

Neodimyum-144,145 Çekirdeklerinin Durum Yoğunlukları ve Gama Kuvvet
Fonksiyonları

Mustafa Özgür

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Fizik Anabilim Dalı

Mayıs 2017

Level Densities and Gamma Strength Functions of Neodymium-144,145 Nuclei

Mustafa Özgür

MASTER OF SCIENCE THESIS

Department of Pyhsics

May 2017

Neodimyum-144,145 Çekirdeklerinin Durum Yoğunlukları ve Gama Kuvvet
Fonksiyonları

Mustafa Özgür

Eskişehir Osmangazi Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Lisansüstü Yönetmeliği Uyarınca
Fizik Anabilim Dalı
Nükleer Fizik Bilim Dalı
YÜKSEK LİSANS TEZİ
Olarak Hazırlanmıştır

Danışman: Prof. Dr. Emel Algın

Bu tez TÜBİTAK tarafından 115F196 no'lu proje çerçevesinde desteklenmiştir.

Mayıs 2017

ONAY

Fizik Anabilim Dalı Yüksek Lisans öğrencisi Mustafa Özgür'ün YÜKSEK LİSANS tezi olarak hazırladığı "Neodimyum-144,145 Çekirdeklerinin Durum Yoğunlukları ve Gama Kuvvet Fonksiyonları" başlıklı bu çalışma, jürimizce lisansüstü yönetmeliğin ilgili maddeleri uyarınca değerlendirilerek oy birliği ile kabul edilmiştir.

Danışman : Prof. Dr. Emel Algın

İkinci Danışman : -

Yüksek Lisans Tez Savunma Jürisi:

Üye : Doç. Dr. Kaan Manisa

Üye : Yrd. Doç. Dr. Derya Peker

Üye : Prof. Dr. Emel Algın

Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun tarih ve sayılı kararıyla onaylanmıştır.

Prof. Dr. Hürriyet ERŞAHAN
Enstitü Müdürü

ETİK BEYAN

Eskişehir Osmangazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kılavuzuna göre, Prof. Dr. Emel Algın danışmanlığında hazırlamış olduğum **“Neodimyum-144,145 Çekirdeklerinin Durum Yoğunlukları ve Gama Kuvvet Fonksiyonları”** başlıklı tezimin özgün bir çalışma olduğunu; tez çalışmamın tüm aşamalarında bilimsel etik ilke ve kurallara uygun davrandığımı; tezimde verdiğim bilgileri, verileri akademik ve bilimsel etik ilke ve kurallara uygun olarak elde ettiğimi; tez çalışmamda yararlandığım eserlerin tümüne atıf yaptığımı ve kaynak gösterdiğimi ve bilgi, belge ve sonuçları bilimsel etik ilke ve kurallara göre sunduğumu beyan ederim. 29/05/2017

Mustafa Özgür

ÖZET

Durum yoğunluğu ve gama kuvvet fonksiyonu; astrofizik, reaktör tasarımı, nükleer atık dönüştürülmesinin yanı sıra istatistiksel Hauser-Feshbach reaksiyon oranı hesaplamalarında önemli girdilerdendir. Ayrıca durum yoğunluğu ve gama kuvvet fonksiyonu yarı-sürekli bölgede çekirdeğin termodinamik ve elektromanyetik özelliklerini açıklamak için kullanılan ortalama niceliklerdir.

Oslo Siklotron Laboratuvarı'ndaki nükleer fizik grubu, nötron ayrılma enerjisinin altında, durum yoğunluğu ve gama kuvvet fonksiyonunu yarı-sürekli bölgede aynı anda elde etmeye imkan tanıyan, Oslo Metodu olarak adlandırılan bir yöntem geliştirmiştir. Yarı-sürekli bölgede deneysel verilerin az olması nedeniyle, Oslo metodu ile elde edilecek sonuçların bu açığı doldurması beklenebilir.

Bu tez çalışmasında, Oslo Metodu kullanılarak $^{144,145}\text{Nd}$ çekirdeklerinin durum yoğunlukları ve gama kuvvet fonksiyonları elde edilmiştir. Elde edilen durum yoğunlukları ve gama kuvvet fonksiyonları farklı enerji bölgelerindeki veriler ile karşılaştırılıp aralarındaki sistematik incelenmiştir.

Anahtar Kelimeler: Durum yoğunluğu, Gama kuvvet fonksiyonu, Gama geçiş katsayısı, Oslo Metodu, Makas rezonansı.

SUMMARY

The level densities and gamma strength functions are essential ingredients for reactor design, astrophysics, and waste transmutation as well as statistical Hauser-Feshbach reaction rate calculations. In addition level densities and gamma strength functions are the average quantities used to describe the thermodynamic and electromagnetic properties of nuclei in the quasi-continuum region.

The nuclear physics group at the Oslo Cyclotron Laboratory has developed a method the so called Oslo Method to extract both the level density and the gamma strength function simultaneously in quasi continuum region below the neutron separation energy. Due to the lack of experimental data in the quasi-continuum region, the results obtained with the Oslo Method are expected to fill this gap.

In this thesis, the level densities and gamma strength functions of $^{144,145}\text{Nd}$ isotopes have been obtained via the Oslo Method. Obtained level densities and gamma strength functions are compared with other experimental data in different energy regions to investigate systematics between them.

Keywords: Level density, Gamma strength function, Gamma transmission coefficient, Oslo Method, Scissors resonance.

TEŞEKKÜR

Lisansüstü eğitimim boyunca bilgi, birikim ve tecrübeleri ile bana rehberlik eden, tez konumun belirlenmesinden, tezimin tamamlanması aşamasına kadar geçen sürede önerileri ve yönlendirmeleri ile bu tezin oluşmasında büyük katkısı olan danışman hocam Sayın Prof. Dr. Emel Algın'a teşekkür ederim.

Tez konumun belirlenmesiyle birlikte Oslo Siklotron Laboratuvarı'nda tezime temel oluşturacak deneylerin yapılmasını sağlayan, elde edilen verilerin değerlendirilmesi aşamasında bilgisini ve deneyimini paylaşarak analiz metodunu öğreten ve her seferinde aynı detayları tekrar tekrar sıkılmadan anlatan Sayın Prof. Dr. Magne Guttormsen'e teşekkür ederim.

Harika bir atmosfere sahip olan, her konudaki yardımseverlikleri ve yüzlerinden eksik etmedikleri gülümsemeleriyle motivasyon kaynağı olan Oslo Nükleer Fizik Grubu'na teşekkür ederim.

TÜBİTAK'a 115F196 numaralı proje ile lisansüstü eğitimim boyunca verdiği maddi destek için teşekkür ederim.

Lisansüstü eğitimim süresince birikimini paylaşarak bana arkadaşlık eden Ali Olkun'a, Oslo'da geçirdiğimiz süre boyunca bana gerek ağabeylik gerekse arkadaşlık eden Kürşad Osman Ay'a teşekkür ederim.

Eğitim hayatım boyunca hiçbir desteğini esirgemeyen ve verdiğim kararlarda her zaman arkamda olan anneme, babama ve canım kardeşim Meral Özgür'e teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	vi
SUMMARY	vii
TEŞEKKÜR	viii
İÇİNDEKİLER	ix
ŞEKİLLER DİZİNİ	xi
ÇİZELGELER DİZİNİ	xii
1. GİRİŞ VE AMAÇ	1
2. LİTERATÜR ARAŞTIRMASI	4
3. DURUM YOĞUNLUĞU VE GAMA KUVVET FONKSİYONU	7
3.1. Durum Yoğunluğu	7
3.2. Gama Kuvvet Fonksiyonu	10
3.2.1. Makas rezonansı	11
3.2.2. Dev elektrik ve manyetik dipol rezonans	11
4. DENEY SİSTEMİ	13
4.1. Dedektör Sistemi	14
4.2. Enerji Kalibrasyonu	16
4.3. Parçacık-Gama Çakışma Matrisinin Oluşturulması	18
4.3.1. Parçacıkların ayırt edilmesi	18
4.3.2. Gerçek ve rastgele çakışmalar	19
5. MATERYAL VE YÖNTEM	21
5.1. Oslo Metodu	21
5.2. Gama Spektrumunun Açılması	21
5.3. Compton Çıkarımı Methodu	23
5.4. Birincil Gama Matrisinin Elde Edilmesi	25
5.5. Durum Yoğunluğu ve Gama Kuvvet Fonksiyonunun Elde Edilmesi	28
5.5.1. Durum yoğunluğunun normalize edilmesi	31
5.5.2. Gama kuvvet fonksiyonunun normalize edilmesi	33

İÇİNDEKİLER (devam)

6. BULGULAR VE TARTIŞMA	35
6.1. ^{144}Nd ve ^{145}Nd İzotoplarının Durum Yoğunlukları	35
6.2. Kombinatorial Model	36
6.3. ^{144}Nd ve ^{145}Nd İzotoplarının Gama Kuvvet Fonksiyonları	38
6.4. Makas Rezonansı ve Toplam Kuralı	41
7. SONUÇ VE ÖNERİLER	44
KAYNAKLAR DİZİNİ	46

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Şekil</u>	<u>Sayfa</u>
3.1 Nükleer uyarılmaların enerji bölgeleri.	7
3.2 Makas-mod ve dev-dipol rezonanslarının şematik gösterimi.	11
4.1 Oslo Siklotron Laboratuvarı'nın şematik gösterimi.	13
4.2 SiRi parçacık dedektörü.	15
4.3 CACTUS dedektör sistemi.	15
4.4 ΔE ve E dedektörlerinde depolanan enerji.	16
4.5 NaI γ -ışını dedektörlerinin kalibrasyonu.	17
4.6 SiRi parçacık dedektörünün kalibrasyonu.	18
4.7 Proton ve döteronlar için kalınlık spektrumları.	19
4.8 TDC zaman spektrumu.	20
5.1 Birincil gamaların elde edilmesinin şematik gösterimi.	25
5.2 ^{144}Nd izotopu için ham, açılmış ve birincil gama matrisleri.	26
5.3 ^{145}Nd izotopu için ham, açılmış ve birincil gama matrisleri.	26
5.4 ^{145}Nd izotopu için teorik - deneysel birinci gamaların karşılaştırılması.	29
5.5 ^{144}Nd izotopu için teorik - deneysel birinci gamaların karşılaştırılması.	29
5.6 Birincil gama matrisindeki yarı sürekli bölge üzerinden seçilen bölge.	30
5.7 ^{145}Nd izotopu için normalize edilmiş durum yoğunluğu.	31
5.8 ^{145}Nd izotopu için normzalize edilmiş gama kuvvet fonksiyonu.	34
6.1 ^{144}Nd ve ^{145}Nd izotopları için durum yoğunlukları.	36
6.2 $^{144,145}\text{Nd}$ 'nin durum yoğunluklarının mikrokanonik kombinatoriyal model ile karşılaştırılması.	37
6.3 ^{144}Nd ve ^{145}Nd izotopları için gama kuvvet fonksiyonları.	39
6.4 ^{144}Nd izotopunun gama kuvvet fonksiyonunun (γ, n) reaksiyon deney verileri ile karşılaştırılması.	40
6.5 ^{145}Nd izotopunun gama kuvvet fonksiyonunun (γ, n) reaksiyon deney verileri ile karşılaştırılması.	40
6.6 ^{145}Nd izotopu için makas rezonansı.	42

ÇİZELGELER DİZİNİ

<u>Çizelge</u>	<u>Sayfa</u>
4.1 13,5 MeV'lik demet ile farklı reaksiyonlar için kalibrasyon noktaları.	19
5.1 $^{144,145}\text{Nd}$ izotopları için durum yoğunluğu normalizasyonunda kullanılan parametreler.	33
5.2 $^{144,145}\text{Nd}$ izotopları için gama kuvvet fonksiyonu normalizasyonunda kullanılan parametreler	34
6.1 $^{144,145}\text{Nd}$ izotopları için Nilsson parametreleri.	37
6.2 ^{145}Nd izotopu için makas rezonansı parametreleri.	42
6.3 $^{144,145}\text{Nd}$ izotopları için dev dipol rezonansı parametreleri.	43

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

<u>Simgeler</u>	<u>Açıklama</u>
a	Durum yoğunluğu parametresi
C_1	Enerjideki düzeltme parametresi
ch	Kanal numarası
D	Nükleer durumlar arası boşluk
$e_{sp,qp}$	Tek parçacık, kuazi parçacık enerjisi
f_{XL}	Gama kuvvet fonksiyonu
g	Spin dağılım fonksiyonu
$g_{p,n}$	Proton ve nötron için tek parçacık durum yoğunluğu
He	Helyum
K	İzovektörel dev kuadrupol rezonans bileşeni
L	Açısal momentum
NaI	Sodyum iyodür
Nd	Neodimyum
P	Birincil gama matrisi
R	Sodyum iyodür dedektörünün tepki fonksiyonu
$S_{+1,-1}$	Doğrusal ve ters enerji ağırlıklı toplam
S_n, B_n	Nötron ayrılma enerjisi
Si	Silisyum
T	Nükleer sıcaklık
U	Kaydırılmış enerji
X	Elektromanyetik karakter
β_2	Deformasyon parametresi
Γ	Nükleer durumların genişliği
ρ	Durum yoğunluğu
$\Delta_{p,n}$	Proton ve nötron için çiftlenim enerjisi
σ	Spin kesme parametresi
σ	Tesir kesiti
Ω	Katı açısı
\mathcal{T}	Gama geçiş katsayısı
κ	Spin orbit etkileşim parametresi
μ	Merkezkaç parametresi
$\Omega_{\pi,\nu}$	Proton ve nötronların simetri eksenindeki açısal momentum izdüşümleri
Θ	Eylemsizlik momenti
ξ	İndirgeme faktörü

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ (devam)**Kısaltmalar**

ADC

BCS

BSFG

CACTUS

CT

GEDR

GMDR

KMF

NNDC

OCL

RIPL

SiRi

SR

TAC

TDC

Açıklama

Zaman dijital dönüştürücü

Bardeen–Cooper–Schrieffer

Geri kaydırılmış Fermi gaz

Oslo Siklotron Laboratuvarı'ndaki dedektör sistemi

Sabit sıcaklık

Dev elektrik dipol rezonansı

Dev manyetik dipol rezonansı

Kadmenski, Markushev, Furman

Ulusal nükleer veri merkezi

Oslo Siklotron Laboratuvarı

Referans girdi parametre kütüphanesi

Oslo Siklotron Laboratuvarı'ndaki silikon dedektör sistemi

Makas rezonansı

Zaman-genlik dönüştürücü

Zaman-dijital dönüştürücü

1. GİRİŞ VE AMAÇ

Rutherford'un atomu keşfetmesinin üzerinden 100 yılı aşkın bir süre geçmesine rağmen, nükleer fizik hala yeni keşiflere açıktır (Rutherford, 1911). Sürekli gelişen hızlandırıcı teknolojisi sayesinde çekirdeğin özelliklerini araştırmak ve anlamak için yapılan deneylerde kullanılan demetlerin enerjisi giderek artmakta, bu sayede yapılan deneyler daha verimli ve kapsamlı bir hal almaktadır. Rutherford, Hans Geiger ve Ernest Marsden'in yaptıkları deneyde amaçlanan, radon kaynağından çıkan alfa parçacıklarını bir altın levhaya göndererek sonuçları görmektir. Deney sonucu geri veya büyük açılarla saçılan alfa parçacıklarını *"Tıpkı bir peçeteye 15 inçlik bir mermi sıkılmışınız da mermi size geri dönmüş"* gibi yorumlayan Rutherford, atomu, ortada bulunan yoğun bir çekirdek ve onun etrafında dönen elektronlar olarak tanımladı.

Bunun yanı sıra o dönemlerde gelişen ve enerjinin de kesikli olduğu görüşünü getiren kuantum mekaniği, ortaya atılan atom teorilerini doğrudan etkileyerek, Neils Bohr'un bu kuantum görüşünü Rutherford'un atom modeline uygulamasına olanak sağladı (Bohr, 1913). Böylelikle Rutherford'un atom modelindeki eksik olan parçalar da yerine oturacaktı. Rutherford'un ardından atom çekirdeğini oluşturan temel parçacıklar olduğu söylentileri 1932'de J. Chadwick tarafından nötronun keşfi ile kanıtlanmış oldu (Chadwick, 1932). Nötron keşfinin ardından, Enrico Fermi nötron bombardımanı ile yapay radyasyon üretmeyi başardı (Fermi vd., 1934). Lise Meitner, Otto Hahn, Fritz Strassmann ve Otto Robert Frisch nötron kaynaklı ^{238}U fisyonu gibi yaptıkları deneyler ile nükleer reaktörlerin kurulmasına ve yeni deney sistemleri geliştirilmesine olanak sağladı (Meitner ve Frisch, 1939).

50 yılı aşkın bir süredir üzerinde çalışılan nükleer uyarılmış durumlar ve bu durumların istatistiksel özellikleri, ağır elementlerin oluşumu, nükleer atıkların dönüştürülmesi, nükleer reaktör tasarımı ve tesir kesiti hesaplamaları için oldukça önemli girdi parametreleridir. Düşük enerjilerde kesikli olan uyarılmış durumların aralarındaki mesafe enerji arttıkça azalarak sürekli hale gelirler. Yüksek enerjilerde sürekli hale gelen bu durumlar durum yoğunluğu, durumlar arasındaki geçişler ise geçiş olasılıkları ile tanımlanırlar.

Oslo Siklotron Laboratuvarı'ndaki nükleer fizik grubu, durum yoğunluğu ve gama kuvvet fonksiyonunu aynı anda elde etmeye imkan tanıyan bir metot geliştirmiştir (Guttormsen vd., 1987; Schiller vd., 2000). Oslo Metodu olarak adlandırılan bu yöntem, yarı-sürekli bölgede çekirdeğin termodinamik ve

elektromanyetik özelliklerini açıklamak için özgün bir deneysel tekniktir. Oslo Siklotron Laboratuvarı'ndaki dedektör sistemi, nötron ayrılma enerjisinin altındaki inelastik saçılma ($d, d'\gamma$) yada transfer reaksiyon ($d, p\gamma$) parçacık- γ çakışma verilerini kullanarak birincil gama spektrumunun oluşturulmasına imkan sağlamaktadır. Elde edilen birincil gama matrisi ise aynı zamanda durum yoğunluğu ve gama kuvvet fonksiyonu hakkında da bilgi içermektedir.

Oslo grubu günümüze kadar 80'den fazla durum yoğunluğu ve gama kuvvet fonksiyonu ile ilgili çalışma yayınlamıştır (Guttormsen, 2016). Bazıları aynı çekirdek olsa da bu deneyler farklı reaksiyonlar ile yapılmıştır. Nadir toprak elementlerinden olan $^{144,145}\text{Nd}$ izotopları daha önce Oslo Metodu ile incelenmemiştir. Dolayısıyla elde edilen veriler; daha önce Oslo Metodu ile incelenmiş olan Samaryum, Gadolinyum, Disprozyum, Erbiyum ve İterbiyum gibi iyi deforme olmuş nadir toprak elementlerine ait verilerle karşılaştırma yapma imkanı sağlayacaktır. Buna ek olarak nadir toprak elementleri bölgesindeki çekirdeklerin durum yoğunluğu ve gama kuvvet fonksiyonunun davranışını geniş çaplı anlama açısından faydalı olacaktır.

Yapılan tez çalışması kapsamında Oslo Siklotron Laboratuvarı'nda ^{144}Nd hedefi 1.2 nA yoğunlukta, 13.5 MeV'lik döteron demeti ile bombardıman edilmiştir. $^{144,145}\text{Nd}$ 'nin durum yoğunluğu ve gama kuvvet fonksiyonunu elde etmek için $^{144}\text{Nd}(d, p\gamma)$ ve $^{144}\text{Nd}(d, d'\gamma)$ çıkış kanallarının verileri kullanılmıştır. Dedektör sistemindeki kazanım ve kaymalar; parçacık dedektörleri için Bethe-Bloch formülü, gama dedektörleri için $^{28}\text{Si}(d, p\gamma)$ deneyinin verileri kullanılarak yapılmıştır. Kalibrasyonu yapılan parçacık spektrumları girdi parametresi olarak kullanılarak ilgili reaksiyon seçilip istenen parçacık- γ matrisi elde edilmiştir. Elde edilen matrisler, gerçek gama enerjisi dağılımını elde etmek için dedektör tepki fonksiyonu ile çarpılarak açılmış matris, açılmış matrise ise çıkarma işlemi uygulanarak birincil gama matrisleri elde edilmiştir. Birincil gama matrislerine tekrarlı bir prosedür olan χ^2 minimizasyonu uygulanarak $^{144,145}\text{Nd}$ izotoplarına ait durum yoğunluğu ve gama kuvvet fonksiyonu elde edilmiştir. Durum yoğunluğu ve gama kuvvet fonksiyonu literatürdeki bilinen veriler kullanılarak normalize edilmiştir.

Bu tez yedi bölümden oluşmaktadır. İlk bölümde niçin Oslo Metodu ve Nd izotoplarının seçildiği ile ilgili giriş yapıldıktan sonra ikinci bölümde durum yoğunluğu ve gama kuvvet fonksiyonunun elde edilmesine ilişkin yöntemler aynı zamanda diğer çekirdekler için Oslo Metodu ile elde edilen sonuçlara yer verilmiştir. Üçüncü bölümün içeriğinde durum yoğunluğu, gama kuvvet fonksiyonu ve nükleer rezonanslar hakkında bilgiler yer almaktadır. Dördüncü bölümde Oslo Siklotron

Laboratuvarı'ndaki deney sistemi ve parçacık- γ çakışmalarının nasıl elde edildiği anlatılmaktadır. Beşinci bölümde Oslo Metodu geniş bir şekilde ele alınmıştır. Altıncı bölüm deney sonuçları, sonuçların yorumlanması ve elde edilmesi amaçlanan $^{144,145}\text{Nd}$ izotoplarına ait durum yoğunluğu ve gama kuvvet fonksiyonunu içermektedir. Son bölümde ise çalışmanın genel bir değerlendirilmesi yapıp bazı öneriler verilmiştir.

2. LİTERATÜR ARAŞTIRMASI

Atomların kalbi olan ve neredeyse tüm maddenin bulunduğu çekirdeği inceleyen bir fizik alanı olan nükleer fizik, 1896'da Henry Becquerel'in uranyum tuzları ile yaptığı deneyde radyoaktiviteyi keşfetmesi ile başlar. Nükleer fizik enerji üretiminin yanısıra, tıpta; nükleer tıp, radyoterapi ve radyoloji, endüstride; ölçüm, güvenlik ve gıda ışınlaması, araştırma amaçlı; izotop üretimi, uzay uygulamaları ve yaş tayini gibi geniş bir uygulanabilirlik alanına sahiptir. Bununla birlikte nükleer fizikte önemli girdi parametreleri olan durum yoğunluğu ve gama kuvvet fonksiyonu; astorfizikte, güneş patlamaları sonucu hızlı nötron yakalama ile ağır elementlerin nasıl oluştuğu, nükleer reaktörlerin tasarımlarında, aktinid bölgesindeki çekirdeklerin fisyon tesir kesitlerinin hesaplanması gibi kullanım alanlarının yanı sıra nükleer modellerin geliştirilmesi için hala ilgi çekici bir alandır.

Atom çekirdeğinin enerji durumlarının sürekli hale geldiği bölgelerde herhangi bir durumun yerini yada durumlar arasındaki geçişi hassas bir şekilde belirlemek, düşük (kesikli) enerji bölgelerine göre daha zordur. Bundan dolayı aralarındaki geçişin gücü pek çok durumun üzerine dağıtılırken, durumlar ise yaklaşık kuantum sayıları ile ifade edilir. Nükleer durumlar; durum genişliğinin (Γ) durumlar arası boşluktan (D) çok küçük olduğu kesikli bölge, durum genişliğinin durumlar arası boşluktan küçük veya ona eşit olduğu yarı sürekli bölge, durum genişliğinin durumlar arası boşluktan büyük olduğu sürekli bölge olarak üç bölümde incelenirler (Ericson, 1959). Fakat deneysel olarak yarı-sürekli bölge, deneysel çözünürlüğün nükleer durumları ayırmak için yetersiz kaldığı bölge olarak tanımlanır ($\Delta E_{res} \geq D$).

Nükleer durum yoğunluğu tüm çekirdekler için karakteristik bir özellik olup birim enerji başına düşen durum sayısı olarak tanımlanır. Durum yoğunluğu çalışmalarının başlangıç noktası, Fermi gaz modeline dayanan Bethe'nin çalışmasıdır (Bethe, 1936). Daha sonra, sabit sıcaklık modeli olarak adlandırılan, çiftlenim ve kabuk etkilerini de içeren bir model geliştirildi (Gilbert ve Cameron, 1965). Bu model, düşük ve yüksek enerjilerde deneysel veriler ile karşılaştırıldığında makul sonuçlar vermiştir (Dilg vd., 1973). Diğer bir fenomenolojik model olan BCS (Bardeen-Cooper-Schrieffer) teorisine (Bardeen vd., 1957) göre çiftlenim etkileri hesaba katılmış, durum yoğunluğu parametresinin enerjiye bağıllığı açıklanmaya çalışılmıştır (Decowski vd., 1968). Tüm bu modeller deneysel verilere ihtiyaç duydukları için yarı-deneysel olarak kabul edilirler.

Yarı-deneysel modellerin yanısıra durum yoğunluğunu hesaplamak için mikroskopik modeller de vardır. Bunlardan biri olan Shell Model Monte Carlo yaklaşımı durum yoğunluğu hesabı için önerilmiştir (Cerf, 1994). Daha sonra bu yaklaşım H. Nakada ve Y. Alhassid tarafından uygulanmıştır (Nakada ve Alhassid, 1997). Bir diğer mikroskopik yaklaşım olan ve Hartree-Fock - BCS hesaplamalarına dayanan kombinatoriyal model, durum yoğunluğu hesabı için ortaya atıldı (Demetriou ve Goriely, 2001). Kombinatoriyal model sonuçları, Fermi gaz modelleri gibi deneysel sonuçlar ile iyi sonuçlar veriyordu. Ardından kombinatoriyal model, deforme Hartree-Fock-Bogolyubov modeli ile deformasyon parametresinin, durum yoğunluğunu nasıl etkilediğini gözlemlemek için güncelleştirilmiştir (Hilaire ve Goriely, 2006).

Günümüzde durum yoğunluğu ve gama kuvvet fonksiyonunu elde etmek için pek çok deneysel yöntem vardır. Durum yoğunluğu için en açık metot enerji başına düşen bilinen durumları saymaktır ($\rho(E) = \Delta N/\Delta E$). Fakat bu yöntem tüm durumların bilinmesini gerektirir. NNDC'den (National Nuclear Data Center) alınan veriler ile bu işlem yapıldığında, ilk Cooper çiftinin kırılmasından sonra ($E = 2\Delta$) sayılamayan durumlar dramatik bir şekilde artmaktadır. Bir diğer yöntem, nükleer reaksiyonların bileşik mekanizmasına dayanan parçacık buharlaştırma spektrumu için Hauser-Feshbach modellemesidir (Voinov vd., 2006). Method hem rezidüel hem de bileşik çekirdekte spin popülasyonunun geniş olması nedeniyle avantaj sağlasa da Hauser-Feshbach teorisinin temel varsayımlarına uygun tepkimeler, demet enerjileri vb. seçilmelidir. Ericsson rejiminde (ağır çekirdekler için nötron ayılma enerjisinin 3-4 MeV üzeri, seviye yoğunluğu toplam nötron tesir kesiti dalgalanma analizlerinden tespit edilebilir (Mishra vd., 1991). Bu yöntem, tesir kesiti dalgalanmalarından düzey yoğunluğunun nasıl çıkarılacağına ilişkin belirli varsayımlara dayanmaktadır. Ayrıca çok spesifik reaksiyonlar ile uygulanabiliyor olması bu yöntemin kullanılabilirliğini sınırlar.

Gama kuvvet fonksiyonu bir çekirdeğin ortalama elektromanyetik özelliklerini tanımlar. Bu da radyoaktif ışınım ve foton soğurma süreci ile bağlantılıdır. Gama kuvvet fonksiyonu birleşik çekirdek model hesaplamaları, γ ışını spektrumu, izomerik durum popülasyonu, gama ışını ile parçacık yayılımı rekabetinde önemli rol oynar. Gama kuvvet fonksiyonları nükleer yapı hakkında ve nükleer reaksiyonların mekanizmalarını incelemek için yaygın olarak kullanılır. Gama kuvvet fonksiyonlarının hesaplanması için önemli nicelik olan dev dipol rezonansların Lorentzian parametreleri genel olarak, E1 ve E2 rezonansları için fotoabsorpsiyon tesir kesitleri üzerinden türetilmiştir.

İlk dev dipol rezonansının deneysel olarak gözlemi 1947’de Baldwin ve Klaiber tarafından yapılmıştır (Baldwin ve Klaiber, 1947). Uranyum hedefi için 10 ila 100 MeV enerji aralığındaki fotonların fisyon verimini ölçmüşler ve yaklaşık ~ 20 MeV’lik fotonlar için tesir kesitinde belirli bir pik gözlemlemişlerdir. Bir yıl sonra aynı piki (γ, n) reaksiyon tesir kesitleri için gözlemlemişlerdir. Ardından Goldhaber ve Teller tesir kesitlerindeki piklerin nükleer rezonanslardan kaynaklarını, proton ve nötronların birbirlerine zıt yönde hareket ettiklerini söylemişlerdir (Goldhaber ve Teller, 1948). Sonraki yıllarda dev dipol rezonanslarının sistematığı 50’den fazla çekirdek için çalışmıştır (Montalbetti vd., 1953). Çalışmalar neticesinde bulunan sonuçlar Blatt ve Weisskopf’un kestirimlerinden çok daha küçüktü.

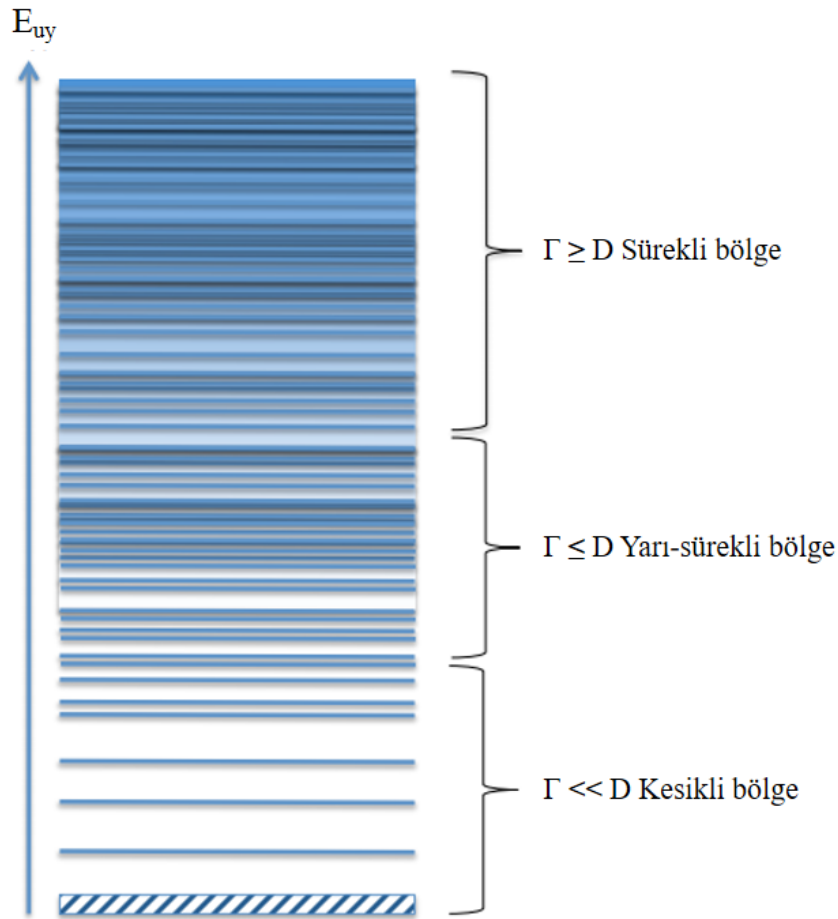
Brink-Axel hipotezi gama kuvvet fonksiyonunu hesaplamak için yaygın olarak kullanılır (Brink, 1955; Axel, 1962). Birbirlerinden bağımsız olarak buldukları sonuçlar rezonansların radyasyon genişlikleri dev dipol rezonansları ile ilişkiliydi. Hipotez bir kaç varsayıma dayanıyordu. Bunlardan biri, foton soğurma ve yayınlama süreçleri birbirleri ile ilişkiliydi. Diğeri ise dipol toplam kuralı ile elde edilen foton soğurma tesir kesiti Lorentzian şekli ile iyi bir şekilde ifade edilebilirdi. Son olarak ise uyarılmış duruma bir foton ile ulaşıldığında, foton soğurma tesir kesitinin hala enerjiye bağlı olacağıydı.

Oslo grubu geçtiğimiz yıllarda farklı çekirdek bölgeleri için pek çok çalışma yapmıştır. Gama kuvvet fonksiyonunun düşük enerjilerdeki yukarı tırmanışı ilk defa (Tavukcu, 2002)’de gözlemlenmiş ve daha sonra pek çok çekirdek için aynı davranış görülmüştür. Aynı çekirdek için parçacık buharlaştırma tekniği ile yapılan $^{55}\text{Mn}(d, n)^{56}\text{Fe}$ deneyinin sonuçları da aynı sonucu vermiştir (Voinov vd., 2006). Bununla birlikte aktinit bölgesindeki makas rezonanslarının iki bileşenden oluştuğu gözlemlenmiştir (Guttormsen vd., 2014). Durum yoğunluğu sonuçları sabit sıcaklık modeli ile oldukça uyumludur (Guttormsen vd., 2015). Bu tez çalışmasında ise, $^{144,145}\text{Nd}$ izotoplarının durum yoğunluğunu hesaplamak için bilinen durumlar, çiftlenim enerjisinin altında sayılmıştır ve nötron ayrılma enerjisi için termal nötron yakalama (n, γ) deneyi verileri kullanılarak S_n ’de durum yoğunluğu hesaplanmıştır. Oslo Metodu’nu burada önemli kılan, yarı-sürekli bölgede $(2\Delta \rightarrow S_n)$ durum yoğunluğu ve gama kuvvet fonksiyonunu elde etmesi ve bunu aynı anda yapma imkanı tanimasıdır.

3. DURUM YOĞUNLUĞU VE GAMA KUVVET FONKSİYONU

3.1 Durum Yoğunluğu

Durum yoğunluğu, verilen iki uyarılmış düzeyin arasında kalan toplam kuantum durumları olarak tanımlanır. Uyarılmış düzeyler düşük enerjilerde iyi bir hassasiyet ile sayılırken, uyarılma enerjisi arttıkça bu düzeyler git gide birbirine yaklaşır ve enerjilerinin belirlenmesi zorlaşır (Şekil 3.1). Bu durumda bahsi geçen kuantum durumları yüksek enerjilerde teorik bir fonksiyon yardımı ile tanımlanırlar.



Şekil 3.1: Nükleer uyarılmaların enerji bölgeleri (Guttormsen vd., 2015).

Nötron ayrılma enerjisinin altında, birim uyarılma enerjisi başına düşen durum sayısını belirlemek için ilk çalışma Bethe tarafından yapılmıştır (Bethe, 1936). Bethe bu çalışmasında çekirdeği, Fermi-gaz modeline göre birbirleri ile etkileşmeyen nükleonların oluşturduğu bir gaz bulutu olarak tanımlayıp, durum yoğunluğunun üssel olarak \sqrt{aE} ile arttığını söylemiştir. Fakat bu varsayım ile oldukça önemli

faktörler olan çiftlenim etkisi, kabuk etkisi ve kolektif etkiler hesaba katılmamıştır. Bethe bir E uyarılma enerjisi için durum yoğunluğu fonksiyonunu;

$$\rho(E) = \frac{\sqrt{\pi} \exp(2\sqrt{aE})}{12 a^{1/4} E^{5/4}} \quad (3.1)$$

ile tanımlamıştır. Burada a durum yoğunluğu parametresi olup,

$$a = \frac{\pi}{6}(g_p + g_n) \quad (3.2)$$

ile ifade edilir. g_p ve g_n sırasıyla proton ve nötron için Fermi enerjisi civarında tek-parçacık durum yoğunluğu parametreleri olarak tanımlanırlar.

Bethe'nin ardından Gilbert ve Cameron yine Fermi-gaz modelini temel alarak yeni bir teori ortaya atmışlardır (Gilbert ve Cameron, 1965). Bu teoride çiftlenim etkileri hesaba katılmış, ayrıca bazı fenomenolojik parametreler kullanılarak yeni bir formül geliştirmişlerdir. Yapılan çalışma, düşük enerjiler için sabit sıcaklık (CT), daha yüksek enerjiler için kaydırılmış Fermi-gaz modeli olarak adlandırılan iki durum yoğunluğu formülünün kombinasyonudur. Fenomenolojik parametreler nötron ve proton deneylerinden elde edilen durum aralığı deneysel verileri ile en iyi fiti sağlamak için kullanılmıştır. Ayrıca çiftlenim etkisinden dolayı enerji Δ kadar kaydırılmıştır.

$$\rho(U) = \frac{\exp(2\sqrt{aU})}{12\sqrt{2}\sigma a^{1/4} U^{5/4}}. \quad (3.3)$$

Burada U kaydırılmış enerji, $U = E - \Delta_p - \Delta_n$, Δ_p ve Δ_n sırasıyla proton ve nötron için çiftlenim enerjileridir. Spin kesme parametresi olan σ ;

$$\sigma^2 = g\langle m^2 \rangle T \quad (3.4)$$

şeklinde verilir. Burada $g = g_p + g_n$, durum yoğunluğu parametresi olup, $\langle m^2 \rangle \approx 0.146A^{2/3}$ olarak alınmıştır. T , nükleer sıcaklık ise;

$$T = \sqrt{U/a} \quad (3.5)$$

ile verilir. Düşük uyarılma enerjileri (2Δ ile 10 MeV) aralığında diğer bir durum yoğunluğu formülü olan sabit sıcaklık modeli (Gilbert ve Cameron, 1965),

$$\rho_{CT}(E) = \frac{1}{T_{CT}} \exp[(E - E_0)/T_{CT}] \quad (3.6)$$

ile tanımlanırken, burada E uyarılma enerjisi, T_{CT} ve E_0 ise sırasıyla sabit nükleer sıcaklık ve enerjideki kaymadır.

Gilbert-Cameron modelinin diğer bir türevi olan geri kaydırılmış Fermi-gaz modeli (BSFG), durum yoğunluğu ve enerjideki kayma parametrelerini serbest parametre olarak kabul eder. Tanımlanan parametreler, geniş bir enerji aralığında deneysel sonuçlar ile daha makul sonuçlar vermiştir (Egidy vd., 1988). Bunun ardından 2005'te yayınlanan makalede durum yoğunluğu parametresi sistematığının bir derlemesi sunulmuştur (Egidy ve Bucurescu, 2005). ^{19}F 'den ^{251}Cf 'ye kadar 310 çekirdek için BSFG ve CT modelleri için, geliştirdikleri yöntem ile deneysel verileri fit ederek, bir dizi yeni fenomenolojik parametreler tanımlamışlardır. Çünkü kaydırılmış Fermi-gaz modelinde enerjideki Δ_p ve Δ_n düzeltmeleri bazen çok büyük olabildiğinden, $E_1 = C_1 + \Delta$ parametresi ile tekrardan düzeltme yapılmıştır.

$$\rho(E) = \frac{\exp[2\sqrt{a(E - E_1)}]}{12\sqrt{2}\sigma a^{1/4}(E - E_1)^{5/4}}. \quad (3.7)$$

Burada E_1 enerjideki geri-kayma parametresi, $C_1 = -6.6A^{-0.32}$ MeV ise Egidy'nin parametreleme tekniği kullanılarak hesaplanmıştır. Spin kesme parametresi σ ;

$$\sigma^2 = 0.0146A^{5/3} \frac{1 + \sqrt{1 + 4a(E - E_1)}}{2a} \quad (3.8)$$

ile verilirken, nükleer sıcaklık ise

$$T = \frac{1 + \sqrt{1 + 4a(E - E_1)}}{2a} \quad (3.9)$$

şeklinde tanımlanır.

3.2 Gama Kuvvet Fonksiyonu

Gama kuvvet fonksiyonunun en basit tanımı Blatt ve Weisskopf tarafından sadece tek bir proton için tanımlanan, enerjiden bağımsız tek-parçacık modelidir (Weisskopf, 1951). Farklı bir multipolarite ile gama yayınlanma olasılığı belirli bir şekilde L açılal momentum arttıkça azalır. Genelde XL multipolariteli bir gama yayınlanma olasılığı $X(L + 1)$ multipolariteli gama yayınlanma olasılığından yaklaşık $\sim 10^2$ kat daha fazladır. Bundan dolayı dipol ($L=1$) radyasyon, kuvvet fonksiyonunu domine edecektir.

Hem gama bozunumu hem de foton soğurma, gama kuvvet fonksiyonu ile tanımlanabilir. İki tip gama kuvvet fonksiyonu vardır.

- (i) “aşağı yönlü” gama kuvvet fonksiyonu (\overleftarrow{f}), gama bozunumunun ortalama radyasyon genişliğini temsil eder (Bartholomew vd., 1972),
- (ii) “yukarı yönlü” gama kuvvet fonksiyonu (\overrightarrow{f}), foton soğurma tesir kesiti $\langle\sigma_{XL}(E_\gamma)\rangle$ ile ilişkilendirilir (Kopecky ve Uhl 1990).

XL tipi bir gama ışını salınımı (aşağı yönlü) için gama kuvvet fonksiyonu, ortalama rezonans aralığının birim enerji başına düşen ortalama kısmi radyasyon genişliği olarak;

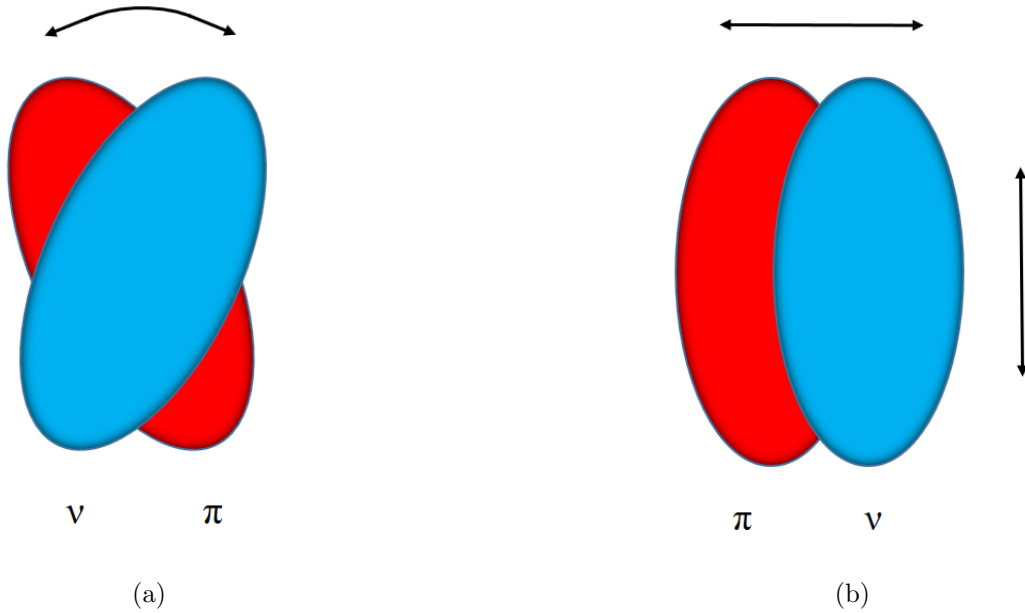
$$\overleftarrow{f}_{XL}(E_\gamma) = \frac{\langle\Gamma_{\gamma l}\rangle}{(E_\gamma^{2L+1} D_l)} \quad (3.10)$$

şeklinde tanımlanır. Burada $f_{XL}(E_\gamma)$ gama kuvvet fonksiyonu, E_γ gama enerjisi, $\langle\Gamma_{\gamma l}\rangle$ ortalama rezonans genişliği, D_l nötron yakalama deneylerinden elde edilen rezonans aralığı, X gama kuvvet fonksiyonunun elektromanyetik karakteri, L ise multipolaritesidir. Foton-uyarımli (yukarı yönlü) gama kuvvet fonksiyonu ise, tüm son durum mümkün spin değerleri üzerinden ortalama foton soğurma tesir kesidi ile belirlenir (Lone, 1986).

$$\overrightarrow{f}_{XL}(E_\gamma) = \frac{1}{(E_\gamma^{2L-1})(\pi\hbar c)^2} \frac{\langle\sigma_{XL}(E_\gamma)\rangle}{2L + 1}. \quad (3.11)$$

3.2.1 Makas rezonansı

Makas rezonansı, yarı-sürekli γ -ışını spektrumunda, dev dipol rezonansından düşük enerjilerde, istatistiksel olmayan bir manyetik dipol rezonanstır. Genelde nadir toprak elementlerinde ve aktinid bölgesinde, gama kuvvet fonksiyonunda hafif bir tümsek şeklinde ~ 3 MeV civarında gözlemlenir. Bohr ve Mottelson'un genelleştirilmiş izovektör modelinin özel bir durumu olan iki rotor yaklaşımı (Bohr ve Mottelson, 1975) Lo Iudice ve Palumbo tarafından detaylı bir şekilde incelenmiş ve bu çalışmada çekirdek içerisinde deforme proton gövdesi ile deforme nötron gövdelerinin simetri eksenlerine dik bir eksen etrafında birbirlerine göre dönüşünün manyetik bir dipol moment oluşturacağı öngörülmüştür (Iudice ve Palumbo, 1978). Yapılan çalışma makas rezonansının deneysel olarak gözlenmesine olanak sağlamıştır (Bohle vd., 1984). Makas rezonansı ismi, geometrik bir resimde Şekil 3.2a'da görüldüğü gibi nötron ve proton gövdelerinin, tıpkı bir makasın bıçakları gibi titreşmesine benzetilmiştir. Oslo grubu M1 multipolariteye sahip cüce rezonansını ve bu rezonans merkezinin çekirdeğin atom numarası ile arttığını gözlemlemiştir (Schiller vd., 2006).



Şekil 3.2: Makas-mod ve dev-dipol rezonanslarının şematik gösterimi. (a) Makas rezonansı. (b) Dev dipol rezonansı

3.2.2 Dev elektrik ve manyetik dipol rezonans

Pek çok orta ağır ve ağır çekirdekler için 12-14 MeV γ enerjileri için dev dipol rezonansı gözlenmiştir. Geometrik olarak proton ve nötronların Şekil 3.2b'de

gösterildiği gibi birbirlerine karşı titreşiminden kaynaklanır. Brink-Axel hipotezi (Brink, 1955; Axel, 1962), uyarılmış durumlar üzerine kurulan kolektif uyarılmaların, bunların taban durum üzerine kurulduğu durumlar ile aynı özellikleri taşıdığını söyler. Bununla birlikte başlangıç durumundan son duruma bir γ -ışının yayınlanma olasılığı, son durumun enerjisine değil, sadece o gamanın enerjisine bağlı olduğunu söylemiştir:

$$f_{E1}(E_\gamma) = \frac{1}{3\pi^2\hbar^2c^2} \frac{\sigma_r\Gamma_r^2E_\gamma}{(E_\gamma^2 - E_r^2)^2 + \Gamma_r^2E_\gamma^2}. \quad (3.12)$$

Lorentzian şekli ile tanımlanan bir pikin; σ_r (mb) tesir kesidi, Γ_r (MeV) genişliği ve E_r (MeV) ise merkezidir. Bu şekildeki bir tanımlama orta ve ağır çekirdekler için fotoabsorpsiyon tesir kesitleri için çok iyi sonuçlar vermektedir fakat düşük γ enerjileri için gözlenen sonuçlardan daha küçük değerler vermektedir. Sonrasında geliştirilen model ile sıcaklığa bağlı bir son durum enerjisi öne sürüyordu (Kadmenskii vd., 1983):

$$f_{E1}^{KMF}(E_\gamma) = \frac{1}{3\pi^2\hbar^2c^2} \frac{0.7\sigma_r\Gamma_r^2E_\gamma(E_\gamma^2 + 4\pi^2T_f^2)}{E_{E1}(E_\gamma^2 - E_r^2)^2}. \quad (3.13)$$

Model düşük gama enerjileri için iyi sonuçlar verse de sıcaklığa bağlılık Brink-Axel hipotezi ile çelişiyordu. Ayrıca dev dipol rezonansların merkezlerini açıklamakta yetersiz kalmıştır.

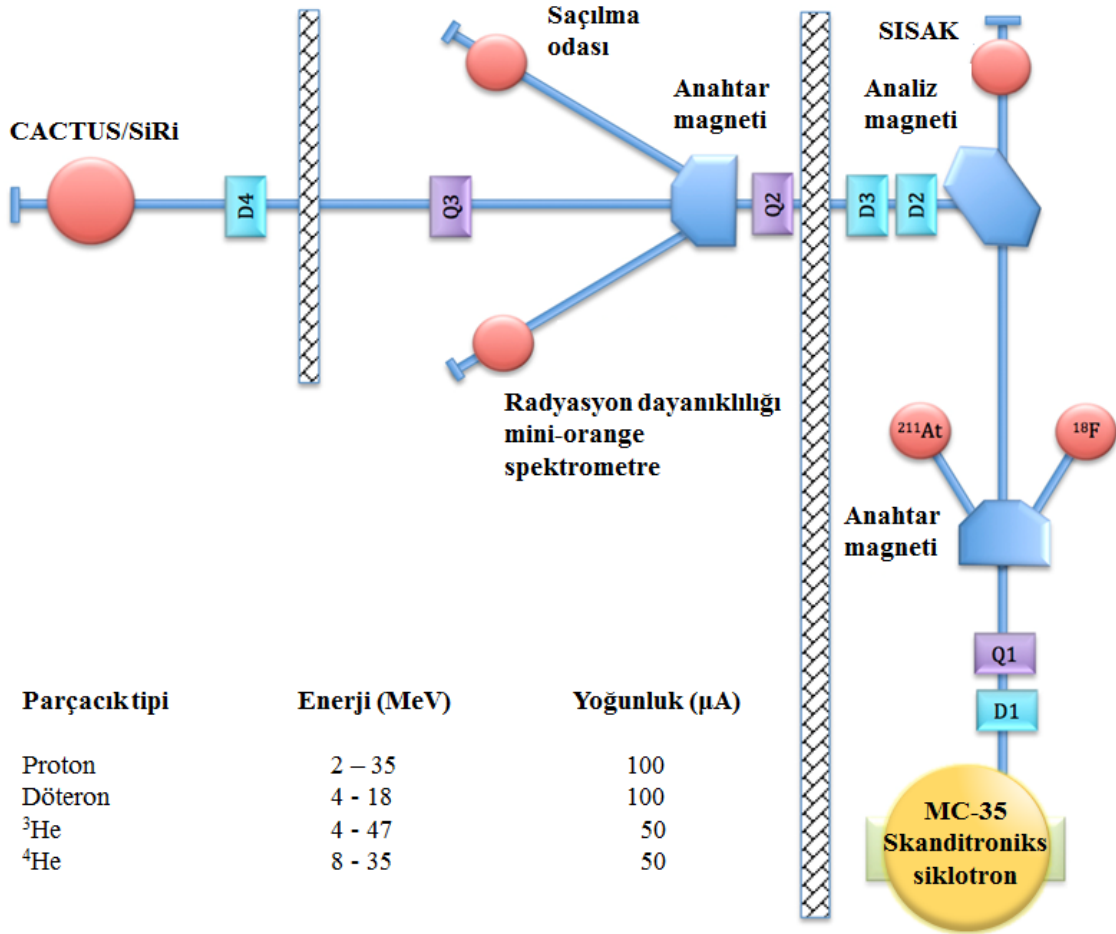
Dev elektrik dipol rezonansının haricinde, dev manyetik dipol rezonansı da yaklaşık $\sim 6-8$ MeV civarında gözlemlenmiştir (Voinov vd., 2001):

$$f_{M1}(E_\gamma) = \frac{1}{3\pi^2\hbar^2c^2} \frac{\sigma_r\Gamma_r^2E_\gamma}{(E_\gamma^2 - E_r^2)^2 + \Gamma_r^2E_\gamma^2}. \quad (3.14)$$

Bu rezonansın, spin yukarı ve spin aşağı olan nükleonların birbirlerine karşı hareketinden kaynaklandığına inanılmaktadır. Çünkü bahsedilen enerji bölgesinde yeterli deneysel veri yoktur.

4. DENEY SİSTEMİ

Oslo Siklotron Laboratuvarı'nda pulslu demet üreten MC-35 tipi siklotronun şematik gösterimi Şekil 4.1'de verilmiştir. Laboratuvar, siklotronun kendisi ve yardımcı magnetlerin olduğu iç kısım, detektörlerin (CACTUS ve SiRi) ve hedefin bulunduğu dış kısım olarak iki bölümden oluşur. Hızlandırılan parçacıklar birkaç dipol ve kuadropol magnet yardımı ile hedefe odaklandırdıktan sonra reaksiyon gerçekleşmektedir.



Şekil 4.1: Oslo Siklotron Laboratuvarı'nın şematik gösterimi (Guttormsen, 2011).

Oslo Siklotron Laboratuvarında Şekil 4.1'de verilen yoğunluk ve enerjilerde; proton, döteron, ^3He ve ^4He demetleri üretilebilmektedir. Yapılan deneyde; $2 \times 2 \times 2 \text{ mg/cm}^2$ boyutlarında, %97.30 oranında zenginleştirilmiş kendini taşıyan (self-supporting) ^{144}Nd hedefi, 13.5 MeV enerjili, $\sim 1.2 \text{ nA}$ akım yoğunluğuna sahip döteron demeti ile bombardıman edilmiştir.

4.1 Dedektör Sistemi

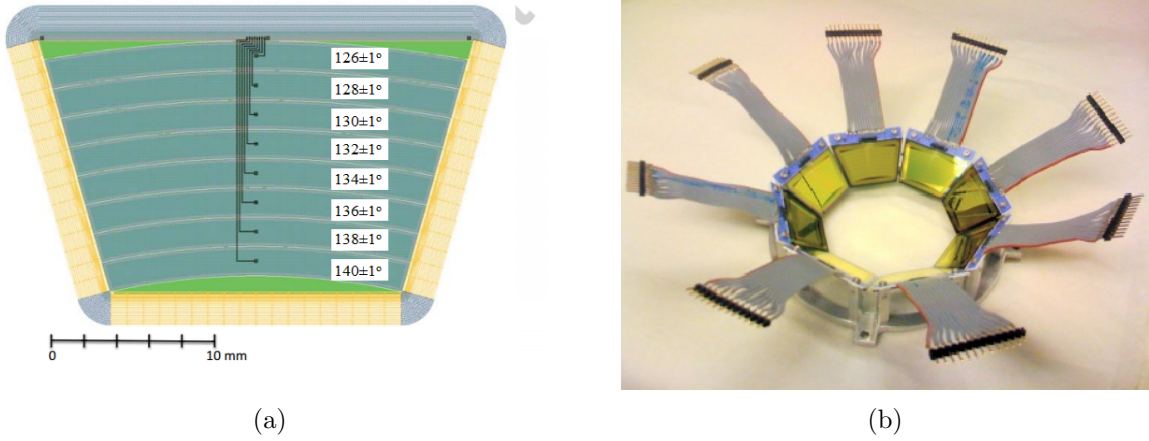
Çoklu dedektör sistemi olan CACTUS (Şekil 4.3b), parçacık- γ çakışmalarını tespit etmek için geliştirilmiştir (Guttormsen vd., 1990). Gama ışını enerjileri 28 adet 5" x 5" kurşun kolimatörleri ile birlikte NaI(Tl) dedektörü tarafından ölçülmektedir. NaI(Tl) dedektörleri küresel ve hedefi tamamen kaplayacak şekilde yerleştirilmiş, kurşun kolimatörlerinden dolayı çapları 12.7 cm'den 7 cm'ye düşmüştür. Toplam sistemin katı açısı ise 4π 'nin %17.7'si kadardır.

$$\Omega = \frac{NA}{4\pi R^2}. \quad (4.1)$$

Burada $N=28$ dedektör sayısı, $A = \pi r^2$, $r = 3.5$ cm dedektörün hedefe bakan yüzünün alanı, $R = 22$ cm ise NaI(Tl) dedektörleri ile hedef arasındaki mesafedir.

Nükleer reaksiyon ile oluşan yüklü parçacık enerjileri CACTUS sisteminin içine yerleştirilmiş Şekil 4.2b'de gösterilen silikon dedektör sistemi tarafından ölçülmektedir (Guttormsen vd., 2011). Silikon dedektör sistemi, Şekil 4.2a'da görülen 8 adet silikon çipten oluşmakta ve bu çipler farklı reaksiyon açılarını kapsayacak şekilde 8 adet şeritten oluşmaktadır. Her bir şerit ise Şekil 4.3a'da görüldüğü gibi sırasıyla ön ve arka olmak üzere $\sim 130 \mu\text{m}$ ΔE dedektörü ve $\sim 1550 \mu\text{m}$ E dedektörü içermektedir. Reaksiyon sonucu oluşan parçacık enerjilerinin bir kısmı ΔE dedektöründe depolanırken, kalan enerjileri E dedektöründe depolanmaktadır. Parçacık dedektörü geri yönde, hedefe 5 cm uzaklıkta, hızlandırıcının demetine göre $126^\circ - 140^\circ$ azimutal reaksiyon açılarını kapsayacak şekilde yerleştirilmiştir.

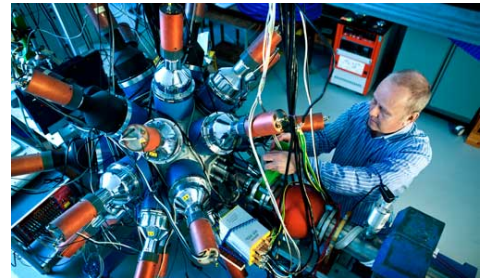
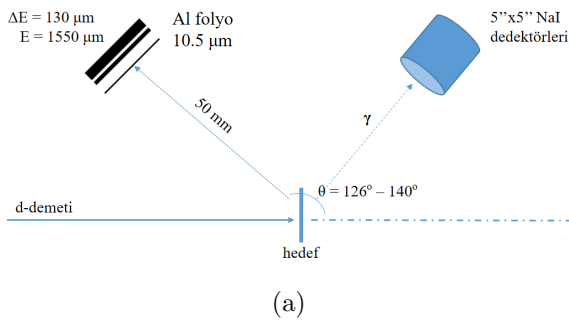
Reaksiyon sonucu oluşan parçacıkların E ve ΔE dedektörlerinde bıraktıkları enerjiyi hesaplamak için, hafif iyonların madde ile etkileşimindeki enerji kaybını iyi şekilde açıklayan Bethe-Bloch formülü (Denklem 4.2) kullanılmıştır (Leo, 1994). Bethe-Bloch formülüne göre yüksek enerjili parçacıklar ön dedektörden az bir enerji kaybıyla geçerken, düşük enerjili parçacıklar enerjilerinin çoğunu ön dedektörde kaybederler. Dolayısıyla ΔE spektrumundaki düşük enerji kanalı ve E spektrumundaki yüksek enerji kanalı yüksek enerjili parçacıkları temsil eder. Eğer ΔE 'de depolanan enerjiye karşılık E 'de depolanan enerji grafiği çizilirse, her bir parçacığa ait, ayırt edilebilir, "muz şekli" olarak adlandırılan eğriler elde edilir. Şekil 4.4'te görülen eğrilerden, altta kalan eğri proton kanalına ($(d, p)^{145}\text{Nd}$), ortada kalan eğri ise döteron kanalına ($(d, d)^{144}\text{Nd}$) aittir. Üstte kalan ve triton kanalına ($(d, t)^{143}\text{Nd}$) ait olan eğri, istatistiği az olduğu için analiz aşamasında kullanılmamıştır.



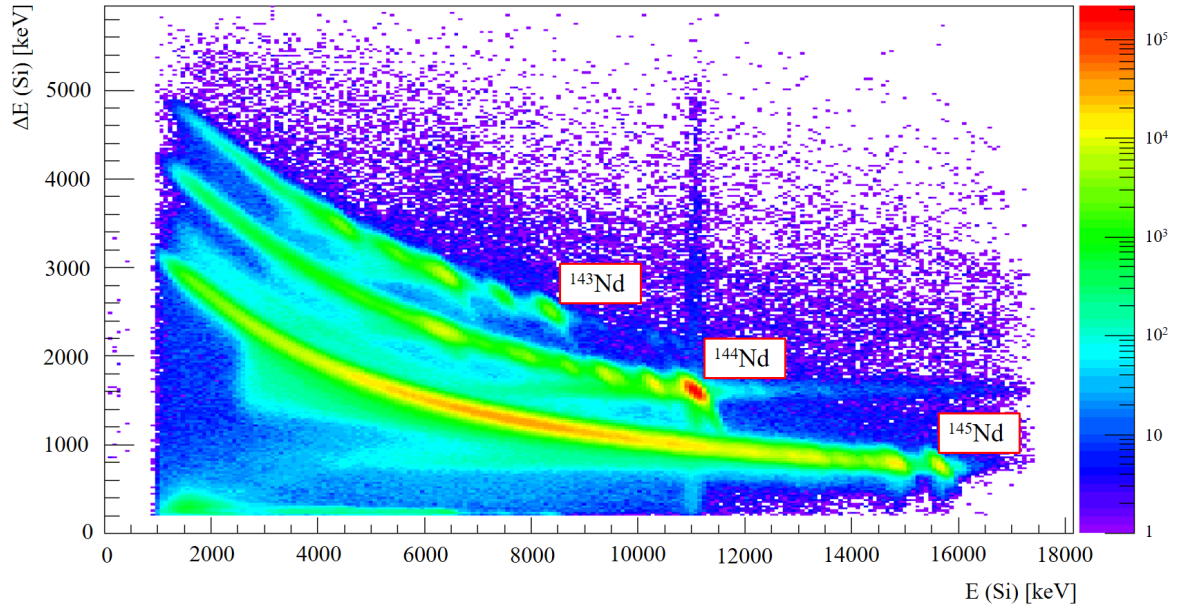
Şekil 4.2: SiRi parçacık dedektörü. (a) Tek bir silikon çipi için farklı reaksiyon açılarının gösterimi. (b) Çıkış sinyali kabloları ile birlikte silikon dedektör sistemi.

$$\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z}{\beta} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} - 2\beta \right) \right]. \quad (4.2)$$

N_a	Avagadro sayısı	z	iyonize parçacığın yükü
r_e	elektron yarıçapı	v	parçacığın hızı
m_e	elektron kütlesi	β	v/c
c	ışık hızı	γ	Lorentz faktörü $1/\sqrt{(1 - \beta^2)}$
ρ	malzemenin yoğunluğu	W_{max}	çarpışmada aktarılan maximum enerji
A	malzemenin kütle numarası	I	malzemenin ortalama uyarılma potansiyeli



Şekil 4.3: CACTUS dedektör sistemi. (a) Hızlandırıcı demetine göre dedektör sisteminin düzeni. (b) CACTUS dedektör sisteminin dışarıdan görünümü.



Şekil 4.4: ΔE ve E dedektörlerinde depolanan enerji.

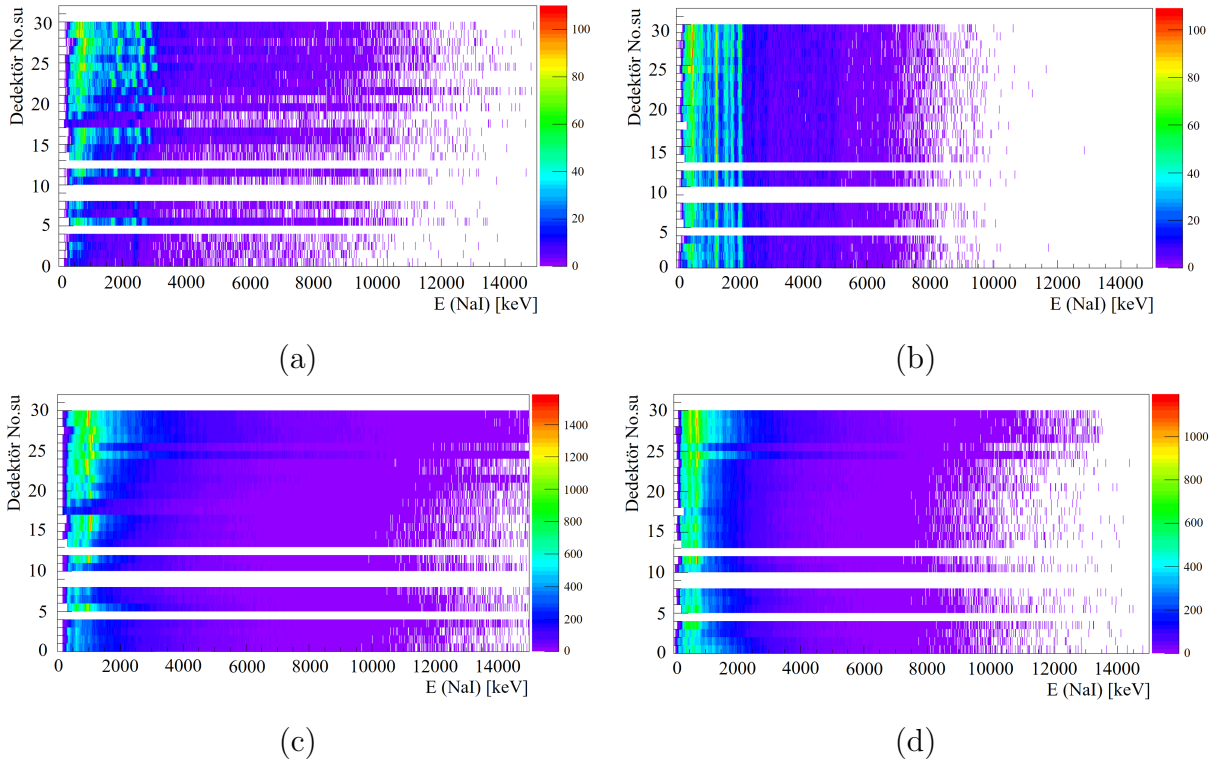
4.2 Enerji Kalibrasyonu

Gama enerji kalibrasyonu için $^{28}\text{Si}(d, p)$ deneyi yapılmıştır. Yapılan deney ile $^{28}\text{Si}(d, p)^{29}\text{Si}$ kanalına ait veriler kullanılmıştır. ^{29}Si 'nin belirli uyarılmış durum enerjileri elde edilmiş, daha sonra elde edilen bu uyarılmış durumlardan yayınlanan gamaların enerjileri ile literatürdeki veriler karşılaştırılarak gama dedektörlerindeki kazanım ve kayma hesaplanmıştır. Gama dedektörleri için hesaplanan bu kazanım ve kayma değerleri $^{144,145}\text{Nd}$ 'nin γ -ışını enerjisi kalibrasyonu için kullanılmıştır. Bu sürecin sonuçları Şekil 4.5'te verilmiştir.

Parçacık- γ çakışma matrisini elde etmek için her bir parçacık ve NaI(Tl) gama dedektörünün kalibre edilmesi gerekmektedir. Çok kanallı analiz edicinin kanal numarası ch ile γ -ışını enerjisi E arasındaki ilişkinin

$$E = a_0 + a_1.ch \quad (4.3)$$

şeklinde lineer olduğu varsayılır. Burada a_0 sıfırıncı kanaldaki enerji, a_1 ise kanal başına düşen enerjideki kazanımdır. Bu iki katsayı eğer iki kalibrasyon noktası varsa belirlenebilir. Teorik olarak beklenen kalibrasyon noktaları Bethe-Bloch denklemi (Denklem 4.2) ile hesaplanabilir. Fakat nükleer reaksiyonda ürün olarak ortaya çıkan parçacıkların dedektöre gelene kadar aldığı yol ve saçılma açıları da dikkate



Şekil 4.5: NaI γ -ışını dedektörlerinin kalibrasyonu. (a) Kalibrasyondan önce ^{28}Si . (b) Kalibrasyondan sonra ^{28}Si . (c) Kalibrasyondan önce ^{145}Nd . (d) Kalibrasyondan sonra ^{145}Nd .

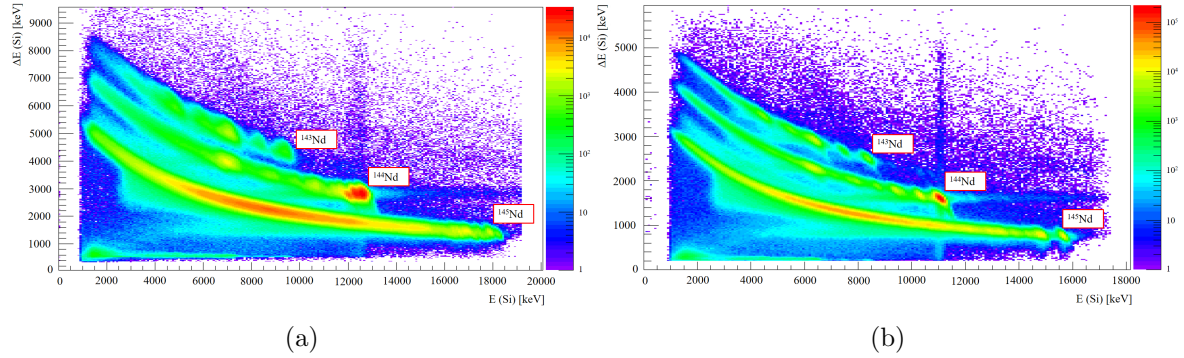
alınmalıdır. Bundan dolayı her bir dedektör şeridinde depolanan enerji açığa bağlı olarak az da olsa farklılıklar gösterir. Saçılan parçacıklardan dolayı oluşan kız çekirdeğin geri tepme enerjisi ihmal edilebilir. Çünkü kız çekirdek saçılan parçacıklara göre çok çok ağırdır. Son olarak çekirdeklerin farklı bağlanma enerjilerinden dolayı $a + X \rightarrow Y + b$ türünde bir inelastik reaksiyonun Q değeri de hesaba katılmalıdır:

$$Q = (m_a + m_X - m_Y - m_b)c^2. \quad (4.4)$$

Burada, sırasıyla m_a hedef üzerine gönderilen parçacığın (döteron), m_X hedef çekirdeğin (^{144}Nd), m_b saçılan parçacığın (döteron yada proton), m_Y ise kız çekirdeğin ($^{144,145}\text{Nd}$) kütesidir.

Kalibrasyon noktaları Oslo grubu tarafından yazılan ve Bethe-Bloch formülünü kullanan "SiRi Kinematic Calculator" programı ile hesaplanmıştır (OCLGroup, 2016). Reaksiyon sonucu oluşan parçacığın enerjisi dedektör yardımı ile ölçüldüğünden, reaksiyon kinematiği kullanılarak ürün çekirdeğin uyarılma enerjisi

hesaplanabilir. Eğer reaksiyon sonucu oluşan parçacık maksimum enerjiyi alıyorsa, geride kalan kız çekirdek taban durumundadır. Bu en kolay kalibrasyon noktası olup muz formasyonlarının en sağ kısmına denk gelmektedir. Yeterli istatistiklerinden dolayı $(d, d)^{144}\text{Nd}$ ve $(d, p)^{145}\text{Nd}$ için bu noktalar kullanılmıştır. Kalibrasyon noktalarının E ve ΔE eksenlerinde karşılık gelen enerjileri Çizelge 4.1’de verilmiş olup, parçacık kalibrasyonunun sonuçları Şekil 4.6’da verilmiştir.



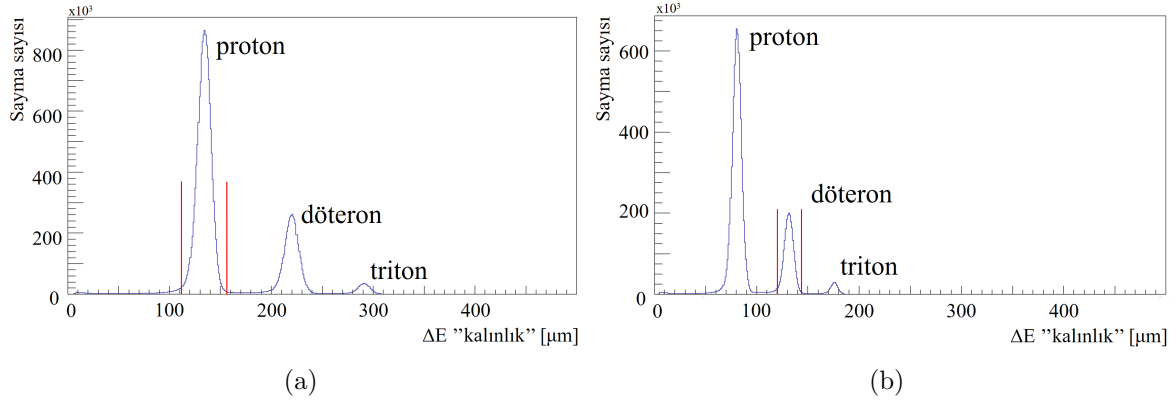
Şekil 4.6: SiRi parçacık dedektörünün kalibrasyonu. (a) Parçacık kalibrasyonundan önce muz formasyonları. (b) Parçacık kalibrasyondan sonra muz formasyonları.

4.3 Parçacık-Gama Çakışma Matrisinin Oluşturulması

4.3.1 Parçacıkların ayırt edilmesi

Bu tez çalışmasının amacı $^{144,145}\text{Nd}$ çekirdeklerinin durum yoğunluğu ve gama kuvvet fonksiyonunu ayrı ayrı elde etmek olduğu için, bunlara karşılık gelen ilgili reaksiyonları seçmemiz gerekir. Reaksiyon sonucu oluşan parçacığı ayırt etmek dolayısıyla reaksiyonu ayırt etmek, ilgili $\Delta E - E$ eğrisinden veri çıkararak gerçekleştirilir.

Farklı yüklerinden ve kütle numaralarından dolayı her bir parçacığın, enerjilerinin bir fonksiyonu olarak dedektör içinde ilerleme mesafeleri farklıdır. Parçacık ayırt etme tekniği, her bir parçacığın silikon dedektörleri içerisinde ilerlemeleri farklı olduğundan, istenen parçacık eğrisinden veri çekilmesine olanak sağlar. Bunu yapmak için halihazırda kalibrasyonu yapılan parçacık spektrumunun verileri, Bethe-Bloch formülünde girdi parametresi olarak kullanılır. Bu sefer Bethe-Bloch formülünde tersten gidilerek, parçacıkların, enerjiyi ne kadar mesafede kaybettiği bulunur ve kalınlık spektrumu elde edilir. Bunun sonucunda ayırt etmek istenen parçacıkların deneysel verileri bilinen gerçek ΔE dedektörünün kalınlığı, ~ 130



Şekil 4.7: Proton ve döteronlar için kalınlık spektrumları. (a) Protonlar için kalınlık spektrumu. (b) Döteronlar için kalınlık spektrumu.

μm , etrafında dağılacaktır. Şekil 4.7a'da da görüldüğü gibi $\sim 130 \mu m$ 'deki pik protonlara karşılık gelirken, Şekil 4.7b'deki pik döteronlara karşılık gelmektedir. İstenen parçacığa karşılık gelen pike uygun şekilde sınırlar konularak bu veriler çıkartılır ve analizlerde kullanılır.

Çizelge 4.1: 13,5 MeV'lik demet ile farklı reaksiyonlar için kalibrasyon noktaları.

Ring	Θ	$E(d, p)$ [keV]	$E(d, d)$ [keV]	$\Delta E(d, p)$ [keV]	$\Delta E(d, d)$ [keV]
0	140°	17103	11830	1341	2771
1	138°	17123	11844	1305	2797
2	136°	17130	11856	1273	2699
3	134°	17141	11866	1323	2829
4	132°	17143	11876	1319	2824
5	130°	17143	11883	1326	2830
6	128°	17144	11885	1319	2803
7	126°	17110	11877	1320	2775

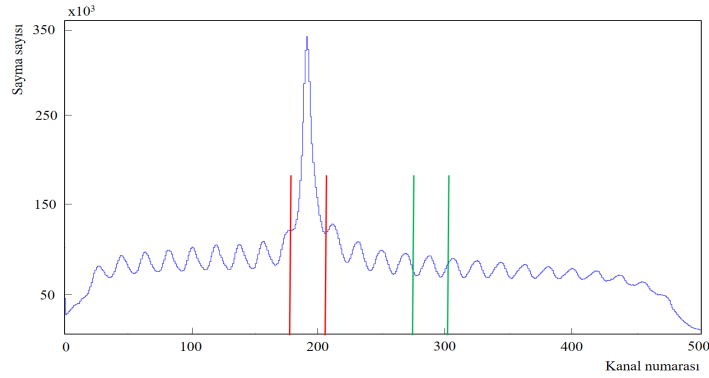
4.3.2 Gerçek ve rastgele çakışmalar

Oslo Metodu'nun başlangıç noktası parçacık-gama çakışmaları olduğundan doğru çakışmaları seçmek oldukça önemlidir. Parçacık- γ çakışmalarının sinyalleri, zaman-dijital dönüştürücü (TDC) gibi çalışan, zaman-genlik (TAC) ve analog-dijital dönüştürücüler (ADC) tarafından kaydedilmektedir. Bu sinyaller silikon dedektörleri tarafından ölçülen her parçacık için başlar ve gama dedektörleri bir gama sinyali algıladığında durur. Gama dedektörü tarafından ölçülen γ -ışınları, sadece ilgili

reaksiyonla çakışan γ -ışınlarını seçmek için filtrelenirler. Bu filtreleme işlemi parçacık dedektörü tarafından E dedektöründe ölçülen parçacık ile gama dedektörü tarafından ölçülen γ -ışını arasında geçen zamanı ölçerek yapılır. Ölçülen bu zaman her bir parçacık ve gama dedektörü için sabit değildir. Dedektörlerin farklı konumları, elektronik sistemdeki gecikmeler, ölçüm alınan kabloların uzunluğu yada sıcaklığı gibi farklı sebeplerden kaynaklanan bu zaman farklılığının sabitlemesi gerekir. Zaman düzeltmesi yapmak için kullanılan yarı deneysel formül;

$$t(E) = t_0 + \frac{c_1}{E + c_2} + c_3 \cdot E \quad (4.5)$$

ile verilir (Guttormsen vd., 2011). Burada t_0 ölçülen zaman, c_1 , c_2 ve c_3 ise fit ile elde edilen, $t(E)$ 'nin yaklaşık olarak sabit olması için kullanılan parametrelerdir.



Şekil 4.8: TDC zaman spektrumu.

Tipik bir TDC spektrumu Şekil 4.8'de gösterilmektedir. Buradaki her bir bölme yaklaşık ~ 2.4 ns genişliğe sahiptir. Zaman spektrumunda görülen yaklaşık ~ 200 . bölme civarındaki güçlü pik hem rastgele hem de gerçek olayları içermektedir. Gerçek olayları elde etmek için, hem gerçek hem de rastgele olayları içeren güçlü pik sınırları (185-205) ve sadece rastgele olayları içeren pik sınırları (282-302) uygun şekilde belirlenerek birbirlerinden çıkartılırlar.

5. MATERİYAL VE YÖNTEM

5.1 Oslo Metodu

Oslo grubu, durum yoğunluğu ve gama kuvvet fonksiyonunu aynı anda elde etmek için bir metot geliştirmiştir (Guttormsen vd., 1987; Schiller vd., 2000). Metot, ölçülen gama enerjisi ve ona karşılık gelen reaksiyon parçacık enerjisi ile oluşturulan parçacık- γ çakışma matrisine dayanmaktadır. Elde edilen parçacık- γ matrisi, CACTUS dedektör sisteminin tepki fonksiyonu ile açılarak, açılmış matris elde edilir (Guttormsen vd., 1996). Bu yol ile her bir uyarılmış durum için; tek ve çift kaçış piki, yok olma piki, Compton olayı ve dedektör verimi etkileri hesaba katılarak tam γ -ışını spektrumu elde edilir. Ardından her bir uyarılma enerjisi için açılmış spektrumdan elde edilen γ -ışını spektrumları birbirlerinden çıkartılarak birincil γ -ışını matrisi $P(E_i, E_\gamma)$ elde edilir (Guttormsen vd., 1987). Elde edilen $P(E_i, E_\gamma)$ matrisi, durum yoğunluğu ve ortalama gama kuvvet fonksiyonu hakkında bilgi içermektedir (Schiller vd., 2000). Yukarıdaki bu üç adım Oslo Metodu'nun ana hatları olup takip eden bölümlerde daha ayrıntılı bir şekilde ele alınacaktır.

5.2 Gama Spektrumunun Açılması

Bir γ -ışınının madde ile etkileşimi; fotoelektrik olay, Compton saçılması ve çift oluşumu ile gerçekleşebilir. İdeal olarak γ -ışını, enerjisinin tamamını etkileştiği maddeye aktarır ve bu, gözlenen spektrumda tam enerji piki E_γ olarak gözlenir. Compton saçılmasında, gelen foton saçılabilir ve daha sonra enerjisinin bir kısmını dedektör materyaline aktarır. Saçılma açısı ne kadar enerji transfer edileceğini belirler. Ayrıca gözlenen spektrum düşük enerji bölgesinde geri saçılma piki de içerebilir. Bu olay gelen γ -ışını enerjisinin belli bir kısmının ölçülmesine sebep olacaktır. Bundan farklı olarak, gelen foton yeterli enerjiye sahipse elektron ve pozitron çifti oluşturabilir. Oluşan pozitron hemen bir elektron ile etkileşime girerek yok olma ışınımı olarak adlandırılan, zıt yönlü iki foton oluşur. Eğer bu iki foton dedektör tarafından soğurulursa, bu olay tam enerji pikine eklenir. Fakat bu fotonların biri dedektörden kaçabilir. Bu durumda gözlenen pik $E_\gamma - 511$ keV'de ortaya çıkacaktır. Aynı şekilde bu fotonların ikisi de dedektörden kaçabilir. O halde gözlenen pik $E_\gamma - 1022$ keV'de ortaya çıkacaktır.

Tam enerjili γ -ışını spektrumunun elde edilmesi için, dedektörün tepki fonksiyonu $R(E_\gamma, E)$ 'nin bilinmesi gerekir. Çünkü bir γ -ışınının enerjisi, istenmeyen

olaylardan (Compton saçılması, tek ve çift kaçış vb.) dolayı dedektörün verdiği cevaptan (enerjiden) farklı olabilir. Burada ölçülmek istenen gamanın; E_γ gerçek enerjisi, E ise dedektörde ölçülen enerjidir. Tepki fonksiyonu, enerjiye bağlı ve farklı tesir kesitlerine sahip olan radyasyonun madde ile etkileşimlerine bağlıdır. Oslo Siklotron Laboratuvarı'ndaki dedektörlerin tepki fonksiyonunun elde edilmesi için 10 adet tek enerjili γ -ışını (122, 245, 344, 662, 1173, 1333, 1836, 4439, 6130 ve 15110 keV) kullanılmıştır. Diğer γ -ışını enerjileri için interpolasyon yapılmıştır (Guttormsen vd., 1996).

Dedektörün tepki matrisi elde edildiğinde açma işlemi γ -ışını spektrumuna uygulanabilir. Her bir matris elemanı R_{ij} , γ -ışını dedektöre geldiğinde, j kanalına karşılık gelen γ -ışını enerjisinin, i kanalındaki cevabını temsil eder. Öyle ki katlama işlemi

$$f = \mathbf{R}u \quad (5.1)$$

ya da;

$$\begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \\ \vdots \\ f_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} & \dots & R_{1N} \\ R_{21} & R_{22} & \dots & R_{2N} \\ \vdots & \vdots & \dots & \vdots \\ R_{N1} & R_{N2} & \dots & R_{NN} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ \vdots \\ u_N \end{pmatrix} \quad (5.2)$$

şeklinde yazılabilir. Burada f ve u sırasıyla gözlenen (katlı) ve açılmış spektrumlar, R ise dedektörün tepki fonksiyonudur.

Basit olarak açılmış spektrumu elde etmek için R matrisinin tersi alınıp, Denklem 5.1'in iki tarafı ile çarpılarak elde edilebilir. Fakat elde edilen açılmış matrisin enerji çözünürlüğü, deneysel enerji çözünürlüğünden büyük olduğundan dolayı elde edilen matris çok fazla dalgalanma içerecektir (Guttormsen vd., 1996). Bunun yerine geliştirilen yöntemde, u^0 matrisi deneme matrisi olarak seçilir ve dedektörün tepki fonksiyonu ile çarpılır. İşlem sonucu elde edilen katlanmış matris gözlenen spektrum ile karşılaştırılır:

1. İlk adımda u fonksiyonu bilinmediğinden u^0 deneme fonksiyonu olarak gözlenen spektrum olan r kullanılır:

$$u^0 = r. \quad (5.3)$$

2. İlk katlanmış spektrum f^0 :

$$f^0 = \mathbf{R}u^0 \quad (5.4)$$

şeklinde elde edilmiş olur.

3. Elde edilen f^0 fonksiyonu ile gözlenen spektrum r arasındaki sapma karşılaştırılır. Aradaki fark ilk deneme fonksiyonuna eklenerek bir sonraki deneme fonksiyonu olan u^1 elde edilir:

$$u^1 = u^0 + (r - f^0). \quad (5.5)$$

4. Yeni deneme fonksiyonu u^1 tekrar katlanarak f^1 elde edilir. f^1 ile r tekrardan karşılaştırılarak bir sonraki deneme fonksiyonunu elde etmek için kullanılır:

$$u^2 = u^1 + (r - f^1). \quad (5.6)$$

Bu işlem $f^i \approx r$ olana kadar devam eder. Burada i iterasyon sayısı olup, 2. ve 3. adımı yaklaşık 10 defa ($i = 10$) tekrarladıktan sonra istenen u^0 matrisi elde edilmiş olur.

5.3 Compton Çıkarımı Methodu

İterasyon yöntemi ile elde edilen u spektrumu hala yapay olarak dalgalanmalar içermektedir. Bunu gidermek için Compton çıkarma yöntemi uygulanır (Guttormsen vd., 1996). Compton çıkarma yöntemi, Compton katkısını gözlenen spektrumdan çıkarmadan önce bu katkıyı daha aza indirmeye dayanır. İlk olarak Compton saçılması haricindeki tüm katkıları içeren bir spektrum tanımlanır:

$$\begin{aligned} v(i) &= r(i) - c(i) \\ &= p_f(i)u(i) + w(i). \end{aligned} \quad (5.7)$$

Burada i kanal numarası, $p_f(i)u(i)$ full enerji pikinden gelen katkı, $w(i) = u_s + u_d + u_a$ ise tek yada çift kaçış gamalarının ve yok olma fotonlarının katkılarının toplanmış halidir.

$$u_s(i - i_{511}) = p_s(i)u(i) \quad (5.8)$$

$$u_d(i - i_{1022}) = p_d(i)u(i) \quad (5.9)$$

$$u_a(511) = \sum_i p_a(i)u(i). \quad (5.10)$$

Burada i_{511} ve i_{1022} sırasıyla 511 ve 1022 keV enerjiye sahip olan kanalları temsil eder. $p_s(i)$, $p_d(i)$, $p_f(i)$, $p_a(i)$ ise sırasıyla tek kaçış, çift kaçış, full enerji ve yok olma olaylarının i kanalında gerçekleşme olasılığıdır. Bir sonraki adım olarak Compton arkaplanımı çıkarabiliriz:

$$c(i) = r(i) - v(i). \quad (5.11)$$

Bu spektrum tek kaçış, çift kaçışı ve yok olma fotonları gibi pikler içermediğinden, kayda değer bir veri kaybı olmaksızın önemli ölçüde düzeltilebilir. Denklem 5.7 ve 5.11 birleştirilirse; yeni ve daha az dalgalanma olan açılmış spektrum elde edilir:

$$u(i) = [r(i) - c(i) - w(i)]/p_f(i). \quad (5.12)$$

Son olarak $u(i)$, dedektörün toplam verimine bölünerek son spektrum elde edilir:

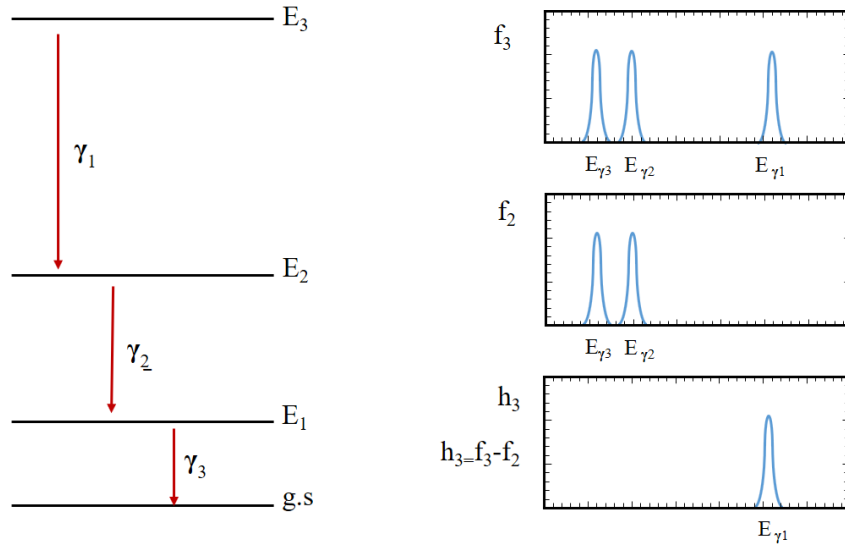
$$U_{full}(i) = u(i)/\epsilon_{tot}(i) \quad (5.13)$$

Bu yöntem spektrumda bazı kanallarda negatif sayım sayısına sebep olabilir. Bu fiziksel olmayan durum o kanallara en yakın kanallardaki değerlerin ortalaması alınarak düzeltilmiştir.

5.4 Birincil Gama Matrisinin Elde Edilmesi

Yüksek uyarılma enerjili bir nükleer durum γ -ışını ile bozunduğunda, genelde tek seferde taban duruma geçiş yapmayıp, uyarılmış durumdan yayımlanan γ -ışını orta durumlardan da geçiş yaparak taban duruma ulaşır. Oslo Metodu'nda amaç, herhangi bir uyarılmış durumdan yayımlanan ilk gamayı bulmaktır. Herhangi bir kaskadta bulunan γ -ışını bozunumları arasındaki süre çok kısa olduğundan, bu gamalar dedektöre aynı anda geliyormuş gibi gözlenir ve bunları deneysel olarak ayırt etmek mümkün değildir.

Bileşik reaksiyonlar için takip eden varsayımın geçerli olduğu gösterilmiştir: herhangi bir son duruma bozunma için bozunma olasılığı bileşik çekirdeğin oluşum mekanizmasından bağımsızdır; başka bir deyişle, bileşik çekirdekte, uyarılma enerjisi çok sayıdaki nükleon arasında paylaşılır ve böylelikle çekirdek oluşum biçimini unuttur (Krane, 1988). Böylece uyarılmış durumların bozunmaları esas olarak istatistiksel kurallar tarafından yönetilecektir.



Şekil 5.1: Birincil gamaların elde edilmesinin şematik gösterimi (Tavukcu, 2002).

Birincil ve diğer gamalar, çıkarma methodu ile ayırt edilebilir (Guttormsen vd., 1987). Temel varsayım, herhangi bir uyarılmış durumdan bozunan gama bozunma paterninin popülasyon mekanizmalarından bağımsız olmasıdır. Yani, uyarılmış bir durumun bozunma olasılığı, bir reaksiyon ile direkt olarak daha yüksek enerjili durumdan bir gama bozunumu ile işgal edilmesinden bağımsızdır. Birincil gamaları elde etmenin temel fikri Şekil 5.1'de basitçe verilmiştir. Bölüm 5.2'de anlatıldığı gibi elde edilen (E_γ, E_x) açılmış çakışma matrisi, her bir uyarılmış durum

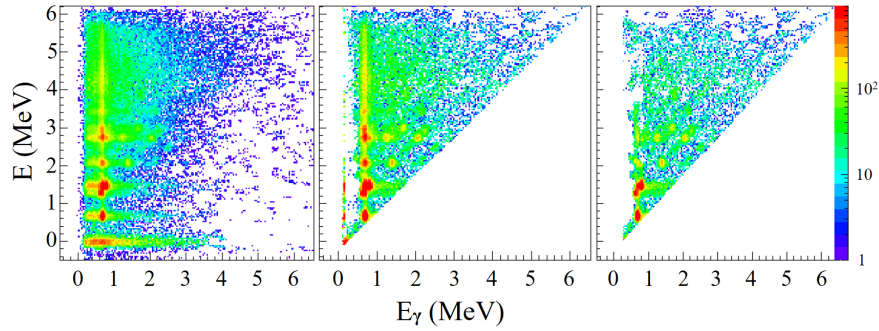
için γ -ışını spektrumu içermektedir. Bu spektrumların her biri f_i ile gösterilirse, birincil γ -ışınlarının spektrumu h_i ;

$$h_i = f_i - g \quad (5.14)$$

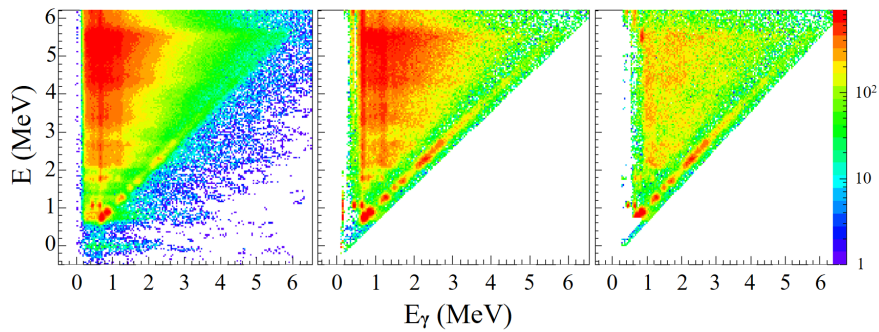
şeklinde elde edilir. Burada g , diğer düşük enerjili tüm uyarılmış durumların ağırlıklı toplamıdır:

$$g = \sum_j n_{ij} w_{ij} f_j. \quad (5.15)$$

Burada başlangıçta bilinmeyen w_{ij} ($\sum_j w_{ij} = 1$), i 'den j 'ye gama bozunumu yapma olasılığıdır. Diğer bir deyişle w_{ij} her bir γ -ışınının i uyarılmış düzeyindeki dallanma oranıdır.



Şekil 5.2: ^{144}Nd izotopu için ham, açılmış ve birincil gama matrisleri.



Şekil 5.3: ^{145}Nd izotopu için ham, açılmış ve birincil gama matrisleri.

Genelde farklı uyarılmış durumların tesir kesitleri değişkenlik gösterirler. Burada kullanılan n_{ij} , i . durumdaki tesir kesiti ile o durumun altında kalan j durumları için düzeltme faktörüdür. Dolayısıyla n_{ij} ile her bir spektrum için olan

sayım sayısı çarpıldığında aynı sonuca ulaşılması gerekir. Bu düzeltme faktörünü elde etmek için iki yöntem vardır:

Tekli-Normalizasyon: Tek-parçacık tesir kesiti, işgal edilen durumların sayısı ile, dolayısıyla bozunum kaskadı ile doğru orantılıdır. Eğer tek bir spektrumda i . ve j . enerji bölmelerindeki (bin) toplam sayım sayısı sırasıyla S_i ve S_j ile ifade edilirse;

$$n_{ij} = S_j/S_i \quad (5.16)$$

ile belirlenebilir. Örneğin E_i durumu E_j 'den 2 kat daha fazla işgal ediliyorsa $n = 2$ olur.

Çoklu-Normalizasyon: N defa işgal edilmiş E enerjili bir durumdan, N adet gama bozunumu kaskadı bozunacaktır. Buna göre i . durumdaki kaskadın M_i adet γ -ışını içerdiği varsayılırsa; ortalama gama enerjisini

$$\langle E_\gamma \rangle = N \frac{E}{\sum_{i=1}^N M_i} \quad (5.17)$$

ile hesaplayabiliriz. Bu durumda ortalama gama ışını sayısı (multiplicity);

$$\langle M \rangle = \frac{E}{\langle E_\gamma \rangle} \quad (5.18)$$

olacaktır. Eğer i . spektrumun altında kalan alan (sayım sayısı) $A(f_i)$ ile ifade edilirse, Denklem 5.16'teki tesir kesidi ifadesinden yola çıkarak;

$$S_i = \frac{A(f_i)}{\langle M \rangle} \quad (5.19)$$

şeklinde yazılabilir. Böylece n_{ij}

$$n_{ij} = \frac{A(f_i)/\langle M_i \rangle}{A(f_j)/\langle M_j \rangle} = \frac{\langle M_j \rangle/A(f_i)}{\langle M_i \rangle/A(f_j)} \quad (5.20)$$

olur. Deneysel olarak elde edilen, $^{144,145}\text{Nd}$ izotoplarına ait ham, açılmış ve birincil gama matrisleri Şekil 5.2 ve Şekil 5.3'te verilmiştir.

5.5 Durum Yoğunluğu ve Gama Kuvvet Fonksiyonunun Elde Edilmesi

Şu ana kadar her bir uyarılmış durum için birincil γ -ışını spektrumunu içeren birincil gama matrisi $P(E_i, E_\gamma)$ elde edildi. Bu matris durum yoğunluğu ve gama kuvvet fonksiyonu hakkında bilgi içermektedir. Birincil gama matrisi her bir uyarılma enerjisi için normalize edilirse, bu her bir durum için bozunma olasılığını verecektir:

$$\sum_{E_\gamma=E_\gamma^{min}}^{E_i} P(E, E_\gamma) = 1. \quad (5.21)$$

Genel olarak bir durumdan diğerine geçiş, bir sistemin başlangıç ve son durumları arasındaki bağlantının gücüne ve geçişin gerçekleşebileceği yolların sayısına bağlıdır. Eğer başlangıç ve son durum arasındaki bağlantı güçlü ise geçiş çok daha hızlı bir şekilde gerçekleşecektir. Nükleer fizikte geçiş olasılığı aynı zamanda bozunma olasılığı ile, bozunma olasılığı da yarı ömür ile ilişkilidir. Fermi Altın Kuralında bu bağlantı geçiş matris elemanı ile temsil edilip, başlangıç durumundan ($|i\rangle$) son duruma ($|f\rangle$) bozunma olasılığı (λ_{if}), geçiş matris elemanı ve son durumun durum yoğunluğuna $\rho(E_f)$ bağlıdır. (Fermi, 1950):

$$\lambda_{if} = \frac{2\pi}{h} |\langle f|H|i\rangle|^2 \rho(E_f). \quad (5.22)$$

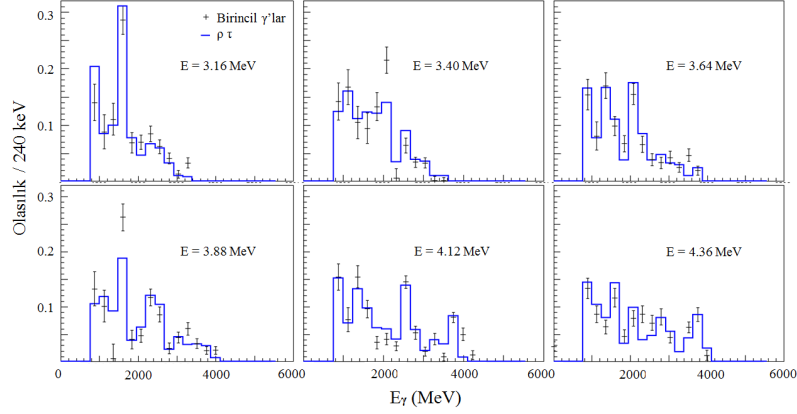
Brink-Axel hipotezine (Brink, 1955; Axel, 1962) göre, bir uyarılmış ilk durumdan son duruma $E_\gamma = E_f - E_i$ enerjili bir γ ışınının bozunma olasılığı, son durumdaki durum yoğunluğu ve geçiş katsayısına bağlıdır. Normalize edilen birincil gama matrisi bozunma olasılığını içerdiği için, birincil gama matrisi, durum yoğunluğu ve geçiş katsayısının çarpımı şeklinde yazılabilir.

$$P(E_i, E_\gamma) \propto \mathcal{T}(E_\gamma) \rho(E_i - E_\gamma). \quad (5.23)$$

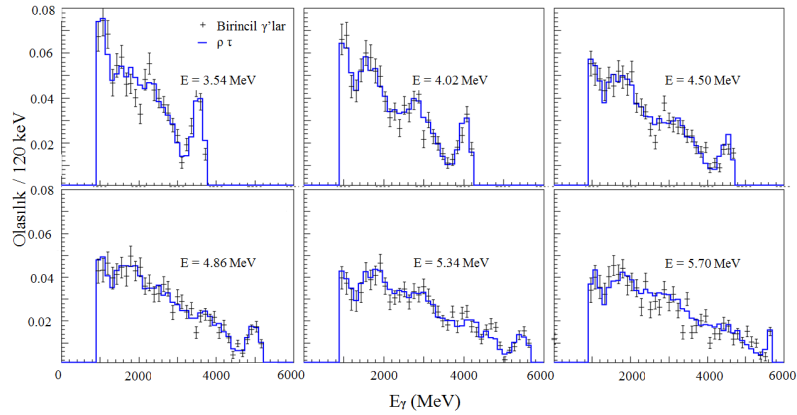
Bu hipoteze göre $P(E_i, E_\gamma)$ matrisi, tek değişkenli iki fonksiyona bağlıdır. Geçiş katsayısı sadece gama enerjisine (E_γ) bağlıyken, durum yoğunluğu son durumun uyarılma enerjisine bağlıdır.

Durum yoğunluğu ve geçiş katsayısının aynı anda elde edilmesinin temel fikri Henden tarafından (Henden vd., 1995), iterasyon tekniği kullanarak yöntemi kullanan

ilk uygulama Tveter tarafından geliştirilmiştir (Tveter vd., 1996). Daha sonra bu yöntem, A. Schiller tarafından daha kapsamlı ve başarılı hale getirilmiştir (Schiller vd., 2000).



Şekil 5.4: ^{145}Nd izotopu için teorik - deneysel birinci gamaların karşılaştırılması.



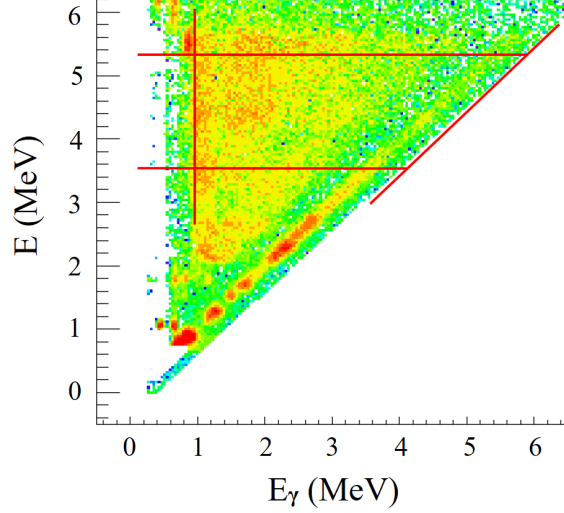
Şekil 5.5: ^{144}Nd izotopu için teorik - deneysel birinci gamaların karşılaştırılması.

Yöntem temel olarak deneysel birincil gama matrisi $P(E_i, E_\gamma)$ ile Brink-Axel hipotezine göre teorik olarak hesaplanan birincil gama matrisi $P_{th}(E_i, E_\gamma)$ 'nin karşılaştırılmasıdır. Teorik olarak hesaplanan birincil gama matrisi Denklem 5.21'in sağ tarafını sağlaması için normalize edilmelidir. Normalize edilmiş birincil gama matrisi teorik olarak;

$$P_{th}(E_i, E_\gamma) = \frac{\rho(E_i - E_\gamma)\mathcal{T}(E_\gamma)}{\sum_{E'_\gamma=E_\gamma}^E \rho(E_i - E'_\gamma)\mathcal{T}(E'_\gamma)} \quad (5.24)$$

şeklinde yazılabilir. Burada toplama işlemi $P(E_i, E_\gamma)$ birincil gama matrisindeki yarı sürekli bölge üzerinden seçilen bölge (Şekil 5.6) üzerinden yapılır. Denklem 5.24'te

hem ρ hem de \mathcal{T} bilinmediği için denklemin sonsuz çözümü vardır. ρ ve \mathcal{T} 'nin ilk çözümleri Denklem 5.24'ün deneysel birincil gama matrisine en küçük kareler yöntemi ile fit edilerek hesaplanır. Bu sürecin sonuçları ile deneysel sonuçlar arasındaki uyum



Şekil 5.6: Birincil gama matrisindeki yarı sürekli bölge üzerinden seçilen bölge.

Şekil 5.4 ve Şekil 5.5'da gösterilmektedir. Bu çözümlerden bir tanesi bilinirse, diğer çözümlere Denklem 5.25 ve Denklem 5.26 ile ulaşılabilir. Eğer ρ ve \mathcal{T} bir çözüm ise tüm çözümler:

$$\tilde{\rho}(E_i - E_\gamma) = \rho(E_i - E_\gamma)g(E_i - E_\gamma) \quad (5.25)$$

$$\tilde{\mathcal{T}}(E_\gamma) = \mathcal{T}(E_\gamma)f(E_\gamma) \quad (5.26)$$

dönüşümü yapılarak bulunabilir. Burada ρ ve \mathcal{T} sırasıyla en küçük kareler yöntemi ile elde edilen durum yoğunluğu ve geçiş katsayısıdır. $g(E_i - E_\gamma)$ ve $f(E_\gamma)$ ise diğer çözümlere geçiş yapılmasına olanak sağlayacak dönüşüm fonksiyonlarıdır. Ayrıca $\tilde{\rho}$ ve $\tilde{\mathcal{T}}$ Denklem 5.24'ü de sağlamalıdır.

$$P_{th}(E_i, E_\gamma) = \frac{\tilde{\rho}(E_i - E_\gamma)\tilde{\mathcal{T}}(E_\gamma)}{\sum_{E'_\gamma=E_\gamma^{min}}^E \tilde{\rho}(E_i - E'_\gamma)\tilde{\mathcal{T}}(E'_\gamma)}. \quad (5.27)$$

Denklem 5.25 ile Denklem 5.26'daki $\tilde{\mathcal{T}}$ ve $\tilde{\rho}$ yerine yazılırsa;

$$\frac{\rho(E_i - E_\gamma)\mathcal{T}(E_\gamma)}{\sum_{E'_\gamma=E_\gamma^{min}}^E \rho(E_i - E'_\gamma)\mathcal{T}(E'_\gamma)} = \frac{\rho(E_i - E_\gamma)g(E_i - E_\gamma)\mathcal{T}(E_\gamma)f(E_\gamma)}{\sum_{E'_\gamma=E_\gamma^{min}}^E \rho(E_i - E'_\gamma)g(E_i - E'_\gamma)\mathcal{T}(E'_\gamma)f(E'_\gamma)} \quad (5.28)$$

elde edilir. Denklem 5.28 sadeleştirilip çözümlerse,

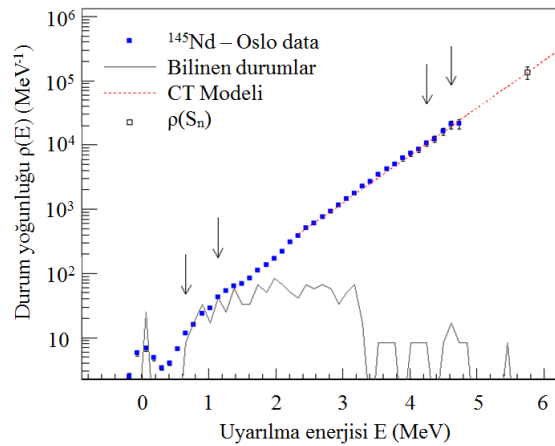
$$\tilde{\rho}(E_i - E_\gamma) = A \exp[\alpha(E_i - E_\gamma)] \quad (5.29)$$

$$\tilde{T}(E_\gamma) = T(E_\gamma) B \exp(\alpha E_\gamma) \quad (5.30)$$

elde edilir. Buradaki A , B ve α serbest parametrelerdir ve ilgili çekirdek için doğru çözümün bulunması için tespit edilmelidir. Bu parametreler durum yoğunluğu için; düşük enerjilerde bilinen durumlar, yüksek enerjilerde ise B_n civarında nötron rezonans verilerinden elde edilen durum yoğunlukları ile fit edilerek belirlenir. Geçiş katsayısı için ise, deneysel olarak hesaplanan nötron ayrılma enerjisi civarındaki ortalama radyasyon genişliği $\langle \Gamma_\gamma \rangle$ ve nötron rezonans boşluğu parametreleri kullanarak elde edilir.

5.5.1 Durum yoğunluğunun normalize edilmesi

Denklem 5.29 ve Denklem 5.30'da yer alan A , B ve α parametrelerinin belirlenmesi, sonsuz çözüm içinden en olası fiziksel çözümü elde etmeye imkan tanır. Burada α parametresi durum yoğunluğunun eğimini belirlerken, A parametresi büyüklüğünü belirler. Durum yoğunluğu fonksiyonunun normalizasyonu için en az iki normalizasyon noktasına ihtiyaç vardır. Bunlar; düşük uyarılma enerjileri için bilinen kesikli durumlar, yüksek uyarılma enerjileri için S_n civarındaki (n, γ) reaksiyonlarından elde edilen nötron rezonans verilerinden yararlanılarak belirlenir. Şekil 5.7'de gösterilen durum yoğunluklarının normalizasyonu için kullanılan enerji bölgeleri oklarla gösterilmiştir.



Şekil 5.7: ^{145}Nd izotopu için normalize edilmiş durum yoğunluğu.

Düşük enerji bölgesindeki uyarılmış durumlar NNDC'den alınmıştır (NNDC). Nötron ayrılma enerjisi civarındaki durum yoğunluğu, nötron rezonans deneylerinde toplam açısal momentumu $J = I \pm 1/2$ olan tüm durumlara ulaşılmış olduğu varsayımı altında, Gilbert-Cameron tarafından öne sürülen Fermi-gaz modeli kullanılarak hesaplanmıştır (Gilbert ve Cameron, 1965):

$$\rho(S_n) = \frac{2\sigma^2}{D_0} \frac{1}{(I+1)\exp[-(I+1)^2/2\sigma^2] + \exp[-I^2/2\sigma^2]}. \quad (5.31)$$

Burada I hedef çekirdeğin spini olup, D_0 nötron rezonans boşluğu parametresi RIPL'dan (Reference Input Parameter Library) alınmıştır (RIPL). $g(I, E_x)$ spin dağılımı için Gilbert-Cameron'un çalışması (Gilbert ve Cameron, 1965)

$$g(E_x, I) = \frac{2I+1}{2\sigma^2(E_x)} \exp[-(I+1/2)^2/2\sigma^2], \quad (5.32)$$

σ spin kesme parametresi ve enerjideki kayma parametresi ise Egidy ve Bucuresci'nin sistematik çalışmasından alınmıştır (Egidy ve Bucurescu, 2005)

$$\sigma^2(E_x) = 0.0146A^{2/3} \frac{1 + \sqrt{4aU(E_x)}}{2a}. \quad (5.33)$$

Birincil gama matrisinden çıkarılan durum yoğunluğu, Şekil 5.6'te gösterilen matris üzerinde seçilen bölgenin en yüksek uyarılmış durumu ile nötron ayrılma enerjisi arasında interpolasyon sabit sıcaklık modeli kullanılarak gerçekleştirilmiştir.

$$\rho_{CT}(E_x) = \frac{1}{T_{CT}} \exp\frac{E_x - E_0}{T_{CT}}. \quad (5.34)$$

Burada E_0 uyarılma enerjisindeki kayma olup;

$$E_0 = S_n - T_{CT} \ln[\rho(S_n)] T_{CT} \quad (5.35)$$

ile verilir. En iyi sonuçlar Çizelge 5.1'de verilen T sıcaklık değerleri ile elde edilmiştir.

Çizelge 5.1: $^{144,145}\text{Nd}$ izotopları için durum yoğunluğunu normalizasyonunda kullanılan parametreler.

Çekirdek	S_n [MeV]	a [MeV $^{-1}$]	E_1 [MeV]	σ	T [MeV]	$\rho(S_n)$ [10^5 MeV $^{-1}$]
^{144}Nd	7.817	15.440	0.726	6.41	0.570	3.309
^{145}Nd	5.755	15.942	-0.052	6.09	0.590	1.343

5.5.2 Gama kuvvet fonksiyonunun normalize edilmesi

XL multipolariteye sahip bir gama kuvvet fonksiyonu, D aralığına sahip rezonansların birim enerjisi başına düşen indirgenmiş kısmi radyasyon genişliği şeklinde, herhangi bir modelden bağımsız olarak

$$f_{XL}(E_\gamma) = E_\gamma^{-(2L+1)} \langle \Gamma_{XL}(E_\gamma) \rangle / D \quad (5.36)$$

şeklinde tanımlanır (Bartholomew vd., 1972). E_γ enerjili bir gama bozunumu için geçiş katsayısı ona karşılık gelen gama kuvvet fonksiyonu ile de ortantılıdır.

$$\mathcal{T}_{XL}(E_\gamma) = 2\pi E_\gamma^{2L+1} f_{XL}(E_\gamma). \quad (5.37)$$

Denklemler 5.30'de yer alan geçiş katsayısı ifadesi için iki parametreden biri olan α bir önceki bölümde elde edilmişti. Burada α yine gama geçiş katsayısının eğimini belirlerken, geriye kalan B parametresi ise gama geçiş katsayısının büyüklüğünü belirler.

Gama kuvvet fonksiyonunu normalize etme işlemi, bir γ bozunumunun dipol geçiş ($E1, M1$) tarafından domine edildiği varsayımı altında, RIPL'dan alınan nötron ayrılma enerjisi civarındaki toplam ortalama radyasyon genişliği $\langle \Gamma_\gamma \rangle$ kullanılarak yapılır. İlk durum spini I ve paritesi π için radyasyon genişliği;

$$\langle \Gamma_\gamma(E, I, \pi) \rangle = \frac{1}{2\pi \rho(S_n, I, \pi)} \sum_{I_f} \int_{E_\gamma=0}^{S_n} dE_\gamma B\mathcal{T}(E_\gamma) \rho(S_n - E_\gamma, I_f) \quad (5.38)$$

ile verilir. Burada toplam, E_γ enerjili, $E1$ ve $M1$ elektromanyetik karakter ve

multipolariteli, γ -ışını ile ulaşılabilecek, I_f spinli tüm son durumlar üzerinden yapılır. Bir kere gama geçiş katsayısı elde edildiğinde, Denklem 5.37 ile kuvvet fonksiyonuna geçiş yapılabilir.

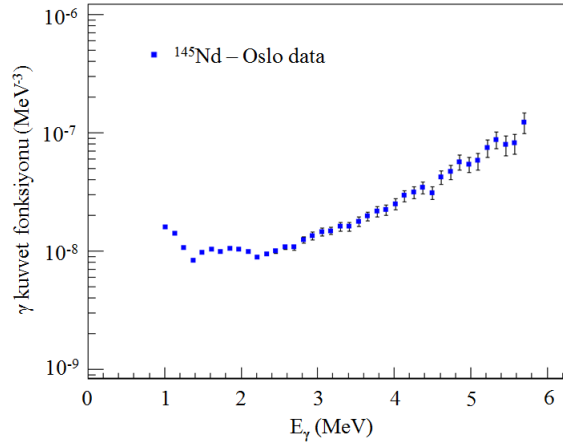
$$f_{XL}(E_\gamma) = \frac{1}{2\pi} \frac{\mathcal{T}(E_\gamma)}{E_\gamma^{2L+1}} \stackrel{L=1 \text{ geçişi}}{=} \frac{1}{2\pi} \frac{\mathcal{T}(E_\gamma)}{E_\gamma^3} \quad (5.39)$$

^{145}Nd izotopuna ait normalize edilmiş kuvvet fonksiyonu Şekil 5.8'de gösterilmiştir.

Çizelge 5.2: $^{144,145}\text{Nd}$ izotopları için gama kuvvet fonksiyonu normalizasyonunda kullanılan parametreler

Çekirdek	S_n [MeV]	σ	Γ [MeV]	D_0 [eV]	dD_0 [eV]
^{144}Nd	7.817	6.41	86	38	2
^{145}Nd	5.755	6.09	47	450	50

Burada A çekirdeğin kütle numarası, a durum yoğunluğu parametresi, $U(E_x) = E_x - E_1$ kaydırılmış enerji ve E_1 ise geri kaydırma enerjisidir. Gama kuvvet fonksiyonu normalizasyonunda kullanılan parametreler Çizelge 5.2'de verilmiştir.



Şekil 5.8: ^{145}Nd izotopu için normalize edilmiş gama kuvvet fonksiyonu.

6. BULGULAR VE TARTIŞMA

Yapılan çalışmada, nadir toprak elementi olan $^{144,145}\text{Nd}$ izotoplarının durum yoğunluğu ve gama kuvvet fonksiyonunu elde etmek için, Oslo Siklotron Laboratuvarı'nda ^{144}Nd hedefi 13.5 MeV'lik döteronlarla bombardıman edilmiştir. Elde edilen veriler, birincil gama matrisinden durum yoğunluğu ve gama kuvvet fonksiyonunu Brink-Axel hipotezine göre, aynı anda elde etmeye imkan tanıyan ve özgün bir method olan Oslo Metodu ile analiz edilerek, $^{144,145}\text{Nd}$ izotoplarının durum yoğunluğu ve gama kuvvet fonksiyonları elde edilmiştir. Ayrıca elde edilen durum yoğunluğu, deforme kabuk modeli (Nilsson modeli) ile oluşturulan durum yoğunluğu ile karşılaştırılmıştır. Gama kuvvet fonksiyonu, fotonükleer reaksiyonu (γ, n) foton soğurma tesir kesiti verileri ile karşılaştırılmıştır.

6.1 ^{144}Nd ve ^{145}Nd İzotoplarının Durum Yoğunlukları

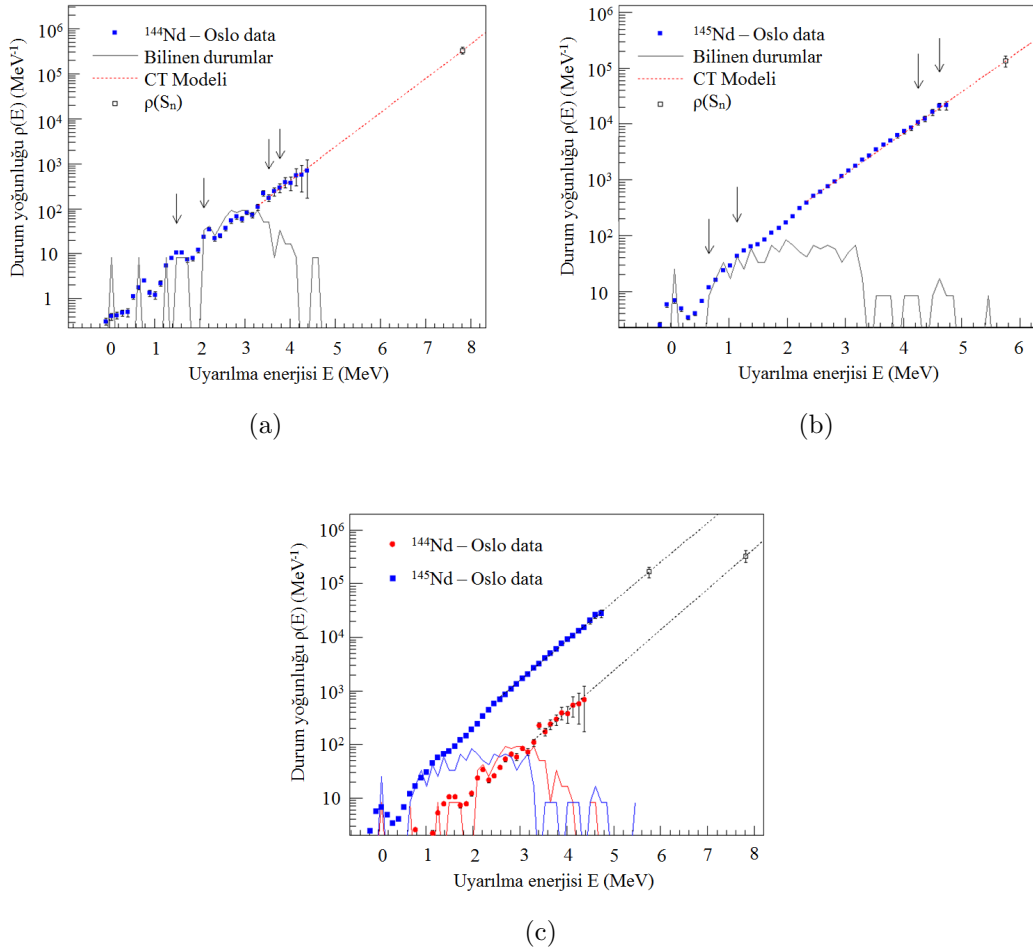
Durum yoğunluklarına göre orta-ağır olan Nd izotopları orta-kabuk çekirdekleridir. Yapılan analizler sonucu elde edilen durum yoğunlukları belirli bir enerji seviyesine kadar ($\sim 2\Delta$) bilinen durumları takip ederken, bu enerjiden itibaren bilinen durumların önemli ölçüde ıskalandığı gözükmemektedir. Düşük enerjilerde bu durumlar rahatlıkla sayılırken enerji arttıkça durumlar arası mesafe git gide birbirine yaklaştığından dolayı bu işlem zorlaşır. Dolayısıyla bahsi geçen durumların sayılmasındaki hata uyarılma enerjisi ile birlikte artar.

Yarı-sürekli bölgede durum yoğunluğu ve gama kuvvet fonksiyonunu elde etmeye imkan tanıyan Oslo Metodu ile elde edilen durum yoğunluklarının çiftlenim enerjisinden sonra üssel olarak artarak hafif bir şekilde sabit sıcaklık modelini takip ettiği görülmektedir. Sabit sıcaklık modelindeki sabit sıcaklık değeri olan T_{CT} terimi logaritmik durum yoğunluğu fonksiyonunun eğimini belirler ve bu da hal değişiminin karakteristik özelliklerinden biridir (Moretto vd., 2015):

$$\rho_{CT}(E) = \frac{1}{T_{CT}} \exp \frac{E - E_0}{T_{CT}}. \quad (6.1)$$

Durum yoğunluğuna taban durumdan ilk Cooper çiftinin kırıldığı enerjiye kadar, çift-çift çekirdekte titreşim ve dönme gibi kolektif hareketler, tek kütleli çekirdekte ise düşük enerjilerde hali hazırda var olan değerlik nükleonu katkıda bulunur. Bu durum Şekil 6.1a ve 6.1b'de açık bir şekilde gözükmemektedir. Aynı zamanda Şekil 6.1c'de

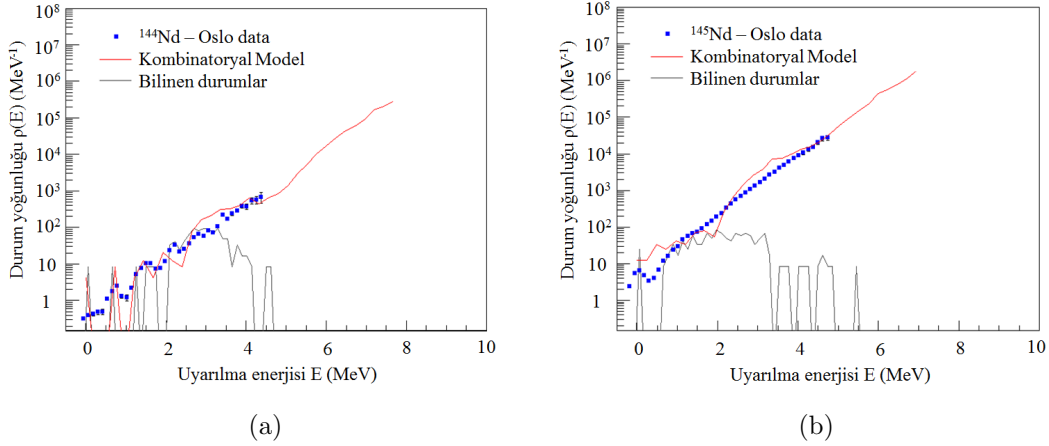
görüldüğü gibi tek-çift olan ^{145}Nd izotopu, çift-çift ve $N=82$ kabuk kapanışına daha yakın olan ^{144}Nd izotopundan daha fazla duruma sahiptir. Bunun ^{145}Nd izotopunun çiftlenmemiş bir değerlik nükleonundan kaynaklandığı ve her bir çiftlenmemiş nükleonun durum yoğunluğuna önemli ölçüde katkı yaptığı söylenebilir. Bu durum bir buzun erimesine benzer ve verilen enerji önce çiftin kırılmasına giderken daha sonra kırılan çift durum yoğunluğuna katkıda bulunur (Guttormsen vd., 2015).



Şekil 6.1: ^{144}Nd ve ^{145}Nd izotopları için durum yoğunlukları. (a) ^{144}Nd izotopunun durum yoğunluğu. (b) ^{145}Nd izotopunun durum yoğunluğu. (c) ^{144}Nd ve ^{145}Nd izotoplarının durum yoğunluklarının karşılaştırılması.

6.2 Kombinatorial Model

Deneysel olarak elde edilen durum yoğunluğunun sonuçları; spin, parite ve çekirdek deformasyonunun durum yoğunluğuna etkisi hakkında ek bilgi elde edilebilen mikrokombinatorial model ile karşılaştırılmıştır (Larsen vd., 2007).



Şekil 6.2: $^{144,145}\text{Nd}$ 'nin durum yoğunluklarının mikrokanyonik kombinatoriyal model ile karşılaştırılması. (a) ^{144}Nd . (b) ^{145}Nd .

Mikrokanyonik toplulukta sıcaklık $T = d\ln\rho(E)/dE \approx \text{sabit}$ olarak verilir. Şekil 6.1a ve 6.1b görüldüğü üzere düşük enerjilerde bilinen durumları takip eden durum yoğunluğu, yüksek enerjilerde mikrokanyonik topluluktaki gibi sabit sıcaklık modelini takip etmektedir.

Tek parçacık orbitallerini üretmek ve tek parçacık enerjisini elde etmek için Nilsson modeli kullanılmıştır (Nilsson, 1955). Ayrıca Nilsson parametreleri olan kuadrupol deformasyon $\epsilon_2 \approx \delta \approx \beta_2 \sqrt{45/16\pi}$, spin-orbit etkileşimi κ ve merkezkaç μ parametreleri Çizelge 6.1'de verilen şekilde seçilmiştir. BCS teorisine (Bardeen vd., 1957) göre quazi-parçacık enerjisi

$$e_{qp} = \sqrt{(e_{sp} - \lambda)^2 + \Delta^2} \quad (6.2)$$

ile tanımlanır. Burada sabit tutulan ve Fermi seviyesi olan λ proton yada nötronların sayısı ile belirlenirken, Δ ise çiftlenim enerjisidir. E uyarılma enerjisindeki toplam

Çizelge 6.1: $^{144,145}\text{Nd}$ izotopları için Nilsson parametreleri.

Çekirdek	ϵ_2	κ	nükleon	μ	Δ (MeV)
^{144}Nd	0,0946	0.637	proton	0.6	2.652
			nötron	0.42	1.878
^{145}Nd	0,15141	0.637	proton	0.6	2.098
			nötron	0.42	1.936

durum sayısı $N(E)$, her bir $\Delta E = 240$ keV enerji artışında olası tüm quazi-parçacık kombinasyonları elde edilerek arttırılır. Uyarılma enerjisi

$$E = \sum_{\Omega'_\pi \Omega'_\nu} e_{qp}(\Omega'_\pi) + e_{qp}(\Omega'_\nu) + V \quad (6.3)$$

ile verilirken, burada Ω_π ve Ω_ν proton ve nötronların simetri eksenindeki açısal momentum izdüşümleridir. Tüm olası kombinasyonlar uygulandığında ise toplam durum yoğunluğu $\rho(E) = N(E)/\Delta$ ile verilir.

Şekil 6.2a ve 6.2b'te de görüldüğü üzere deneysel sonuçlar model tahminleri ile uyumludur. Ayrıca basit bir model olan kombinatoryal model, yarı-sürekli bölgede belli başlı yapısal özellikler hakkında bazı sonuçlar çıkarılmasına da olanak sağlamaktadır.

6.3 ^{144}Nd ve ^{145}Nd İzotoplarının Gama Kuvvet Fonksiyonları

Deneysel olarak elde edilen gama kuvvet fonksiyonu, model hesaplamaları ve foto nükleer reaksiyonlarından elde edilen tesir kesitleri ile karşılaştırılmıştır. Toplam gama kuvvet fonksiyonu deneysel sonuçlar ile fit edilmiş, tahmini toplam gama kuvvet fonksiyonu;

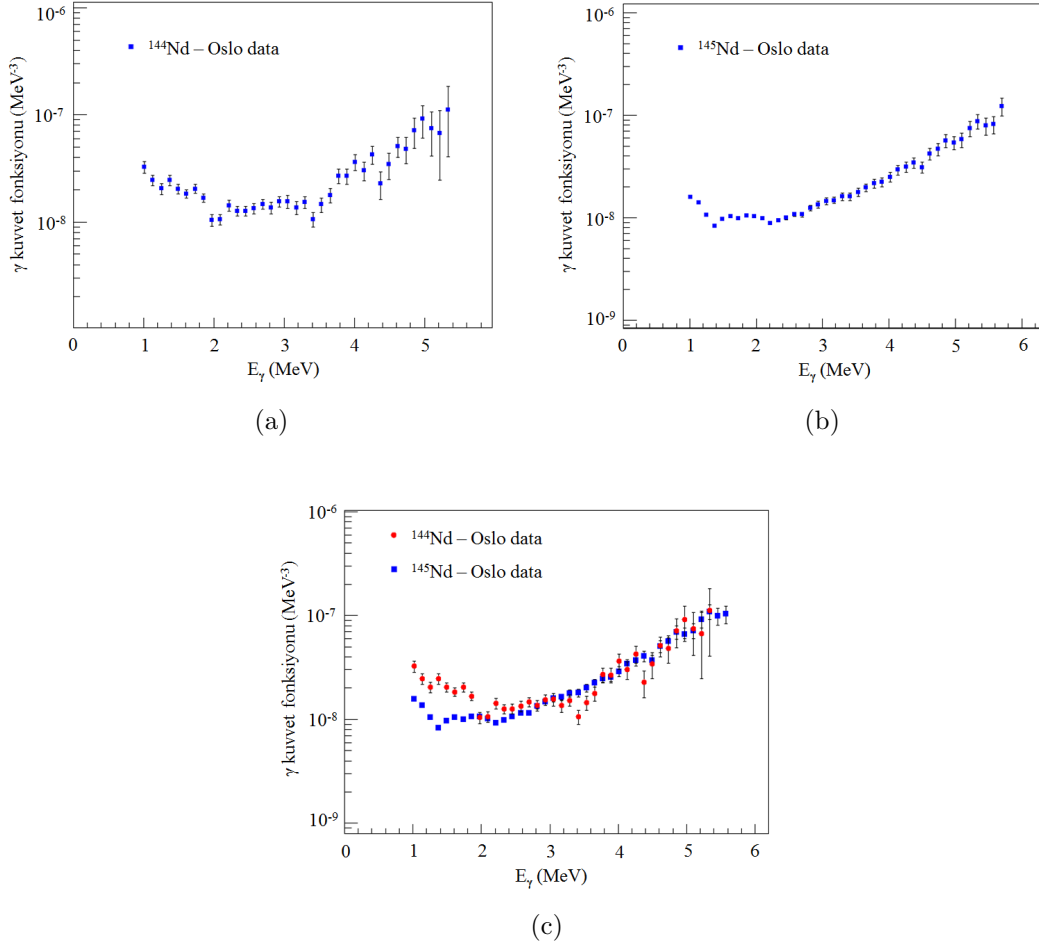
$$f_{tot} = f_{E2} + f_{E1} + f_{M1} + f_{pyg} + f_{sci} \quad (6.4)$$

şeklinde tanımlanmıştır. Burada f_{E2} haricindeki her bir rezonans Lorentzian fonksiyonu ile ifade edilmiştir. f_{E2} ise 2-3 MeV'den düşük enerjiler için gama kuvvet fonksiyonundaki yukarı tırmanışı (upbend) ifade etmektedir. Teorik modeller, gama kuvvet fonksiyonunun gama enerjisi sıfıra giderken ($E_\gamma \rightarrow 0$) sıfır olmayan sonlu bir limite doğru gideceğini öngörse de bu garip davranış için herhangi bir teorik altyapı yoktur. Dolayısıyla bu yukarı tırmanış yarı deneysel formül olan;

$$f_{E2} = C_{up} \exp(\xi_{up} E_\gamma) \quad (6.5)$$

ile parametrize edilmiştir. Burada $E_\gamma < 2$ MeV için teorik olarak hesaplanan gama kuvvet fonksiyonunda C_{up} , yukarı doğru tırmanışın nerede sonlanacağını; ξ_{up} ise bu tırmanışın ne kadar sert bir şekilde olacağını belirler. Şekil 6.3'te görüldüğü gibi her

iki izotop aynı davranışı sergilemiş, düşük enerji bölgesindeki yukarı tırmanış ikisi için de gözlemlenmiştir. Yarı-sürekli bölgede bu davranış ilk kez 2016 yılında $^{151,153}\text{Sm}$ çekirdekleri için gözlemlenmiştir (Simon vd., 2016).



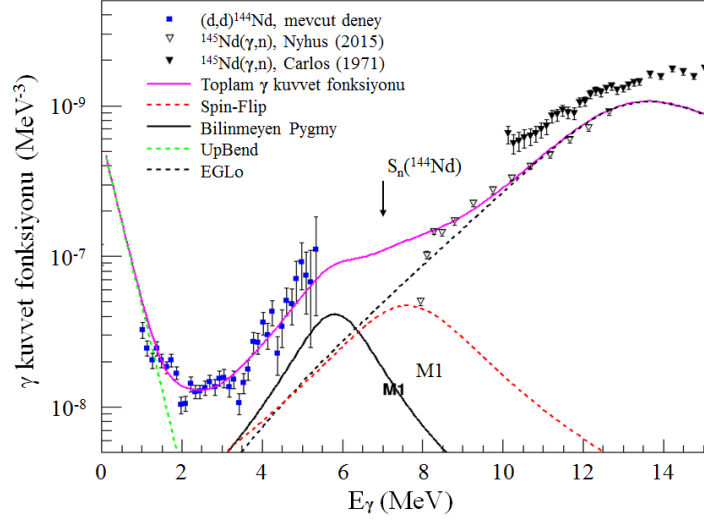
Şekil 6.3: ^{144}Nd ve ^{145}Nd izotopları için gama kuvvet fonksiyonları. (a) ^{144}Nd için gama kuvvet fonksiyonu. (b) ^{145}Nd için gama kuvvet fonksiyonu. (c) ^{144}Nd ve ^{145}Nd 'nin gama kuvvet fonksiyonlarının karşılaştırılması.

Fermi Altın Kuralı'na göre bir durumun aşağıdan yada yukarıdan işgal edilme tesir kesidi aynıdır. Foto-nükleer reaksiyon tesir kesitleri aynı zamanda gama kuvvet fonksiyonuna dönüştürülebilir (Kopecky ve Uhl, 1990):

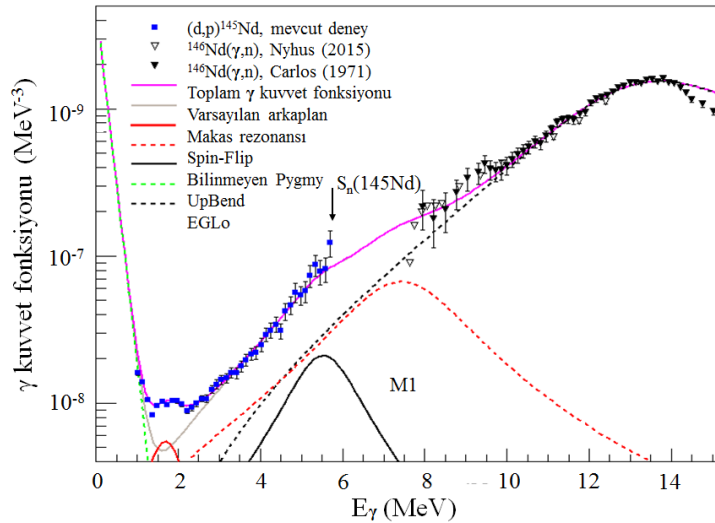
$$f_{XL}(E_\gamma) = \frac{1}{3\pi\hbar^2 c^2} \frac{\sigma_{XL}(E_\gamma)}{E_\gamma}. \quad (6.6)$$

Bu ifade aynı zamanda foto-nükleer reaksiyon deneylerinden elde edilen tesir kesitleri ile Oslo Metodu ile elde edilen gama kuvvet fonksiyonlarının karşılaştırılmasına imkan

tanıyor. $^{144,145}\text{Nd}$ izotoplarına ait gama kuvvet fonksiyonları Şekil 6.4 ve 6.5'te (n, γ) tesir kesitleri ile üretilen gama kuvvet fonksiyonları ile birlikte verilmiştir (Carlos vd., 1971; Nyhus vd., 2015). 6 ile 8 MeV arasında veri olmamasına rağmen elde edilen sonuçlar Nyhus ve Carlos'un ölçümleri ile uyumludur.



Şekil 6.4: ^{144}Nd izotopunun gama kuvvet fonksiyonunun (γ, n) reaksiyon deney verileri ile karşılaştırılması.



Şekil 6.5: ^{145}Nd izotopunun gama kuvvet fonksiyonunun (γ, n) reaksiyon deney verileri ile karşılaştırılması.

6.4 Makas Rezonansı ve Toplam Kuralı

Makas rezonansının teorik olarak enerji merkezini ve makas rezonansının gücünü aynı anda tahmin etmeye imkan tanıyan toplam kuralı (Sum-Rule) yaklaşımı deneysel sonuçlar ile karşılaştırılmıştır (Enders vd., 2005). Çizelge 6.2’te elde edilen makas-mod parametreleri ile toplam kuralı sonuçları verilmiştir. Ters ve doğrusal enerji ağırlıklı toplam kuralları,

$$S_{+1} = \frac{3}{8\pi} \Theta_{\text{rigid}} \delta^2 w_D^2 (g_p - g_n)^2 \quad (6.7)$$

$$S_{-1} = \frac{3}{16\pi} \Theta_{\text{IV}} (g_p - g_n)^2 \quad (6.8)$$

ile verilir. Ayrıca makas rezonansı yarı-sürekli bölgede ölçüldüğünden dolayı, taban durumu eylemsizlik momenti yerine katı cisim eylemsizlik momenti kullanılması gerekir. g faktörü için ise $g_p - g_n \approx 2Z/A$ formülü kullanılmıştır. Enders’e göre izovektörel dev kuadrupol rezonans (IVGQR) bileşeni $K=1$, S_{+1} ’i domine edeceğinden indirgeme faktörü kullanılarak çıkarılması gerekiyordu.

$$\xi = \frac{w_Q^2}{w_Q^2 + 2w_D^2} \quad (6.9)$$

$$S_{+1} = \frac{3}{2\pi} \Theta_{\text{rigid}} \delta^2 w_D^2 g_{IS}^2 \xi. \quad (6.10)$$

Burada ξ indirgeme faktörü, δ deformasyon parametresi, w_D makas rezonansının merkezi ve $g_{IS} = \frac{1}{2}(g_p + g_n) \approx Z/A$ ile ifade edilir. Böylelikle makas rezonansı

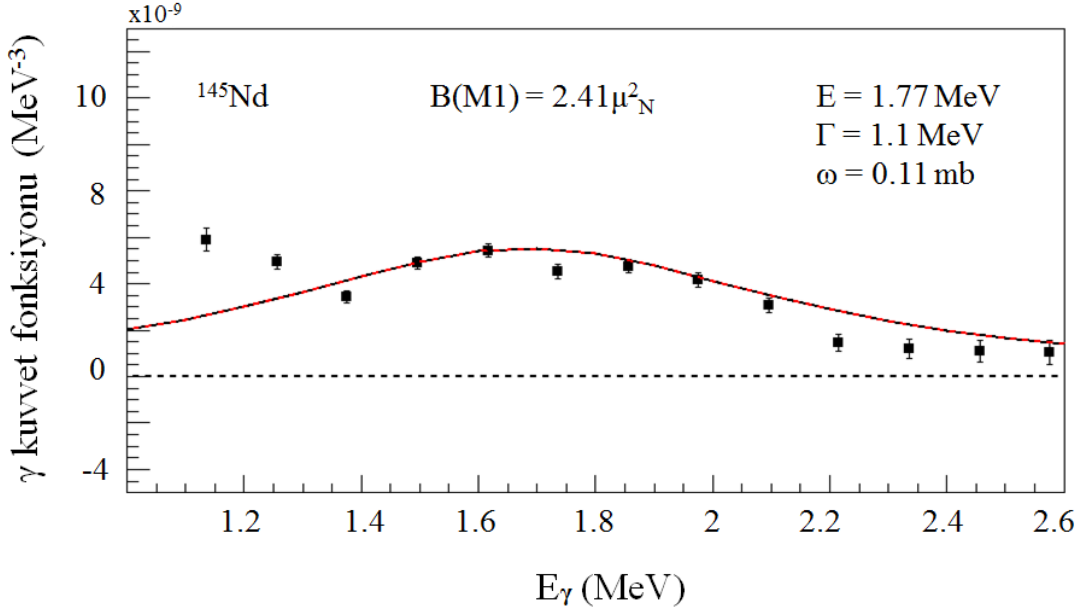
$$w_{SR} = \sqrt{S_{+1}/S_{-1}} \quad (6.11)$$

$$= \delta w_D \sqrt{2\xi} \quad (6.12)$$

$$B_{SR} = \sqrt{S_{+1}S_{-1}} \quad (6.13)$$

$$= \frac{3}{4\pi} \left(\frac{Z}{A}\right)^2 \Theta_{\text{rigid}} \delta w_D \sqrt{2\xi} \quad (6.14)$$

şeklinde yazılabilir. Hem enerji merkezi hem de makas rezonansı gücü için deneysel ve teorik hesaplamalar Çizelge 6.2’de verilmiştir. Ayrıca yüksek enerji bölgesindeki kuvvet fonksiyonu fitleri sonucunda elde edilen parametreler Çizelge 6.3’te verilmiştir.



Şekil 6.6: ^{145}Nd izotopu için makas rezonansı.

Teorik olarak elde edilen toplam gama kuvvet fonksiyonu deneysel verilere fit edilmiştir. Makas-mod rezonansının parametrelerini hesaplamak için ise toplam gama fonksiyonundan makas-mod rezonansının katkısı çıkartılarak varsayılan arka plan elde edilmiştir (Şekil 6.4 ve 6.5). Daha sonra bu varsayılan arka plan toplam teorik gama kuvvet fonksiyonundan çıkartılarak makas-mod rezonansı teorik olarak elde edilir. Bu sürecin sonucunda elde edilen makas rezonansı ^{145}Nd için Şekil 6.6'da verilmektedir. Yapılan tez çalışmasında makas rezonansı şiddetinin deneysel sonuçları Lorentzian parametreleri kullanılarak,

$$B(M1) = \frac{9\hbar c}{32\pi^2} \frac{\sigma_{\text{makas}} \Gamma_{\text{makas}}}{w_{\text{makas}}} \quad (6.15)$$

ile hesaplanmıştır. Burada σ , Γ ve w sırasıyla rezonansın şiddeti, genişliği ve merkezidir.

Çizelge 6.2: ^{145}Nd izotopu için makas rezonansı parametreleri.

Çekirdek	β_2	Deneysel Sonuçlar				Sum Rule	
		w_{SR} [MeV]	Γ_{SR} [MeV]	σ_{SR} [mb]	B(M1) [μ_N^2]	w_{SR} [MeV]	B(M1) [μ_N^2]
^{145}Nd	0.160	1.77	1.1	0.11	2.414	1.517	3.316

Çizelge 6.3: $^{144,145}\text{Nd}$ izotopları için dev dipol rezonansı parametreleri.

Çekirdek	w_{GMDR} [MeV]	Γ_{GMDR} [MeV]	σ_{GMDR} [mb]	w_{GEDR} [MeV]	Γ_{GEDR} [MeV]	σ_{GEDR} [mb]
^{144}Nd	7.8	3.5	3.03	14.7	5.18	232
^{145}Nd	7.6	3.2	2.9	14.9	8.4	230

Toplam kuralı, makas rezonansı enerji merkezinin ve şiddetinin deformasyon parametresi ile lineer olarak artacağını öngörür. Yapılan tez çalışmasında sadece ^{145}Nd izotopuna ait makas rezonansı elde edilmiştir. 115F196 No'lu TÜBİTAK projesi kapsamında yürütülen çalışmada $^{142-151}\text{Nd}$ aralığındaki çekirdeklerin bir kısmının analizleri devam etmekte, bir kısmının ise analizleri yapılacaktır. N=82 kabuk kapanışı civarında makas rezonansını incelemek için yapılan çalışmalar tamamlandığında, makas rezonansı ile ilgili daha sağlıklı yorumlar yapılabilecektir.

7. SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu tez çalışması kapsamında $^{144,145}\text{Nd}$ izotoplarının durum yoğunlukları, gama kuvvet fonksiyonları Oslo Metodu ile ve düşük enerji bölgesindeki olası makas rezonansı Sum-Rule yaklaşımı ile incelenmiştir. Deneysel verileri elde etmek için ^{144}Nd hedefi 13.5 MeV'lik döteron demeti ile bombardıman edilmiştir. Yeterli istatistiklerinden dolayı (d, p) ve (d, d) reaksiyonları analiz için seçilmiştir.

Oslo Siklotron grubu tarafından geliştirilen Oslo Metodu, düşük uyarılma enerjisi ile nötron ayrılma enerjisi arasındaki bölgede, durum yoğunluğu ve gama kuvvet fonksiyonunu aynı anda elde etmeye imkan tanıyan özgün bir metottur. Oslo Metodu'nun başlangıç noktası olan birincil gama matrisi, ölçülen gama enerjisi ve ona karşılık gelen, rezidüel çekirdeğin uyarılma enerjisiyle oluşturulan parçacık-gama çakışma matrisinden elde edilir. Burada durum yoğunluğu ve gama kuvvet fonksiyonunu türetmek için Brink-Axel hipotezi kullanılır. Oslo metodu, hafif çekirdek bölgesinden aktinit bölgesine kadar pek çok çekirdeğe uygulanmıştır. İstatistiğe dayalı bir metot olduğundan, ağır çekirdek bölgesinde çok iyi sonuçlar vermektedir.

Yarı-sürekli bölgede bir çekirdeği karakterize etmek için hem durum yoğunluğu hem de gama kuvvet fonksiyonu kaçınılmaz parametrelerdir. Ayrıca bu parametreler özellikle nükleer reaksiyonları açıklamada da oldukça önemlidirler. Deneysel olarak elde edilen $^{144,145}\text{Nd}$ izotoplarının durum yoğunluklarının, belirli bir enerjiden sonra birbirlerine paralel olarak, sabit sıcaklık modeline uygun olarak arttığı gözlemlenmiştir. Çift-çift çekirdek olan ^{144}Nd çekirdeğinin durum yoğunluğunda, düşük enerji bölgesindeki kolektif etkiler açıkça gözlemlenmiştir. ^{145}Nd izotopunun düşük enerjilerden itibaren durum yoğunluğunun hızlı bir şekilde arttığı gözlemlenmiştir. Ayrıca sonuçlar kombinatoriyal model ile desteklenmiştir. Kombinatoriyal modelde kullanılan Fermi enerji seviyesi parametresinin sabit oluşu nedeniyle, model sonuçlarındaki durum yoğunluğunda ani artış gözükmemektedir. Deneysel olarak ise bu geçişler daha yumuşak olarak gözlemlenmiştir.

Kuvvet fonksiyonu için her iki çekirdek aynı davranışı sergilemiş, düşük enerji bölgesindeki yukarı tırmanış ikisi için de gözlemlenmiştir. Ayrıca yaklaşık $\sim 6-8$ MeV arasında deneysel veri olmamasına rağmen, Oslo Metodu ile elde edilen gama kuvvet fonksiyonları, yüksek enerji bölgesinde foton soğurma tesir kesitlerinden türetilen gama kuvvet fonksiyonları ile uyumlu sonuçlar vermiştir. Toplam kuralı, makas

rezonansı şiddeti ve enerji merkezinin deformasyon parametresi ile arttığını öngörmektedir. $N=82$ kabuk kapanışına göreceli olarak yakın olan ^{145}Nd çekirdeğinin gama kuvvet fonksiyonunda makas rezonansı olduğu düşünülen bir kuvvet artışı gözlemlenmiştir. Fakat makas rezonansı olarak değerlendirilen yaklaşık ~ 2 MeV civarındaki tümsek, yukarı tırmanışın başlangıcı olarak da değerlendirilebilir. Bu sonuç her ne kadar toplam-kuralı sonuçları ile uyussa da proje kapsamında çalışılan tüm $^{142-151}\text{Nd}$ izotoplarının analizleri tamamlandığında makas rezonansı sistematik olarak incelenmiş olacaktır. ^{144}Nd çekirdeğinin gama kuvvet fonksiyonundaki dalgalanmalar, ^{145}Nd çekirdeğine göre daha az veriye sahip olmasından kaynaklanmaktadır.

Makas modunun ve yukarı tırmanışın kesin gücü hakkında tartışma olmasına rağmen, gerçekleştirilen deneylerin sayısı arttıkça, rezonansların ağır çekirdeklerin genel bir özelliği olduğu varsayılabilir. Ne yukarı tırmanış ne de makas rezonansı, ağır elementlerin nükleosentezi hesaplamaları için kullanılan astrofiziksel modellerde kullanılsa da, durum yoğunluğu, gama kuvvet fonksiyonu ve optik model potansiyelleri kullanılarak nötron yakalama tesir kesitleri hesaplanmaktadır. Bu nedenle seçilen optik model potansiyel parametrelerinin çok iyi hesaplanması gerekmektedir. Bunun sonucunda, hızlı nötronlar için hesaplanan tesir kesitleri daha hassas ve güvenilir olarak elde edilebilir.

Bu çalışmanın da desteklendiği 115F196 no'lu TÜBİTAK projesi kapsamında $^{148,149,150,151}\text{Nd}$ izotopları da çalışılmaktadır. Ağustos 2017'de $^{142}\text{Nd}(d, x)$ ve $^{146}\text{Nd}(d, x)$ deneylerinin Oslo Siklotron Laboratuvarı'nda yapılması planlanmaktadır. Bu yeni deneyler $^{142,143,146,147}\text{Nd}$ izotoplarının durum yoğunluğu, gama kuvvet fonksiyonları ve makas rezonanslarını incelemeye imkan tanıyacaktır. Ayrıca yapılacak olan analizler sonucu elde edilecek olan durum yoğunluğu ve gama kuvvet fonksiyonları, TALYS koduyla Hauser-Feshbach istatistiksel hesaplamaları için girdi olarak kullanarak yüksek sıcaklıktaki yıldız ortamında üretim oranları elde edilecektir. Daha da önemlisi, ağır elementlerin nükleosentezi kararlılık eğrisinden uzak dolayısıyla üretilme oranlarının doğrudan ölçümlerine erişilemeyen egzotik çekirdekler için dolaylı yoldan bir katkı sağlayabilir.

KAYNAKLAR DİZİNİ

- Axel, P. (1962). Electric Dipole Ground-State Transition Width Strength Function and 7-MeV Photon Interactions. *Phys. Rev.*, 126:671–683. doi: 10.1103/PhysRev.126.671.
- Baldwin, G. C. Klaiber, G. S. (1947). Photo-fission in heavy elements. *Phys. Rev.*, 71:3–10. doi: 10.1103/PhysRev.71.3.
- Bardeen, J., Cooper, L. N., Schrieffer, J. R. (1957). Theory of Superconductivity. *Phys. Rev.*, 108:1175–1204. doi: 10.1103/PhysRev.108.1175.
- Bartholomew, G. A., Earle, E. D., Ferguson, A. J., Knowles, J. W., Lone, M. A. (1972). *Adv. Nucl. Phys.*, 7:229.
- Bethe, H. A. (1936). An Attempt to Calculate the Number of Energy Levels of a Heavy Nucleus. *Phys. Rev.*, 50:332–341. doi: 10.1103/PhysRev.50.332.
- Bohle, D., Richter, A., Steffen, W., Dieperink, A., Iudice, N. L., Palumbo, F., Scholten, O. (1984). New magnetic dipole excitation mode studied in the heavy deformed nucleus ^{156}Gd by inelastic electron scattering. *Phys. Lett. B*, 137(1):27 – 31. doi: 10.1016/0370-2693(84)91099-2.
- Bohr, A. Mottelson, B. (1975). *Nuclear Structure Vol. II*.
- Bohr, N. (1913). On the constitution of atoms and molecules. *Phil. Mag. Series 6*, 26(151):1–25. doi: 10.1080/14786441308634955.
- Brink, D. M. (1955). PhD thesis, Oxford University. unpublished.
- Carlos, P., Beil, H., Bergere, R., Lepretre, A., Veyssiere, A. (1971). The giant dipole resonance in the transition region for the neodymium isotopes. *Nucl. Phys. A*, 172(2):437 – 448. doi: 10.1016/0375-9474(71)90725-1.
- Cerf, N. (1994). Combinatorial nuclear level density by a Monte Carlo method. *Phys. Rev. C*, 49:852–866. doi: 10.1103/PhysRevC.49.852.
- Chadwick, J. (1932). The Existence of a Neutron. *P. Roy. Soc. Lond. A Mat.*, 136(830):692–708. doi: 10.1080/14786435.2011.617037.
- Decowski, P., Grochulski, W., Marcinkowski, A., Siwek, K., Wilhelmi, Z. (1968). On superconductivity effects in nuclear level density. *Nucl. Phys. A*, 110(1):129 – 141. doi: 10.1016/0375-9474(68)90687-8.

- Demetriou, P. Goriely, S. (2001). Microscopic nuclear level densities for practical applications. *Nucl. Phys. A*, 695(1):95 – 108. doi: 10.1016/S0375-9474(01)01095-8.
- Dilg, W., Schantl, W., Vonach, H., Uhl, M. (1973). Level density parameters for the back-shifted fermi gas model in the mass range $40 < A < 250$. *Nucl Phys. A*, 217(2):269 – 298. doi: 10.1016/0375-9474(73)90196-6.
- Egidy, T. v. Bucurescu, D. (2005). Systematics of nuclear level density parameters. *Phys. Rev. C*, 72:044311. doi: 10.1103/PhysRevC.72.044311.
- Egidy, T. V., Schmidt, H., Behkami, A. (1988). Nuclear level densities and level spacing distributions: Part II. *Nucl. Phys. A*, 481(2):189 – 206. doi: 10.1016/0375-9474(88)90491-5.
- Enders, J., von Neumann-Cosel, P., Rangacharyulu, C., Richter, A. (2005). Parameter-free description of orbital magnetic dipole strength. *Phys. Rev. C*, 71:014306. doi: 10.1103/PhysRevC.71.014306.
- Ericson, T. (1959). A statistical analysis of excited nuclear states. *Nucl. Phys.*, 11:481 – 491. doi: 10.1016/0029-5582(59)90291-3.
- Fermi, E. (1950). Nuclear Physics. University of Chicago.
- Fermi, E., Amaldi, E., D'Agostino, O., Rasetti, F., Segre, E. (1934). Artificial Radioactivity Produced by Neutron Bombardment. *P. Roy. Soc. Lond. A Mat.*, 146(857):483–500. doi: 10.1098/rspa.1934.0168.
- Gilbert, A. Cameron, A. G. W. (1965). A Composite Nuclear-Level Density Formula with Shell Corrections. *Can. J. Phys.*, 43(8):1446–1496. doi: 10.1139/p65-139.
- Goldhaber, M. Teller, E. (1948). On Nuclear Dipole Vibrations. *Phys. Rev.*, 74:1046–1049. doi: 10.1103/PhysRev.74.1046.
- Guttormsen, M. (2011). Oslo Cyclotron Laboratory, <https://www.mn.uio.no/fysikk/english/research/about/infrastructure/OCL/nuclear-physics-research/compilation/>. Erişim tarihi: 07.04.2017.
- Guttormsen, M. (2016). Level densities and gamma-ray strength functions compilation, <https://www.mn.uio.no/fysikk/english/research/about/infrastructure/OCL>. Erişim tarihi: 07.04.2017.

- Guttormsen, M., Aiche, M., Bello Garrote, F. L., Bernstein, L. A., Bleuel, D. L., Byun, Y., Ducasse, Q., Eriksen, T. K., Giacoppo, F., Görden, A., Günsing, F., Hagen, T. W., Jurado, B., Klintefjord, M., Larsen, A. C., Lebois, L., Leniau, B., Nyhus, H. T., Renstrøm, T., Rose, S. J., Sahin, E., Siem, S., Torny, T. G., Tveten, G. M., Voinov, A., Wiedeking, M., Wilson, J. (2015). Experimental level densities of atomic nuclei. *Eur. Phys. J. A*, 51(12):170. doi: 10.1140/epja/i2015-15170-4.
- Guttormsen, M., Atac, A., Løvhøiden, G., Messelt, S., Ramsøy, T., Rekstad, J., Thorsteinsen, T. F., Tveter, T. S., Zelazny, Z. (1990). Statistical Gamma-Decay at Low Angular Momentum. *Phys. Scripta*, 1990(T32):54. doi: 10.1088/0031-8949/1990/t32/010.
- Guttormsen, M., Bernstein, L. A., Görden, A., Jurado, B., Siem, S., Aiche, M., Ducasse, Q., Giacoppo, F., Günsing, F., Hagen, T. W., Larsen, A. C., Lebois, M., Leniau, B., Renstrøm, T., Rose, S. J., Torny, T. G., Tveten, G. M., Wiedeking, M., Wilson, J. N. (2014). Scissors resonance in the quasicontinuum of Th, Pa, and U isotopes. *Phys. Rev. C*, 89:014302. doi: 10.1103/PhysRevC.89.014302.
- Guttormsen, M., Bürger, A., Hansen, T., Lietaer, N. (2011). The SiRi particle-telescope system. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 648(1):168 – 173. doi: 10.1016/j.nima.2011.05.055.
- Guttormsen, M., Ramsøy, T., Rekstad, J. (1987). The first generation of γ -rays from hot nuclei. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 255(3):518 – 523. doi: 10.1016/0168-9002(87)91221-6.
- Guttormsen, M., Tveter, T., Bergholt, L., Ingebretsen, F., Rekstad, J. (1996). The unfolding of continuum γ -ray spectra. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 374(3):371 – 376. doi: 10.1016/0168-9002(96)00197-0.
- Henden, L., Bergholt, L., Guttormsen, M., Rekstad, J., Tveter, T. (1995). On the relation between the statistical γ -decay and the level density in ^{162}Dy . *Nucl. Phys. A*, 589(2):249 – 266.
- Hilaire, S. Goriely, S. (2006). Global microscopic nuclear level densities within the HFB plus combinatorial method for practical applications. *Nucl. Phys. A*, 779:63 – 81. doi: 10.1007/s100500170025.
- Iudice, N. L. Palumbo, F. (1978). New Isovector Collective Modes in Deformed Nuclei. *Phys. Rev. Lett.*, 41:1532–1534. doi: 10.1103/PhysRevLett.41.1532.

- Kadmenskii, S., Markushev, V., Furman, V. (1983). Radiative width of neutron resonances. giant dipole resonances. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 37:165.
- Kopecky, J. Uhl, M. (1990). Test of gamma-ray strength functions in nuclear reaction model calculations. *Phys. Rev. C*, 41:1941–1955. doi: 10.1103/PhysRevC.41.1941.
- Krane, K. S. (1988). *Introductory Nuclear Physics*, pages 416–419. John Wiley and Sons, Inc.
- Larsen, A. C., Guttormsen, M., Chankova, R., Ingebretsen, F., Lönnroth, T., Messelt, S., Rekstad, J., Schiller, A., Siem, S., Syed, N. U. H., Voinov, A. (2007). Nuclear level densities and γ -ray strength functions in $^{44,45}\text{Sc}$. *Phys. Rev. C*, 76:044303. doi: 10.1103/PhysRevC.76.044303.
- Leo, W. R. (1994). *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, pages 24–25. Springer-Verlag, Berlin.
- Lone, M. A. (1986). *Photon Strength Functions*, pages 238–252. Springer Netherlands, Dordrecht.
- Meitner, L. Frisch, O. R. (1939). Disintegration of Uranium by Neutrons: a New Type of Nuclear Reaction. *Nature*, 143(3615):239–240. doi: 10.1038/143239a0.
- Mishra, V., Boukharouba, N., Grimes, S. M., Doctor, K., Pedroni, R. S., Haight, R. C. (1991). Determination of the level density of ^{29}Si from Ericson fluctuations. *Phys. Rev. C*, 44:2419–2425. 10.1103/PhysRevC.44.2419.
- Montalbetti, R., Katz, L., Goldemberg, J. (1953). Photoneutron Cross Sections. *Phys. Rev.*, 91:659–673. 10.1103/PhysRev.91.659.
- Moretto, L. G., Larsen, A. C., Giacoppo, F., Guttormsen, M., Siem, S. (2015). Experimental First Order Pairing Phase Transition in Atomic Nuclei. *J. Phys. Conf. Ser.*, 580(1):012048. doi: 10.1088/1742-6596/580/1/012048.
- Nakada, H. Alhassid, Y. (1997). Total and parity-projected level densities of iron-region nuclei in the auxiliary fields monte carlo shell model. *Phys. Rev. Lett.*, 79:2939–2942. doi: 10.1103/PhysRevLett.79.2939.
- Nilsson, S. G. (1955). *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, 16:29.
- NNDC. National Nuclear Data Center, <https://www.nndc.bnl.gov>. Erişim tarihi: 21.01.2017.

- Nyhus, H.-T., Renstrøm, T., Utsunomiya, H., Goriely, S., Filipescu, D. M., Gheorghe, I., Tesileanu, O., Glodariu, T., Shima, T., Takahisa, K., Miyamoto, S., Lui, Y.-W., Hilaire, S., Péru, S., Martini, M., Siess, L., Koning, A. J. (2015). Photoneutron cross sections for neodymium isotopes: Toward a unified understanding of (γ, n) and (n, γ) reactions in the rare earth region. *Phys. Rev. C*, 91:015808. doi: 10.1103/PhysRevC.91.015808.
- OCLGroup (2016). Qkinz: SiRi Kinematic Calculator, <https://github.com/oslocyclotronlab/Qkinz>. Erişim tarihi: 17.11.2016.
- RIPL. Reference Input Parameter Library, <https://www-nds.iaea.org/RIPL-3/>. Erişim tarihi: 13.04.2017.
- Rutherford, E. (1911). The scattering of α and β particles by matter and the structure of the atom. *Phil. Mag.*, 21(6):669–688. doi: 10.1080/14786435.2011.617037.
- Schiller, A., Bergholt, L., Guttormsen, M., Melby, E., Rekstad, J., Siem, S. (2000). Extraction of level density and γ strength function from primary γ spectra. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 447(3):498 – 511. doi: 10.1016/S0168-9002(99)01187-0.
- Schiller, A., Voinov, A., Algin, E., Becker, J., Bernstein, L., Garrett, P., Guttormsen, M., Nelson, R., Rekstad, J., Siem, S. (2006). Low-energy M1 excitation mode in ^{172}Yb . *Phys. Lett. B*, 633(2–3):225 – 230. doi: 10.1016/j.physletb.2005.12.043.
- Simon, A., Guttormsen, M., Larsen, A. C., Beausang, C. W., Humby, P., Burke, J. T., Casperson, R. J., Hughes, R. O., Ross, T. J., Allmond, J. M., Chyzh, R., Dag, M., Koglin, J., McCleskey, E., McCleskey, M., Ota, S., Saastamoinen, A. (2016). First observation of low-energy γ -ray enhancement in the rare-earth region. *Phys. Rev. C*, 93:034303. doi: 10.1103/PhysRevC.93.034303.
- Tavukcu, E. (2002). *Level Densities and Radiative Strength Functions in $^{56,57}\text{Fe}$* . PhD thesis, North Carolina State University.
- Tveter, T. S., Bergholt, L., Guttormsen, M., Melby, E., Rekstad, J. (1996). Observation of Fine Structure in Nuclear Level Densities and γ -Ray Strength Functions. *Phys. Rev. Lett.*, 77:2404–2407. doi: 10.1103/PhysRevLett.77.2404.

- Voinov, A., Guttormsen, M., Melby, E., Rekstad, J., Schiller, A., Siem, S. (2001). gamma-ray strength function and pygmy resonance in rare earth nuclei. *Phys. Rev. C*, 63:044313. doi: 10.1103/PhysRevC.63.044313.
- Voinov, A. V., Grimes, S. M., Agvaanluvsan, U., Algin, E., Belgya, T., Brune, C. R., Guttormsen, M., Hornish, M. J., Massey, T., Mitchell, G. E., Rekstad, J., Schiller, A., Siem, S. (2006). Level density of ^{56}Fe and low-energy enhancement of γ -strength function. *Phys. Rev. C*, 74:014314. 10.1103/PhysRevC.74.014314.
- Weisskopf, V. F. (1951). Radiative Transition Probabilities in Nuclei. *Phys. Rev.*, 83:1073–1073. doi: 10.1103/PhysRev.83.1073.