

T.C.  
YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

<sup>156</sup>Gd DEFORME ÇEKİRDEĞİNİN DÜŞÜK MODLU DİPOL  
GÜCÜNÜN DENEYSEL OLARAK İNCELENMESİ

Makbule TAMKAŞ

DOKTORA TEZİ  
Fizik Anabilim Dalı  
Fizik Programı

Danışman  
Doç. Dr. Ayşe DURUSOY

Eş-Danışman  
Dr. Deniz SAVRAN

Temmuz, 2019

**T.C.**  
**YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ**  
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**<sup>156</sup>Gd DEFORME ÇEKİRDEĞİNİN DÜŞÜK MODLU DİPOL GÜCÜNÜN  
DENEYSEL OLARAK İNCELENMESİ**

Makbule TAMKAŞ tarafından hazırlanan tez çalışması 24.07.2019 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı Fizik Programı **DOKTORA TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Doç. Dr. Ayşe DURUSOY  
Yıldız Teknik Üniversitesi  
Danışman

Dr. Deniz SAVRAN  
Mainz University  
Eş-Danışman

**Jüri Üyeleri**

Doç. Dr. Ayşe DURUSOY, Danışman  
Yıldız Teknik Üniversitesi

Prof. Dr. Kutsal BOZKURT, Üye  
Yıldız Teknik Üniversitesi

Prof. Dr. İskender A. REYHANCAN, Üye  
İstanbul Teknik Üniversitesi

Prof. Dr. R. Burcu ÇAKIRLI, Üye  
İstanbul Üniversitesi

Prof. Dr. Ali TUTAY, Üye  
İstanbul Üniversitesi

---

---

---

---

---

Danışmanım Doç. Dr. Ayşe DURUSOY sorumluluğunda tarafımca hazırlanan <sup>156</sup>Gd Deforme Çekirdeğinin Düşük Modlu Dipol Gücünün Deneysel Olarak İncelenmesi başlıklı çalışmada veri toplama ve veri kullanımında gerekli yasal izinleri aldığımı, diğer kaynaklardan aldığım bilgileri ana metin ve referanslarda eksiksiz gösterdiğimi, araştırma verilerine ve sonuçlarına ilişkin çarpıtma ve/veya sahtecilik yapmadığımı, çalışmam süresince bilimsel araştırma ve etik ilkelerine uygun davrandığımı beyan ederim. Beyanımın aksinin ispatı halinde her türlü yasal sonucu kabul ederim.

Makbule TAMKAŞ

İmza



Bu çalışma, Yıldız Teknik Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Koordinatörlüğü'nün Doktora 2015-01-01-DOP03 numaralı projesi ve Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurulu (TÜBİTAK) 2214-A Burs Programı ile desteklenmiştir.

*Anneme ithafen*



## TEŞEKKÜR

---

Bu çalışmanın danışmanlığını yürüten sevgili hocam Doç. Dr. Ayşe Durusoy'a teşekkürü bir borç bilirim. Kendisi lisans ve yüksek lisans çalışmalarına yaptığı danışmanlıklardan sonra doktora sürecimde de bana danışmanlık yaparak maddi ve manevi destekçilerimden biri olmuştur. Birlikte geçirdiğimiz dokuz yıllık akademik hayatımızda bana yol gösterdiği için, beni her zaman desteklediği için, yeri geldiğinde bir arkadaş gibi verdiği nasihatlar için kısacası her şey için sonsuz teşekkürler.

Bir diğer büyük teşekkürüm ise akademik hayatıma yön veren bana Almanya ve Amerika'da çalışma fırsatı veren bu özgün tez çalışmasını yapmamı sağlayan tezimin eş danışmanlığını yürüten Dr. Deniz Savran'a dır. GSI araştırma merkezinde kendisinin danışmanlığı altında bu çalışmayı yapmamı sağladığı için, orada bulunduğum 16 aylık süreçte bu alanda kendimi geliştirmem için Dresden Helmholtz Center'da yapılan deneylere ve Duke Üniversitesi'nde yapılan deneylere katılmam için yaptığı maddi ve manevi destekleri için, her koşulda desteğini esirgemediği için sonsuz teşekkürler.

GSI araştırma merkezindeki grup arkadaşlarım Johann Isaak, Bastian Löher ve Joel Silva'ya bana sergiledikleri sıcak arkadaşlıkları için, özellikle Johann Isaak'a çalışmam boyunca yaptığı yardımları için yayınıma yaptığı katkılar için ayrıca teşekkür ederim.

Yıldız Teknik Üniversitesi hocalarımdan Öğr. Gör. Dr. Özgür Akçalı ve Prof. Dr. Kutsal Bozkurt hocalarıma da bana sağladıkları manevi destek ve özellikle Kutsal hocamın sağladığı ofis ortamı için ayrıca teşekkür ederim. Desteğini esirgemeyen tüm hocalarıma da sonsuz teşekkürler.

Bu çalışmanın gerçekleşmesinde her zaman yanımda olan, manevi desteklerini esirgemeyen Özge Özgür, Meryem Yıldırım Şeker ve Caner Çelik başta olmak üzere tüm arkadaşlarıma çok teşekkür ederim. İyi ki varsınız.

En büyük teşekkürüm hayatımdaki varlığı ile bana güç veren, doğumumdan bugünüme dek beni yalnız bırakmayan her zaman en büyük destekçim olan, her düştüğümde beni kaldıran, iyikim, annem Nurten Tamkaş'adır.

Makbule TAMKAŞ

# İÇİNDEKİLER

<b>SİMGE LİSTESİ</b>	<b>viii</b>
<b>KISALTMA LİSTESİ</b>	<b>ix</b>
<b>ŞEKİL LİSTESİ</b>	<b>x</b>
<b>TABLO LİSTESİ</b>	<b>xii</b>
<b>ÖZET</b>	<b>xiii</b>
<b>ABSTRACT</b>	<b>xiv</b>
<b>1 Giriş</b>	<b>1</b>
1.1 Literatür Özeti . . . . .	1
1.2 Tezin Amacı . . . . .	2
1.3 Hipotez . . . . .	2
<b>2 Teorik Temeller</b>	<b>3</b>
2.1 Cüce Dipol Rezonans . . . . .	3
2.2 Nükleer Rezonans Flüoresans Metod (NRF) . . . . .	6
2.3 Seçim Kuralları . . . . .	7
2.4 Tesir Kesiti . . . . .	8
2.5 Yayınlanan Fotonların Açısız Dağılımı . . . . .	10
<b>3 Deneysel Düzenek</b>	<b>19</b>
3.1 S-DALINAC . . . . .	19
3.1.1 DHIPS . . . . .	20
3.2 HI $\gamma$ S . . . . .	21
3.2.1 $\gamma^3$ Düzenegi . . . . .	22
3.2.2 Veri Toplama Sistemi (DAQ) . . . . .	24
<b>4 Veri Analizi</b>	<b>26</b>
4.1 Detektör Tepkisi Silme . . . . .	26
4.2 Seviye ve $\gamma$ -Işın Enerjisi . . . . .	28

4.3	Reaksiyon Oranı ve Pik Alanı . . . . .	28
4.4	Foton Akısı . . . . .	30
4.4.1	DHIPS . . . . .	30
4.5	H $\gamma$ S . . . . .	31
4.6	Bireysel Seviye Analizi (State-to-state) . . . . .	32
4.6.1	Bireysel Tesir Kesit . . . . .	34
4.6.2	Spin-Parite Kuantum Sayıları . . . . .	34
4.7	Ortalama Büyüklükler . . . . .	36
4.7.1	Foto-Absorpsiyon Tesir Kesit . . . . .	36
<b>5</b>	<b>Sonuç ve Öneriler</b>	<b>41</b>
5.1	Bireysel Seviye Analiz Sonuçları . . . . .	41
5.1.1	<sup>156</sup> Gd çekirdeği için spin-parite quantum sayıları . . . . .	41
5.2	Bireysel Tesir Kesit Sonuçları . . . . .	41
	<b>Kaynakça</b>	<b>46</b>
	<b>Tezden Üretilmiş Yayınlar</b>	<b>52</b>



## SİMGE LİSTESİ

---

W	Açısal Dağılım
L	Açısal Momentum
A	Aktivite
$\varepsilon$	Asimetri
E	Enerji
$\gamma$	Gama
$\Gamma$	Geçiş Genişliği
B	Geçiş Gücü
$\hbar$	h sabiti
c	Işık Hızı
I	İntegre Tesir Kesit
$\pi$	Parite
N	Pik Alanı
J	Spin
$\sigma$	Tesir Kesit

## KISALTMA LİSTESİ

---

DHIPS	Darmstadt Yüksek Yoğunluklu Foton Düzenegi
FWHM	Yarı yükseklikteki Tam Genişlik
HI $\gamma$ S	Yüksek Yoğunluklu $\gamma$ -ışın Düzenegi
IVGDR	İzovektör Elektrik Dev Dipol Rezonansı
NRF	Nükleer Rezonans Flöresans
PDR	Cüce Dipol Rezonans
QPM	Yarı-parçacık Phonon modeli
S-DALINAC	Süperiletken Darmstadt Elektron Lineer Hızlandırıcı

## ŞEKİL LİSTESİ

Şekil 2.1	N=82 izotonları için B/E1 güç dağılımı(Deney sonuçları (a) - (e) panallerinde gösterilirken, karşılık gelen QPM hesaplamaları (f) - (j)' de verilmektedir [56].) . . . . .	4
Şekil 2.2	Coulomb uyarma deneylerinden elde edilen kararsız Sn ve Sb için ters kinematikte elektrik dipol gücü dağılımı[29] . . . . .	5
Şekil 2.3	Nükleer Rezonans Flüoresans şematik gösterimi . . . . .	7
Şekil 2.4	İki fotonun $\gamma - \gamma$ korelasyonu için koordinat sisteminin gösterimi, nükleer seviyenin bozunumunda yayılan foton ışınları(yeşil oklar), lineer olarak polarize edilmiş bir foton ışınıyla (sarı ok) uyarılan nükleer seviyenin bozunumunda yayılan foton ışınları (yeşil oklar)(Metinde daha ayrıntılı bir açıklama verilmiştir[54].) . . . . .	13
Şekil 2.5	Lineer polarize foton ışınları kullanarak $^{156}Gd$ gibi çift-çift çekirdekler için NRF ölçümleri ile ilgili spin dizileri için açısız dağılımlar[54] . . . . .	14
Şekil 2.6	Lineer polarize foton ışınları kullanarak $^{156}Gd$ gibi çift-çift çekirdekler için NRF ölçümleri ile ilgili spin dizileri için açısız dağılımlar.[54] . . . . .	15
Şekil 2.7	$(0^+ \xrightarrow{1^-} \gamma_1 \rightarrow 2^+ \xrightarrow{\gamma_2} 0^+)$ ve $(0^+ \xrightarrow{1^+} \gamma_1, \delta_1=0 \rightarrow 2^+ \xrightarrow{\gamma_2} 0^+)$ örnekleri için ardışık iki foton $\gamma_1$ ve $\gamma_2$ arasındaki açısız ilişki( $\gamma_1$ 'in yönlü açısız ilişkisi, $\gamma_2$ 'nin gözlem yönüne $(\vartheta, \varphi)$ bağlı olarak değişir (kırmızı kesikli ok).) . . . . .	18
Şekil 2.8	$(0^+ \xrightarrow{1^-} \delta_1 \rightarrow 2^+ \xrightarrow{(\vartheta, \varphi)} 0^+)$ spin düzeninde karışım oranı $\delta_1$ 'in fonksiyonu olarak $\gamma_2$ 'nin gözlem yönüne göre $\gamma_1$ 'in açısız yönelim ilişkisi(Sadece M1 geçişleri (Pure M1), sadece E1 geçişleri (Pure E1) ve karışım oranları (mixed) gösterilmiştir.) . . . . .	18
Şekil 3.1	S-DALINAC şematik görünümü[59] . . . . .	20
Şekil 3.2	DHIPS şematik düzeni . . . . .	21
Şekil 3.3	HI $\gamma$ S tesisinin şematik gösterimi[61] . . . . .	23
Şekil 3.4	HI $\gamma$ S'deki deney alanının teknik çizimi[59] . . . . .	23

Şekil 3.5	2013 yılındaki deneysel çalışmada kullanılan $\gamma^3$ düzeneğin teknik çizimi (Dört adet LaBr ve dört adet HPGe dedektörü, dönebilen bir çark üzerine monte edilmiştir) . . . . .	24
Şekil 4.1	Bir HPGe dedektörünün 3 MeV (yeşil) ve 7 MeV (mor) foton enerjilerinde dedektör tepkisi simülasyonu . . . . .	27
Şekil 4.2	DHIPS'de $\vartheta=90^\circ$ de kaydedilmiş örnek spektrum ( $^{11}B$ nin bazı enerji değerlerindeki gama pikleri "*" ile gösterilmiştir.) . . . . .	31
Şekil 4.3	DHIPS'de $\vartheta=90^\circ$ de kaydedilmiş örnek spektrum ( $^{11}B$ nin bazı enerji değerlerindeki gama pikleri "*" ile gösterilmiştir.) . . . . .	33
Şekil 4.4	HI $\gamma$ S'deki tüm enerji değerleri için normalize foton akı dağılımı (Veri noktaları, DHIPS deneyinden bilinen tekli durumların tesir kesitleri kullanılarak hesaplanmıştır.) . . . . .	33
Şekil 4.5	4,5 MeV ile 5 MeV arasındaki enerji aralığında $^{156}Gd$ 'nin HPGe spektrumları . . . . .	35
Şekil 4.6	Yarı monokromatik foton ışınları kullanılarak foto absorpsiyon kesitlerinin çıkarılması . . . . .	37
Şekil 4.7	Polarizasyon düzlemine dik olarak yerleştirilmiş HPGe dedektör ile 5.8 MeV foton enerjisinde kaydedilmiş spektrum (üst panel) ve 30 keV kanal genişliğinde toplanmış spektrum (alt panel) örneği . . . .	38
Şekil 4.8	Dedektör tepkisini kaldırmak için düzeltme (unfolding) işleminden önce ve sonra 5.8 MeV ışın enerjisinde HI $\gamma$ S'de dikey ve yatay HPGe dedektörü için ölçülen spektrumlar . . . . .	40
Şekil 5.1	Gözlemlenen bireysel durumlar için asimetri (a) ve düzeltilmiş (unfolded) spektrumları (b) kullanarak her bir ışın enerjisi için ortalama asimetri dağılımı (Her iki durumda da sadece temel seviyeye geçişler ele alınmıştır. Noktalı yatay çizgiler, sırasıyla E1 ve M1 geçişleri için beklenen değerleri işaret eder.) . . . . .	42
Şekil 5.2	B(E1) ve B(M1) uyarma enerjisinin bir fonksiyonu olarak bireysel durumların güç dağılımı . . . . .	43
Şekil 5.3	B(E1) ve B(M1) uyarma enerjisinin bir fonksiyonu olarak bireysel durumların güç dağılımı . . . . .	44

## TABLO LİSTESİ

---

Tablo 4.1	$^{11}B$ hakkında gerekli bilgiler . . . . .	30
Tablo 5.1	$^{156}Gd$ deforme çekirdeği için M1 dipol güçlerinin Referans[67] sonuçları ile karşılaştırılması . . . . .	44



## <sup>156</sup>Gd Deforme Çekirdeğinin Düşük Modlu Dipol Gücünün Deneysel Olarak İncelenmesi

Makbule TAMKAŞ

Fizik Anabilim Dalı

Doktora Tezi

Danışman: Doç. Dr. Ayşe DURUSOY

Eş-Danışman: Dr. Deniz SAVRAN

Bu çalışmada deforme <sup>156</sup>Gd çekirdeğinin düşük modlu dipol gücü, nükleer rezonans floresansı (NRF) yöntemini kullanarak 3.1 MeV'den 6.2 MeV'ye kadar olan enerji bölgesinde incelenmiştir. NRF deneyleri, Darmstadt Teknik Üniversitesi'nde bulunan Darmstadt Yüksek Yoğunluklu Foton Düzenegi'nde (DHIPS) polarize edilmemiş sürekli enerjili bremsstrahlung kullanılarak ve yarı monoenerjitic ve lineer polarize foton ışınlarını kullanarak Duke Üniversitesi'nde Yüksek Yoğunluklu  $\gamma$ -ışını Kaynağı (HI $\gamma$ S) kullanılarak iki aşamada gerçekleştirilmiştir. Her iki deneyin kombinasyonu, elektriksel ve manyetik katkıları ayırmaya ve dar uyarma enerji bölgeleri üzerindeki ortalama büyüklüklerin yanı sıra bireysel uyarılmış durumlar için mutlak geçiş güçlerini belirlemeye izin verir. İncelenen enerji bölgeleri, makas modunun bölgesini ve Cüce Dipol Rezonansının (PDR) düşük enerjili kısmını kapsar. Bu, hem elektrik ve manyetik uyarma modlarının hem de aralarındaki bölgenin NRF yöntemi kullanılarak deforme olmuş bir ağır çekirdekte başarılı bir şekilde çalışıldığı ilk deneydir.

**Anahtar Kelimeler:** nükleer rezonans flüoresans,  $\gamma$ -ışın spektroskopisi, yarı-monokromatik foton kaynağı, deforme çekirdek, foto-absorpsiyon tesir kesiti, dipol güç dağılımı, cüce dipol rezonans, makas mod.

## Experimental Investigation of Low-lying Dipole Strength in Deformed Nucleus $^{156}\text{Gd}$

Makbule TAMKAŞ

Department of Physics  
Doctor of Philosophy Thesis

Advisor: Assoc.Prof. Dr. Ayşe DURUSOY

Co-advisor: Dr. Deniz SAVRAN

The low-lying dipole strength of the deformed nucleus  $^{156}\text{Gd}$  was investigated in the energy region from 3.1 MeV to 6.2 MeV using the method of nuclear resonance fluorescence (NRF). The NRF experiments were performed at the Darmstadt High Intensity Photon Setup (DHIPS) at Technische Universität Darmstadt using unpolarized continuous-energy bremsstrahlung and at the High-Intensity  $\gamma$ -ray Source (HI $\gamma$ S) at Duke University using quasi-monoenergetic and linearly-polarized photon beams. The combination of both experiments allows to separate electric and magnetic contributions and to determine absolute transition strengths for individual excited states as well as averaged quantities over narrow excitation energy regions. The investigated energy regions cover the region of the scissors mode as well as the low-energy part of the Pygmy Dipole Resonance. This is the first experiment where both of these excitation modes as well as the region in between has been successfully studied in a deformed heavy nucleus using the NRF method.

**Keywords:** nuclear resonance fluorescence,  $\gamma$ -ray spectroscopy, quasi-monochromatic photon source, deformed nuclei, photo-absorption cross section, dipole strength distribution, pygmy dipole resonance, scissors mode.

### 1.1 Literatür Özeti

Dipol yanıtı, atom çekirdeğinin temel özelliklerinden birini temsil eder. Çekirdeklerin foton alanıyla etkileşimine hakimdir. Özellikle ağır çekirdeklerdeki düşük enerji kısmı nükleer yapı fiziğinde özel bir öneme sahiptir.

Nükleer modellerin test edilmesi için hem manyetik dipol (M1) hem de elektrik dipol (E1) uyarımları sistematik olarak incelenmiştir. Makas modu olarak adlandırılan deforme çekirdeklerin düşük modlu orbital M1 modu,  $^{156}\text{Gd}$  çekirdeğinde ilk olarak Richter ve arkadaşları tarafından yapılan yüksek çözünürlüklü elektron saçılma deneylerinde gözlemlendi. O zamandan beri, hem deneysel hem de teorik olarak çok sayıda çalışma ile, son rotasyonel[1] uyarılmaların gösterilmesi de dahil olmak üzere, bu modun doğasını anlamaya çalışılmıştır. Günümüzde, makas modu nadir toprak ve aktinit kütle bölgesinde ağır deforme çekirdeklerde genel bir fenomen ve temel bir uyarma modu olarak bilinir. Spin terslenmesi ve makas modları da dahil olmak üzere manyetik dipol uyarımları hakkında mevcut bilgiler yakın zamanda kapsamlı bir derleme makalesinde özetlenmiştir.

Atom çekirdeğindeki dipol kuvvetinin elektrik kısmına, tamamen izovektör elektrik dev dipol rezonansı (IVGDR) hakimdir. IVGDR'nin enerji aralığı, çekirdeğin kütlesine bağlı olarak, 10 MeV ile 20 MeV arasındaki nötron ayrılma enerjisinin oldukça üzerindedir. Bununla birlikte, nötron ayrılma enerjisinin altında, düşük modlu elektrik dipol gücünün varlığı bir çok çekirdekte gözlemlenmiştir. Bu mod genellikle Cüce Dipol Rezonans (PDR) olarak adlandırılır[2–4]. PDR'nin genel bir makroskopik yorumu, bir izospin doymuş çekirdeğe karşı aşırı nötronların faz dışı salınımıdır. PDR'nin yapısını ve bütünlüğünü incelemek için mikroskobik modeller geliştirilmiştir; genel bir bakış için bkz. Deneysel bakış açısından, PDR birçok çekirdekte çeşitli deneylerle araştırılmıştır. Nükleer rezonans floresans (NRF) metodu PDR araştırmalarında öncü bir rol oynamıştır. Şimdiye kadar, PDR çoğunlukla yarı-sihirli çekirdeklerde veya kapalı kabuklara yakın çekirdeklerde araştırılmıştır. Yeni bir derleme makalede



PDR'deki deneysel çalışmalar özetlenmiştir. İlk araştırmalar orta dereceli kuadropol deformasyona sahip çekirdekler üzerinde yapılmıştır. Bununla birlikte, kuvvetli bir şekilde deforme olmuş çekirdeklerde PDR hakkında deneysel bilgi ve bunun deformasyon derecesine bağlılığı mevcut değildir.

## 1.2 Tezin Amacı

Çok parçacıklı bir sistem olan çekirdek içi etkileşimlerin ve yapısının anlaşılması günümüzde nükleer fizik alanında en önemli problemlerden biridir. Kararlılık vadisi civarında çekirdeklerin yapısı hakkındaki deneysel ve teorik veriler uyum içerisinde olmasına rağmen, kararlılık vadisi dışında nükleon-nükleon etkileşiminin gelişimi ve çekirdeklerin yapısı hakkındaki bilgilerimiz oldukça kısıtlıdır. Ancak son yıllarda deneysel nükleer fizik alanında meydana gelen gelişmelerle birlikte çekirdeklerin yapılarının ve davranışlarının incelenmesi hız kazanmıştır. Bu bağlamda atom çekirdeğinin temel özelliklerinden biri olan dipol yanıtı (response) üzerine yapılan araştırmalar oldukça önemlidir ve deforme çekirdekler üzerine yapılmış çalışmalar sınırlı sayıdadır. Bu tez kapsamında  $^{156}\text{Gd}$  deforme çekirdeğinde hem manyetik dipol (M1) hem de elektrik dipol (E1) uyarımları incelenerek literatüre katkı sağlamak bu tezin en büyük amacıdır.  $^{156}\text{Gd}$  çekirdeğinin düşük modlu E1 uyarımları bu çalışma ile ilk kez incelenerek literatürde var olan açık bu çalışma ile kapatılacaktır.

## 1.3 Hipotez

Deforme çekirdeklerin PDR dağılımı ile ilgili deneysel verinin bulunmadığından bahsetmiştik. Var olan teorik çalışmaların gösterdiği sonuçlardan beklenen bulgular küresel çekirdeklerin B(E1) bireysel geçiş gücüne göre deforme çekirdeklerin geçiş güçlerinin daha düşük olacağıdır.

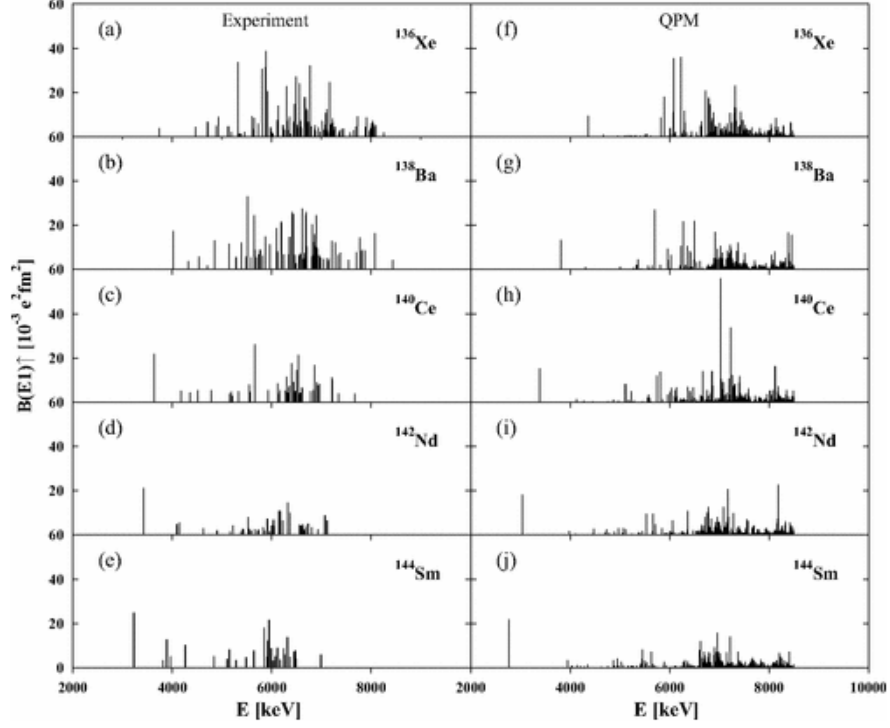
## 2 Teorik Temeller

---

### 2.1 Cüce Dipol Rezonans

1960'ın başlarında gerçekleştirilen nötron yakalama reaksiyonları izovektör dev dipol rezonans (IVGDR)'in düşük enerji bölgesinde multipol güç (strength) yoğunluğu oluşumuna yol açmıştır[5, 6]. Yaklaşık 10 yıl sonrasında Mohan ve arkadaşları bu düşük modlu güçlerin üç akışkanlı hidrodinamik model içinde IVGDR' yi tanımlamak için tanıtılan iki akışkanlı modelin uzantısı olarak yorumladı. Bu akışkanların ikisi sırasıyla, aynı miktarda proton ve nötrondan oluşurken, üçüncü akışkan kalan aşırı nötronlar tarafından verilir. Bu modelde iki bağımsız elektrik dipol modu otomatik olarak üretilir. Biri bütün protonların nötronlara karşı güçlü bir faz dışı salınımı olan IVGDR, diğeri ise aşırı nötronların izospin-doymuş ( $N = Z$ ) proton-nötron çekirdeğine karşı salındığı daha düşük enerjide çok daha zayıf bir elektrik dipol uyarımdır. Cüce (Pygmy) terimi, bu düşük modlu E1 gücünün iyi bilinen IVGDR rezonans yapısı ile karşılaştırılmasından oluşmuştur.

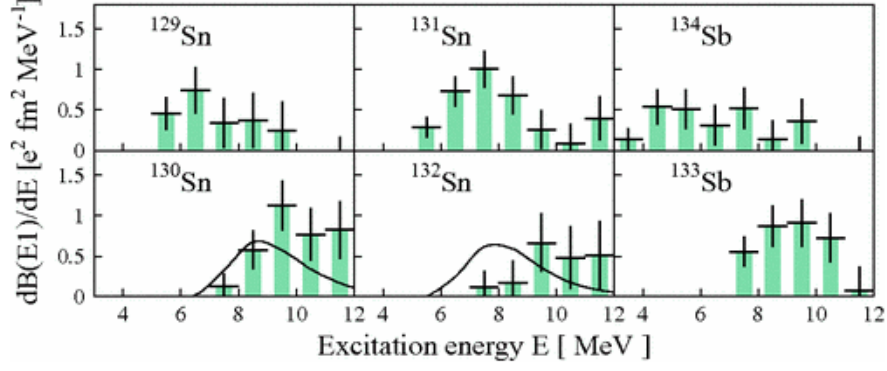
Daha ötesi, işaretli (tagged) fotonların kullanıldığı foto-indüklenmiş reaksiyonlar[7–9], birçok çekirdek için nötron eşliğinin yakınında E1 gücünün arttığına işaret eden deneysel veri miktarını arttırmaktadır. Yüksek çözünürlüklü Germanyum detektörlerin bulunması da PDR'in yapısının anlaşılması, yani nötron eşik enerjisi altındaki enerjilerde state-to-state analizlerinin daha iyi yapılmasını daha uygun hale getirmiştir. Yüksek çözünürlüklü ilk NRF deneyleri  $^{140}\text{Ce}$ [2] ve  $^{138}\text{Ba}$ [10] çekirdekleri üzerine Herzberg ve arkadaşları,  $^{116}\text{Sn}$  ve  $^{124}\text{Sn}$  kalay izotopları üzerine Govaert ve arkadaşları[11] tarafından yapılmıştır. Foton kaynağı olarak sürekli enerjili bremsstrahlung fotonlarının kullanıldığı bu deneyler, daha önce bahsedilen tagged fotonların kullanıldığı deneylerinden[7–9] elde edilen sonuçlara göre elektrik karakterli kuvvetli dipol uyarılmalarının tüm çekirdeklere olduğunu göstermiştir. PDR' in dağılımı üzerinde ilk sistematik çalışma kararlı  $N=82$  izotonları üzerinde yapılmış[3, 12, 13] ve yarı-parçacık phonon modeli (QPM) hesaplamaları ile karşılaştırılmıştı[14]. Şekil 2.1'de, Referans[13] da verilen  $N=82$  verileri için derleme bir çizim görülmektedir. Genel güç dağılımı makul olarak iyi bir şekilde üretilirken



Şekil 2.1 N=82 izotonları için B/E1 güç dağılımı (Deney sonuçları (a) - (e) panellerinde gösterilirken, karşılık gelen QPM hesaplamaları (f) - (j)' de verilmektedir [56].)

QPM hesaplamalarında dağılım konumu biraz daha yüksek uyarılma enerjilerine kaymaktadır. Son yirmi yılda, farklı araştırma tesislerindeki yüksek çözünürlüklü NRF deneylerinin büyük bir çoğunluğu dipol güç dağılımını araştırmak, nötron ayrılma enerjisi civarındaki foto-uyarılmış seviyelerin uyarılma bitiş özelliklerini incelemek için gerçekleştirilmiştir. Sonuç olarak, nükleer vadi boyunca kararlı çekirdekler sistematik olarak, sırasıyla, orta ağırlıklı kütle bölgesinde kalsiyum, nikel ve germanyum çekirdeklerinden [15–20] N=50 izotonlarına kadar [21–23] ve N=82 kütle bölgesinde [3, 12, 13, 24–27] incelenmiştir.

Gerçek foton saçılma deneyleri, ancak kararlı çekirdekler için sınırlıdır. Radyoaktif iyon ışınları üretebilen araştırma tesisleri ile PDR araştırmalarının kararlı olmayan egzotik izotoplara kadar genişletilmesi mümkün olmuştur. 2005 yılında, nötronca zengin kalay ve antimon izotoplarındaki düşük modlu E1 gücüne ilişkin ilk sonuçlar [28, 29], ters kinematikte Coulomb uyarma deneylerinden elde edilmiştir (Şekil 2.2). Birkaç yıl sonra ise, nötron zengini kararsız  $^{68}\text{Ni}$  izotopu üzerine çalışmalar yayınlanmıştır [30, 31]. PDR'nin doğasının tam bir resmini çıkarmak için tamamlayıcı araştırmaların ele alındığı deneylerin yapılması oldukça önemlidir. Hadronik araştırmalarda,  $\alpha$  parçacıkları [32–35] gibi veya  $^{17}\text{O}$  [36, 37] PDR bölgesinde elektrik dipol gücünün izoskaler bileşenlerinin araştırılması için kullanılmıştır. Bu



**Şekil 2.2** Coulomb uyarma deneylerinden elde edilen kararsız Sn ve Sb için ters kinematikte elektrik dipol gücü dağılımı[29]

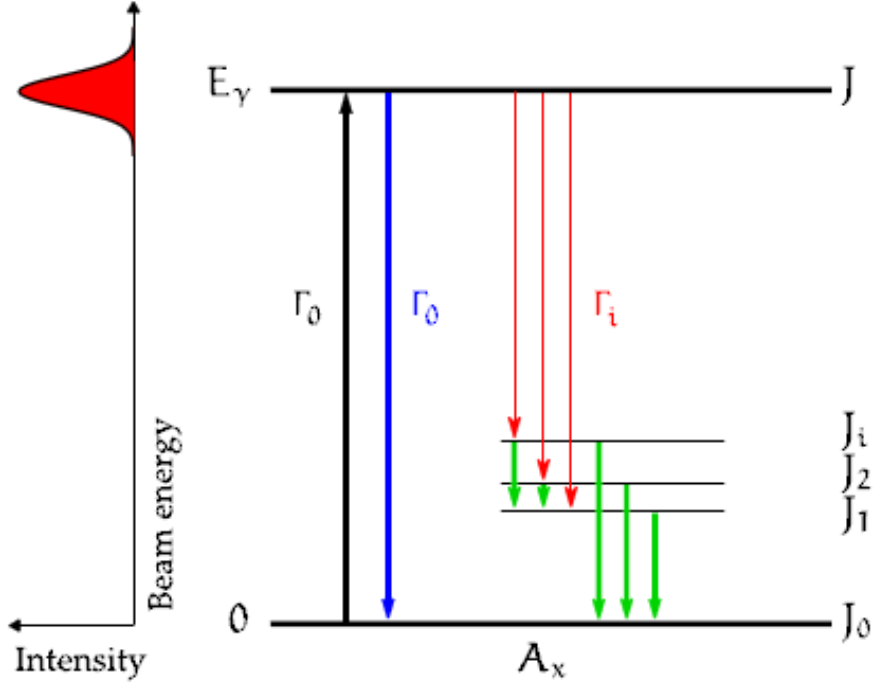
deneyler şaşırtıcı ve ilginç sonuçlara yol açmıştır. KVI Groningen' de gerçekleştirilen  $(\alpha, \alpha' \gamma)$  deneylerinden elde edilen diferansiyel tesir kesitlerinin NRF deney sonuçları ile karşılaştırılması, PDR gücünde "izospin-bölünmesi" olarak adlandırılan bir durum meydana çıkarmıştır[32]. Şekil 2.2 üç farklı N=82 izotonları için deneysel sonuçları göstermektedir. Burada açıkça görüldüğü gibi,  $(\alpha, \alpha' \gamma)$  deney sonuçlarında belirli bir enerjinin üzerinde  $(\gamma, \gamma')$  deney sonuçlarına kıyasla ya hiç dipol uyarılmış seviye görülmemekte ya da oldukça az olasılıkla görülmektedir. Bu, uyarılmış durumların farklı altta yatan izospin yapılarını işaret etmektedir. Fotonlar nükleer dalga fonksiyonlarının ağırlıklı olarak izovektor kısmına hassasken, hadronlar verilen kinematik koşullarda izovektör bileşenlerini incelerler. Bu bulgular daha sonra  $(^{17}O, ^{17}O' \gamma)$  deneylerinde  $^{124}Sn$ [37],  $^{208}Pb$ [36] ve  $^{140}Ce$  çekirdekleri için onaylanmıştır.

PDR üzerine deneysel ve teorik birçok çalışma yapılmıştır ancak doğası hala belirsizdir. Rölativistik yarı-parçacık (quasi-particle) rastlantısal faz yaklaşımında (RQPRA)[38] mikroskopik model hesaplarından elde edilen geçiş yoğunlukları PDR 'nin nötron yüzey titreşimi olarak yorumlanmasını desteklemektedir. Şekil 2.2'nin üst panelinde  $^{140}Sn$  izotopunun dipol güç fonksiyonunu  $S(E)$  göstermektedir. Belirgin pikler için proton nötron geçiş yoğunlukları alt panelde verilmiştir.  $^{140}Sn$ ' nin 7.18 MeV enerjisindeki pik için, bu enerji değerinin alt kısmı proton ve nötron karışımı ile çevriliyken üzerinde geçiş yoğunluğundaki nötron bileşenlerinin çekirdek yüzeyinde baskın olduğu görülmektedir. Daha yüksek enerjilere IVGDR'nin düşük enerjili kuyruğunun üstünde çok sayıda çekirdekte gözlemlenen düşük modlu elektrik dipol gücünün kaynağı hakkında daha fazla bilgi edinmek için farklı tamamlayıcı yaklaşımlar kullanılmıştır. Ancak, PDR'nin doğası halen geniş çapta tartışılmakta olan modern nükleer yapı fiziğinde sıcak bir konudur. Bu bölümde PDR' nin araştırılmasına ilişkin son teknolojik gelişmelere çok kapsamlı olmaya çalışmadan değinilmiştir.

## 2.2 Nükleer Rezonans Flüoresans Metod (NRF)

Bu doktora tezinin ana odak noktası NRF deneyleri, veri analizi ve ilgili sonuçların yorumlanması üzerinde durduğu için, bu bölüm yöntemin ve genel formalizmin ayrıntılı bir açıklamasına ayrılmıştır.

Nükleer rezonans flüoresans genellikle gerçek foton saçılması olarak adlandırılır. Atom çekirdeğinde uyarılmış düşük spin durumlarının özelliklerini araştırmak için yaygın olarak kullanılan bir yöntemdir. Bir yandan nükleer seviyeler sırasıyla spin ( $J$ ) ve parite ( $\pi$ ) kuantum sayısı ile karakterize edilir. Diğer taraftan, uyarılmış bir durumun yaşam süresi  $\tau$  genellikle nükleer fizik deneylerinde yaygın ve önemli gözlenebilirlerden biridir ve doğal geçiş genişliği  $\Gamma$  ile ters orantılıdır. ( $\gamma, \gamma'$ ) reaksiyonunda, gerçek bir foton, çekirdek tarafından rezonans yaparak absorbe edilir ve bu da başka bir fotonun emisyonu ile geri uyarılmış olur. Bu süreç Şekil 2.3'de şematik olarak gösterilmiştir. Burada, çekirdek spin-parite kuantum numarası  $J_0^{\pi_0}$  olan temel durumdan  $J_x^{\pi_x}$  spin pariteli ve  $E_x$  enerjili duruma uyarılmakta. İlgili uyarılma olasılığı, temel durum geçiş genişliği  $\Gamma_0$  ile ifade edilir. Geri uyarılma kanalında genellikle iki farklı sonuç dikkate alınır. Çekirdek, toplam uyarma enerjisini tek bir geçişte serbest bırakır ve doğrudan temel duruma bozunur veya aşamalı (cascade) geçişler yoluyla kademe kademe enerjiyi yayar. Taban duruma geçiş genellikle "elastik" terimi ile ifade edilir. Bununla birlikte, klasik bir resimde, bu terim doğru değildir, çünkü yayılan foton emilen ile aynı değildir. Buna benzer şekilde, foto-uyarılmış bir durumdan, temel durumdan farklı düşük modlu başka seviyeye geçiş, "inelastik" olarak ifade edilir. Bu durumda geçiş olasılıkları geçiş genişlikleri  $\Gamma_i$  ile ilişkilidir (Şekil 2.3'e bakınız). Uyarma ve geri uyarılma süreci, fizikteki en iyi anlaşılmış olaylardan biri olan elektromanyetik etkileşim ile yönetilir. Böylece, gözlenebilirlerden erişilebilen bireysel uyarılmış seviyelerin içsel özelliklerinin çıkarılması, modelden bağımsız bir şekilde gerçekleştirilebilir. Bu büyüklükler örneğin, uyarma enerjileri, spin ve parite kuantum sayıları ve ayrıca geçiş güçleridir. İlgili teorik çerçeve, 1937'de Bethe ve Placzek tarafından geliştirilmiştir[39] ve 1959 yılında Metzger'in incelemesinde[40] NRF'nin özel durumu için bu çerçeve kapsamlı bir şekilde uyarlanmıştır. NRF metodu kullanılarak yapılan deneysel nükleer yapı çalışmalarına ait son incelemeler[2-13][18-37][41-48] referanslarında bulunabilir. Takip eden bölümlerde, NRF deneylerinde ve analizinde kullanılan temel formalizmin bir derlemesi verilmiştir. Birinci kısımda, kuantum-mekanik seçim kuralları kısaca tanıtılmakta, ikinci kısım ise foton-saçılma tesir kesitinin açıklamasına ayrılmaktadır. Son olarak, üçüncü bölümde,  $\gamma$  ışınları arasındaki açısal dağılımın ve ilişkinin ayrıntılı bir analizi verilmiştir.



Şekil 2.3 Nükleer Rezonans Flüoresans şematik gösterimi

### 2.3 Seçim Kuralları

Kuantum sistemlerinde, gözlenebilirler her zaman kuantum-mekanik operatörlerine bağlıdır. Bu operatörlerin simetri dönüşümü, değişmeyen hareket miktarlarını temsil eden kuantum sayıları ile sonuçlanır. Dönüşüm altındaki değişmezlik, üç boyutlu uzayın izotropisinin bir sonucudur. İlgili açısız momentum kuantum sayıları, aşağıdaki seçim kuralına yol açar:

$$|J_i - J_f| \leq L \leq J_i + J_f \quad (2.1)$$

İki nükleer durum  $i$  ve  $f$  arasındaki elektro-manyetik geçişler için izinli çok kutuplu durumlar  $L$  ile tanımlanır. Üçgenin eşitsizliği, ilgili seviyelerin  $J_i$  ve  $J_f$  spin kuantum sayılarına dayanırken,  $L$ , bir ardışık olarak art arda artan tamsayı değerleri alabilir.

Bir operatörün koordinatlarının uzaysal çevrimi parite dönüşümü olarak adlandırılır. Zayıf etkileşimin parite değişmezliğini ihlal ettiği gösterilmiştir[49], bu etki normal elektromanyetik etkileşimlerde ihmal edilebilir. Çok kutuplu elektromanyetik operatörler üzerinde parite dönüşümünün uygulanması ek seçim kurallarına yol açar.

$$\pi_i \pi_f = (-1)^L \longrightarrow \text{elektrik geçişler için } (\lambda = E) \quad (2.2)$$

$$\pi_i \pi_f = (-1)^{L+1} \longrightarrow \text{manyetik geçişler için } (\lambda = M), \quad (2.3)$$

burada  $\pi_i$  ve  $\pi_f$  geçiş durumlarının parite kuantum sayılarıdır. Hangi ilişkinin geçerli olduğuna bağlı olarak, iki nükleer durum arasındaki her olası elektromanyetik geçiş için geçiş karakteri  $\lambda$  belirlenebilir: bir elektrik (E) ve bir manyetik (M) geçiş gerçekleşebilir. Giriş yapılan seçim kurallarını kullanarak, yayılan ve emilen elektromanyetik radyasyon sırasıyla, geçiş karakteri ve çok kutuplu düzeniyle karakterize edilir:  $\lambda L$ .

Gerçek fotonların düşük momentum transferi nedeniyle, NRF reaksiyonları esas olarak E1 ve M1 geçişlerini indüklerken, E2 geçişleri güçlü bir şekilde bastırılmış bir olasılıkla meydana gelir. Standart NRF deneylerinde genellikle daha yüksek sıralı radyasyon geçişleri (M2, E3, ... gibi) gözlenmez.

## 2.4 Tesir Kesiti

Fiziksel bir sürecin tesir kesiti, parçacıklar arasındaki belirli bir etkileşim olasılığının ölçüsüdür. Bu tezin ana odak noktalarından biri, foto-absorpsiyon kesitlerinin belirlenmesidir. Bir foton çekirdeğinin bir atom çekirdeği tarafından rezonans absorpsiyonu için genel formalizmin aşağıdaki tarifi esas olarak Ref.[40] ve [50] den elde edilmiştir.

### Bireysel Nükleer Seviyeler

Daha önce bahsedildiği gibi, NRF, gerçek fotonların rezonans emilimi ve ardından diğer fotonların emisyonu ile ilgilidir. Foto-absorpsiyon ile uyarılan çekirdeğin karmaşık kuantum sisteminde bir nükleer rezonanstır. Aksi belirtilmedikçe nükleer rezonans, nükleer durum veya seviye terimleri birbirinin yerine kullanılır. NRF deneylerinde erişilebilen fiziksel büyüklüklerden biri, taban durum seviyesinden  $E_j$  enerji ve  $J_j$  açısal momentuma sahip bir uyarılmış seviyeye uyarılan ve sonraki k son durum seviyesine geri uyarılan (de-excitation) durumlar için integre edilmiş tesir kesittir (integrated). Foto-absorpsiyon tesir kesiti  $\sigma_{j \rightarrow k}$  üzerinden alınan integral sonucu elde edilen integre edilmiş tesir kesit  $\sigma_{j \rightarrow k}$  ifadesi aşağıdaki gibi ifade dilmektedir.

$$\sigma_{j \rightarrow k} = \frac{\pi}{2} \left( \frac{\hbar c}{E_j} \right) g \frac{\Gamma_0 \Gamma_j}{(E - E_j)^2 + \Gamma^2/4} \quad (2.4)$$

Burada, spin-istatistiksel faktörü  $g = \frac{2J_i+1}{2J_0+1}$  taban durum spin kuantum sayısı  $J_0$  ve uyarılmış durum spin kuantum sayısını içermektedir. Taban durumuna ve i durumuna geçiş genişlikleri sırasıyla  $\Gamma_0$  ve  $\Gamma_i$  ile verilir,  $\Gamma$  ise uyarılan durumun toplam genişliğine

karşılık gelir:

$$\Gamma = \sum_i \Gamma_i = \Gamma_0 + \Gamma_1 + \Gamma_2 \dots \quad (2.5)$$

Bu ifade, x durumundan kaynaklanan olası tüm geçiş genişliklerinin toplamı olarak tanımlanır. Ayrıca  $\Gamma = \hbar/\tau$ , uyarılan durumun ömür süresine ( $\tau$ ) bağlıdır.

Bu tesir kesiti,  $\Gamma$ 'nın yarı yükseklikteki tam genişliğinde (FWHM) Breit-Wigner şekline sahiptir. Çekirdeğin termal hareketinin neden olduğu Doppler genişlemesi gibi etkiler, çizgi şeklini değiştirir ve görünür genişliği arttırır. Ancak, kesit üzerindeki integral aynı kalır. Genellikle birkaç keV ile sınırlı olan enerji çözünürlüğü nedeniyle, sadece enerji entegre kesit elde edilebilir. Bu aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$I_{j \rightarrow k}(E_j) = \int \sigma_{j \rightarrow k} dE = \pi^2 \left( \frac{\hbar c}{E_j} \right) g \frac{\Gamma_0 \Gamma_j}{\Gamma} \quad (2.6)$$

Ölçüm spektrumundan elde edilebilen ana büyüklük,  $E_i$  enerjisindeki bir geçişin yerini tutan  $A_i$  pik alanıdır. Bu alan,  $\epsilon_{tot}$  toplam verime sahip bir detektörde kaydedilen olayları tanımlar. Pik alanı  $I_{j \rightarrow k}$  entegre kesit cinsinden ifadesi:

$$A_i = N_t \epsilon_{tot}(E_i) N_\gamma I_{j \rightarrow k}(E_i) W_{eff}(\theta, \psi, \Delta\Omega), \quad (2.7)$$

$N_\gamma$  kadar foton ışını ile ışınlanan hedef çekirdek sayısı  $N_t$  ile orantılıdır. Yayılan fotonların detektör tarafından çevrelenen katı açı  $\Delta\Omega$  civarında ortalaması olan etkin açısız dağılımı, verim yoluyla hesaba katılır ( $W_{eff}(\theta, \psi, \Delta\Omega)$ ). Eşitlik 2.7 NRF deneylerinin analizi için önemlidir çünkü diğer bütün büyüklüklerin bilinmesi durumunda, ölçülen spektrumlardan gelen entegre kesitin doğrudan belirlenmesine izin verir. Kısmi radyasyon geçiş genişlikleri kullanılarak elektrik ve manyetik geçişleri için indirgenmiş geçiş olasılıkları veya geçiş güçleri aşağıdaki bağlantılarla hesaplanır[27].

$$B(E1) \uparrow = 9.554 \cdot 10^{-4} g \frac{\Gamma_0}{E_\gamma^3}. \quad (2.8)$$

$$B(M1) \uparrow = 8.641 \cdot 10^{-2} g \frac{\Gamma_0}{E_\gamma^3}. \quad (2.9)$$

Bu eşitliklerin hesaplanmasında dallanma (branching) oranı  $\frac{\Gamma_i}{\Gamma}$ , ya ait kesin bir bilgi olması büyük önem taşımaktadır. Şekil 2.4' te açısız dağılım teorisi ve  $W_{eff}(\theta, \psi, \Delta\Omega)$ ' nin belirlenmesi ile ilişkisi anlatılmıştır. Analiz bölümünde (Bölüm 4.1) detektör verimi ve foton akısının tayini anlatılmıştır.



## Ortalama Tesir Kesit

Şimdiye kadar bireysel nükleer seviyeler için formalizm ifade edildi. Belirli koşullar altında bu yaklaşım uygun değildir. Ya gama ışın detektörlerinin enerji çözünürlükleri yeterli değildir ya da nükleer seviye yoğunluğu çok yüksektir. Artan seviye yoğunluğu ile ölçülen foto-absorpsiyon kesiti birçok ayrı seviyenin süperpozisyonu nedeniyle düzgünleşir. İkinci durumda, bireysel seviyelerin ayrılmasının, mevcut deneysel tekniklerin enerji çözümünün yetersizliğinden dolayı engellenmediği, ancak güçlü örtüşen rezonanslar nedeniyle fiziksel olarak imkansız olduğu belirtilmelidir.

Analiz bölümünde, ortalama tesir kesitinin deneysel veriden çıkarılan ifadesi verilmiştir. Tek bir nükleer seviye için foto-absorpsiyon tesir kesiti aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$I_{0 \rightarrow x} = I_{0 \rightarrow x \rightarrow 0} + \sum_{x \neq 0} I_{0 \rightarrow x \rightarrow i}. \quad (2.10)$$

Genel olarak, ortalama foto-absorpsiyon tesir kesiti  $\sigma_\gamma$ , karşılık gelen enerji kutusu  $\Delta E$  üzerinden ortalama alınan birçok seviyenin foto-absorpsiyon tesir kesitlerinin toplamı olarak ifade edilebilir.

$$\sigma_\gamma = \sigma_{\gamma\gamma} + \sigma_{\gamma\gamma'}. \quad (2.11)$$

$$\frac{\sum_x I_{0 \rightarrow x}}{\Delta E} = \frac{\sum_x I_{0 \rightarrow x \rightarrow 0}}{\Delta E} + \frac{\sum_x \sum_{i \neq 0} I_{0 \rightarrow x \rightarrow i}}{\Delta E}. \quad (2.12)$$

İlk terim  $\sigma_{\gamma\gamma}$  foton yayılımı ile doğrudan temel seviyeye geri bozunuma karşılık gelir ve 'elastik geçiş' olarak ifade edilir. İkinci terim  $\sigma_{\gamma\gamma'}$  temel seviye haricindeki bütün düşük modlu seviyelere bozunumların toplamını ifade eder ve 'inelastik geçiş' olarak ifade edilir.

Eşitlik 2.11 da yer alan  $\sigma_\gamma$ , bu tezde ele alınan nötron ayrılma eşik enerjisi altındaki  $(\gamma, \gamma')$  deneylerindeki foto-absorpsiyon ölçümleri için geçerlidir.

## 2.5 Yayınlanan Fotonların Açısal Dağılımı

Bu bölümde, bu tezde ihtiyaç duyulan durumlar için sırasıyla [51] ve [52] referanslarından alınmış yoğunlaştırılmış bir özet kullanılmıştır.

Nükleer reaksiyonlardaki açısal dağılım ölçümleri ve  $\gamma$ -ışınlarının korelasyonları çok kullanışlıdır ve nükleer yapı fiziğinde sıklıkla uygulanır. Nükleer durumlara spin ve parite kuantum sayıları atamak veya nükleer geçişlerin çok bileşenli bileşenlerini belirlemek için iyi bir araç sağlarlar. Bir atom çekirdeği topluluğundan yayılan

radasyonun açısıl dağılımının türetilmesi ve hesaplanması üç temel büyüklükle ilişkilidir: çekirdek topluluğun yönelimi, gözlenen fotonların doğrultusu, ilgili radasyonun polarizasyonu.

"Yönelim" terimi, belirli bir eksene göre açısıl momentum  $J$  ile bir nükleer durumun yönelimine atfedilir. Manyetik alt-fonksiyon  $m_J$ 'nin eşit olarak doldurulamaması durumu "yönelimli" bir durum olarak adlandırılır. Yönelimli nükleer durumlardan yayılan fotonların açısıl dağılımı genel olarak anizotropiktir ve sistemin içsel kuantum sayılarına bağlıdır. Bir nükleer topluluğun, örneğin hedef materyalin, belirli bir yönelimi, gelen radasyonun yayılma yönüne karşılık gelen belirli bir yönlendirme eksenini  $\vec{z}$  tanımlayarak elde edilebilir. Kuantum-mekaniksel ifadeye göre radasyon yönlendirme parametresi  $B_v(\gamma_0)$  ile verilir:

$$B_v(\gamma_0) = (2J_1 + 1)^{1/2} \sum_{m_J} (-1)^{J_1+m_J} \langle J_1 - m_J J_1 m_J | v 0 \rangle P(m_J). \quad (2.13)$$

Bu eşitlik, gelen foton  $\gamma_0$  tarafından doldurulan, sırasıyla dönел kuantum sayısı  $J_1$  ve yönelimli durumun  $m_J$  manyetik alt-fonksiyonlarının bir fonksiyonudur. Manyetik alt fonksiyonların görelî popülasyonu  $P(m_J)$  olarak ifade edilir.

### Polarize Olmayan Fotonlar

Polarize olmayan çarpışan bir foton huzmesi durumu için,  $B_v(\gamma_0)$  aşağıdaki gibi açıkça yazılabilir:

$$B_v(\gamma_0) = \frac{\sum_{\lambda L \lambda' L'} (-1)^{L+L'} F_v(LL'J_0J_1) \gamma(\lambda L) \gamma^*(\lambda' L')}{\sum_{\lambda L} |\gamma(\lambda L)|^2} \quad (2.14)$$

$$B_v(\gamma_0) = \frac{1}{1 + \delta_0^2} [F_v(LLJ_0J_1) - 2\delta_0 F_v(LL'J_0J_1) + \delta_0^2 F_v(L'L'J_0J_1)]. \quad (2.15)$$

Olağan  $F_v$ -katsayıları, iki çok kutuplu bileşenler olan  $L$  ve  $L' = L+1$  tarafından  $J_0$  spinli ilk durumdan  $J_1$  spinli son duruma geçiş için tanımlanır.  $\gamma(\lambda L)$  terimi,  $(\lambda L)$  geçişi için azaltılmış matris elemanını temsil ederken,  $\delta_0$  karıştırma oranı (mixing ratio) Krane, Steffen ve Wheeler'in faz düzenini kullanarak  $\delta_0 = (\gamma \lambda' L') / \gamma(\lambda L)$  olarak tanımlanır[51]. Bütünlük için, olağan  $F_v$ -katsayıları şu şekilde hesaplanır:

$$F_v(LL'J_0J_1) = (-1)^{J_0+J_1+1} [(2v+1)(2L+1)(2L'+1)(2J_1+1)]^{1/2} \times \begin{pmatrix} L & L' & v \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{bmatrix} L & L' & v \\ J_1 & J_1 & J_0 \end{bmatrix}. \quad (2.16)$$

Parantez içindeki son iki terim sırasıyla 3 j ve 6 j-sembolleridir. Bu tanımında,

yönlendirilen durumun spini  $J_1$ 'in her zaman parametre girişinin sonunda olduğunu unutulmamalıdır. Tablolanmış değerler, Referans [53]'te bulunabilir.

Yönlendirme eksenini  $\vec{z}$ ,  $\gamma_0$  absorpsiyonu ile tanımlandıktan sonra, daha sonra yayılan fotonlar  $\gamma_1$ 'in  $\vec{z}$ 'ye göre açısal dağılımı aşağıdaki gibi verilir:

$$W_{\vartheta} = \sum_{\nu=0,2,4} B_{\nu}(\gamma_0)A_{\nu}(\gamma_1)P_{\nu}(\cos\vartheta), \quad (2.17)$$

burada  $P_{\nu}(\cos\vartheta)$ , gelen foton  $\gamma_0$  ve yayınlanan foton  $\gamma_1$ 'in arasındaki  $\vartheta$  kutup açısı olmak üzere Legendre polinomunu ifade etmektedir. Açısal dağılım katsayısı  $A_{\nu}(\gamma_1)$ ,  $B_{\nu}(\gamma_0)$  ile benzer şekilde tanımlanmıştır:

$$A_{\nu}(\gamma_0) = \sum_{\lambda L \lambda' L'} F_{\nu}(LL'J_2J_1)\gamma(\lambda L)\gamma^*(\lambda' L') / \sum_{\lambda L} |\gamma(\lambda L)|^2 \quad (2.18)$$

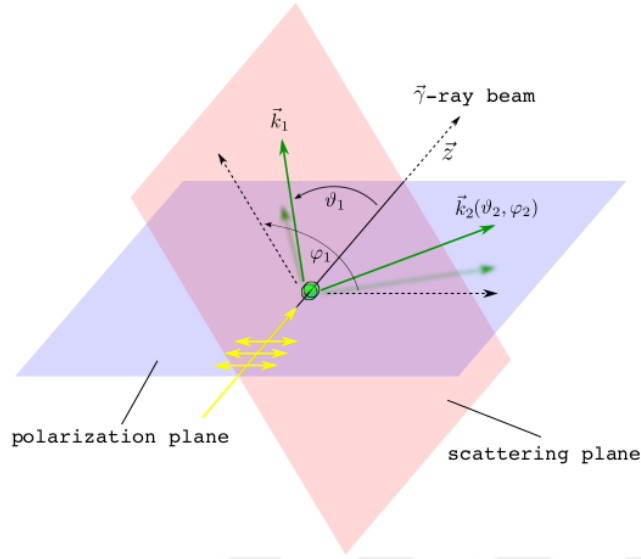
$$A_{\nu}(\gamma_0) = \frac{1}{1 + \delta_1^2} [F_{\nu}(LLJ_2J_1) + 2\delta_1 F_{\nu}(LL'J_2J_1) + \delta_1^2 F_{\nu}(L'L'J_2J_1)]. \quad (2.19)$$

Burada  $J_2$ , yönlendirilmiş durumdan elde edilen son durumun spin kuantum sayısını göstermektedir.

### Polarize Fotonlar

Aşağıda, lineer olarak polarize edilmiş gelen bir foton  $\gamma_0$  ile yayınlanan foton  $\gamma_1$ 'in açısal dağılımı için açısal ilişki tanıtılmaktadır. İlk fotonun lineer polarizasyonunu hesaba katmak için, kutuplanmamış  $\gamma$ -ray ışınları için Eşitlik 2.17 verilen açısal dağılım ifadesi polarizasyon terimleri ile modifiye edilmelidir. Detaylara girmeden, Referans [52]'de önerildiği gibi  $P_{\nu}(\cos\vartheta)$  için  $P_{\nu}(\cos\vartheta) \rightarrow P_{\nu}(\cos\vartheta) + (-1)^{\sigma(\lambda')} \kappa_{\nu}(LL') P_{\nu}^{(2)}(\cos\vartheta) \cos(2\varphi)$  yerine yazılarak:

$$\begin{aligned} W(\vartheta, \varphi) &= \sum_{\nu=0,2,4} B_{\nu}(\vec{\gamma}_0)A_{\nu}(\gamma_1) \times \\ &\quad \times [P_{\nu}(\cos\vartheta) + (-1)^{\sigma(\lambda')} \kappa_{\nu}(LL') P_{\nu}^{(2)}(\cos\vartheta) \cos(2\varphi)] \\ &= \sum_{\nu=0,2,4} B_{\nu}(\vec{\gamma}_0)A_{\nu}(\gamma_1)P_{\nu}(\cos\vartheta) + \\ &\quad + B_{\nu}(\vec{\gamma}_0)(-1)^{\sigma(\lambda')} \kappa_{\nu}(LL')A_{\nu}(\gamma_1)P_{\nu}^{(2)}(\cos\vartheta) \cos(2\varphi) \\ W(\vartheta, \varphi) &= W(\vartheta) + B'_{\nu}(\vec{\gamma}_0)A_{\nu}(\gamma_1)P_{\nu}^{(2)}(\cos\vartheta) \cos(2\varphi), \quad (2.20) \end{aligned}$$



**Şekil 2.4** İki fotonun  $\gamma - \gamma$  korelasyonu için koordinat sisteminin gösterimi, nükleer seviyenin bozunumunda yayılan foton ışınları (yeşil oklar), linear olarak polarize edilmiş bir foton ışınıyla (sarı ok) uyarılan nükleer seviyenin bozunumunda yayılan foton ışınları (yeşil oklar) (Metinde daha ayrıntılı bir açıklama verilmiştir[54].)

burada  $\varphi$  polarizasyon düzlemi ile saçılma düzlemi arasındaki açı olmak üzere (bakınız Şekil 2.4),  $W(\vartheta)$  Eşitlik 2.17' de tanımlanmıştır. Polarizasyon düzlemi gelen fotonların yönleri ve bunların elektrik alan vektörü, örneğin doğrusal polarizasyonun yönü ile uzanır. Saçılma düzlemi, gelen fotonların yayılma yönü ve saçılan fotonların yönüne bağlıdır.  $P_v^{(2)}(\cos\vartheta)$  miktarı normalize edilmemiş Legendre fonksiyonu ile ilişkilidir ve linear polarizasyon yönelim parametresi  $B'_v(\vec{\gamma}_0) = B_v(\vec{\gamma}_0)(-1)^{\sigma(\lambda')}. \kappa_v(LL')$  aşağıdaki gibi tanımlanmıştır:

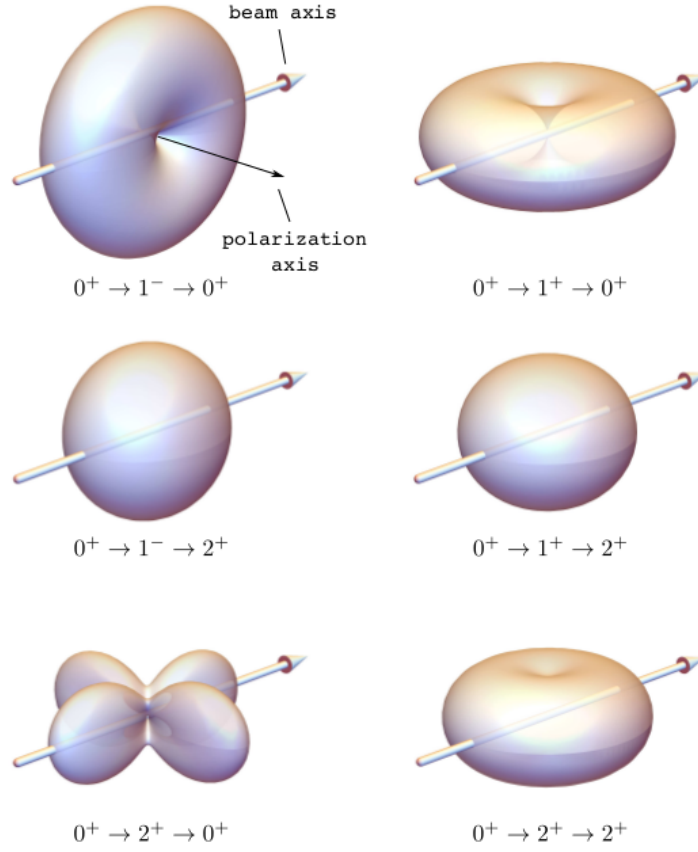
$$B'_v(\vec{\gamma}_0) = \frac{\sum_{\lambda L \lambda' L'} (-1)^{L+L'} (-1)^{\sigma(\lambda')} \kappa_v(LL') F_v(LL' J_0 J_1) \gamma(\lambda L) \gamma^*(\lambda' L')}{\sum_{\lambda L} |\gamma(\lambda L)|^2}.$$

$$= \frac{(-1)^{\sigma(\lambda)}}{1 + \delta_0^2} \kappa_v(LL) F_v(LL J_0 J_1) +$$

$$+ 2\delta_0 \kappa_v(LL) F_v(LL' J_0 J_1) - \delta_0^2 \kappa_v(LL) F_v(L' L' J_0 J_1).$$

(2.21)

Burada  $\sigma(\lambda L)$ ,  $\lambda L$  geçişiyle ilişkili  $\lambda$  geçiş karakterinin bir fonksiyonudur. Bir elektrik



**Şekil 2.5** Lineer polarize foton ışınları kullanarak  $^{156}\text{Gd}$  gibi çift-çift çekirdekler için NRF ölçümleri ile ilgili spin dizileri için açısıl dağılımlar[54]

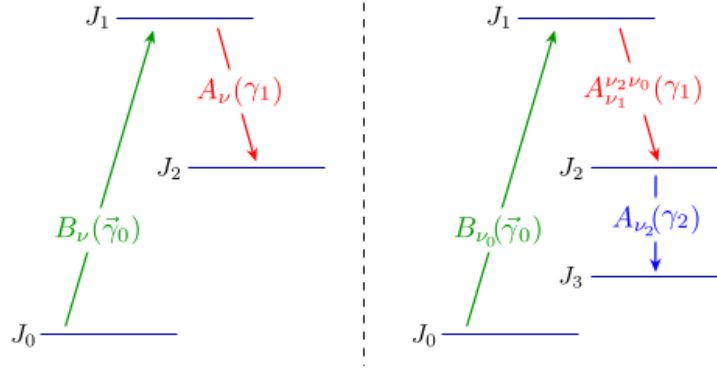
geçiş için  $\sigma(E) = 0$  değerini ve bir manyetik geçiş için  $\sigma(M) = 1$  değerini alır.  $\kappa_\nu$  katsayısı ise aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$\kappa_\nu(LL') = -\left[\frac{(\nu-2)!}{(\nu+2)!}\right]^{1/2} \frac{C(LL'\nu, 11)}{C(LL'\nu, 1-1)} \quad (2.22)$$

Burada,  $C(LL'\nu, 11)$  ve  $C(LL'\nu, 1-1)$ , ilgili Clebsch-Gordon katsayılarıdır. Foton saçılma deneyleri için uygun olan  $\kappa_\nu$  değerleri şunlardır:

$$\kappa_2(11) = -\frac{1}{2}, \kappa_2(12) = -\frac{1}{6}, \kappa_2(22) = \frac{1}{2}, \kappa_4(12) = -\frac{1}{12}. \quad (2.23)$$

Bir çift-çift çekirdeğinde ( $0^+ \xrightarrow{\gamma_0} 1^{\pi_1} \xrightarrow{\gamma_1} 0^+$ ) dipol geçişleri göz önünde bulundurulduğunda, temel durumdan bir uyarım ve daha sonra temel durumuna



**Şekil 2.6** Lineer polarize foton ışınları kullanarak  $156^G d$  gibi çift-çift çekirdekler için NRF ölçümleri ile ilgili spin dizileri için açısız dağılımlar.[54]

bozunum için ortaya çıkan açısız dağılım aşağıdaki gibi elde edilir:

$$W_{\vartheta,\varphi} = \frac{3}{4}[1 + \cos^2\vartheta + \pi_1 \cos(2\varphi) \sin^2\vartheta]. \quad (2.24)$$

Burada  $\pi_1$ , uyarılan durumun parite kuantum sayısına karşılık gelir. Eğer uyarılan  $1^{\pi_1}$  durumu, taban durumu yerine doğrudan düşük seviyeli bir uyarılmış duruma bozunursa, örneğin  $(0^+ \xrightarrow{\gamma_0} 1^{\pi_1} \xrightarrow{\gamma_1} 2^+)$ , yayılan fotonun açısız dağılımı, denklem 2.24'deki durum için olduğu kadar belirgin değildir, ancak NRF çalışmaları için hala geçerli:

$$W_{\vartheta,\varphi} = \frac{3}{40}[13 + \cos^2\vartheta + \pi_1 \cos(2\varphi) \sin^2\vartheta]. \quad (2.25)$$

Bütünlük olması açısından,  $(0^+ \xrightarrow{\gamma_0} 2^+ \xrightarrow{\gamma_1} 0^+)$  spin dizisi için analitik ifade şu şekilde verilir:

$$W_{\vartheta,\varphi} = \frac{5}{8}[2 + (\cos 2\vartheta) + (\cos 4\vartheta) - (1 + 2\cos(2\vartheta))2\cos(2\varphi) \sin^2\vartheta]. \quad (2.26)$$

Şekil 2.5, üç boyutlu açısız dağılımlar, sırasıyla, ışın (beam) ve polarizasyon (polarization) eksenine göre farklı spin dizileri için gösterilmektedir. Özellikle, taban durumu geçişleri için açısız dağılımlar  $1^-$ ,  $1^+$  ve  $2^+$  durumları için büyük ölçüde farklılık gösterir. Bu gözlem, uyarılmış durumların spin-parite kuantum sayılarının  $J^{\pi}$ 'nin net bir şekilde belirlenmesi için Bölüm 4.5.2'de kullanılacaktır. Başka bir örnek olarak,  $2^+$  durumuna bozunum için dağılımlar gösterilmiştir. Şimdiye kadar, bir  $\gamma$ -ışınının bir atom çekirdeği tarafından emildiği ve bunun yayılma yönüne karşılık gelen yönelim eksenini tanımladığı durum ele alınmıştır. Daha sonra, bu yönelim eksenine göre ilk yayılan fotonun açısız dağılımı hesaplanmıştır. Şekil 2.6'nın sol

tarafı, bu süreçte yer alan farklı yönelim ve açılal dağılım katsayılarına değınerek bu kavramı göstermektedir.

### Ardışık iki fotonun açılal ilişkisi

Takip eden kısımda, bir yönlendirilmiş durumdan ( $J_1$ ), yani polarize edilmiş bir foton yoluyla uyarıldıktan sonra, ardışık olarak yayılan iki fotonun (Şekil 2.6'nın sağ kısmına bakınız) açılal ilişkisi tartışılmıştır. İki aşamalı bir kaskat, iki  $\gamma$ -ışınları  $\gamma_1$  ve  $\gamma_2$  arasındaki yönlü ilişki üzerinde odaklanmış olarak düşünülür. Bu amaçla, açılal ilişki fonksiyonu Eşitlik 2.20'de olduğu gibi benzer bir tarzda uzatılmalı ve değıştirilmelidir. Detaylı bir türev Referans [161] de bulunabilir, ancak burada anlaşılabilirliğı geliştirmeyecek, bu sebeple sadece nihai sonuç verilir:

$$W(\vartheta_1\varphi_1, \vartheta_2\varphi_2) \sum_{v_0q_0, v_1q_1, v_2q_2, v_0, v_1, v_2=0,2,4} = (-1)^{v_1+v_2} B_{v_0q_0}(\vec{\gamma}_0) A_{v_1}^{v_2v_0}(\gamma_1) A_{v_2}(\gamma_2) \times \\ \times \begin{pmatrix} v_2 & v_1 & v_0 \\ q_0 & q_1 & q_0 \end{pmatrix} (2v_2 + 1)^{-1/2} Y_{v_1q_1}(\vartheta_1\varphi_1) Y_{v_2q_2}(\vartheta_2\varphi_2). \quad (2.27)$$

Burada,  $Y_{v_iq_i}(\vartheta_i\varphi_i)$   $v_i$  derecesinin küresel harmonikleridir ve yayılan  $\gamma$ -ışının yönünün bir fonksiyonu olarak  $q_i \in [-v_i, v_i]$  düzenidir. Açılar Şekil 2.4'te tanımlanmıştır.  $B_{v_0q_0}(\vec{\gamma}_0)$  parametresi aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$B_{v_00}(\vec{\gamma}_0) = B_v(\gamma_0), \quad (2.28)$$

$$B_{v_0\pm 2}(\vec{\gamma}_0) = B_v(\gamma_0) (-1)^{\sigma(\lambda')} \frac{C(LL'v, 11)}{C(LL'v, 1-1)}, \quad (2.29)$$

$$B_{v_0q_0}(\vec{\gamma}_0) = 0 \text{ for } q_0 \neq 0, \pm 2. \quad (2.30)$$

$B_v(\gamma_0)$  ve  $A_{v_2}(\gamma_0)$  katsayıları sırasıyla Eşitlik 2.14 ve 2.19 de verilmiştir. Eşitlik 2.19'daki parametrelerin mevcut kuantum sayılarına uyarlanması gerektiğı unutulmamalı. Genelleştirilmiş yönlü dağılım katsayısı  $A_{v_1}^{v_2v_1}(\gamma_1)$ ,  $A_{v_2}(\gamma_2)$  ile benzer bir forma sahiptir:

$$A_{v_1}^{v_2v_1}(\gamma_1) = \sum_{\lambda L \lambda' L'} F_{v_1}^{v_2v_0}(LL'J_2J_1) \cdot \gamma(\lambda L) \gamma * (\lambda' L') / \sum_{\lambda L} (|\gamma \lambda L|)^2 \\ = \frac{1}{1 + \delta_1^2} [F_{v_1}^{v_2v_0}(LLJ_2J_1) + (2\delta_1) F_{v_1}^{v_2v_0}(LL'J_2J_1) + \delta_1^2 \cdot F_{v_1}^{v_2v_0}(L'L'J_2J_1)], \quad (2.31)$$

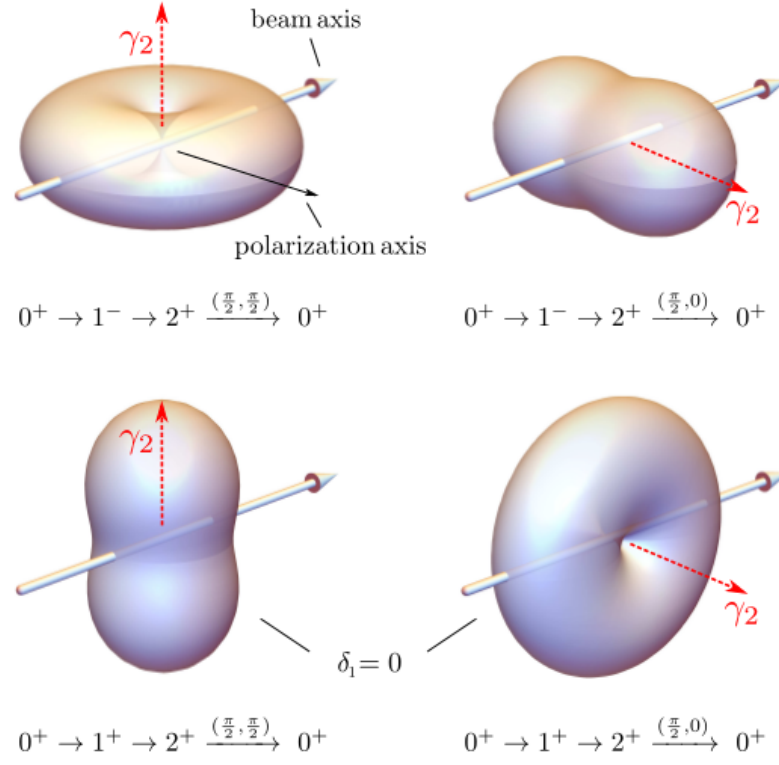
$F_\nu$  katsayıları genelleştirilmiş  $F_{\nu_1}^{\nu_2\nu_0}$  katsayılarında yerine konularak,

$$F_{\nu_1}^{\nu_2\nu_0}(LL'J_2J_1) = (-1)^{L'+\nu_2+\nu_0+1}[(2\nu_0+1) + (2\nu_1+1) + (2\nu_2+1)] \\ \times (2J_1+1)(2J_2+1)(2L_1+1)(2L'_1+1)]^{1/2} \\ \times \begin{pmatrix} L & L' & \nu_1 \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{bmatrix} J_2 & L & J_1 \\ J_2 & L' & J_1 \\ \nu_2 & \nu_1 & \nu_0 \end{bmatrix}. \quad (2.32)$$

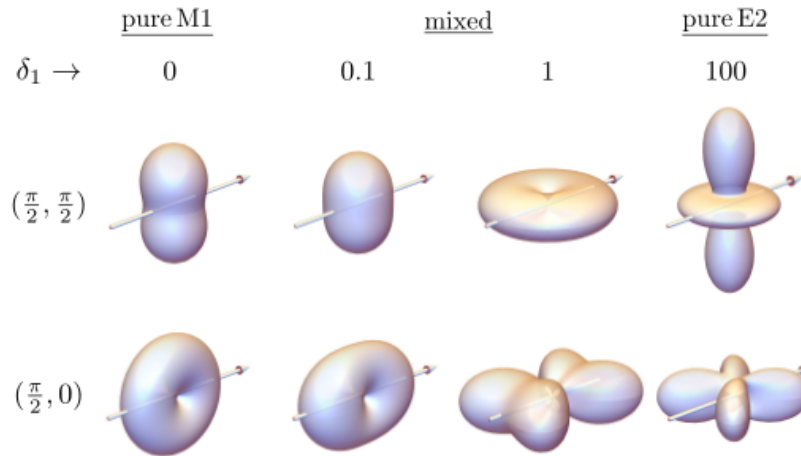
Köşeli pantez içindeki ifade  $9j$  sembolü olarak adlandırılır. Denklem 2.27 'de ortaya çıkan genel formalizmi kullanarak  $\gamma_2$ 'nin rastlantısal gözlemine göre  $\gamma_1$  açısız dağılımını hesaplamak mümkündür ve bunun tersi de geçerlidir. Şekil 2.7, farklı spin dizilimleri ve  $\gamma_2$ 'nin  $(\vartheta, \varphi) = (\pi/2, \pi/2)$ (sol kısım) veya  $(\vartheta, \varphi) = (\pi/2, 0)$  (sağ kısım)'de gözlemlendiği durumunda  $\gamma_1$  ve  $\gamma_2$  arasında örneksel açısız ilişki göstermektedir. Burada, ilk uyarılmış  $2_1^+$  durum gibi, düşük modlu bir seviyede oluşan doğrudan uyarılmış durumların kuantum sayılarını belirlemek için kullanılabilir.

İlgili spinler yanında, açısız dağılım, önde gelen çok kutuplu geçişler için karışım oranı  $\delta'$  ya bağlıdır. Elektromanyetik geçişler için, E1/M1 için E1 baskın ise M1 ve E2 geçişi arasındaki karışım dikkate alınmalıdır. Daha önce de belirtildiği gibi, daha yüksek mertebeden geçişler ihmal edilebilir. Şekil 2.8,  $(0^+ \xrightarrow{1^-} \delta_1^- \rightarrow 2^+ \xrightarrow{(\vartheta, \varphi)} 0^+)$  geçiş kaskadı için karıştırma oranının bir fonksiyonu olarak  $\gamma_1$  açısız dağılımının bir değişimini göstermektedir: Bölüm 4.8'de daha ayrıntılı olarak tartışılacağı gibi, yönlü bir durumdan yayılan fotonlar arasındaki  $\gamma - \gamma$  ilişkisi, geçiş karakterleri  $\lambda$  ve ilgili geçişlerin çok kutuplu düzeni L hakkında faydalı kanıtlar sağlar.





**Şekil 2.7** ( $0^+ \xrightarrow{1^-} \xrightarrow{\gamma_1} 2^+ \xrightarrow{\gamma_2} 0^+$ ) ve ( $0^+ \xrightarrow{1^+} \xrightarrow{\gamma_1, \delta_1=0} 2^+ \xrightarrow{\gamma_2} 0^+$ ) örnekleri için ardışık iki foton  $\gamma_1$  ve  $\gamma_2$  arasındaki açisal ilişki ( $\gamma_1$ 'in yönlü açisal ilişkisi,  $\gamma_2$ 'nin gözlem yönüne  $(\vartheta, \varphi)$  bağlı olarak değişir (kırmızı kesikli ok).)



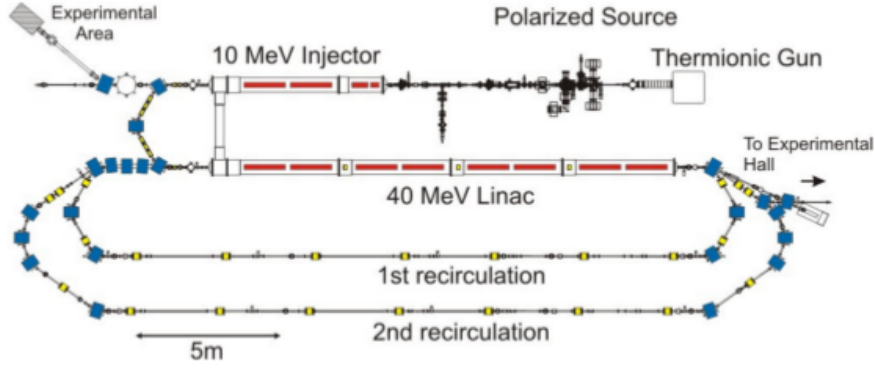
**Şekil 2.8** ( $0^+ \xrightarrow{1^-} \xrightarrow{\delta_1} 2^+ \xrightarrow{(\vartheta, \varphi)} 0^+$ ) spin düzeninde karışım oranı  $\delta_1$ 'in fonksiyonu olarak  $\gamma_2$ 'nin gözlem yönüne göre  $\gamma_1$ 'in açisal yönelim ilişkisi (Sadece M1 geçişleri (Pure M1), sadece E1 geçişleri (Pure E1) ve karışım oranları (mixed) gösterilmiştir.)

Deneyisel kısımda  $^{156}\text{Gd}$  çekirdeğinin düşük modlu dipol dağılımının araştırılmasında iki ayrı foton saçılma deneyinin uygulanması ve analizi anlatılmaktadır. İlk NRF deneyi sürekli-enerjili bremmstrahlung ışınları kullanılarak Darmstadt Yüksek(High) Yoğunluklu(Intensity) Düzeneginde(Setup) (DHIPS)[55] gerçekleştirilmiştir. Bremmstrahlung üretimi için gerekli elektronlar Süperiletken Darmstadt Elektron Lineer Hızlandırıcıdan (S-DALINAC)[56] elde edilmiştir. İkinci deneyde , yarı-monokromatik foton ışınları kullanılmıştır.Bu ışınlar Yüksek Çözünürlüklü  $\gamma$ -ışın Kaynağında (HI $\gamma$ S) laser fotonlarının Compton gerisaçılması ile üretilmiştir. HI $\gamma$ S' de  $\gamma - \gamma$  çakışma (coincidence) ölçümlerini gerçekleştirmek için  $\gamma^3$  düzeneginden[57] faydalanılmıştır.

Aşağıdaki iki bölümde NRF deneyleri için kullanılan düzenekler ve tesislere giriş yapılmıştır.

### 3.1 S-DALINAC

Şekil 3.1'de görülen lineer hızlandırıcı, iki elektron kaynağına sahiptir. Bunlar, her iki durumda da yaklaşık 250 keV'lik bir kinetik enerjiye sahip olan bir termiyonik tabanca ve spin polarize elektronlar sağlayan bir polarize kaynaktır[58]. Sonrasında bulunan Chopper-Prebuncher sistemi 3 GHz zaman yapısına sahip bir elektron ışını oluşturur. Daha sonra gelen enjektörün süper-iletken niyobyum boşluklarında, 2013 yılında  $^{156}\text{Gd}$  deneyi sırasında elektron ışını yaklaşık olarak 7.1 MeV'lik bir enerjiye, yaklaşık 60  $\mu\text{A}$ 'lık ışın akımlarıyla hızlandırmak mümkündür. Enjektörün hemen arkasında, elektron ışını ya NRF ölçüm sahasında deney yapmak için bremmstrahlung üretiminde kullanılabilir ya da ana lineer hızlandırıcıya (Linac) enjekte edilebilir. Linac'ın tasarım değeri, geçiş başına 40 MeV'lik bir elektron enerji artışına neden olur. İki çevrim (recirculation) yolu olması nedeniyle, teoride toplam 130 MeV'lik bir ışın enerjisi elde edilebilir. Bununla birlikte, niyobyum boşlukları ana verimliliğini göstermemektedir ve bu, uygulamada yaklaşık 90 MeV'lik bir toplam enerjiye ulaşılmasını sağlamaktadır.



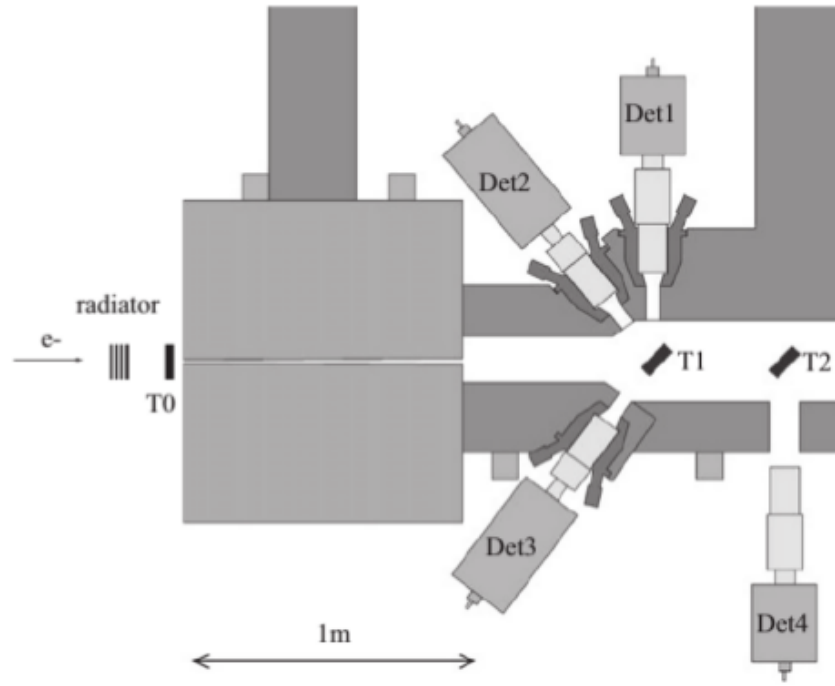
Şekil 3.1 S-DALINAC şematik görünümü[59]

### 3.1.1 DHIPS

S-DALINAC'ın enjektörünün hemen arkasında, foton-saçılma deneyleri için deneysel yer bulunmaktadır: Darmstadt Yüksek Yoğunluklu Foton Düzeneği (DHIPS)[55]. Şekil 3.2'de düzenek şematik olarak gösterilmiştir. Enjektörden gelen elektronlar bölümlere ayrılmış bir radyatör hedefine çarpar ve malzemedeki çekirdeklerin Coulomb alanı ile etkileşime girer. Burada, elektron ışını, sürekli enerjili bremsstrahlung'un üretildiği radyatöre çarpmaktadır. T0 pozisyonunda aktivasyon deneyleri yapılabilir. Radyasyon bakır kolimatöründen geçtikten sonra, ışın sırasıyla iki pozisyonda T1 ve T2'de NRF deneyleri için kullanılabilir. BGO detektörleri ile zırhlanmış üç HPGe dedektörü, hedef içindeki reaksiyonlardan kaynaklanan fotonları ölçmek için hedef pozisyon T1'i çevreler. T2 pozisyonunda, parçalara ayrılan bir HPGe Clover detektörü kullanılarak parite belirlemeleri yapılabilir. Yüklü bir parçacık hızlandığında, radyasyon yayar, bu, elektronlar Coulomb alanı nedeniyle saptırıldığında olan şeydir. Foton kaynağı olarak Bremsstrahlung kullanımı geniş bir enerji aralığında atom çekirdeğinde uyarılmış durumların özelliklerini incelemek için oldukça uygundur.

Foton ışını, T0 pozisyonunda aktivasyon deneyleri için veya bakır kolimatörün hemen arkasında bulunan T1 ve T2 hedef pozisyonlarında NRF deneyleri için kullanılabilir. Kolimatörden dolayı, yaklaşık 25 mm ve 30 mm çapında bir ışın noktası, sırasıyla T1 ve T2'de ulaşır. Bir NRF hedefinin tipik boyutu, gelen foton tarafından tamamen ışınlanabilecek şekilde seçilir (20 mm). T1'e yerleştirilen hedef 130°'da iki Yüksek Saflıkta Germanyum (HPGe) detektörü ve ışın yönüne göre 90°'da bir detektör ile çevrelenmiştir. Her detektör, aktif Compton etkisini önlemek için bir bizmut germanat (BGO) kalkanı ile donatılmıştır, bu, deneysel spektrumdaki pik-background oranını önemli ölçüde geliştirir ve tek ve çift kaçış zirvelerini güçlü bir şekilde azaltır[60].

Tekli  $\gamma$ -ışını spektroskopisi ölçümleri, bir analog veri edinimi ile kaydedilir. Tipik



Şekil 3.2 DHIPS şematik düzeni

bir NRF hedefi birkaç gram zenginleştirilmiş materyalden oluşur, bu nedenle çarpışan fotonların çoğu herhangi bir etkileşim olmaksızın hedef T1'i geçerler, böyleki ışın, polarizasyon-duyarlı Clover detektör kullanılarak foto-uyarılmış durumların parite ölçümlerini gerçekleştirmek için T2'de daha fazla kullanılabilir[60]. Sonuç olarak, DHIPS, bremsstrahlung'dan fotonlarla çeşitli deneylerin eşzamanlı olarak gerçekleştirilebildiği çok fonksiyonlu bir NRF düzeneğidir. DHIPS'nin mevcut durumunun ayrıntılı bir açıklaması Referans [55]'te bulunabilir.

### 3.2 HI $\gamma$ S

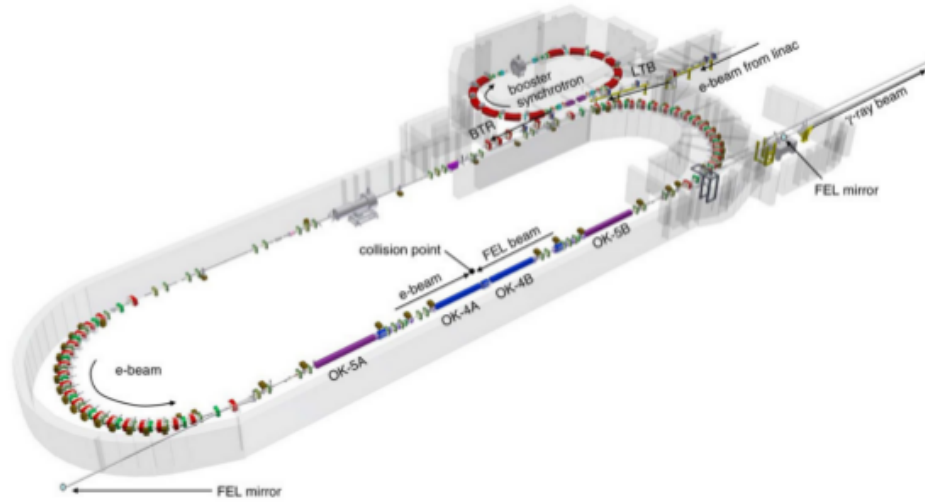
Bu doktora tezinin en önemli kısmı, Üçlü Üniversiteler Nükleer Laboratuvarı (TUNL) ve Duke Serbest Elektronlu Lazer Laboratuvarı (DFELL) arasında ortak bir proje olan Yüksek Yoğunluklu  $\gamma$ -Işın Kaynağı (HI $\gamma$ S)[61] 'de gerçekleştirilen NRF deneyleri ile ilgilidir. HI $\gamma$ S tesisinin şematik gösterimi Şekil 3.3'te verilmiştir. Burada, lineer elektron hızlandırıcısının ve güçlendirici senkrotronun arkasında, Duke elektron depolama halkasına 1.2 GeV'ye kadar enerjili elektron demetleri enjekte edilir. Bu halka içerisinde yüksek enerjili fotonlar lazer Compton geri saçılımı ile üretilebilir

Lineer elektron hızlandırıcısı, 180 MeV'den 280 MeV'ye kadar olan enerjilerle demetlenmiş bir elektron ışını üretir; bu daha sonra güçlendirici senkrotronda elektron

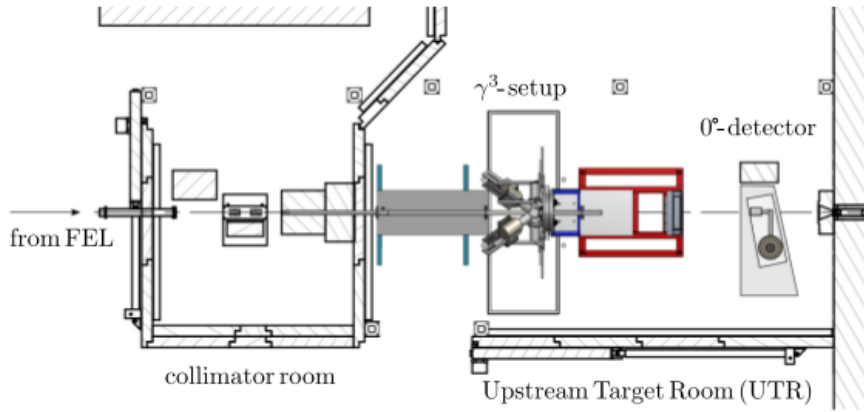
demetlerinin Duke elektron depolama halkasına enjekte edilmesinden önce 0.24 GeV'den 1.2 GeV'ye değişen enerjilere hızlandırılır. Bu elektronlar, ayarlanabilir bir elektron enerjisi ve yaklaşık 2.79 MHz'lik bir devir frekansında çalışan depolama halkasına enjekte edilir. Depolama halkasının düz bölümlerinden biri, bir dizi optik ayna ile birlikte, doğrusal veya dairesel olarak polarize edilmiş bir lazer foton ışın demetini üretebilen bir Serbest Elektron Lazeri (FEL) oluşturan kıvrımlı mıknatıslarla donatılmıştır. Yüksek enerjili foton ışını, bu polarize lazer fotonları ve elektronların, depolama halkasındaki çarpışma noktasında çarpışması ile üretilir. Bu teknik, lazer Compton geri saçılımı (LCBS) olarak adlandırılır ve diğer tesislerde de kullanılır[36, 59]. Lazer fotonların intra-kavite üretimi, çarpışan ışınların hizalanması ve senkronizasyonu ile ilgili belirli avantajlara sahiptir ve geniş bir yelpazedeki ışın enerjilerini kapsamasını sağlar. Lazer fotonların polarizasyonu, saçılma işlemi sırasında korunur, sonuçta elde edilen yüksek enerjili foton ışını da %95'in üzerinde bir dereceye kadar doğrusal olarak polarize edilir. Depolama halkası iki temel nedenden ötürü kullanılır: Her bir gruptaki elektronların çoğu bir saçılma sürecine girmez ve bir sonraki döngüde tekrar kullanılabilir. Depolama halkasının kullanımı, aynı zamanda, doğrusal hızlandırıcının kendisinden verilebilecek olandan çok daha yüksek ışın akımlarına izin verir, böylece daha yüksek bir foton yoğunluğu sağlanır. FEL'in şu anki işlevi, Compton geri saçılma işleminden sonra 1 MeV ila 100 MeV'lik bir enerji aralığına yükseltile, 1.2 eV ile 6.5 eV arasında bir enerji ile lazer fotonları üretilmesine izin vermektedir. 80 mA'ya kadar bir elektron ışını akımından (LCBS çalışması), çarpışma noktasında  $> 10^9$   $\gamma/s$ 'lik yüksek enerjili bir foton akısı elde edilebilir. Bir Compton saçılma işleminde, saçılan parçacıkların enerjisi saçılma açısına bağlı olduğundan, dar bir enerji yayılımına sahip bir ışın üretmek için foton ışınının toplanması gerekir. Bu nedenle çarpışma noktasından 57.2 m mesafede bulunan bir kolimasyon sistemi, beam çapını 2 cm ila 5 cm arasında daraltmayı mümkün kılar[37].

### 3.2.1 $\gamma^3$ Düzenegi

$\gamma^3$  deteksiyon sistemi, FEL'in çarpışma noktasından yaklaşık 60 m uzaklıkta bulunan HI $\gamma$ S hedef odasında (Upstream Target room UTR) yer almaktadır. Şekil 3.4, düzenegin teknik bir çizimini göstermektedir. Burada, FEL'den gelen çarpışan foton ışını, 0.75" bakır kolimatör ile hizalanmıştır.  $\gamma^3$  düzenegi, kolimatörün arkasındaki UTR'de yer alır. UTR'nin sonunda, 0° detektör, foton ışınının spektral dağılımını izlemek için kullanılır.  $\gamma$ -ışını, belirli deneysel gereklilikler için ışın boyut şartlarına uymasını sağlamak için kolimatör odasında toplanır. 2013'teki ölçümler için 0.75 " bir kolimatör çapı kullanılmıştır. Kolimatör odasından hemen sonra, farklı kalınlıklardaki (20 cm, 10 cm ve 10 cm) üç kurşun duvar, kolimatördeki küçük açılı saçılmadan



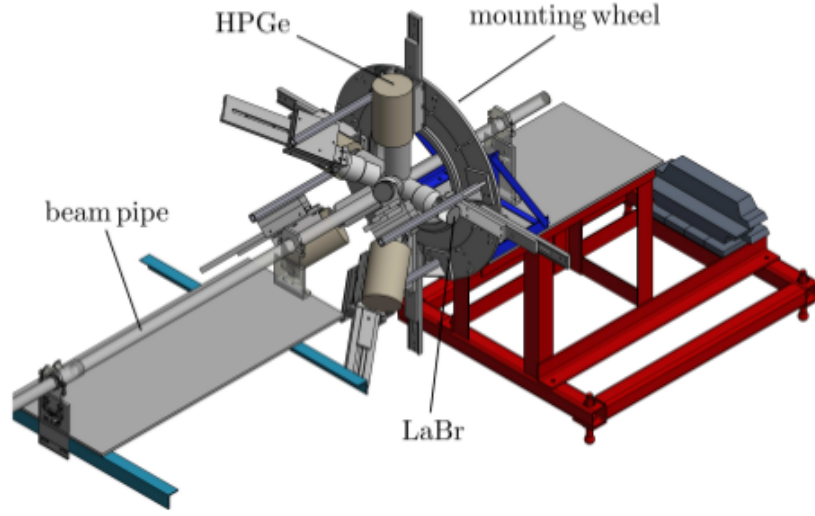
Şekil 3.3 HIγS tesisinin şematik gösterimi[61]



Şekil 3.4 HIγS'deki deney alanının teknik çizimi[59]

kaynaklanan arka plan (background) ışınımını azaltmak için inşa edilmiştir.  $\gamma^3$  düzeneği, iki tip dedektörden oluşur: dört adet HPGe dedektörü (3 "x 3"), 3 "x 3" NaI standart dedektöre ve dört adet LaBr3: Ce sintilatöre (3 "x 3") göre %60'lık bir dahili verime sahiptir. Farklı polar ( $\vartheta = 90$  ve  $\vartheta = 135$ ) ve  $\Delta\varphi = 45$  azimutal açılarında bir alüminyum çarka (mounting wheel) monte edilmişlerdir. Ayrıca, montaj çarkı, ışın eksenini etrafında maksimum bir  $\Delta\varphi = 45$  açıyla döndürülebilir. Montaj yapısı, her iki tip dedektörün tüm olası konumlara monte edilebileceği şekilde tasarlanmıştır.

2013'teki deneysel çalışma için dedektör düzeneği Şekil 3.5'te verilmiştir. İki LaBr3: Ce ve iki HPGe dedektörü, her biri sırasıyla  $\vartheta = 90$  ve  $\vartheta = 135$  olarak yerleştirilmiştir. Tüm dedektörler, bir dedektörden diğerine fotonların saçılmasından kaynaklanan etkileri azaltmak için 2 mm'lik kurşun içine sarılmıştır. Dahası, her bir dedektör yüzü, monokromatik ışının hedef materyalden rezonanssız saçılmasından gelen



**Şekil 3.5** 2013 yılındaki deneysel çalışmada kullanılan  $\gamma^3$  düzeneğin teknik çizimi (Dört adet LaBr ve dört adet HPGe dedektörü, dönebilen bir çark üzerine monte edilmiştir)

düşük enerjili arka planın azaltılması için farklı Cu ve Pb disk kombinasyonları ile korunmuştur. Rezonans olmayan arka planın daha fazla azaltılması, vakumla boşaltılan ışın borusunda (beam pipe) devam eder. Yaklaşık 1 mbar ile 10 mbar arası bir orta vakum üretilir, bu da tüp içindeki fotonların ortalama serbest yol uzunluğunu artırır ve dolayısıyla atomik saçılma olasılığını büyük ölçüde azaltır.  $\gamma^3$  düzeneğin detaylı anlatımı Referans [57]'de mevcuttur.

### 3.2.2 Veri Toplama Sistemi (DAQ)

2013 yılında yapılan deneyler sırasında iki bağımsız veri toplama (DAQ) sistemi kullanıldı: Canberra GENIE 2000 sistemi ve GSI araştırma merkezinden (Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung) temin edilen Çoklu Bölüm Sistemi (MBS). Bu tez çalışmasında yalnızca Canberra GENIE 2000 sistemi verileri kullanılmıştır. GENIE DAQ, HPGe dedektörleri ile tekli  $\gamma$ -ışını spektroskopisinden, yani, çeşitli dedektörler arasında herhangi bir denk gelme (coincidence) durumu olmaksızın, kayıt spektrumlarını kaydeder. Daha kısa okuma kaynaklı olarak indüklenmiş ölü zaman avantajına sahiptir. NRF deneyleri sırasında tespit edilen fotonların baskın kısmı, genellikle yüksek olay oranlarına yol açan hedef materyalden ışın fotonların rezonanssız saçılmasından ileri gelir. Background radyasyonunun spektral dağılımı, düşük enerjiye doğru katlanarak artmaktadır. Sırasıyla toplam sayım oranını ve ölü zamanı azaltmanın bir yolu, rezonant olmayan background radyasyonunun önemli bir kısmını kesmek için tetikleme(trigger) donanımına enerji

eşikleri uygulamak ve bu eşiklerin altındaki  $\gamma$ -ışınlarının algılanmasını bastırmaktır. GENIE DAQ'daki ölü zaman, varsayılandan nispeten kısa olduğundan,  $\gamma$ -ışın spektrumlarını çok düşük enerji eşikleri ile ölçmeyi sağlar. Bu nedenle,  $\gamma^3$  düzeneğın HPGe detektörleri kullanılarak,  $^{156}\text{Gd}$  çekirdeğinde bireysel uyarılmış durumların tekli  $\gamma$ -ışın spektroskopisi kaydedilir.

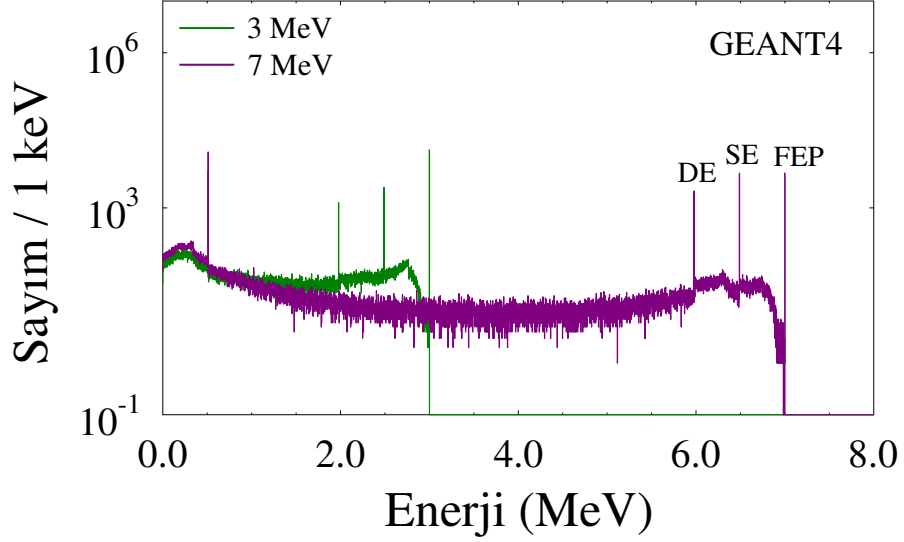




Bu bölümde, DHIPS ve HI $\gamma$ S'de  $^{156}\text{Gd}$  ile yapılan NRF deneylerinin veri analizi ele alınmıştır. Yayılan fotonların enerji, yoğunluk ve açısal dağılımı, farklı uyarım enerji bölgeleri için bireysel uyarılmış durumların esas özellikleri ve çekirdeğin ortalama büyüklükleri hakkında bilgi taşıyan önemli gözlemcilerdir. Aşağıda, bu bölüm boyunca çeşitli analiz adımlarında kullanıldığı için, detektör tepkileri için  $\gamma$ -ışını spektrumlarını düzeltmeye yönelik dekonvolüsyon yöntemi anlatılmaktadır. Daha sonra, tek  $\gamma$ -ışını spektroskopisinden elde edilen verilerin analizi sunulmuştur.

### 4.1 Detektör Tepkisi Silme

Bir “gerçek” dedektör ile ölçülen tipik bir  $\gamma$ -ışın spektrumu,  $\gamma$ -ışınlarının detektör materyali ile elektromanyetik etkileşimini izleyerek belirli bir yapı sergiler. Bu etkileşim süreçleri üç baskın süreç olan fotoelektrik absorpsiyon, Compton saçılımı ve çift üretilir[62]. Bu etkileri göstermek için, GEANT4[63] tabanı kullanılarak 3 MeV ve 7 MeV iki farklı foton enerjisi için Monte-Carlo simülasyonlarıörnek olarak Şekil de gösterilmiştir. Dedektör materyalindeki tüm  $\gamma$ -ışını enerjisinin birikmesi, spektrumdaki en yüksek enerjide bir tepe oluşur ve bu full-enerji piki (FEP) olarak adlandırılır. Bu, ya tüm enerjisinin bir atomik kabuk içinde bağlı bir elektrona aktarıldığı fotonun foto-elektrik absorpsiyonuyla ya da takip eden fotoelektrik absorpsiyon ile Compton saçılması gibi çoklu işlemlerin ardından elde edilir. Dedektör materyali içindeki izinli elektronlardan saçılan Compton fotonlar, enerjilerinin sadece bir kısmını biriktirir, bu da FEP'in altında gözlemlenen Compton sürekliliğinin geniş dağılımına yol açar. Foton enerjisi 1022 keV'in üzerinde olduğunda çift oluşumu da mümkün olacaktır. Burada foton, kalan foton enerjisini eşit olarak paylaşan bir elektron-pozitron çiftine dönüştürülür. Genellikle, pozitron, detektördeki başka bir elektron ile yok olur ve sonuçta her biri 511 keV'luk durgun kütlelerine eşdeğer bir enerji ile iki foton elde edilir. Bu fotonlardan biri veya her ikisi de detektörü terk eder ve dolayısıyla algılanmazsa, maksimum biriken enerji sırasıyla 511 keV ve 1022 keV azalır. Bu fotonların kaçışı nedeniyle, spektrumda tek-kaçış (SE) ve çift kaçış



**Şekil 4.1** Bir HPGe detektörünün 3 MeV (yeşil) ve 7 MeV (mor) foton enerjilerinde detektör tepkisi simülasyonu

(DE) tepe noktaları ortaya çıkar.

$$m = \mathbf{R}n + \epsilon \quad (4.1)$$

Ölçülen spektrum ( $m$ ), gelen fotonların "gerçek" spektrumunun ( $n$ ) dedektör tepkisi  $R$  ile bir dönüşümü ile üretilir. Bu gösterimde,  $m$  ve  $n$ ,  $i$  aralıklı (bin) enerjiler için sayım sayısına karşılık gelen sırasıyla  $m_i$  ve  $n_i$  bileşenleri olan vektörlerdir. Kare matris  $R$ , her bir  $\gamma$ -ışını enerjisi için ayrı dedektör tepki fonksiyonlarından oluşur. İstatiksel dalgalanmalar nedeniyle,  $\epsilon$  belirsizliği bulunur.

Şekil 4.1'de gösterilen spektrum, bir HPGe detektörünün çarpışan fotonlara tepkisini gösterir ve genel olarak enerjiye bağlıdır. Foton enerjisinin birikmesi, spektrumda full-enerji pikine (FEP) yol açar. Tekli kaçış (SE) ve çift kaçış (DE) tepe noktaları, eğer bir elektron-pozitron çiftinin 511 keV  $\gamma$ -ışınlarından birinin veya her ikisinin de dedektörden ayrılmasından sonra ortaya çıkar. FEP'in altındaki dağılım, enerjilerinin sadece bir kısmını biriktiren fotonların Compton saçılması ile üretilir. Ayrıca detektör tepkisi, detektör materyelinin cinsine, büyüklüğüne ve geometrisine bağlıdır. Genellikle bu etki doğrusal bir dönüşümle ifade edilebilir. Detektör tepki matrisini elde etmek için Monte-Carlo simülasyonları, 1 keV aralıklarla 10 MeV e kadar olan enerji aralığında GEANT4 ile gerçekleştirilmiştir. İstatiksel dalgalanmaların detektör tepkisi silme (deconvolution) işlemine etkisini ortadan kaldırmak için, her bir iterasyon için istatiksel girdiler dahilinde giriş spektrumunu değiştirerek prosedür 50 kez tekrarlanır.

Ortalama değer ve karşılık gelen standart sapma 50 ayrışmış spektrumdan gelen her enerji kutusu için hesaplanır.

Deconvolution prosedürü, daha sonraki bölümlerde sunulan veri analizi için önemlidir, çünkü  $^{156}\text{Gd}$  ile yapılan ölçümlerden elde edilen deneysel spektrum, artan tepe sayısı nedeniyle daha karmaşıktır.

## 4.2 Seviye ve $\gamma$ -Işın Enerjisi

Uyarılmış durumlar ve bunların karşılık gelen seviye enerjileri arasındaki geçiş enerjileri, enerji kalibreli  $\gamma$ -ışını spektrumlarından çıkarılabilir. Kalibrasyon genellikle radyoaktif kaynaklardan bilinen  $\gamma$ -ışını enerjileri, doğal background radyasyonu veya ilgilenilen hedefle eş zamanlı olarak ölçülen kalibrasyon standartları ile yapılır. Aşağıda, gelen fotonun emilimi ile  $E_x$  seviye enerjili bir durum uyarılmıştır. Yayılan foton, daha sonraki taban duruma bozunması sırasında, emisyon işlemi sırasında çekirdeğe aktarılan geri tepme enerjisi nedeniyle,  $E_x$ 'den daha az olan bir enerji  $E_\gamma$  değerine sahiptir. Seviye enerjisi ile ölçülen foton enerjisi arasındaki ilişki,

$$E_x = E_\gamma \left( 1 + \frac{E_\gamma}{2Mc^2} (1 - 2\cos\vartheta) \right). \quad (4.2)$$

İfade, nükleer kütle  $M$ 'ye ve gelen fotonun yönüne göre yayılan fotonun kutup açısına ( $\vartheta$ ) bağlıdır. Benzer şekilde, uyarılmış bir durumdan yayılan beklenen  $\gamma$ -ışını enerjisi, Eşitlik 4.2'yi yeniden düzenleyerek hesaplanabilir:

$$E_\gamma = \frac{Mc^2}{(1 - 2\cos\vartheta)} \left( \sqrt{1 + \frac{2E_x}{Mc^2(1 - 2\cos\vartheta)}} - 1 \right). \quad (4.3)$$

## 4.3 Reaksiyon Oranı ve Pik Alanı

NRF ölçümlerinin amaçlarından biri, her bir bireysel seviyenin uyarılması için tesir kesitlerin belirlenmesinin yanı sıra belirli bir enerji aralığında bir geçiş topluluğu üzerinden ortalama kesitlerin belirlenmesidir. Bir  $\gamma$ -ışını spektrumunda background üzerinde bir sinyal gözlemlenirse, pik alanı doğrudan bu özel reaksiyon için uyarılma tesir kesiti ile ilgilidir. Bir pikte ölçülen sayımların sayısı reaksiyon hızına ve reaksiyon ürünlerinin detekte edilme olasılığına bağlıdır. Reaksiyonların sayısı, belirli bir reaksiyon için toplam hedef hücre sayısı  $N_T$ , belirli bir  $\gamma$ -ışın enerjisindeki mutlak foton akısı  $N_\gamma(E_\gamma)$  ve belirli bir reaksiyon için kısmi tesir kesit  $\sigma_{x,i}^0$ , Denklem 2.4 ile hesaplanabilir. Şuan için, taban durum seviyesinden uyarılmış durum seviyesine ( $x$ )

uyarım ve i durumuna geçiş kabul edilir. Toplam reaksiyon sayısı R aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$R = N_T \cdot \int N_\gamma(E) \cdot \sigma_{x,i}^0(E) \cdot dE \quad (4.4)$$

burada integral bütün mümkün enerjiler üzerinden alınır. Tipik bir nükleer rezonan genişliği eV enerji mertebesinde veya daha altındadır. Bu nedenle, toplam foton akısı  $N_\gamma$ ,  $\sigma_{x,i}^0$  nın sıfır olmadığı durumda neredeyse sabittir ve Eşitlik 4.4 sabitleştirilirse;

$$R = N_T N_\gamma(E) \int \sigma_{x,i}^0(E) dE \quad (4.5)$$

$$= N_T N_\gamma(E) I_{0 \rightarrow x \rightarrow i} \quad (4.6)$$

burada,  $I_{0 \rightarrow x \rightarrow i}$  bireysel tesir kesiti göstermektedir ( $I_{0 \rightarrow x \rightarrow i} = \pi^2 \cdot (\frac{\hbar c}{E_x})^2 \cdot \frac{2J_x+1}{2J_0+1} \cdot \Gamma_0 \cdot \frac{\Gamma_1}{\Gamma}$ ). Ayrıca, reaksiyonların R kaçının mevcut deteksiyon sistemi tarafından kaydedildiğini bilmek önemlidir. Bunun için iki önemli parametre, yayılan fotonların algılanma verimliliği  $\varepsilon$  ve Bölüm 2.4'te ele alınan açısız dağılımı  $W_{0 \rightarrow x \rightarrow i}$ 'dir. Bir NRF reaksiyonun deneysel olarak ölçülen pik alanı  $A_{0 \rightarrow x \rightarrow i}$  aşağıdaki gibi verilir:

$$\begin{aligned} A_{0 \rightarrow x \rightarrow i} &= R \cdot \int_{\Delta\Omega} \varepsilon(E_x - E_i, \Omega) W_{0 \rightarrow x \rightarrow i}(\Omega) d\Omega \\ &= N_T N_\gamma(E) I_{0 \rightarrow x \rightarrow i} \int_{\Delta\Omega} \varepsilon(E_x - E_i, \Omega) W_{0 \rightarrow x \rightarrow i}(\Omega) d\Omega, \end{aligned} \quad (4.7)$$

burada  $\Delta\Omega$  detektörün katı açısıdır. Genel olarak,  $\gamma$ -ışın detektörleri sonlu bir boyuta sahiptir ve reaksiyon noktasına sonlu bir mesafeye yerleştirilir. Ek olarak, verim  $\varepsilon(E_x - E_i, \Omega)$ , yayılan fotonun, dedektör yüzeyine göre pozisyonuna ve açısına bağlı olarak değişebilir. Detektörün katı açısı  $\Delta\Omega$  üzerinden integrasyon sonlu boyutları dikkate alır. Bununla birlikte, hedefe uzak mesafelerde detektör genellikle neredeyse nokta gibi olduğu kabul edilir. Bu durumda Eşitlik 4.7 aşağıdaki gibi sadeleştirilir:

$$A_{0 \rightarrow x \rightarrow i} = N_T N_\gamma(E_x) I_{0 \rightarrow x \rightarrow i} \varepsilon(E_x - E_i) W_{0 \rightarrow x \rightarrow i}(\Omega). \quad (4.8)$$

Bu, DHIPS'deki detektör düzeneği için yaklaşık olarak doğrudur. Ancak,  $\gamma^3$  detektör sistemi için  $156^G d$  ile olan deneylerde yakın bir düzenek geometrisi seçilmiştir (Bölüm 3.2). Bu nedenle, esas olarak Eşitlik 4.7, ilgili NRF deneylerinin analizi boyunca kullanılacaktır.

**Tablo 4.1**  $^{11}\text{B}$  hakkında gerekli bilgiler

$E_x$ (keV)	$E_f$ (keV)	$\Gamma$ (eV)	$\Gamma_f / \Gamma$ (%)	I (keVfm <sup>2</sup> )	W (90°)	W(130°)
2124.69	0	0.117(4)	100.0	4.98(17)	1.000	1.000
4444.98	0	0.55(5)	100.0	16.0(15)	0.93	1.017
5020.30	0	1.97(7)	85.8(4)	22.11(79)	0.92	1.019
	2124.69		14.2(4)		1.178	0.957
7285.51	0	1.14(8)	88.4(3)	9.68(68)	0.93	1.017
	4444.98		5.3(4)		1.064	0.985
	5020.30		6.3(4)		0.94	1.014
8920.47	0	4.37(3)	97.3(1)	29.97(21)	0.93	1.017
	4444.98		2.7(1)		1.068	0.984

#### 4.4 Foton Akısı

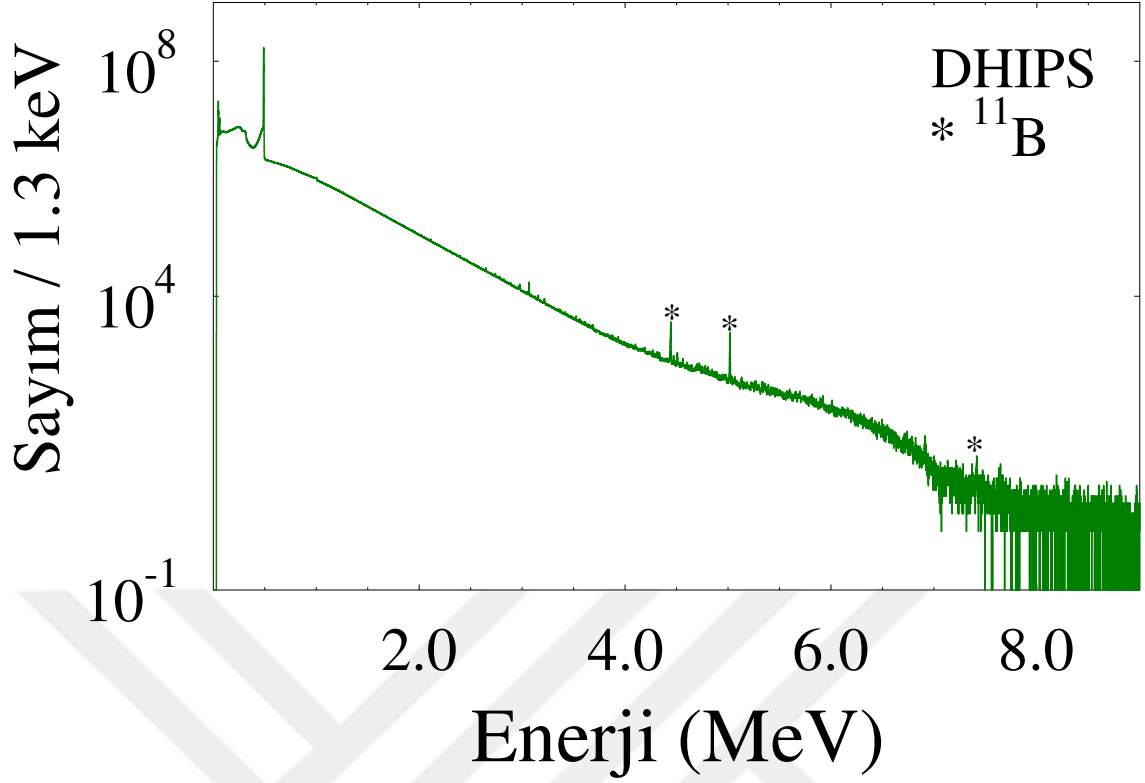
$I_{0 \rightarrow x \rightarrow i}$ 'in belirlenmesi için gerekli bir büyüklük hedef noktasındaki foton akısıdır. Genellikle GEANT4 ile simüle edilir ve daha sonra kalibrasyon standartlarından bilinen tesir kesitlere ölçeklendirilir.

##### 4.4.1 DHIPS

DHIPS'deki ölçümler sırasında  $^{156}\text{Gd}$  hedefine az miktarda zenginleştirilmiş  $^{11}\text{B}$  eklenmiştir. Genellikle 2 MeV ila 9 MeV arasında geniş bir enerji aralığında yayılan birkaç güçlü geçiş sergilediğinden, kalibrasyon standardı olarak kullanılır[55]. Deney sırasında meydana gelebilecek bozucu faktörler, dalgalanan foton-akı yoğunluğu ve ölü zaman tespiti gibi temel olarak eş zamanlı olarak ölçülen kalibrasyon standardının gözlenebilirlerinde hesaba katılır.  $^{11}\text{B}$  hakkındaki bilgiler Tablo da özetlenmiştir. Burada, seviye enerjisi  $E_x$ , toplam seviye genişliği  $\Gamma$  ve son seviyeye ( $E_f$ ) dallanma oranı  $\Gamma_f / \Gamma$  belirtilerek ilgili tesir kesiti I ve  $\theta = 90$  ve  $\theta = 130$  kutupsal açıları için karşılık gelen açısal dağılımlar verilmiştir.

$^{156}\text{Gd}$  ile DHIPS'de gerçekleştirilen NRF ölçümlerinde  $E_e = 7.2$  son enerjili (endpoint) bremsstrahlung ışını kullanılmıştır. Örnek bir spektrum Şekil 4.2'de gösterilmiştir. Genellikle,  $N_\gamma \varepsilon$  product ürünü, enerjinin (kırmızı) bir fonksiyonu olarak simüle edilir ve gözlenen 11 B geçişlerinin (siyah noktalar) iyi bilinen tesir kesitlerine ölçeklendirilir. Kalibrasyon noktalarındaki foton akısı, Eşitlik 4.8'in yeniden düzenlenmesiyle elde edilir:

$$N_\gamma \varepsilon(E_x) = \frac{A^{11\text{B}}}{N_T^{11\text{B}} I^{11\text{B}} W^{11\text{B}}}. \quad (4.9)$$



Şekil 4.2 DHIPS’de  $\vartheta=90^\circ$  de kaydedilmiş örnek spektrum ( $^{11}\text{B}$  nin bazı enerji değerlerindeki gama pikleri "\*" ile gösterilmiştir.)

$N_\gamma \varepsilon$ 'nin elde edilebildiğinden, mutlak deteksiyon verimi  $\varepsilon(E_x)$ 'in ayrı olarak (örneğin radyoaktif kaynaklarla ölçümlerden) bilinmesine gerek yoktur. Böylece ek belirsizlikler de önlenir.

#### 4.5 HI $\gamma$ S

HI $\gamma$ S tesisinde sağlanan gelen foton ışınının spektral dağılımı, hedefin arkasında ışın doğrultusuna yerleştirilen bir HPGe detektör (zero-degree detektör) ile ölçülür. Yüksek sayım oranlarından kaçınmak için bu ölçüm sırasında ışın yoğunluğu güçlü bir şekilde azalır. 4750 keV enerjili bir foton ışını için ölçülen bir spektrum örneği Şekil de gösterilmiştir. Gelen ışının enerji dağılımı yaklaşık olarak bir Gauss şeklindedir (Şekil 4.3).

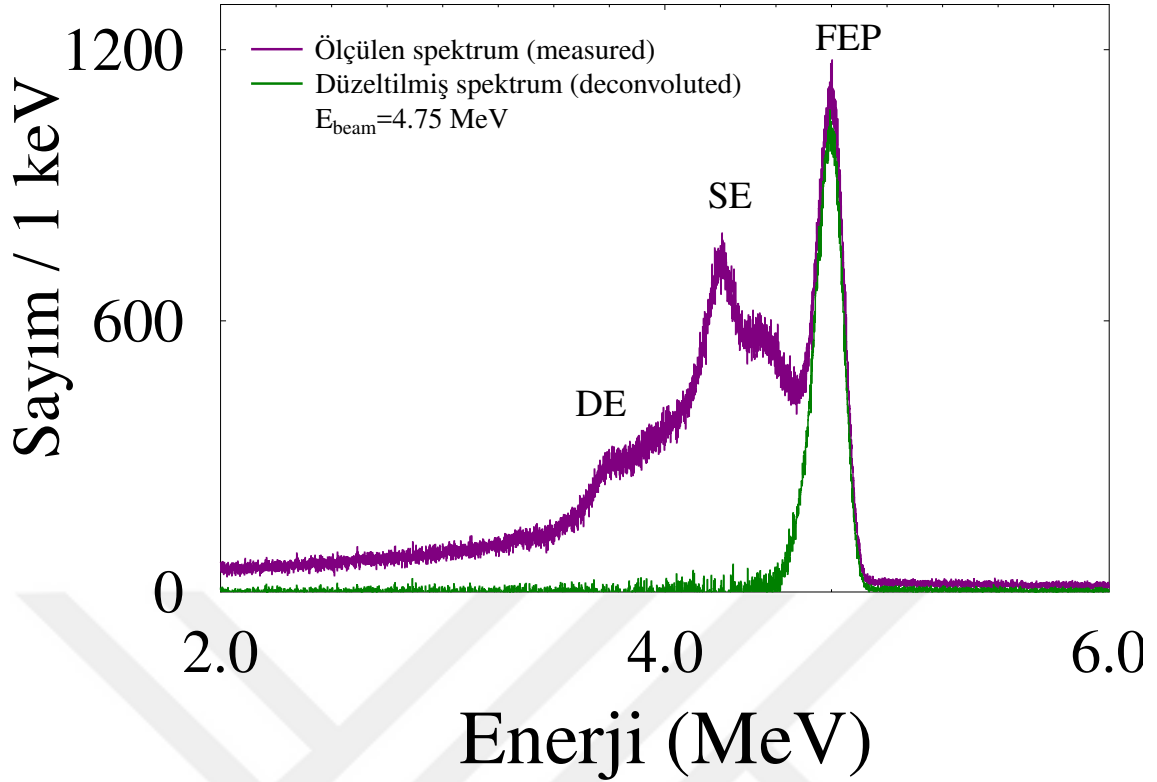
Burada ışının yarı-monokromatik karakteri nedeniyle,  $^{11}\text{B}$  izotopunun kalibrasyon standardı olarak kullanmak mümkün değildir. Çoğunlukla,  $^{11}\text{B}$  'un seviye enerjileri  $^{156}\text{Gd}$  ilçe ölçüm için seçilen foton huzmesi enerjileri uyuşmaz ve bu nedenle uyarılmazlar. Bununla birlikte, hedeften geçişler için önceden bilinen tesir kesitleri, ilişkili enerji ayarları için mutlak foton akısını belirlemede kullanılır. Bremsstrahlung

ile yapılan NRF deneyden bireysel uyarılmış durumların tesir kesitlerini bilmek, bunları HI $\gamma$ S'deki farklı foton ışın enerjilerindeki her bir veri seti için foton akısı ve verimliliklerini kalibre etmeyi sağlar. Foton akısını kalibre etmek için ışın enerjisi başına en az bir bilinen tesir kesiti gereklidir. Bununla birlikte, mevcut durumda, bazı ışın enerjileri için, karşılık gelen veri seti için sadece tek bir verinin kullanılması, kısmen düşük istatistiklere bağlı olarak foton akı kalibrasyonunda büyük belirsizlikler ortaya çıkarır. Bu nedenle, ilk önce birbiriyle bağlantılı tekli çalışmalarını kalibre etmek ve daha sonra bremsstrahlung ile denemeden bilinen tüm durumlara eş zamanlı olarak tüm işlemleri normalleştirmek için yeni bir yaklaşım geliştirdik. İlk adımda, tüm düzenek geometrisini ve foton ışınını hedefe karşılık gelen enerji ile uygulayarak her bir ışın enerjisi için GEANT4 simülasyonları gerçekleştirilir. Atomik saçılımın hakim olduğu simüle  $\gamma$ -ışını spektrumunun düşük enerjili kısmı, ölçülen spektrumun şekline çok iyi uyar. Bu, spektrumun bu kısmı için simülasyonun doğruluğunu kanıtlamaktadır (bir karşılaştırma için bkz. Ref. [36]). İkinci adımda, her bir ışın enerjisi ayarı için, simüle edilmiş spektrum, enerji bölgesinde 380 keV'den 500 keV'ye kadar uzanan deneysel spektruma normalleştirilir. Elde edilen kalibrasyon faktörleri, her ölçümdeki toplam foton akı yoğunluğuyla ( $N_{\gamma,tot} = \int N_{\gamma}(E)dE$ ) orantılıdır. Bu kalibrasyon faktörleri, ilişkili ölçümlerin normalize edilmiş foton akı dağılımlarına uygulanır. Kalibre edilmiş foton akı dağılımları 19 farklı ışın enerji değerleri için Şekil 4.4' de verilmiştir. Burada DHIPS verisinden bilinen  $^{156}\text{Gd}$ 'daki geçişler her ışın değeri için verilen renklerde belirsizlikleri ile birlikte görülmektedir (örneğin; 3120 keV için üç farklı veri kullanılmıştır) görülmektedir. Bu noktaların tesir kesitleri, daha önce tarif edildiği gibi DHIPS deneylerinden belirlenir. Veri noktaları ışın profillerinin enerji bağımlılığını çok iyi tanımlamaktadır.

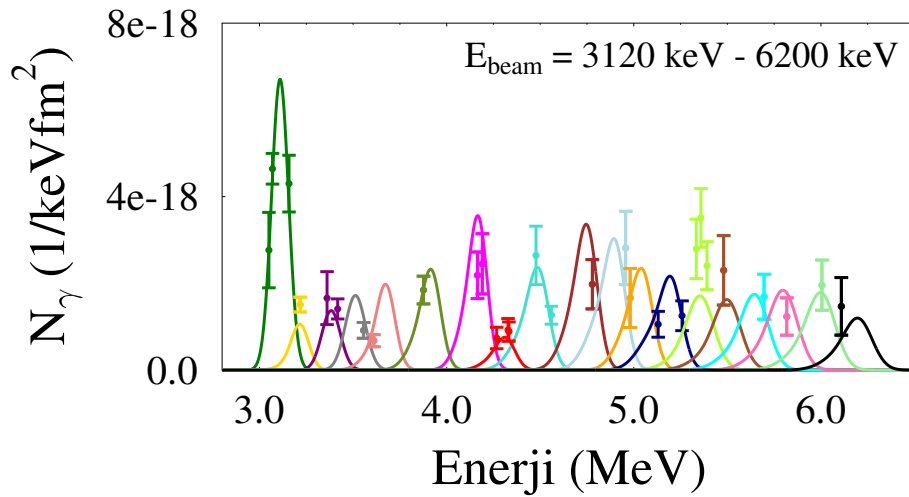
#### 4.6 Bireysel Seviye Analizi (State-to-state)

Bu bölümde, HPGe detektörleri ile elde edilen  $\gamma$ -ışını spektrumları kullanılarak bireysel uyarılmış seviyelerin özelliklerinin araştırılmasına odaklanılmıştır. Örnek olarak, Şekil 4.5 , DHIPS'de bremsstrahlung Şekil 4.4.a kullanılarak ölçülen ve 4,5 MeV ve 4.9 MeV arasındaki enerji bölgesinde HI $\gamma$ S'de Şekil 4.4.b-d yarı-monoenerjetik foton ışını kullanılarak ölçülen spektrumları göstermektedir. Burada, ilk uyarılmış seviyeye bozunumları ( $E_{2+}$ ) ifade eden pikler "\*" ile gösterilmiştir. DHIPS verisi için ışın yönüne göre  $\vartheta = 90^\circ$  dedektör spektrumu sunulur, ışın ve polarizasyon düzlemine göre farklı açılarda üç detektör için HI $\gamma$ S spektrumlarında alınan veriler verilir."Yatay" (horizontal), "Dikey" (vertical) ve "backward" (geriplan), etiketleri, detektörlerin sırasıyla ( $90^\circ, 0^\circ$ ), ( $90^\circ, 90^\circ$ ) ve ( $135^\circ, 45^\circ$ ) konum açılarına ( $\vartheta, \varphi$ ) karşılık gelir.

HI $\gamma$ S deneyi DHIPS deneyi karşılaştırıldığında, her iki ölçüm arasındaki



Şekil 4.3 DHIPS’de  $\vartheta=90^\circ$  de kaydedilmiş örnek spektrum ( $^{11}\text{B}$  nin bazı enerji değerlerindeki gama pikleri "\*" ile gösterilmiştir.)



Şekil 4.4 HI $\gamma$ S’deki tüm enerji değerleri için normalize foton akı dağılımı (Veri noktaları, DHIPS deneyinden bilinen tekli durumların tesir kesitleri kullanılarak hesaplanmıştır.)



temel farklılıklardan biri, fotopikin backgrounda oranıdır. Bu esas olarak, yarı-monokromatik foton ışınlarına kıyasla bremsstrahlung ile yapılan ölçümlerde çok daha belirgin olan foton ışınları tarafından uyarılan background radyasyonundan dolayıdır. Ayrıca, foton-akı kalibrasyonu için kullanılan  $^{11}\text{B}$ 'nin güçlü geçişlerinden kaynaklanan pikler de ek olarak  $\gamma$ -ışını spektrumunun analizini karmaşık hale getirmektedir. Bununla birlikte, foton akısı kalibrasyonu  $^{156}\text{Gd}$  'daki tek uyarılmış durumların bireysel tesir kesitlerinin belirlenmesi için çok önemlidir. HI $\gamma$ S foton ışınının doğrusal polarizasyonu, izole durumların spin-parite kuantum sayısının belirlenmesine izin verir.

#### 4.6.1 Bireysel Tesir Kesit

Bireysel geçişler için tesir kesit, bir durum-durum (state-to-state) analize, yani HPGe spektrumlarındaki izole piklerin yoğunluklarının çıkarılmasına göre belirlenir. Genellikle, sürekli enerjili bremsstrahlung ile DHIPS deneyi  $^{11}\text{B}$  kalibrasyon standardına göre bireysel tesir kesitleri belirlemek için kullanılır. Birkaç yüz keV'den 7.2 MeV'lik end-point enerjisine kadar bremsstrahlung ışının kapsadığı geniş uyarım enerji aralığı nedeniyle (bakınız, Bölüm 3.1),  $^{156}\text{Gd}$ 'deki çok sayıda uyarılmış durum eşzamanlı olarak incelenebilir.  $0 \rightarrow x \rightarrow i$  geçişi için bireysel tesir kesiti aşağıdaki gibi belirlenir:

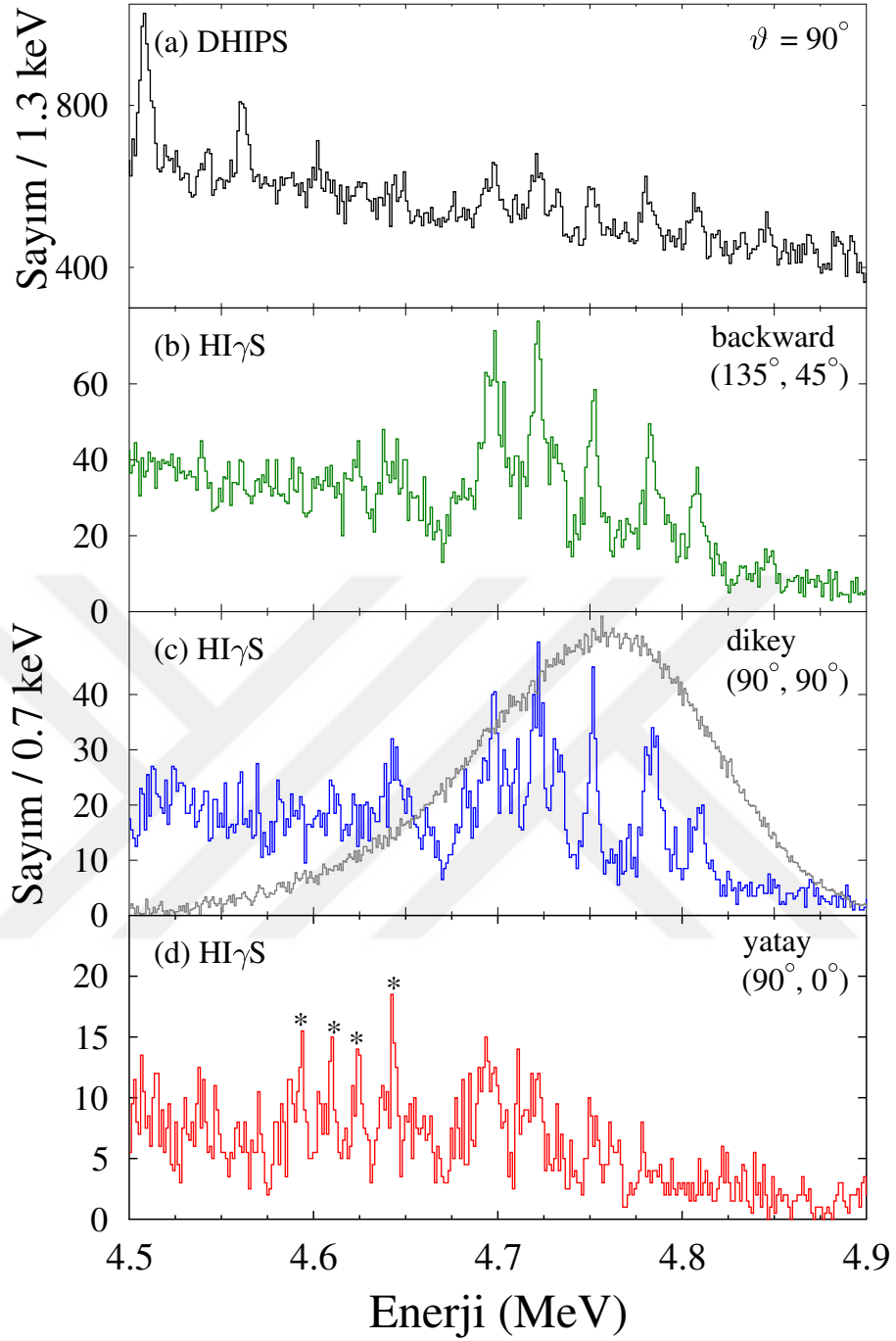
$$I_{0 \rightarrow x \rightarrow i} = \frac{A_{0 \rightarrow x \rightarrow i}}{N_T N_\gamma(E_x) \int_{\Delta\Omega} \varepsilon(E_x - E_i) \Omega W_{0 \rightarrow x \rightarrow i}(\Omega) d\Omega}. \quad (4.10)$$

Hedef çekirdeklerin sayısı  $N_T$ , zenginleştirilmiş izotop  $X$ 'in hedef kitlesi  $m_T$  ve karşılık gelen molar kütle  $M$ 'den hesaplanabilir:  $N_T = n_A \cdot \frac{m_T(X)}{M(X)}$ , burada  $N_A$  Avogadro sayısıdır.

Unutulmamalıdır ki,  $\gamma^3$  düzeneği ile yapılan NRF ölçümleri de Eşitlik 4.10 ile bireysel tesir kesitleri hesaplanabilir. Bremsstrahlung ve LCB beam ile kombine edilmiş veri setleri kullanılarak NRF deneylerinin analizine ilişkin detaylar, [64–66] 'da bulunabilir. Taban durumundan uyarılmış bir duruma uyarma ve daha sonra "i" durumuna geri dönme için NRF kesiti,  $\Gamma_0$ ,  $\Gamma_i$  ve  $\Gamma$  sırasıyla taban duruma geçiş genişliği, "i" duruma geçiş genişliği ve toplam geçiş genişliği olmak üzere  $\Gamma_0 \Gamma_i / \Gamma$  ile orantılıdır. Bu nedenle, karşılık gelen kesitin ölçülmesi, geçiş genişliklerine ve dolayısıyla geçiş olasılıklarını doğrudan elde etmeyi sağlar.

#### 4.6.2 Spin-Parite Kuantum Sayıları

$\gamma^3$  düzeneğinin HPGe detektörü ile kaydedilen spektrumların karşılaştırılması ile  $^{156}\text{Gd}$ 'da foto-uyarılmış durumların spin ve parite kuantum sayılarını çıkarmak mümkündür. Bir doğrusal polarize foton ışını ile uyarma nedeniyle yayılan fotonların



Şekil 4.5 4,5 MeV ile 5 MeV arasındaki enerji aralığında  $^{156}\text{Gd}$ 'nın HPGe spektrumları

açısal dağılımı, ilişkili nükleer seviyelerin belirli kuantum sayılarına bağlıdır. Asimetri değeri, bireysel uyarılmış durumların  $J^\pi$  spin-parite kuantum sayılarını ifade etmek için kullanılır. Burada yatay ve dikey dedektör arasındaki verim düzeltmesi yapılmış yoğunluk farkını kullanarak doğrudan  $J = 1$  durumlarının parite kuantum sayısını elde etmek mümkündür.

$$\epsilon = \frac{A_{\parallel} - A_{\perp}}{A_{\parallel} + A_{\perp}}. \quad (4.11)$$

Burada asimetri değeri  $1 > \epsilon > 0$  ve  $0 > \epsilon > -1$  değerlerini alabilir ve bunlar sırasıyla manyetik dipol geçiş (M1) ve elektrik dipol geçişe (E1) karşılık gelmektedir. Böylelikle Bölüm 2.3'te bahsedilen B(M1) ve B(E1) güçleri tayin edilebilmektedir.

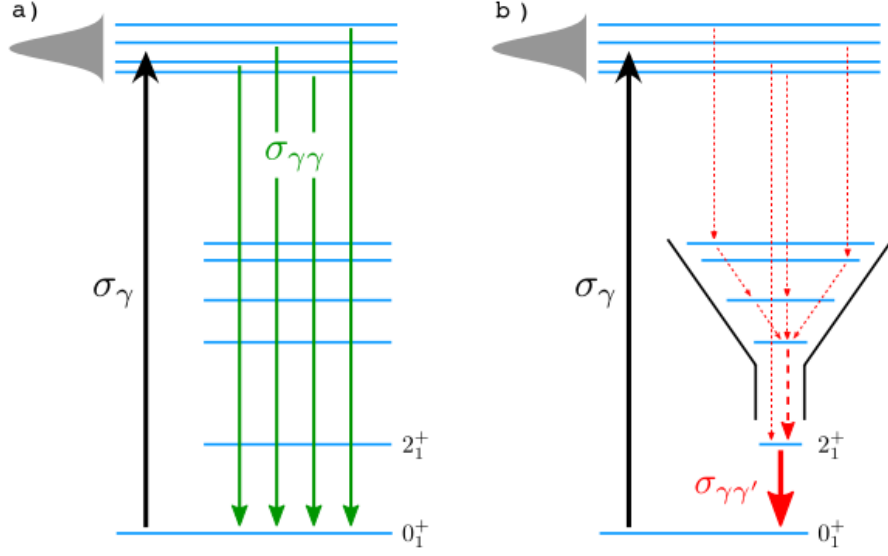
## 4.7 Ortalama Büyüklükler

### 4.7.1 Foto-Absorpsiyon Tesir Kesit

Bölüm 1.2'nin sonunda, yarı-monokromatik foton ışınlarıyla fotoabsorpsiyon tesir kesitlerini ( $\sigma_{\gamma} = \sigma_{\gamma\gamma} + \sigma_{\gamma\gamma'}$ ) çalışmak için bir yöntem tanıtılmıştı. İlk olarak Ref.[25] 'de önerilen esnek olmayan katkıyı belirleme fikrinin şematik bir gösterimi, Şekil 4.6'da gösterilmiştir. Dar bir enerji penceresindeki nükleer seviyeler  $HI\gamma S$ 'de foton ışınları (gri gaussien) ile uyarılmıştır. Uyarılmış seviyelerin temel seviyeye geçişleri için ölçülen yoğunlukları elastik tesir kesit ile ilişkili olabilir (bakınız Şekil 4.6, a). Ara seviyelere doğrudan geçişler (Şekil 4.6, b'de kesikli oklar), genellikle tek  $\gamma$ -ışını spektroskopisi ölçümlerinde gözlenemeyecek kadar zayıftır. Bununla birlikte, genel olarak, kademeli geçişlerin çoğunun ilk uyarılan  $2^+$  seviyesine bozunduğu varsayılmaktadır. Bu durumda ölçülen yoğunluk (bu nedenle, Şekil 4.6, b'deki katı ok), bu nedenle elastik olmayan enine kesitin yaklaşık olarak tahmin edilmesini sağlar. Foto absorpsiyon tesir kesiti  $\sigma_{\gamma}$ , her iki katkının toplamı olarak tanımlanır.

### Elastik Tesir Kesiti

Tekil pikleri analiz etmek yerine,  $HI\gamma S$ 'de yarı-monokromatik foton ışını tarafından kapsanan enerji aralığı için ortalama tesir kesitlerin çıkarılması mümkündür. Şekil 4.7, polarizasyon düzlemine dik ( $\theta = 90$ ) bir HPGe dedektörü ile  $E_n = 5.8 MeV$  enerjide kaydedilen spektrum (üst panel) ve bu spektrumun 30 keV enerji aralığındaki toplam spektrumunu (alt panel) spektrumunu göstermektedir. Foton ışınının spektral dağılımı gri renkte gösterilmiştir. Üst panelde, foton ışınının spektral dağılımı altında kalan bölgede gözlenen yoğunluk çözülmüş (resolved) pikler ve bu piklerin altındaki süreklilikte kaldığını göstermektedir. Sadece birkaç güçlü dipol geçişi içeren pik gibi gözlenmesine rağmen, genellikle "çözülmemiş" güç (unresolved strength) olarak adlandırılan bu süreklilik, yüzlerce ila binlerce zayıf uyarılmış durumdan birikmiş



**Şekil 4.6** Yarı monokromatik foton ışınları kullanılarak foto absorpsiyon kesitlerinin çıkarılması

dipol gücüdür. Ortalama tesir kesit de, belirli bir enerji bölgesindeki toplam dipol gücünü hesaba katmaktadır. Eşitlik 2.12 ve 4.10 kullanılarak, elastik tesir kesiti,

$$\sigma_{\gamma\gamma} = \frac{\sum_x I_{0 \rightarrow x \rightarrow 0}}{\Delta E} = \frac{1}{N_T N_\gamma^{tot}} \sum_x \frac{A_{0 \rightarrow x \rightarrow 0}}{\int_{\Delta\Omega} \varepsilon(E_x) W_{0 \rightarrow x \rightarrow 0} d\Omega} \quad (4.12)$$

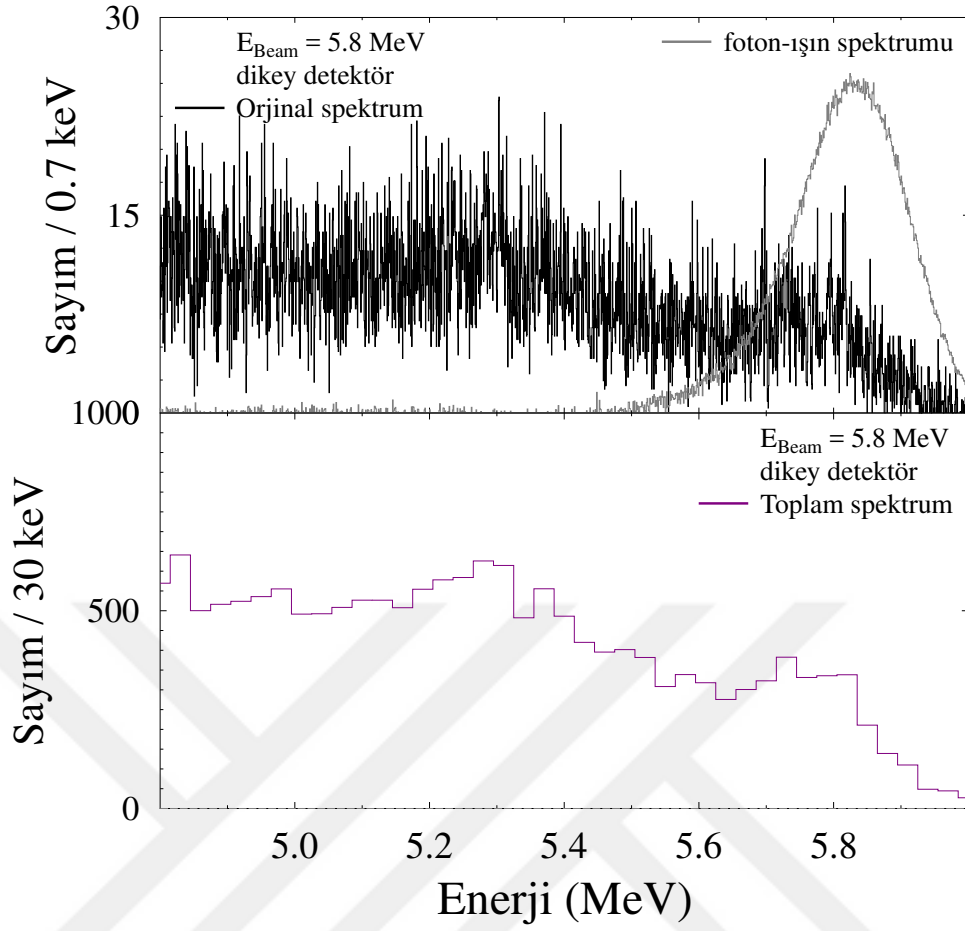
olarak ifade edilmektedir. Burada  $N_\gamma^{tot} = \int_0^{inf\ ty} N_\gamma dE$  toplam foton akısını göstermektedir ve toplam, kapalı enerji bölgesindeki x uyarılmış durumlarının üzerinden geçmektedir. Bu, uyarma enerji aralığındaki tam yoğunluğun, süreklilikte veya tepe noktalarda konumlanmış tüm durumları içerdiğini göstermektedir.

### İnelastik Tesir Kesiti

Elastik tesir kesiti hesabında, uyarılmış seviyeden temel seviyeye geçiş durumları ele alınmıştır. Temel seviyeye geçiş olasılığına kıyasla uyarılmış seviyeden düşük modlu seviyeye ( $2^+$ ) geçişler daha düşük olasılığa sahiptir ve bu Eşitlik 4.12'ye benzer, inelastik tesir kesiti olarak aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$\sigma_{\gamma\gamma} = \frac{\sum_x \sum_{i \neq 0} I_{0 \rightarrow x \rightarrow i}}{\Delta E} = \frac{1}{N_T N_\gamma^{tot}} \sum_x \sum_{i \neq 0} \frac{A_{0 \rightarrow x \rightarrow 0}}{\int_{\Delta\Omega} \varepsilon(E_x - E_i) W_{0 \rightarrow x \rightarrow i} d\Omega}. \quad (4.13)$$

$^{156}\text{Gd}$  çekirdeği oldukça düşük bir uyarılma enerjisine sahiptir (89 keV). Foton ışınının yaklaşık % 3'lük bir enerji yayılımı (yaklaşık 176 keV, bakınız Şekil 4.8) nedeniyle  $2^+$

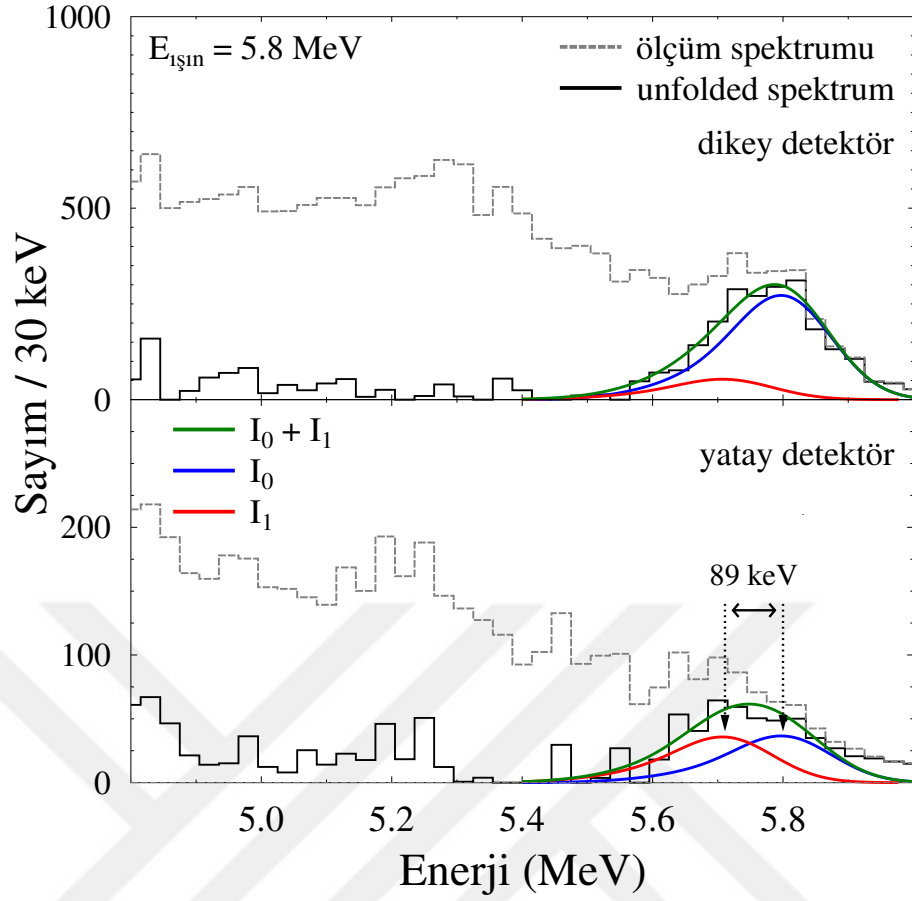


Şekil 4.7 Polarizasyon düzlemine dik olarak yerleştirilmiş HPGe detektör ile 5.8 MeV foton enerjisinde kaydedilmiş spektrum (üst panel) ve 30 keV kanal genişliğinde toplanmış spektrum (alt panel) örneği

durumuna geçiş yoğunluğunun temel duruma geçiş yoğunluğundan ayrılması oldukça gcctür. Şekilde unfold edilmiş spektrumlar  $2^+$  enerjisi olan 89 keV enerji farkı ile iki ayrı pik olarak fit edilmiştir.  $I_0$  elastik geçiş yoğunluğunu,  $I_1$  inelastik geçiş yoğunluğu göstermektedir.

İki katkıyı ayrı ayrı çıkarmak için aşağıdaki prosedür uygulandı: Her ışın enerjisi ayarı için, foton ışını profilinin Őekli sıfır dereceli (zero-degree) dedektörden bilinmektedir. Dallanma oranının ile birlikte ortalama tesir kesitin, foton ışını tarafından tanımlanan dar uyarılma enerji aralığında yaklaşık olarak sabit olduğu varsayılır. Bu durumda, unfolded spektrumların yoğunluğu,  $2^+$  durumunun (89 keV) uyarılma enerjisiyle ayrılmış ışın profili Şeklini kullanarak iki ayrı dağılım ( $I_0$  ve  $I_1$ ) olarak fit edilebilir. Bu fitte, iki dağılımın  $I_0$  ve  $I_1$  genlikleri, geriye kalan sadece uyum parametreleridir. Elde edilen fitler 5.8 MeV foton enerjisi için Şekil de gösterilmiştir ve olülen spektrumla mkemmел uyum içinde olduğu görülmektedir. Bu da yukarıda yapılan varsayımların geçerliliğini göstermektedir. Bu prosedür 3.52 MeV üzerindeki tüm ışın enerjilerine uygulanırken, dşuk enerjilerde bireysel uyarılmış durumlar spektrum Şekline hakimdir. Bu enerjiler için sadece bireysel durumlar analiz edilmiştir.

Tekli uyarılmış durumlar için aynı Şekilde, ortalama asimetriler ve tesir kesitleri her bir ışın enerjisi ayarı için fit edilen yoğunluklardan hesaplanabilir.



**Şekil 4.8** Dedektör tepkisini kaldırmak için düzeltme (unfolding) işleminden önce ve sonra 5.8 MeV ışın enerjisinde HI $\gamma$ S'de dikey ve yatay HPGe dedektörü için ölçülen spektrumlar

### 5.1 Bireysel Seviye Analiz Sonuçları

Bu bölümde, DHIPS ve HI $\gamma$ S'de gözlemlenen  $^{156}\text{Gd}$ 'de izole foto-uyarılmış durumların analiz sonuçları sunulmuş ve tartışılmıştır.

#### 5.1.1 $^{156}\text{Gd}$ çekirdeği için spin-parite quantum sayıları

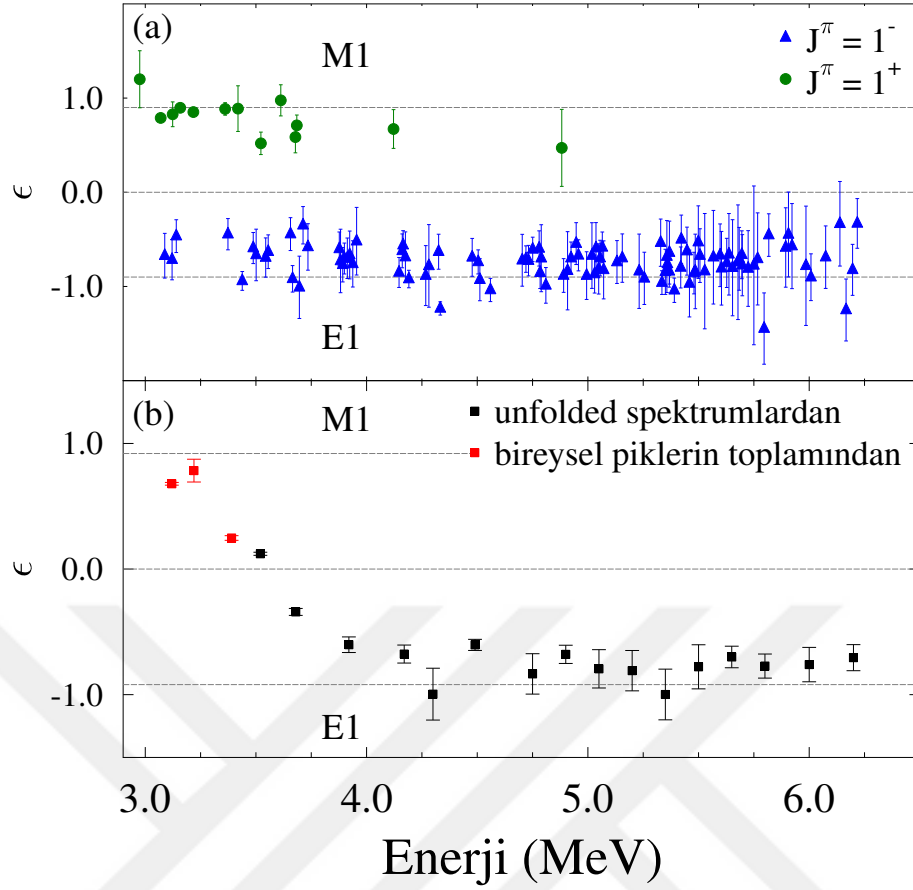
Toplamda, 2750 keV'den 6200 keV enerjiye kadar (nötron ayrılma enerjisi  $S_n = 8536.35\text{keV}$ ) 137 foto-uyarılmış durum gözlemlenmiştir. Bu çalışma ile NRF ölçümlerinde  $\sim 3.2$  MeV'in üstünde 131 foto-uyarılmış durum ilk kez belirlenmiştir. Bölüm 4.6.2'de, uyarılmış bir durumdan geri yayılan  $\gamma$  ışınlarının farklı açısız dağılımları, bu durumların spin-parite kuantum sayılarını J belirlemek için kullanıldığından bahsedilmişti. Şekil 5.1  $\epsilon$  asimetrisinin bireysel seviye analizinden (a) ve ortalama spektrum analizinden (b) elde edilen dağılımlarını ve HI $\gamma$ S'deki deneyde gözlemlenen  $^{156}\text{Gd}$ 'deki tüm nükleer seviyeleri göstermektedir.

$^{156}\text{Gd}$  çekirdeğinin yaklaşık 3.5 MeV'ye kadar olan enerjilerde pozitif pariteye sahip olduğu, daha yüksek enerjilerde ise negatif paritenin hakim olduğu görülmektedir. Pozitif simetri değerlerinin ( $\cong +1$ ) M1 geçişini ve negatif simetri değerlerinin ( $\cong -1$ ) E1 geçişini ifade ettiği önceki bölümlerde bahsedilmişti. Şekil 5.1 (b)'de  $^{156}\text{Gd}$  çekirdeğinin manyetik geçiş baskınlığı ve elektrik geçiş baskınlığı enerjiye bağlı olarak açıkça görülmektedir.

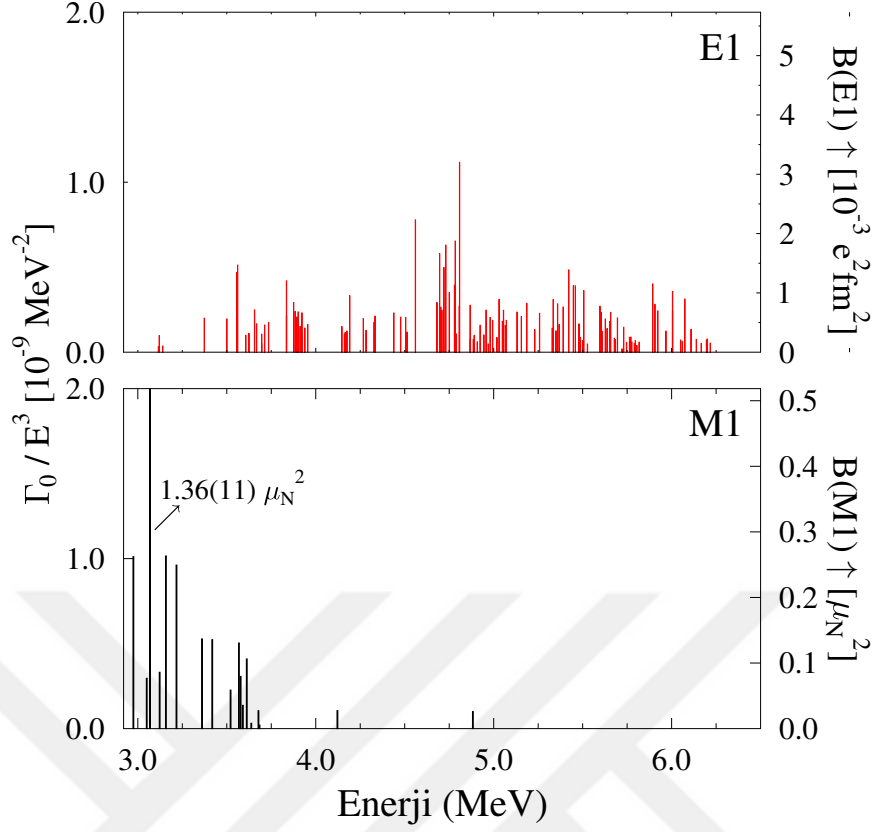
### 5.2 Bireysel Tesir Kesit Sonuçları

DHIPS ölçümlerinden elde edilen tesir kesitler, HI $\gamma$ S'deki yarı monokromatik foton ışınının foton akısını kalibre etmek için kullanılır (bkz. Bölüm 4.6.1). Şekil 4.5'de görüldüğü gibi, HI $\gamma$ S'de  $\gamma^3$  düzeneği ile elde edilen spektrumlar, DHIPS spektrumlarına kıyasla uyarma enerjisi bölgesinde daha yüksek bir pik-background oran sergiler. Bu nedenle, DHIPS'deki deneysel hassasiyet sınırının altında olan





**Şekil 5.1** Gözlemlenen bireysel durumlar için asimetriler (a) ve düzeltilmiş (unfolded) spektrumları (b) kullanarak her bir ışın enerjisi için ortalama asimetri dağılımı (Her iki durumda da sadece temel seviyeye geçişler ele alınmıştır. Noktalı yatay çizgiler, sırasıyla E1 ve M1 geçişleri için beklenen değerleri işaret eder.)



**Şekil 5.2** B(E1) ve B(M1) uyarma enerjisinin bir fonksiyonu olarak bireysel durumların güç dağılımı

uyarılmış durumlar ek olarak gözlemlenebilir. Yaklaşık 50 foto-uyarılmış durum, DHIPS’de HPGe detektörleri ile kaydedilen  $\gamma$ -ışını spektrumundan çıkarılırken, 137 uyarılmış durumu, HI $\gamma$ S’de HPGe spektrumunun analizinden elde edilir.

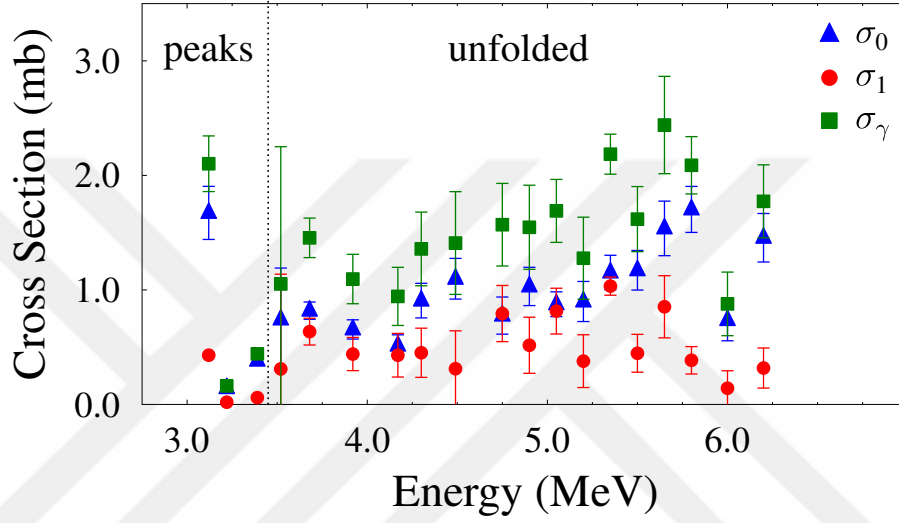
Şekil 5.1, elektrik ve manyetik dipol geçiş kuvvetinin, 3.12 MeV ile 6.2 MeV arasındaki uyarma enerjilerinde izole edilmiş geçişler için  $^{156}\text{Gd}$ ’deki dağılımlarını gösterir. Toplamda, 117 uyarılmış  $J^\pi = 1^-$  durumu ve 20  $J^\pi = 1^+$  durumun gözlemlendiğini bir önceki başlıkta belirtmiştik.  $J^\pi = 1^+$  durumunun altı tanesi 2975.0(6) keV, 3050.1(3) keV, 3069.6(1) keV, 3121.1(12) keV, 3157.99(1) keV and 3217.28(11) keV daha önce yapılmış çalışmadan[67] bilinmektedir. Tablo 5.1’de, elde edilen sonuçların hata sınırları içerisinde Pitz’in sonuçları ile oldukça uyumlu olduğu görülmektedir.

Bu çalışmada  $^{156}\text{Gd}$  çekirdeğinin ilk kez  $J^\pi = 1^+$  durumlarının ilk kez gözlenen gücü yaklaşık  $0.75 \mu_N^2$  olup, 3.5 MeV civarındaki bölgede yoğunlaşmıştır. 4 MeV’in altındaki toplam M1 uyarılma gücü  $3,08 \mu_N^2$ . 4 MeV üzerinde ise scissors mod bölgesine kıyasla düşük B(M1) gücüne sahip sadece iki pozitif pariteli durum gözlenmiştir.

Şekil 5.2’de verilen B(E1) dağılımında en yüksek güce sahip durum yaklaşık 5 MeV

**Tablo 5.1**  $^{156}\text{Gd}$  deforme çekirdeği için M1 dipol güçlerinin Referans[67] sonuçları ile karşılaştırılması

$J_i^\pi$	$E_i$ (keV)	$\Gamma_0$ (meV)	$\Gamma_0$ (meV)[67]	$B(M1)\uparrow$ ( $\mu_N^2$ )	$B(M1)\uparrow$ ( $\mu_N^2$ )[67]
$1^+$	3050	8.88(146)	11.6(29)	0.06(1)	0.11(3)
$1^+$	3070	154.8(95)	134.4(252)	1.38(8)	1.21(23)
$1^+$	3123	11.7(2)	10.2(30)	0.10(2)	0.09(3)
$1^+$	3157	29.8(74)	41.1(88)	0.25(6)	0.34(7)
$1^+$	3217	32.2(11)	39.2(83)	0.25(1)	0.31(6)



**Şekil 5.3**  $B(E1)$  ve  $B(M1)$  uyarma enerjisinin bir fonksiyonu olarak bireysel durumların güç dağılımı

uyarma enerji bölgesindedir. Bireysel uyarılmış durumların bütün  $B(E1)$  değerleri, küresel ağır bir çekirdeğe göre örneğin  $Z=50$  ve  $N=82$  kütle bölgesindeki, oldukça düşüktür[4, 65, 68]. Bu deforme bir çekirdekdeki geçiş gücünün daha güçlü parçalanmasıyla açıklanabilir. Sonuç olarak, bireysel durumların analizinde kaçırılan durumların güçlerinin de kuvvetli bir şekilde artırılması gerekmektedir. Bu nedenle, foto absorpsiyon tesir kesitlerinin hesaplanmasında yukarıda da bahsedildiği gibi bütün spektrumun kullanıldığı ortalama tesir kesitinin araştırılması esastır.

Şekil 5.3, ortalama tesir kesiti değerlerinin enerjiye bağlı dağılımını göstermektedir. Toplam tesir kesiti ( $\sigma_\gamma$ ), taban duruma geçiş tesir kesiti ( $\sigma_\gamma$ ) ve  $2_1^+$  duruma geçiş tesir kesitleri ile birlikte gösterilmiştir.  $\sigma_\gamma$  ve  $2_1^+$  ayrımı ışın enerji spektrumu fitine dayanırken, ortalama tesir kesit ve dallanma oranındaki varsayımlar (yukarıda açıklandığı gibi), toplam kesit  $\sigma_\gamma$ , esasen bundan bağımsızdır; Hem katkıların toplamı hem de bununla doğrudan  $E_\gamma$ 'daki toplam spektrumla ilişkili olduğundan (bkz. Şekil 4.8).

Küresel çekirdeklerde yapılan önceki deneylerde bozunum yoğunluklarının uyarılmış durumlara katkısı, en düşük modlu durumun gözlenen beslenme yoğunluğunun araştırılmasıyla belirlenmiştir[5, 65, 66].  $^{156}\text{Gd}$  çekirdeğinde, temel durum rotasyon bandının dışındaki bir sonraki uyarılmış durum,  $E_x = 1049$  keV'de  $0^+$  durumdur. HPGe spektrumlarında bu duruma karşılık gelen bozunma gözlenmemiştir ve bu durumun toplam beslenmesi ihmal edilmiştir.

Scissors modunun yukarıdaki enerji bölgesinde, toplam foto absorpsiyon kesiti, oldukça düzgün bir enerji bağımlılığı gösterir ve rezonans benzeri bir güç konsantrasyonuna atfedilebilecek herhangi bir lokalize yapıya sahip olmayan baskın şekilde E1 karakterindedir.

Özet olarak bu tez çalışmasında,  $^{156}\text{Gd}$  deforme çekirdeğinin düşük-modlu dipol gücünü araştırmak için iki NRF deneyinin sonuçları sunulmuştur. Bremsstrahlung ve LCB foton ışını kullanarak elde edilen verilerin kombinasyonu, izole edilmiş rezonanslar için foto absorpsiyon kesitinin ve ayrıca dar uyarma enerji aralıkları(bin) üzerinden ortalamanın belirlenmesini sağlamıştır. Aynı zamanda E1 ve M1 katkılarını modelden bağımsız bir şekilde ayrılmasına izin verir. Elde edilen sonuçlar, scissors modunun üzerindeki uyarma enerjileri için, tesir kesitin E1 katkıları tarafından domine edildiğini göstermektedir. Sunulan deneylerde, sadece yaklaşık 6.2 MeV'ye kadar olan bölge, nötron ayrılma enerjisine kadar olan bölgeyi açık bırakarak incelenmiştir. Sonuçlar, yüksek enerjiler için, foton ışınının küçük bir enerji yayılımının, taban durumuna ve ilk uyarılmış duruma bozunumların temiz bir şekilde ayrılması için önemli avantajlar sağlayacağını göstermiştir.

- [1] D. Bohle, A. Richter, W. Steffen, A. Dieperink, N. L. Iudice, F. Palumbo, and O. Scholten, “New magnetic dipole excitation mode studied in the heavy deformed nucleus  $^{156}\text{Gd}$  by inelastic electron scattering,” *Physics Letters B*, vol. 137, pp. 27–31, 1984.
- [2] R. Herzberg, P. von Brentano, J. Eberth, J. Enders, R. Fischer, N. Huxel, T. Klemme, P. von Neumann-Cosel, N. Nicolay, N. Pietralla, and V. Y. Ponomarev, “Fine structure of the  $e1$  response in  $^{140}\text{Ce}$  below the particle threshold,” *plb*, vol. 390, p. 49, 1997.
- [3] A. Zilges, S. Volz, M. Babilon, T. Hartmann, P. Mohr, and K. Vogt, “Concentration of electric dipole strength below the neutron separation energy in  $n = 82$  nuclei,” *plb*, vol. 542, p. 43, 2002.
- [4] D. Savran, T. Aumann, and A. Zilges, “Experimental studies of the pygmy dipole resonance,” *Progress in Particle and Nuclear Physics*, vol. 70, pp. 210–245, 2013.
- [5] G. Bartholomew, “Neutron capture gamma rays,” *Annual review of nuclear science*, vol. 11, no. 1, pp. 259–302, 1961.
- [6] J. Isaak, “Investigation of decay properties of the pygmy dipole resonance and photon strength functions on excited states in ( $\gamma$ ,  $\gamma$ ' $\gamma$ ) reactions,” PhD thesis, Universitätsbibliothek Mainz, 2016.
- [7] P. Axel, K. Min, and D. Sutton, “Intermediate structure in the photon interaction cross sections of  $\text{Sn}$  and  $\text{Zr}$ ,” *Physical Review C*, vol. 2, no. 2, p. 689, 1970.
- [8] R. Laszewski and P. Axel, “Interaction of photons with  $\text{Pb}$  208 and neighboring isotopes at energies below the neutron emission threshold,” *Physical Review C*, vol. 19, no. 2, p. 342, 1979.
- [9] R. Laszewski, “Photon interactions below 9 meV in  $\text{Ba}$  and  $\text{Ce}$ ,” *Physical Review C*, vol. 34, no. 3, p. 1114, 1986.
- [10] R.-D. Herzberg, C. Fransen, P. Von Brentano, J. Eberth, J. Enders, A. Fitzler, L. Käubler, H. Kaiser, P. von Neumann-Cosel, N. Pietralla, *et al.*, “Resolved dipole strength below the  $e1$  giant resonance in  $^{138}\text{Ba}$ ,” *Physical Review C*, vol. 60, no. 5, p. 051307, 1999.
- [11] K. Govaert, F. Bauwens, J. Bryssinck, D. De Frenne, E. Jacobs, W. Mondelaers, L. Govor, and V. Y. Ponomarev, “Dipole excitations to bound states in  $^{116}\text{Sn}$  and  $^{124}\text{Sn}$ ,” *Physical Review C*, vol. 57, no. 5, p. 2229, 1998.
- [12] S. Volz, N. Tsoneva, M. Babilon, M. Elvers, J. Hasper, R.-D. Herzberg, H. Lenske, K. Lindenberg, D. Savran, and A. Zilges, “The photoresponse of stable  $n=82$  nuclei below 10 meV,” *Nuclear Physics A*, vol. 779, pp. 1–20, 2006.

- [13] D. Savran, M. Elvers, J. Endres, M. Fritzsche, B. Löher, N. Pietralla, V. Y. Ponomarev, C. Romig, L. Schnorrenberger, K. Sonnabend, *et al.*, “Fragmentation and systematics of the pygmy dipole resonance in the stable  $n=82$  isotones,” *Physical Review C*, vol. 84, no. 2, p. 024326, 2011.
- [14] V. G. Soloviev, *Theory of Atomic Nuclei, Quasi-particle and Phonons*. CRC Press, 1992.
- [15] A. Jung, S. Lindenstruth, H. Schacht, B. Starck, R. Stock, C. Wesselborg, R. Heil, U. Kneissl, J. Margraf, H. Pitz, *et al.*, “Electric and magnetic dipole excitations to bound states in 70, 72, 74, 76ge,” *Nuclear Physics A*, vol. 584, no. 1, pp. 103–132, 1995.
- [16] F. Bauwens, J. Bryssinck, D. De Frenne, K. Govaert, L. Govor, M. Hagemann, J. Heyse, E. Jacobs, W. Mondelaers, and V. Y. Ponomarev, “Dipole transitions to bound states in 56 fe and 58 ni,” *Physical Review C*, vol. 62, no. 2, p. 024302, 2000.
- [17] T. Hartmann, M. Babilon, S. Kamerdzhiev, E. Litvinova, D. Savran, S. Volz, and A. Zilges, “Microscopic nature of the pygmy dipole resonance: The stable ca isotopes,” *Physical review letters*, vol. 93, no. 19, p. 192501, 2004.
- [18] J. Isaak, D. Savran, M. Fritzsche, D. Galaviz, T. Hartmann, S. Kamerdzhiev, J. Kelley, E. Kwan, N. Pietralla, C. Romig, *et al.*, “Investigation of low-lying electric dipole strength in the semimagic nucleus ca 44,” *Physical Review C*, vol. 83, no. 3, p. 034304, 2011.
- [19] H. Pai, J. Beller, N. Benouaret, J. Enders, T. Hartmann, O. Karg, P. von Neumann-Cosel, N. Pietralla, V. Y. Ponomarev, C. Romig, *et al.*, “Low-lying dipole strength in the  $n=28$  shell-closure nucleus 52 cr,” *Physical Review C*, vol. 88, no. 5, p. 054316, 2013.
- [20] M. Scheck, V. Y. Ponomarev, T. Aumann, J. Beller, M. Fritzsche, J. Isaak, J. Kelley, E. Kwan, N. Pietralla, R. Raut, *et al.*, “Decay pattern of the pygmy dipole resonance in 60 ni,” *Physical Review C*, vol. 87, no. 5, p. 051304, 2013.
- [21] R. Schwengner, G. Rusev, N. Benouaret, R. Beyer, M. Erhard, E. Grosse, A. Junghans, J. Klug, K. Kosev, L. Kostov, *et al.*, “Dipole response of sr 88 up to the neutron-separation energy,” *Physical Review C*, vol. 76, no. 3, p. 034321, 2007.
- [22] R. Schwengner, G. Rusev, N. Tsoneva, N. Benouaret, R. Beyer, M. Erhard, E. Grosse, A. Junghans, J. Klug, K. Kosev, *et al.*, “Pygmy dipole strength in zr 90,” *Physical Review C*, vol. 78, no. 6, p. 064314, 2008.
- [23] C. Romig, J. Beller, J. Glorius, J. Isaak, J. Kelley, E. Kwan, N. Pietralla, V. Y. Ponomarev, A. Sauerwein, D. Savran, *et al.*, “Low-lying dipole strength of the open-shell nucleus 94 mo,” *Physical Review C*, vol. 88, no. 4, p. 044331, 2013.
- [24] D. Savran, M. Fritzsche, J. Hasper, K. Lindenberg, S. Müller, V. Y. Ponomarev, K. Sonnabend, and A. Zilges, “Fine structure of the pygmy dipole resonance in 136Xe,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 100, p. 232501, 2008.
- [25] A. P. Tonchev, S. L. Hammond, J. H. Kelley, E. Kwan, H. Lenske, G. Rusev, W. Tornow, and N. Tsoneva, “Spectral structure of the pygmy dipole resonance,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 104, p. 072501, 2010.

- [26] J. Isaak, D. Savran, M. Krticka, M. W. Ahmed, J. Beller, E. Fiori, J. Glorius, J. H. Kelley, B. Löher, N. Pietralla, *et al.*, “Constraining nuclear photon strength functions by the decay properties of photo-excited states,” *Physics Letters B*, vol. 727, p. 361, 2013.
- [27] C. Romig, D. Savran, J. Beller, J. Birkhan, A. Endres, M. Fritzsche, J. Glorius, J. Isaak, N. Pietralla, M. Scheck, *et al.*, “Direct determination of ground-state transition widths of low-lying dipole states in  $^{140}\text{Ce}$  with the self-absorption technique,” *Physics Letters B*, vol. 744, pp. 369–374, 2015.
- [28] P. Adrich, A. Klimkiewicz, M. Fallot, K. Boretzky, T. Aumann, D. Cortina-Gil, U. D. Pramanik, T. W. Elze, H. Emling, H. Geissel, *et al.*, “Evidence for pygmy and giant dipole resonances in  $\text{sn } 130$  and  $\text{sn } 132$ ,” *Physical review letters*, vol. 95, no. 13, p. 132 501, 2005.
- [29] A. Klimkiewicz, N. Paar, P. Adrich, M. Fallot, K. Boretzky, T. Aumann, D. Cortina-Gil, U. D. Pramanik, T. W. Elze, H. Emling, *et al.*, “Nuclear symmetry energy and neutron skins derived from pygmy dipole resonances,” *Physical Review C*, vol. 76, no. 5, p. 051 603, 2007.
- [30] O. Wieland, A. Bracco, F. Camera, G. Benzoni, N. Blasi, S. Brambilla, F. Crespi, S. Leoni, B. Million, R. Nicolini, *et al.*, “Search for the pygmy dipole resonance in  $\text{ni } 68$  at 600 mev/nucleon,” *Physical review letters*, vol. 102, no. 9, p. 092 502, 2009.
- [31] D. Rossi, P. Adrich, F. Aksouh, H. Alvarez-Pol, T. Aumann, J. Benlliure, M. Böhmer, K. Boretzky, E. Casarejos, M. Chartier, *et al.*, “Measurement of the dipole polarizability of the unstable neutron-rich nucleus  $\text{ni } 68$ ,” *Physical review letters*, vol. 111, no. 24, p. 242 503, 2013.
- [32] D. Savran, M. Babilon, A. Van den Berg, M. Harakeh, J. Hasper, A. Matic, H. Wörtche, and A. Zilges, “Nature of the pygmy dipole resonance in  $\text{ce } 140$  studied in  $(\alpha, \alpha \gamma)$  experiments,” *Physical review letters*, vol. 97, no. 17, p. 172 502, 2006.
- [33] J. Endres, D. Savran, A. Van den Berg, P. Dendooven, M. Fritzsche, M. Harakeh, J. Hasper, H. Wörtche, and A. Zilges, “Splitting of the pygmy dipole resonance in  $\text{ba } 138$  and  $\text{ce } 140$  observed in the  $(\alpha, \alpha \gamma)$  reaction,” *Physical Review C*, vol. 80, no. 3, p. 034 302, 2009.
- [34] J. Endres, E. Litvinova, D. Savran, P. Butler, M. Harakeh, S. Harissopulos, R.-D. Herzberg, R. Krücken, A. Lagoyannis, N. Pietralla, *et al.*, “Isospin character of the pygmy dipole resonance in  $\text{sn } 124$ ,” *Physical review letters*, vol. 105, no. 21, p. 212 503, 2010.
- [35] V. Derya, D. Savran, J. Endres, M. Harakeh, H. Hergert, J. Kelley, P. Papakonstantinou, N. Pietralla, V. Y. Ponomarev, R. Roth, *et al.*, “Isospin properties of electric dipole excitations in  $^{48}\text{Ca}$ ,” *Physics Letters B*, vol. 730, pp. 288–292, 2014.
- [36] F. Crespi, A. Bracco, R. Nicolini, D. Mengoni, L. Pellegrini, E. Lanza, S. Leoni, A. Maj, M. Kmiecik, R. Avigo, *et al.*, “Isospin character of low-lying pygmy dipole states in  $\text{pb } 208$  via inelastic scattering of  $\text{o } 17$  ions,” *Physical review letters*, vol. 113, no. 1, p. 012 501, 2014.

- [37] L. Pellegrì, A. Bracco, F. Crespi, S. Leoni, F. Camera, E. Lanza, M. Kmiecik, A. Maj, R. Avigo, G. Benzoni, *et al.*, “Pygmy dipole resonance in  $^{124}\text{Sn}$  populated by inelastic scattering of  $^{17}\text{O}$ ,” *Physics Letters B*, vol. 738, pp. 519–523, 2014.
- [38] E. Litvinova, P. Ring, V. Tselyaev, and K. Langanke, “Relativistic quasiparticle time blocking approximation. II. Pygmy dipole resonance in neutron-rich nuclei,” *Physical Review C*, vol. 79, no. 5, p. 054312, 2009.
- [39] H. A. Bethe and G. Placzek, “Resonance effects in nuclear processes,” *Physical Review*, vol. 51, no. 6, p. 450, 1937.
- [40] F. R. Metzger, “Resonance fluorescence in nuclei,” *Prog Nucl Phys*, vol. 7, pp. 54–88, 1959.
- [41] N. Paar, D. Vretenar, E. Khan, and G. Colò, “Exotic modes of excitation in atomic nuclei far from stability,” *rpp*, vol. 70, p. 691, 2007.
- [42] R. Schwengner, R. Massarczyk, G. Rusev, N. Tsoneva, D. Bemmerer, R. Beyer, R. Hannaske, A. R. Junghans, J. H. Kelley, E. Kwan, *et al.*, “Pygmy dipole strength in  $^{86}\text{Kr}$  and systematics of  $n = 50$  isotones,” *Phys. Rev. C*, vol. 87, p. 024306, 2013.
- [43] R. Massarczyk, R. Schwengner, F. Doenau, S. Frauendorf, M. Anders, D. Bemmerer, R. Beyer, C. Bhatia, E. Birgersson, M. Butterling, *et al.*, “Nuclear deformation and neutron excess as competing effects for dipole strength in the pygmy region,” *Physical Review Letters*, vol. 112, no. 7, p. 072501, 2014.
- [44] B. Löher, D. Savran, T. Aumann, J. Beller, M. Bhike, N. Cooper, V. Derya, M. Duchêne, J. Endres, A. Hennig, *et al.*, “The decay pattern of the pygmy dipole resonance of  $^{140}\text{Ce}$ ,” *Physics Letters B*, vol. 756, pp. 72–76, 2016.
- [45] T. Shizuma, T. Hayakawa, I. Daito, H. Ohgaki, S. Miyamoto, and F. Minato, “Low-lying dipole strength in  $^{52}\text{Cr}$ ,” *Physical Review C*, vol. 96, no. 4, p. 044316, 2017.
- [46] A. P. Tonchev, N. Tsoneva, C. Bhatia, C. Arnold, S. Goriely, S. Hammond, J. Kelley, E. Kwan, H. Lenske, J. Piekarewicz, *et al.*, “Pygmy and core polarization dipole modes in  $^{206}\text{Pb}$ : Connecting nuclear structure to stellar nucleosynthesis,” *Physics Letters B*, vol. 773, pp. 20–25, 2017.
- [47] G. Rusev, R. Schwengner, F. Döna, M. Erhard, E. Grosse, A. Junghans, K. Kosev, K. Schilling, A. Wagner, F. Bečvář, *et al.*, “Low-energy tail of the giant dipole resonance in  $^{98}\text{Mo}$  and  $^{100}\text{Mo}$  deduced from photon-scattering experiments,” *Physical Review C*, vol. 77, no. 6, p. 064321, 2008.
- [48] P. Goddard, N. Cooper, V. Werner, G. Rusev, P. Stevenson, A. Rios, C. Bernardis, A. Chakraborty, B. Crider, J. Glorius, *et al.*, “Dipole response of  $^{76}\text{Se}$  above 4 MeV,” *Physical Review C*, vol. 88, no. 6, p. 064308, 2013.
- [49] C.-S. Wu, E. Ambler, R. Hayward, D. Hoppes, and R. P. Hudson, “Experimental test of parity conservation in beta decay,” *Physical review*, vol. 105, no. 4, p. 1413, 1957.
- [50] G. Breit and E. Wigner, “Capture of slow neutrons,” *Physical review*, vol. 49, no. 7, p. 519, 1936.



- [51] K. S. Krane, R. Steffen, and R. Wheeler, “Directional correlations of gamma radiations emitted from nuclear states oriented by nuclear reactions or cryogenic methods,” *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, vol. 11, no. 5, pp. 351–406, 1973.
- [52] L. W. Fagg and S. S. Hanna, “Polarization measurements on nuclear gamma rays,” *Reviews of Modern Physics*, vol. 31, no. 3, p. 711, 1959.
- [53] K. Alder and R. Steffen, *The electromagnetic interaction in nuclear spectroscopy ed wd hamilton*, 1975.
- [54] J. Isaak, “Investigation of decay properties of the pygmy dipole resonance and photon strength functions on excited states in (gamma, gamma’gamma”) reactions,” PhD thesis, Universitätsbibliothek Mainz, 2016.
- [55] K. Sonnabend, D. Savran, J. Beller, M. Büssing, A. Constantinescu, M. Elvers, J. Endres, M. Fritzsche, J. Glorius, J. Hasper, *et al.*, “The darmstadt high-intensity photon setup (dhips) at the s-dalnac,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 640, no. 1, pp. 6–12, 2011.
- [56] L. W. Fagg and S. S. Hanna, “Polarization measurements on nuclear gamma rays,” *Reviews of Modern Physics*, vol. 31, no. 3, p. 711, 1959.
- [57] B. Löher, V. Derya, T. Aumann, J. Beller, N. Cooper, M. Duchene, J. Endres, E. Fiori, J. Isaak, J. Kelley, *et al.*, “The high-efficiency  $\gamma$ -ray spectroscopy setup  $\gamma 3$  at h $\gamma$ s,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 723, pp. 136–142, 2013.
- [58] Y. Fritzsche, “Setup and commissioning of the polarized electron source at the superconducting darmstadt electron linear accelerator s-linac,” PhD thesis, TU Darmstadt, 2011.
- [59] B. Löher, “Probing the decay characteristics of the pygmy dipole resonance in the semi-magic nucleus  $^{140}\text{Ce}$  with gamma-gamma coincidence measurements,” PhD thesis, Universityätsbibliothek Mainz, 2014.
- [60] T. J. Paulus and R. M. Keyser, “Enhancement of peak-to-total ratio in gamma-ray spectroscopy,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 286, no. 3, pp. 364–368, 1990.
- [61] H. R. Weller, M. W. Ahmed, H. Gao, W. Tornow, Y. K. Wu, M. Gai, and R. Miskimen, “Research opportunities at the upgraded h $\gamma$ s facility,” *Progress in Particle and Nuclear Physics*, vol. 62, no. 1, pp. 257–303, 2009.
- [62] G. Gilmore, *Practical gamma-ray spectroscopy*. John Wiley & Sons, 2011.
- [63] S. Agostinelli, J. Allison, K. a. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. 2. Barrand, *et al.*, “Geant4—a simulation toolkit,” *Nuclear instruments and methods in physics research section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 506, no. 3, pp. 250–303, 2003.
- [64] U. Kneissl, H. Pitz, and A. Zilges, “Investigation of nuclear structure by resonance fluorescence scattering,” *Progress in Particle and Nuclear Physics*, vol. 37, pp. 349–433, 1996.

- [65] R. Migdal, *J.Physics*, vol. 8, p. 331, 1944.
- [66] F. Reiche and W. Thomas, “Über die zahl der dispersionselektronen, die einem stationären zustand zugeordnet sind,” *Zeitschrift für Physik*, vol. 34, no. 1, pp. 510–525, 1925.
- [67] H. Pitz, U. Berg, R. Heil, U. Kneissl, R. Stock, C. Wesselborg, and P. Von Brentano, “Systematic study of low-lying dipole excitations in 156,158,160 gd by photon scattering,” *Nuclear Physics A*, vol. 492, no. 3, pp. 411–425, 1989.
- [68] J. Beller, N. Pietralla, J. Barea, M. Elvers, J. Endres, C. Fransen, J. Kotila, O. Möller, A. Richter, T. Rodriguez, *et al.*, “Constraint on  $0^+ \nu \beta \beta$  matrix elements from a novel decay channel of the scissors mode: The case of gd 154,” *Physical review letters*, vol. 111, no. 17, p. 172 501, 2013.



## Tezden Üretilmiş Yayınlar

---

İletişim Bilgileri: makbuletamkas@gmail.com

### Makale

1. M. Tamkaş et. al., Low-lying dipole strength in the well-deformed nucleus  $^{156}\text{Gd}$ , Nucl. Phys. A, 987, 79-89, 2019.

### Konferans Bildirisi

1. M. Tamkaş, Low-lying dipole strength in the well-deformed nucleus  $^{156}\text{Gd}$ , *Oral Presentation DPG Conferences*, Darmstadt GERMANY, Mart 2016.

### Proje

1. M. Tamkaş, A. Durusoy, Y.T.Ü. Bilimsel Araştırma Projeler Koordinatörlüğü, DOP 2015-01-01-DOP03, 2015-2019, Araştırmacı.