimleri tanımlamaktadır.  $\beta$  ve  $\gamma$  titreşim bantları deforme çekirdekte baskın olan kuadropol titreşimlerdir. Kollektif model çerçevesinde bu band yapıları, iki kollektif değişken,  $\beta$  ve  $\gamma$ , ve üç Euler açısı,  $\theta_i$  ( $i=1,2,3$ ), olmak üzere beş serbestlik derecesine sahip Bohr Hamiltoniyeni ile incelenir.

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2B} \left[ \frac{1}{\beta^4} \frac{\partial}{\partial \beta} \beta^4 \frac{\partial}{\partial \beta} + \frac{1}{\beta^2 \sin 3\gamma} \frac{\partial}{\partial \gamma} \sin 3\gamma \frac{\partial}{\partial \gamma} \right] + \frac{\hbar^2}{2B} \frac{1}{4\beta^2} \sum_{k=1}^3 \frac{\hat{Q}_k^2}{\sin^2(\gamma - \frac{2\pi}{3}k)} + V(\beta, \gamma). \quad (3.22)$$

Burada  $\hat{Q}_k^2 (k = 1, 2, 3)$  açısal momentum bileşenlerini,  $B$  ise kütle parametresini ifade etmektedir.  $^{156}\text{Gd}$  çekirdeği Casten üçgeninde rotasyonel bölgede yer almaktadır. Bu bölge için sistemin potansiyeli hem deformasyona hem de yüzeyin şekline bağlıdır. Potansiyelin bileşenlerine tamamen ayrıldığı kabulü durumunda Denklem (3.22) iki terimin toplamı şeklinde yazılabilir (İnci 2010)

$$V(\beta, \gamma) = V(\beta) + \frac{1}{\beta^2}V(\gamma), \quad \hat{H} = \hat{H}_\beta + \frac{1}{\beta^2}\hat{H}_\gamma, \quad (3.23)$$

$$\begin{aligned} \hat{H}_\beta &= -\frac{\hbar^2}{2B} \frac{1}{\beta^4} \frac{\partial}{\partial \beta} \beta^4 \frac{\partial}{\partial \beta} + V(\beta), \\ \hat{H}_\gamma &= \frac{\hbar^2}{2B} \left[ \frac{1}{\sin 3\gamma} \frac{\partial}{\partial \gamma} \sin 3\gamma \frac{\partial}{\partial \gamma} - \sum_{k=1}^3 \frac{\hat{Q}_k^2}{4\sin^2(\gamma - \frac{2\pi}{3}k)} \right] + V(\gamma). \end{aligned} \quad (3.24)$$

Bu bölgede çekirdek yüzeyi prolate deforme yapı etrafında titreşim sergilediği için minimum değeri  $\gamma \approx 0$ 'da olan harmonik osilatör potansiyeli kullanılmalıdır (İnci 2010).

$$u(\gamma) = \frac{2B}{\hbar^2}V(\gamma) = (3c)^2\gamma^2, \quad (3.25)$$

Deforme sistemin dönmesinden kaynaklanan enerji terimi ise  $\gamma \approx 0$  civarında seriye açılırsa

$$\begin{aligned} \sum_{k=1}^3 \frac{\hat{Q}_k^2}{4\sin^2(\gamma - \frac{2\pi}{3}k)} &= \frac{\hat{Q}_1^2}{4\sin^2(\gamma - \frac{2\pi}{3})} + \frac{\hat{Q}_2^2}{4\sin^2(\gamma - \frac{4\pi}{3})} + \frac{\hat{Q}_3^2}{4\sin^2(\gamma - \frac{6\pi}{3})} \\ &\simeq \frac{1}{4} \left( \frac{4\hat{Q}_1^2}{3} + \frac{4\hat{Q}_2^2}{3} + \frac{\hat{Q}_3^2}{\gamma^2} \right) \\ &\simeq \frac{\hat{L}^2}{3} + \frac{\hat{Q}_3^2}{4} \left( \frac{1}{\gamma^2} - \frac{4}{3} \right), \end{aligned} \quad (3.26)$$

olduğu görülür (İnci 2010).  $\gamma$  kısmı için Schrödinger denkleminin benzer denklem

$$\left[ -\frac{1}{\gamma} \frac{\partial}{\partial \gamma} \gamma \frac{\partial}{\partial \gamma} + \frac{K^2}{4\gamma^2} + (3c)^2\gamma^2 \right] \Gamma_K(\gamma) = \epsilon_K \Gamma_K(\gamma), \quad (3.27)$$

olup burada  $\epsilon_\gamma = \Omega + K^2/3$ 'tür. Bu denklemin çözümleri Laguerre polinomları cinsinden verilir,

$$\Gamma_{n_\gamma, |K|}(\gamma) = N_{n_\gamma, |K|} \gamma^{|K|/2} e^{-(3c)\gamma^2/2} L_{n_\gamma}^{|K|/2}(3c\gamma^2). \quad (3.28)$$

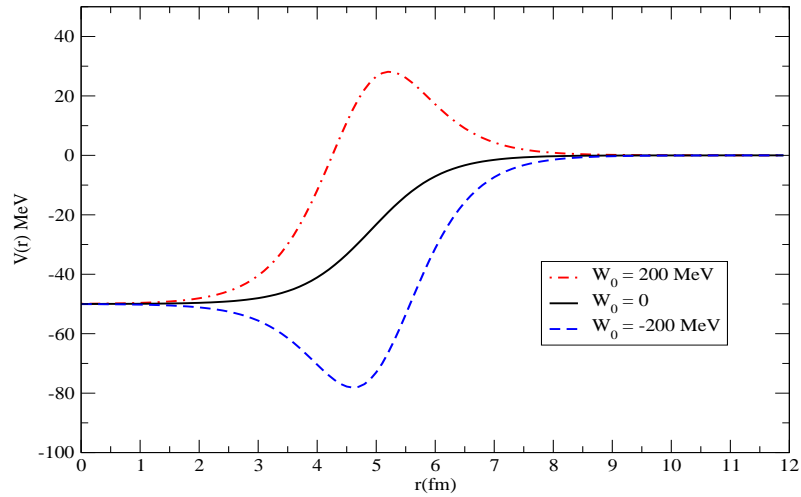
Burada  $\tilde{n} = (n_\gamma - |K/2|)/2$  ve  $N_{n_\gamma,|K|}$  normalizasyon sabiti olup

$$\int_0^{\pi/3} \Gamma_{n_\gamma,|K|}^* \Gamma_{n_\gamma,|K|} |\sin 3\gamma| d\gamma = 1, \quad (3.29)$$

normalize şartından bulunur. Enerji spektrumu elde edilirken kuantum sayılarının aldığı değerler şunlardır:  $n_\gamma = 0, K = 0$ ;  $n_\gamma = 1, K = \pm 2$ ;  $n_\gamma = 2, K = 0, \pm 4$ ;  $n_\gamma = 3, K = \pm 6$ ; ... Bu durumlara karşılık gelen dalga fonksiyonlarının normalizasyon sabitleri ise

$$\begin{aligned} N_{0,0} &= \sqrt{2c}, N_{3,6} = \sqrt{9c^4}, \\ N_{1,2} &= \sqrt{6c^2}, N_{4,0} = \sqrt{2c}, \\ N_{2,0} &= \sqrt{2c}, N_{4,4} = \sqrt{3c^3}, \\ N_{2,4} &= \sqrt{9c^3}, N_{4,8} = \sqrt{\frac{27}{4}c^5}, \\ N_{3,2} &= \sqrt{3c^2}, N_{5,10} = \sqrt{\frac{81}{20}c^6}, \end{aligned} \quad (3.30)$$

olarak bulunur. Enerji özdeğeri ise  $\epsilon_\gamma = (3C)(n_\gamma + 1)$  şeklinde tanımlanır ve burada  $C = 2c, n_\gamma = 0, 1, 2, 3, \dots$  değerlerine karşılık gelir (İnci 2010).



Şekil 3.10.  $V_0 = -50$  MeV,  $R = 4.9162$  fm,  $a = 0.6$  fm ve farklı  $W_0$  değerleri için çekirdekler arası uzaklığın bir fonksiyonu olarak GWS potansiyelinin yapısını gösteren şekil

Bu çalışmada sistemin deformasyon potansiyeli olarak geliştirilmiş Woods-Saxon potansiyeli kullanılmıştır.

Woods-Saxon potansiyeli hem çekirdek-çekirdek etkileşimleri hem de tek-parçacık enerji durumlarının hesaplanması için kullanılan gerçekçi fakat karmaşık potansiyel şeklidir. Woods-Saxon potansiyelini ve onun türevini içeren potansiyel formu aşağıdaki denklemle verilir ve bu potansiyel geliştirilmiş Woods-Saxon potansiyeli (GWS) olarak adlandırılır. Woods-Saxon potansiyelinin türevi Woods-Saxon yüzey potansiyeli olarak adlandırılır.

$$V(r) = \frac{V_0}{1 + e^{\frac{r-R}{a}}} + \frac{W_0 e^{\frac{r-R}{a}}}{(1 + e^{\frac{r-R}{a}})^2}, \quad (3.31)$$

Burada  $V_0$  ve  $W_0$  potansiyel kuyusunun genişliğini göstermektedir.  $R$  ve  $a$  parametreleri sırasıyla ortalama yarıçap ve yüzey difüzyonunun genişliğini verir. Şekil 3.10'de çekirdekler arası uzaklığın bir fonksiyonu olarak GWS potansiyelinin yapısı  $V_0 = -50$  MeV,  $R = 4.9162$  fm,  $a = 0.6$  fm parametreleri ve farklı  $W_0$  değerleri için gösterilmiştir.

GWS potansiyelindeki yüzey terimi potansiyelin yüzey bölgesinde fazladan bir potansiyel cebine neden olur.  $W_0 > 0$  durumunda ise Woods-Saxon yüzey potansiyeli bir potansiyel engeline dönüşür. GWS potansiyeli birkaç tane özel durumu içeren genel bir potansiyel formudur. Şöyle ki,

- $W_0 = 0$  durumunda, GWS potansiyeli normal Woods-Saxon potansiyeline indirgenir,
- $W_0 = 0$  ve  $a \rightarrow 0$  durumunda, GWS potansiyeli artık bir kare kuyu potansiyelidir,
- $R = 0$  durumunda, GWS potansiyeli Rosen-Morse potansiyeline indirgenir.

Fiziksel olayların incelenmesinde kullanılan matematik modeller incelenen bir olayı diferansiyel denklemlere dönüştürürler. Dolayısıyla bu denklemlerin analitik ve sayısal çözümlerinin bulunması çok önemlidir. Analitik çözümün bulunması demek ele alınan sistemin tamamen bilinmesi demektir. Fakat, Bohr Hamiltonyeni denkleminin sadece harmonik osilatör, Coulomb ve Kratzer potansiyelleri için merkezkaç potansiyeli ( $\hbar^2/2\mu[\ell(\ell + 1)/r^2]$ ) ile birlikte analitik çözümleri vardır. Literatürde,  $\ell \neq 0$  durumunda dalga denkleminin yaklaşık analitik çözümlerini elde etmek için yaklaşım yöntemleri geliştirilmiştir. Geliştirilen bu yaklaşım yöntemlerinden biri olan Pekeris yaklaşımı en çok tercih edilen yaklaşımlardan biridir. Bu yaklaşım merkezkaç teriminin çekirdekler arası mesafeye bağlı olarak eksponansiyel bir serinin ikinci mertebeye kadar açılmasına dayanır (Pekeris 1933). Bu yaklaşım yöntemi ile sistemin deformasyon potansiyeli Morse potansiyeli olduğu kabul edilerek Bohr Hamiltonyeni çözülmüştür (İnci 2010). Bir diğer

yaklaşım yöntemi olan Nikiforov-Uvarov methodu (Nikiforov ve Uvarov 1988) kullanılarak GWS potansiyeli için Schrödinger denklemi  $\ell = 0$  için incelenmiştir (Berkdemir vd 2005). Fakat bu çalışmada yapılan  $r - R = r$  dönüşümünden dolayı GWS potansiyeli Rosen-Morse potansiyeline indirgenmiş ve dolayısıyla elde edilen enerji özdeğer denklemi GWS için değil Rosen-Morse potansiyeli için türetilmiştir. Dolayısıyla analitik ve nümerik sonuçların  $\ell = 0$  için GWS potansiyel durumunda uyumlu olmadığı görülmüştür (Berkdemir vd 2006). Badalov ve arkadaşlarının 2008 yılında yaptıkları çalışmada ise Woods-Saxon potansiyeli için Schrödinger dalga denklemini analiz etmişler ve  $z(r) = \frac{1}{1+e^{\frac{r-R}{a}}}$  dönüşümü yaparak  $R$ 'ye bağlı bir özdeğer denklemini Nikiforov-Uvarov methodu kullanılarak elde edilmişlerdir (Badalov vd 2009). Ancak, yaptığımız çalışmada gördük ki (Bayrak ve

Çizelge 3.1.  $\ell = 0$  ve farklı bir çok  $W_0$  ve  $n_r$  değerleri için  $^{56}Fe$  çekirdeğinin etrafında dönen nötronun tek-parçacık enerji durumlarının analitik ve nümerik sonuçlarının karşılaştırılması (Bayrak ve Aciksoz 2014).

$V_0$ (MeV)	$n_r$	$E_{n_r}^{Analitik}$ (MeV)	$E_{n_r}^{Gamow}$ (MeV)
0	0	-38.3004	-38.3002
0	1	-18.2254	-18.2227
0	2	-0.2678	-0.2663
-50	0	-41.1965	-41.1964
-50	1	-23.8789	-23.8788
-50	2	-3.6472	-3.6471
50	0	-36.2136	-36.2168
50	1	-12.8469	-12.8504

Aciksoz 2014), Woods-Saxon potansiyeli  $r = R$  civarında farklı bir karaktere sahip olduğundan dolayı Nikiforov-Uvarov metodu sınır koşullarını doğru şekilde dikkate alamaz. Bu nedenle, Woods-Saxon potansiyeli için Schrödinger denklemini doğru sınır koşulları altında Pekeris yaklaşımı kullanılarak yeniden inceledik. Yapılan çalışmanın sonucunda düzeltilmiş enerji özdeğeri Denklem 3.32'de verilen formda elde edilmiştir.

$$\begin{aligned}
& \arg\Gamma(2i\lambda) - \arg\Gamma\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{1 + 4\gamma_1^2 + 4\gamma_2^2} + \varepsilon + i\eta\right) \\
& - \arg\Gamma\left(\frac{1}{2} - \frac{1}{2}\sqrt{1 + 4\gamma_1^2 + 4\gamma_2^2} + \varepsilon + i\eta\right) + \frac{R\lambda}{a} \\
& = \left(n_r + \frac{1}{2}\pi\right), n_r = 0, \pm 1, \pm 2, \dots
\end{aligned} \tag{3.32}$$

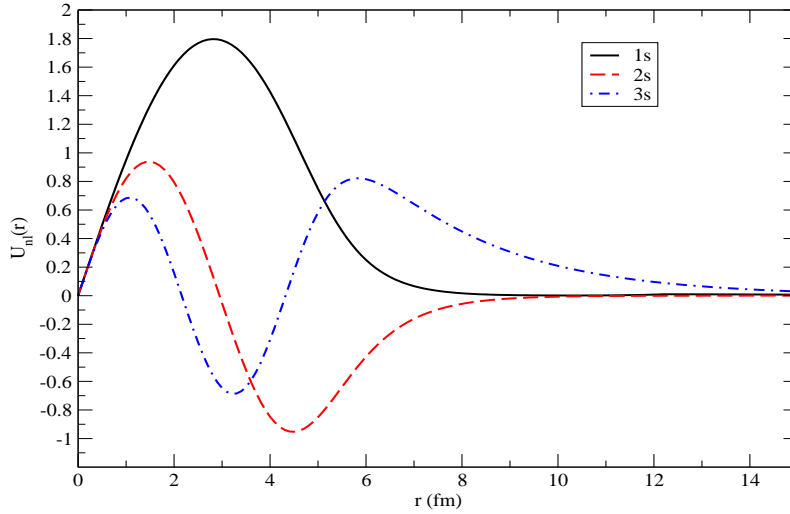
Burada,

$$-\varepsilon^2 = \frac{2\mu a^2(E - \delta C_0)}{\hbar^2}, \beta^2 = \frac{2\mu a^2(V_0 - \delta C_1)}{\hbar^2}, \gamma_1^2 = \frac{2\mu a^2 \delta C_2}{\hbar^2}, \gamma_2^2 = \frac{2\mu a^2 \delta W_0}{\hbar^2},$$

$$C_0 = 1 - \frac{4}{\alpha} + \frac{12}{\alpha^2}, C_1 = \frac{8}{\alpha} - \frac{48}{\alpha^2}, C_2 = \frac{48}{\alpha^2}, \alpha = \frac{R}{a}, \delta = -\frac{\ell(\ell+1)\hbar^2}{2\mu R^2}, (3.33)$$

şeklinde tanımlanır. Ayrıca,  $n_r$  radyal düğüm sayısıdır. Baş kuantum sayısı  $n = n_r + 1$  şeklinde ifade edilir.

Yaptığımız bu çalışmada, Denklem (3.32)'ün doğruluğunu kontrol etmek için  $^{56}\text{Fe}$  çekirdeğinin etrafında dönen nötronun tek-parçacık enerji durumları hesaplanmış ve elde edilen sonuçlar sayısal (Gamow kodu) çözümler ile karşılaştırılmıştır. Burada Woods-Saxon potansiyel parametreleri için  $V_0 = -40.5 - 0.13A = -47.78$  MeV,  $R = 4.9162$  fm ve  $a = 0.6$  fm kullanılmıştır. Yapılan hesaplar sonucunda hem Denklem (3.32)'den elde edilen analitik çözümleri hem de Gamow kodundan elde edilen sayısal çözümleri karşılaştırdık ve sonuçların birbirleriyle uyumlu olduğunu gördük. Bu hesaplamalar sonucu elde edilen sonuçların bir kısmı Çizelge 3.1'de verilmiştir.



Şekil 3.11.  $V_0 = -47.78$  MeV,  $R = 4.9162$  fm,  $a = 0.6$  fm ve  $W_0 = -50$  MeV değerleri için normalize edilmemiş dalga fonksiyonunun genelleştirilmiş Woods-Saxon potansiyeli durumunda farklı  $n$  kuantum sayıları için şekilsel gösterimi

Çizelge 3.2.  $^{156}\text{Gd}$  için deneysel verilerle (Anonim1 2014)  $\beta_e = 9.66$ ,  $a = 0.15$  ve  $C = 11.8$  parametreleri kullanılarak Morse potansiyelinden elde edilen sonuçların (İnci 2010 ve  $V_0 = 1.22$ ,  $W_0 = 0$ ,  $R = 6.0$ ,  $a = 0.811$  ve  $c = 4.8$  parametreleri kullanılarak GWS potansiyelinden elde edilen sonuçların karşılaştırılması

L	T.D. Deney	T.D Morse	T.D. GWS	L	$\gamma_1$ Deney	$\gamma_1$ Morse	$\gamma_1$ GWS
4	3.24	3.27	3.27	2	12.97	14.40	13.50
6	6.57	6.67	6.70	3	14.03	15.19	14.34
8	10.85	11.04	11.12	4	15.24	16.24	15.44
10	15.92	16.18	16.36	5	16.94	17.53	16.80
12	21.63	21.94	22.27	6	18.47	19.05	18.39
14	27.83	28.19	28.69	7	20.79	20.79	20.22
16	34.39	34.85	35.52	8	22.61	22.72	22.26
18	41.29	41.86	42.67	9	25.29	24.84	24.50
20	48.62	49.20	50.08	10	27.45	27.13	26.92
22	56.49	56.86	57.68	11	30.20	29.58	29.51
24	64.95	64.84	65.45	12	32.85	32.17	32.26
26	73.99	73.17	73.36	13	35.69	34.90	35.16
				14	38.64	37.76	38.18
				15	41.76	40.74	41.32
				16	44.90	43.84	44.57

Denklem (3.32)'de verilen enerji özdeğeri ifadesiyle ilişkili radyal dalga fonksiyonu aşağıda verilen şekilde elde edilmiştir (Bayrak ve Aciksoz 2014).

$$u_{nl}(r) = N \left( \frac{1}{1 + e^{\frac{r-R}{a}}} \right)^\varepsilon \left( 1 - e^{\frac{r-R}{a}} \right)^\eta \times {}_2F_1 \left( \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{1 + 4\gamma_1^2 + 4\gamma_2^2} + \varepsilon + i\eta, \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{1 + 4\gamma_1^2 + 4\gamma_2^2} + \varepsilon + i\eta; 1 + 2\varepsilon; \frac{1}{1 + e^{\frac{r-R}{a}}} \right) \quad (3.34)$$

Burada  $N$  normalizasyon sabitidir. Sınır koşullarını sağladığı görülen Normalize edilmemiş dalga fonksiyonu Şekil (3.11)'de farklı  $n$  kuantum sayıları için gösterilmiştir.

Çizelge 3.3.  $^{156}\text{Gd}$  için GWS potansiyelinden elde edilen  $R_{4/2}$ ,  $R_{2/2}$  oranlarının deneysel sonuçlarla karşılaştırılması ve kullanılan potansiyel parametreleri

$R_{4/2}$ Den.	$R_{4/2}$ GWS	$R_{2/2}$ Den.	$R_{2/2}$ GWS	$V_0$	$W_0$	$R$	$a$	$c$
3.24	3.27	13.0	13.5	1.22	0	6.0	0.811	4.8

Yaptığımız bu çalışmada Schrödinger dalga denklemi GWS potansiyeli için çözdük ve enerji özdeğerini Denklem 3.32’de verilen formda elde ettik. Daha sonra bu hesaplamaları Denklem (3.24)’de verilen  $\hat{H}_\beta$  denklemine uyguladık ve enerji özdeğeri için aynı matematiksel ifadeye ulaştık (Denklem 3.32). Hamiltoniyenin tamamen bileşenlerine ayrılarak enerji özdeğerinin elde edilmesi tüm bandların aynı şekilde ele alınmasını sağlamıştır yani her band potansiyel parametreleri olan  $V_0$ ,  $W_0$ ,  $R$  ve  $a$  parametrelerine bağlı olacaktır. Deneysel spektrumu üretilecek olan  $^{156}\text{Gd}$  çekirdeğinin  $\gamma_1$  band başlangıcı deneysel olarak bilinmektedir.  $\gamma_1$  bandı başlangıcının taban durumdan ayrılma değeri  $R_{2/2} = E(2_\gamma^+)/E(2_1^+)$  şeklinde tanımlanır. Ayrıca  $^{156}\text{Gd}$  çekirdeğine ait temel seviye ve  $\gamma$  bandları içindeki enerji seviyeleri deneysel olarak bilinmektedir (Anonim1 2014). Bu deneysel değerler dikkate alınarak GWS potansiyel parametreleri belirlenmiştir. Çizelge 3.3’de  $^{156}\text{Gd}$  için GWS potansiyelinden elde edilen  $R_{4/2}$ ,  $R_{2/2}$  oranlarının deneysel sonuçlarla karşılaştırılması ve belirlenen potansiyel parametreleri verilmiştir.

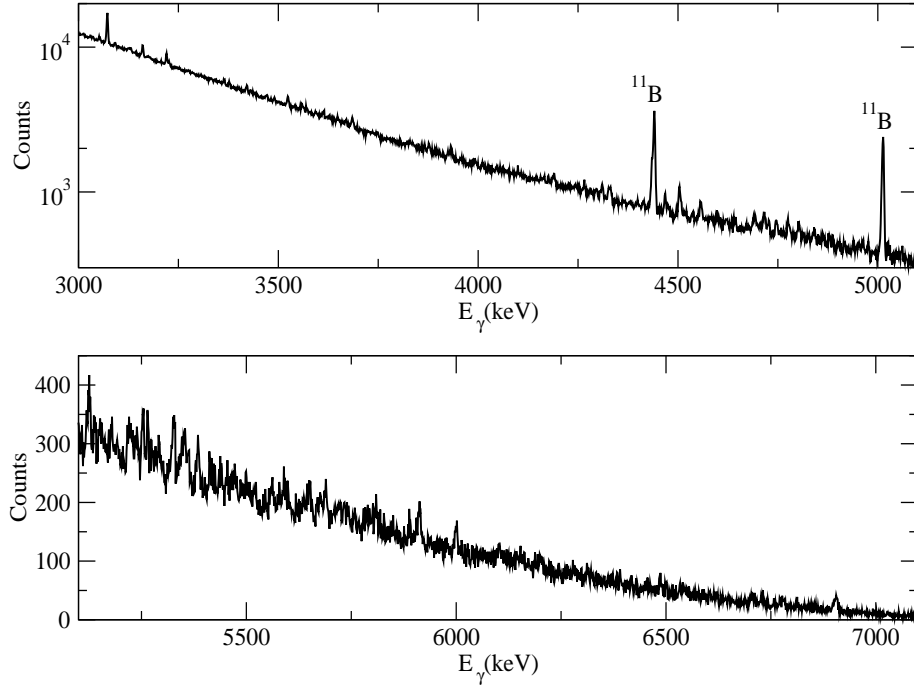
Çizelge 3.2’de ise  $^{156}\text{Gd}$  izotopu için GWS potansiyelinden elde edilen taban durum bandı ve  $\gamma_1$  bandının deneysel ve literatürde Morse potansiyeli kullanılarak elde edilen sonuçlarla karşılaştırılması verilmiştir. Morse ve GWS potansiyeli kullanılarak elde edilen sonuçlar karşılaştırıldığında  $^{156}\text{Gd}$  çekirdeğine ait  $\gamma$  bandı içindeki enerji seviyelerinin GWS sonuçlarının deneysel veriler ile daha uyumlu olduğu fakat aynı uyumun taban durum bandı içindeki enerji seviyelerinde görülmemektedir. Taban durum bandında GWS sonuçları artan  $L$  değerlerine karşılık gittikçe deneysel değerden uzaklaşmaktadır.



## 4. BULGULAR

### 4.1. Deneysel Detaylar

$^{156}\text{Gd}$  çekirdeğinin hedef olarak kullanıldığı NRF deneyi 2013 yılında S-DALINAC'da gerçekleştirilmiştir.  $^{156}\text{Gd}$  çekirdeği için proton kopma enerjisi 8.006 MeV, nötron kopma enerjisi ise 8.536 MeV değerindedir. NRF deneylerinde çekirdeğin yapısını bozmadan yapı hakkında bilgi edinmek amaçlandığından bu deney sırasında son nokta enerjisi 7.1 MeV olan bir bremsstrahlung ışınımı kullanılmıştır. Enerji kalibrasyonu yapılmış olan  $^{156}\text{Gd}(\gamma, \gamma')$  spektrumu Şekil 4.1'de verilmiştir. Hedef 10g  $\text{GdO}_2$ 'den oluşmaktadır ve  $^{156}\text{Gd}$  zenginliği 93.79%



Şekil 4.1.  $^{156}\text{Gd}(\gamma, \gamma')$  deneyi sonucunda dedektör 2'den elde edilen spektrum

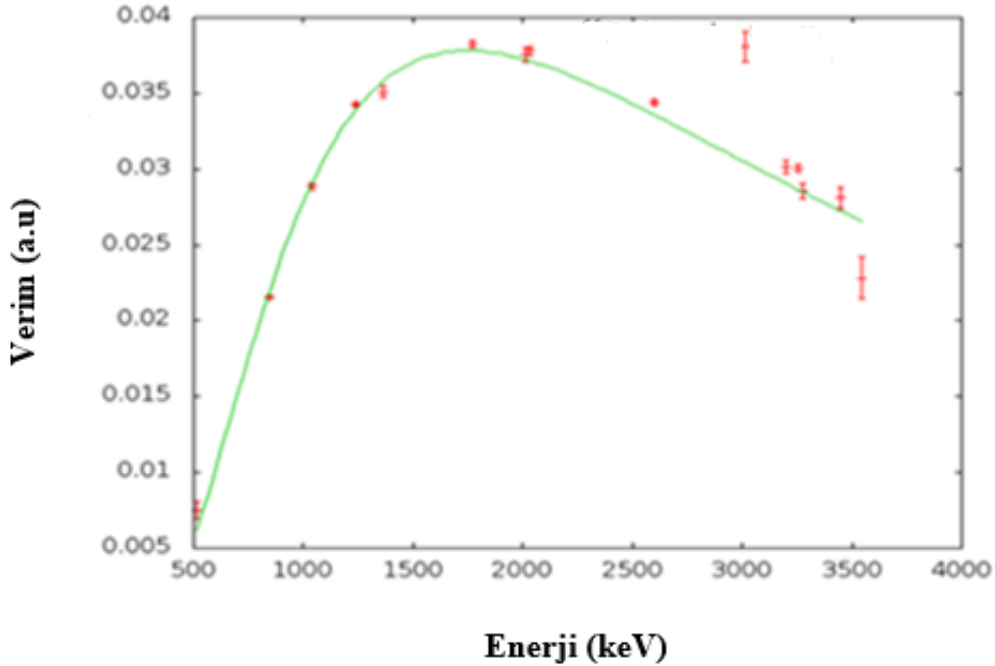
oranındadır. Enerji kalibrasyonu ve foton akısını belirlemek için literatürde uyarılma enerjileri ve ilgili dallanma oranları iyi bilinen  $^{11}\text{B}$  ile hedef çekirdek sandviç şeklinde sarılmıştır. Toplamda 642.1 mg  $^{11}\text{B}$  kullanılmıştır ve 99.52% oranında bir zenginliğe sahiptir. Deney süresince hedef metaryel toplamda 119.5 saat ışınlanmıştır.

Elde ettiğimiz spektrumların analizi için Tv analiz programı kullanılmıştır. Bu program sayesinde incelediğimiz pike ait enerji, genişlik, alan, kuyruk, kanal numarası parametrelerini elde edildi. Kullanılan programla ilgili ayrıntılı bilgi ilgili referansdan edinilebilir (Anonim2 2015).

$^{11}B$  çekirdeğine ait literatürde özellikleri iyi bilinen geçişler (Çizelge 4.1) elde edilen spekturmun enerji kalibrasyonu ve foton akısını belirlemek için kullanılmıştır.

#### 4.2. Dedektör Verimi

Daha önce belirtildiği gibi dedektör verimi, dedektörde sayılabilir büyüklükte pik üreten fotonların sayısının, dedektöre gelen fotonların sayısına oranı veya dedektörde sayılabilir büyüklükte sinyal üreten fotonların yüzdesi olarak adlandırılır. Kalibre edilmiş kaynaklar dedektör verimliliğinin tespit edilmesi için gereklidir (Gümüş 2011). Bu hesaplama için ihtiyaç duyduğumuz dedektör verimi radyoaktif



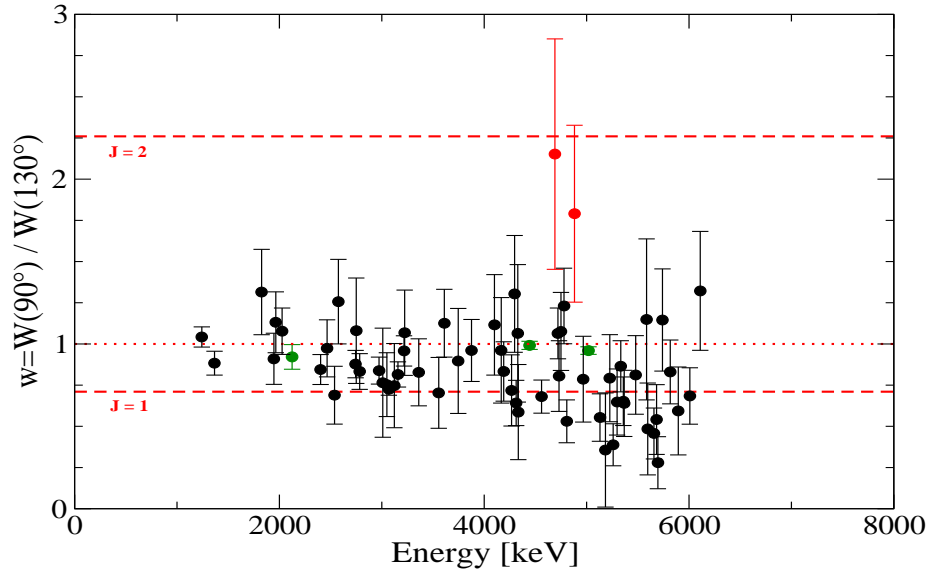
Şekil 4.2. 130°deki dedektörün verimi için  $^{56}Co$  dataları ile normalize edilen simülasyon sonuçlarını gösteren grafik. Kırmızı ile gösterilen noktalar  $^{56}Co$  çekirdeğine ait literatür değerlerini, yeşil eğri ise bu noktaların simülasyon sonuçları ile normalize edilmesiyle elde edilen fit eğrisini göstermektedir

$^{56}Co$  kaynağı kullanılarak elde edilebilir.  $^{56}Co$  kaynağına ait gama geçiş enerjileri ve ilgili yoğunluklar bilinmektedir (Anonim1 2014). Fakat bilinen bu değerler ancak

3.5 MeV enerji bölgesine kadar ulaştığından spektrumun yüksek enerji bölgesi için bu değerler yeterli değildir. Bu nedenle *GEANT4* programı ile kullanılan sistem, kullanılan elektronların son nokta enerji, hedef malzeme özelliklerine göre bir simülasyon gerçekleştirmiştir. Geant4 (GEometry ANd Tracking) programı Monte Carlo metodu aracılığıyla temel parçacıkların madde içerisinden geçişinin simülasyonunu yapar. Geant4 simülasyon kodu esasen yüksek enerji fiziği ve temel araştırmalar için geliştirilmiş bir açık kaynak kodlu yazılım olup birçok farklı fizik alanında kullanılmaktadır (Agostinelli 2003). Elde edilen simülasyon sonuçları  $^{56}\text{Co}$  dataları ile normalize edilmiştir. Elde edilen sonuçlara aşağıda verilen ampirik formül kullanılarak eğri uydurulur (Knoll 2010).

$$\varepsilon = \exp\left(\sum_{i=1}^5 a_i \left(\ln \frac{E}{1000}\right)^{i-1}\right), \quad (4.1)$$

Şekil 4.2'de  $130^\circ$  deki dedektörün verimi için  $^{56}\text{Co}$  dataları ile normalize edilen simülasyon sonuçlarını gösteren grafik verilmiştir.



Şekil 4.3.  $^{156}\text{Gd}$  çekirdeğine ait hesaplanan yoğunluk oranları ( $\omega$ ) ve bu sonuçlara göre ilişkilendirilen spin değerleri

### 4.3. Spin Kuantum Sayılarının Belirlenmesi

Bu çalışmanın amaçlarından biri dipol geçiş güçlerinin hesaplanması

olduğundan, ilk olarak belirlenen geçişlere ait spin kuantum sayısının belirlenmesi gereklidir. Bir önceki bölümde açılal dağılım kısmında ayrıntılı olarak anlatıldığı gibi, spektrumda gözlenen her bir pik alanı ve dedektör verimi kullanılarak açılal dağılımlar elde edilmiştir. Şekil 4.3'de  $^{156}\text{Gd}$  çekirdeğinin  $90^\circ$  ve  $130^\circ$  derecedeki geçişlerinin yoğunluk oranları gösterilmiştir. Yeşil noktalar  $^{11}\text{B}$  geçişlerine ait sonuçları göstermektedir.  $^{156}\text{Gd}$  çekirdeğine ait toplam 70 tane geçiş gözlenmiştir. Şekil 4.3'den de anlaşılacağı gibi gözlenen geçişlerin hemen hemen hepsi  $J = 1$  çizgisi civarındadır dolayısıyla dipol geçişler olarak adlandırılırlar. Yalnızca 2 geçiş ise  $J = 2$  çizgisine daha yakındır. Dolayısıyla bu geçişlerin kuadrapol geçiş olabileceği düşünülebilir. Fakat  $^{156}\text{Gd}$  çekirdeğine ait enerji geçişlerinin parite kuantum sayılarını kesin olarak belirlenebilmesi için HI $\gamma$ S'de polarize olmuş fotonlar kullanılarak gerçekleştirilen diğer NRF deneyinin sonuçları bu 2 geçişin kuadrapol geçiş olmadığını göstermiştir. Şekil 4.3'de 3 MeV'in üzerindeki enerji bölgesinde görülen dipol geçişler ilk kez bu çalışmada gözlenmiştir.

#### 4.4. Foton Akısı

Bir NRF ölçümünün analizinde en önemli basamak dedektör verimi ve foton akısı dağılımının hesaplanmasıdır. Her iki nicelikte NRF tesir kesiti  $I_{0 \rightarrow i \rightarrow j}$  denkleminde yer almaktadır (Denklem (3.10)). Dedektör verimi ile foton akısının çarpımı için GEANT4 programı kullanılarak simülasyon yapılmıştır. Deneysel

Çizelge 4.1.  $^{11}\text{B}$  çekirdeğine ait bazı geçişlerin spin, parite ve tesir kesiti değerleri (Anonim1 2014)

$E_{\text{Seviye}}(\text{keV})$	$J^\pi$	$I_{0 \rightarrow i \rightarrow j}(\text{keV fm}^2)$
2124.693	$\frac{1}{2}^-$	4.98(0.17)
4444.98	$\frac{5}{2}^-$	16.32(0.58)
5020.30	$\frac{3}{2}^-$	21.91(0.80)

kısımda ise,  $^{11}\text{B}$ 'a ait iyi bilinen taban durum geçişleri kullanılarak  $N_\gamma \varepsilon$  değerleri hesaplanmıştır. Bu hesaplamalar için Denklem (3.10)'un tekrar düzenlenmesiyle elde edilen ve aşağıda verilen denklem kullanılmıştır.

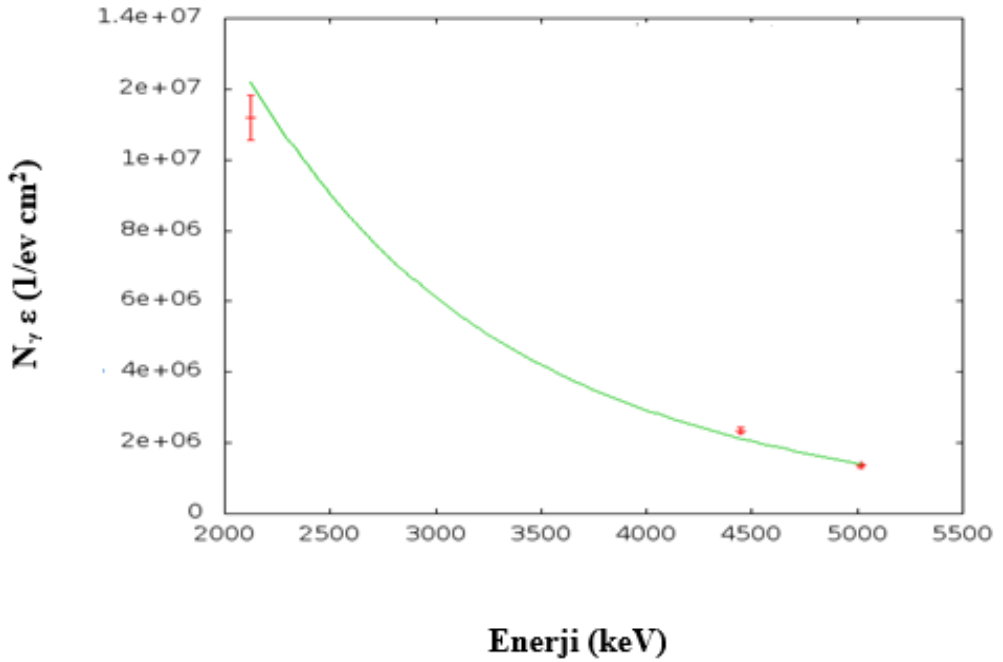
$$N_\gamma \varepsilon(E_\gamma) = \frac{A_{0 \rightarrow i \rightarrow 0}}{N_T \cdot W_{0 \rightarrow i \rightarrow 0}(\theta) \cdot I_{0 \rightarrow i \rightarrow 0}}, \quad (4.2)$$

Bu denklem  $^{11}\text{B}$ 'un taban durum geçiş enerjileri için kullanılmıştır.  $^{11}\text{B}$  için gözlenen geçişlere ait ilgili bilgiler Çizelge 4.1'de verilmiştir. Böylece denklemin sağ tarafı sadece bilinen nicelikleri içermektedir.  $^{11}\text{B}$  çekirdeğine ait ilk üç uyarılma enerjileri ve ilgili dallanma oranlarını gösteren Şekil 3.8 incelendiğinde  $E_i = 5020.32$  keV enerjili uyarılmış durumun yalnızca taban duruma bozunmadığı görülmektedir.

Bu nedenle,  $N_\gamma \varepsilon$  değerleri hesaplanmadan önce 2124.693 keV enerjili duruma ait taban durum pik yoğunluğu  $E_i = 5020.32$  keV enerjili durumdan gelen besleme (feeding) etkisi göz önüne alınarak aşağıda verilen denklem kullanılarak tekrar hesaplanmalıdır.

$$A_{0 \rightarrow i \rightarrow j} = A_{i \rightarrow j} - \frac{\Gamma_i}{\Gamma_0} \cdot \frac{\varepsilon(E_i - E_j)}{\varepsilon(E_f)} \cdot \frac{W_{0 \rightarrow i \rightarrow j}(\theta)}{W_{0 \rightarrow f \rightarrow 0}(\theta)} \cdot A_{f \rightarrow 0}, \quad (4.3)$$

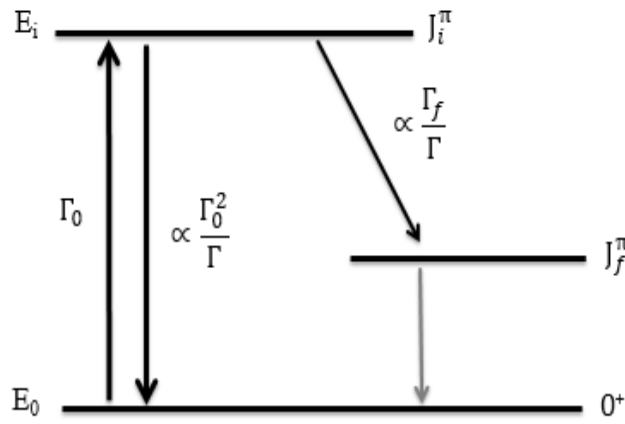
Şekil 4.4'de 130 derecede bulunan dedektöre ait  $^{11}\text{B}$  dataları ile normalize edilen  $N_\gamma \varepsilon$  simulasyon sonuçları gösterilmektedir. Bu işlemin ardından istenilen enerji ve açı değeri için foton akısı çarpı dedektör verimi değerini belirleyebiliriz. Eğer foton akısını biliyorsak, spektrumda gözlemlenen her geçiş için tesir kesitini hesaplayabiliriz. Tesir kesiti, bozunum genişliği ( $\Gamma_0$ ) ve uyarılma ihtimali ( $B(\lambda L)$ ) ile doğrudan ilişkilidir. Burada  $\lambda$  geçiş karakterini (elektrik veya manyetik)  $L$  ise çoklu ışımanın derecesini göstermektedir.



Şekil 4.4. 130°de bulunan dedektöre ait  $N_\gamma \varepsilon(E_\gamma)$  grafiği. Kırmızı ile gösterilen noktalar  $^{11}\text{B}$  çekirdeğine ait  $N_\gamma \varepsilon$  değerlerini, yeşil eğri ise bu noktaların simülasyon sonuçları ile normalize edilmesiyile elde edilen fit eğrisini göstermektedir

#### 4.5. Yüksek Enerjili Durumların Besleme Etkisi

Uyarılma ihtimallerinin hesaplanması sırasında daha yüksek enerjili durumlardan elastik olmayan geçişler aracılığıyla beslenen uyarılmış durumlardaki dolaylı yoğunluğun dikkate alınması gerekir. Herhangi bir enerji durumunun gözlenen yoğunluğu doğrudan taban durumundan foton soğrulması ya da daha yüksek enerjili durumlardan bu duruma olan bozunmalardan kaynaklanabilir. Burada bahsedilen ikinci durum uyarılma ihtimali olduğundan daha fazla hesaplamamıza sebep olabilir. Şekil 4.4'de NRF deneyinde gözlenebilecek elastik ve inelastik geçişlerin şematik bir gösterimi verilmiştir. Toplam tesir kesiti ile taban



Şekil 4.5. NRF deneyinde gözlenebilecek elastik ve elastik olmayan geçişlerin şematik gösterimi

durum bozunum genişliği arasındaki ilişkinin

$$I_0 = \pi^2 \left( \frac{\hbar c}{E_i} \right)^2 \cdot g \cdot \Gamma_0 \cdot \frac{\Gamma_i}{\Gamma}, \quad (4.4)$$

şeklinde olduğunu hatırlarsak, elastik geçiş durumunda,  $\Gamma_i = \Gamma_0$  olacağından Denklem (4.4),

$$I_0 = \pi^2 \left( \frac{\hbar c}{E_i} \right)^2 \cdot g \cdot \frac{\Gamma_0^2}{\Gamma}, \quad (4.5)$$

şeklinde yazılır. Bu durum yalnızca elastik geçiş durumunda doğrudur. Bir elastik olmayan geçiş durumunda ise  $\Gamma_0$  aşağıdaki şekilde yazılır.

$$\Gamma_0 = \frac{\Gamma_0^2}{\Gamma} (1 + \Sigma_f \frac{\Gamma_f}{\Gamma_0}), \quad (4.6)$$

Şekil 4.4'den de anlaşılacağı gibi  $\Gamma_f/\Gamma_0$ ,  $i$  ile gösterilen enerji durumundan daha düşük enerjili  $f$  enerji durumuna geçişin dallanma oranını göstermektedir ve aşağıda verilen eşitlik ile belirlenir.

$$\frac{\Gamma_f}{\Gamma_0} = \frac{I_{s,f}}{I_{s,0}} = \frac{A(E_{\gamma,f}) \varepsilon(E_{\gamma,0}) W_0(\theta)}{A(E_{\gamma,0}) \varepsilon(E_{\gamma,f}) W_f(\theta)}, \quad (4.7)$$

## 5. TARTIŞMA

### 5.1. İndirgenmiş Uyarılma İhtimallerinin Hesaplanması

$^{156}\text{Gd}$  ait hesaplanan indirgenmiş uyarılma ihtimalleri Çizelge 5.1'de verilmiştir. Denklem (3.9) ve (4.2) arasındaki ilişki kullanılarak  $^{156}\text{Gd}$  izotopundaki uyarılmış durumların elastik bozunum genişliği  $\Gamma_0$  ölçülen pik alanı,  $^{156}\text{Gd}$  çekirdeğinin sayısı, foton akısı ve açısal bağıntı değerleri kullanılarak hesaplanır. Bu deneyde HpGe dedektörlerin kullanılmış olmasından dolayı iyi bir enerji çözünürlüğü söz konusudur. Bu nedenle, pik alanlarının belirsizlikleri sistematik hatanın ana kaynağıdır.

$^{156}\text{Gd}$  çekirdeğine ait spin kuantum sayıları gösteriyor ki gözlenen bütün enerji durumları dipol geçişler yani  $J = 1$  durumlarıdır. Bu deney sonucunda gözlenen enerji durumuna ait parite kuantum sayısına karar verilemediği için gözlenen geçişlerin elektrik yada manyetik karakterlerini belirleyemiyoruz. Bu nedenle, gözlenen bütün enerji durumlarına ait elektrik ve manyetik dipol uyarılma ihtimalleri hesaplanmıştır.  $^{156}\text{Gd}$  çekirdeğinde gözlenen enerji durumlarına ait enerji ( $E_{Level}$ ), taban durum bozunum genişliğinin karesinin ilgili durumun bozunum genişliğine oranı ( $\Gamma_0$ ) ve manyetik, elektrik dipol uyarılma ihtimali ( $B(M1)$ ,  $B(E1)$ ) ile ilgili sonuçlar Çizelge 5.1'de verilmiştir.

Çizelge 5.1.  $^{156}\text{Gd}$  çekirdeğinde gözlenen enerji durumlarına ait enerji ( $E_{Level}$ ), taban durum bozunum genişliği ( $\Gamma_0$ ) ve manyetik, elektrik dipol uyarılma ihtimali ( $B(M1)$ ,  $B(E1)$ ) sonuçları

$E_{Level}$ (keV)	$\Gamma_0$ (meV)	$B(E1) \uparrow$ ( $10^{-3}e^2fm^2$ )	$B(M1) \uparrow$ ( $\mu_N^2$ )
1242.1	$22.2 \pm 4.5$	$33 \pm 7$	$3.0 \pm 0.6$
1366.1	$7.3 \pm 1.0$	$8.2 \pm 1.2$	$0.7 \pm 0.1$
1826.0	$6.2 \pm 2.0$	$3 \pm 1$	$0.3 \pm 0.1$
1946.0	$5.8 \pm 1.3$	$2.3 \pm 0.5$	$0.20 \pm 0.04$
1964.5	$5.6 \pm 1.4$	$2.1 \pm 0.5$	$0.19 \pm 0.04$
2026.2	$7.7 \pm 1.5$	$2.7 \pm 0.5$	$0.24 \pm 0.04$
2402.1	$14 \pm 2$	$2.9 \pm 0.5$	$0.26 \pm 0.04$
2465.5	$8 \pm 2$	$1.6 \pm 0.4$	$0.14 \pm 0.03$
2538.2	$7.4 \pm 2.0$	$1.3 \pm 0.4$	$0.11 \pm 0.03$
2575.8	$7 \pm 2$	$1.2 \pm 0.4$	$0.11 \pm 0.03$
2743.6	$20.5 \pm 3.0$	$2.9 \pm 0.4$	$0.25 \pm 0.03$
2750.6	$11 \pm 5$	$1.6 \pm 0.7$	$0.14 \pm 0.06$
2784.1	$15 \pm 3$	$2.0 \pm 0.4$	$0.18 \pm 0.03$
2973.1	$23 \pm 3$	$2.5 \pm 0.4$	$0.22 \pm 0.03$

devam ediyor



$E_{Level}$ (keV)	$\Gamma_0$ (meV)	$B(E1) \uparrow$ ( $10^{-3}e^2fm^2$ )	$B(M1) \uparrow$ ( $\mu_N^2$ )
3009.2	$10 \pm 5$	$1.1 \pm 0.5$	$0.09 \pm 0.04$
3049.2	$14 \pm 4$	$1.4 \pm 0.4$	$0.12 \pm 0.03$
3069.1	$118 \pm 15$	$12 \pm 1$	$1.06 \pm 0.12$
3157.4	$40 \pm 6$	$3.7 \pm 0.6$	$0.33 \pm 0.05$
3217.0	$37 \pm 6$	$3.2 \pm 0.5$	$0.28 \pm 0.04$
3223.2	$17 \pm 6$	$1.4 \pm 0.5$	$0.12 \pm 0.04$
3360.8	$28 \pm 9$	$2.1 \pm 0.7$	$0.19 \pm 0.06$
3555.6	$18 \pm 6$	$1.8 \pm 0.4$	$0.10 \pm 0.03$
3610.7	$42 \pm 13$	$2.6 \pm 0.8$	$0.23 \pm 0.07$
3746.0	$13 \pm 6$	$0.7 \pm 0.3$	$0.06 \pm 0.02$
3876.1	$14 \pm 4$	$0.7 \pm 0.2$	$0.06 \pm 0.01$
4100.3	$31 \pm 13$	$1.3 \pm 0.5$	$0.12 \pm 0.05$
4166.0	$9 \pm 4$	$0.4 \pm 0.2$	$0.03 \pm 0.01$
4190.6	$30 \pm 9$	$1.6 \pm 0.3$	$0.10 \pm 0.03$
4267.1	$22 \pm 8$	$0.8 \pm 0.3$	$0.07 \pm 0.03$
4296.8	$20 \pm 9$	$0.7 \pm 0.3$	$0.06 \pm 0.02$
4311.9	$19 \pm 4$	$0.7 \pm 0.2$	$0.06 \pm 0.01$
4327.9	$12 \pm 6$	$0.4 \pm 0.2$	$0.03 \pm 0.01$
4332.6	$25 \pm 11$	$0.9 \pm 0.4$	$0.07 \pm 0.03$
4559.9	$54 \pm 11$	$1.7 \pm 0.3$	$0.14 \pm 0.03$
4719.6	$44 \pm 10$	$1.2 \pm 0.3$	$0.10 \pm 0.02$
4730.6	$16 \pm 5$	$0.4 \pm 0.1$	$0.03 \pm 0.01$
4749.6	$18 \pm 5$	$0.5 \pm 0.1$	$0.04 \pm 0.01$
4779.4	$70 \pm 19$	$1.8 \pm 0.5$	$0.16 \pm 0.04$
4806.2	$63 \pm 18$	$1.6 \pm 0.5$	$0.14 \pm 0.04$
4966.8	$15 \pm 5$	$0.3 \pm 0.1$	$0.03 \pm 0.01$
5130.6	$26 \pm 6$	$0.6 \pm 0.1$	$0.05 \pm 0.01$
5183.6	$9 \pm 6$	$0.2 \pm 0.1$	$0.01 \pm 0.01$
5226.1	$39 \pm 18$	$0.8 \pm 0.4$	$0.07 \pm 0.03$
5259.2	$26 \pm 6$	$0.5 \pm 0.1$	$0.04 \pm 0.01$
5297.9	$19 \pm 6$	$0.4 \pm 0.1$	$0.03 \pm 0.01$
5333.7	$75 \pm 18$	$1.4 \pm 0.3$	$0.12 \pm 0.03$
5358.7	$76 \pm 23$	$1.4 \pm 0.4$	$0.13 \pm 0.04$
5367.3	$21 \pm 7$	$0.4 \pm 0.1$	$0.03 \pm 0.01$
5479.1	$43 \pm 18$	$0.7 \pm 0.3$	$0.06 \pm 0.02$
5585.5	$14 \pm 7$	$0.2 \pm 0.1$	$0.02 \pm 0.01$
5596.8	$37 \pm 23$	$0.6 \pm 0.4$	$0.05 \pm 0.03$
5657.5	$47 \pm 14$	$0.7 \pm 0.2$	$0.06 \pm 0.02$

devam ediyor

$E_{Level}$ (keV)	$\Gamma_0$ (meV)	$B(E1) \uparrow$ ( $10^{-3}e^2fm^2$ )	$B(M1) \uparrow$ ( $\mu_N^2$ )
5683.3	$21 \pm 8$	$0.3 \pm 0.1$	$0.02 \pm 0.01$
5696.2	$78 \pm 27$	$1.2 \pm 0.4$	$0.10 \pm 0.03$
5740.7	$76 \pm 28$	$1.1 \pm 0.4$	$0.10 \pm 0.03$
5816.7	$144 \pm 44$	$2.0 \pm 0.6$	$0.18 \pm 0.05$
5894.8	$64 \pm 40$	$0.9 \pm 0.6$	$0.08 \pm 0.05$
6008.3	$199 \pm 59$	$2.6 \pm 0.8$	$0.23 \pm 0.07$
6109.8	$101 \pm 42$	$1.3 \pm 0.5$	$0.11 \pm 0.04$

Düşük enerjili E1 elektrik dipol uyarılma ihtimalinin kolektif yapısının anlaşılması için elde edilen veriler sonucunda elektrik dipol uyarılmaların hesaplanabildiği deneyler oldukça önemlidir. Literatürde  $^{156}Gd(\gamma, \gamma')$  deneyi için yapılmış tek çalışma 1989 yılında 4.1 MeV son enerjili bremsstrahlung fotonlarının kullanılarak makas mod uyarılmalarının teyit edildiği çalışmadır (Pitz vd 1989). Bu tezin konusu olan çalışmada ise son nokta enerjisi 7.1 MeV olan bremsstrahlung ışınımı kullanılarak  $^{156}Gd(\gamma, \gamma')$  deneyi gerçekleştirilmiştir. Dolayısıyla, bu deney sırasında hedef çekirdek daha yüksek enerjilere kadar uyarılmış ve çok daha fazla bozunum kanalı açılmıştır. Çizelge 5.2'de literatürde NRF yöntemi kullanılarak  $^{156}Gd$  çekirdeğinde gözlenen enerji durumlarına ait enerji ( $E_{Level}$ ), taban durum bozunum genişliği  $\Gamma_0$ , Manyetik veya Elektrik Dipol Geçiş İhtimali ( $B(M1)$ ,  $B(E1)$ ) verileri bu deneyde aynı enerji durumları için elde edilen sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Aynı enerji durumu için elde edilen taban durum bozunum genişliği,  $\Gamma_0$ , sonuçları bazı durumlar için farklılık göstermektedir. Bunun nedeni, iki deneyde de farklı son nokta enerjili elektronlar kullanılması ve dolayısı ile farklı geçişlerin gözlenmesinden kaynaklanmaktadır. Bu tezin konusu olan deneyde çok daha yüksek enerjili elektron kullanıldığı için çok daha fazla bozunum kanalı açılmış ve burumda farklı elastik olmayan bozunumların meydana gelmesine sebep olmuştur.

Çizelge 5.2. Literatürde (Pitz vd 1989) NRF yöntemi kullanılarak  $^{156}\text{Gd}$  çekirdeğinde gözlenen enerji durumlarına ait enerji ( $E_{Level}$ ), taban durum bozunum genişliği  $\Gamma_0$ , manyetik veya elektrik dipol geçiş ihtimali ( $B(M1)$ ,  $B(E1)$ ) verileri bu deneyde aynı enerji durumları için elde edilen sonuçlarla karşılaştırılması

$E_{Level}$ (keV)	$J^\pi$	$\Gamma_0$ (meV)	$\Gamma_0$ Lit. (meV)	$B(E1) \uparrow$ ( $10^{-3}e^2fm^2$ )	$B(E1) \uparrow$ Lit. ( $10^{-3}e^2fm^2$ )	$B(M1) \uparrow$ ( $\mu_N^2$ )	$B(M1) \uparrow$ Lit. ( $\mu_N^2$ )
1242.1	$1^-$	$22.2 \pm 4.5$	$6.7 \pm 2.7$	$33 \pm 7$	$10.0 \pm 4.0$		
1366.1	$1^-$	$7.3 \pm 1.0$	$14.3 \pm 5.3$	$8.2 \pm 1.2$	$16.0 \pm 5.9$		
1946.0	$1^-$	$5.8 \pm 1.3$	$5.8 \pm 2.4$	$2.3 \pm 0.5$	$2.7 \pm 0.7$		
2538.2	$1^-$	$7.4 \pm 2.0$	$15.2 \pm 4.1$	$1.3 \pm 0.4$	$2.7 \pm 0.7$		
2743.6	$1^-$	$20.5 \pm 3.0$	$39.4 \pm 8.2$	$2.9 \pm 0.4$	$5.4 \pm 1.1$		
2026.2	$1^+$	$7.7 \pm 1.5$	$5.0 \pm 1.8$			$0.24 \pm 0.04$	$0.16 \pm 0.05$
2973.1	$1^+$	$23.2 \pm 3.4$	$35.4 \pm 6.7$			$0.22 \pm 0.03$	$0.35 \pm 0.07$
3009.2	$1^+$	$10.4 \pm 5.1$	$9.2 \pm 2.5$			$0.09 \pm 0.04$	$0.09 \pm 0.02$
3049.2	$1^+$	$14.0 \pm 4.2$	$11.6 \pm 2.9$			$0.12 \pm 0.03$	$0.11 \pm 0.03$
3069.1	$1^+$	$118.3 \pm 13.4$	$134.4 \pm 25.2$			$1.06 \pm 0.12$	$1.21 \pm 0.23$
3157.4	$1^+$	$40.3 \pm 6.2$	$41.1 \pm 8.8$			$0.33 \pm 0.05$	$0.34 \pm 0.07$
3217.0	$1^+$	$36.9 \pm 5.9$	$39.2 \pm 8.3$			$0.28 \pm 0.04$	$0.31 \pm 0.06$

## 6. SONUÇ

Nükleer fizik araştırmalarında en önemli konulardan biri çekirdek sisteminin yapısını bozmadan sistemin özelliklerini inceleyebilmektir. Nükleer rezonans floresans (NRF) yöntemi çekirdeğin mevcut yapısını bozmadan gama ışınlarını soğurması ve yayınlamasıdır. NRF sürecinde, çekirdek  $E_x$  enerjili bir foton tarafından uyarılarak genellikle  $\Delta J = 1$  (veya daha az olasılıkla  $\Delta J = 2$ ) olan daha yüksek enerjili bir duruma geçer. Daha sonra, eğer  $E_x < S_n$  ise çekirdek karakteristik bir gama ışını yayımlayarak taban durum veya daha düşük enerjili uyarılmış duruma geçer. NRF deneylerinde kullanılan enerji aralığı ile ilişkili olarak meydana gelen düşük momentum transferinden dolayı  $L = 1$  dipol uyarılmalar  $L = 2$  kuadrapol uyarılmalara nazaran daha olasıdır. Bu nedenle, NRF deneyleri özellikle dipol uyarılmalar için seçici olan ve düşük spinli durumların incelenmesi için uygun bir yöntemdir.

$^{156}\text{Gd}$  çekirdeği kapalı kabukların dışında 14 proton ve 10 nötronun bulunduğu  $150 < A < 190$  deforme bölgesinde yer alan çift-çift nadir toprak izotoplarından biridir. Kapalı kabuk dışına dahil olan nükleonların sayısı arttıkça küresel yapı bozulur. Bu bozulma sonucunda çekirdek elipsoidal bir şekil kazanır.  $^{156}\text{Gd}$  için  $R_{4/2}$  oranı 3.24 değerine sahiptir. Dolayısıyla faz üçgeninde U(6) (küresel çekirdek) ve SU(3) (eksenel deforme çekirdek) iki farklı geçiş bölgesi arasında kritik noktada yer alan X(5) dinamik simetrisine sahip bir çekirdektir. Bir izotop zincirinin çekirdeklerinde gözlenen hızlı faz değişimleri, çekirdekte gözlenen deformasyonun kaynağının anlaşılması ve bu amaçla oluşturulan nükleer modellerin test edilmesi için mükemmel bir kaynaktır. Ayrıca artık iyice anlaşılması olan vibrasyon ve rotasyon gibi düşük enerjili kolektif uyarılmaların araştırılması yeni kolektif modların öngörülmesine olanak sağlamaktadır. Bunun için en dikkat çekici örnek, 1984 yılında Darmstadt electron linear hızlandırıcısında (DALINAC)  $^{156}\text{Gd}$  çekirdeği kullanılarak gerçekleştirilen esnek olmayan elektron saçılma deneyleri sonucunda ilk kez deneysel olarak gözlenen makas modudur. Bu keşfin ardından yine aynı hedef çekirdek için NRF tekniği kullanılarak aynı mod gözlenmiştir. Daha sonraki yıllarda  $^{156}\text{Gd}$  çekirdeği kullanılarak yeni deneyler yapılmıştır fakat bu deneyler sonucunda  $^{156}\text{Gd}$  çekirdeği için yalnızca uyarılma enerjisinin 4 MeV'in altında olduğu bölge incelenebilmiştir.

$^{156}\text{Gd}$  çekirdeğinin  $\sim 7$  MeV enerji bölgesine kadar kolektif dipol uyarılma durumlarının incelenmesi için S-DALINAC'da NRF tekniği kullanılarak bir deney gerçekleştirilmiştir. Yaklaşık 4 MeV enerjinin üstündeki bölgenin spektrumu ilk kez bu deney ile elde edilmiştir ve bu çalışmanın amacı bu bölgede gerçekleşen geçişlerin özelliklerini belirlemek ve artan uyarılma enerji ile birlikte yeni titreşim bantlarının varlığını araştırmaktır. Bu noktada karşılaşılan temel problem uyarılma enerjisi ile eksponansiyel olarak artan nükleer seviyelerin yoğunluğu ve dolayısıyla yüksek uyarılma enerjilerinde seviyelerin üst üste binmesidir. Her çekirdek için karakteristik

bir özellik olan nükleer seviyelerin yoğunluğu belirli bir uyarılma enerjisindeki birim enerjiye karşılık gelen nükleer seviyelerin sayısı olarak tanımlanır. Spektrumun düşük uyarılma enerji bölgesinde seviyelerin birbirlerinden ayırık olmaları sebebiyle rahatlıkla fark edilen ve seviyeler arası geçiş enerjilerine karşılık gelen pikler yüksek enerji bölgesine geçildiğinde sıklaşmakta ve ayırt edilmesi zorlaşmaktadır. Bir diğer problem ise yüksek son nokta enerji değeri nedeniyle yüksek enerjili durumların daha düşük enerjili durumlara olan besleme etkisidir.

Bir önceki bölümlerde ayrıntılı olarak anlatılan analizler ve hesaplamalar sonucunda  $^{156}\text{Gd}$  çekirdeğine ait toplam 70 tane uyarılmış durum gözlenmiştir. Gözlenen uyarılmış durumlara ait uyarılma enerjisi, bozunum genişliği, dallanma oranı ve spin kuantum sayısı belirlenmiştir. Bu durumların bir çoğu yaptığımız  $^{156}\text{Gd}(\gamma, \gamma')$  deneyinde ilk kez gözlenmiştir. Gözlenen enerji durumlarına ait parite kuantum sayısının belirlenmesi için polarize olmuş fotonların kullanılması gerektiği için yapılan bu deney sonucunda uyarılmış durumlara ait parite kuantum sayıları hesaplanamamıştır. Fakat  $^{156}\text{Gd}$  çekirdeğine ait bu enerji durumlarına ait parite kuantum sayılarını kesin olarak belirlenebilmesi için  $HI\gamma S'$ de polarize olmuş fotonlar kullanılarak bir NRF deneyi daha gerçekleştirilmiştir. Ayrıca bu çalışmanın amaçlarından biri, makas modu teorik olarak öngören modellerden biri olan iki rotor modelin bu  $1^+$  seviyesinin yaklaşık olarak iki katı uyarılma enerjisinde öngördüğü yeni bir  $2^+$  seviyesinin varlığını deneysel olarak ispatlamaktır. Her ne kadar yoğunluk oranları sonuçlarına göre yaklaşık öngörülen enerji bölgesinde 2 tane  $J = 2$  kuadrapol geçiş olma olasılığı olan geçişler gözlenmiş olsa da  $HI\gamma S'$ de gerçekleştirilen NRF deneylerinin sonuçları bu 2 geçişin kuadrapol geçiş olmadığını göstermiştir.

$^{152-156}\text{Gd}$  izotop zinciri boyunca,  $A = 152$ 'de  $U(5)$  dinamik simetrisine yakın ve vibrasyonel hareket yaparken,  $A = 156$ 'ya doğru gelindiğinde rotasyonel hareket yapıp  $SU(3)$  dinamik simetresine yakın olması Gadolinyum'un şeklen faz değişimine uğradığını göstermektedir. Bu durumun adı kuantum şekil faz geçiştir.

Deformasyon parametreleri cinsinden yazılan Bohr hamiltoniyeninde Genelleştirilmiş Woods-Saxon (GWS) potansiyeli kullanılmıştır. Hamiltoniyenin enerji özdeğer fonksiyonu ve öz durumları kapalı formda  $^{152-156}\text{Gd}$ 'un faz üçgeninde yer aldığı  $\gamma \simeq 0$  prolate-deforme rotasyonel bölge için elde edilmiştir.  $^{152-156}\text{Gd}$  çekirdeği için temel seviye ve  $\gamma$  bandı içindeki enerji seviyeleri hesaplanmıştır ve elde edilen sonuçlar deneysel olarak ölçülen değerlerle karşılaştırıldığında birbirleriyle uyumlu olduğu gözlenmiştir.

**7. KAYNAKLAR**

AGOSTINELLI, S., et al. 2004. Geant4-a simulation yoolkit. *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A*, 506: 250-303.

AKKOYUN, S. 2011. AGATA Ge Dedektörleri için gama ışın, nötron simülasyonları ve iz sürme tekniği. Doktora Tezi, Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, ss. 107-108, Ankara.

ALTUNÖZ, E. 2011. Makas Mod  $1^+$  seviyelerinin enerjilerinin ve toplam  $B(M1)$  değerlerinin deformasyon bağımlılığının incelenmesi ( $130 < A < 200$ ). Doktora Tezi, Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, ss. 3-4, Sakarya.

Anonim1, 2014. Web sitesi: <http://www.nndc.bnl.gov/>. Erişim Tarihi: 25.12.2014.

Anonim2, 2015. Web sitesi: <https://www.ikp.uni-koeln.de/misc/doc/Tv-user-manual/archive/Tv-user-manual.pdf>. Erişim Tarihi: 20.06.2015.

ARYA, A.P. 1966. Fundamental of nuclear physics. Allyn and Bacon, Boston, USA, 646p.

AVDEENKOV, A.V. and KAMERDZHIEV, S.P. 2009. Pygmy dipole resonance in nuclei. *Physics of Atomic Nuclei*, 72: 1332.

BADALOV, V.H., AHMADOV, H.I. and AHMADOV, A.I. 2009. Analytical solutions of the Schrödinger equation with the Woods–Saxon potential for arbitrary  $\ell$  state. *Int. J. Mod. Phys. E*, 18: 631.

BALDWIN, G.C. and KLAIBER, G.C. 1947. Photo-fission in heavy elements. *Phys. Rev.* 71: 3-10.

BARTHOLOMEW, G.A. 1961. Neutron capture gamma rays. *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 11: 259.

- BAUWENS, F., BRYSSINCK, J., FRENNE, D.D., GOVAERT, K., GOVOR, L., HAGEMANN, M., HEYSE, J., JACOBS, E., MONDELAERS, M. and PONOMAREV, V.Y. 2000. Dipole transitions to bound states in  $^{56}\text{Fe}$  and  $^{58}\text{Ni}$ . *Phys. Rev. C*, 62: 024302.
- BAYKAL, S. 2007. Yeni tip gama dedektörleri ve iz sürme tekniği. Yüksek Lisans Tezi, Ankara Üniversitesi, ss. 14-15, Ankara.
- BAYRAK, O. and ACIKSOZ, E. 2014. Corrected analytical solution of the generalized Woods–Saxon potential for arbitrary  $\ell$  states. *Phys. Scr.* 90: 015302.
- BENOUARET, N., *et al.* 2009. Dipole strength in  $^{89}\text{Y}$  up to the neutron-separation energy. *Phys. Rev. C*, 79: 014303.
- BERG, U.E.P., *et al.* 1984. Photoexcitation of low-lying collective states in  $^{56,158,160}\text{Gd}$ . *Phys.Lett. B*, 149: 59-63.
- BERKDEMİR, C., BERKDEMİR, A. and SEVER, R. 2005. Polynomial solutions of the Schrödinger equation for the generalized Woods-Saxon potential. *Phys. Rev. C*, 72: 027001.
- BERKDEMİR, C., BERKDEMİR, A. and SEVER, R. Polynomial solutions of the Schrödinger equation for the generalized Woods-Saxon potential. *Phys. Rev. C*, 74: 039903(E).
- BOHLE, D., RICHTER, A. STEFFEN, W., DIEPERINK, A.E.L., IUDICE, Lo N., PALUMBO, F. and SCHOLTEN, O. 1984. New magnetic dipole excitation mode studied in the heavy deformed nucleus  $^{156}\text{Gd}$  by inelastic electron scattering. *Phys. Lett.*, 137B: 1,2.
- BOHLE, D., *et al.* 1986. Distribution of orbital magnetic dipole strength in  $^{156}\text{Gd}$ . *Nucl. Phys. A*, 458: 205.
- BOHR, A. 1952. The coupling of nuclear surface oscillations to the motion of individual nucleons. *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, 26(14): 1-40.

- BOHR, A. and MOTTELSON, B. 1955. Moments of inertia of rotating nuclei. *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, 30(1): 1-24.
- BOHR, A. and MOTTELSON, B. 1969. Nuclear Structure, W.A. BENJAMİN, v.1, NewYork.
- BOHR, A. and MOTTELSON, B. 1975. Nuclear structure, W.A. Benjamin, v.2, NewYork.
- BORTIGNON, P.F., BRACCO, A., and BROGLIA, R.A. 1998, Giant resoanances: nuclear structure at finite temperature. First Edition, Harwood Acaddemic Publishers, India.
- BUSSING, M. A., BUSSING, M. A., ELVERS, M., ENDERS, J., HASPER, J., ZILGES, A., FRITZSCHE, M., LINDENBERG, K., MUELLER, S., SAVRAN, D. and SONNABEND, K. 2008. Parity assignments in  $^{140}\text{Ce}$  up to 7 MeV using compton polarimetry. *Phys. Rev. C*, 78: 044309.
- ÇINAR, E. 2013. Nötron bakımından zengin atom çekirdeklerinde dev çoklu rezonansların incelenmesi. Yüksek Lisans Tezi, Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, ss. 13-14, İstanbul.
- ENDERS, J., *et al.* 1998. Photon scattering off  $^{52}\text{Cr}$ : Two-phonon E1 strength at the  $N = 28$  shell closure. *Nucl. Phys. A*, 636: 139.
- ERHARD, M., JUNGHANS, A.R., NAIR, C., SCHWENGER, R., BEYER, R., KLUG, J., KOSEV, K., WAGNER, A. and GROSSE E. 2010. Experimental study of the electric dipole strength in the even Mo nuclei and its deformation dependence. *Phys. Rev. C*, 81: 034319.
- FRANSEN, C., *et al.* 2003. Comprehensive studies of low-spin collective excitations in  $^{94}\text{Mo}$ . *Phys. Rev. C*, 67: 024307.
- GABRAKOV, S.I., KULIEV, A.A., PYATOV, N.I., SALAMOV, D.I., SCHUIZ, H. 1972. Collective  $1^+$  states in double even deformed nuclei. *Nucl. Phys. A*, 182: 625-633.



- GOEKE, K. and SPETH, J., 1982. Theory of giant resonances. *Annual Review of Nuclear and particle Science*, 32: 65-115.
- GOLDHABER, M. and ELLER, E. 1948. On nuclear dipole vibrations. *Phys. Rev.*, 74: 1046-1049.
- GOVAERT, K., BAUWENS, F., BRYSSINCK, J., De FRENNE, D., JACOBS, E., MONDELAERS, W., GOVOR, L. and Yu. PONOMAREV, V. 1998. Dipole excitations to bound states in  $^{116}\text{Sn}$  and  $^{124}\text{Sn}$ . *Phys. Rev. C*, 57: 2229.
- GÜMÜŞ, E. 2011. Cr, Fe, Cu ve Zn geçiş elementlerinin oluşturduğu bazı bileşiklerin K kabuğu floresans parametreleri üzerine kimyasal etki. Yüksek Lisans Tezi, Pamukkale Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, ss. 29-37, Denizli.
- HARAKEH, M.N. and WOUDE, A. 2001. Giant resonances: fundamental high frequency modes of nuclear excitation. First edition, Oxford University press, New York.
- HARTMANN, T., ENDERS, J., MOHR, P., VOGT, K., VOLZ, S. and ZILGES, A. 2000. Measurement of the dipole and electric quadrupole strength distributions up to 10 MeV in the doubly magic nuclei  $^{40}\text{Ca}$  and  $^{48}\text{Ca}$ . *Phys. Rev. Lett.*, 85: 274.
- HARTMANN, T., BABILON, M., KAMERDZHIEV, S., LITVINOVA, E., SAVRAN, D., VOLZ, S. and ZILGES A. 2004. Microscopic nature of the pygmy dipole resonance: the stable Ca isotopes. *Phys. Rev. Lett.*, 93: 192501.
- HATADA, K., HAYAKAWA, K. and PALUMBO, F. 2011. Scissors modes: the first overtone. *Phys. Rev. C*, 84: 011302.
- HUG, F. *et al.* 2011. Operational Findings and upgrade plans on the superconducting electron accelerator S–DALINAC. *Proc. of PAC 2011*, New York.
- IACHELLO, F. 1981. Electron scattering in the interacting boson model. *Nucl. Phys. A*, 358: 89-112.

- IUDICE, Lo N. and PALUMBO, F. 1978. New isovector collective modes in deformed nuclei. *Phys. Rev. Lett.*, 41: 1532-1534.
- İNÇİ, İ 2010. Orta-ağır ve ağır kütleli çift-çift çekirdeklerde kuantum faz geçişlerinin incelenmesi. Doktora Tezi, Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, ss. 13-15, Kayseri.
- ISAAK, J., *et al.* 2011. Investigation of low-lying electric dipole strength in the semimagic nucleus  $^{44}\text{Ca}$ . *Phys. Rev. C*, 83: 034304.
- İKOT, A.N. and AKPAN I.O. 2012. Bound state solutions of the Schrödinger equation for a more general Woods–Saxon potential with arbitrary  $\ell$ -state. *Chin. Phys. Lett.*, 29: 090302.
- KANSU, M.O. 2013. Deforme bazı astrofizik çekirdeklerin kollektif Modele Göre incelenmesi. Yüksek Lisans Tezi, Gazi üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, ss. 5-6, Ankara.
- KNEISSL, U., PITZ, H. and ZILGES, A. 1996. Investigation of nuclear structure by resonance fluorescence scattering. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 37: 349.
- KNEISSL, U., PIETRALLA, N. and ZILGES, A. 2006. Low-lying dipole modes in vibrational nuclei studied by photon scattering. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 32: 217.
- KNOLL, G. 2010. Radiation detection and measurement. John Wiley and Sons, New York.
- KOÇAK, G. 2005. Nükleer kümelenme: nükleer reaksiyon ve yapı formalizmine uygulanması. Yüksek Lisans Tezi, Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, ss. 12-39, Kayseri.
- KRANE, K.S. 1987. Introductory Nuclear Physics. John Wiley and Sons press, New York.

- KROLL, G., *et al.* 2012. Scissors Mode in Gd Nuclei. *EPJ Web of Conferences*, 21: 04005.
- KRUMBHOLZ, A.M., *et al.* 2015. Low-energy electric dipole response in  $^{120}\text{Sn}$ . *Phys. Rev. Lett.*, 744: 7-12.
- MASSARCZYK, R., *et al.* 2012. Electromagnetic dipole strength of  $^{136}\text{Ba}$  below the neutron separation energy. *Phys. Rev. C*, 86: 014319.
- METZGER, F.R. 1959. Resonance fluorescence in Nuclei. *Prog. in Nucl. Phys.*, 7: 53.
- MOHAN, R., DANOS, M., and BIEDENHARN, L.C. 1971. Three-fluid hydrodynamical model of nuclei. *Phys. Rev. C*, 3: 1740-1749.
- NIKIFOROV, A.F. and UVAROV, V.B. 1988. Special functions of mathematical physics, Basel; Boston: Birkhäuser.
- ÖZEL, B., ENDERS, J., VON NEUMAN COSEL, P., POLTORATSKA, I., RICHTER, A., SAVRAN, D., VOLZ, S. and ZILGES, A. 2007. Systematics of the pygmy dipole resonance in stable tin isotopes from resonant photon scattering. *Nucl. Phys. A*, 788: 385.
- ÖZEL, B. 2008. Study Of The  $^{112,120}\text{Sn}(\gamma, \gamma')$  Reaction and Systematics of The Pygmy Dipole Resonance At The  $Z = 50$  Shell Closure. Ph.D. Thesis, University of Cukurova, pp. 16, Adana.
- PEKERIS, C.L. 1933. The Rotation-Vibration Coupling in Diatomic Molecules. *Phys. Rev.*, 45: 98.
- PIETRALLA, N., VON BRENTANO, P., HERZBERG, R.D., KNEISSL, U., MARGRAF, J., MASER, H., PITZ, H.H. and ZILGES, A. 1995. Correlation between low-lying M1 and F.2 strength in heavy rare earth nuclei. *Phys. Rev. C*, 52: 2317.

- PIETRALLA, N., *et al.* 1999. Transition rates between mixed symmetry states: first measurement in  $^{94}\text{Mo}$ . *Phys. Rev. Lett.*, 83: 1303.
- PITZ, H.H., BERG, U.E.P., HEIL, R.D., KNEISSL, U., STOCK, R., WESSELBORG, C. and BRENTANO, P. 1989. Systematic study of low-lying dipole excitations in  $^{156,158,160}\text{Gd}$  by photon scattering. *Nucl. Phys. A*, 492: 411.
- RANGACHARYULU, C., Richter, A., Wortche, H.J., Ziegler, W. and Casten, R.F. 1991. Strong correlation and saturation of E2 and M1 transition strengths in even-even rare–earth nuclei. *Phys. Rev. C*, 43: 949.
- RICHTER, A. 1995. Probing the nuclear magnetic dipole response with electrons, photons and hadrons. *Progr. Part. Nucl. Phys.*, 34: 261-284.
- ROMIG, C., *et al.* 2013. Low-lying dipole strength of the open-shell nucleus  $^{94}\text{Mo}$ . *Phys. Rev. C*, 88: 044331.
- ROMIG, C. 2015. Investigation of Nuclear Structure with Relative Self-Absorption Measurements. Ph.D. Thesis, Technischen Universität Darmstadt, pp. 62, Darmstadt.
- RUSEV, G., SCHWENGER, R., BEYER, R., ERHARD, M., GROSSE, E., JUNGHANS, A.R., KOSEV, K., NAIR, C., SCHILLING, K.D., WAGNER, A., Döna, F. and S. Frauendorf 2009. Enhanced electric dipole strength below particle-threshold as a consequence of nuclear deformation. *Phys. Rev. C*, 79: 061302(R).
- SATCHLER, G.R. 1983. Introduction to Nuclear Reaction, The Macmillon Press Ltd., Oxford.
- SAVRAN, D., FRITZSCHE, M., HASPER, J., LINDENBERG, K., MÜLLER, S., Yu. PONOMAREV, V., SONNABEND, K. and ZILGES, A. 2008. Fine structure of the pygmy dipole resonance in  $^{136}\text{Xe}$ . *Phys. Rev. Lett.*, 100: 232501.
- SAVRAN, D., *et al.* 2011. Fragmentation and systematics of the pygmy dipole resonance in the stable  $N = 82$  isotones. *Phys. Rev. C*, 84: 024326.

- SCHWENGER, R., *et al.* 2007. Dipole response of  $^{88}\text{Sr}$  up to the neutron-separation energy. *Phys. Rev. C*, 76: 034321.
- SCHWENGER, R., *et al.* 2008. Pygmy dipole strength in  $^{90}\text{Zr}$ . *Phys. Rev. C*, 78: 064314.
- SCHWENGER, R., *et al.* 2013. Pygmy dipole strength in  $^{86}\text{Kr}$  and systematics of  $N = 50$  isotones. *Phys. Rev. C*, 87: 024306.
- SONNABEND, K., *et al.* 2011. The Darmstadt High-Intensity Photon Setup (DHIPS) at the S-DALINAC. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 640: 6.
- SPIEKER, M., *et al.* 2016. The pygmy quadrupole resonance and neutron-skin modes in  $^{124}\text{Sn}$ . *Phys. Rev. Lett.*, 752: 102-107.
- VOLZ, S., TSONEVA, N., BABILON, M., ELVERS, M., HASPER, J., HERZBERG, R.D., LENSKE, H., LINDENBERG, K., SAVRAN, D. and ZILGES, A. 2006. The photoresponse of stable  $N = 82$  nuclei below 10 MeV. *Nucl. Phys. A*, 779: 1.
- WONG, T. 1990. Giant Resonances. Second Edition, Oxford University, Oxford.
- ZIEGLER, W., RANGACHAYULU, C., RICHTER, A. and SPIELER, C. 1990. Orbital magnetic dipole strength in  $^{148,150,152,154}\text{Sm}$  and nuclear deformation. *Phys. Rev. Lett.*, 65: 2515-2518.
- ZIEGLER, A., VOLZ, S., BABILON, M., HARTMANN, T., MOHR, P. and VOGT, K. 2002. Concentration of electric dipole strength below the neutron separation energy in  $N = 82$  nuclei. *Phys. Rev. Lett.*, 542: 43-38.
- YANG, F. and HAMILTON, J.H. 2010. Modern Atomic and Nuclear Physics, World Scientific, Chicago.
- YOLDIRM, Z. 2009. Deforme çekirdeklerde makas mod seviyelerinin beta bozunum ve elektromanyetik geçiş özelliklerinin incelenmesi. Doktora Tezi, Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, ss. 3-4, Sakarya.

YÜKSEL, E. 2011. Nötron bakımından zengin hafif ve ağır atom çekirdeklerinde Skyrme etkileşmesini kullanarak küçüme dipol rezonanslarının incelenmesi. Yüksek Lisans Tezi, Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, ss. 16-17, İstanbul.

## ÖZGEÇMİŞ

### Kişisel Bilgiler

Adı Soyadı: Esra Açıksöz  
Doğum tarihi: 1986  
Doğum yeri: Söke  
Adres: Akdeniz Üniversitesi Fizik Bölümü  
07058 Antalya, Turkey  
Telefon: +90 507 535 2112  
Email: eaciksoz@akdeniz.edu.tr

### Eğitim Bilgileri

2011 - present	Doktora Fizik Bölümü Akdeniz Üniversitesi	Ph.D. Department of Physics Akdeniz University
2008 - 2011	Yüksek Lisans Fizik Bölümü Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi	M.Sc. Department of Physics Çanakkale Onsekiz Mart University
2004 - 2008	Lisans Fizik Bölümü Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi	Bachelor of Physics Department of Physics Çanakkale Onsekiz Mart University

### Akademik Ünvanlar/Görevler

2011 - Araştırma Görevlisi Akdeniz Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik Bölümü.

### Desteklenen Projeler

"Kiral Unitari Yaklaşımda Işınsal Rho ve Phi Mezon Bozunumları", BAP Araştırma Projesi, 2010/172, Araştırmacı, 2011.

"Hafif ve Orta Ağır Bölgedeki Kararlı Çekirdeklerin ( $\gamma, \gamma'$ ) Reaksiyonlarının Eş Zamanlı Ölçümlerinin Yapılması", TÜBİTAK-2214/A Yurtdışı Doktora Sonrası Araştırma Bursu Programı, Araştırmacı, 2014-2015.

## Yayınlar

1. BAYRAK, O. and ACIKSOZ, E. 2015. Corrected analytical solution of the generalized Woods-Saxon potential for arbitrary  $\ell$  states. *Phys. Scr.*, 90: 015302.
2. KUCUK, Y. and ACIKSOZ, E. 2016. Target-charge dependence of the breakup coupling effects in the elastic scattering of 8B. *Eur. Phys. J. A*, 52 (4): 98.
3. ACIKSOZ, E., BAYRAK, O. and SOYLU, A. 2016. Binding energy of the donor impurities in GaAs-Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As quantum well wires with Morse potential in the presence of electric and magnetic fields. *Chin. Phys. B*, 25 (10): 100302.
4. ACIKSOZ, E., BAYRAK, O. and SOYLU, A. 2015. Effect of external fields on the energies of hydrogenic donor with the anharmonic confinement potential. *Physica B-Condensed Matter*, 456: 339-343.
5. CAPPUZZELLO, F., *et al.* 2016. The nuclear matrix elements of  $0\nu\beta\beta$  decay and the NUMEN project at INFN-LNS. *J. Phys. Conf. Ser.*, 730 (1): 012006.
6. ACIKSOZ, E. and KUCUKARSLAN, A. 2012. Different Contributions of the Decay  $\rho \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ . *J. Phys.: Conf. Ser.*, 348: 012017.