



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



YÜKSEK LİSANS TEZİ

**KİSMİ DİNAMİK SİMETRİLERİN NÜKLEER
ÇEKİRDEKLERDE TESTLERİ**

Ecem ÇEVİK

Fizik Anabilim Dalı

Nükleer Fizik Programı

Danışman

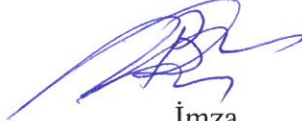
Doç. Dr. R. Burcu ÇAKIRLI MUTLU

Haziran, 2016

İSTANBUL

Bu çalışma 01/06/2016 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı Nükleer Fizik programında Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

Tez Jürisi:



İmza

Doç. Dr. Rabia Burcu ÇAKIRLI MUTLU
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi



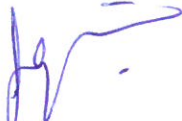
İmza

Prof. Dr. Baki AKKUŞ
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi



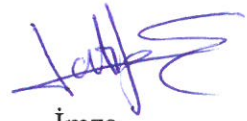
İmza

Doç. Dr. Kutsal BOZKURT
Yıldız Teknik Üniversitesi
Fen Fakültesi



İmza

Doç. Dr. Feyza GÜZELÇİMEN
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi



İmza

Doç. Dr. Latife ŞAHİN YALÇIN
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi

ÖNSÖZ

Yüksek lisans eğitim sürecim boyunca destek ve yardımlarını hiç eksik etmeyen değerli danışman hocam Doç. Dr. R. Burcu Çakırlı Mutlu'ya çok teşekkür ederim. Danışman hocam sayesinde tanışma imkanı bulduğum ve bu tez çalışmamda kendi çalışmasıyla ilgili bilgi ve tecrübesini paylaşan Sayın Prof. Dr. Richard F. Casten'a çok teşekkür ederim.

Lisans eğitiminden beri tanıdığım ve benim akademik olarak her anlamda yanımda olan değerli arkadaşım Pelin Pat'a, yüksek lisans döneminde birlikte yol aldığım arkadaşım Duygu Şen'e, hayatım boyunca her zaman yanımda olan annem ve babama, yanımda olmasalar da desteklerini hiç esirgemeyen eniştem ve ablama teşekkürü bir borç bilirim.

Haziran ,2016

Ecem ÇEVİK

İÇİNDEKİLER

Sayfa No

ÖNSÖZ.....	i
İÇİNDEKİLER	ii
ŞEKİL LİSTESİ.....	iv
TABLO LİSTESİ	v
SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ	vi
ÖZET.....	vii
SUMMARY	viii
1. GİRİŞ.....	1
2. GENEL KISIMLAR	2
2.1 NÜKLEER YAPIYA GENEL BİR BAKIŞ.....	2
2.2. NÜKLEER MODELLER.....	4
2.2.1. Kabuk (Shell) Modeli	4
2.2.2. Kolektif Model.....	7
2.2.3. Nükleer Titreşimler.....	8
2.2.4. Kolektif Modelde Titreşen Çekirdek Yapısı (Vibrasyonel Çekirdekler)	9
2.2.5. Kolektif Modelde Dönen Çekirdek Yapısı (Rotasyonel Çekirdekler)	10
2.3. ALAGA KURALLARI	12
2.4. BANT KARIŞIMLARI	14
2.4.1 İki Seviye Karışımı	14
2.4.2 Bantlar Arasındaki Karışım	15
2.5 KİSMİ DİNAMİK SİMETRİLER.....	16
3. MALZEME VE YÖNTEM	18
3.1. ÇEKİRDEKLERİN B(E2) HESAPLAMALARI.....	18
3.2. ÇEKİRDEĞİN B(E2) DEĞERLERİ	20
4. BULGULAR	24
4.1. DENEYSEL B(E2), PDS, ALAGA DEĞERLERİNİN KARŞILAŞTIRILMASI	24
5. TARTIŞMA VE SONUÇ	29
KAYNAKLAR	31
EKLER.....	32
EK 1. N _{BOZON} =16 için deneysel olarak hesaplanan B(E2), PDS, ALAGA değerlerinin karşılaştırılması.....	32

EK $N_{\text{BOZON}}=15$ için deneysel olarak hesaplanan $B(E2)$, PDS, ALAGA değerlerinin karşılaştırılması.....	33
ÖZGEÇMİŞ	34



TABLO LİSTESİ

Sayfa No

Tablo 2.1: Deforme çekirdeklerde E2 geçişleri için Alaga kuralları13

Tablo 3.1: ^{168}Er çekirdeğinin 2_{β}^{+} seviyesinden temel seviye bandına olan geçiş karakterlerinin incelenmesi. Geçiş karakterleri ve geçiş şiddetleri NNDC'den alınmıştır.19

Tablo 3.2: ^{180}Hf çekirdeğinin deneysel $E_{\gamma}(2_{\beta}^{+} \rightarrow 2_{g}^{+})$ geçiş değerlerinin bulunması.20



SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ

Simgeler	Açıklama
Er	: Erbiyum elementi
Hf	: Hafniyum elementi
Yb	: İterbiyum elementi
W	: Tungsten elementi

Kısaltmalar	Açıklama
B(E2)	:Elektrik kuadropol dallanma oranı
PDS	:Kısmi dinamik simetri
SU(3)	:Eksensel dinamik simetri
I(E2)	:Elektrik kuadropol geçiş şiddeti
E2	:Elektrik kuadropol geçişi
M1	:Manyetik dipol geçişi
δ	:Delta değeri

ÖZET

YÜKSEK LİSANS TEZİ

KİSMİ DİNAMİK SİMETRİLERİN NÜKLEER ÇEKİRDEKLERDE TESTLERİ

Ecem ÇEVİK

İstanbul Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Doç. Dr. R. Burcu ÇAKIRLI MUTLU

Doğadaki her kavram bir başka kavramla ilişkilendirilerek açıklanmaya çalışılmıştır. Simetri kavramı da kavramlar arasındaki farklılık ve benzerlikleri belirlemek için kullanılan yöntemlerden biridir. Çekirdek yapılarını anlamak için çeşitli modeller geliştirilmiştir. Kabuk modeli küresel simetriye sahip olan çekirdekleri açıklamakta gayet başarılı iken, küresel simetriye sahip olmayan çekirdekler için kolektif model geliştirilmiştir. Titreşim hareketi ve dönme yapan çekirdekler için kolektif model gayet başarılı modeldir.

Bu tez çalışmasında bozon sayısı 16 ve 15 olan nadir toprak bölgesi deforme çekirdeklerinin beta bandından temel seviye bandına olan deneysel B(E2) değerleri incelenmiştir. İncelediğimiz çekirdeklerde kısmi dinamik simetri (PDS- Partial Dynamical Symmetry) diye adlandırılan bir simetri modelindeki B(E2) değerleri, deneysel B(E2) değerleri (elektrik kuadropol dallanma oranları) ile karşılaştırılmıştır.

Haziran 2016, 42 sayfa.

Anahtar kelimeler: Kısmi Dinamik Simetri, B(E2), beta bandı, temel seviye bandı, kolektif model, kabuk model.

SUMMARY

M. Sc. THESIS

TESTS OF PARTIAL DYNAMICAL SYMMETRIES IN NUCLEI

Ecem ÇEVİK

İstanbul University

Institute of Graduate Studies in Science and Engineering

Department of Physics

Supervisor: Assoc. Prof. Dr. R. Burcu ÇAKIRLI MUTLU

Every phenomenon in nature, it had been tried to associate another matter. Concept of Symmetry is one of the method to identify nucleus similarities and differences. In order to understand to nuclei, it has been developed various types of nuclear models. Shell model is a successful model to explain spherical nuclei when collective model was developed for non-spherical nuclei. Collective model successes to explain vibrational and rotational motions of nuclei.

In this thesis study, experimental $B(E2)$ values between the beta and ground state bands in even-even rare-earth region nuclei that have 16 and 15 bosons are discussed. For the nuclei we worked on, $B(E2)$ values with a symmetry (PDS) are compared with the experimental $B(E2)$ values (electric quadropole branching ratio).

June 2016, 42 pages.

Keywords: $B(E2)$, electric kuadropol, PDS,

1. GİRİŞ

Nükleer fizikte atom çekirdeğinin keşfinden bu yana çekirdek yapısını anlamak için çeşitli çalışmalar yapılmıştır. Yapılan bu çalışmalar çekirdek özelliklerini daha iyi anlayabilmek ve çekirdekler arasında özelliklerine göre sınıflandırma olanağı sunar.

Doğadaki her maddenin var olan enerjilerini aktarma ya da dönüştürme özelliği nükleer yapıda bulunan çekirdekler için de geçerlidir. Çekirdekler var olan enerjilerini kararlı bir yapıya gelmek için ışıma yaparlar. Bu ışıma türü bir parçacık alfa(α), beta (β), olabileceği gibi bir enerji olarak da gama (γ) yayınlayabilirler. Yapılan bu ışıma türleri bize çekirdek hakkında önemli bilgiler verir.

Gama (γ) ışıması yapan çekirdeklerde enerjinin türü kadar geçiş karakterleri de önemlidir. Elektromanyetik geçiş olarak adlandırılan bu geçiş karakterleri elektrik ve manyetik geçiş olarak ayrılır. İncelediğimiz çekirdeklerde geçiş karakteri olarak ağırlıklı olarak E2 (elektrik kuadropol) ve daha az oranda M1 (manyetik dipol) geçişi yapmaktadır. Bunun sebebi incelediğimiz çift-çift çekirdeklerin bantlar arası seviyelerde spin ve parite değişimine bakıldığında yaptıkları ilk geçişin E2 olduğu görülmektedir. Bu nedenle çift - çift çekirdeğin karakteristik özelliklerinden biri yaptıkları geçiştir.

Yaptığımız bu tez çalışmasında ilgilendiğimiz çekirdekler, nadir toprak elementleri olarak adlandırılan ($Z=62-78$) bölgesinde bulunan çift proton ve çift nötrona sahip olan çekirdeklerdir. Bu çekirdeklerin beta bandından ($K=0$) temel seviye bandına olan elektrik kuadropol (E2) geçişleri incelenip, bu geçişlere bağlı olarak $B(E2)$ (elektrik kuadropol dallanma oranları) değerleri hesaplanmıştır. Bulunan rölatif $B(E2)$ değerleri ile bir nükleer simetri modeli olan kısmi dinamik simetri (PDS-Partial Dynamic Symmetry) ile karşılaştırılmıştır. Deforme çekirdeklerin yapılarını açıklamak için başka modeller de kullanılmıştır. Bunlardan biri de Alaga kurallarıdır ve deforme çekirdeklerin bantlar arası oluşan elektrik kuadropol geçişleri için belirlenen sabit katsayılarıdır. Bu çalışma da ayrıca ALAGA katsayıları ile NNDC'den referans olarak aldığımız geçiş şiddetleriyle hesapladığımız rölatif $B(E2)$ değerleri karşılaştırılmıştır.

2. GENEL KISIMLAR

2.1 NÜKLEER YAPIYA GENEL BİR BAKIŞ

Rutherford'un 1911 yılındaki atom çekirdeğini keşfinden bu yana, çekirdeğin yapısını anlamak çeşitli çalışmalar yapılmıştır. Bu çalışmaların temel amacı çekirdeğin yapısını anlamak ve çekirdekler arasındaki farklılık ve benzerlikleri bulmak için yapılmıştır. Çekirdeğin özelliklerinden en önemlilerinden biri çekirdeğin bir atom içerisinde ne kadar yer kapladığıdır. Nükleonun birim hacim başına düşen miktarının sabit olduğunu görürüz.

$$\frac{A}{\left(\frac{4}{3}\right)\pi R^3} \sim \text{sabit} \quad (2.1)$$

R yarıçap olarak tanımlanır[1]. Bu formülü tüm çekirdekler için kullanılan bir formüle dönüştürülmek istenirse denklem (2.2) elde ederiz.

$$R = R_0 A^{1/3} \quad (2.2)$$

Burada R_0 çekirdeğin ortalama yarıçapını, A ise çekirdeğin nükleon (proton ve nötron sayılarının toplamı) numarasını temsil eder. Burada dikkat etmemiz gereken bir nokta çekirdeklerin hacim başına düşen nükleonların oranının sabit olması ve çekirdeklerin merkezde toplanmayan bir yük dağılımına sahip olmasıdır[1].

Çekirdek içerisindeki nükleonların kapladıkları hacim kadar kütle değerleri de çekirdek yapısı hakkında bilgi sahibi olmamızı sağlar. Çekirdek içerisinde bulunan proton ve nötron sayılarının serbest haldeki (bir çekirdek içerisinde bulunmayan) kütle toplamı, çekirdek içerisindeki kütle numarasından daha büyüktür. Bu aradaki kütle farkı bizi başka bir kavramı açıklama ihtiyacını hissettirir. Bu duruma çekirdeğin bağlama enerjisi (binding energy) denir.

$$B = \{[Zm_p + Nm_N] - [m({}_Z^AX) - Zm_e]c^2\} \quad (2.3)$$

Buradaki Z proton sayısını (nötr olan çekirdekler için aynı zamanda elektron sayısını belirtir), Zm_p proton kütlesi, $m({}_Z^AX)$ çekirdeğin toplam kütleini, Zm_e ise elektronun çekirdek içerisindeki toplam kütleini gösterir. Rölativistik enerji hesapladığımız için ışık hızını da işleme ekliyoruz ve ışık hızını $931,5 \text{ MeV}/c^2$ olarak sabit olarak kabul ediyoruz.

Işık hızını MeV/c^2 olarak belirlememizin sebebi, incelediğimiz nükleonların ve elektronun kütesinin MeV cinsinden verilmiş olmasındandır.

Bağlanma enerjisinden çıkarılacak en önemli sonuç, nükleonların çekirdek potansiyeli içinde eksi bir potansiyele sahip olmasıdır. Newton mekaniğinde daha önce eşine rastlanmamış bu durum kuantum mekaniğinin önemli sonuçlarından biridir.

Nükleonların buldukları enerji düzeyleri kadar, çekirdek içerisindeki buldukları yerleri de belirlemek önemlidir. Kuantum mekaniğinde bilinen 4 temel kuantum sayısı vardır ve bunları nükleer fizikte de uygulamak mümkündür. Bunlar; n baş kuantum sayısı, \vec{l} yörüngesel açısal momentumu, \vec{s} spin açısal momentumu, m ise manyetik kuantum sayısını verir. Nükleer fizikte, kuantum mekaniğinden farklı olarak N baş kuantum sayısı olarak kullanılmaz. N sayısı, nükleonların buldukları açısal momentumun sayısının (\vec{l}) enerji düzeyleri sayısını verir. Nükleonlar içerisinde orbital adını verdiğimiz spini $\frac{1}{2}$ olan iki nükleonu bir arada tutan enerji durumları mevcuttur. Yörüngesel açısal momentum sayılarına göre orbitaller farklı isimle adlandırılır.

Bu sayılardan ayrı olarak \vec{J} dediğimiz kavram toplam açısal momentumu ifade eder.

$$\vec{J} = \vec{l} + \vec{s} \quad (2.4)$$

A nükleonlu bir çekirdeğin toplam açısal momentumu bir diğer adı da nükleer spindir[1]. I harfiyle gösterilir.

$$I = \left(\frac{h}{2\pi}\right)^2 I(I + 1) \quad I_z = m \frac{h}{2\pi} \quad (2.5)$$

m manyetik açısal momentuma eşittir ($m = -I - I + 1, \dots, 0, \dots, +I - 1, +I$).

Çekirdeklerin spinle birlikte kullandığımız bir diğer özelliği ise paritedir. Parite çekirdeklerin titreşim eksenlerindeki yansımayı temsil eder [2].

Çekirdek içerisinde bulunan bir nükleonun paritesini bulmak için denklem (2.6)'dan yararlanırız. Nükleonun paritesi nükleonun sahip olduğu yörüngesel açısal momentumu ile belirlenir.

$$P_{orb} = (-1)^l \quad (2.6)$$

Yörüngesel açısal momentumu tek sayı olan nükleonlar eksi (-) pariteye, çift sayı olan nükleonlar ise (+) pariteye sahiptir. İncelediğimiz çift-çift çekirdeklerde yörüngesel açısal momentumu çift sayıya sahip olduğundan dolayı temel seviyenin paritesi (+) olarak alınır.

2.2. NÜKLEER MODELLER

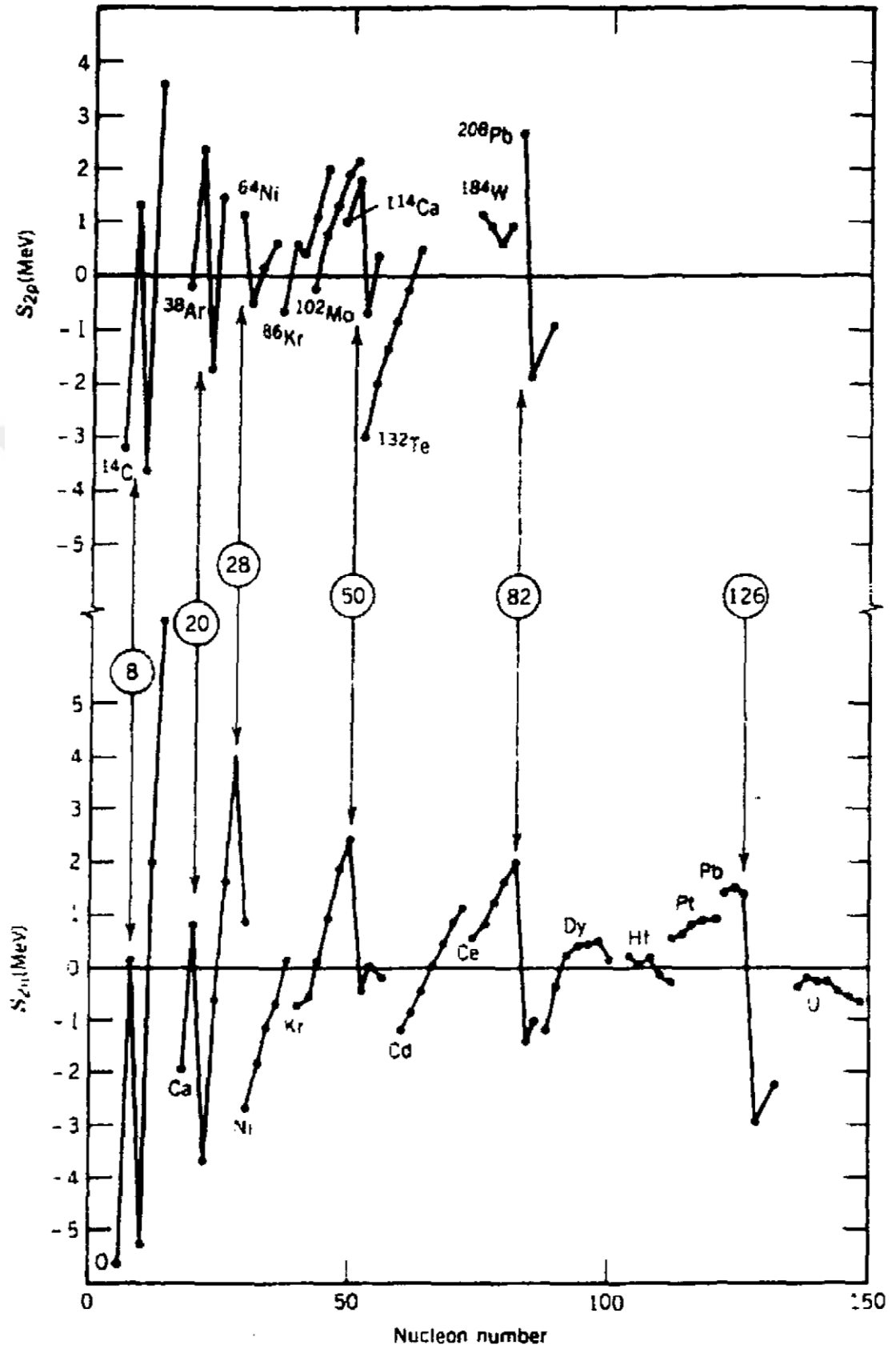
2.2.1. Kabuk (Shell) Modeli

Nükleer yapıyı anlamak için tarihsel süreç içerisinde birçok model geliştirilmiştir. Bu modellerden biri kabuk (Shell) modelidir. Bu modele göre, çekirdek içerisindeki nükleonlar kabuk adı verilen belirli enerji seviyelerinde bulunur. Kabuk modelinde, nükleonlar kabuklara yerleşirken Pauli dışarlama ilkesine uyacak biçimde doldurulur[1]. Pauli prensibi ya da diğer adıyla Pauli dışarlama ilkesi; atom içerisinde bulunan herhangi iki nükleonun ve elektronun aynı kuantum durumunda bulunmayışıdır. Bu açıklama da bize çekirdek içerisindeki kuantum sayılarını anlamamıza ve nükleonların yerlerini ve enerjilerini belirlememize yardımcı olur.

Küresel kabuk modelinde çekirdek içerisinde kabuklar arası geçiş değerlerinin gözle görülebilir ciddi farklılıklar oluşturduğunu görürüz[1]. Bu değişimler arasında çekirdek yarıçapını, iyonlaşma enerjisini ve bağlanma enerjisinde de değişimler gözlemleriz.

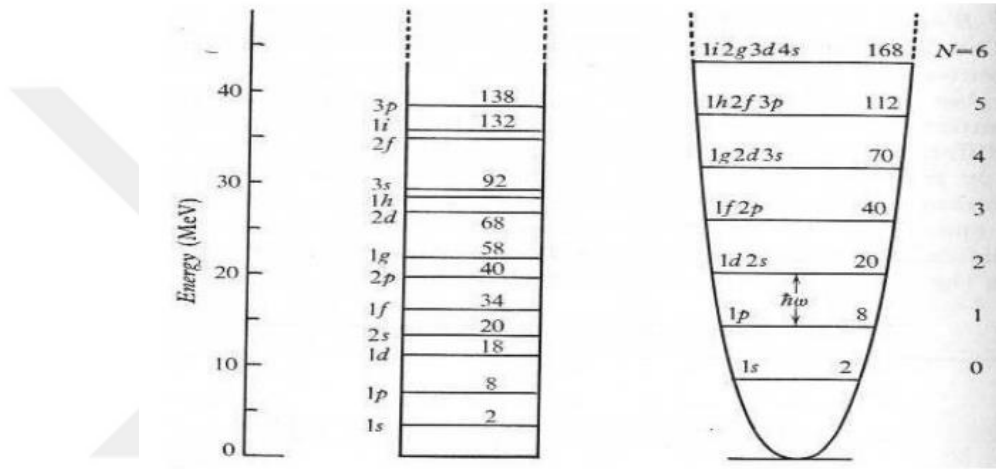
Bu modelde bir kabuktan diğerine geçişte nükleonların buldukları kabuğa göre enerji seviyelerinin, buldukları yarıçaplarının da değişimini gözlemleriz. Bu durum kabuklar içerisinde alt kabuklar doldurulurken her bir alt kabuk geçişinde gözlemlenir.

Kabuk modelin varlığını deneysel olarak da inceleyebiliriz. İki proton ve iki nötron ayrılma enerjilerini nükleon sayısına karşılık olan grafiğini (Şekil 2.1) incelediğimizde belirli sayılarda enerji değerlerinin düşüş gösterdiğini görmekteyiz. Bu durumu da nükleonların bir kabuktan başka bir kabuğa geçişi olarak yorumlayabiliriz. Bu düşüşlerin ortaya çıktığı 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 sayı değerlerine sihirli sayılar adı verilmektedir (Şekil 2.1). Bu sayıların ayrıca çekirdek içerisindeki kabukların dolu durumundaki nükleon sayısını vermektedir.



Şekil 2.1: İki proton ve iki nötron ayrılma enerjisinin nükleon sayısına karşı gösterimi[1].

Kabuk modelde nükleonların buldukları kabuklar kadar önemli olan bir diğer durum ise nükleer potansiyel durumudur. Çekirdek içerisinde nükleonların belirli enerji seviyelerinde buldukları ve kabuklar içerisinde durağan durumda olduğunu kabul edebiliriz. Ancak bağlanma enerjisinin de bize gösterdiği durum, (-) eksi potansiyele sahip olan bir çekirdek yapısının var olduğudur. Kuantum mekaniğinin de yardımıyla çekirdek potansiyeli için iki gerçekçi potansiyel önerebiliriz. Bunlardan biri sonsuz kuyu potansiyeli bir diğeri de harmonik salıncıdır.

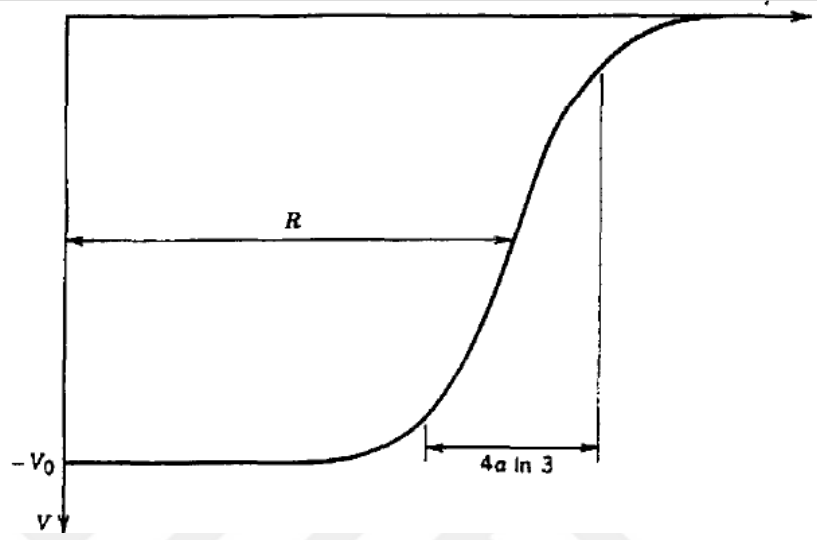


Şekil 2.2: Çekirdekler için önerilen iki nükleer potansiyel yaklaşımı. Sonsuz kuyu potansiyeli (solda), harmonik salıncı (sağda)[1].

Her iki modelinde nükleer yapıya uymayan noktaları vardır. İlk olarak sonsuz kuyu potansiyelini ele alalım. Bu potansiyelden bir nükleon ayırmak için sonsuz enerji gereklidir. Buna ek olarak şu an gözlemlediğimiz nükleer potansiyel yapısı keskin bir yapıya sahip değildir. Harmonik salıncı da şekil olarak keskin kenarlı değildir ancak sonsuz kuyu potansiyelindeki gibi nükleonları ayırmak için sonsuz bir enerji gerektirir. Bunun yerine her iki yapının da ortak özelliklerine sahip yeni bir potansiyel tanımlayabiliriz. Bu potansiyelin adı da Woods- Saxon potansiyelidir.

$$V(r) = \frac{-V_0}{1 + e^{\left[\frac{r-R}{a}\right]}} \quad (2.7)$$

Çekirdeğin herhangi bir r değerindeki V potansiyeli denklem (2. 7) verilmiştir. R ortalama yarıçap ve a yüzey kalınlığı olarak verilmiştir. V_0 nükleonların kuyu derinliği içerisindeki ayrılma enerjisini gösterir[1]. Bağlanma enerjisinden ortaya çıkan (-) potansiyel burada da karşımıza çıkmaktadır.



Şekil 2.3: Kabuk modeli için gerçekçi bir potansiyel modeli. Woods-Saxon potansiyeli [1].

2.2.2. Kolektif Model

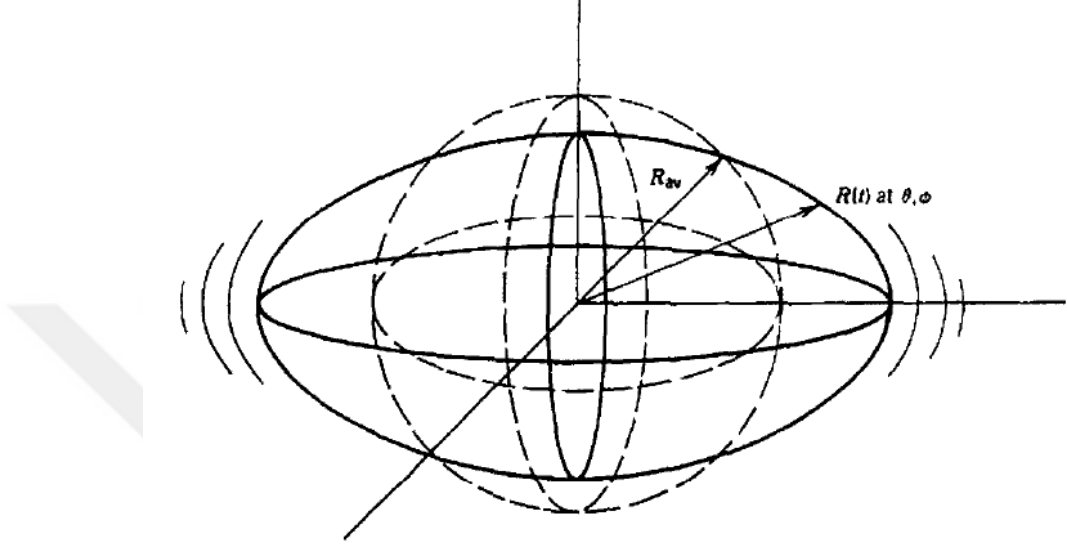
N ve Z sayıları çekirdek içerisinde sihirli sayılardan uzaklaştıkça küresel kabul modelinde ortaya çıkan kuadropol momentler değerleri deneysel değerlerden farklı bulunmaktadır [2].

Bir sistemin kuadropol moment yükü onun yük dağılımdan uzaklaşma ölçüsüdür. Eğer çekirdek büyük bir kuadropol momente sahipse şekil küresel şekilden belirgin bir şekilde uzaklaşmaktadır [2].

Kolektif model küresel simetriğe sahip olmayan (deforme), çift- N ve çift- Z numarasına sahip çekirdeklerin özelliklerini açıklamaktadır. Çekirdek içerisinde kapalı kabuk olarak tanımlayabileceğimiz kor ve etrafındaki çiftlenmemiş (valans) nükleonlar tarafından çekirdek özellikleri belirlenir. Bu model ayrıca çekirdeğin kuadropol momentlerini de belirlememize yardımcı olur. Çekirdek deformasyonları yalnızca kuadropol momentlere değil aynı zamanda çekirdeklerinin hareketlerini de anlama imkânı sunar.

2.2.3. Nükleer Titreşimler

Deforme çekirdeklerde çekirdeğin yarıçapını belirlemek küresel bir çekirdeğe göre nispeten zordur. Şekil 2.4’de görüldüğü gibi, titreşim eksenlerine göre yarıçap değeri değişmektedir[1].



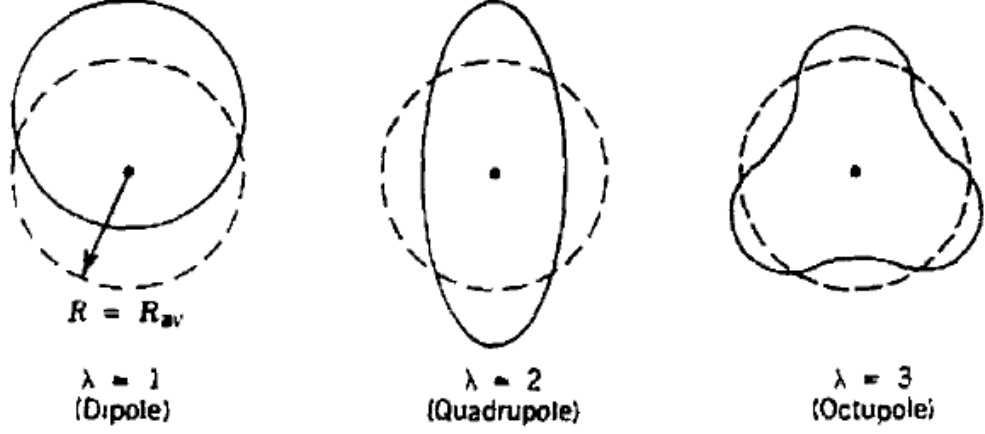
Şekil 2.4: Küresel merkezli titreşen bir çekirdek. $R(t)$ zamana bağlı yarıçap ifadesi, θ, ϕ ise titreşim eksenleri boyunca değişen koordinat değerleri[1].

Şekil 2.4’te görüldüğü gibi çekirdeğin titreşim hareketi yapması sonucu (θ, ϕ) tanımlanan titreşimin herhangi bir anındaki koordinat noktaları, $R(t)$ koordinatının üzerinde $Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)$ küresel harmonikler cinsinden belirtmek küresel olarak belirlenen yarıçap ifadesiyle aynı denklemde kullanmamızı kolaylaştıracaktır.

$$R(t) = R_{ORT} + \sum_{\lambda=1}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{+\lambda} \alpha_{\lambda\mu}(t) Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \quad (2.8)$$

Çekirdeğin herhangi bir t anındaki denklemi (2.8) belirtilmiştir. Bu denklemden λ ile sınırlama yaptığımız kısım çekirdeğin titreşim sayısını bize verir ve $\lambda=0$ olması durumunda denklem R_{ORT} , çekirdeğin ortalama yarıçapına eşittir(denklem 2.2). $\lambda = 1$ titreşimi dipol titreşimi olarak tanımlanır ancak (şekil 2.5)’de görüldüğü gibi çekirdek titreşim hareketi yaparken kütle merkezi değiştiği için incelediğimiz nükleer yapıyla

uygunluk sağlamadığından $\lambda=2$ (kuadropol) titreşimlerini inceleriz ve bu titreşimlere kuadropol fonon adını veririz[1].



Şekil 2.5: Bir çekirdeğin gözlemlenebilen üç titreşim modu. Kesikli çizgiler küresel yapıyı, kesikli olmayan çizgiler ise titreşim biçimlerini göstermektedir[1].

Kuadropol deformasyon için ($\lambda=2$) yüzey yarıçapı teta (θ) ve fi (φ) ile belirlenirse,

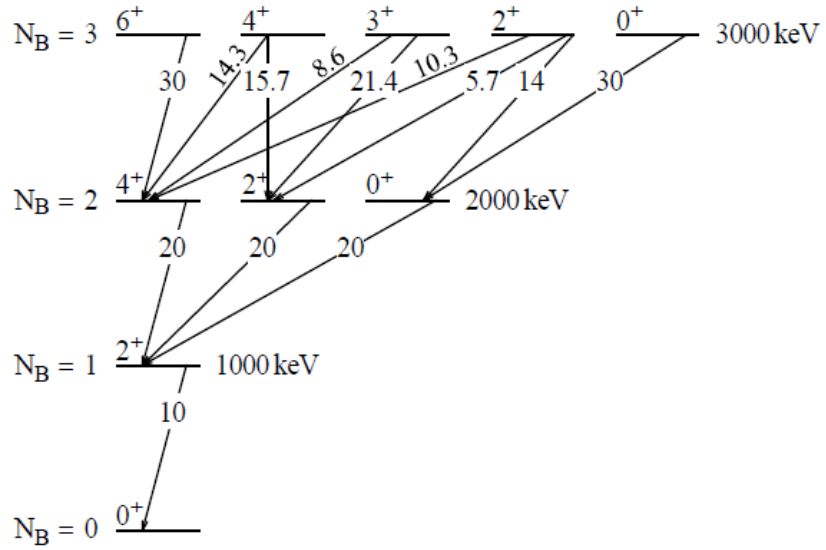
$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left[1 + \sum_{\mu} \alpha_{2\mu} Y_{2\mu}(\theta, \varphi) \right] \quad (2.9)$$

Denklem (2.9)'da $Y_{2\mu}$ küresel harmonikleri ifade ederken, $\alpha_{2\mu}$ çekirdeğin kolektif hareketinin değişimini gösteren ifadedir[3].

Kolektif modelde çift-çift çekirdekler için incelenecek modeller bulunmaktadır.

2.2.4. Kolektif Modelde Titreşen Çekirdek Yapısı (Vibrasyonel Çekirdekler)

Vibrasyonel hareket, nükleer yapıda hem kabuk modelin hem de kolektif model tarafından öngörülen bir modeldir. Vibrasyonel hareket yapan çekirdeklerde titreşim hareketi enerji düzeyleri olarak belirlenir ve enerji düzeyleri fononlarla gösterilir. Aynı durumda bulunan seviyeler için bir fonon titreşimi ($\hbar\omega$), iki fonon titreşimi ($2\hbar\omega$), üç fonon titreşimi ($3\hbar\omega$) olarak gösterilir[2].



Şekil 2.6: Vibrasyonel çekirdek modelinin sıfır fonon, bir fonon, iki fonon, üç fonon seviyelerinin şematik gösterimi ve seviyeler arasında gözlemlenebilir olan rölatif $B(E2)$ değerlerinin 10 a normalize edilmiş hali[3].

Şekil 2.6’da çift-çift çekirdeklerin kuantum mekaniği tarafından gözlemlenebilir olan spin ve parite enerji düzeyleri 2^+ (bir kuadropol fonon), ayrılan üçlü durum $0^+, 2^+, 4^+$ (iki kuadropol fonon) ve ayrılan beşli durum $0^+, 2^+, 3^+, 4^+, 6^+$ (üç kuadropol fonon) şeklindedir[2].

Deforme çekirdeklerde de vibrasyonel hareket gözlemlenir. Bunlar kuadropol bir fonon β titreşimi, kuadropol bir fonon γ titreşimi ve oktupol bir fonon titreşimleridir. β ve γ deforme çekirdeklerin kullanılan parametrelerdir.

2.2.5. Kollektif Modelde Dönen Çekirdek Yapısı (Rotasyonel Çekirdekler)

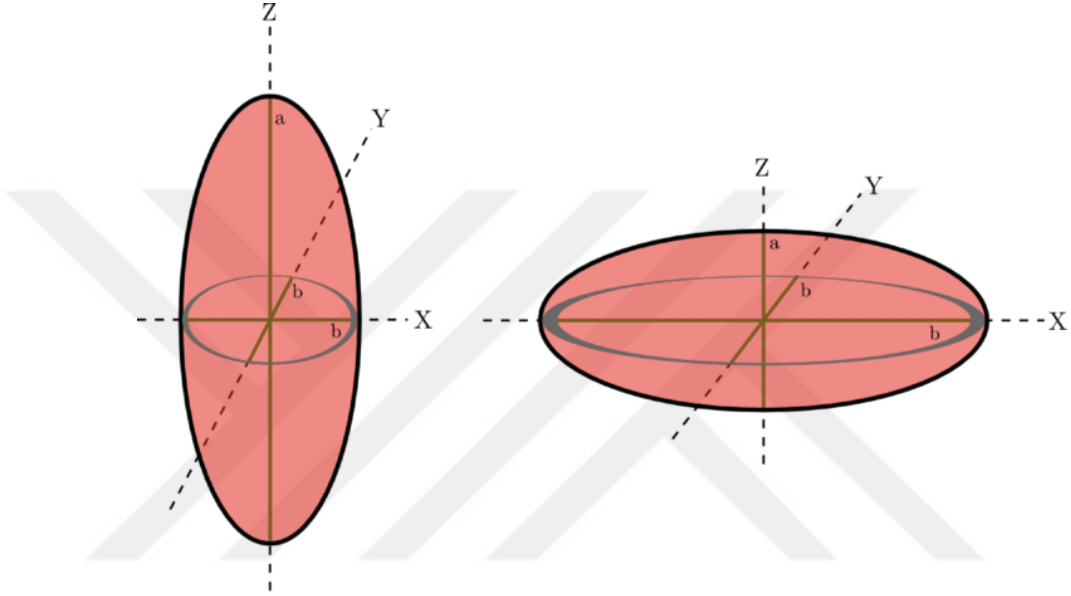
Rotasyonel hareket diğer bir adıyla nükleer dönme hareketi sadece küresel olmayan çekirdeklerde gözlenir. Bu çekirdeklerde küresel şekilde önemli değişimler meydana gelir ve deforme çekirdekler olarak isimlendirilirler. Bu çekirdeklerin yarıçap değerleri küresel şekilden sapma olacağı için değişmektedir ve denklem 2.2’yi yeniden düzenlersek denklem (2.10) ulaşırız.

$$R(\theta, \varphi) = R_{ort}[1 + \beta Y_{20}(\theta, \varphi)] \quad (2.10)$$

β deformasyon parametresi olarak isimlendirilir.

$$\beta = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{\pi}{5}} \frac{\Delta R}{R_{ort}} \quad (2.11)$$

Denklem (2.11)'de ΔR elipsin büyük yarıçapı ile küçük yarıçapı arasındaki farktır. R_{ort} , çekirdeğin ortalama yarıçapına eşittir. $\beta > 0$ durumunda çekirdek bir proleyt elipsoit (z eksenini boyunca titreşen), $\beta < 0$ durumunda ise bir obleyt elipsoit (x eksenini boyunca titreşen) şeklindedir [1].



Şekil 2.7: Kalıcı deformasyonlara sahip çekirdeklerin şekilleri. Soldaki şekil proleyt elipsoit olup z eksenini boyunca simetrik, sağdaki şekil obleyt elipsoit olup x eksenini simetrik.

Eğer ki çekirdek simetrik bir elipsoid deformasyona sahipse (obleyt şeklinde ise) simetri ekseninden dolayı z eksenini boyunca rotasyonel hareketini belirleyemeyiz. Bu durumda rotasyonel hareket x ve y eksenleri boyunca gözlemlenebilir[2]. Rotasyonel çekirdek yapısına sahip olan çekirdeklere genellikle çekirdek uzun eksenini boyunca dönme hareketi yapmaz. X eksenini boyunca rotasyonel hareket yapan bir çekirdeğin rotasyonel enerjisi,

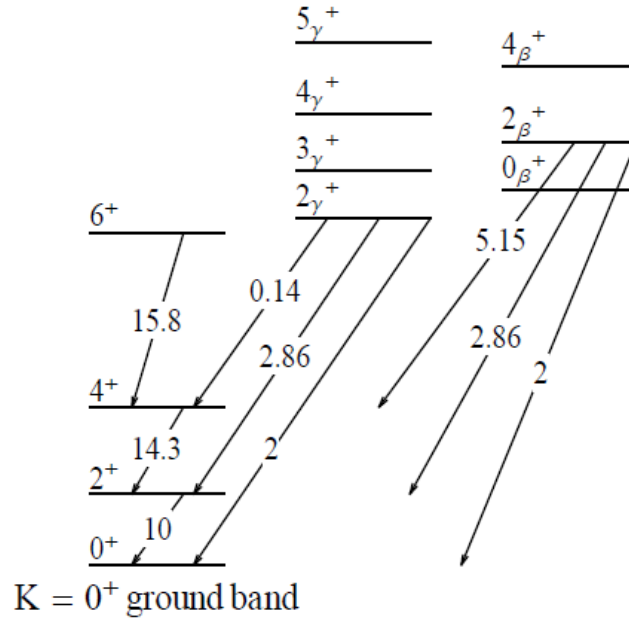
$$E_{rot}(J) = \frac{\hbar^2}{2I} J(J + 1) \quad (2.12)$$

I , x eksenini boyunca rotasyonel eylemsizlik momenti olarak tanımlanır. J ise çekirdeğin sahip olduğu toplam (x ve y eksenini) açısal momentumdur. Çekirdek içerisindeki

rotasyonel enerjiyi sadece x ve y eksenlerinde değil, aynı zamanda z eksenindeki açısal momentum değerini de eklersek denklem 2.13'ü elde ederiz.

$$E_{rot}(J) = \frac{\hbar^2}{2I} [J(J + 1) - K(K + 1)] \quad (2.13)$$

Burada bir önceki denklemden farklı olarak K simetri eksenini kabul ettiğimiz z eksenini etrafında oluşan açısal momentumun göstergesi olarak belirtilebilir[6]. Deforme çekirdeklerde vibrasyonel seviyelerde kuadropol titreşimler görülür. Bu titreşimleri K=0 ve K=2 olarak iki grupta toplayabiliriz. K=0 titreşimlerine β (beta) titreşimleri adı verilir. K=2 titreşimlerine ise γ (gama) titreşimleri adı verilir [3]. Şekil 2.8'de deforme çekirdeklerde beta ve gama bantlarının temel seviye bandına olan elektrik kuadropol geçiş olasılıkları gösterilmektedir. Konu hakkında detaylı bilgi bölüm 2.3 de verilecektir.



Şekil 2.8: Çift-çift çekirdeklerde deforme çekirdek modeli için K=0 temel seviye, β ve γ bantları için şematik gösterimi. Seviyeler arasındaki B(E2) geçişleri 10'a normalize edilmiştir[8].

2.3. ALAGA KURALLARI

İncelediğimiz β ve γ bantlarının yaptığı titreşimlerinin farklılık ya da benzerliklerini gözleyebilmemiz için elektromanyetik geçişlerine bakmamız gerekir. Bu nedenle incelediğimiz E2 geçişlerinde β ve γ bandı temel seviye bandına geçiş yapabildiğini ancak β ve γ arasında geçişin mümkün olmadığını görmekteyiz. Bunun nedeni β ve γ

bantlarının elektromanyetik geçişlerini (bir titreşim oluşturması ya da yok olması) aynı zamanda yapıyor oluşundandır.

İncelediğimiz β ve γ bandından temel seviye bandına olan B(E2) oranları bize vibrasyonel ve rotasyonel hareketlerini belirlememizi ve genel olarak nükleer yapı hakkında bilgi sahibi olmamızı sağlar. Bu oran kuantum mekaniksel olarak belirlenmiş Clesbh-Gordan katsayılarının karesine bağlıdır ve Alaga kuralları ile bilinmektedir.

$$\frac{B(E2: J_i \rightarrow J_f)}{B(E2: J_i \rightarrow J_f')} = \frac{\langle J_i K_i 2\Delta K | J_f K_f \rangle^2}{\langle J_i K_i 2\Delta K | J_f' K_f' \rangle^2} \quad (2.14)$$

Denklem 2.14'de J_i ilk enerji seviyesini J_f ise geçiş yapılan ikinci enerji seviyesini göstermektedir. Denklem alt kısmındaki J_f' geçiş yapılan farklı bir enerji seviyesini göstermektedir. Bu denkleme bakılarak aynı bant seviyesinden farklı enerji düzeylerine olan oranlar bulunabilmektedir. Çekirdek yapılarına bağlı olmaksızın deforme çekirdekler için sabit B(E2) katsayıları olan bir modeldir[3].

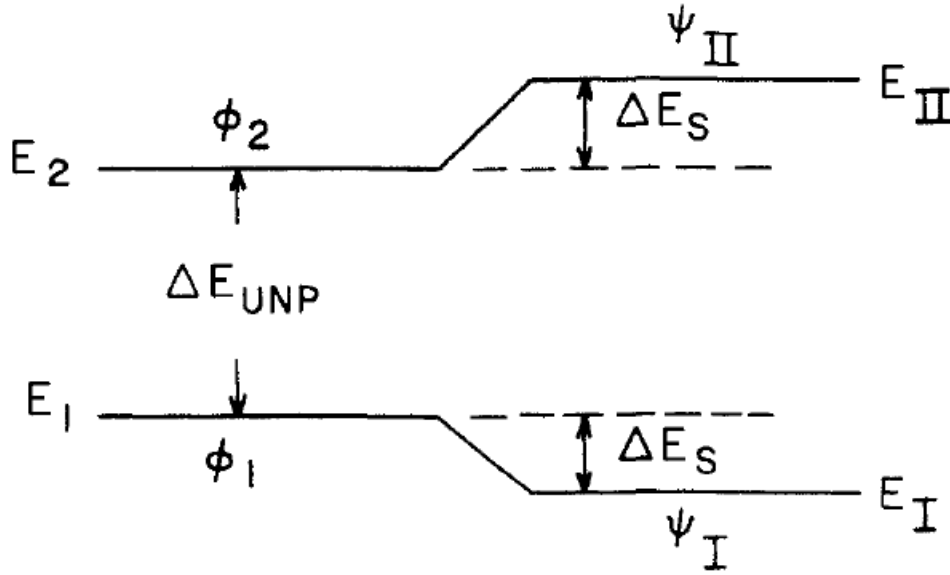
J_i	J_f	$\langle J_i K_i 2\Delta K J_f K_f \rangle$ $K_i \rightarrow K_f$			
		0 \rightarrow 0	2 \rightarrow 0	0 \rightarrow 2	2 \rightarrow 2
0	2	1.0	—	1.0	—
2	0	0.200	0.200	—	—
	2	0.286	0.286	0.286	0.286
	3	—	—	0.500	0.500
3	4	0.515	0.014	0.215	0.215
	2	—	0.358	—	0.358
	3	—	—	—	0
	4	—	0.143	—	0.343
4	5	—	—	—	0.300
	2	0.286	0.120	0.008	0.120
	3	—	—	0.112	0.267
	4	0.260	0.351	0.351	0.042
	5	—	—	0.389	0.234
5	6	0.455	0.031	0.142	0.340
	3	—	—	—	0.191
	4	—	0.319	—	0.191
	5	—	—	—	0.093
	6	—	0.182	—	0.167
6	7	—	—	—	0.360
	4	0.315	0.098	0.021	0.235
	5	—	—	0.154	0.141
	6	0.255	0.364	0.364	0.130
	7	—	—	0.347	0.124
	8	0.431	0.039	0.116	0.371

Tablo 2.1: Deforme çekirdeklerde E2 geçişleri için Alaga kuralları[4].

2.4. BANT KARIŞIMLARI

2.4.1 İki Seviye Karışımı

Bu bölümde daha önce söylediklerimizden farklı olarak seviyeler arası etkileşimlerden bahsedeceğiz. Şu ana kadar incelediğimiz durumlarda enerji seviyelerin arasındaki geçişleri saf yani bozulmamış olarak ele aldık. Ancak seviyeler arası karışımlar meydana gelmektedir[6].



Şekil 2.9: İki enerji seviyesi arasındaki karışım gösterimi.

Şekil 2.9'da iki seviyenin unperturbe (karışmamış) ve perturbe (karışmış) durumları görülmektedir. Bu şekilde iki farklı dalga fonksiyonu tanımlanmıştır. ϕ , enerjilerin birbirine karışmadan önceki dalga boyunu vermektedir. Ψ dalga fonksiyonu ile tanımlanan ise birbirine karıştıktan sonraki dalga boyunu göstermektedir[4].

$$\Psi_1 = \alpha\phi_1 + \beta\phi_2 \quad \Psi_2 = -\beta\phi_1 + \alpha\phi_2 \quad (2.15)$$

Seviye karışımlarında V dediğimiz bir karışım parametresi bulunmaktadır ve bu bize R dediğimiz karışım oranına götürür.

$$R = \frac{\Delta E_U}{V} \quad (2.16)$$

Bu oran bizim iki seviye arasındaki karışımın ne oranda olduğunu gösteren değerdir. Burada küçük bir karışım parametresinin büyük bir karışım oranına sebep olacağını görmekteyiz. ΔE_u değeri karışmamış iki seviye arasındaki farkı göstermektedir. ΔE_u ve V değerleri enerji değeri olduğu için R birimsiz bulunmaktadır[4].

Ayrıca şekilde iki farklı notasyonda yazılmış enerji değerleri bulunmaktadır. E_1 ve E_I olarak tanımlanan iki enerji seviyesi o seviyenin sırasıyla saf ve karışmış seviyelerini içermektedir.

$$E_{II} - E_I = \Delta E_U \sqrt{1 + \frac{4}{R^2}} \quad (2.17)$$

Denklem 2.17'dan çıkarabilecek en önemli sonuç, $E_{II} - E_I$ arasındaki fark ne kadar küçükse, bantlar arasındaki karışımın o kadar fazla olacağını görmekteyiz.

2.4.2 Bantlar Arasındaki Karışım

Deforme çekirdeklerde bantlar arası seviye geçişlerinde saf bir geçişten bahsetmemiz zor olmaktadır. Nükleer yapı içinde temel seviye bandı dışındaki tüm uyarılmış bantların bir yarı ömrü vardır ve her bir bandın yarı ömrü bize o bandın seviyeleri arasındaki enerji aralığını ifade eder. Bantlar arasındaki karışımı bulurken, bantlar arasındaki geçişlerin dalga fonksiyonlarına bakılmalıdır. İncelediğimiz bantlar ; β bandı ve temel seviye bandı olduğu için, karışıma uğrayan dalga fonksiyonlarını Ψ_g ve Ψ_β olarak belirliyoruz. ϕ_g ve ϕ_β de karışıma uğramayan dalga fonksiyonları şeklinde bir notasyonla gösterirsek denklem (2.18) elde ederiz[4].

$$\Psi_g = \phi_g - \varepsilon_\beta(J)\phi_\beta \quad \Psi_\beta = \varepsilon_\beta(J)\phi_g + \phi_\beta \quad (2.18)$$

$\varepsilon_\beta(J)$ küçük karışım genliği olarak verilen bir parametredir. Bu parametrenin spinden bağımsız ve spine bağımlı kısımları bir arada yazılırsa denklem (2.19) elde ederiz.

$$\varepsilon_\beta = \sqrt{2} \varepsilon_\beta f_\beta(J) \quad (2.19)$$

$f_\beta(J)$ dediğimiz ifade spine bağımlı olan bir yapıdır ve değeri de $f_\beta(J) = J(J + 1)$ olarak bulunur ve buradan da görüleceği gibi yüksek spin içeren seviyelerde karışım oranının daha büyük olacağını görmekteyiz [4].

Herhangi bir $B(E2)$ değerini karışımın olduğu bant durumlarına göre yazarsak,

$$B(E2: J_0 \rightarrow J_g) = B_0(E2) [1 + Z_\beta F_\beta(J_\beta, J_g)] \quad (2.20)$$

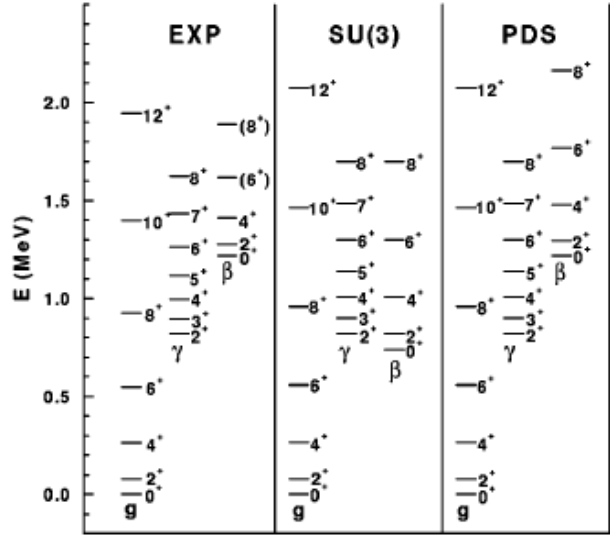
$B_0(E2)$ karışıma uğramamış olan E2 dallanma oranı Z_β çekirdekler için karışım parametresi değeridir.

Bu nedenle bantlararası yapılan seviye geçişlerinde başka seviyelerden katkı gelebileceğini düşünerek, her seviye geçişinde karışım parametreleri de kullanılır.

2.5 KISMİ DİNAMİK SİMETRİLER

Deforme çekirdeklerde nükleer yapıyı açıklamak için kullanılan bir diğer yöntemde dinamik simetridir. Etkileşen bozon modeline göre eksensel olarak dönen çekirdekler için SU (3) (eksensel simetrik deforme çekirdekler) dinamik simetrisi bulunmaktadır. Şekil 2.10'da gösterildiği gibi SU (3) simetrisi temel seviye bandı ve ilk uyarılmış düzey bantları olarak β ve γ bandı içermektedir. Bu β ve γ bantları arasındaki dejenerelik (bozulmuş, saflığını kaybetmiş) SU (3) için karakteristik bir özelliktir. SU (3) simetrisi sadece β ve γ bandındaki dejenere olma kısmını açıklamaz aynı zamanda bir çok simetri değişimi durumunu da açıklar [7]. SU (3) simetrisi için gözlemlenen en dikkat çekici özellik farklı bantların aynı seviyelerinin aynı durumda bulunmasıdır. Örnek verilecek olursa Şekil 2.10'da SU (3) simetrisi kısmında β ve γ bantlarının 2^+ , 4^+ ve 6^+ enerji seviyelerinin aynı enerjide bulunmasıdır.

SU (3) simetrisi de diğer deforme çekirdeklerin aksine β bandını γ bandının alt kısmında göstermektedir [8].



Şekil 2.10: ^{168}Er çekirdeği için deneysel gözlemlenen verilerle SU(3) ve PDS modellerinin karşılaştırılması.

Kısmi dinamik simetri diye tanımlanan PDS, temel olarak SU(3) simetrisini içerir. Ancak bazı farklılıklar içerir. Bunlardan ilk bant seviyelerinin yerleridir. SU(3) simetrisinde β bantı γ bandından daha aşağıda bulunurken, PDS ise deneysel verilere uygun olarak β bantı ve γ bandını tanımlar. PDS, SU(3) simetrisine benzeyen ama bazı noktalarda ayrılan bir dinamik simetridir.

PDS modeli Alaga kuralları gibi tüm çekirdekler için değişmez bir oran değildir. Ayrıca Alaga kuralları deforme çekirdekler içinde bantlararası olan tüm geçişlerin saf (karışıma uğramamış) olduğu ilkesiyle hazırlanmıştır. PDS için bu durum söz konusu değildir. PDS bize bantlar arası geçişler sırasında bantların karışıma uğradığı belirtir. Bu yüzden ALAGA kurallarında bantlar arasındaki seviye geçişlerinde sabit katsayılar kullanılırken, PDS`de çekirdekteki valans nükleon sayısı değiştiğinde, PDS`in bantlararası seviye geçiş katsayıları da değişmektedir.

3. MALZEME VE YÖNTEM

3.1. ÇEKİRDEKLERİN B(E2) HESAPLAMALARI

İncelediğimiz çekirdekler temel olarak nadir toprak elementleri bölgesindeki çift-çift çekirdeklerdir. Çalışmamızda ilk olarak çekirdekleri valans nükleon sayılarına göre gruptandırdık. N_{BOZON} sayısı olarak adlandırılan valans nükleon sayısı çekirdek içerisindeki kor dışında bulunan proton ve nötron sayılarının ortalamasıyla bulunur. Bu tez çalışmamızda $N_{BOZON} = 16$ ve $N_{BOZON} = 15$ olan çekirdekleri inceledik. Çalışmamızda olan çekirdeklerin temel seviye bandındaki gama enerji değerlerine, geçiş karakterlerine (E2,M1) ve bu geçişlerin şiddet (intensity) değerleri NNDC (National Nuclear Data Center) web sitesini kaynak olarak kullandık[5].

Beta bandından (K=0) temel seviye bandına geçişlerin değerlerini gözlenebilir olması bakımından 2^+ , 4^+ , 6^+ β bandı seviye enerjilerinden; 0^+ , 2^+ , 4^+ , 6^+ , 8^+ temel seviye bantlarına geçişler incelendi. Geçiş olasılığı yüksek olan ve incelediğimiz bantlar arası(beta bandından temel seviye bandına olan) tüm geçişler için rölatif B(E2) değerleri aşağıdaki denklemdeki gibi hesaplanır.

$$B(E2) = \frac{I(E2)}{\left(\frac{E_{gama}}{1000}\right)^5} \quad (3.1)$$

I(E2) değerleri E2 değerlerinin geçiş şiddetini belirlemektedir. E_{gama} değerleri ise incelediğimiz çift-çift çekirdeklerde beta bandından temel seviye bandına dökülen gama enerji değerleridir. NNDC'de verilen E_{gama} değerleri keV mertebesinde olduğu için biz bu enerji değerini formül üzerinden MeV mertebesine yükselttik.

Bu çalışmamızda deneysel olarak gözlemlenmiş 0^+ , 2^+ , 4^+ , 6^+ beta bandındaki enerji seviyelerini ve bu seviyelerden temel seviye bandına dökülen E_{gama} değerlerini inceledik. Örnek olarak $^{168}_{68}\text{Er}$ çekirdeği için 2^+ bandından, deneysel verilerin varlığı ve yokluğu göz önüne alınarak 4^+ , 2^+ , 0^+ temel seviye bandına geçişlerini inceledik.

$^{168}_{68}\text{Er}$	J_{initial}	J_{final}	Geçiş karakterleri	Geçiş Şiddeti I(E2)	Norm Rölatif B(E2)
	2_{β}^{+}	0_g^{+}	E2	54 ± 7	$16,9 \pm 2,2$
	2_{β}^{+}	2_g^{+}	M1+ E2+(E0)	55 ± 3	$<23,7$
	2_{β}^{+}	4_g^{+}	E2	100 ± 4	100

Tablo 3.1: ^{168}Er çekirdeğinin 2_{β}^{+} seviyesinden temel seviye bandına olan geçiş karakterlerinin incelenmesi. Geçiş karakterleri ve geçiş şiddetleri NNDC`den alınmıştır.

Tablo 3.1`de ^{168}Er çekirdeği için deneysel geçiş şiddetleri ile denklem 3.1 de gösterildiği gibi rölatif B(E2) değerleri bulunmuştur. İncelediğimiz geçişlerde B(E2)`yi hesaplarken sadece I(E2) değerlerine bakmamız gerekir. Ancak tablodan da görüldüğü üzere 2_{β}^{+} seviyesinden 2_g^{+} geçiş karakteri E2+M1+E0 karakterini içermektedir. M1 ve E2 karakterlerini delta değeri ile birbirinden ayırabiliriz ancak geçiş E0 karakteri de içerdiği için hesapladığımız rölatif B(E2) değerlerine limit koyduk.

Bu örnekteki $J - J$ geçişi için spin ve parite değişimi bize gösteriyor ki, içerisinde çoklu geçiş durumu barındırmaktadır. Bu da bulacağımız B(E2) değerlerinin içeriğini değiştirdiğini gözlemlemekteyiz. Bu durum bizi sadece E2 değerinin arayışına yönlendirir. Çoklu geçiş durumuna sahip çekirdekler için delta değeri çekirdeklerin içerisindeki M1 ve E2 karakterinin geçiş içerisindeki bulunma oranlarını vermektedir. Eğer bir geçiş, geçiş karakteri olarak sadece M1 ve E2 içeriyorsa çekirdeklerin delta değeri ile geçiş şiddeti arasındaki bağıntıdan sadece E2 geçiş şiddeti hesaplanabilir.

$$I(E2) = I_{\text{tot}} * \frac{\sigma^2}{1 + \sigma^2} \quad (3.2)$$

$^{180}_{72}\text{Hf}$

J_{initial}	J_{final}	Geçiş karakterleri	I_{TOT}	δ	$I(E2)$
2_{β}^{+}	2_g^{+}	M1+E2	100 ± 7	$-0,3 \pm 0,4$	$8,26 \pm 1,4$

Tablo 3.2: ^{180}Hf çekirdeğinin deneysel E_{γ} , ($2_{\beta}^{+} \rightarrow 2_g^{+}$) geçiş değerlerinin bulunması.

$^{180}_{72}\text{Hf}$ çekirdeğinin toplam geçiş şiddeti değerinden denklem (3.2) kullanılarak E2 geçiş şiddetinin hesaplanmasını bulduk. Bu hesaplama sadece geçiş karakteri E2 ve M1 içeren geçişleri içermektedir. Delta değeri ne kadar küçük olursa bu geçişin içeriğinin E2 oranının daha az, M1 karakterinin daha baskın olduğu görülmektedir.

3.2 ÇEKİRDEĞİN B(E2) DEĞERLERİ

İncelediğimiz çift-çift çekirdeklerin özelliklerini anlamak için seviyeler arasındaki enerji değerleri ve geçiş karakterleri önemli yer tutmaktadır. Çift-çift deforme çekirdekte geçiş yapılan seviyeler arasında spin parite değişiminden dolayı gözlenen en güçlü geçiş karakteri E2 olduğu için, çekirdeklerin yaptıkları E2 geçişi çekirdekler için karşılaştırılabilir bir özelliktir. B(E2) elektrik kuadropol dallanma oranları bize çekirdek yapısı hakkında bilgi verecektir.[4]

$$B(E2: J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_f + 1} \langle \Psi_f | E2 | \Psi_i \rangle^2 \quad (3.3)$$

Denklem 3.3'te B(E2) oranları ilk seviye olarak adlandırılan J_i ve geçiş yaptığı son seviye J_f olarak tanımlanır.

B(E2) değerleri kuadropol momentlerle de ilişkilidir. Gözlemlenebilir kuadropol moment Q ile tanımlanır.

$$Q = Q_0 \frac{3K^2 - J(J + 1)}{(J + 1)(2J + 3)} \quad (3.4)$$

J ve K değerleri rotasyonel çekirdekler için şekil özellikleri değiştiren parametrelerdir. Buna bağlı olarak B(E2) değerlerini kuadropol momente bağlı bir formülle gösterebiliriz.

$$B(E2: J_i \rightarrow J_f) = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 \langle J_i K 2 0 | J_f K \rangle^2 \quad (3.5)$$

Burdaki J_i ve J_f değerlerinin farklı olması halinde Clebsch-Gordon katsayıları ile belirlenen son kısmın sıfır olacağı için spin artan yada spin azalan geçişlerde B(E2) değerlerinin sadece kuadropol momentle ilişkili olduğu sonucunu da çıkartırız.[4]

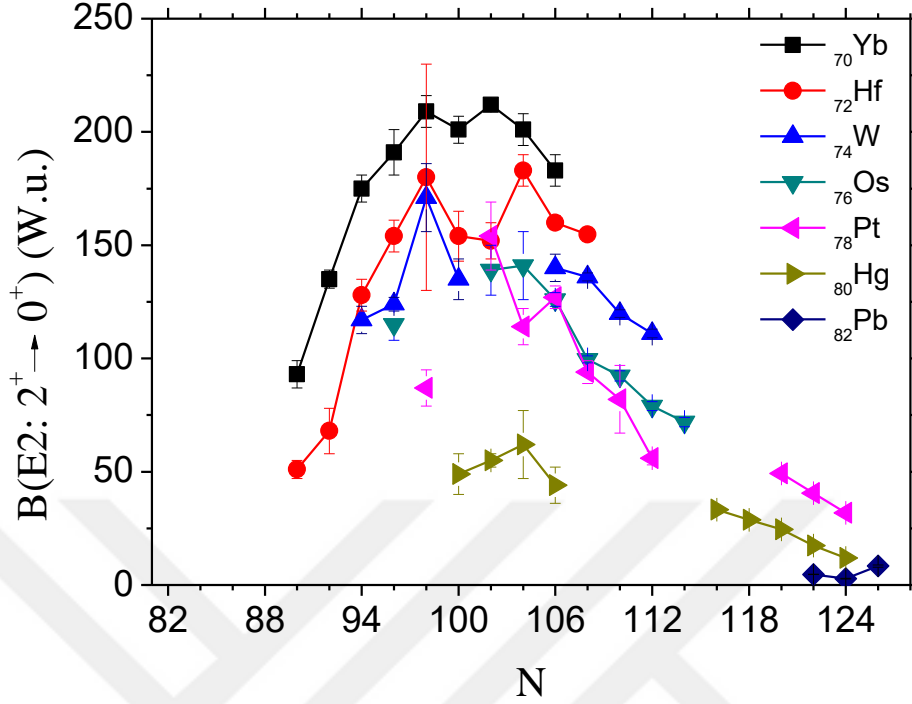
$$B(E2: 2^+ \rightarrow 0^+) = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 \quad (3.6)$$

Hesapladığımız B(E2) değerleri $e^2 b^2$ birimi W.u. (Weisskopf birimi) ile ilişkilendirilebilir. W.u. tek parçacık geçişi için kullanılır.

$$B(E2)W.u. = 5,94 * 10^{-6} * A^{\frac{4}{3}} * B(E2)e^2 b^2 \quad (3.7)$$

Denklem 3.7 de e birimi elektronun yükü b barn olarak tanımlanır ve çekirdekler için alan birimi olarak kullanılır.

B(E2) değerlerinin incelediğimiz bir diğer durum çekirdeklerin valans nükleon sayısı arttıka B(E2) değerlerindeki değişim sihirli sayılar adını verdiğimiz nükleon sayılarının varlığını ispatlayan durumlardan biridir.



Şekil 3.1: $Z=70-82$ bölgesi için $B(E2: 2^+ \rightarrow 0^+)$ değerlerinin nötron sayısına bağlı değişimi verilmiştir.

Şekil 3.1`de ^{70}Yb , ^{72}Hf , ^{74}W , ^{76}Os , ^{78}Pt , ^{80}Hg , ^{82}Pb için nötron sayısına bağlı olarak $N=90-126$ için $B(E2)$ değerlerini inceledik. Burdaki değişimin en dikkat çekici noktası $N=98$ ve $N=104$ bölgesindeki artıştır. İncelediğimiz nötron bölgesi sihirli sayı bölgesi olarak 82 ile 126 arasında bulunuyor. Bu iki kabuk arasında $N=104$ orta kabuk bölgesindeki artış bize kapalı kabuktan orta kabuğa geçişte çekirdeğin valans nükleon sayısının artması bunun sonucunda çekirdeklerin küresellikten uzaklaşması ve deforme olduğunun göstergesidir. $N=104$ `ten sonra $B(E2)$ değerlerinin azalması nötron bölgesinde kapalı kabuğa doğru geçişinden kaynaklanan bir durumdur.

Bu grafikte bir diğer değişim ise ^{82}Pb çekirdeğinin $N=120-126$ bölgesindeki $B(E2)$ değerlerinin diğer değerlere oranla çok düşük olmasıdır. ^{82}Pb çekirdeğinin proton sayısı 82 olduğu için sihirli sayıdır. Aynı zamanda incelediğimiz nötron bölgesindeki 126 sayısı da sihirli sayıdır. Bu durumda çift sihirli diye tanımlanan (double magic) durumudur. Bu durumda bize çekirdeğin kapalı kabukta bulunduğu zaman $B(E2)$ değerlerinin az olması seviyeler arasında geçişin çok az olduğunu gösterir.

B(E2) oranlarının yanısıra çekirdeğin genel olarak özelliklerini belirlemek için, $R_{4/2}$ değerlerine bakılabilir.

$$R_{4/2} = \frac{E(4^+)}{E(2^+)} \quad (3.5)$$

E diye tanımladığımız gama enerji değerleri çekirdeklerin temel seviye bandına ilk uyarılmış 4^+ dan ilk uyarılmış 2^+ ya olan oranlarıdır. Bu çekirdekler için farklılık gösterir. Küresel şekle sahip kapalı kabukta $R_{4/2}=2.0$ civarındadır. Vibrasyonel hareket yapan çekirdeklerde $R_{4/2}= 2.22$ iken rotasyonel hareket yapan deforme çekirdekler için $R_{4/2}=3.33$ tür. $R_{4/2}$ dağılımına bakacak olursak, B(E2) dağılımına benzer bir dağılım gözlenir. Orta kabuk bölgesine doğru yaklaşırken (N=104) bölgesi çekirdek deformasyonu arttığı için rotasyonel hareket göstermektedir. Orta kabuktan kapalı kabuğa geçişte çekirdek vibrasyonel yapıya ardından küresel kabuk modeline geçiş yapar. Ayrıca bu çekirdeklerin E2 seviye yönelimi B(E2) yönelimi zıt bir durumda bulunacaktır. Düşük B(E2) yüksek E2 değerine ; yüksek B(E2) değeri düşük E2 değeri olarak karşımıza çıkacaktır.

4. BULGULAR

4.1. DENEYSEL B(E2), PDS, ALAGA DEĞERLERİNİN KARŞILAŞTIRILMASI

β bandından temel seviye bandına dökülen E2 geçişleri için hesapladığımız B(E2) değerleri ile deforme çekirdekler için oluşturulan ALAGA ve PDS değerlerini karşılaştırdık.

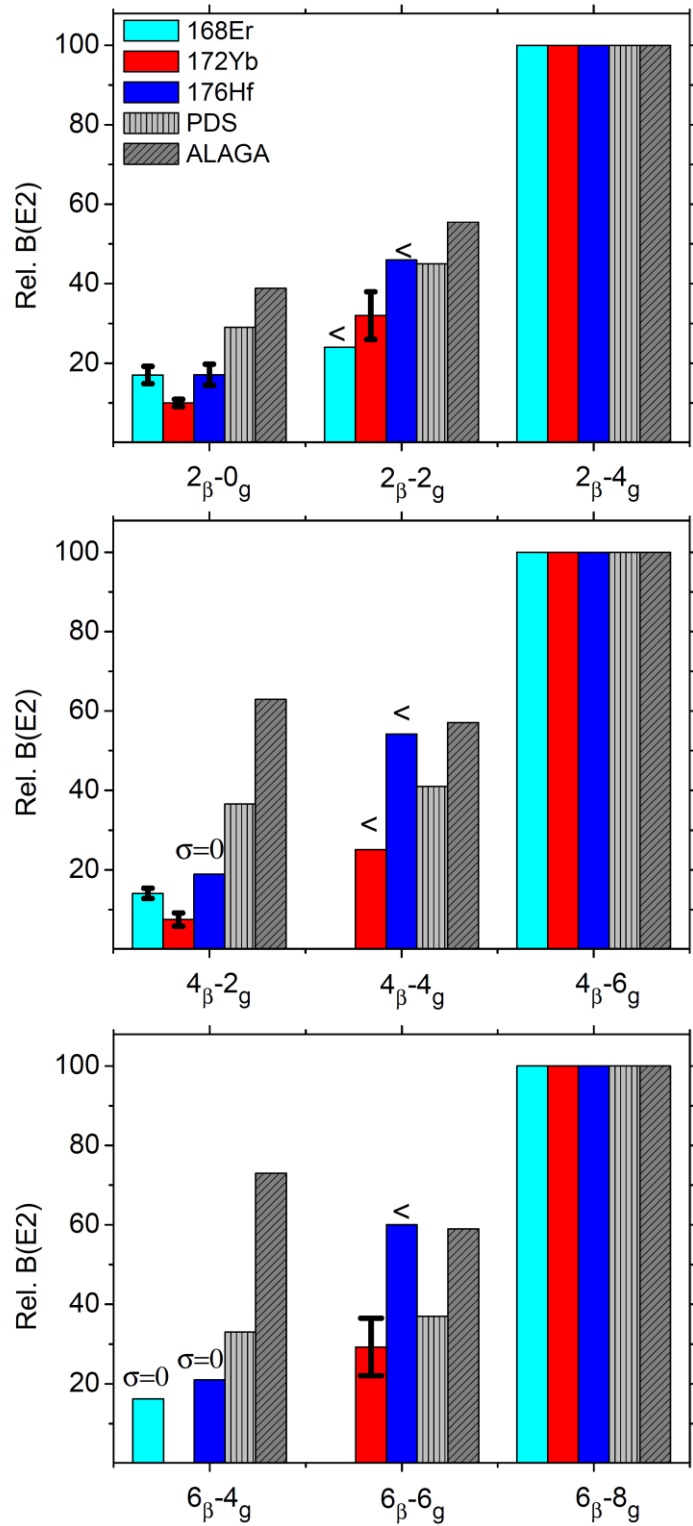
Şekil 4.1'de $N_{\text{BOZON}}=16$ sayısına sahip bazı deforme çekirdekler için, ($^{168}_{68}\text{Er}$, $^{172}_{72}\text{Yb}$, $^{176}_{72}\text{Hf}$), 2_{β}^{+} bandından temel seviye bantları 0_{g}^{+} , 2_{g}^{+} , 4_{g}^{+} seviyelerinde meydana gelen B(E2) dallanma oranları ile deforme çekirdeklere E2 geçişleri için oluşturulmuş ALAGA kuralları ve yine deforme çekirdekler için oluşturulmuş dinamik simetrilere PDS değerleri ile karşılaştırılmıştır.

Bu grafikte $2_{\beta}^{+} \rightarrow 0_{g}^{+}$ seviyesine bakılacak olursa her üç çekirdek içinde rölatif B(E2) değerlerinin PDS ve Alaga'dan daha küçük olduğunu gözlemliyoruz. Ayrıca $^{172}_{72}\text{Yb}$ çekirdeğinin diğer iki çekirdeğe oranla B(E2) değerinin daha düşük olduğu gözlemliyoruz. $2_{\beta}^{+} \rightarrow 2_{g}^{+}$ geçişi için B(E2) değerlerinde $^{168}_{68}\text{Er}$ ve $^{176}_{72}\text{Hf}$ çekirdekleri için "<" işareti kullandık. Bunun sebebi ise, bu geçiş içerisinde saf olarak E2 geçişi içermediği için ve biz bunu yaptığımız hesaplamalar sonucunda sadece E0 ve E2 geçişi içerdiği için bulduğumuz B(E2) değerini en üst limit olarak belirttik. Bu geçişte en çok göze çarpan durum ise $^{176}_{72}\text{Hf}$ çekirdeğinin PDS değeriyle uyumlu olduğunun gözlemliyoruz. Ama unutmamamız gereken bir diğer durum ise bu çekirdeğin B(E2) değerinin limitinin olmasıdır. $2_{\beta}^{+} \rightarrow 4_{g}^{+}$ geçişi için tüm değerlerde (ALAGA, PDS, B(E2)) 100'e normalize edildiği için herhangi bir karşılaştırma yapılması söz konusu değildir.

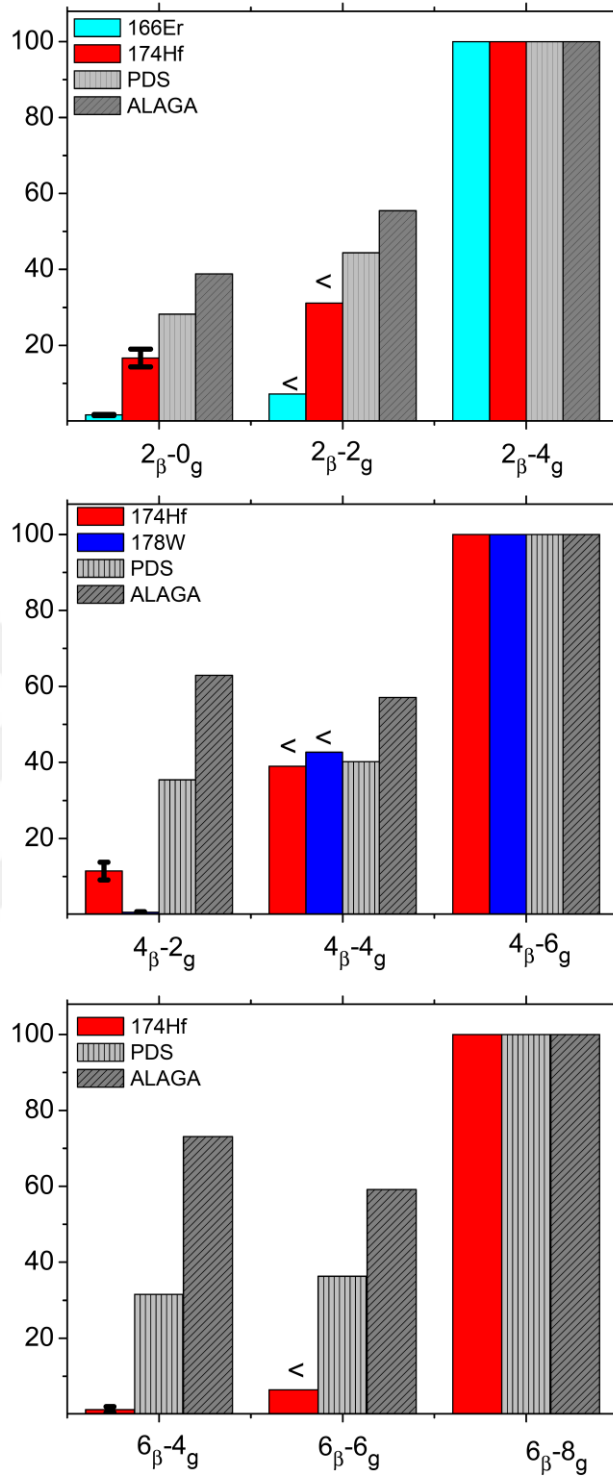
$N_{\text{BOZON}}=16$ 'da bulunan çekirdekler için, 4_{β} 'dan temel seviye bantlarına olan geçişlere 2_{g}^{+} , 4_{g}^{+} , 6_{g}^{+} seviyelerine olan geçişleri incelediğimizde $4_{\beta}^{+} \rightarrow 2_{g}^{+}$ seviye geçişinin tıpkı daha önceki $2_{\beta}^{+} \rightarrow 0_{g}^{+}$ geçişinde olduğu gibi çekirdekler arasında aynı dağılımı gösterdiğini görüyoruz. Bu geçişteki tek fark $^{176}_{72}\text{Hf}$ çekirdeğinin üzerindeki " $\sigma = 0$ " sembolüdür. Bu sembolde bu geçiş için gözlemlenen geçiş şiddetinin bir hata payının olmamasıdır. $4_{\beta}^{+} \rightarrow 4_{g}^{+}$ seviyesinde tıpkı $2_{\beta}^{+} \rightarrow 2_{g}^{+}$ geçişinde olduğu gibi yine $^{176}_{72}\text{Hf}$ çekirdeğinin B(E2) değerinin bu sefer ALAGA ile uyumlu olduğunu gözlemliyoruz. Yine

dikkat etmemiz gereken nokta ise, bu B(E2) değerinin de içerisinde barındırdığı E0 ve M1 karakterinden dolayı limit koymuş olmamızdır.

$N_{\text{BOZON}}=16$ 'da bulunan çekirdekler için 6_{β}^{+} bandından 4_g^{+} , 6_g^{+} , 8_g^{+} seviyeleri için geçişleri incelersek, $6_{\beta}^{+} \rightarrow 4_g^{+}$ geçişinin tıpkı diğer geçişlerde olduğu gibi ($2_{\beta}^{+} \rightarrow 0_g^{+}$ ve $4_{\beta}^{+} \rightarrow 2_g^{+}$) aynı dağılımı gösterdiğini gözlemliyoruz. Diğer iki geçişte ayıran özelliklerden biri, $^{172}_{72}\text{Yb}$ çekirdeğinin $6_{\beta}^{+} \rightarrow 4_g^{+}$ gözlenebilir bir geçişinin olmayışıdır[5]. Bir diğer özellik ise bu geçişte yer alan her iki çekirdeğin ($^{176}_{72}\text{Hf}$, $^{168}_{68}\text{Er}$) çekirdeklerinin deneysel olarak gözlemlenen geçiş şiddetinin hata payının olmaması sonucu rölatif B(E2) değerlerinin de hata payının olmamasıdır. $6_{\beta}^{+} \rightarrow 6_g^{+}$ seviyesinde $^{168}_{68}\text{Er}$ çekirdeğinin deneysel olarak geçişi gözlenmezken, $^{176}_{72}\text{Hf}$ çekirdeğinin daha önceki $J - J$ geçişlerinde olduğu gibi ALAGA'ya uyumlu hatta biraz daha fazla olduğunu söylemek mümkündür. Yine unutulmaması gereken nokta bu geçişin limitli oluşudur. Diğer göze çarpan durum ise $^{172}_{72}\text{Yb}$ çekirdeğinin $6_{\beta}^{+} \rightarrow 6_g^{+}$ geçişi için hata payıyla birlikte karşılaştırıldığında PDS değerine uyumlu olduğu gözlenmiştir.



Şekil 4.1: $N_B=16$ 'da bulunan çekirdekler için; 2_{β}^+ bandından temel seviye bandına olan geçişler için (üst), 4_{β}^+ bandından temel seviye bandına olan geçişler için (orta), 6_{β}^+ temel seviye bandına olan geçişler için (alt) rölatif B(E2), ALAGA, PDS karşılaştırılması.



Şekil 4.2: N_B=15'da bulunan çekirdekler için; 2_β⁺ bandından temel seviye bandına olan geçişler için (üst), 4_β⁺ bandından temel seviye bandına olan geçişler için (orta), 6_β⁺ temel seviye bandına olan geçişler için (alt) rölatif B(E2), ALAGA, PDS karşılaştırılması.

$N_B=15$ için incelediğimiz çekirdekler $^{166}_{68}Er$, $^{174}_{72}Hf$ ve $^{178}_{74}W$ dir. Bu grafikte $2^+_{\beta} \rightarrow 0^+_g$ geçişine bakacak olursak; $^{166}_{68}Er$ çekirdeğinin değerinin çok az olduğunu gözlemleyebiliriz. $^{174}_{72}Hf$ için aynı geçişe bakacak olursak, burdaki değer hem ALAGA hemde PDS'e daha yakın olduğunu söyleyebiliriz. $2^+_{\beta} \rightarrow 2^+_g$ geçişine bakacak olursak, yine benzer bir durumla karşılaşyoruz. $^{166}_{68}Er$ çekirdeğinde değerinin olabilecek en üst limit değerinin PDS ve ALAGA'ya göre daha az olduğunu gözlemliyoruz. $^{174}_{72}Hf$ çekirdeği için ise PDS değerine daha uyumlu olduğunu söylememiz mümkündür.

$N_B=15$ bulunan çekirdekler için 4^+_{β} dan, 2^+_g , 4^+_g , 6^+_g temel seviye bandına olan geçişlerini incelerken, $4^+_{\beta} \rightarrow 2^+_g$ geçişinde $^{178}_{74}W$ çekirdeğinin değerinin çok düşük olduğunu görüyoruz. $^{174}_{72}Hf$ değerinin $^{178}_{74}W$ çekirdeği ile karşılaştırıldığında, $B(E2)$ değerinin daha yüksek olduğunu gözlemleyebiliyoruz. $4^+_{\beta} \rightarrow 4^+_g$ geçişine bakılacak olursa burada gayet çarpıcı bir sonuca ulaşıyoruz. Her iki çekirdeğin $B(E2)$ değeri PDS değerine çok yakın hatta $^{178}_{74}W$ çekirdeğinin PDS değerinden fazla olduğunu söylemek mümkündür. Tabi ki burdaki en önemli nokta bu geçiş değerlerine konulan $J - J$ geçişinden kaynaklanan üst limit sınırıdır. Her iki çekirdek içinde aldıkları $B(E2)$ değerlerinin en üst noktası grafikte gösterildiği gibidir.

$N_B=15$ için 6^+_{β} dan 4^+_g , 6^+_g , 8^+_g temel seviye bandına geçişini incelediğimiz çekirdek $^{174}_{72}Hf$ dir. $6^+_{\beta} \rightarrow 4^+_g$ geçişi için çekirdeğin $B(E2)$ değerinin kullandığımız modellere göre daha düşük olduğunu gözlemliyoruz. $6^+_{\beta} \rightarrow 6^+_g$ geçişi için, hesaplanan rölatif $B(E2)$ değerinin PDS ve ALAGA değerlerine çok yaklaşmadığını gözlemliyoruz.

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

İncelediğimiz çekirdeklerde ALAGA ve PDS oranları ile deneysel olarak gözlemlenmiş rölatif B(E2) değerleri karşılaştırılmıştır. Çekirdekleri $2_{\beta}^{+}, 4_{\beta}^{+}$ ve 6_{β}^{+} beta bandı enerji seviyelerinden temel seviye bandına olan E2 geçişleri incelenmiştir.

Referans [7]' de PDS modelindeki rölatif B(E2) değerleri , gama bandı ve temel seviye bandı arası gama geçişlerinin rölatif B(E2) değerleri için karşılaştırılmıştır. Bu çalışma sonrası beta bandı ile temel seviye bandının incelenmesi yayını inceleyen hakem tarafından önerilmiştir. Bu da bu tez çalışmasının çıkış noktası olmuştur. PDS modelinde gama- temel seviye bandı arasında hiçbir şekilde karışım yokken, geri kalan bütün bantlar arasında (beta-temel seviye bantları dahil) karışım vardır.

Beta bandından temel seviye bandına olan E2 geçişlerinde rölatif B(E2) değerlerinin PDS modelinin ALAGA'dan daha düşük seviyeler olduğu ilk kez bu tez çalışmasında gösterilmiştir. PDS modelinin ALAGA kurallarından farklı tek sebebi pds modelinde bozon sayısının etkili olmasıdır. (ALAGA kurallarında bantlar arası seviye değişimlerinde karışım olmadığı ve bozon sayısına bağlı olarak değişmediği i.in tüm deforme çekirdeklerde aynı değerler kullanılır).

Elde edilen şekillerde spini azalan geçişlerde $2_{\beta}^{+} \rightarrow 0_{g}^{+}, 4_{\beta}^{+} \rightarrow 2_{g}^{+}$ ve $6_{\beta}^{+} \rightarrow 4_{g}^{+}$ geçişinde B(E2) değerlerinin PDS ve ALAGA'ya göre genellikle daha düşük seviyelerde kaldığını gözlemledik. Bunun aksine J-J geçişleri olarak tanımlanan $2_{\beta}^{+} \rightarrow 2_{g}^{+}, 4_{\beta}^{+} \rightarrow 4_{g}^{+}$ ve $6_{\beta}^{+} \rightarrow 6_{g}^{+}$ geçişlerinin B(E2) değerleri PDS ve ALAGA ile karşılaştırıldığında daha yakın seviyeler bulunduğu gözlemlendi. Bunun nedeni ise J-J yapısında çoklu geçiş karakteri barındırdığı için, B(E2) değerleri bazı durumlarda ($^{178}_{74}W-4_{\beta}^{+} \rightarrow 4_{g}^{+}$ geçişi için, $^{176}_{72}Hf$ $6_{\beta}^{+} \rightarrow 6_{g}^{+}$ geçişi) PDS ve ALAGA` dan daha büyük çıkmıştır.

Beta bandından temel seviye bandına olan gama geçişlerinin deneysel olarak yeterli derecede gözlenmemiş olması bu çalışmanın kesin sonuçlandırılmasını etkilemiştir. Öncelikle pds modelinin beta-temel seviye bantları arasında ne kadar çalışıp çalışmadığını anlamak daha fazla deneysel verinin elde edilmesinden geçmektedir. Bu konuda çalışmalar tartışma aşamasındadır. Ek olarak beta -temel seviye bantları arasında

tanımlanan karışım parametrelerinin hesaplanması ve beta bandı için daha geniş sonuçlar elde edilmesi planmaktadır.



KAYNAKLAR

- [1].Kenneth S. Krane, Nükleer Fizik 1.Cilt.
- [2].İleri Nükleer Fizik 2, Prof. Dr. Harun Reşit Yazar.
- [3].R. Burcu Çakırlı, Valans proton nötron etkileşmelerinin atomik çekirdeklerdeki etkilerinin araştırılması, Doktora Tezi, Haziran 2009.
- [4].Richard F. Casten, Nuclear Structure From A Simple Perspective.
- [5].NNDC, National Nuclear Data Center.
- [7]. R.F. Casten, R. Burcu Çakırlı, K.Blaum, A.Couture Evidence of Partical Dynamical Symmetries in Atomic Nuclei PhysRevLett.113. 112501
- [8]. A.Leviatan Partial Dynamical Symmetry in Deformed Nuclei, June 1996.

EKLER

EK 1. $N_{\text{BOZON}}=16$ için deneysel olarak hesaplanan B(E2), PDS, ALAGA değerlerinin karşılaştırılması

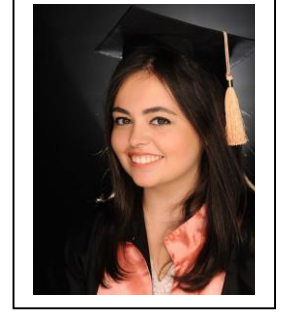
ÇEKİRDEK ($N_{\text{BOZON}}=16$)	J_{initial}	J_{final}	Rölatif B(E2)	PDS	ALAGA
$^{168}_{68}\text{Er}$	2_{β}^{+}	0_g^{+}	$16,9 \pm 2,2$	29	39
		2_g^{+}	$<23,7$	45	56
		4_g^{+}	100	100	100
	4_{β}^{+}	2_g^{+}	$14,1 \pm 1,3$	37	63
		6_g^{+}	100	100	100
	6_{β}^{+}	4_g^{+}	16,2	33	73
$^{172}_{72}\text{Yb}$	2_{β}^{+}	0_g^{+}	$9,6 \pm 0,9$	29	39
		2_g^{+}	$31,6 \pm 6,1$	45	56
		4_g^{+}	100	100	100
	4_{β}^{+}	2_g^{+}	$7,5 \pm 1,7$	37	63
		4_g^{+}	$<25,1$	41	57
	6_g^{+}	100	100	100	
6_{β}^{+}	6_g^{+}	$29,2 \pm 7,2$	37	59	
	8_g^{+}	100	100	100	
$^{176}_{72}\text{Hf}$	2_{β}^{+}	0_g^{+}	$17,1 \pm 2,7$	29	39
		2_g^{+}	$<45,9$	45	56
		4_g^{+}	100	100	100
	4_{β}^{+}	2_g^{+}	18,9	37	63
		4_g^{+}	$<54,2$	41	57
		6_g^{+}	100	100	100
	6_{β}^{+}	4_g^{+}	21	33	73
		6_g^{+}	<60	37	59
		8_g^{+}	100	100	100

EK 2. $N_{\text{BOZON}}=15$ için deneysel olarak hesaplanan B(E2), PDS, ALAGA değerlerinin karşılaştırılması.

ÇEKİRDEK ($N_{\text{BOZON}}=15$)	J_{initial}	J_{final}	Rölatif B(E2)	PDS	ALAGA
$^{166}_{66}\text{Er}$	2_{β}^{+}	0_g^{+}	$1,6 \pm 0,2$	28	39
		2_g^{+}	$<7,2$	44	56
		4_g^{+}	100	100	100
$^{174}_{72}\text{Hf}$	2_{β}^{+}	0_g^{+}	$16,6 \pm 2,3$	28	39
		2_g^{+}	$<31,1$	44	56
		4_g^{+}	100	100	100
	4_{β}^{+}	2_g^{+}	$11,4 \pm 2,2$	35	63
		4_g^{+}	<39	40	57
		6_g^{+}	100	100	100
	6_{β}^{+}	4_g^{+}	$1,2 \pm 0,7$	32	73
		6_g^{+}	$<6,4$	36	59
		8_g^{+}	100	100	100
$^{178}_{74}\text{W}$	4_{β}^{+}	2_g^{+}	$0,57 \pm 0,1$	35	63
		4_g^{+}	$<42,7$	40	57
		6_g^{+}	100	100	100

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler



Adı Soyadı	ECEM ÇEVİK
Uyruğu	T.C.
Doğum tarihi, Yeri	28/01/1989, BAKIRKÖY
Telefon	05343645736
E-mail	ecemcevk@gmail.com

Eğitim

Derece	Kurum/Anabilim Dalı/Programı	Yılı
Yüksek Lisans	İ.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü/ Fizik Anabilim dalı / Nükleer Fizik	2016
Lisans	İstanbul Üniversitesi /Fen fakültesi/Fizik bölümü	2013
Lise	Suat Terimer (Bayrampaşa) Anadolu lisesi	2007