

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**NADİR TOPRAK DEFORME ÇEKİRDEKLERİNDE
KOLEKTİF DİPOL SEVİYELERİN ELEKTRİK VE
MANYETİK DİPOL ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

DOKTORA TEZİ

Hakan YAKUT

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Ali GULİYEV

Eylül 2009

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ


NADİR TOPRAK DEFORME ÇEKİRDEKLERİNDE
KOLEKTİF DİPOL SEVİYELERİN ELEKTRİK VE
MANYETİK DİPOL ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

DOKTORA TEZİ


Hakan YAKUT


Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK

Bu tez 10/09/2009 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Oybirliği ile kabul edilmiştir.


Prof. Dr. Elşen VELİ
Jüri Başkanı


Prof. Dr. Ali GULİYEV
Üye


Prof. Dr. Recep AKKAYA
Üye


Prof. Dr. Ali Osman AYDIN
Üye


Doç. Dr. Gültekin YEĞİN
Üye

TEŞEKKÜR

Lisansüstü çalışmalarımnda danışmanlığımı üstlenip, doktora konusunun belirlenmesinden, tamamlanmasına kadar geçen sürede çalışmalarımı titizlikle yönlendiren, bilgisini benimle her fırsatta paylaşan, emeğini esirgemeyen Sayın Hocam Prof. Dr. Ali GULİYEV'e teőekkürlerimi bir borç bilirim.

Katkı ve yardımlarından dolayı Prof. Dr. Recep AKKAYA'ya, Prof. Dr. Ali Osman AYDIN'a, Prof. Dr. Hüseyin Murat TÖTÖNCÖ'ye, Doç. Dr. Ekber GULİYEV'e, Doç. Dr. Mehmet BEKTAŞOğLU'na, Doç. Dr. Barış T. TONGUÇ'a, Yrd. Doç. Dr. Filiz ERTUğRAL'a, Arş. Gör. Zemine YILDIRIM'a ve çalışmalarım sırasında göstermiş oldukları anlayıştan dolayı mesai arkadaşlarım, Arş. Gör. Dr. Nagihan ÇAYLAK'a, Arş. Gör. Güldem ÜRER'e, Arş. Gör. Betöl KARAÇOBAN'a, Arş. Gör. B. Gazi YALÇIN'a ve Arş. Gör. Salih AKBULUT'a teşekkür ederim

Lisansüstü Ders Dönemi süresince engin bilgi ve tecrübelerinden istifade ettiğim ve desteklerini her zaman hissettiğim Fizik bölümünün bütün hocalarına teőekkürlerimi sunarım.

Sakarya Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Komisyon Başkanlığı'na 2007-50-02-002 nolu doktora tez projesi kapsamında verdiği destekten ötürü teşekkür ederim.

Ayrıca bugüne kadar bana maddi ve manevi her konuda destek veren ve dayanağım olan aileme sonsuz teşekkür ederim.

Hakan YAKUT

İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜR.....	ii
İÇİNDEKİLER	iii
SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ.....	vi
ŞEKİLLER LİSTESİ	viii
TABLolar LİSTESİ.....	x
ÖZET.....	xii
SUMMARY.....	xiii
BÖLÜM 1.	
GİRİŞ.....	1
BÖLÜM 2.	
NÜKLEER MODELLER VE MANYETİK DİPOL MOMENTLER.....	11
2.1. Deforme Çekirdeklerin Tek Parçacık modeli.....	11
2.1.1. Woods-Saxon potansiyeli.....	12
2.1.2. Manyetik moment operatörünün izovektör karakteri.....	15
2.2. Bağımsız Kuaziparçacıklar Modeli (Süperakışkan Model).....	16
2.3. Birleşik Nükleer Model (Kolektif Model).....	19
2.3.1. Kolektif modelde manyetik momentler.....	22
BÖLÜM 3.	
ÇİFT-ÇİFT DEFORME ÇEKİRDEKLERDE ELEKTRİK VE MANYETİK DİPOL UYARILMA SEVİYELERİNİN ÖZELLİKLERİ.....	25
3.1. Giriş.....	25
3.2. Dönme Değişmez Olmayan QRPA Modelinde Deforme Çekirdeklerin Spin-Titreşim Karakterli $I^\pi=1^+$ Seviyeleri.....	28

3.2.1. $I^\pi K = 1^+1$ seviyelerinin manyetik dipol geçiş ihtimali (B(M1)) ve enerji ağırlıklı toplam kuralı (EWSR).....	34
3.3. Manyetik Dipol Uyarılmalarının ($I^\pi=1^+$) Dönme Değişmez Modeli	36
3.3.1. 1^+ durumlarının manyetik dipol özellikleri.....	39
3.4. Öteleme ve Galileo Değişmez QRPA Modelinde Elektrik Dipol ($I^\pi=1^-$) Uyarılmaları.....	40
3.4.1. $I^\pi=1^-$ uyarılmalarının elektrik dipol özellikleri.....	42
3.4.2. Radyasyon kalınlığı.....	44
3.5. Çift-çift Deforme $^{160-164}\text{Dy}$ İzotoplarının Elektrik ve Manyetik Dipol Özelliklerinin Sayısal Hesaplamaları	47
BÖLÜM 4.	
ÇİFT-ÇİFT DEFORME ÇEKİRDEKLERDE $I^\pi K=1^+1$ SEVİYELERİNİN MANYETİK DİPOL MOMENTLERİ.....	60
4.1. $^{160-164}\text{Dy}$ İzotoplarının $I^\pi K = 1^+1$ Uyarılmalarının Manyetik Momentlerinin Sayısal Hesaplamaları.....	64
4.2. $^{150,152}\text{Nd}$, $^{152,154}\text{Sm}$ ve $^{172-176}\text{Yb}$ Çekirdeklerinin $I^\pi K = 1^+1$ Uyarılmalarının Manyetik Momentlerinin Sayısal Hesaplamaları...	68
BÖLÜM 5.	
TEK-A'LI NADİR TOPRAK ÇEKİRDEKLERİNİN MANYETİK DİPOL ÖZELLİKLERİ (K-P METODU).....	73
5.1. Giriş.....	73
5.2. Tamm-Dancoff Yaklaşımı (TDA) Çerçevesinde Tek-A'lı Çekirdeklerin Manyetik Özelliklerinin İncelenmesi.....	75
5.2.1. Spin polarizasyon ve tek-A'lı çekirdeklerin manyetik momentleri($K>1/2$).....	78
5.3. Tek-A'lı $^{167-179}\text{Lu}$ Çekirdeklerinin Manyetik Dipol Momentleri....	82
BÖLÜM 6.	
MANYETİK DİPOL MOMENTLERİN KUAZİPARÇACIK-FONON MODELİ.....	89

6.1. Giriş.....	89
6.2. Kuaziparçacık-Fonon Model (QPM) Çerçevesinde Tek-A'lı Çekirdeklerin Manyetik Özellikleri.....	89
6.2.1. Kuaziparçacık-Fonon modelde tek-A çekirdekleri için özdeğer problemi	91
6.2.2. Spin polarizasyon ve tek-A'lı çekirdeklerin manyetik momentleri ($K > 1/2$).....	96
6.3. Tek-A'lı $^{165-179}\text{Hf}$ Çekirdeklerinin Manyetik Momentlerinin Sayısal Hesaplamaları.....	98
BÖLÜM 7.	
SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	106
KAYNAKLAR.....	109
EKLER.....	118
ÖZGEÇMİŞ.....	126

SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ

A	: Kütle Numarası
$a^+(a)$: Parçacık üretme(yoketme) operatörü
$\alpha^+(\alpha)$: Kuaziparçacık üretme (yoketme) operatörü
β	: Çekirdeğin Deformasyon Parametresi
$B(E1)$: İndirgenmiş Elektrik Dipol Uyarılma İhtimali
$B(M1)$: İndirgenmiş Magnetik Dipol Uyarılma İhtimali
D_{MK}	: Wigner dönme fonksiyonu
Δ	: Gap Parametresi
δ	: Ortalama Alan Potansiyelinin Deformasyon Parametresi
$e_{eff.}$: Efektif Yük
g_s	: Spin jromanyetik faktörü
g_l	: Yörünge jromanyetik faktörü
g_s^{eff}	: Efektif spin jromanyetik faktörü
g_R	: Dönme jromanyetik faktörü
Hf	: Hafniyum
HS	: Harmonik Salıncı
I	: Spin
INS	: İnelastik Nötron Saçılma
IPAC	: İntegral Pertürbe Açısal Korelasyon
j	: Açısal Momentum
K	: Toplam Açısal Momentumun Simetri Eksenindeki İzdüşümü
Lu	: Lutesyum
λ	: Kimyasal Potansiyel
N	: Nötron Sayısı
Nd	: Neodymium
NRF	: Nükleer Rezonans Flüoresans

NRI	: Dönme Değişmez Olmayan
π	: Parite
RPA	: Rastgele Faz Yaklaşımı
R	: Nükleer yarıçap
RI	: Dönme Değişmez
$Q^+(Q)$: Fonon üretme(yoketme) operatörü
QRPA	: Kuaziparçacık Rastgele Faz Yaklaşımı
QPM	: Kuaziparçacık-Fonon Model
Sm	: Samarium
sqp	: Tek Kuazi parçacık
σ	: Spin Operatörü
μ	: Manyetik moment operatörü
τ	: İzotopik Spin Operatörü
TDA	: Tamm-Dancoff Yaklaşımı
TR	: Öteleme Değişmez Model
WS	: Woods-Saxon Potansiyeli
Yb	: Ytterbium
Z	: Atom Numarası

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 2.1.	Woods-Saxon (WS) (kalın düz çizgi) ve Harmonik Salımcı (HS) (kesikli çizgi) potansiyellerinin karşılaştırılması.	13
Şekil 2.2.	Küresel olmayan eksenel simetrik çekirdekteki açısai momentumların birbirleri ile ilişkileri.....	22
Şekil 3.1.	Makas Mod: Deforme proton yoğunluğu katkısının nötron katkısına karşı makasın açılıp kapanmasını andıran salınımlardır.	26
Şekil 3.2.	Bozunum genişliği ve spinin tanımlanması.....	45
Şekil 3.3.	B(M1) manyetik dipol (soldaki eksen) ve B(E1) elektrik dipol (sağdaki eksen) geçiş ihtimallerinin seviyelerin enerjisine göre dağılımı.....	50
Şekil 3.4.	^{160,162,164} Dy izotop zinciri çekirdeklerin K=1 durumları için 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan dipol güç kalınlığının deneysel değerlerle karşılaştırılması.....	57
Şekil 3.5.	¹⁶⁰⁻¹⁶⁴ Dy izotop zinciri çekirdekleri için I ^π K=1 ⁺ 1(0) ve 1 ⁻ 1(0) hallerinin enerji seviyeleri diyagramı.	58
Şekil 4.1.	¹⁶⁰ Dy çekirdeğinin 1 ⁺ 1 uyarılma seviyelerinin hesaplanan manyetik moment ve B(M1) değerlerinin enerjilerine göre değişimi.	67
Şekil 4.2.	¹⁷² Yb çekirdeğinin 1 ⁺ 1 uyarılma seviyelerinin hesaplanan manyetik moment ve B(M1) değerlerinin enerjilerine göre değişimi.....	71
Şekil 5.1.	¹⁷³ Lu çekirdeğinin taban hali için κ ve q parametrelerinin bir fonksiyonu olarak efektif g _s faktör grafiği.....	84
Şekil 5.2.	K-P Metodu ve tek-parçacık model hesaplamalarının deneysel g _K faktörler ile karşılaştırılması.....	86

Şekil 5.3.	TDA ve tek-parçacık model hesaplamalarının deneysel manyetik momentler ile karşılaştırılması.....	87
Şekil 6.1.	^{177}Hf çekirdeği için hesaplanan manyetik momentlerin, g_K ve g_s^{eff} faktörlerin nükleon-nükleon etkileşme parametreleri κ ve q 'nun bir fonksiyonu olarak gösterimi ve deneysel veri ile karşılaştırılması.....	101
Şekil 6.2.	Tek nötronlu $^{165-179}\text{Hf}$ izotoplarının QPM, K-P ve tek-parçacık model çerçevesinde hesaplanan manyetik moment değerlerinin uygun deneysel verilerle karşılaştırılması.....	103
Şekil 6.3.	^{177}Hf çekirdeği için QPM(TDA, QRPA) ve K-P hesaplamalarının deneysel manyetik momentler ile karşılaştırılması	104

TABLolar LİSTESİ

Tablo 3.1.	$^{160-164}\text{Dy}$ izotopları için δ_2 ve çift korelasyon parametreleri	48
Tablo 3.2.	İzovektör spin-spin kuvvetleri+izoskaler ve izovektör restorasyon kuvvetleri ilave edilmiş dönme değişmez hamiltoniyen kullanılarak hesaplanan ω_i , $B(M1)$, B_l/B_s oranı ve seviyelerin makas moda katkısının (Siz %) karşılaştırılması.....	54
Tablo 3.3.	Toplam $B(M1)$ ve $B(E1)$ güçlerinin 2-4 MeV enerji bölgesinde hesaplanan değerlerinin mevcut deneysel verilerle [21] karşılaştırılması.....	55
Tablo 3.4.	Çift-çift $^{160-164}\text{Dy}$ izotopları için 2÷4 MeV enerji aralığında hesaplanan toplam Γ_0 (meV) taban-hal M1 ve E1 dipol geçiş genişliklerinin birbiriyle ve deneysel verilerle karşılaştırılması...	56
Tablo 4.1.	$^{160,162,164}\text{Dy}$ çekirdeklerinin 1^+1 uyarılma seviyeleri için dönme değişmez model ve dönme değişmez olmayan model çerçevesinde hesaplanan enerjiler (ω), $B(M1)$ geçiş ihtimalleri, ortalama ömürler (τ) ve manyetik dipol momentler.....	65
Tablo 4.2.	$^{150,152}\text{Nd}$, $^{152,154}\text{Sm}$ ve $^{172-176}\text{Yb}$ çekirdekleri için çift korelasyon parametreleri (MeV birimlerinde), δ_2 ortalama alan deformasyon parametreleri.....	68
Tablo 4.3.	$^{150,152}\text{Nd}$ çekirdeklerinin 1^+1 uyarılma seviyeleri için dönme değişmez model ve dönme değişmez olmayan model çerçevesinde hesaplanan enerjiler (ω), $B(M1)$ geçiş ihtimalleri, ortalama ömürler (τ) ve manyetik dipol momentler.....	69

Tablo 4.4.	$^{152,54}\text{Sm}$ çekirdeklerinin 1^+ uyarılma seviyeleri için dönme değişmez model ve dönme değişmez olmayan model çerçevesinde hesaplanan enerjiler (ω), B(M1) geçiş ihtimalleri, ortalama ömürler (τ) ve manyetik dipol momentler	70
Tablo 5.1.	$^{167-179}\text{Lu}$ izotop zinciri için çift korelasyon parametreleri (MeV birimlerinde), δ_2 ortalama alan deformasyon parametreleri, deneysel ve teorik g_R faktörler ve deneysel manyetik momentler ($\mu_N = eh/2mc$ biriminde).....	83
Tablo 5.2.	Tek-A'lı Lu izotoplarının taban hali için hesaplanan g_s^{eff} ve g_K değerleri ile deneysel değerlerin karşılaştırılması [96] ve Nilsson model hesaplamaları [62].....	85
Tablo 6.1.	$^{165-179}\text{Hf}$ izotop zinciri için taban-hal Nilsson kuantum sayıları, çift korelasyon parametreleri (MeV birimlerinde), δ_2 ortalama alan deformasyon parametreleri, deneysel ve teorik g_R faktörler ve deneysel manyetik momentler.....	99
Tablo 6.2.	$^{165-179}\text{Hf}$ izotoplarının taban hali için QPM ve K-P metoduyla hesaplanan g_s^{eff} ve g_K değerlerin, tek-parçacık model (s.p.) ve deneysel değerlerle [103-105] karşılaştırılması.....	102

ÖZET

Anahtar kelimeler: $^{160-164}\text{Dy}$, $^{167-179}\text{Lu}$, $^{165-179}\text{Hf}$, $^{150-152}\text{Nd}$, $^{152-154}\text{Sm}$, $^{172-176}\text{Yb}$, Manyetik dipol moment, g_K ve g_s^{eff} faktör, TDA, QPM, QRPA, Elektrik dipol, Manyetik dipol, Kuaziparçacık-fonon etkileşimleri

Bu tezde nadir toprak deforme çekirdeklerinde elektrik ve manyetik dipol uyarılmalarının makas mod özellikleri ve manyetik momentleri Öteleme, Galileo ve Dönme değişmez QRPA modelleri çerçevesinde araştırılmıştır. Deneysel data $^{162,164}\text{Dy}$ çekirdeklerinde 2.9 MeV enerjisi civarında büyük B(M1)'e sahip birkaç 1^+ seviyesi olduğunu göstermiştir. Nümerik hesaplamalar da deneyde gözlenen bu büyük B(M1)'li seviyelerin varlığını teyit etmiştir. İlk defa bu tez çalışmasında QRPA metodu kullanılarak $K^\pi=1^+$ manyetik dipol uyarılmalarının manyetik momentleri için bir analitik ifade elde edilmiştir. Bu ifade kullanılarak $^{160-164}\text{Dy}$, $^{150-152}\text{Nd}$, $^{152,154}\text{Sm}$ ve $^{172-176}\text{Yb}$ çekirdeklerinde $K^\pi=1^+$ seviyelerinin manyetik momentleri sayısal olarak hesaplanmıştır. Daha sonra Tamm-Dancoff Yaklaşımını temel alan Kuliev-Pyatov Metodu kullanılarak tek kütleli çekirdeklerin taban-hal manyetik momentleri incelenmiştir. Bu modeldeki sayısal hesaplamalar $^{167-179}\text{Lu}$ izotopları için ilk defa tek-parçacık Woods-Saxon potansiyeli kullanılarak yapılmıştır. Sayısal hesaplamalar tek protonlu $^{167-179}\text{Lu}$ izotoplarının manyetik momentlerinin deneysel ve teorik değerlerinin uyum içinde olduğunu ve A kütle sayısına göre değişimlerinin aynı davranışı sergilediklerini göstermiştir. Kuliev-Pyatov Metodunun bir üst versiyonu olan Kuaziparçacık-Fonon Model çerçevesinde tek-A'lı çekirdeklerin uyarılma enerjileri, manyetik momentleri, g_K ve g_s^{eff} faktörleri için analitik ifadeler elde edilmiştir. Elde edilen bu formüller kullanılarak $^{165-179}\text{Hf}$ çekirdeklerinin taban-hal manyetik momentleri, g_K ve g_s^{eff} faktörleri hesaplanmış ve teorik sonuçların deneysel verilerle uyum içerisinde olduğu görülmüştür.

INVESTIGATION OF THE ELECTRIC AND MAGNETIC DIPOLE PROPERTIES OF THE COLLECTIVE DIPOLE STATES IN RARE-EARTH DEFORMED NUCLEI

SUMMARY

Key Words: $^{160-164}\text{Dy}$, $^{167-179}\text{Lu}$, $^{165-179}\text{Hf}$, $^{150-152}\text{Nd}$, $^{152-154}\text{Sm}$, $^{172-176}\text{Yb}$, Magnetic dipole moment, g_K and g_s^{eff} factor, TDA, QPM, QRPA, Electric dipole, Magnetic dipole, Quasiparticle-Phonon Interactions.

In this thesis, the magnetic moments and the scissors mode properties of electric and magnetic dipole excitations in the rare earth deformed nuclei have been investigated by using Translational, Galileo and Rotational Invariant QRPA models. The experimental data indicate a few 1^+ states with large $B(M1)$ around 2.9 MeV for $^{162,164}\text{Dy}$ nuclei. The numerical calculations have been also confirmed existence of these states. Here, an analytical expression for the magnetic moments of magnetic dipole $K^\pi=1^+$ excitations has been obtained by using the QRPA method for the first time. Magnetic moments of the $K^\pi=1^+$ states have been numerically calculated using this expression for the $^{160-164}\text{Dy}$, $^{150-152}\text{Nd}$, $^{152,154}\text{Sm}$ and $^{172-176}\text{Yb}$ nuclei. Then, the ground-state magnetic moments of odd-mass nuclei have been investigated by using Kuliev-Pyatov Method based on Tamm-Dancoff Approximation. Numerical calculations of this model have been carried out the single-particle Woods-Saxon potential for odd-proton $^{167-179}\text{Lu}$ isotopes for the first time too. These calculations have shown that theoretical magnetic moments of the odd-mass Lu isotopes are consistent with experimental results and the variation of the magnetic moments with mass number A exhibits a similar behaviour for both theoretical and experimental results. The analytical expressions for the excitation energies, magnetic moments, g_K and g_s^{eff} factors of odd- A deformed nuclei have been derived in the framework of Quasiparticle-Phonon Model which is a high version of the Kuliev-Pyatov Method. With the obtained formulas from this model, the ground-state magnetic moments, g_K and g_s^{eff} factors have been calculated for odd $^{165-179}\text{Hf}$ nuclei. From these, a very good agreement between the theoretical results and the experimental data has been seen.

BÖLÜM 1. GİRİŞ

Çekirdek yapısının incelenmesinde nükleonlar arasındaki etkin kuvvetlerin sorumlu olduğu kolektif uyarılmalar önemli bir yer tutarlar. Bu uyarılmaların içerisinde elektrik ve manyetik dipol titreşimlerinin özel bir yeri vardır. Bu titreşimler çekirdek ortamında nükleonlar arasındaki kuvvetli etkileşmelerin karakterinin ve güç parametrelerinin teorik olarak belirlenmesinde kullanılan modellerin test edilmesinde çok bilgi vericidir. Dipol uyarılmaların paritetlerine göre iki farklı türü vardır. Bunlardan spini ve paritesi $I^\pi = 1^-$ olan uyarılmalar elektrik dipol, $I^\pi = 1^+$ olanlar ise manyetik dipol olarak adlandırılır.

Bu tez çalışmasının bir bölümünde çift-çift iyi deforme $^{160-164}\text{Dy}$ izotoplarının spektroskopik bölgede ($\omega \leq 4$ MeV) yerleşen elektrik ve manyetik dipol karakterli yörünge ve spin titreşimlerine karşı gelen makas mod, spin-titreşim ve kolektif uyarılma seviyeleri dönme değişmez olmayan (NRI) [1], Dönme Değişmez (RI), Öteleme (TRI) ve Galileo Değişmez Kuaziparçacık Rastgele Faz Yaklaşımı (QRPA) modelleri [2,3] çerçevesinde incelenmiştir. Bilindiği üzere çift-çift çekirdeklerin taban durumunun açısal momentumu sıfır olduğundan bu durumlardaki manyetik momentleri de sıfırdır. Bu tipteki birçok çekirdeğin taban durumları haricindeki uyarılma seviyelerinin (örneğin 2^+ , 4^+ gibi) bir kısmının manyetik momentleri deneysel olarak ölçülmüştür [4,5]. Ancak, ortalama ömürlerinin oldukça küçük (femto saniye mertebesinde) olmaları sebebiyle 1^+ seviyelerinin manyetik momentine ait henüz herhangi bir deneysel çalışmaya rastlanmamıştır [6].

Deforme olmuş çift-çift çekirdekler aksiyal simetriye sahiptirler ve çekirdek döndüğü için kolektif bir yük hareketi söz konusudur. Bu yük hareketi esnasında parçacıklar spin ve parite 1^+ olacak şekilde birleştiği düşünüldüğünde bu uyarılmaların ($I^\pi K=1^+1$) da bir manyetik momente sahip olması gerekir. Bu nedenle ilk defa bu tezde, yukarıda bahsedilen teorik modeller çerçevesinde Dy izotoplarının kolektif

manyetik dipol seviyelerinin manyetik momentleri ve makas modun manyetik momente etkisi bir araştırma olarak incelenmiştir [7-12]. Hesaplamalardan manyetik momente en büyük katkının proton kısmından geldiği, ayrıca manyetik moment için elde ettiğimiz formüldeki köşegen olmayan ($s \neq s'$) terimlerin manyetik momente katkısının ihmal edilebilecek kadar küçük olduğu saptanmıştır. Ortalama ömür (τ) enerjinin üçüncü kuvveti ve $B(M1)$ ile ters orantılı bir büyüklük olduğundan incelenen çekirdeklerin 1^+ seviyelerinin hesaplanan ortalama ömürleri için femtosaniye(fs) mertebesinde sonuçlar alınmıştır [7-12].

Çekirdek fiziğinde son yirmi yılın en etkileyici olaylarından biri deforme çekirdeklerde spin ve paritesi $I^\pi K=1^+1$ olan makas mod uyarılmalarının keşfidir. Çekirdekte nötron ve proton sistemlerinin ortak bir eksen etrafında ve birbirine karşı makas gibi titreşimler yaparak katı deforme maddeler gibi davrandığı varsayıldığı için bu uyarılmalar makas mod olarak adlandırılmıştır.

Ağır nadir toprak çekirdeği ^{156}Gd için Darmstadt elektron lineer hızlandırıcısında yapılan yüksek çözünürlüklü elektron saçılma deneyinde [13] yaklaşık 3 MeV uyarılma enerjisinde oldukça kolektif izovektör manyetik dipol uyarılmasının yeni bir türünün gözlenmesi ve onun ilk tebliği [14] nükleer spektroskopide yeni bir alan açmıştır. Stuttgart hızlandırıcısındaki ilk nükleer rezonans flüoresans (NRF) deneyinde [15] ^{156}Gd ve komşu Gd izotopları ($^{158,160}\text{Gd}$) için bu güçlü M1 uyarılmaları doğrulanmıştır. Günümüzde bu mod hafif çekirdeklerden (örneğin ^{46}Ti) başlayarak aktinitlere kadar geçiş ve gama yumuşak çekirdekler de (Bkz. Ref.[16, 17]) dahil olmak üzere geniş bölgede sürekli deformasyonlu izotoplar için bulunmuştur. Nadir toprak çekirdekleri için makas mod üzerine birçok veri toplanmıştır. M1 geçiş ihtimalinin doğru belirlenmesinin bu uyarılmaların yapısının anlaşılması için çok önemli olduğunu göstermiştir [18]. İyi deforme ^{160}Dy , ^{162}Dy ve ^{164}Dy izotopları Stuttgart yüksek çözünürlüklü foton saçılma kuruluşunda deneysel olarak araştırılmıştır [19] ve ilginç özellikler sergiledikleri gözlenmiştir. Bu özellikler arasında ^{160}Dy 'de 2,8 MeV'de iki büyük $B(M1)\uparrow$ gücü, ^{162}Dy 'de 2,9 MeV'de büyük $B(M1)\uparrow$ gücü, deforme kabuk etkiler ile ilgili olan ^{164}Dy 'te ^{162}Dy 'den daha fazla 1^+ seviyesinin olması ve komşu çekirdeklerle karşılaştırıldığında benzer şekilde büyük toplam M1 güçleri vardır. ^{160}Dy izotopu için yapılmış foton saçılma

deneyinde [19] sadece üç tane 1^+ seviyesi elde edilmiştir. Ek olarak bu iyi deforme çekirdeklerin geçiş gücünün 3 MeV civarında toplandığı gösterilmiştir ve burada ^{164}Dy 'te çok büyük $B(M1)\uparrow$ gücüne sahip üç 1^+ seviyesi mevcuttur. $^{162,164}\text{Dy}$ üzerine yapılan daha çok yeni NRF deneylerinden elde edilmiş güçler Ref.[19]'daki değerlerle mükemmel uyum içindedir. Bu $^{162,164}\text{Dy}$ izotoplarının 1^+ makas mod durumları Doppler-kayma azaltma metoduyla birleştirilen esnek olmayan nötron saçılma (INS) reaksiyonuyla da incelenmiştir [20]. INS'den belirlenen M1 güçleri [21] ve [19] ölçümleriyle genelde uyum içindedir. Fakat ^{164}Dy 'te 3,1 MeV yukarıdaki $B(M1)\uparrow$ güçlerinin fark edilir şekilde NRF değerlerinden daha düşük olduğu seviyeler için önemli bir uyuşmazlık gözlenir. Kuliev tarafından geliştirilmiş dönme değişmez QRPA modeli [2] çerçevesinde iyi deforme $^{162,164}\text{Dy}$ izotoplarının manyetik dipol uyarılmalarının özellikleri Ref.[22]'deki teorik çalışmamızda yayınlanmıştır. Bu tezde bu çekirdeklere ek olarak ^{160}Dy çekirdeğinin de elektrik ve manyetik dipol geçiş ihtimalleri ve gama radyasyon kalınlıkları teorik olarak araştırılmıştır. Bu izotopların özellikle M1 uyarılmaları için elde edilen teorik sonuçların yukarıda bahsedilen deneysel (NRF, INS) verilerdeki belirsizlikleri açıklamada oldukça iyi olması ve kullandığımız modellerin hiçbir serbest parametre içermemesi bu teorinin başarısını göstermektedir.

Son zamanlarda deforme çift-çift çekirdeklerin spektrumlarında çeşitli deneysel yöntemlerle gözlenen yörüngesel ve spin karakterli elektrik ve manyetik dipol uyarılmalarının mekanizmalarının belirlenmesi çekirdek fiziğinde ayrı yeri olan önemli problemlerden biri haline gelmiştir. Bu yüzden makas mod ve spin titreşimleri gibi küçük spinli kolektif uyarılmalar, çekirdek yapısının incelenmesinde nükleon-nükleon etkileşmelerinin yörünge ve spin momentlerine bağlı bileşenlerinin belirlenmesinde ve beta bozunum özelliklerinin incelenmesinde önemli bilgiler sağladığından teorik ve deneysel araştırmalar açısından dikkate alınan güncel konulardan biridir. Makas mod uyarılmalarının β - bozunum özellikleri QRPA çerçevesinde geniş bir şekilde Ref.[23,24]'te incelenmiştir. Dönme değişmez QRPA modelinin [2] kullanılması söz konusu teorinin deforme çekirdeklere makas modun toplam $B(M1)$ değerinin δ^2 'ye bağlılığını ve deneysel parçalanmasını başarılı bir şekilde açıklamasından dolayıdır [2, 25-27]. Bundan başka dönme ve öteleme+Galileo değişmez QRPA modeli diğer teorilerden [2, 26, 28-30] farklı

olarak M1 ve E1 gücünün radyasyon kalınlığına katkılarını aynı zamanda hesaplayabildiğinden deney bakımından çok cazip olmakla birlikte model parametrelerini deney verileriyle test etmeye imkân sağlamaktadır.

Nükleer fizikte deforme çekirdeklerin taban-hal ve uyarılma seviyelerinin manyetik moment, kuadrupol moment gibi elektromanyetik özelliklerinin incelenmesi ve bu özelliklerin izahı için yapılan teorik ve deneysel çalışmalar günümüzde ölçüm tekniklerinin ve teknolojinin de gelişmesi sonucu daha da önem kazanmıştır. 1930'lu yıllardan itibaren manyetik momentlerin deneysel verilerini açıklamak için farklı nükleer modeller öngörülmüştür. Bu modellerin başında tek parçacık model çerçevesinde Schmidt tarafından yapılan kendi adıyla bilinen öngörü yer almıştır [31]. Schmidt diyagramları olarak bilinen bu çizgiler tek-A'lı çekirdeklerin deneysel manyetik momentleri için bir sınır teşkil etmiştir ve deneysel verilerin büyük bir çoğunluğunun bu çizgiler arasına düştüğü görülmüştür. Ancak tek parçacık model manyetik momentlerin genel eğilimiyle uyumlu sonuç verse bile, çoğu durumda deneye yakın sonuçlar vermemiştir. Bunun nedeni olarak, modelin oldukça basit olması ve manyetik moment tahminlerinin gerçekte nükleon çiftlerinin ayrılması sonucu dalga fonksiyonunda oluşan küçük değişimlere olan duyarlılığıdır. Tek sayıda kütleyle sahip birçok çekirdeğin hem nükleer taban hem de uyarılmış durumlarının manyetik momentleri deneysel olarak ölçülmüştür ve bu ölçümler artarak devam etmektedir [4,5]. Bu artış neticesinde biriken deneysel veriyi ve çekirdeklerin karmaşık yapısını açıklayabilmek için teorik çalışmalara daha fazla iş düşmektedir. Bu kapsamda tez çalışmamız yapılacak yeni deneysel çalışmalara yol göstermeye yönelik olarak yapılmıştır.

İyi bilindiği gibi, bir çekirdeğin manyetik dipol momenti μ , g_l ile karakterize edilen bir yörünge manyetik alana sebep olan dönen yüklü parçacıklardan (protonlar) ve g_s ile karakterize edilen nükleonların kendi iç manyetik alanının neden olduğu öz spinlerinden ($s=1/2$) kaynaklanır [32]. Deforme çekirdeklerin manyetik momentleri, çekirdekte sabit bir referans çerçevesine göre hareket eden nükleonların manyetik özelliklerini tanımlayan iç hareketin manyetik momenti (g_K) ve kolektif dönmeden kaynaklanan mıknatıslanmayı ifade eden dönme g faktör (g_R) gibi iki nicelik ile karakterize edilebilir [33].

De Boer ve Rogers tek-kütleli çekirdeklerin manyetik momentlerini inceleyerek deneysel g_K değerlerinin Nilsson tarafından türetilmiş iyi bilinen ifadesiyle hesaplanan teorik değerlerden farklı olmasını spin g_s faktörün serbest-nükleon değerinin yerine efektif değeri yani $g_s^{\text{eff}} = 0.6g_s^{\text{free}}$ konularak açıklanabileceğini söylemişlerdir [34]. Tek kütleli deforme çekirdeklerin iç manyetik momentlerinin Nilsson tahminlerinin ölçülen değerlerinden sapmaları, tek nükleon tarafından çift korun spin polarizasyonunun bir sonucu olarak ortaya çıkmıştır. İyi bilinmektedir ki spin-spin etkileşimleri izinli Gamow-Teller β -geçiş hızlarının yavaşlamasında da etkin bir rol oynarlar [35, 36]. Spin polarizasyon etkilerin manyetik moment üzerine etkisi birçok makalede detaylı olarak araştırılmıştır [33,37-39].

Deforme çekirdeklere spin-spin etkileşmelerinin manyetik momente etkisi ilk defa pertürbasyon teorisi çerçevesinde Bochnacki ve Ogaza tarafından araştırılmıştır [33]. Onlar birinci mertebeden pertürbasyon teorisini kullanarak g_s faktörlerin renorm olmasında spin kuvvetlerinin sorumlu olduğunu varsayarak tek-kütleli çekirdeklerin taban ve uyarılmış seviyelerinin dalga fonksiyonuna üç kuaziparçacık durumlarının da katkı sağladığını göstermişlerdir. Kuaziparçacıklar arasındaki spin-spin etkileşimleri zayıf değildir ve pertürbasyon metoduyla ele alınamaz. Bu nedenle pertürbasyon teorisi kuaziparçacık etkileşimini ve manyetik momentleri uygun şekilde açıklayamaz. Spin polarizasyon etkiler üzerine daha sonraki yıllarda manyetik dipol moment titreşimlerinin varsayımından hareketle Tamm-Dancoff yaklaşımı (TDA) çerçevesinde Nilsson potansiyeli kullanılarak Kuliev ve Pyatov (K-P) tarafından çalışmalar gerçekleştirilmiştir [36]. Bu titreşimler çift-çift çekirdeklere enerji aralığının yukarıdaki 1^+ uyarılmalarını üretir. Bu varsayım üzerine tek-kütleli çekirdeklere spin polarizasyon etkiler, çift korun 1^+ uyarılmaları üzerinden korun dışındaki tek nükleonun saçılmasının bir sonucu olarak yorumlanmıştır.

Tez çalışmamızın diğer bir aşamasında teorik hesaplarımız Kuliev-Pyatov metodu baz alınarak yapıldı. Fakat hesaplamalar şimdiye kadar yapılan diğer teorik çalışmalardan farklı olarak son zamanlarda yaygın şekilde kullanılan Woods-Saxon ortalama alan potansiyeli gibi daha gerçekçi bir potansiyel kullanılarak

gerçekleştirilmiştir. Analizler göstermektedir ki, tek-A'lı çekirdeğin dalga fonksiyonundaki küçük 3 qp bileşenlerin koherent katkısı ve büyük yoğunluğundan dolayı nükleer manyetik momentleri kuvvetli şekilde etkiler. Not edilmelidir ki, manyetik momentler böyle karışımlara duyarlıdır ve bu konuya ilk olarak Blin-Stoyle ve Arima-Horie [40-42] tarafından ilgi çekilmiştir.

Deforme çekirdeklerde kuaziparçacıklar ve fononlar arasındaki etkileşme ilk olarak Soloviev [43] ve Bes ve Yi-Chung [44] tarafından incelenmiştir. Titreşim seviyelerinin enerjilerinin detaylı hesaplamaları ve $153 < A < 175$ kütle bölgesindeki çekirdekler için bu seviyelerin yapısı Dubna grubu tarafından rapor edilmiştir [45-47]. Aktinitler için de benzer hesaplar gerçekleştirilmiştir [45, 48, 49]. Titreşim seviyelerinin mikroskobik yapısı üç-kuaziparçacık seviyelerinin koherent bir lineer kombinasyonu olarak alınır. Her bir üç-kuaziparçacık bileşen seviyesinde kuaziparçacıkların biri daima fonon uyarılmasının üzerinde durduğu temel seviyeyi işgal eder. Diğer iki kuaziparçacık Fermi seviyesinin zıt tarafları üzerinde seviyelerde otururlar (biri bir parçacık, diğeri bir deşiktir). Chasman ve diğerleri [50] tarafından belirtildiği üzere Dubna grubunun hesaplamalarının düşük-enerjili tek-parçacık durumlarının aşağıya doğru kayması olağandan fazladır ve ayrıca bu hesaplamalarda Pauli ilkesi de uygun şekilde hesaba katılmış değildir. Bes ve Cho Yi-Chung'ın nadir toprak çekirdeklerinde yaptığı hesaplamalar da, hesaplar sadece gama-titreşimsel fononları kapsamasına rağmen eksikliklerin bir kısmını yok eder. Immele ve Struble nadir toprak bölgesi için bu hesaplar üzerine daha geliştirilmiş hesaplamaları sunmuştur [51,52]. Fonon-karışmış durumlar arasında Coriolis etkileşmeleri Kvasil ve diğerleri [53] tarafından düşünülmüş ve ^{161}Dy için çok uyumlu detaylı hesaplamalar sunulmuştur. Pauli dışarlama ilkesini hesaba katma problemi Soloviev ve diğerleri [54] tarafından dikkate alınmıştır. Bu hesaplamalar kuaziparçacık+fonon durumlarının başlıca iki gruba bölünebildiğini gösterir. Eğer dalga fonksiyonlarının kuaziparçacık+fonon bileşenlerinde Pauli ilkesi ihlal edilmiş ise veya zayıfça bozuyorsa o zaman karşılık gelen titreşim durumları belki tek-A'lı çekirdeklerde gözlenebilir. Bununla birlikte, Pauli ilkesinin güçlü bir ihlali kütle merkezi seviyelerinin 1-2 MeV büyük artan bir sapmasıyla sonuçlanır. Çift-çift çekirdeklerin dönme bant yapısının yorumlanması için başka bir gösterim, 1975'te Arima ve Iachello tarafından önerilen etkileşimli bozon modelidir (IBM) [55]. Bu

model deforme çekirdeklerin dinamik simetrisi kullanmak için grup teorisi yaklaşımından yararlanır. Bu 1980'lerde Iachello ile Arima [56] ve Casten ile Warner [57] tarafından yayınlanmış olan çalışmalar miktarında bir patlamaya yol açmıştır. Daha sonra IBM, tek-A çekirdeklerinin iç seviyelerini yorumlamak için etkileşimli bozon-fermiyon modelle (IBFM) sonuçlanan tek bir fermiyon içermesi için genişletilmiştir [58,59]. IBFM ve Nilsson modelin dinamik simetrisi arasında bir benzerlik kurma yolunda büyük gayret sarfedilmiştir [60,61]. Tek-A deforme çekirdeklerinin spektroskopik özelliklerinin hesabı için çok daha öz-uyumlu bir yaklaşım kullanarak, Libert ve Quentin fenomenolojik Skyrme III etkileşimli Hartree-Fock+BCS hesaplamalarını sunmuşlardır [61,62]. Onlar tek-parçacık aktinit bölgesi için Nilsson diyagramlarına benzeyen Hartree-Fock enerji-seviye diyagramlarını elde etmişler ve 23 tane tek-A'lı aktinit bölgesi çekirdeğinin deneysel spektroskopik verileriyle hesaplamaların bir karşılaştırması oldukça tatmin edici olmuştur [61]. Bu hesaplamalar fenomenolojik rotor+kuaziparçacık hesaplamalarının formalizminin gelişmesinde önemli bir basamak temsil eder. HFB yaklaşımı kullanılarak tek-A nadir toprak çekirdeklerinin birkaç incelemesi rapor edilmesine rağmen (örneğin Ref. [62,63]), bu bölgenin benzer bir tetkiki şimdilerde mevcut değildir.

Tez çalışmamızın son bölümünde ise, tek kütleli nadir toprak çekirdeklerinin taban hal manyetik momentleri kuaziparçacık-fonon (qp-fonon) etkileşimlerini de hesaba katan, qp-fonon model (QPM) kullanılarak araştırılmıştır. Bu etkileşimler hesaba katılarak efektif jromanyetik g faktör, g_K faktör ve manyetik moment için türetilmiş analitik ifadeler ile yapılmış hesaplamalar ilk olarak bu tez çalışmasında sunulmuştur.

Bu tezdeki sayısal hesaplamaların bir kısmı tek kütleli $^{167-179}\text{Lu}$ ve $^{165-179}\text{Hf}$ deforme çekirdekleri için gerçekleştirilmiştir. Taban-hal manyetik momentleri ve efektif spin g_s -faktörleri Kulihev-Pyatov metodu ve qp-fonon modeli kullanılarak ayrı ayrı teorik olarak hesaplanmıştır. Elde edilen teorik sonuçlar mevcut deneysel verilerle karşılaştırılarak nükleon-nükleon etkileşim parametreleri seçilmiştir [64-69]. Mikroskopik hesaplarımız deneysel veriyi tek parçacık modelin öngördüğünden çok daha iyi şekilde açıklamaktadır. Ayrıca kullandığımız yaklaşım hiçbir serbest

parametre içermediğinden Nilsson modelin tahminlerinden daha doğru sonuçlar vermektedir [70].

İkinci bölümde deforme çekirdeklerin tek parçacık kabuk modeli ve Woods-Saxon potansiyeli kısaca ele alınmıştır. Bu bölümde bahsedilen bağımsız parçacıklar modeli çekirdek uyarılmalarında parçacıklar arasındaki etkin kuvvetlerin rolünün sayısal olarak incelenmesinin temelini oluşturur. İncelenen çekirdekler için uygun bir potansiyelin seçilmesiyle elde edilen tek parçacık enerjileri ve dalga fonksiyonları teorisinin güvenilir öngörülerini bakımından çok önemlidir. Woods-Saxon potansiyelinin çekirdek yüzey kesiminin kalınlığını doğru tasvir etmesi ve sonlu derinlikli olmasından dolayı elde edilen başarıları vurgulanmış ve incelenen çekirdekler süperakışkan özellikleri sergilediğinden hesaplamaların çoğunluğunda süperakışkan model baz alınmıştır. Bu bölümde manyetik dipol momentlerin farklı nükleer modellerde incelenmesi hakkında teorik kısa bilgiler de verilmiştir.

Üçüncü bölümde geçiş ve deforme çekirdeklerin kolektif makas mod uyarılmaları için geliştirilmiş teorik modellerin (RI, TRI ve Galileo değişmez QRPA) [2,3] çekirdek yapısının ve nükleer kuvvetlerin incelenmesindeki önemi hakkında kısa bilgiler verilmiştir. Çift-çift deforme çekirdeklerin manyetik ve elektrik dipol özelliklerinin hesaplanmasında kullanılan analitik ifadeler bu teorik modellerin içerisinde sunulmuştur. Analitik ifadelerin verilmesinin ardından Kuliev ve Guliyev tarafından geliştirilen teoriler [2,3] çerçevesinde iyi deforme çift-çift $^{160-164}\text{Dy}$ izotopları için elektrik ve manyetik dipol seviyelerinin ($I^{\pi}K=1^{-}1(0)$ ve $1^{+}1(0)$) enerjileri (ω), $B(M1)$ ve $B(E1)$ geçiş ihtimalleri, $\Gamma(M1)$ ve $\Gamma(E1)$ seviye kalınlıkları hesaplanmış ve bu sayısal sonuçlarla mevcut deneysel veriler karşılaştırılmıştır.

Dördüncü bölümde QRPA metodu çerçevesinde çift-çift deforme çekirdeklerin $I^{\pi}K=1^{+}1$ uyarılmalarının manyetik dipol momentleri için ilk defa bu tez çalışmasında elde edilen analitik ifadeler verilmiştir. Bu bölümün son kısmında çift-çift $^{160-164}\text{Dy}$, $^{150,152}\text{Nd}$, $^{152,154}\text{Sm}$ ve $^{172-176}\text{Yb}$ çekirdeklerinin $I^{\pi}K=1^{+}1$ seviyelerinin manyetik momentlerine ait nümerik hesaplamalar yapılmıştır.

Beşinci bölümde tek-kütleli deforme çekirdeklerin taban ve uyarılmış durumlarının manyetik dipol özellikleri için TDA çerçevesinde Kuliev-Pyatov metodu kullanılarak elde edilmiş analitik ifadeler verilmiştir [36]. Daha sonra verilen teorik model çerçevesinde deforme Woods-Saxon potansiyeli kullanılarak tek-A'lı $^{167-179}\text{Lu}$ izotoplarının taban hal manyetik özellikleri için sayısal hesaplamalar ve teorik sonuçlar sunulmuştur. İncelenen Lu izotop zinciri için Kuliev-Pyatov metodu kullanılarak yapılan sayısal hesaplarla mevcut deneysel veriler karşılaştırılarak kullanılan bu metodun deneysel verileri açıklamadaki başarısı tartışılmıştır.

Altıncı bölümde, QPM çerçevesinde tek-A'lı çekirdeklerin taban ve uyarılmış durumlarının manyetik momentleri ve efektif spin g_s faktörleri için ilk defa bu tez çalışmasında elde edilen analitik ifadeler sunulmuştur. Ardından türetilen analitik bağıntılar kullanılarak tek $^{165-179}\text{Hf}$ çekirdeklerinin taban-hal manyetik özellikleri hesaplanmıştır. İncelenen çekirdekler için QPM kullanılarak yapılan sayısal hesaplarla mevcut deneysel veriler karşılaştırılmıştır.

Yedinci bölümde, tez çalışmasında elde edilmiş önemli sonuçlar bölüm sırasına uygun şekilde sunulmuştur.

Eklerde ise tez çalışmasının içinde geçen Wigner D_{MK} dönme fonksiyonlarının bazı özellikleri, tek-A'lı ve çift-çift çekirdeklerin manyetik momentleri için uzun ve karmaşık olan formüllerin bir kısmının ispatı, tezin içerisinde çok yer tutan kısaltmalar ve gerekli formüller verilmiştir.

Bu tez çalışmasının özünü teşkil eden makaleler Pramana Journal of Physics, Acta Physica Polonica B, American Institute of Physics Conference Proceedings, Balkan Physics Letters, Beykent University Journal of Science and Technology, Anadolu Üniversitesi Bilim ve Teknoloji, Azerbaycan Milli İlimler Akademisi Fizik dergilerinde yayınlanmış ve The Fifth International Conference on Exotic Nuclei and Atomic Masses (ENAM'08), Polonya; Zakopane Conference on Nuclear Physics 2008, Polonya; TFD 25. Uluslararası Fizik Kongresi, 2008, Bodrum; Nuclear Physics and Astrophysics: From stable beams to exotic nuclei, 2008, Kapadokya;

TFD 24. Uluslararası Fizik Kongresi, 2007, Malatya; 5th International Student Conference of the Balkan Physical Union (ISCBPU-5), 2007, Bodrum; II. Nükleer Yapı Özellikleri Çalıştayları 2005, Kütahya; International Symposium In-situ Nuclear Metrology as a tool for Radioecology 2006, Kuşadası; 6th International Conference of the Balkan Physical Union 2006, İstanbul; Collective Motion in Nuclei under EXtreme Conditions (COMEX 2), 2006, Almanya; II. Nükleer Yapı Özellikleri Çalıştayı 2005, Eskişehir; International Workshop Quantum Particles and Fields-3 2004, Bakü; The Third Eurasian Conference Nuclear Science and its Application 2004, Tashkent; TFD 22. Fizik Kongresi 2004, Bodrum; International Workshop "Quantum Particles, Fields and Strings-2", 2003, Baku konferanslarında sunulmuştur.

BÖLÜM 2. NÜKLEER MODELLER VE MANYETİK DİPOL MOMENTLER

2.1. Deforme Çekirdeklerin Tek Parçacık Modeli

Tek parçacık modelde çekirdek içerisindeki nükleonlar, ortalama bir potansiyel alan içinde birbirinden bağımsız olarak hareket ederler. Ancak çekirdek içerisinde bilinen ortalama bir alan olmadığından, Hartree-Fock metodu iki nükleon arasındaki etkileşim kuvvetinin bir potansiyelle neden olabileceğini ve bu şekilde etkileşen bütün nükleonların çekirdekte ortalama bir potansiyel alanı oluşturabileceğini matematiksel olarak göstermiştir [71].

Nötron veya proton sayısı sihirli sayıya tekabül eden çekirdeklerin küresel bir simetriye sahip olduğu bilinmektedir. Nötron ve proton sayısı sihirli sayılardan uzaklaştıkça çekirdeğin küresel simetrisi bozulur. Bu tür çekirdeklere “eksenel simetrik deforme çekirdekler” denir. Bu çekirdeklerde küresel simetri bozulduğundan, yeni bir potansiyelin tanımlanması gerekir.

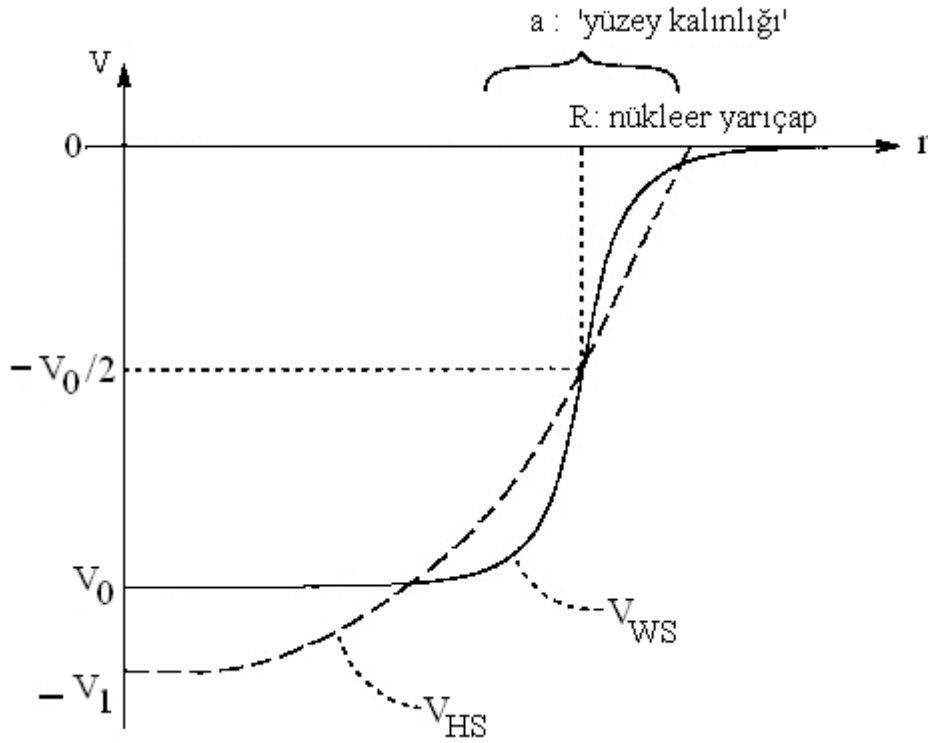
Tek parçacık durumlarının sınıflandırılması ortalama potansiyelin simetrisine bağlıdır. Küresel çekirdeklerin tek parçacık durumları enerji, parite, toplam açısal momentum j ve onun izdüşümü m tarafından karakterize edilir. Küresel çekirdeklerde m kuantum sayısına göre bir yozlaşma söz konusudur, diğer bir deyişle küresel simetriden dolayı farklı m değerlerine sahip olan haller aynı enerjiye sahiptirler. Eksenel simetrik deforme çekirdeklerde ise tek parçacık durumları enerji, parite ve toplam açısal momentumun nükleer simetri eksenindeki K izdüşümü ile karakterize edilir. Toplam açısal momentum j geçerli bir kuantum sayısı değildir.

Deforme çekirdeklerin incelenmesinde ilk kullanılan modellerden biri anizotropik titreşim potansiyeli kullanılan Nilsson modelidir [72]. Bu modelde ortalama alan potansiyeli olarak harmonik anizotropik potansiyeli kullanılarak deforme

çekirdeklerin tek parçacık enerjileri ve dalga fonksiyonları elde edilmiştir. Bu modelin eksik yanlarından biri N ve $N\pm 2$ kuantum sayılarına sahip olan durumlar arasındaki etkileşmelerin katkılarının sayısal hesaplamalardaki zorluklardan dolayı ihmal edilmesidir. Tecrübeler göstermiştir ki büyük deformasyonlu çekirdekte N ve $N\pm 2$ titreşim kabukları arasındaki etkileşmeler ihmal edilemez. Bu model deforme çekirdekte elektromanyetik ve beta geçiş ihtimallerinin, kuadropol momentlerinin ve spinlerinin hesaplanmasında oldukça başarılı olmuştur. Fakat kullanılan potansiyelin sonsuz duvarlı olmasından dolayı belirli zorluklarla karşılaşmıştır. Bu zorlukların aşılması için son zamanlarda en yaygın kullanılan potansiyel Woods-Saxon potansiyelidir.

2.1.1. Woods-Saxon potansiyeli

Çekirdek yapısının incelenmesinde elde edilen sonuçların hassaslığı kullanılan ortalama alan potansiyellerinden dolayı sınırlıdır. Seçilen potansiyelin en iyi olması, çekirdek yüzey kesiminin kalınlığını doğru tasvir etmesine ve sonlu derinlikli olmasına bağlıdır. Gerçekte uygun ortalama potansiyelin çekirdek içerisinde nükleer madde dağılımına benzer olması istenir. Böyle bir potansiyelin parametreleri optiksel potansiyelin reel kısmından saçılma reaksiyonları sonucu belirlenir. Woods-Saxon ortalama alan potansiyeli çekirdek içerisinde nötron ve protonların deneyden gözlenen dağılımını çekirdek yüzey davranışlarına uygun bir biçimde ifade etmektedir. Buna göre de deforme çekirdekte ortalama alan potansiyelinin analitik formu genellikle Woods-Saxon potansiyeli gibi seçilir. Woods-Saxon ve Harmonik Osilatör potansiyeli Şekil 2.1’de karşılaştırılmıştır [73].



Şekil 2.1. Woods-Saxon (WS) (kalın düz çizgi) ve Harmonik Salmıcı (HS) (kesikli çizgi) potansiyellerinin karşılaştırılması. Yarıçap R_0 , potansiyel ise V_0 birimlerindedir

Woods-Saxon potansiyeli sonlu derinlikte ve küresel simetriktir. Şekilde verilen a yüzey kalınlığı potansiyelin %90'dan %10'a indiği aralıktır. Nükleer yarıçap R ise potansiyelin merkezden iki defa uzaklaştığı mesafedir. Bu potansiyelin yüzey etrafındaki kısmı saçılma reaksiyonları için çok önemlidir ve çekirdek içindeki nükleonların yoğunluk dağılımını çok güzel ifade etmektedir. Woods-Saxon potansiyeli çekirdek dışında üssel (eksponansiyel) olarak sıfıra gider (Şekil 2.1). Potansiyel iki kısımdan oluşur. Birinci kısım nükleonların ürettiği izoskaler ve izovektör ortalama alan potansiyelidir.

$$V(r) = -\frac{V_0^{N,Z}}{1 + \exp((r - R_0)/a)} \quad (2.1)$$

İkinci kısım ise spin-orbital potansiyelidir.

$$V_{ls}(r) = -\xi \frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr} (ls) \quad (2.2)$$

Parametrelerin genel seçimi

$$V_0^{\tau} = V_0 + V_1^{\tau} \quad (2.3)$$

şeklindedir. Burada

$$V_1^{\tau} = \tau_z \eta \frac{N-Z}{A} V_0 \quad (2.4)$$

$$\eta = \frac{V_1}{4V_0} \quad , \quad V_0(r) = -\frac{V_0}{1 + \exp((r - R_0)/a)} \quad (2.5)$$

kullanılan Woods-Saxon potansiyelinin izovektör (V_1) kısmından dolayı nötron ve proton sistemlerinin derinliği birbirinden farklıdır:

$$V_0^N = V_0(r) \left[1 - 0.63 \frac{N-Z}{A} \right] \quad (2.6)$$

$$V_0^Z = V_0(r) \left[1 + 0.63 \frac{N-Z}{A} \right]$$

Burada $V_0=53$ MeV, $R_0=r_0A^{1/3}$, $r_0=1,24 \times 10^{-13}$ cm, yüzey kalınlığı $a=0,63 \times 10^{-13}$ cm, spin-yörünge etkileşme parametresi $\xi=0,263 [1 + 2(N-Z/A)](10^{-13} \text{cm})^2$ dir [73]. Protonlar arasındaki kulomb potansiyeli proton seviyeleri hesaplandığı zaman (2.1) ve (2.2) ifadelerine eklenmek zorundadır. Yüzeyin etkisi ihmal edilirse kulomb potansiyeli aşağıdaki şekilde yazılır.

$$V_c(r) = \frac{(Z-1)e^2}{r} \begin{cases} \frac{3r}{2R_0} - \frac{1}{2}(r/R_0)^3, & r \leq R_0 \\ 1, & r > R_0 \end{cases} \quad (2.7)$$

2.1.2. Manyetik moment operatörünün izovektör karakteri

Nükleer manyetik moment operatörü iki kısma sahiptir: biri yük hareketi tarafından oluşturulan akıma karşı gelen kısım, diğeri ise nükleonların iç manyetik momentleri tarafından oluşturulan kısımdır:

$$\vec{\mu} = \sum_{i=1}^A (g_i^{(l)} \vec{l}_i + g_i^{(s)} \vec{s}_i) \mu_N \quad (2.8)$$

Burada $g_i^{(l)}$ ve $g_i^{(s)}$ sırasıyla yörünge ve spin jromanyetik oranlarıdır ve μ_N ise nükleer manyetondur ($\mu_N = e\hbar/2mc$). Serbest nükleonlar için bu jromanyetik oranlar aşağıdaki gibidir: yörünge jromanyetik oranı protonlar için $g_p^{(l)} = 1$, nötronlar için $g_n^{(l)} = 0$, spin jromanyetik oranı protonlar için $g_p^{(s)} = 5.5856$, nötronlar için $g_n^{(s)} = -3.8263$. Nükleer manyetik moment $j_z = m = j$ durumunda manyetik dipol operatörünün z bileşeninin (μ_z) ortalama değeri alınarak belirlenir ve manyetik moment birimi nükleer manyetondur.

Manyetik dipol geçiş operatörü baskın şekilde izovektör karakterlidir. M1 geçişinin genliği μ operatörünün köşegen olmayan matris elemanları tarafından belirlenir. μ operatörü aşağıdaki gibi izoskaler ve izovektör olmak üzere iki kısma ayrılabilir:

$$\vec{\mu} = \vec{\mu}^{(0)} + \vec{\mu}^{(1)} \quad (\vec{\mu}^{(0)} = g_\ell^{(0)} \vec{l}_i + g_s^{(0)} \vec{s}_i ; \vec{\mu}^{(1)} = g_\ell^{(1)} \vec{l}_i \tau_z^{(i)} + g_s^{(1)} \vec{s}_i \tau_z^{(i)}) \quad (2.9)$$

Burada üst indisi (0) olan terimler izoskaler, (1) olan terimler ise izovektör kısmı gösterir. Toplam açısal momentum $\mathbf{I} = \mathbf{l} + \mathbf{s}$ olduğundan \mathbf{l} yerine $\mathbf{I} - \mathbf{s}$ yazılırsa

$$\vec{\mu} = g_\ell^{(0)} \vec{I} + (g_s^{(0)} - g_\ell^{(0)}) \vec{s}_i + g_\ell^{(1)} \vec{I} + (g_s^{(1)} - g_\ell^{(1)}) \vec{s}_i \tau_z^{(i)} \quad (2.10)$$

ifadesi elde edilir. Bu ifadedeki jromanyetik g faktörler aşağıdaki gibidir:

$$\mathbf{g}_\ell^{(0)} = \frac{1}{2}(\mathbf{g}_\ell^p + \mathbf{g}_\ell^n) = 0.5, \quad \mathbf{g}_\ell^{(1)} = \frac{1}{2}(\mathbf{g}_\ell^p - \mathbf{g}_\ell^n) = 0.5 \quad (2.11)$$

$$\mathbf{g}_s^{(0)} = \frac{1}{2}(\mathbf{g}_s^p + \mathbf{g}_s^n) = 0.88, \quad \mathbf{g}_s^{(1)} = \frac{1}{2}(\mathbf{g}_s^p - \mathbf{g}_s^n) = 4.706$$

(2.11) ile verilen g faktörler (2.10) ifadesinde yerlerine yazılırsa genel formda manyetik moment operatörü için

$$\bar{\mu} = \sum_{i=1}^A \left\{ \frac{1 + \tau_z^{(i)}}{2} (\mathbf{g}_s^p \bar{\mathbf{s}}_i + \bar{\mathbf{I}}_i) + \frac{1 - \tau_z^{(i)}}{2} \mathbf{g}_s^n \bar{\mathbf{s}}_i \right\} = \frac{1}{2} \bar{\mathbf{I}} + 0.38 \sum_{i=1}^A \bar{\mathbf{s}}_i - \sum_{i=1}^A \tau_z^{(i)} (4.71 \bar{\mathbf{s}}_i + 0.5 \bar{\mathbf{I}}_i) \quad (2.12)$$

ifadesi elde edilir. Burada τ_z izotopik spini nötron için $\tau_z^n = -1$, proton için ise $\tau_z^p = +1$ değerlerini alır. Denklem (2.12)'nin ilk iki terimi manyetik momentin izoskaler kısmını, son terimi de izovektör kısmını gösterir. Yukarıdaki denklemin ilk terimi toplam açısıl momentum (\mathbf{I}) ile orantılıdır ve farklı seviyeler arasındaki geçişlerde katkı vermez. İkinci terim ise izotopuzayda bir skalerdir. Denklem (2.12)'den görüldüğü gibi μ operatörünün izovektör kısmının manyetik momente katkısı izoskaler kısmından çok daha büyük (≈ 12 katı) olduğu için manyetik dipol operatörü izovektör karakterlidir [73,74].

2.2. Bağımsız Kuaziparçacıklar Modeli (Süperakışkan Model)

Bu tez çalışmasında incelenen çekirdekler süperakışkan özellikleri sergilediğinden gelecek hesaplamalarda süperakışkan model baz alınacaktır [75]. Buna göre bu modelde ayrıntıya girmeden sadece temel formüller kullanılacaktır.

Süperakışkan teorisinin kuantum mekaniği ve matematiksel analizi ilk defa 1957 yılında Bogolyubov tarafından yapıldı ve daha sonra Barden, Cooper, Schieffer tarafından süperiletkenlik olayını açıklamak için kullanıldı [73,75,76]. Bu teori literatüre BCS teorisi olarak geçti. Normal bir iletkende akıma karşı gösterilen elektriksel direnç, serbest elektronlarının kristal örgü iyonlarının termik hareketleri

sebebiyle saçılmaya uğraması sonucu oluşur. BCS teorisi, bir süperiletkenin akıma karşı sıfır direnç göstermesini açıklar. Ayrıca kristal örgü titreşimleri (fononlar aracılığı) ile iletkenlik elektronları arasındaki etkileşmeler, ortamda elektron-cooper çiftlerinin doğmasına yol açmaktadır. Yani bu etkileşme elektronlar arasındaki zayıf çekim kuvveti fonon alışverişiyle oluşmaktadır. Hâlbuki çekirdekte iki nükleon arasındaki çekim kuvveti güçlü olduğundan, böyle bir alışveriş mekanizmasına gerek yoktur. Süperiletkenlik özelliğinin çekirdeğe uygulanmasıyla ortaya çıkan bu model süperakışkan model olarak isimlendirilir.

Nükleonlar arası etkileşmeleri içine alan çekirdek Hamiltoniyeni,

$$H_0 = H_{\text{ort.}} + H_{\text{pair}} \quad (2.13)$$

şeklinde ifade edilir. Küresel çekirdekler için ortalama alanı spin-yörünge çiftlenimli titreşici potansiyeli veya Woods-Saxon potansiyeli tasvir eder. Deforme çekirdekler için ise Nilsson ve deforme Woods-Saxon potansiyeli geçerlidir. Çiftlenme korelasyonlarını ele alan metod çok geneldir ve bu korelasyonlar ortalama alanın simetri özelliklerine veya açık bir biçimine bağlı değildir. Dolayısıyla ilk önce temel denklemler genel biçimde türetilir ve daha sonra küresel veya deforme çekirdeklere uygun gelen özel bir formu elde edilebilmesi için bu denklemler düzenlenir.

Çiftlenme korelasyonları çalışmalarında, $\sigma = \pm 1$ özdeğerlerine sahip kuantum sayısını, kuantum sayılarının tüm setinden ayırmak gerekir. Sadece σ 'nın işaretiyle birbirinden farklılaşan durumlar, zaman tersinirliği dönüşümü altında eşleniktirler. Mesela σ kuantum sayısı, nükleer simetri eksenini üzerindeki açısal momentum izdüşümünün işaretini temsil eder. $q\sigma$, ortalama alanın tek parçacık seviyelerini göstermektedir.

Süperakışkan nötron-proton korelasyonları, orta ve ağır çekirdeklere oluşmamaktadır. Nötron ve protonlar için, ayrı ayrı çözüm elde edilir. Bu nedenle bağımsız kuaziparçacıklar modelinde nötron ve proton sistemleri ayrı ayrı ele alınır. Denklem (2.13)'teki Hamiltoniyen o zaman nötron ve proton kısımları olmak üzere iki kısımda yazılabilir.

$$H_0 = H_0(n) + H_0(p) \quad (2.14)$$

Çiftlenme korelasyonlarına sebep olan kuvvetler, kısa menzilli kuvvetlerdir. Dolayısıyla $\delta(r-r')$ kuvvetine benzer bir kuvvettir. Bu, çiftlenme kuvvetlerinin momentum temsilinde sabit, farklı tek parçacık durumları için matris elemanlarının yaklaşık olarak aynı olduğu anlamına gelmektedir. Bu düşünceye göre, $G(q+, q-; q'-, q'+)$ matris elemanı q ve q' 'den bağımsızdır. Yani,

$$G(q+, q-; q'-, q'+) = G \quad (2.15)$$

O zaman çiftlenme etkileşmesi iki parametre ile karakterize edilir. G_N niceliği nötron sistemini, G_P niceliği ise proton sistemini temsil eder. (2.14) denklemi aşağıdaki gibi yeniden yazılır.

$$\begin{aligned} H_0(n) &= \sum_{s\sigma} \{E_0(s) - \lambda_n\} a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} - G_N \sum_{ss'} a_{s+}^+ a_{s-}^+ a_{s'-} a_{s'+} \\ H_0(p) &= \sum_{r\sigma} \{E_0(r) - \lambda_p\} a_{r\sigma}^+ a_{r\sigma} - G_P \sum_{rr'} a_{r+}^+ a_{r-}^+ a_{r'-} a_{r'+} \end{aligned} \quad (2.16)$$

Burada $E(s)$ nükleonların ortalama alan potansiyelindeki tek parçacık enerjileridir. $a_{s\sigma}^+$ ($a_{s\sigma}$) operatörleri, s durumunda parçacık üretme(yok etme) operatörleridir. Üretme ve yok etme operatörleri bilinen anti-komütasyon kurallarına uyarlar.

$$a_{s\sigma}^+ a_{s'\sigma'} + a_{s'\sigma'} a_{s\sigma}^+ = \delta_{ss'} \delta_{\sigma\sigma'} \quad (2.17)$$

$$a_{s\sigma} a_{s'\sigma'} + a_{s'\sigma'} a_{s\sigma} = 0 \quad (2.18)$$

$$a_{s\sigma}^+ a_{s'\sigma'}^+ + a_{s'\sigma'}^+ a_{s\sigma}^+ = 0 \quad (2.19)$$

Süperakışkan modelin (2.13) Hamiltoniyeni kuaziparçacık tasvirinde

$$\begin{aligned} a_{s\sigma} &= u_s \alpha_{s,-\sigma} + \sigma v_s \alpha_{s\sigma}^+ \\ a_{s\sigma}^+ &= u_s \alpha_{s,-\sigma}^+ + \sigma v_s \alpha_{s\sigma} \end{aligned} \quad (2.20)$$

Bogulyobov dönüşümleri yardımıyla köşegenleştirilir [73]. Burada $\alpha_{s\sigma}^+$ ($\alpha_{s\sigma}$) operatörleri kuaziparçacık üretme (yok etme) operatörleridir.

Bu modelde dönüşüm sonucu v_q^2 ve u_q^2 'nin

$$v_q^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{E(q) - \lambda_\tau}{\varepsilon(q)} \right\}, \quad u_q^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{E(q) - \lambda_\tau}{\varepsilon(q)} \right\}. \quad (2.21)$$

değerlerinde (2.13) hamiltoniyeni köşegenleştirilir. Kuaziparçacık tasvirinde söz konusu hamiltoniyen aşağıdaki şekilde ifade edilir:

$$H_{sqp} = \sum_{q\tau} \varepsilon_q(\tau) (\alpha_q^+(\tau) \alpha_q(\tau) + \alpha_{\bar{q}}^+(\tau) \alpha_{\bar{q}}(\tau)) \quad (2.22)$$

Burada $\tau = n(p)$ nötron(proton) sistemlerine karşı gelmektedir. $\varepsilon_q = \sqrt{(E_q - \lambda)^2 + \Delta^2}$ nükleonların tek kuaziparçacık enerjisidir. Burada $\Delta_\tau = G_\tau \sum_q u_q v_q$ ile verilen gap parametresi reeldir ve eğer $G_\tau > 0$ ise pozitifdir. Süperakışkan modelin Δ ve λ nicelikleri aşağıdaki sistem denklemlerinin yardımıyla nötron ve proton sistemleri için sayısal olarak ayrı-ayrı bulunur [73]:

$$\frac{2}{G_\tau} = \sum_q^\tau \frac{1}{\varepsilon_q} \quad (2.23)$$

$$N_\tau = 2 \sum_q^\tau v_q^2 \quad (2.24)$$

2.3. Birleşik Nükleer Model (Kolektif Model)

Bu tez çalışmasında kullanılan QRPA metodu genelleştirilmiş modeli baz aldığından tezin bu bölümünde modelin ayrıntılarına girilmeden sadece temel bağıntılar verilmiştir. Bu modelde koru oluşturan dolmuş kabuklardaki nükleonlar

hidrodinamik model çerçevesinde kor dışındaki nükleonlar ise tek parçacık model kullanılarak ele alınır.

Aage Bohr ve Ben Mottelson tarafından ortaya atılan kolektif model sıvı damlası modeli ve kabuk modelinin birleştirilmesi sonucu oluşmuş, başarılı sonuçlar veren bir modeldir. Bu model ile kabuk modelinde görülen, çekirdeklerin manyetik ve kuadrupol momentlerini belirlemedeki eksiklikler, bazı çekirdeklerin uyarılmış enerji seviyeleri için beklenen değerlerinde meydana gelen hatalar giderilir [76].

Sihirli sayıda nükleon içeren çekirdekler denge halinde küreseldir. Kapalı kabukların dışında, sadece birkaç parçacığa sahip çekirdekler, taban durumunda küresel biçime sahiptir. Çift-çift çekirdeklerde en düşük 2^+ seviyeleri nükleer yüzeyin kuadrupol titreşimleri ile ilgilidir ve bu seviyeler uyarmanın en kolay olduğu serbestlik derecelerini gösterirler. Şimdi açıklanan özellikler titreşimsel çekirdekleri tanımlar. Küresel denge biçimli ve dolmamış kabuklarında sadece birkaç parçacık veya deşiğe sahip olan çekirdekler titreşimsel çekirdeklerdir.

Dolmamış kabuklarda hollerin veya parçacıkların sayısı artırıldığı zaman küresel nükleer biçimin kararlılığı gittikçe azalır. Dış nükleonlar artık (residual) etkileşme vasıtasıyla etkileşir; etkileşme parçacıkların bağlantılı hareketi ile sonuçlanır, parçacıkların bağlantılı hareketi nükleer küreselsizliğe yani deformasyona neden olur. Kararlı deforme nükleer biçimin olasılığı doldurulmamış kabuklardaki parçacıkların sayısının hızla artan bir fonksiyonudur. Sonuç olarak, doldurulmamış kabuklarda çok nötronlu ve protonlu çekirdekler küresel olmayan biçime yani elipsoit biçimine sahiptir. Böyle çift-çift çekirdeğin ilk 2^+ seviyeleri çok küçük enerjiye sahiptir; 2^+ , 4^+ , 6^+ gibi seviyeler tüm çekirdeğin dönmesine uyan bir dönme bandı olarak yorumlanabilir. Bu özelliklere sahip olan çekirdeklere dönen (rotasyonel) çekirdekler denir. Nükleonların bağlantılı hareketi sadece statik nükleer deformasyona sebep olmaz aynı zamanda diğer ortak özelliklerinde birçoğuna sebep olur. Deforme çekirdekler birçok parçacığın bu düzenli hareketinin bir sonucu olarak büyük kuadrupol momentlere sahiptirler.

Birleşik nükleer model iki varsayıma dayanır: ilki dolmamış kabuklarda çok parçacıklı çekirdeklerin aksel simetrik bir elipsoit biçimine sahip olduğunu öne sürer. Uzayda elipsoidin yönlenimi özel olarak tanımlanmış ortak değişkenler yoluyla açıklanır. İkinci varsayım ortak hareketin adyabatikliği ile ilgilidir. Çekirdekler o kadar yavaş bir şekilde döner ki tek nükleonların böyle bir harekete adyabatik olarak uyabildiği varsayılır. Adyabatiklik koşulu aşağıdaki şekilde ifade edilir:

$$\omega_{\text{rot}} \ll \omega_{\text{vib}} \ll \omega_{\text{in}} \quad (2.25)$$

Dönme frekansları titreşim frekanslarından oldukça daha küçüktür ve titreşim frekansları iç hareketin frekanslarından çok daha küçüktür. Burada nükleer titreşimler ile ilgilenilmeyecektir; bu yüzden φ_{vib} fonksiyonu ihmal edilecektir. Bu durumda nükleer hareketler yaklaşık olarak iki bağımsız moda ayrılabilir: iç hareket ve tüm çekirdeğin dönmesi. Benzer şekilde, nükleer dalga fonksiyonu iç hareketin dalga fonksiyonu $\varphi_K(q)$ ve dönme hareketinin dalga fonksiyonu $D(\theta_e)$ 'nin çarpımıdır.

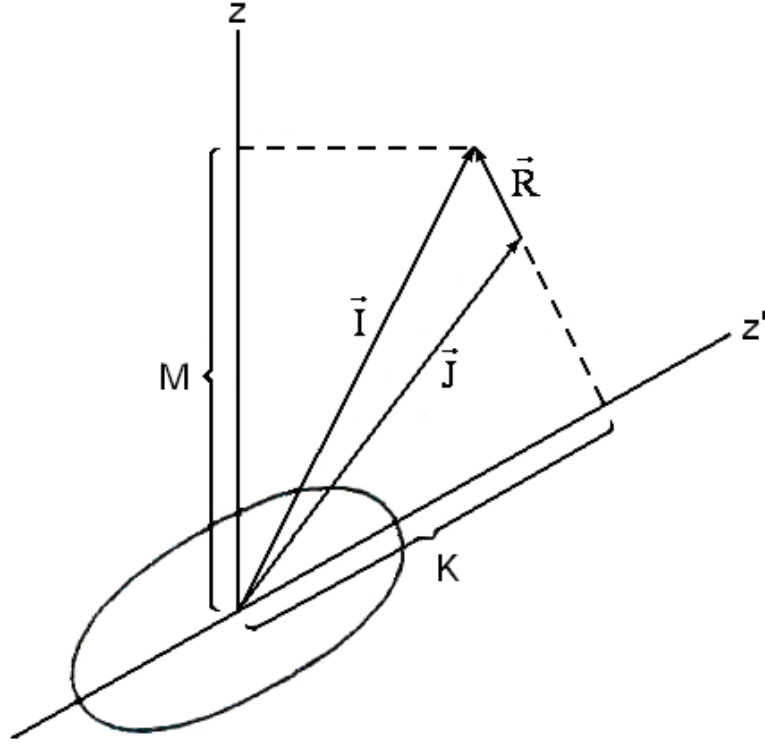
Bu durumda kullanılan genel dalga fonksiyonu aşağıdaki gibidir:

$$\Psi'_{MK} = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \left(D'_{MK}(\theta_e) \varphi_K(q) + (-1)^{I+K} D'_{M,-K}(\theta_e) \varphi_{-K}(q) \right) \quad (2.26)$$

Burada θ_e nükleer yönelimi açıklayan Euler açılarıdır ve $D(\theta_e)$ dönme fonksiyonlarının iyi bilinen özellikleri Ek A'da verilmiştir. Denklem (2.26)'da ikinci terimde aksiyal simetrik çekirdeğin nükleer simetri eksenine dik bir eksen boyunca 180° döndürüldüğünde değişmez kalmasının bir sonucu olarak meydana gelmektedir.

Deforme çekirdeklerin büyük bir çoğunluğu nükleer kütle merkezinden geçen ve nükleer simetri eksenine dik ek bir simetri düzlemine sahip olan aksel simetrik biçimlere sahiptir. Böyle sistemlerin dönmesi oldukça basit bir şekilde açıklanır (Aksel simetrisiz çekirdeğin daha genel durumu [77] referansında açıklanır). Simetri eksenindeki toplam açısal momentumun izdüşümü olan $I_3=K$ korunumlu bir niceliktir. Kuantum mekaniği bir cismin simetri eksenini boyunca

dönmesini yasaklar. Sonuç olarak aksel simetrik çekirdek sadece simetri eksenine dik eksenler boyunca dönebilir. Aynı zamanda dönme açısal momentum simetri eksenine diktir.



Şekil 2.2. Küresel olmayan aksel simetrik çekirdekdeki açısal momentumların birbirleri ile ilişkileri

Şekil 2.2 konu ile ilgili tüm vektörleri ve onların bağlanmalarını gösterir. x', y', z' koordinat sistemi çekirdeğe bağlanırken (cisim merkezli sistem), x, y, z koordinat sistemi uzayda sabittir (laboratuvar sistemi). z' eksenini nükleer simetri eksenidir. Toplam açısal momentum olan $\vec{I} = \vec{J} + \vec{R}$ laboratuvar sisteminde z eksenini üzerinde M izdüşümüne ve nükleer simetri eksenini üzerinde K izdüşümüne sahiptir. \vec{J} iç hareketin toplam açısal momentumunu gösterir [73].

2.3.1. Kolektif modelde manyetik momentler

Bu modelde manyetik moment operatörü aşağıdaki şekilde, açıkça dönme hareketiyle ilgili bir terim ve nükleonların iç hareketiyle ilgili başka bir terimle belirlenir:

$$\bar{\mu} = g_R \bar{R} + \sum_{i=1}^A (g_i^{(l)} \bar{l}'_i + g_i^{(s)} \bar{s}'_i) \quad (2.27)$$

Burada birinci terim çekirdeğin (pozitif yüklü) bir tam dönmesine karşı geliyorken ikinci terim ise çekirdekdeki nükleonların iç hareketine karşılık gelir. g_R niceliği dönme hareketinin jromanyetik oranıdır. Burada \bar{l}'_i ve \bar{s}'_i sırasıyla nükleonların yörünge ve spin operatörleridir.

$$\bar{\mu}' = \sum_{i=1}^A (g_i^{(l)} \bar{l}'_i + g_i^{(s)} \bar{s}'_i) \text{ olmak üzere}$$

$$\bar{\mu} = g_R \bar{I} + (\bar{\mu}' - g_R \bar{J}) \quad (2.28)$$

ifadesi elde edilir. Burada $\bar{J} = \sum_i (\bar{l}'_i + \bar{s}'_i)$ ile verilir. Denklem (2.28)'deki $(\bar{\mu}' - g_R \bar{J})$ vektör operatörü aşağıdaki formüle göre çekirdekle bağlı koordinat sisteminde aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$(\mu' - g_R J_x) = \sum_{x'} D'_{xx'}(\theta_e) (\mu'_{x'} - g_R J_{x'}) \quad (2.29)$$

Bu durumda μ manyetik momentin x bileşeni aşağıdaki gibidir:

$$\mu_x = g_R I_x + \sum_{x',i} D'_{xx'}(\theta_e) \left\{ (g_i^{(l)} - g_R) (l'_i)_{x'} + (g_i^{(s)} - g_R) (s'_i)_{x'} \right\} \quad (2.30)$$

Bilindiği gibi nükleer manyetik moment $M=K$ durumunda μ_z 'in ortalama değeri alınarak bulunur. Basit bir işlemten sonra aşağıdaki formül elde edilir.

$$\mu = g_R I + (g_K - g_R) \frac{K^2}{I+1} \left\{ 1 + (2I+1)(-1)^{I+\frac{1}{2}} b_0 \delta_{K,\frac{1}{2}} \right\} \quad (2.31)$$

Burada g_K deforme çekirdeklerin iç manyetik momentleri için iyi bilinen Nilsson formülüdür ve bu formül aşağıdaki gibi verilir:

$$Kg_K = Kg^{(\ell)} + (g^{(s)} - g^{(\ell)}) \langle \varphi_K^* S_z \varphi_K \rangle \quad (2.32)$$

(2.31) ifadesindeki jiromanyetik oran g_R teorik olarak hesaplanabilir. Homojen bir sistem için g_R atalet momentleri vasıtasıyla aşağıdaki gibi ifade edilir [73]:

$$g_R = \frac{\mathfrak{I}_p}{\mathfrak{I}_p + \mathfrak{I}_n} \quad (2.33)$$

g_R protonun eylemsizlik momentinin toplam eylemsizlik momentine oranıdır. (2.33) ifadesinde J_p operatöründeki tek parçacık nötron ve proton matris elemanlarının sabit değer varsayımı kullanılarak g_R faktör için nükleonların çekirdek içerisinde homojen dağılımını göz önüne alan genelleştirilmiş modelin öngördüğü

$$g_R = Z/A \quad (2.34)$$

değeri elde edilir. Bir dönme bandı içinde M1 geçişlerinin indirgenmiş olasılığı aşağıdaki ifade ile belirlenir.

$$B(M1; I_i \rightarrow I_f) = \frac{3}{16\pi} \frac{e^2}{m^2} K^2 (g_K - g_R)^2 (I_i K 1 0 | I_f K)^2 \quad (2.35)$$

Burada I değeri I_i ve I_f değerlerinden daha büyüktür. $(g_K - g_R)$ miktarı $K \neq \frac{1}{2}$ bantlarında deneysel olarak belirlenmiş $B(M1)$ değerlerinden bulunabilir. Bu adyabatiklik koşulunun gerçekleşmesinin bir kontrolü olarak çalışır; farklı $I+1 \rightarrow I$ geçişlerinden belirlenen $g_K - g_R$ değerleri mutlaka eşit olmalıdır. (2.35) ifadesi kullanılarak farklı iki seviye arasındaki geçiş ihtimallerinin ölçümünden g_K ve g_R değerleri belirlenebilir.

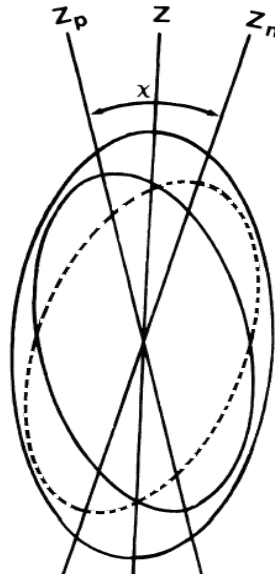
BÖLÜM 3. ÇİFT-ÇİFT DEFORME ÇEKİRDEKLERDE ELEKTRİK VE MANYETİK DİPOL UYARILMA SEVİYELERİNİN ÖZELLİKLERİ

3.1. Giriş

Çekirdek fiziğinde kararlı biçime sahip olan çekirdekler deneysel verilerin yeterince olmasından dolayı önemli yer tutarlar. Bu tür çekirdeklere sihirli sayıya sahip veya dolmuş kabuk dışında birkaç parçacık olan çekirdekler örnek gösterilebilir. Bu çekirdeklerin çoğunun küresel yapıya sahip oldukları bilinmektedir. Bu çekirdeklere düşük enerjili uyarılmalar yüzey titreşimlerine karşı gelmektedir. Kararlı çekirdeklere örnek olarak nadir toprak bölgesinde yerleşen deforme çekirdekler de gösterilebilir. Dış kabukları yarıya kadar dolmuş veya bu sayının etrafında olan çekirdekler de nükleonların etkileşmesi sonucu çekirdeğin biçimi değişerek kararlı deformasyona sahip olmasına neden olur. Yani deforme çekirdeklere enerjinin bir minimumu alınsa çekirdek tek bir deformasyon parametresine sahip olur. Büyük kuadrapol momentleriyle, zengin dönme spektrumuyla ve kararlı deformasyon parametreleriyle seçilen ve elipsoid biçiminde olan bu çekirdeklere iyi deforme çekirdekler denir. Bunlar, $150 < A < 190$ ve $A > 220$ kütle bölgesinde bulunurlar. Elementlerin periyodik tablosunda nadir toprak ve uran ötesi elementlerin tümü bir çok izotoplarıyla birlikte deforme çekirdekler sınıfına dahildirler. Deforme çekirdekler özellikle nadir toprak elementleri, çekirdek yapısının incelenmesinde ve nükleonlar arasındaki nükleon-nükleon etkileşmelerinin belirlenmesinde önemli bir yer tutmaktadır. Deforme çekirdeklerin bir başka özelliği büyük çoğunlukla süperakışkan olmalarıdır. Bunların normal çekirdeklerden esas farkları tıpkı süperiletken metallere spektrumunda olduğu gibi, aşağı enerji spektrumunda enerji aralığının (Gap) bulunması ve enerji seviye yoğunluğunun tek parçacık modelinin öngördüğünden 2 kat fazla olmasıdır.

Bu çekirdeklerde yapılan incelemeler uygulanan modellerin başarısı, ortalama alan potansiyellerinin ve nükleon-nükleon etkileşme parametrelerinin fit edilmesi açısından çok önemlidir.

Çekirdek fiziğinde son yirmi yılın en etkileyici olaylarından biri deforme çekirdeklerde spini ve paritesi $I^\pi K=1^+1$ olan makas (scissors) mod uyarılmalarının keşfidir. Çekirdekte nötron ve proton sistemlerinin Şekil 3.1’de görüldüğü gibi ortak bir eksen etrafında ve birbirine karşı makas gibi titreşimler yaparak katı deforme maddeler gibi davrandığı varsayıldığı için bu uyarılmalar makas mod olarak adlandırılmıştır.



Şekil 3.1. Makas mod deforme proton yoğunluğu katkısının nötron katkısına karşı makasın açılıp kapanmasını andıran salınımlardır

Ağır nadir toprak çekirdeği ^{156}Gd için Darmstadt elektron lineer hızlandırıcısında yapılan yüksek çözünürlüklü elektron saçılma deneyinde [13] yaklaşık 3 MeV uyarılma enerjisinde oldukça kolektif izovektör manyetik dipol uyarılmasının yeni bir türünün gözlenmesi ve onun ilk tebliği [14] nükleer spektroskopide yeni bir alan açmıştır. Stuttgart hızlandırıcısındaki ilk NRF deneyinde [15] ^{156}Gd ve komşu Gd izotopları ($^{158,160}\text{Gd}$) için bu güçlü M1 uyarılmaları doğrulandı. Günümüzde bu mod hafif çekirdeklerden (örneğin ^{46}Ti) başlayarak aktinitlere kadar geçiş ve gama yumuşak çekirdekler de (Bkz. Ref.[16,17]) dahil olmak üzere geniş bölgede sürekli

deformasyonlu izotoplar için bulunmuştur. Nadir toprak çekirdekleri için makas mod üzerine birçok veri toplanmıştır. M1 geçiş ihtimalinin doğru belirlenmesi bu uyarılmaların yapısının anlaşılması için çok önemli olduğunu göstermiştir [18].

Elektrik dipol geçişleri nötron ve proton sistemlerinin ağırlık merkezlerinin birbirine karşı yaptığı titreşimlerdir. Manyetik dipol mod ise manyetik dipol geçişlerinden uyarılır. Bu uyarılmaların meydana gelmesinden izovektör spin-spin kuvvetleri sorumludur [1]. Deforme ortalama alanda küresel çekirdeklerdeki potansiyellerden farklı olarak her bir j kabuğunun manyetik kuantum sayısı toplam açısall momentumun çekirdek simetri eksenine yönündeki z bileşeni K 'ya göre ayrışmasından dolayı çekirdeğin tabaka yapısı bozulur ve bu durum 1^+ seviyelerinin yoğunluğunun artmasına neden olur. Deforme çekirdeklerde aksel simetriden dolayı 1^+ seviyelerinin $K=0$ ve $K=1$ olmak üzere iki bağımsız dalı vardır. Bu uyarılmaların $K=1$ dalı çekirdekteki simetri eksenine dik yönde olan kuadropol ve spin titreşimlerine karşılık gelirken $K=0$ dalı ise çekirdeğin simetri eksenine boyunca olan titreşimlere karşılık gelir.

Çok parçacıklı sistemlerin incelenmesinde çoğu zaman yaklaşımlı modeller kullanılır. Bunun sonucu olarak kullanılan hamiltoniyenlerin bu veya diğer dönüşümlere göre değişmezliği bozulmaktadır. Örneğin, kabuk model hamiltoniyeni birbirinden bağımsız nükleonların hareketini ifade etmektedir ve bu hamiltoniyen kullanılan ortalama alan potansiyelinden dolayı öteleme simetrisini bozmaktadır. Deforme çekirdeklerde de aksel simetrik potansiyel, kabuk model hamiltoniyeninin dönme değişmezliğini bozmaktadır. Dolu kabuk dışındaki süperakışkan çekirdeklerde çiftlenim etkileşmesi Galileo değişmezliği bozmaktadır. Böylelikle çekirdek hamiltoniyenlerinde meydana gelen kırımların kabuk modelde kullanılan potansiyellerden kaynaklandığı görülür. Bu simetri kırımları kendiliğinden meydana geldiğinden, Goldstone teoremine [78] göre enerjisi sıfır olan 'spurious(sahte)' halinin enerji spektrumundaki gerçek titreşim seviyelerine karışmasına neden olur. Öteleme değişmezliğin kırılmasından meydana gelen $\omega=0$ hali çekirdeğin ağırlık merkezinin uzayda ötelemesine karşı gelmektedir ve bu durumun spini ve paritesi $I^\pi=1^-$ olduğundan elektrik dipol titreşimlerine karışmaktadır. Öte yandan deforme çekirdeklerde dönme değişmezliğin kırılmasına

neden olduğu $\omega=0$ Goldstone dalı çekirdeğin bir bütün olarak dönmesini yansıtır ve simetriden dolayı manyetik dipol titreşimlerine ($I^\pi=1^+$) karışmaktadır. Goldstone dalları çekirdek iç hareketiyle hiçbir ilişkisi olmayan ayrı bir moddur ve bundan dolayı bu haller çekirdek fiziğinde sahte haller olarak adlandırılmışlardır. Buna göre de $\omega=0$ enerjili sahte hallerin gerçek titreşim durumlarından ayrılması mikroskobik modellerin temel gereksinimlerden biridir.

Son zamanlarda deforme çift-çift çekirdeklerin spektrumlarında çeşitli deneysel yöntemlerle gözlenen yörüngesel ve spin karakterli manyetik dipol mod uyarılmalarının mekanizmalarının belirlenmesi çekirdek fiziğinde ayrı yeri olan önemli problemlerden biri haline gelmiştir. Bu yüzden makas mod ve spin titreşimleri gibi küçük spinli kolektif uyarılmalar çekirdek yapısının incelenmesinde nükleon-nükleon etkileşmelerinin yörünge ve spin momentlerine bağlı bileşenlerinin belirlenmesinde önemli bilgiler sağladığından teorik ve deneysel araştırmalar açısından dikkate alınan güncel konulardan biridir. Bu yüzden tezin bu bölümünde Kuliev tarafından geliştirilen dönme değişmez olmayan, dönme değişmez QRPA modelleri [1-3] çerçevesinde 1^+ seviyelerinin manyetik dipol özelliklerinin analitik ifadeleri ve öteleme değişmez QRPA modeli çerçevesinde elektrik dipol (1^-) uyarılmalarının analitik ifadeleri ve ayrıca bahsedilen teorilerin uygulaması olarak ta ¹⁶⁰⁻¹⁶⁴Dy çekirdekleri için yapılan sayısal hesaplamalar verilecektir.

3.2. Dönme Değişmez Olmayan QRPA Modelinde Deforme Çekirdeklerin Spin-Titreşim Karakterli $I^\pi=1^+$ Seviyeleri

Manyetik dipol etkileşmeleri tek kütleli çekirdeklerin manyetik dipol momentlerine, M1 geçişlerine ve enerji spektrumlarına tesir ederken, çift-çift çekirdeklere spin-titreşim 1^+ seviyelerini üretir. Buna göre de spin kuvvetlerinin deforme çekirdeklere 1^+ seviyelerini ürettiği varsayılarak bu seviyeleri temsil eden Hamiltoniyen aşağıdaki gibi seçilebilir [1]:

$$H = H_{\text{sqp}} + V_{\sigma\tau} \quad (3.1)$$

Bu ifadeye H_{sqp} daha önceki bölümde (2.22) eşitliği ile verilmiş ve açıklaması yapılmıştı. Burada aynı ifade kullanılacaktır:

$$H_{sqp} = \sum_{s,\tau} \varepsilon_s(\tau) (\alpha_s^+(\tau) \alpha_s(\tau) + \alpha_{\bar{s}}^+(\tau) \alpha_{\bar{s}}(\tau)) \quad (3.2)$$

Eşitlik (3.1)'deki $V_{\sigma\tau}$ ise spin-spin etkileşmesine karşı gelmektedir ve genel formu aşağıdaki gibidir:

$$V_{\sigma\tau} = \frac{1}{2} \kappa_{\sigma} \sum_{i \neq j} \bar{\sigma}_i \bar{\sigma}_j + \frac{1}{2} \kappa_{\sigma\tau} \sum_{i \neq j} \bar{\sigma}_i \bar{\sigma}_j \bar{\tau}_i \bar{\tau}_j \quad (3.3)$$

Burada $\bar{\sigma}$ ve $\bar{\tau}$ sırasıyla spin ve izospin uzaylarında Pauli matrisleri, $\kappa_{\sigma\tau}$ ise spin-izospin etkileşme sabitidir. İkinci kuaziparçacık tasvirinde (3.3) spin-spin etkileşmesi aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$V_{\sigma\tau} = \sum_{\mu=0,\pm 1} \kappa_{\tau\tau'} T_{\mu}(\tau)^+ T_{\mu}(\tau) \quad (3.4)$$

Burada $\kappa_{\tau\tau} = \kappa = \kappa_{\sigma} + \kappa_{\sigma\tau}$ ve $\kappa_{np} = \kappa_{pn} = q\kappa$ [29] ile verilir ve $T_{\mu}(\tau)$ operatörü tek parçacık tasvirinde

$$T_{\mu}(\tau) = \sum_{\substack{ss' \\ \rho\rho'}} \sigma_{sp,s'\rho'}^{(\mu)} a_{sp}^+ a_{s'\rho'} \quad (3.5)$$

ile verilir. Burada a_v^+ (a_v) parçacık üretme(yoketme) operatörleriydi. (3.5) ifadesindeki $\sigma_{sp,s'\rho'}^{(\mu)}$ spin matris elemanları aşağıdaki simetri özelliklerine sahiptirler:

$$\begin{aligned} \sigma_{ss'}^{(\mu)} &\equiv \langle s+ | \sigma_{\mu} + (-1)^{\mu} \sigma_{-\mu} | s'+ \rangle = -\langle s- | \sigma_{\mu} + (-1)^{\mu} \sigma_{-\mu} | s'- \rangle = \sigma_{s's}^{(\mu)} \quad (\mu = 0,1) \\ \bar{\sigma}_{ss'}^{(\mu)} &\equiv \langle s+ | \sigma_{\mu} + (-1)^{\mu} \sigma_{-\mu} | s'- \rangle = \langle s- | \sigma_{\mu} + (-1)^{\mu} \sigma_{-\mu} | s'+ \rangle = \bar{\sigma}_{s's}^{(\mu)} \quad (\mu = 0,1) \quad (3.5') \\ \sigma_{\mu} &= (-1)^{\mu} \sigma_{-\mu} \quad \sigma_{ss'}^{(\mu)} = (-1)^{\mu} \sigma_{ss'}^{(-\mu)} \end{aligned}$$

(3.5') ifadelerinde, $|s+\rangle$ ve $|s-\rangle$ zaman eşleniğidir. Bölüm 2'de verilmiş olan Bogolyubov'un kanonik dönüşümleri kullanılarak $T_\mu(\tau)$ operatörünün kuaziparçacık tasvirindeki ifadesi aşağıdaki gibi yazılabilir;

$$T_\mu(\tau) = \sum_{ss'} \left[\sigma_{ss'}^{(\mu)} D_{ss'}(\tau) + \bar{\sigma}_{ss'}^{(\mu)} \bar{D}_{ss'}(\tau) \right] M_{ss'} + \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss'} \left\{ \sigma_{ss'}^{(\mu)} [C_{ss'}^+(\tau) + C_{ss'}(\tau)] + \bar{\sigma}_{ss'}^{(\mu)} [\bar{C}_{ss'}^+(\tau) + \bar{C}_{ss'}(\tau)] \right\} L_{ss'} \quad (3.6)$$

Burada, $M_{ss'} = u_s u_{s'} + v_s v_{s'}$ ve $L_{ss'} = u_s v_{s'} - u_{s'} v_s$ olup $u(v)$ iyi bilinen Bogolyubov kuaziparçacık dönüşüm parametreleridir ve

$$D_{ss'} = \sum_{\rho=\pm 1} \rho \alpha_{s,-\rho}^+ \alpha_{s',-\rho} = D_{s's}^+ \quad , \quad \bar{D}_{ss'} = \sum_{\rho} \alpha_{s-\rho}^+ \alpha_{s'\rho} \quad (3.7)$$

$$C_{ss'} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\rho} \alpha_{s'\rho} \alpha_{s,-\rho} \quad , \quad \bar{C}_{ss'} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\rho} \rho \alpha_{s'\rho} \alpha_{s\rho}$$

operatörleri ise iki kuaziparçacık operatörleridir. Burada $C_{ss'}^+(C_{ss'})$ operatörlerinde iki kuaziparçacık spin ve parite $I^\pi=1^+$ olacak şekilde birleşirler. $C_{ss'}(\bar{C}_{ss'})$ operatörleri aşağıdaki özelliklere sahiptirler.

$$\begin{aligned} [C_{ss'}(\tau), C_{\lambda\lambda'}^+(\tau')] &= \delta_{\tau\tau'} (\delta_{s\lambda} \delta_{s'\lambda'} - \delta_{s'\lambda} \delta_{s\lambda'}) + \frac{1}{2} (\delta_{s\lambda'} B_{\lambda s'} + \delta_{s'\lambda} B_{\lambda' s} - \delta_{s\lambda} B_{\lambda' s'} - \delta_{s'\lambda'} B_{\lambda s}) \\ [\bar{C}_{ss'}(\tau), \bar{C}_{\lambda\lambda'}^+(\tau')] &= \delta_{s\lambda} \delta_{s'\lambda'} - \delta_{s\lambda'} \delta_{s'\lambda} + \frac{1}{2} (\delta_{s\lambda'} B_{\lambda s'} + \delta_{s'\lambda} B_{\lambda' s} - \delta_{s\lambda} B_{\lambda' s'} - \delta_{s'\lambda'} B_{\lambda s}) \end{aligned} \quad (3.8)$$

$$C_{ss'} = -C_{s's}, \quad \bar{C}_{ss'} = -\bar{C}_{s's} \quad \text{ve} \quad C_{ss} = \bar{C}_{ss} = 0$$

burada $B_{ss'} = \sum_{\rho} \alpha_{s\rho}^+ \alpha_{s'\rho}$ 'dur.

Bu bölümde kullanılan model çerçevesinde yapılan analitik hesaplarda (3.6) ifadesindeki T_μ operatörünün bazı terimleri katkı vermeyeceğinden T_μ 'nün aşağıdaki ifadesi kullanılacaktır:

$$T_\mu(\tau) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss'}^{(\tau)} \sigma_{ss'} L_{ss'} (C_{ss'}^+ + C_{ss'}) + \frac{1}{2} \sum_{ss'}^{(\tau)} \sigma_{ss'} M_{ss'} (D_{ss'}^+ + D_{ss'}) \quad (3.9)$$

Denklem (3.9)'daki birinci terim çift-çift çekirdeklerde kolektif 1^+ seviyelerinin oluşmasından, ikinci terim ise tek çekirdeklerde polarizasyon olaylarından sorumludur. QRPA'da kolektif 1^+ seviyelerinin dalga fonksiyonlarına bir fononlu dalga fonksiyonu olarak bakılmaktadır [2]:

$$|\Psi_i\rangle = Q_i^+ |\Psi_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss',\tau} [\psi_{ss'}^i(\tau) C_{ss'}^+(\tau) - \phi_{ss'}^i(\tau) C_{ss'}(\tau)] |\Psi_0\rangle \quad (3.10)$$

Burada Q_i^+ fonon üretme operatörü ve $|\Psi_0\rangle$ çift çift çekirdeğin taban durumuna uygun gelen fonon vakumudur. $\psi_{ss'}$ ve $\phi_{ss'}$ iki kuaziparçacıklı seviyelerin genlikleridir ve

$$\sum_{ss',\tau} [\psi_{ss'}^i(\tau)^2 - \phi_{ss'}^i(\tau)^2] = 1 \quad (3.11)$$

şeklinde normlama şartına tabidirler. Dalga fonksiyonunun (3.10) ifadesinde $\phi=0$ olduğunda dalga fonksiyonu TDA metoduna indirgenir. Çift-çift çekirdeklerde 1^+ seviyelerinin manyetik dipol rezonansları ilk olarak TDA metodu çerçevesinde incelenmiştir [1]. Şimdi burada çift-çift çekirdeklerin taban durumlarını kuaziparçacık vakumu kabul eden TDA metodundan daha doğru sonuçlar veren RPA metodunun formülleri elde edilecektir.

Bu modelde yapacağımız hesaplamalarımızı kolaylaştırmak amacıyla bağıntılarımızda fonon tasvirine geçilecektir. Bunun için fonon üretme ve yok etme operatörleri aracılığıyla T_μ operatörü için,

$$T_{\mu}(\tau) = \sum_{ss'}^{(\tau)} \sigma_{ss'} L_{ss'} \mathbf{g}_{ss'} (Q_i^+ + Q_i) \quad ; \quad \mathbf{g}_{\mu} = \Psi_{\mu} - \Phi_{\mu} \quad (3.12)$$

ifadesine geçilir. (3.6)'daki T_{μ} operatörünün ikinci terimi bu modeldeki hesaplamalarda etkin değildir. Bu terimi bu nedenle (3.12) ifadesinde yazılmamıştır. Burada

$$R_n^i = \sum_{ss'} \sigma_{ss'} L_{ss'} \mathbf{g}_{ss'} \quad (3.13)$$

$$R_p^i = \sum_{vv'} \sigma_{vv'} L_{vv'} \mathbf{g}_{vv'}$$

kısaltmaları yapılırsa ve (3.1) hamiltoniyeninde T_{μ} operatörleri yerine yazılırsa fonon tasvirindeki

$$H = \left\{ \sum_n \epsilon_{ss'} (\Psi_{ss'}^2 + \Phi_{ss'}^2) + \sum_p \epsilon_{vv'} (\Psi_{vv'}^2 + \Phi_{vv'}^2) + \kappa R_n^2 + \kappa R_p^2 + 2q\kappa R_n R_p \right\} Q_i^+ Q_i \quad (3.14)$$

hamiltoniyeni elde edilir. Eşitlik (3.14)'de verilen Hamiltoniyenin özfonksiyon ve özdeğerlerini bulmak için RPA'nın iyi bilinen yöntemleri ve Lagrange çarpanlar metodu [73]

$$\delta \left\{ \langle \Psi_0 | Q_i H Q_i^+ | \Psi_0 \rangle - \langle \Psi_0 | H | \Psi_0 \rangle - \omega_i \left(\sum_i (\Psi_s^{i2} - \Phi_s^{i2}) - 1 \right) \right\} = 0 \quad (3.15)$$

kullanılarak $\delta\Psi$ ve $\delta\Phi$ için varyasyon işlemi yapılırsa şu eşitliklere ulaşılır:

$$R_i^n (1 + \kappa F_i^n(\omega_i)) + q\kappa R_i^p F_i^n(\omega_i) = 0 \quad (3.16)$$

$$R_i^p (1 + \kappa F_i^p(\omega_i)) + q\kappa R_i^n F_i^p(\omega_i) = 0 \quad (3.17)$$

Bu eşitliklerdeki $F_i^{\tau}(\omega_i)$ ve $R_i(\tau)$ fonksiyonları genel formdaki

$$R_i(\tau) = \sum_{\mu} \sigma_{\mu}(\tau) L_{\mu}(\tau) g_{\mu}(\tau) \quad (3.18)$$

$$F_i^{\tau}(\omega_i) = 2 \sum_{\mu} \frac{\varepsilon_{\mu}(\tau) \sigma_{\mu}^2(\tau) L_{\mu}^2(\tau)}{\varepsilon_{\mu}^2(\tau) - \omega_i^2}, \quad \tau = n, p \quad (3.19)$$

bağıntılarıyla verilir. (3.16) ve (3.17) denklemlerinden yararlanılarak

$$D(\omega_i) = 1 + \kappa(F_i^n(\omega_i) + F_i^p(\omega_i)) + (1 - q^2) \kappa^2 F_i^n(\omega_i) F_i^p(\omega_i) = 0 \quad (3.20)$$

seküler denklemi elde edilir. Bu denklemin ω_i kökleri spin titreşimlerinin meydana getirdiği uyarılmış 1^+ hallerinin enerjilerini verir.

Dalga fonksiyonunun (3.10) ifadesindeki $\psi_{\mu}(\tau)$ ve $\phi_{\mu}(\tau)$ genlikleri için (3.16), (3.17) ve (3.18) denklemleri kullanılarak

$$\psi_{\mu}(n) = -\frac{1 + qL_i}{\sqrt{Z(\omega_i)}} \sum_{\mu} \frac{\sigma_{\mu} L_{\mu}}{(\varepsilon_{\mu} + \omega_i)}; \quad \phi_{\mu}(n) = -\frac{1 + qL_i}{\sqrt{Z(\omega_i)}} \sum_{\mu} \frac{\sigma_{\mu} L_{\mu}}{(\varepsilon_{\mu} - \omega_i)} \quad (3.21)$$

$$\psi_{\mu}(p) = -\frac{q + L_i}{\sqrt{Z(\omega_i)}} \sum_{\mu} \frac{\sigma_{\mu} L_{\mu}}{(\varepsilon_{\mu} + \omega_i)}; \quad \phi_{\mu}(p) = -\frac{q + L_i}{\sqrt{Z(\omega_i)}} \sum_{\mu} \frac{\sigma_{\mu} L_{\mu}}{(\varepsilon_{\mu} - \omega_i)}$$

bağıntıları elde edilebilir. Burada (3.21) bağıntısında verilen diğer ifadeler aşağıda verilmiştir:

$$Z(\omega_i) = (1 + qL_i)^2 Y_n + (q + L_i)^2 Y_p \quad (3.22)$$

$$Y_{\tau}(\omega_i) = 4\omega_i \sum_{\mu} \frac{\varepsilon_{\mu} \sigma_{\mu}^2 L_{\mu}^2}{(\varepsilon_{\mu}^2 - \omega_i^2)^2} \quad (3.23)$$

$$L_i = \frac{R_p}{R_n} = \frac{1 + \kappa F_n}{q \kappa F_n} = -\frac{q \kappa F_p}{1 + \kappa F_p} = \begin{cases} q = -1 \text{ için } L_i = -\frac{F_n}{F_p} \\ q = +1 \text{ için } L_i = +\frac{F_n}{F_p} \end{cases} \quad (3.24)$$

Burada (3.1) hamiltoniyeni dönme değişmez olmadığı için (3.20) denkleminin çözümleri arasında $K=1$ olan sahte hal karışır. Sahte hal tüm 1^+ durumları üzerinden paylaşılır. Sahte halin yalıtılması üzerine tartışmalar dönme değişmez modelde verilmiştir. Burada kullanılan modelin bağıntıları ile ilgili daha detaylı bilgi Ref.[1,79]'da mevcuttur.

3.2.1. $I^{\pi}K = 1^+1$ seviyelerinin manyetik dipol geçiş ihtimali (B(M1)) ve enerji ağırlıklı toplam kuralı (EWSR)

Bu modelde spin-spin kevvetlerinin ve manyetik dipol operatörünün simetrisinden dolayı 1^+ seviyelerinin en karakteristik büyüklüklerinden biri taban halden uyarılma hallerine M1 geçiş ihtimalidir. Bu durum aşağıdaki gibi yazılabilir [1];

$$B(M1, 0^+ \rightarrow 1^+ K) = \frac{3}{16\pi} \left[\sum_{ss', \tau} \mu_{ss'}^{(v)}(\tau) L_{ss'}(\tau) (\psi_{ss'}^i(\tau) + \phi_{ss'}^i(\tau)) \right]^2 ; v=0, \pm 1 \quad (3.25)$$

Burada $\mu_{ss'}^{(v)}$ ifadesi $\bar{\mu} = \sum_{\tau} [(g_s^{\tau} - g_{\ell}^{\tau}) \bar{s}_{\tau} + g_{\ell}^{\tau} \bar{j}_{\tau}]$ manyetik dipol operatörünün tek-parçacık matris elemanlarıdır. $v=0$ değeri $K=0$ uyarılmalarına, $|v|=1$ ise $K=1$ olan uyarılmalara karşılık gelir. (3.25) geçiş ihtimali kollektif uyarılmaların koherent karakteriyle ilişkilidir. Bu sebeple B(M1)'in aldığı değerlerin büyük olması çekirdek seviyesinin kolektif olmasının bir kriteri olarak kabul edilmektedir.

Kuantum mekaniğinde mikrosistemlerin (atomlar, çekirdekler vb.) bir durumdan diğer bir hale geçiş matris elemanlarının toplamı, modelden bağımsız bağıntılarla sınırlandırılır ve bu bağıntılar toplam kuralları olarak adlandırılır [80]. Toplam kuralları enerji ağırlıklı ve enerji ağırlıksız olmak üzere iki çeşittir ve bu kurallar geçiş operatörlerinin veya fiziksel operatörlere karşılık gelen diğer operatörlerin

komütasyon bağıntılarının ve seviyelerin dalga fonksiyonlarının tamset oluşturduğu matematiksel özelliklerinin yardımıyla elde edilir. Toplam kuralı mikroskobik nükleer teoride nükleer kolektif uyarılmaların özelliklerini araştırmak için kullanılmıştır. Ayrıca dev dipol rezonansların ortalama enerjisinin hesaplanmasında da kullanılır. TDA ve RPA çözümlerinin doğruluğunu kontrol etmek amacıyla da nükleer geçiş matris elemanları içinde toplam kurallarından yararlanılır.

Çekirdek yapısının incelenmesinde geçiş matris elemanlarının tabi olduğu toplam kurallarının büyük önemi vardır. Toplam kurallarının yardımıyla kullanılan model ve yaklaşımların başarısı, incelenen rezonans seviyelerinin kolektifliği ve manyetik dipol rezonansın yerini belirlemede bilgi edinilebilir. M1 geçişlerinin enerji ağırlıklı toplam kuralı (EWSR) aşağıdaki şekilde yazılır;

$$\frac{1}{4} \langle \psi_0 | [\bar{\mu}^+, [H, \bar{\mu}]] | \psi_0 \rangle = \frac{8\pi}{3} \sum_i \omega_i B_i (M1, 0^+ \rightarrow 1_i^+) \quad (3.26)$$

Bu (3.26) eşitliğinin solundaki kısım κ parametresinden bağımsız olduğundan ω 'ya göre değişmezdir ve aşağıdaki gibi kuaziparçacık enerjileri ve matris elemanlarıyla belirlenir:

$$\frac{1}{4} \langle \psi_0 | [\bar{\mu}^+, [H, \bar{\mu}]] | \psi_0 \rangle = \frac{1}{2} \sum_{ss', \tau} \mu_{ss'}^{(v)^2}(\tau) L_{ss'}^2(\tau) \epsilon_{ss'}(\tau) \quad (3.27)$$

Diğer yandan (3.26) toplam kuralının sağ tarafı çekirdek seviyelerinin enerjilerini ve dalga fonksiyonlarını ihtiva ettiğinden modele ve kullanılan metodun spin-izospin etkileşim parametresine bağlıdır. Buna göre de (3.26) toplam kuralı çekirdek yapısının incelenmesinde çok önemli bir yere sahiptir.

3.3. Manyetik Dipol Uyarılmalarının ($I^\pi=1^+$) Dönme Değişmez Modeli

Deforme çekirdeklerin ortalama alan potansiyellerinden dolayı (3.2) ifadesiyle verilen tek kuaziparçacık hamiltoniyenin dönme değişmez olmadığı bilinir [81]. Bu nedenle, $K^\pi=1^+$ uyarılmalarının sıfır enerjili dalı çekirdeğin tam olarak dönmesine karşı gelmektedir. Sahte durumların yalıtılması yolunda çeşitli yöntemler ve yaklaşımlar geliştirilmiştir (son teorik yorumlar için Bkz. Ref.[82]). Kuliev Ref.[2]'deki çalışmasında Pyatov yöntemi çerçevesinde ayrılabilir izoskaler ve izovektör etkin kuvvetleri kullanılarak sıfır enerjili sahte hal analitik olarak gerçek titreşim durumlarından yalıtılmış ve bu metot başarıyla uygulanmıştır. Daha sonraki çalışmalarda söz konusu metot geçiş bölgesinde yerleşen baryum izotoplarına da uygulanarak deneyle uyum sağlayan sonuçlar elde edilmiştir [3].

Deforme çekirdeklerin 1^+ durumlarını üreten spin-spin kuvvetleri ve izoskaler (h_0) ve izovektör (h_1) restorasyon etkileşmelerini içeren model hamiltoniyen şu şekilde yazılır [2,3]:

$$H = H_{\text{sqp}} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau} \quad (3.28)$$

Burada kullanılan ortalama alan potansiyelinde izoskaler (V_0) ve izovektör (V_1) gibi (bkz. Bölüm 2. Denklem (2.1)) dönme değişmezliğinin kırınımına sebep olan iki terim olduğundan dolayı H_{sqp} tek-kuaziparçacık hamiltoniyenin dönme değişmezliği, aşağıdaki gibi seçilen ayrılabilir izoskaler (h_0) ve izovektör (h_1) efektif etkileşmeleri kullanılarak restore edilebilir [3]:

$$h_0 = -\frac{1}{2\gamma_0} \sum_v [H_{\text{sqp}} - V_1, J_v]^+ [H_{\text{sqp}} - V_1, J_v], \quad (3.29)$$

$$h_1 = -\frac{1}{2\gamma_1} \sum_v [V_1(r), J_v]^+ [V_1(r), J_v] \quad (3.30)$$

Burada

$$\gamma^{(\nu)} = \langle 0 | [J_{\nu}^+, [H_{\text{sqp}}, J_{\nu}]] | 0 \rangle_{\text{QRPA}}, \quad \gamma_1^{(\nu)} = \langle 0 | [J_{\nu}^+, [V_1(\mathbf{r}), J_{\nu}]] | 0 \rangle_{\text{QRPA}} \quad (3.31)$$

ve

$$\gamma^{(-1)} = \gamma^{(+1)} = \gamma, \quad \gamma_1^{(-1)} = \gamma_1^{(+1)} = \gamma_1,$$

$$\gamma_0 = \gamma - \gamma_1, \quad \gamma = \gamma_n + \gamma_p, \quad \gamma_1 = \gamma_1^n - \gamma_1^p \quad (3.32)$$

$$\gamma_{\tau} = 2 \sum_{ss'}^{(\tau)} \epsilon_{ss'} L_{ss'}^2 j_{ss'}^2, \quad \gamma_{1\tau} = 2 \sum_{ss'}^{(\tau)} (V_1)_{ss'} L_{ss'}^2 j_{ss'}^2,$$

şeklindedir. Burada izoskaler γ_0 ve izovektör γ_1 parametreleri ortalama alan parametreleriyle özuyumlu olarak belirlenir. J_{ν} açısız momentumun ($\nu = \pm 1$) küresel bileşenidir. Bölüm 2'de (2.1), (2.2) ve (2.3) formüllerinden yararlanılarak izovektör V_1 terimi

$$V_1(\mathbf{r}) = \eta \frac{N-Z}{A} \tau_z V_0(\mathbf{r}) \quad (3.33)$$

şeklinde yazılabilir. Burada $\eta = \frac{V_1}{4V_0}$ şeklindedir.

Bu modelde (3.28) hamiltoniyenin özdeğer ve özfonksiyonları RPA'nın iyi bilinen prosedürleri ve aşağıdaki hareket denklemi çözülerek bulunur. Bunun için

$$[H_{\text{sqp}} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau}, Q_i^+] = \omega_i Q_i^+ \quad (3.34)$$

hareket denkleminde yola çıkılarak (3.10) fonon dalga fonksiyonundaki $\psi_{ss'}^i$ ve $\phi_{ss'}^i$ özvektörleri için elde edilen

$$\begin{pmatrix} A & B \\ B & A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_{ss'}^i \\ \Phi_{ss'}^i \end{pmatrix} = \omega_i \begin{pmatrix} \Psi_{ss'}^i \\ -\Phi_{ss'}^i \end{pmatrix} \quad (3.35)$$

matris denklemi çözülerek 1^+ hallerinin uyarılma enerjileri için aşağıdaki seküler denklem alınır [2,3, 83-85]:

$$\omega_i^2 J_{\text{eff}}(\omega_i) = \omega_i^2 \left[J - 8\kappa_{\sigma\tau} \frac{X^2}{D_\sigma} + \frac{\omega_i^2}{\gamma_1 - F_1} \left(J_1^2 - 8\kappa_{\sigma\tau} \frac{JX_1^2 - 2J_1XX_1}{D_\sigma} \right) \right] = 0. \quad (3.36)$$

Burada A ve B matrisleri ve (3.36)'daki diğer terimler aşağıdaki gibidir:

$$A_{ss',tt'} = \langle \Psi_0 | [C_{ss'}, [H, C_{tt'}^+]] \Psi_0 \rangle \quad \text{ve} \quad B_{ss',tt'} = -\langle \Psi_0 | [C_{ss'}, [H, C_{tt'}]] \Psi_0 \rangle$$

$$D_\sigma = 1 + \kappa_{\sigma\tau} F_\sigma, \quad X = X_n - X_p, \quad J_1 = J_1^n - J_1^p, \quad X_1 = X_{1n} - X_{1p} \quad (3.37)$$

$$J = 2 \sum_{ss'} \frac{\epsilon_{ss'} L_{ss'}^2 j_{ss'}^2}{\epsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2}, \quad J_1^\tau = 2 \sum_{ss'}^{(\tau)} \frac{(V_1)_{ss'} L_{ss'}^2 j_{ss'}^2}{\epsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2}, \quad F_\sigma = 8 \sum_{ss'} \frac{\epsilon_{ss'} L_{ss'}^2 S_{ss'}^2}{\epsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2}$$

$$F_1 = 2 \sum_{ss'} \frac{\epsilon_{ss'} (V_1)_{ss'}^2 L_{ss'}^2 j_{ss'}^2}{\epsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2}, \quad X_\tau = 2 \sum_{ss'}^{(\tau)} \frac{\epsilon_{ss'} L_{ss'}^2 j_{ss'} S_{ss'}}{\epsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2}, \quad X_{1\tau} = 2 \sum_{ss'}^{(\tau)} \frac{(V_1)_{ss'} L_{ss'}^2 j_{ss'} S_{ss'}}{\epsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2}$$

Son olarak, bu modelde nötron-nötron ve proton-proton iki-kuaziparçacık genlikleri aşağıdaki gibi verilir:

$$\Psi_\mu^n = \frac{1}{\sqrt{4\omega Z}} \frac{j_\mu e_\mu^n - 8\omega\kappa_{\sigma\tau}\phi_\sigma s_\mu}{\epsilon_\mu - \omega_i}, \quad \Psi_\mu^p = \frac{1}{\sqrt{4\omega Z}} \frac{j_\mu e_\mu^p + 8\omega\kappa_{\sigma\tau}\phi_\sigma s_\mu}{\epsilon_\mu - \omega_i} \quad (3.38)$$

$$\Phi_\mu^n = -\frac{1}{\sqrt{4\omega Z}} \frac{j_\mu e_\mu^n + 8\omega\kappa_{\sigma\tau}\phi_\sigma s_\mu}{\epsilon_\mu + \omega_i}, \quad \Phi_\mu^p = -\frac{1}{\sqrt{4\omega Z}} \frac{j_\mu e_\mu^p - 8\omega\kappa_{\sigma\tau}\phi_\sigma s_\mu}{\epsilon_\mu + \omega_i}$$

Burada (3.38) denklemlerinde

$$e_{\mu}^{n(p)} = \varepsilon_{\mu} \mp L_i V_{\mu}^{n(p)}, \quad \phi_{\sigma} = \frac{\omega^2 J_1 X_1 - (F_1 - \gamma_1) X}{8\omega^2 \kappa_{\sigma\tau} X_1^2 - (F_1 - \gamma_1) D_{\sigma}}, \quad L_i = \frac{X - \phi_{\sigma} D_{\sigma}}{X_1} \quad (3.39)$$

olup, $Z(\omega)$ fonksiyonu ise (3.11) normalizasyon şartından elde edilebilir [2].

Bu bölümde kullanılan formüllerle ilgili daha detaylı bilgi Ref.[83-85]'de verilmiştir. Denklem (3.36)'dan görüldüğü gibi, Goldstone $\omega=0$ dalı otomatik olarak ayrılmıştır ve sıfır enerjili çözüm (ω_0) dönme uyarılma durumuna aittir. Çünkü Kuliev ve Pyatov tarafından gösterildiği gibi bu çözümü karakterize eden statik elektrik ve manyetik momentler çekirdeğin genelleştirilmiş modelin 2_g^+ dönme hali için hesaplanan formüllerin aynısıdır [81]. $J_{\text{eff}}(\omega_i)$ fonksiyonunun $\omega_i=0$ limiti deforme çekirdeğin 'cranking' modelde Inglis'in meşhur atalet momenti formülünün spin kuvvetlerinin de etkisini göz önüne alan genelleştirilmiş ifadesidir [86]. Denklem (3.36)'nın kalan $\omega_i>0$ çözümleri sistemin harmonik titreşimini tanımlar ve en küçük iki- kuaziparçacık enerjisinden büyüktür.

3.3.1. 1^+ durumlarının manyetik dipol özellikleri

Bu modelde spin-spin, restorasyon etkileşimi ve manyetik dipol operatörünün simetrisinden dolayı 1^+ -seviyelerinin en karakteristik büyüklüğü taban durumdan uyarılmaların M1 geçiş ihtimalidir. Bu durum aşağıdaki gibi yazılabilir [3];

$$B(M1, 0^+ \rightarrow 1_i^+) = \frac{3}{4\pi} \left| R_p^j(\omega_i) + \sum_{\tau} (g_s^{\tau} - g_l^{\tau}) R_{\tau}(\omega_i) \right|^2 \mu_N^2 \quad (3.40)$$

Burada

$$R_p^j(\omega_i) = \sum_{\mu}^{(p)} \varepsilon_{\mu} j_{\mu} L_{\mu}(\psi_{\mu}^i + \phi_{\mu}^i), \quad R_{\tau}(\omega_i) = \sum_{\mu}^{(\tau)} \varepsilon_{\mu} s_{\mu} L_{\mu}(\psi_{\mu}^i + \phi_{\mu}^i) \quad (3.41)$$

şeklindedir. Spinin (s_{+1}) ve açısal momentum operatörünün (j_{+1}) tek parçacık matris elemanları s_{μ} ve j_{μ} ile gösterilir.

M1 geçişleri için enerji ağırlıklı toplam kuralı [EWSR]

$$2 \sum_i \omega_i B(M1, 0^+ \rightarrow 1_i^+) = [\bar{\mu}^+, [H, \bar{\mu}]]_{QRPA} \quad (3.42)$$

şeklindedir [83-85].

3.4. Öteleme ve Galileo Değişmez QRPA Modelinde Elektrik Dipol ($I^{\pi}=1^{-}$) Uyarılmaları

Fiziksel olarak güvenilir sonuçlar elde etmek için kullanılan etkin nükleer-nükleer kuvvetler, hamiltoniyenlerin değişmezlik ilkesi çerçevesinde ortalama alan potansiyeli ile özuyumlu olarak hesaplanmalıdır [76,87]. Değişmezlik prensiplerinin etkin kuvvetlerin seçilmesindeki önemi ayrıntılı olarak Ref.[1-3]'te gösterilmiştir. Bu doğrultuda yapılan çalışmalardan en sade ve pratik olanı Pyatov yöntemidir [87]. Bu yöntemde ortalama alan potansiyeli ile özuyumlu olarak seçilmiş restore edici etkileşmeler çekirdek hamiltoniyenlerinin kırımından dolayı meydana gelen sahte hallerin gerçek titreşim durumlarından yalıtılmasını analitik olarak sağlamaktadır. Bu kısımda Pyatov yöntemi kullanılan hamiltoniyenlerde öteleme ve Galileo değişmezliğinin kırımını söz konusu olan durumlar için genelleştirilmiştir.

Bilindiği gibi fizikte tüm etkileşmeler Galileo değişmez olmalıdır. Buna göre çizgisel momentumu sıfırdan farklı olan ($\vec{P} \neq 0$) sistemlerin özellikleri etkileşmelerin Galileo değişmezlikleriyle belirlenmektedir. Bu değişmezliğe göre parçacıklar arasındaki

tüm etkileşmeler görelî hızlara bağılıdır ve Galileo dönüşümlere göre değışmezdir, yani

$$[V(\vec{r}_1, \vec{r}_2), \vec{R}_\mu] = 0 \quad (3.43)$$

olmalıdır. Burada \vec{R}_μ çekirdek kütle merkezi yer konum vektörü, $V(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ ise nükleon-nükleon etkileşmeleridir. İncelemeler süperakışkan çekirdeklerde kullanılan çiftlenim etkileşmesinin Galileo değışmezliğini sağlamadığını göstermektedir [76]. Bunun esas nedeni süperakışkan modelde çiftlenim etkileşmesinin hıza bağılı olması ve nükleonların durağan halde çift oluşturduğu varsayımından dolayı lokal Galileo değışmezliğin bozulmasıdır. Bunun sonucu bir simetri kırınımı meydana gelir.

Tek parçacık ortalama alan potansiyelinde çiftlenim etkileşmesi yapan sistemde dipol-dipol $W_{dip.}$ ve restore edici h_0 ve h_Δ etkileşmelerinin 1⁻ seviyelerini ürettiği düşünülerek öteleme ve Galileo değışmez hamiltoniyeni aşağıdaki şekilde yazılabilir [84].

$$H = H_{sqp} + h_0 + h_\Delta + W_{dip.} \quad (3.44)$$

Burada h_0 kırılan öteleme değışmezliğı restore etmek için seçilmiş ayrılabilir etkin kuvveti, h_Δ ise $U_{çift}$ çiftlenim potansiyelinin kırılan Galileo simetrisini restore etmek için ayrılabilir etkin kuvveti ve $W_{dip.}$ nötron ve protonların izovektör dipol-dipol etkileşmesini gösterir [87]:

$$h_0 = -\frac{1}{2\gamma} \sum_\mu [H_{sqp}, P_\mu]^+ [H_{sqp}, P_\mu] \quad , \quad P_\mu = \sum_i p_\mu^i \quad (3.45)$$

$$h_\Delta = -\frac{1}{2\beta} \sum_\mu [U_{çift}, R_\mu]^+ [U_{çift}, R_\mu] \quad , \quad R_\mu = \sum_{qq'} (r_\mu)_{qq'} (v_{qq'} B_{qq'} + u_{qq'} (A_{qq'}^+ + A_{q'q})) \quad (3.46)$$

$$W_{dip.} = \frac{3}{2\pi} \kappa_1 \left(\frac{NZ}{A} \right)^2 (\vec{R}_N - \vec{R}_Z)^2 \quad , \quad \vec{R}_\tau = \frac{1}{N_\tau} \sum_{k=1}^{N_\tau} \vec{r}_k \quad (3.47)$$

Burada \vec{R}_τ nötron veya proton sistemlerinin kütle merkezi koordinatlarıdır. P_μ ise $I^\pi=1^-$ uyarılmaları için toplam momentumun küresel bileşenleridir ve tek-parçacık matris elemanları $(p_\mu)_{ss'}$ ile gösterilir ($\mu=0,\pm 1$). Ayrıca burada $u_{qq'}=u_q v_{q'}+u_{q'} v_q$ ve $v_{qq'}=u_q u_{q'}-v_q v_{q'}$ şeklindedir ve $\gamma^{(\mu)} = 2 \sum_{ss'} \epsilon_{ss'} L_{ss'}^2 (p_\mu)_{ss'}^2$ ile verilir.

QRPA'da 1^- seviyelerinin tek fononlu dalga fonksiyonları aşağıdaki gibidir:

$$|\Psi_i\rangle = Q_i^+ |\Psi_0\rangle = \frac{1}{2} \sum_{\mu,\tau} [g_{qq'}^i(\tau) A_{qq'}^+(\tau) - w_{qq'}^i(\tau) A_{qq'}(\tau)] |\Psi_0\rangle \quad (3.48)$$

Burada $A_{qq'} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\rho=\pm} \rho \alpha_{q'\rho} \alpha_{q,-\rho}$ iki-kuaziparçacık operatörüdür. A operatörleri spini ve paritesi $I^\pi K=1^- K$ çifti oluşturmaktadır. Q_i^+ fonon üretim operatörü ve $|\Psi_0\rangle$ çift-çift çekirdeğin taban durumuna uygun gelen fonon vakumu olduğu (3.10) ifadesinden bilinmektedir.

Hamiltoniyen (3.44)'ün özdeğerlerini ve özfonksiyonlarını bulmak için QRPA'nın bilinen yöntemleriyle $[H, Q_i^+] = \omega_i Q_i^+$ hareket denklemi çözülür ve 1^- seviyelerinin enerjisi olan ω_i kökleri ve (3.48) dalga fonksiyonunun $g_{qq'} = \psi_{qq'} + \phi_{qq'}$ ve $w_{qq'} = \psi_{qq'} - \phi_{qq'}$ genlikleri bulunur [84].

Bu kesimde ele alınan elektrik dipol uyarılmaları daha önce Ref.[84, 88-90]'de ayrıntılı şekilde incelenmiştir. Bu nedenle burada analitik formüllere çok fazla değinilmeyecektir.

3.4.1. $I^\pi=1^-$ uyarılmalarının elektrik dipol özellikleri

Deforme çekirdeklere K kuantum sayısı korunduğundan (3.44) hamiltoniyenin h_0 ve W_{dip} kuvvetlerinin $\mu=0$ ve $\mu=1$ bileşenleri sırasıyla $K=0$ ve $K=1$ kolektif dipol durumlarını üretmektedir. Bu uyarılmaların simetrilerinden dolayı en karakteristik

büyüklikleri elektrik dipol geçiş ihtimalleridir. Elektrik geçiş uyarılma operatörünün 1^- seviyelerinin üretici operatörü olduğundan dolayı bu seviyelerin kolektifleşmesi ve daha büyük ihtimalle uyarılması söz konusu olabilir.

Taban durumundan bir fononlu 1^- seviyelerinin uyarılma matris elemanı dalga fonksiyonunun (3.48) ifadesi kullanılarak aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$M(0^+ \rightarrow 1^- K) = \langle \Psi_i | M(E1, \mu) | \Psi_0 \rangle \quad (3.49)$$

ve

$$M(E1, \mu) = e_p \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \sum_{i=1}^Z (r Y_{1\mu})_i \quad (3.50)$$

Burada $M(E1)$ elektrik dipol operatörü e_p ise protonun elektrik yüküdür. $|\Psi_0\rangle$ fonon vakumudur ve bundan dolayı $Q_i |\Psi_0\rangle = 0$ olduğundan (3.49) ifadesi şu şekilde yazılabilir.

$$M(0^+ \rightarrow 1^- K) = \langle \Psi_0 | [Q_n, M(E1, \mu)] | \Psi_0 \rangle \quad (3.51)$$

Schrödinger denklemi çözüldüğünde hesaplamalarda bir takım tekniksel zorluklardan dolayı spektrum belli enerjilerde kesilir (örneğin 0'dan 3 MeV'e kadar alınır). Ama teorik hesaplamalarda tam set oluşturan dalga fonksiyonları ve tüm enerji spektrumu kullanılmak zorundadır. Böyle bir yaklaşımdan dolayı geçiş matris elemanlarının hesaplanmasında elektrik yükleri için nötron ve proton olarak efektif yükler kullanılır. Bu parametreler deney sonuçlarıyla teorik sonuçların karşılaştırılması sonucu belirlenir. Eğer dipol geçişleri zamanı tek nükleonun diğer nükleonları etkilediği göz önüne alınırsa tek parçacık elektrik dipol geçiş operatörlerini Ref.[76]'e göre efektif elektrik yük kullanılarak aşağıdaki şekilde yazılabilir:

$$M(E1, \mu) = M(E1, \mu) = -\frac{1}{2} \sum_{\tau=n,p} e_{\text{eff}}^{\tau} \sum_{i=1}^A \tau_z^i r_{\mu}^i \quad (3.52)$$

Burada nötron ve protonların efektif elektrik yükleri aşağıdaki gibidir.

$$e_{\text{eff}}^{\tau} / e_p = \begin{cases} -\frac{Z}{A} & \text{nötron için} \\ +\frac{N}{A} & \text{proton için} \end{cases} \quad (3.53)$$

Elektrik dipol geçişlerinin indirgenmiş geçiş ihtimali aşağıdaki şekilde belirlenmiştir [76].

$$B(E1, I_i K_i \rightarrow I_f K_f) = \sum_{\mu} \langle I_i K_i \mu | I_f K_f \rangle^2 |M(0^+ \rightarrow 1^- K)|^2 \quad (3.54)$$

Burada $\langle I_i K_i \mu | I_f K_f \rangle$ Clebsh-Gordon katsayıları, $M(0^+ \rightarrow 1^- K)$ ise denklem (3.51)'de verilmiştir.

Taban durumundan $K=0$ ve $K=1$ modlarının elektrik dipol uyarılmaları (3.54) denkleminde yararlanarak aşağıdaki şekilde yazılır.

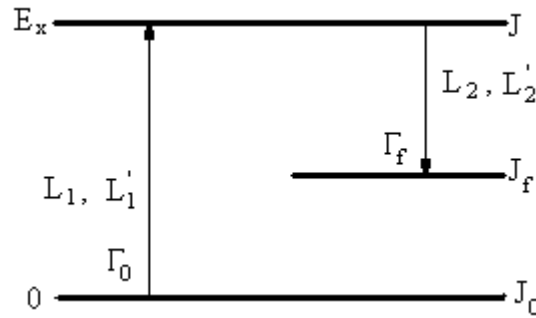
$$B(E1, 0^+ 0 \rightarrow 1^- K) = (1 + \delta_{K,1}) \frac{1}{Y(\omega_i)} |e_{\text{eff}}^p M_p + e_{\text{eff}}^n M_n|^2 \quad (3.55)$$

Burada $Y(\omega_i) = Y_n(\omega_i) + Y_p(\omega_i)$ ve $Y_{\tau} = 2\omega_i \sum_{qq'}^{(\tau)} \frac{\epsilon_{qq'}^5 r_{qq'}^2 u_{qq'}^2}{(\epsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2)^2}$ ile verilir [84,88-90].

3.4.2. Radyasyon kalınlığı

Deforme çekirdeklerin elektrik ve manyetik dipol uyarılma seviyeleri elektron-elektron (e, e'), proton-proton (p, p') ve NRF deneyleri ile yapılmaktadır. NRF yöntemi (e, e'), ve (p, p') saçılma reaksiyonlarından farklı olarak ağır çekirdeklerin düşük enerjili dipol uyarılmalarının özelliklerinin örneğin çekirdek seviyelerinin enerjisinin, spininin ve paritesinin belirlenmesinde son derece hassas sonuçlar elde edilmesini sağlar [17].

NRF deneyleri bir nükleer seviyede uyarılan gerçek bir fotonun emilimini ve bir fotonun yeniden yayılımı ile bozunumunu gösterir. Çekirdek L_1 veya L'_1 multipol yayılımı ile uyarılabilir. Bu yöntem ve nicelikler Şekil 3.2'de gösterilen foton saçılma tesir kesiti ile etkilenir. Burada J_i , J ve J_f sırasıyla ilk, orta ve son durumların spinleridir. NRF'de ilk durum taban durumuna uygun gelir ve böylece $J_i=J_0$ yazılabilir. L_n, L'_n ($L'_n = L_n+1$ ve $n=1,2$) geçişlerin multipolaritelerini içerir.



Şekil 3.2. Bozunum genişliği ve spinin tanımlanması

NRF deneylerinin bir çoğunda sürekli bir foton kaynağı kullanılır böylece toplam saçılma yoğunluğu I_s saçılan fotonların spektrumundan kesin bir şekilde belirlenir.

$$I_s = \frac{2J+1}{2J_0+1} \left(\pi \frac{\hbar c}{E_x} \right)^2 \frac{\Gamma_0 \Gamma_f}{\Gamma} \frac{W(\Theta)}{4\pi} \quad (3.56)$$

Burada J_0 ve J sırasıyla taban ve uyarılmış durumların spinleridir. W açılma dağılımıdır. Γ_0, Γ_f sırasıyla taban durumun ve son durumun dipol kalınlığı Γ ise toplam dipol kalınlığıdır. Elastik saçılmalarda ($\Gamma_0=\Gamma_f$) saçılma tesir kesiti Γ_0^2/Γ ile orantılıdır. Deneysel olarak dipol kalınlığı aynı zamanda yarı ömürle de belirlenebilir. Eğer incelenen çekirdeğin yarı ömrü biliniyorsa

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \quad (3.57)$$

formülüyle bozunum kalınlığı belirlenebilir. İncelenen seviyelerin paritelerinin belirlenmesi çoğu zaman zor olduğundan seviyenin yarı ömrünü ölçerek kalınlıkları hesaplamak mümkündür. Bu durumlarda teorik olarak kalınlıkların hesaplanabilmesi deney sonuçlarına yorum yapmaya imkân sağlamaktadır.

Taban durum radyasyon kalınlığı Γ_0 geçiş ihtimali $B(\Pi L, E_\gamma) \uparrow$ ($\Pi=E$ veya M) ile orantılıdır.

$$\Gamma_0 = 8\pi \sum_{\Pi L=1}^{\infty} \frac{(L+1)(E_\gamma / \hbar c)^{2L+1}}{L[(2L+1)!!]^2} \frac{2J_0+1}{2J+1} B(\Pi L, E_\gamma) \uparrow \quad (3.58)$$

Teorik olarak elektrik dipol ve manyetik dipol kalınlıklarının güç fonksiyonlarının hesaplanarak karşılaştırılması deneyde gözlenen dipol seviyelerinin pariteleri hakkında yorum yapmaya imkân sağlamaktadır. Böyle bir karşılaştırma incelenen seviyelerin paritelerini büyük ihtimalle belirlenmesine imkân sağlar. Deneysel olarak çift-çift çekirdeklerin dipol geçişleri için ölçülen geçiş kalınlığı ve geçiş olasılığı arasındaki ilişki,

$$B(E1) \uparrow = 2,866 \frac{\Gamma_0}{E_\gamma^3} \quad (3.59)$$

$$B(M1) \uparrow = 0,259 \cdot \frac{\Gamma_0}{E_\gamma^3} \quad (3.60)$$

şeklinde verilir. Burada nümerik hesaplamalarda $B(M1)$ ve $B(E1)$ geçiş ihtimallerinin birimleri için sırasıyla μ_N^2 ve $10^{-3} e^2 \text{fm}^2$ değerleri kullanılır. E_γ foton enerjisi (MeV) birimlerinde ve taban durum geçiş kalınlığı Γ_0 (meV) birimlerindedir. Son zamanlarda, deforme çekirdek spektrumunun 2-6 MeV enerji bölgesi seviyelerin küçük yoğunluğundan dolayı ($\cong 6 \text{ MeV}^{-1}$) NRF spektroskopisi yöntemleriyle çok detaylı bir şekilde incelenmiştir [91].

Teoride kullanılan QRPA modeli M1 ve E1 gücünün radyasyon kalınlığına katkılarını aynı zamanda hesaplayabildiğinden deney bakımından çok cazip olmakla birlikte model parametrelerini deney verileriyle test etmeye imkan sağlamaktadır.

E1 geçişleri için deneyin ve teorinin kullandığı elektrik dipol kalınlığı

$$\Gamma(E1) = 0,349.\omega_1^3 B(E1) \text{ meV} \quad (3.61)$$

manyetik dipol kalınlığı ise

$$\Gamma(M1) = 3,86\omega_1^3 B(M1) \text{ meV} \quad (3.62)$$

formülüyle verilir.

Buraya kadar verilen çift-çift çekirdeklerin elektrik ve manyetik dipol uyarılmalarının özellikleri ile ilgili analitik formüller hakkında daha detaylı bilgi almak için [2,3, 92] referanslarına bakılabilir. Sayısal hesaplarımızın bir kısmı çift-çift $^{160-164}\text{Dy}$ çekirdeklerinin manyetik ve elektrik dipol uyarılmalarının özelliklerini içerdiği için bu bölümde Kuliev ve Guliev tarafından geliştirilen teorilerin kısaltılmış bir özü verilmiştir. Şimdi ise bu teoriler kullanılarak iyi deforme $^{160-164}\text{Dy}$ çekirdekleri için yapılan sayısal hesaplamalar ve analizler verilecektir.

3.5. Çift-çift Deforme $^{160-164}\text{Dy}$ İzotoplarının Elektrik ve Manyetik Dipol Özelliklerinin Sayısal Hesaplamaları

Bu kısımda iyi deforme $^{160,162,164}\text{Dy}$ izotoplarının manyetik dipol uyarılmalarının özellikleri Kesim 3.3'de kısaca anlatılan Dönme değişmez QRPA modeli [1,2], elektrik dipol uyarılmalarının özellikleri ise Kesim 3.4'te verilen Öteleme+Galileo değişmez QRPA modeli [3] çerçevesinde sayısal olarak araştırılmıştır.

Burada dönme ve öteleme değişmezlikten doğan sahte hallerin yalıtılmasının çekirdek gerçek titreşim seviyelerinin özelliklerine etkileri iyi deforme Dy izotopları için

incelenmiştir. Bunun için makas mod 1^+ ve elektrik dipol 1^- uyarılmaları ele alınmıştır. Manyetik dipol M1 gücünün 1^+ seviyelerinin ω_1 enerjilerine göre dağılımı efektif etkileşmelerin makas modun toplam $B(M1)$ değerlerine etkisindeki rolü hakkında önemli bilgiler verir. Makas modun rezonans enerjisinin 3 MeV civarında olduğu bilinmektedir. Yapılan deneyler rezonansın 2÷4 MeV enerji aralığında ayrıştığını göstermektedir [18-21]. Buna göre de bu tez çalışmasında 1^+ ve 1^- durumlarının özellikleri 4 MeV'e kadar enerjilerde incelenmiştir.

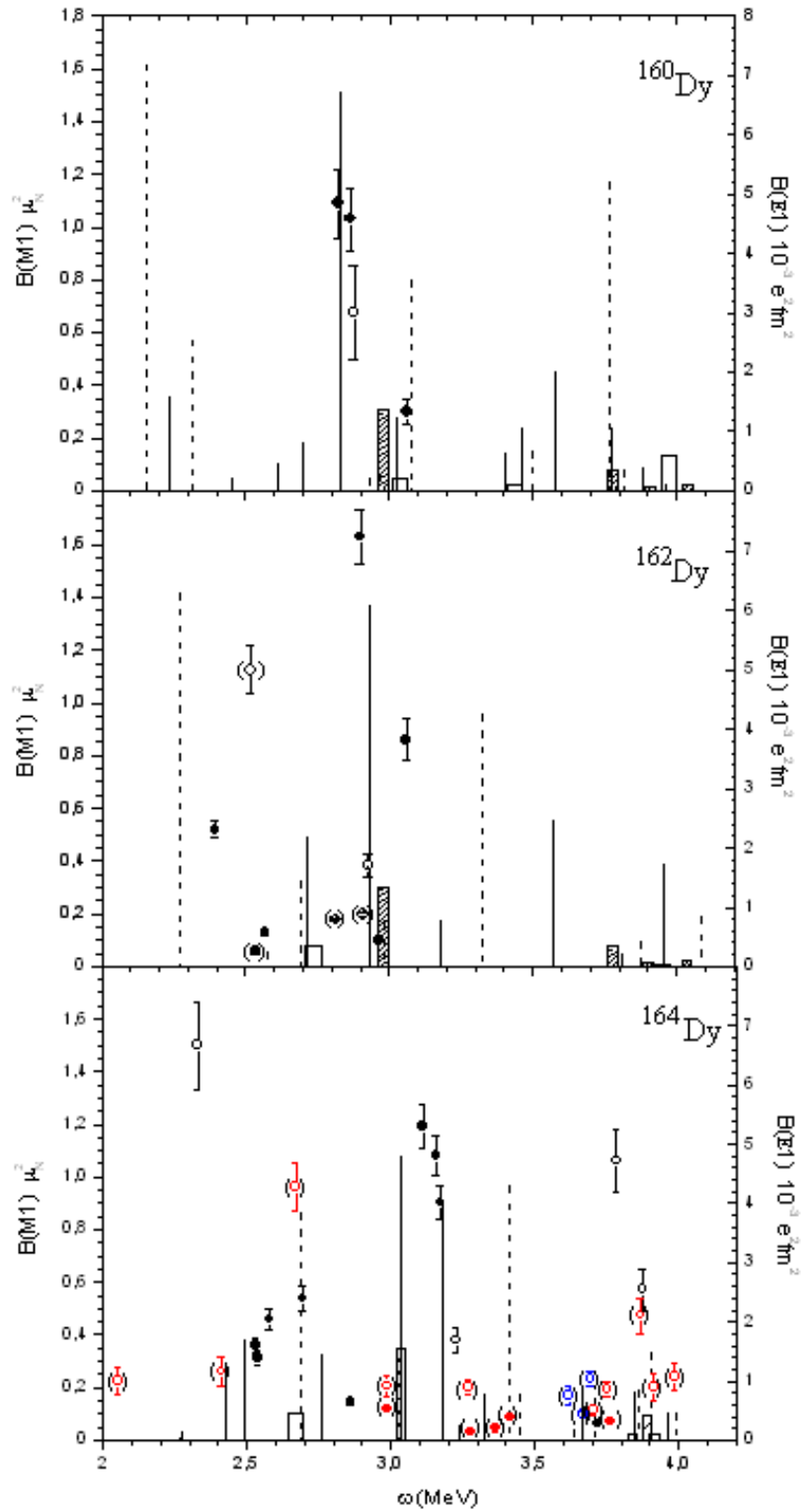
Bu kısımda iyi deforme $^{160,162,164}\text{Dy}$ izotoplarının manyetik ve elektrik dipol özelliklerinin teorik hesaplamaları için Kuliev ve Guliyev tarafından geliştirilmiş teorilerdeki analitik ifadeler kullanılmıştır. Tek parçacık enerjileri deforme Woods-Saxon potansiyelinden bulunmuştur [93]. Çekirdek δ_2 ortalama alan deformasyon parametresi, deneysel kuadrupol momentten bulunan β_2 deformasyon parametresi [94] kullanılarak Ref.[95]'de verilen denklem aracılığıyla hesaplanmıştır. İncelenen çekirdekler için süperakışkan modelin çift korelasyon teorisinin Δ (gap) parametreleri Ref.[96]'den alınmıştır ve λ kimyasal potansiyel parametreleri ise Soloviev tarafından elde edilmiş [73] Bölüm 2'de verilen (2.23) ve (2.24) denklemlerinin yardımıyla her bir izotop için ayrı-ayrı hesaplanarak Tablo 3.1'de gösterilmiştir.

Tablo 3.1. $^{160-164}\text{Dy}$ izotopları için δ_2 ve çift korelasyon parametreleri (MeV birimlerinde)

A	Δ_n	λ_n	Δ_p	λ_p	β_2	δ_2
160	0,954	-7,751	1,036	-6,810	0,339	0,295
162	0,930	-7,383	1,030	-7,398	0,343	0,299
164	0,906	-6,979	1,037	-7,955	0,370	0,323

Tablo 3.1'de sadece ^{164}Dy izotopu için kullanılan β_2 deformasyon parametresi değeri Ref.[94]'den alınmamıştır. Bu çekirdek için kullandığımız β_2 değeri, teorik sonuçların deneysel veriyle en uyumlu sonuçları veren deformasyon parametresi değeridir.

İncelenen elektrik ve manyetik dipol uyarılmalarının her biri kendine özgü etkileşme sabiti içerir. M1 geçişleri için izovektör spin-spin etkileşme gücü $\kappa_{\sigma\tau} = 21/A$ MeV olarak seçilmiştir [1]. Bu değer deforme tek çekirdeklerin manyetik momentumlarının teorik değerlerinin deneyle karşılaştırılması sonucu elde edilmiştir ve iyi deforme nadir toprak çekirdeklerinin makas mod özelliklerinin açıklanmasında iyi sonuçlar vermiştir. İzovektör dipol-dipol uyarılmaları için ise güç parametresi $\kappa = 300A^{-5/3} \text{fm}^{-2} \text{MeV}$ olarak kullanılmıştır [87]. Bu değer incelenen çekirdeklerin elektrik dipol dev rezonanslarının enerjilerini ve geçiş özelliklerini başarıyla açıklamaktadır. Şekil 3.3'de $^{160,162,164}\text{Dy}$ izotopları için teorik olarak hesaplanan B(M1) ve B(E1) değerlerinin enerjiye göre dağılımları gösterilmiştir. Şekilde dönme ve öteleme değişmez hamiltoniyen kullanılarak hesaplanan elektrik ve manyetik dipol geçiş ihtimallerinin K=0 ve K=1 dalları için sonuçlar verilmiştir. Burada $I^\pi K=1^+1$ seviyeleri düz çizgi ile, $I^\pi K=1^-1$ seviyeleri kesikli çizgi ile, $I^\pi K=1^+0$ seviyeleri içi boş bar ile ve $I^\pi K=1^-0$ seviyeleri ise çizgili bar ile gösterilmiştir. Elektrik dipol geçişleri $e^2 \text{fm}^2$ ve manyetik dipol geçişleri ise μ_N^2 birimlerinde verilmiştir ($1\mu_N^2=11,06 \cdot 10^{-3} e^2 \text{fm}^2$).



Şekil 3.3. $B(M1)$ manyetik dipol (soldaki eksen) ve $B(E1)$ elektrik dipol (sağdaki eksen) geçiş ihtimallerinin seviyelerin enerjisine göre dağılımı. Düz çizgiler 1^+1 durumlarını, kesikli çizgiler 1^-1 durumlarını göstermektedir. İçi boş barlar ve içi taralı barlar sırasıyla 1^+0 (1^-0) durumlarını gösterir. Burada sadece $B(M1) > 0,05 \mu_N^2$ olan durumlar gösterilmiştir \blacksquare ve \blacktriangledown sembolleri Ref.[19] ve Ref.[21]'den alınan deneysel verileri gösterir ve sırasıyla 1^+1 (1^-0) durumlarını ifade ederler. (\circ) ve (\square) sembolleri paritesi veya K 'sı kesin olarak bilinmeyen (kuşkulu) durumları gösterir

^{160}Dy için sonuçlar: Şekil 3.3'den görüldüğü gibi ^{160}Dy izotopu için gerçekleştirilen yüksek çözünürlüklü foton saçılma deneyleri 2,8 MeV civarında B(II) geçiş ihtimali büyük olan üç seviye tespit etmiştir [19]. Bu seviyelerin ikisi manyetik dipol ($I^\pi K=1^+1$), biri ise elektrik dipol ($I^\pi K=1^-0$) karakterlidir. Dönme değişmez model çerçevesindeki teorik hesaplarımız, 2,83 MeV'de $B(M1)=1,5 \mu_N^2$ olan deneyle uyumlu güçlü bir $1^+(K=1)$ seviyesini tahmin etmektedir. Ayrıca 2,5 ve 3 MeV civarında da $B(M1)<0,5 \mu_N^2$ olan 1^+ seviyeleri mevcuttur. Elektrik dipol uyarılmaları ($I^\pi K=1^-1(0)$) için öteleme ve Galileo değişmez model çerçevesindeki teorik hesaplarımız 2,98 MeV'de geçiş gücü $B(E1)= 1,35.10^{-3} e^2\text{fm}^2$ olan ve deneyin verdiği datayla birbirine yakın bir tane 1^-0 seviyesini tahmin etmiştir. Ayrıca teorik hesaplar deneyden farklı olarak $K=1$ olan birçok 1^- uyarılmasını tespit etmiştir. Teorik sonuçlara göre $K=0$ uyarılmalarındaki toplam $B(M1)$ gücü $K=1$ uyarılmalarından oldukça küçüktür ve beklendiği gibi teorinin verdiği toplam geçiş gücü deneyin verdiği büyüktür. Elektrik uyarılmalarında ise $K=0$ 'da toplam $B(E1)$ geçiş gücü teorinin verdiği değerden büyüktür. Fakat teoriye göre $K=1$ olan seviyelerinde varlığı söz konusudur.

^{162}Dy için sonuçlar: NRF [21] ve INS deneyleri [20] 2,9 MeV'de biri büyük $B(M1)^\uparrow$ 'li olan birkaç 1^+ seviyesi tespit etmiştir. Teorik hesaplamalarımız deneysel datanın verdiği büyük $B(M1)^\uparrow$ 'li bu seviyeyi neredeyse mükemmel şekilde tahmin etmiştir. Ayrıca hesaplama sonuçları düşük enerjilerde kümelenmenin yeri açısından datayla oldukça uyumludur. INS deneyi sadece üç tane 1^+ seviyesini göstermiştir ve bu seviyelerin geçiş ihtimallerini NRF deneyindeki kadar hassas belirleyemediğinden hesaplama sonuçları sadece NRF datasıyla karşılaştırılacaktır. Bu nedenle Şekil 3.3'de sadece NRF dataları verilmiştir. Hesaplanan toplam $B(M1)^\uparrow$ gücü beklendiği gibi NRF datasındakinden çok azda büyük olmasına rağmen, deneysel datanın belki belirlenememesinden veya bazen her 1^+ durumu hakkında kesinlik olmamasından kaynaklanabilir. Ama hala teori ve deney arasında iyi bir uyum olduğu görülmektedir.

NRF deneyi elektrik dipol uyarılmaları için 2,929 MeV'de bir tane $1^-(K=1)$ seviyesini ve 2,52 MeV'de K 'sı belirsiz olan 1^- seviyesini belirlemiştir. Ayrıca geçiş

ihtimali yaklaşık $B(\Pi 1) \approx 0,07 \mu_N^2$ olan 2,54 MeV’de $K=1$, 2,8 ve 2,9 MeV enerjilerde $K=0$ olan paritesi belirsiz üç seviye daha tespit edilmiştir. Şekil 3.3’e bakıldığında 2,5 MeV civarındaki teorik sonuçlar, deneyin öngördüğü 2,54 MeV enerjili seviyenin paritesinin büyük olasılıkla pozitif olabileceğini göstermektedir. Bu paritesi belirsiz seviyeler için R_{expt} dallanma oranlarının Alaga kuralından sapması ve teorik hesaplamalar dikkate alındığında K değerleri ve pariteler hakkında bir şeyler söylenebilir. Bu çekirdek için 1^- durumlarının hesaplamaları, $K=0$ durumunda 2,99 ve 3,82 MeV’de küçük geçiş gücüne sahip iki seviyeyi tahmin etmiştir ve bu seviyelerden ilki deneydeki 2,9 MeV’de paritesi belirsiz seviyeye çok yakın olduğundan bu seviyenin paritesinin negatif olduğunu söyleyebiliriz. Her ne kadar teorik olarak hesaplanan 1^- uyarılmaları deney değerleriyle tam olarak uygun düşmese de, teori beklendiği gibi deneyin verdiği seviyelerden çok daha fazla seviyeyi tahmin etmektedir.

^{164}Dy için sonuçlar: Bu çekirdek için makas modun parçalanması ^{160}Dy ve ^{162}Dy ’den çok daha büyüktür ve komşu çekirdeklerle karşılaştırıldığında büyük bir toplam $B(M1)\uparrow$ gücüne sahiptir. NRF datası uyumlu sonuçlar vermesine rağmen, INS datası NRF datası ile sadece 3,1 MeV’in aşağısındaki enerjilerde uyumludur. Yukarıdaki enerjilerde NRF ve INS dataları üç seviye vermesine rağmen, NRF’de ölçülen $B(M1)\uparrow$ değerleri INS’de ölçülendekilerden neredeyse üç kat daha büyüktür. Teori 3,1 MeV civarında NRF datasıyla uyumlu bir $B(M1)\uparrow$ ’e sahip iki seviyeyi başarılı şekilde tahmin eder ve ayrıca düşük enerjilerde oldukça küçük $B(M1)\uparrow$ ’li NRF ve INS datalarının her ikisiyle iyi uyumda olan birkaç seviyeyi de tahmin eder. Burada teorinin tahmin ettiği toplam $B(M1)\uparrow$ gücü beklendiği gibi INS verisinininkinden daha büyük olmasına rağmen, NRF ile ölçülen değerden daha küçüktür. Bununla birlikte not edilebilir ki teorinin tahmini, istatistiksel belirsizlikler içinde NRF datasıyla hala uyum içindedir.

NRF deneyinde 3.316, 3.621 ve 3.667 MeV enerjilerde paritenin bilinmediği üç seviye tespit edilmiştir [21]. Bu seviyelerin R_{expt} dallanma oranları sırasıyla 0.88, 2.00 ve 0.47’dir. Bu oranların Alaga kuralının verdiği değerlerden sapmasına bakılarak 3,316 ve 3,667 MeV enerjili seviyelerin pozitif pariteli ve $K=1$ olduğu,

3,621 MeV enerjili seviyenin ise negatif pariteli ve $K=0$ olduğu söylenebilir. Ayrıca K değerlerine göre parite tayini yapılan (yani paritede kesinlik olmayan) seviyelerin beş tanesi 1^+ ($K=1$) ve on tanesi de 1^- seviyesidir. Bu on seviyeden biri olan 3,704 MeV enerjili seviyenin R dallanma oranı ve Alaga kuralından K 'sının 1 olduğu sonucuna varılmıştır. Burada paritesinin pozitif olduğu kesin olarak bilinmeyen seviyelerin $B(M1)$ geçiş ihtimalleri çok küçüktür ve toplam geçiş gücüne katkıları yaklaşık % 8'dir.

Hesaplamalardan çift-çift $^{160-164}\text{Dy}$ izotopları için $\omega=2,5 \div 3,5$ MeV enerji aralığında geçiş olasılığı $B(M1)=(0,2 \div 1,5)\mu_N^2$ olan bir çok orbital kolektif seviye olduğu görülür (Bkz. Şekil 3.3). Makas modun tespiti için 1^+ uyarılmalarına orbital ve spin katkılarının bilinmesi çok önemlidir. Tablo 3.3'de $^{160-164}\text{Dy}$ izotoplarının düşük enerjili 1^+ uyarılmalarının fiziksel niteliklerinin karşılaştırılması verilmiştir. Hesaplamalar Bölüm 3'te denklem (3.28) ile gösterilen kırılan simetrisi tam olarak restore edilmiş dönme değişmez hamiltoniyen kullanılarak yapılmıştır. Tabloda ayrıca uyarılma enerjileri, $B(M1)$ geçiş ihtimalleri, orbit/spin oranı (M_1/M_s) ve 1^+ seviyelerinin makas mod titreşimine katkıları ($Siz\% = |\langle n | Sc. \rangle|^2$) da verilmiştir. Burada M_1/M_s oranının önündeki artı işareti $B(M1)$ gücüne orbit/spin katkılarının yapıcı, eksi işareti ise bu katkının dağıtıcı olduğunu gösterir. Tablo 3.2 ve Şekil 3.3'den görüldüğü gibi 3 MeV civarında yerleşen güçlü makas mod seviyelerinin kütle numarası arttığında sağa (yukarı enerjilere) doğru kaydığı görülmektedir.

Tablo 3.2. İzovektör spin-spin kuvvetleri+izoskaler ve izovektör restorasyon kuvvetleri ilave edilmiş dönme değişmez ($H=H_{sqp}+h_0+h_1+V_{\sigma\tau}$) hamiltoniyen kullanılarak hesaplanan ω_i , $B(M1)$, M_I/M_S oranı ve seviyelerin makas moda katkısının (Siz %) karşılaştırılması. Burada sadece $B(M1)\geq 0.01 \mu_N^2$ olan durumlar gösterilmiştir

^{160}Dy				^{162}Dy				^{164}Dy			
ω_i (MeV)	$B(M1)$ μ_N^2	M_I/M_S	Siz%	ω_i (MeV)	$B(M1)$ μ_N^2	M_I/M_S	Siz%	ω_i (MeV)	$B(M1)$ μ_N^2	M_I/M_S	Siz%
2,236	0,347	4,2	3,6	2,486	0,182	2,9	1,3	2,425	0,258	14	3,6
2,455	0,042	0,89	0,0	2,573	0,615	8,6	6,9	2,489	0,361	2,2	1,7
2,613	0,095	11	1,0	2,716	0,471	-0,07	0,2	2,762	0,308	-0,21	0,0
2,697	0,176	-0,38	0,2	2,932	1,351	2,4	11,8	3,033	1,056	2,8	8,9
2,832	1,505	1,8	12,1	3,175	0,152	3	1,3	3,184	0,887	3,2	7,8
3,026	0,273	2,5	2,5	3,574	0,536	5,8	6,9	3,237	0,037	3,5	0,2
3,404	0,132	-15	3,2	3,813	0,024	0,12	0,0	3,328	0,156	3,6	1,3
3,46	0,229	26	3,0	3,952	0,37	6,9	4,0	3,664	0,182	41	3,0
3,579	0,443	3	4,2					3,846	0,163	2,4	1,3
3,775	0,228	2,1	1,5					3,962	0,079	-5,2	1,7
3,884	0,082	1,5	0,2								

Hesaplamalar bir kural olarak orbital karakterli durumların $B(M1)$ değerine katkısının 4 MeV'e kadar enerjilerde hakim olduğunu göstermiştir. Tablo 3.3'te verilen seviyelerin $B(M1)$ olasılığının orbit/spin oranı $M_I/M_S \gg 1$ ise seviyeler orbital, $M_I/M_S \ll 1$ ise spin karakterlidir. Bu çekirdekler için hesaplamalar orbital karakterli durumların $B(M1)$ değerine katkısının 4 MeV'e kadar enerjilerde spin karakterli durumlara göre daha hakim olduğunu göstermiştir. Örneğin ^{160}Dy çekirdeğinde makas moda asıl katkıyı yapan (%12.1) en kolektif 1^+ seviyesi 2,832 MeV'de $B(M1)=1,505 \mu_N^2$ ile orbit/spin oranı $M_I/M_S=1,8$ olan orbital durumdur.

Çift-çift $^{160-164}\text{Dy}$ izotoplarının hesaplanan toplam $B(M1)\uparrow$ ve $B(E1)\uparrow$ güçleri mevcut deneysel değerlerle [18,21] karşılaştırılması Tablo 3.3'de verilmiştir. Teorik olarak hesaplanan M1 ve E1 uyarılmalarının toplam manyetik ve elektrik dipol güçlerine katkılarının bilinmesi deneyde kesin olarak gözlenen elektrik ve manyetik dipol uyarılmalarının belirlenmesi açısından oldukça önemlidir.

Tablo 3.3. Toplam B(M1) ve B(E1) güçlerinin 2-4 MeV enerji bölgesinde hesaplanan değerlerinin mevcut deneysel verilerle [19,21] karşılaştırılması

Çekirdek	$\Sigma B(M1) (\mu_N^2)$				$\Sigma B(E1)(10^{-3}e^2fm^2)$			
	K=1		K=0		K=1		K=0	
	Teori	Deney	Teori	Deney	Teori	Deney	Teori	Deney
$^{160}_{66}Dy_{94}$	3,552	2,42±0,32	0,204	-	19,90	-	1,754	3,0±0,8
$^{162}_{66}Dy_{96}$	3,701	3,24±0,23	0,083	-	13,438	1,7±0,2	2,010	6,66±0,43
$^{164}_{66}Dy_{98}$	3,487	5,53±0,45	0,106	-	13,20	0,5	2,18	29,53

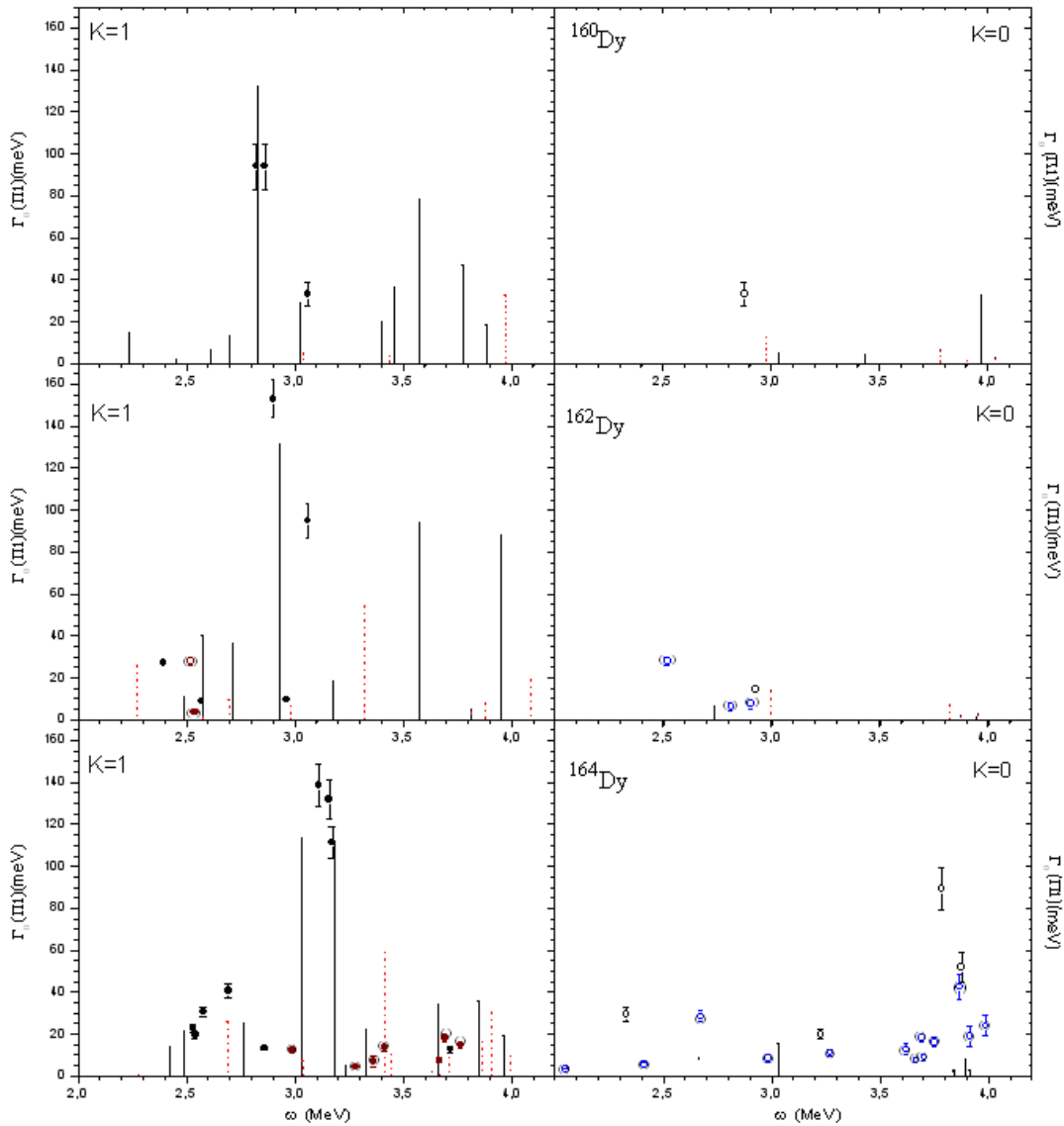
Teori bu çekirdekler için manyetik dipol seviyelerin K=0 dalının toplam B(M1) gücüne katkısının %3-5 civarında olduğunu göstermektedir. Deneysel değerlere bakılacak olursa M1 uyarılmalarında K=0 durumuna ait deneysel veri görülmemektedir fakat teorik sonuçlar az da olsa bu seviyelerin varlığını göstermektedir. Elektrik dipol uyarılmalarının K=0 için deneysel değerler, K=1 durumlarından çok daha fazladır. Teorinin verdiği K=1 seviyelerinin toplam E1 gücüne katkıları %85-90 civarındayken K=0 dalının toplam B(E1) gücüne katkısı %10-15 civarındadır. Deneyde ise teorinin tam tersine 1^- uyarılmalarının K=0 dalının toplam güce katkısı K=1 olan durumlarından çok daha büyüktür. ^{160}Dy ve ^{162}Dy çekirdeklerinin spektroskopik bölgede ($\omega \leq 4 MeV$) toplam B(M1) güçleri beklendiği gibi deneyin verdiği değerlerden büyüktür ve deneyle oldukça uyum içindedirler. Fakat aynı uyumu ^{164}Dy çekirdeği için söyleyemeyiz. Bu çekirdek için deneyin belirlediği bazı seviyelerin pariteleri kesin değildir ve bu seviyelerin toplam B(M1) gücüne katkıları yaklaşık olarak %8 oranındadır. Deneydeki statiksel belirsizliklerde hesaba katılırsa deneyle teori arasındaki bu uyumsuzluğun azaldığı görülür.

$^{160-164}Dy$ izotoplarının deneysel araştırmalarında 2.4÷4 MeV enerji aralığında gözlenen birçok seviyenin spinleri ve pariteleri tam olarak belirlenememiştir. Buna karşın deneyde gözlenen dipol seviyelerin radyasyon kalınlıkları güvenilir bir biçimde ölçülmüştür. Bu durumda diyebiliriz ki teorik sonuçları deneyle karşılaştırmak bakımından en uygun büyüklük seviyelerin dipol radyasyon

kalınlıklarıdır. Gözlenen seviyelerin dipol kalınlığı E1 geçişleri için (3.61) M1 geçişleri için ise (3.62) formülleri yardımıyla elde edilen teorik sonuçlarla karşılaştırıldığında seviyelerin spinleri ve pariteleri hakkında daha doğru bilgiler edinilebilmektedir. Tablo 3.4'te E1 ve M1 uyarılmalarının hesaplanan toplam dipol kalınlıklarının deneyle mukayesesi verilmiştir. Şekil 3.4'de $^{160-164}\text{Dy}$ izotoplarının $K=1$ ve $K=0$ geçişleri için teorik olarak hesaplanan dipol kalınlıklarının NRF deneylerinde [19, 21] gözlenen dipol kalınlıkları ile karşılaştırılması verilmiştir. Burada $I^\pi=1^+$ seviyeleri düz çizgi ile, $I^\pi=1^-$ seviyeleri kesikli çizgi gösterilmiştir. $\bar{1}$ ve $\bar{2}$ sembolleri Ref. [19, 21] makalelerinden alınan deneysel verileri gösterir ve sırasıyla $1^+(1^-)$ durumlarını ifade ederler. $(\bar{1})$ ve $(\bar{2})$ sembolleri paritesi veya K 'sı bilinmeyen elektrik ve manyetik dipol durumlarını gösterir.

Tablo 3.4. Çift-çift $^{160-164}\text{Dy}$ izotopları için 2-4 MeV enerji aralığında hesaplanan toplam Γ_0 (meV) taban-hal M1 ve E1 dipol geçiş genişliklerinin birbiriyle ve deneysel verilerle karşılaştırılması

Çekirdek	K	Teori (RI model)			Deney [19,21]		
		$\Sigma\Gamma_0(\text{M1})$	$\Sigma\Gamma_0(\text{E1})$	$\Gamma_0^{\text{top.}}$	$\Sigma\Gamma_0(\text{M1})$	$\Sigma\Gamma_0(\text{E1})$	$\Gamma_0^{\text{top.}}$
^{160}Dy	0	41,13	20,18	61,31	-	24,5	24,5
	1	399,58	190,30	589,88	221	-	221
	$\Gamma_0^{\text{top.}}$	440,71	210,48	651,19	221	24,5	245,5
^{162}Dy	0	7,43	24,92	32,35	-	35,3	35,3
	1	428,27	109,10	537,37	297,2	20,7	317,9
	$\Gamma_0^{\text{top.}}$	435,70	134,02	569,72	297,2	56	353,2
^{164}Dy	0	7,77	27,98	35,75	-	360,9	360,9
	1	401,38	175,10	576,48	589,8	8,8	598,6
	$\Gamma_0^{\text{top.}}$	409,15	203,08	612,23	589,8	369,7	959,5



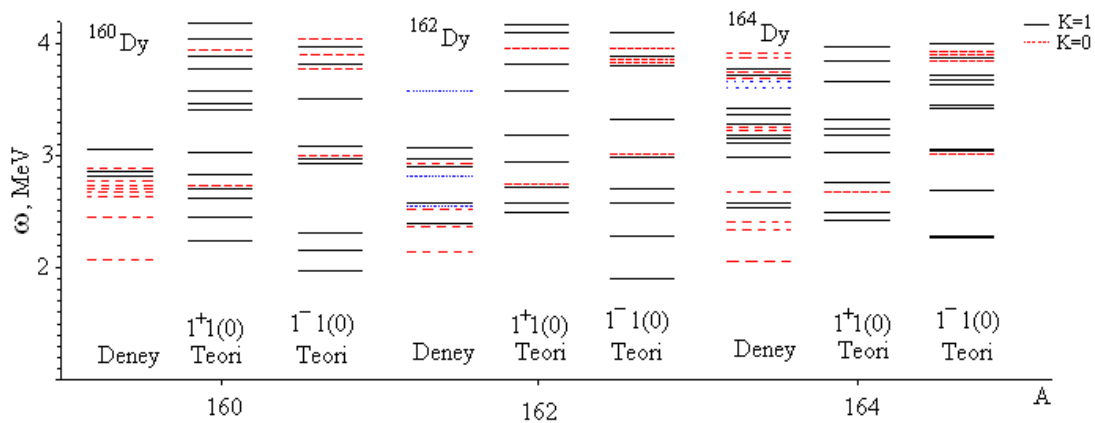
Şekil 3.4. $^{160,162,164}\text{Dy}$ izotop zinciri çekirdeklerin $K=1$ durumları için 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan dipol güç kalınlığının deneysel değerlerle karşılaştırılması. Burada düz çizgiler ve kesikli çizgiler sırasıyla hesaplanan M1 ve E1 uyarılmalarını gösterirler. \blacksquare ve \blacksquare sembolleri Ref. [19,21] makalelerinden alınan deneysel verileri gösterir ve sırasıyla $1^+(1^-)$ durumlarını ifade ederler. \circ ve \circ sembolleri paritesi veya K 'sı kuşuklu elektrik ve manyetik dipol durumlarını gösterir

^{160}Dy ve ^{162}Dy 'de NRF deneylerinde gözlenen dipol kalınlıkları ile teorik sonuçlar beklendiği gibi uyumludur. Hatta $^{160,162}\text{Dy}$ izotoplarının hesaplanan dipol kalınlıkları deneysel olarak gözlenen değerlerden 2-3 kat daha büyüktür. Bu çekirdeklere deneyin verdiği elektrik dipol seviyelerin kalınlıklarının toplam kalınlığa ($\Gamma_0^{\text{top.}}$) katkısı yaklaşık %10-15 iken teorindeki %23-32'dur. Buradan ve teorik

sonuçlarımızdan diyebiliriz ki bu çekirdeklerde manyetik dipol uyarılmaları elektrik dipol uyarılmalarından daha baskın rol oynar.

^{164}Dy izotopunda ise deneyin verdiği dipol kalınlıkları teorinin verdiği sonuçlardan fazladır. Burada parite veya K 'sının kesin olarak bilinmediği seviyelerin dipol kalınlıkları toplamı 248,1 meV olup, bunların toplam kalınlığa katkıları yaklaşık % 25 civarındadır. Bu dikkate değer belirsizlikler ve deney verilerindeki hata payları hesaba katıldığında deney ve teori arasında bir uyumdan söz edilebilir. Ayrıca ^{164}Dy çekirdeğinde deneyin verdiği E1 uyarılmalarının toplam kalınlığa ($\Gamma_0^{top.}$) katkısı yaklaşık %38 iken teorik sonuçların verdiği katkı %33'tür. Deneyin verdiği katkı diğer iki izotoptaki E1 uyarılmalarının verdiği katkının yaklaşık 2.5 katıdır. Teorik hesaplamalardan toplam dipol kalınlığına gelen katkı incelenen tüm izotoplar için birbirine çok yakındır. Fakat deneysel verilerden elde edilen katkılar bu izotoplar için farklılık gösterir. Buradan bu çekirdek için de manyetik dipol uyarılmalarının elektrik dipol uyarılmalarından daha baskın rol oynadığı söylenebilir.

$^{160-164}\text{Dy}$ izotop zinciri çekirdeklerinin 1^+ ve 1^- seviyelerinin 4 MeV enerjisine kadar enerji seviye yoğunluklarının dönme ve öteleme değişmez QRPA modeline göre hesaplanan sonuçlarıyla deneysel değerlerin karşılaştırılması Şekil 3.5'te gösterilmiştir.



Şekil 3.5. $^{160-164}\text{Dy}$ izotop zinciri çekirdekleri için $1^+K=1^+(0)$ ve $1^-1(0)$ hallerinin enerji seviyeleri diyagramı. Düz çizgiler 1^+ ve 1^- seviyelerini, kırık çizgiler ise $K=0$ 'lı 1^+ ve 1^- durumlarını göstermektedir. Deney kısmında kesikli çizgiler 1^- seviyelerini, tam çizgiler 1^+ uyarılmalarını, noktalı çizgiler ise paritesi bilinmeyen uyarılmaları göstermektedir

Şekil 3.5'ten görüldüğü gibi tüm incelenen çekirdeklerde 3 MeV enerji civarında (makas mod enerji bölgesinde) M1 gücünün enerji yoğunluğu E1 uyarılmalarından daha fazladır.

BÖLÜM 4. ÇİFT-ÇİFT DEFORME ÇEKİRDEKLERDE $I^{\pi}K=1^{+}1$ SEVİYELERİNİN MANYETİK DİPOL MOMENTLERİ

İyi bilindiği gibi, bir çekirdeğin manyetik dipol momentini μ , g_l ile karakterize edilen bir yörünge manyetik alana sebep olan dönen yüklü parçacıklardan (protonlar) ve g_s ile karakterize edilen nükleonların kendi iç manyetik alanının neden olduğu öz spinlerinden ($s=1/2$) kaynaklanır [34]. Deforme çift-çift çekirdekler aksiyal simetriye sahiptirler ve çekirdek döndüğü için kolektif bir yük hareketi söz konusudur. Bu yük hareketi esnasında parçacıklar spin ve parite 1^{+} olacak şekilde birleştiğinden bu 1^{+} uyarılmalarının da bir manyetik momente sahip olması beklenir. Fakat günümüz şartlarında bu uyarılmaların manyetik momentlerinin ölçümü henüz başarısızdır. Bu seviyelerin manyetik momentlerinin ölçülememesinin nedenlerinden biri de ortalama ömürlerinin çok küçük olmasıdır (femtosaniye yani 10^{-15} s mertebesinde). Böyle olmasına rağmen bu konuda yapılacak teorik çalışmaların bir yenilik getireceği düşünülerek dönme değişmez olmayan ve dönme değişmez modeller çerçevesinde kolektif manyetik dipol seviyelerinin manyetik momentleri ve makas modun manyetik momente etkisinin araştırılması ilginç olacaktır.

Şimdi çift-çift çekirdeklerin 1^{+} uyarılmalarının manyetik momentini için bir analitik ifade elde edeceğiz. Bölüm 2’de bahsedildiği gibi manyetik dipol operatörü iç hareketle ve dönme hareketiyle ilgili iki terimden oluşur ve laboratuvar sisteminde problemi çözmek zor olduğundan manyetik moment operatöründe Wigner D_{MK} dönme fonksiyonları kullanılarak çekirdeğe bağlı referans sistemine geçilirse problemin çözümü kolaylaşır. Multipol operatörlerinde laboratuvar sisteminden çekirdeğe bağlı sisteme aşağıdaki eşitlikle geçilebilir:

$$M(\lambda, \mu) = \sum_{\nu} D_{\mu\nu}^{\lambda}(\theta_i) M'(\lambda, \nu) \quad (4.1)$$

Burada M laboratuvar sisteminin M' ise çekirdeğe bağlı koordinat sisteminin multipol operatörüdür. Bu iki operatör aynı fonksiyonel forma sahiptir. M operatörünün z bileşeni ($\mu=0$) manyetik moment operatörü olarak bilinmektedir:

$$\mu_z = \sum_{\tau} \left[(g_s^{\tau} - g_{\ell}^{\tau}) s_z^{\tau} + g_{\ell}^{\tau} j_z^{\tau} \right] \quad (4.2)$$

Çift-çift çekirdeğin (3.10) ile verilen dalga fonksiyonu ve iyi bilinen Wigner dönme D_{MK}^I fonksiyonları kullanılarak daha genel bir dalga fonksiyonu ifadesi aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$|\Psi_{MK}^i\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \left(D_{MK}^I Q_{i,K}^+ + (-1)^{I+1} D_{M-K}^I Q_{i,-K}^+ \right) |\Psi_0\rangle \quad (4.3)$$

Bu dalga fonksiyonu kullanılarak manyetik dipol operatörünün z bileşeninin ortalama değeri alınırsa,

$$\begin{aligned} \mu_K &= \langle \Psi_{MK}^i | \mu_z | \Psi_{MK}^i \rangle = \frac{2I+1}{8\pi^2} \langle D_{MK}^I Q_{i,K}^+ \Psi_0 | \left(\sum_{\tau} D_{M0}^I [(g_s^{\tau} - g_{\ell}^{\tau}) s_z^{\tau} + g_{\ell}^{\tau} j_z^{\tau}] \right) | D_{MK}^I Q_{i,K}^+ \Psi_0 \rangle \\ &= \frac{2I+1}{8\pi^2} \langle D_{MK}^I | D_{M0}^I | D_{MK}^I \rangle \langle \Psi_0 | Q_{i,K} \left(\sum_{\tau} [(g_s^{\tau} - g_{\ell}^{\tau}) s_z^{\tau} + g_{\ell}^{\tau} j_z^{\tau}] \right) Q_{i,K}^+ | \Psi_0 \rangle \end{aligned} \quad (4.4)$$

elde edilir. (4.4) ifadesinin elde edilmesinde $\langle D_{M,-K}^I | D_{M0}^I | D_{M,-K}^I \rangle = \langle D_{MK}^I | D_{M0}^I | D_{MK}^I \rangle$ eşitliği kullanılmıştır. Burada (4.4) ifadesinde D fonksiyonlarının

$$\langle D_{M_1 K_1}^I | D_{\mu\nu}^{\lambda} | D_{M_2 K_2}^I \rangle = \frac{8\pi^2}{2I_1 + 1} \langle I_2 M_2 \lambda \mu | I_1 M_1 \rangle \langle I_2 K_2 \lambda \nu | I_1 K_1 \rangle \quad (4.5)$$

Clebsh-Gordan katsayıları cinsinden verilen eşitliği kullanılarak manyetik moment için

$$\mu_K = \frac{MK}{I(I+1)} \langle \Psi_0 | Q_i \left(\sum_{\tau} [(\mathbf{g}_s^{\tau} - \mathbf{g}_\ell^{\tau})s_z^{\tau} + \mathbf{g}_\ell^{\tau}j_z^{\tau}] \right) Q_i^+ | \Psi_0 \rangle \quad (4.6)$$

ifadesi elde edilir.

Bu tez çalışmasında bizi ilgilendiren $I^{\tau}K=1^{+1}$ uyarılmalarının manyetik momentini hesaplamak için $M=I$ ve $K=I=1$ kullanılarak aşağıdaki ifade elde edilir:

$$\mu_K = \frac{1}{2} \langle \Psi_0 | Q_i \left(\sum_{\tau} [(\mathbf{g}_s^{\tau} - \mathbf{g}_\ell^{\tau})s_z^{\tau} + \mathbf{g}_\ell^{\tau}j_z^{\tau}] \right) Q_i^+ | \Psi_0 \rangle \quad (4.7)$$

Bu ifadede ki beklenen değerler (4.3) dalga fonksiyonu kullanılarak bulunur. Uzun ve yorucu hesaplamalar sonunda

$$\mu_{K=1} = \sum_{\substack{ss' \\ q\tau}} \mu_{ss'}^{\tau} M_{ss'} (\psi_{qs}^{\tau} \psi_{qs'}^{\tau} - \varphi_{qs}^{\tau} \varphi_{qs'}^{\tau}) \quad (4.8)$$

ifadesi elde edilir. Burada elde edilen ifadeyle ilgili ara işlemler Ek B'de mevcuttur. Burada $\mu_{ss'}^{\tau} = \langle s | (\mathbf{g}_s^{\tau} - \mathbf{g}_\ell^{\tau})s_z^{\tau} + \mathbf{g}_\ell^{\tau}j_z^{\tau} | s' \rangle$ ile verilir. $\mu_{ss'}^{\tau}$ matris elemanlarının simetri özellikleri σ spin operatörünün (3.5')'de verilen simetri özellikleriyle aynıdır.

Denklem (4.8)'den görüldüğü üzere 1^{+1} seviyelerinin manyetik momenti, $\mu_{ss'}^{\tau}$ matris elemanının köşegen ve köşegen olmayan terimleri kullanılarak aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\mu_{K=1} = \sum_{\substack{s=s' \\ q\tau}} \mu_{ss'}^{\tau} (\psi_{qs}^{\tau 2} - \varphi_{qs}^{\tau 2}) + \sum_{\substack{s \neq s' \\ q\tau}} \mu_{ss'}^{\tau} M_{ss'} (\psi_{qs}^{\tau} \psi_{qs'}^{\tau} - \varphi_{qs}^{\tau} \varphi_{qs'}^{\tau}) \quad (4.9)$$

Hesaplamalar göstermiştir ki (4.9) formülünün köşegen olmayan terimlerinin seviyelerin manyetik momentine katkısı tüm katkının % 0.1'inden daha azdır. Ayrıca beklendiği gibi manyetik momente en büyük katkı proton kısmından gelmektedir. Çift-çift çekirdeklerin 1^+ uyarılmalarının enerjileri ve geçiş ihtimalleri göstermektedir ki bu seviyelerin ortalama ömürleri femtosaniye (10^{-15} s) mertebesindedir [7-12]. Son yıllarda yapılan deneysel ölçümlerde teknolojinin hızlı gelişmesiyle İntegral Pertürbe Açısal Korelasyon (IPAC) deneyleriyle yarı ömürleri pikosaniye mertebesinde olan dönme seviyelerinin (2^+ , 4^+ gibi) manyetik momentleri ölçülebilmektedir [5]. Teknolojinin her geçen gün büyüyerek gelişmesi dikkate alındığında ortalama ömrü fs mertebesinde olan 1^+ seviyelerinin de manyetik momentlerinin ölçülmesine dair inancımız giderek artmaktadır.

4.1. $^{160-164}\text{Dy}$ İzotoplarının $I^\pi K = 1^+ 1$ Uyarılmalarının Manyetik Momentlerinin Sayısal Hesaplamaları

Çalışılan Dy çekirdeklerinin elektrik ve manyetik dipol uyarılmalarının enerjileri ve geçiş ihtimalleri gibi özellikleri önceki bölümde (Bkz. Kesim 3.5) sayısal olarak araştırılmış ve mevcut deneysel verilerle [17,21] karşılaştırmalar yapılmıştır. Bahsedilen hesaplamalarda kullanılan dönme değişmez modelin [2] deneyin gözlemlediği 1^+ uyarılmalarını açıklamada oldukça başarılı sonuçlar verdiği aşikârdır. Bu nedenle 1^+ makas mod uyarılmalarının manyetik momentlerinin de teorik olarak incelenmesinde bu modelin kullanılması yararlı olacaktır. Ayrıca bu modelin verdiği manyetik moment sonuçlarıyla, $\omega=0$ sahte halinin (Goldstone dalı) tüm 1^+ uyarılmalarına karıştığı dönme değişmez olmayan QRPA modelin sonuçlarının karşılaştırılması sonucu makas modun manyetik momente etkisi hakkında bilgi sahibi olunabilir.

Burada $^{160-164}\text{Dy}$ deforme çekirdekleri için dönme değişmez olmayan ve dönme değişmez QRPA metotları çerçevesinde izovektör spin-spin kuvvetlerinin ürettiği tek fononlu $I^\pi K = 1^+ 1$ seviyelerinin manyetik dipol momentlerini hesaplamak için (4.9) bağıntısı kullanılmıştır. Ayrıca bu uyarılma seviyelerinin enerjileri, $B(M1)$ geçiş ihtimalleri ve ortalama ömürleri de verilecektir.

İyi deforme $^{160-164}\text{Dy}$ çekirdeklerinin ortalama alan deformasyon parametreleri ve süperakışkan modelin çiftlenim parametreleri Bölüm 3'te Tablo 3.1'de verilmiştir. Sayısal hesaplamalarda spin-spin etkileşme sabitleri $\kappa=21/A$ MeV ve $q=-1$ Ref.[22]'deki makalemizden alınmıştır. Her iki modelde sayısal hesaplamaların sonuçları Tablo 4.1'de verilmiştir. Hesaplamalar göstermiştir ki (4.9) bağıntısındaki köşegen olmayan matris elemanlarının bulunduğu 2. terimin katkısı çok küçüktür ve köşegen terimin katkısı yanında ihmal edilebilir.

Tablo 4.1. $^{160,162,164}\text{Dy}$ çekirdeklerinin 1^+ uyarılma seviyeleri için dönme değişmez model ve dönme değişmez olmayan model çerçevesinde hesaplanan enerjiler (ω), B(M1) geçiş ihtimalleri, ortalama ömürler (τ) ve manyetik dipol momentler ($\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p c}$ ve fs: 10^{-15} s)

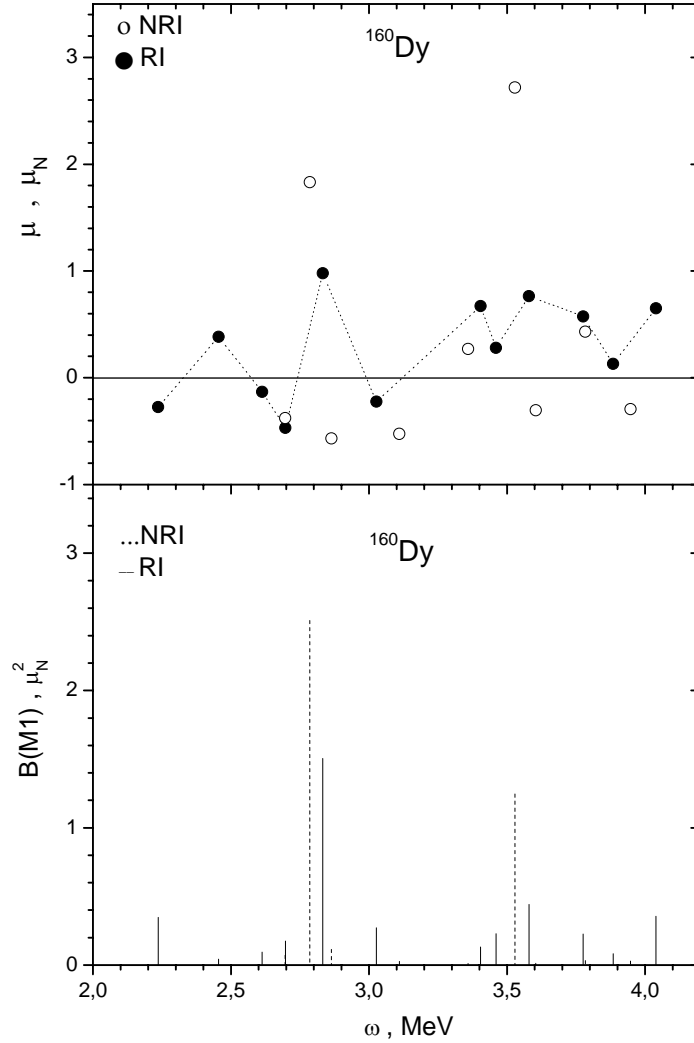
^{160}Dy													
Dönme Değişmez Model $\langle \mu \rangle_{1^+} [\mu_N]$							Dönme Değişmez Olmayan Model $\langle \mu \rangle_{1^+} [\mu_N]$						
ω	B(M1)	τ	Spin		Orbital	Toplam	ω	B(M1)	τ	Spin		Orbital	Toplam
[MeV]	$[\mu_N^2]$	[fs]	Nötron	Proton	Proton		[MeV]	$[\mu_N^2]$	[fs]	Nötron	Proton	Proton	
2,236	0,35	14,59	-0,37	0,04	0,06	-0,27	2,70	0,07	40,32	0,01	-0,86	0,47	-0,38
2,455	0,04	89,96	0,41	-0,04	0,02	0,38	2,79	2,51	1,04	-0,01	0,84	1,00	1,83
2,613	0,10	33,31	-0,17	0,00	0,03	-0,13	2,86	0,12	21,01	-0,58	0,00	0,02	-0,57
2,697	0,18	16,39	0,00	-0,91	0,44	-0,47	3,11	0,03	70,70	-0,53	0,00	0,00	-0,53
2,832	1,51	1,66	-0,20	0,52	0,65	0,98	3,36	0,01	132,09	0,27	0,00	0,00	0,27
3,026	0,27	7,49	-0,47	0,12	0,13	-0,22	3,53	1,25	1,03	0,00	1,19	1,53	2,72
3,404	0,13	10,86	0,08	0,26	0,33	0,67	3,60	0,01	88,21	-0,31	0,00	0,00	-0,31
3,460	0,23	5,96	-0,08	0,16	0,20	0,28	3,78	0,03	30,46	0,43	0,00	0,00	0,43
3,579	0,44	2,79	-0,19	0,42	0,54	0,77	3,95	0,03	31,72	-0,30	0,00	0,00	-0,29
3,775	0,23	4,62	0,22	0,16	0,19	0,58	4,14	1,00	0,80	0,00	1,20	0,53	1,73
3,884	0,08	11,77	-0,09	0,10	0,12	0,13							
4,039	0,36	2,42	-0,19	0,53	0,31	0,65							
^{162}Dy													
ω	B(M1)	τ	Spin		Orbital	Toplam	ω	B(M1)	τ	Spin		Orbital	Toplam
[MeV]	$[\mu_N^2]$	[fs]	Nötron	Proton	Proton		[MeV]	$[\mu_N^2]$	[fs]	Nötron	Proton	Proton	
2,49	0,18	20,21	-0,34	0,04	0,07	-0,22	2,38	0,02	239,3	0,32	-0,02	0,01	0,31
2,57	0,62	5,39	-0,43	0,15	0,23	-0,04	2,71	0,13	22,51	0,00	-0,92	0,46	-0,46
2,72	0,47	5,99	-0,02	-0,99	0,41	-0,59	2,81	2,46	1,03	0,00	0,90	1,03	1,92
2,93	1,35	1,66	-0,25	0,44	0,50	0,69	2,97	0,06	33,40	-0,52	0,00	0,01	-0,52
3,18	0,15	11,62	-0,17	0,04	0,05	-0,09	3,49	1,34	0,99	0,00	1,19	1,53	2,73
3,26	0,01	156,9	-0,10	0,23	0,26	0,39	3,75	0,01	89,47	0,48	0,00	0,00	0,48
3,57	0,54	2,31	0,08	0,78	1,00	1,85	3,87	0,03	36,78	0,43	0,00	0,00	0,44
3,81	0,02	41,82	0,28	0,07	0,09	0,45	4,03	0,02	44,23	-0,30	0,00	0,00	-0,30
3,95	0,37	2,47	0,14	0,08	0,06	0,28							
4,09	0,29	2,81	-0,20	0,22	0,12	0,14							
^{164}Dy													
ω	B(M1)	τ	Spin		Orbital	Toplam	ω	B(M1)	τ	Spin		Orbital	Toplam
[MeV]	$[\mu_N^2]$	[fs]	Nötron	Proton	Proton		[MeV]	$[\mu_N^2]$	[fs]	Nötron	Proton	Proton	
2,43	0,26	15,37	-0,18	0,04	0,06	-0,08	2,47	0,02	186,5	0,45	-0,03	0,01	0,44
2,49	0,36	10,10	0,12	0,00	0,04	0,16	2,76	0,29	9,41	0,00	-1,03	0,44	-0,59
2,76	0,31	8,70	0,01	-1,05	0,44	-0,60	2,98	2,06	1,04	-0,01	0,98	1,03	2,00
3,03	1,06	1,92	-0,30	0,39	0,41	0,50	3,03	0,14	14,92	-0,54	0,01	0,03	-0,50
3,18	0,89	1,97	-0,15	0,27	0,29	0,41	3,10	0,02	95,61	-0,33	0,00	0,00	-0,33
3,24	0,04	45,04	-0,18	0,29	0,33	0,45	3,57	1,52	0,81	0,00	1,20	1,53	2,73
3,33	0,16	9,79	0,67	0,05	0,06	0,77	3,71	0,03	41,70	0,51	0,00	0,00	0,51
3,66	0,18	6,34	-0,06	0,36	0,46	0,77							
3,85	0,16	6,09	-0,10	0,49	0,63	1,02							
3,96	0,08	11,65	0,14	0,08	0,06	0,28							

Tablo 4.1'den görüldüğü gibi geçiş ihtimali $B(M1) > 0,65 \mu_N^2$ olan seviyelerin manyetik momentlerine en büyük katkı çekirdeğin proton sisteminden gelmektedir ve orbital kısmın katkısı spin kısmından daha büyüktür. Örneğin ^{160}Dy çekirdeği için dönme değişmez modelde elde edilen 2,832 MeV enerjili seviyenin indirgenmiş geçiş ihtimali $B(M1) = 1,51 \mu_N^2$ olup seviyenin manyetik momentine en büyük katkısı proton sisteminin orbital ve spin kısmı yapmaktadır. Benzer şekilde dönme değişmezliğin olmadığı modeldeki sonuçlarda $B(M1)$ değeri büyük olan 2,79 MeV enerjili seviyede manyetik momente en büyük katkı yine protonlardan gelir. Tablo 4.1'te $B(M1) > 1$ olan seviyeler için dönme değişmez modelin hesaplamalarına bakılırsa orbital kısımları spin kısımlarından daha büyüktür ve çekirdeklerin kütle sayısı arttığında orbital kısımların manyetik momente katkıları artmaktadır (örneğin ^{160}Dy için bu katkı %66 iken ^{164}Dy için %82'dir). Dönme değişmez olmayan modelin hesaplamalarına bakıldığında ise $B(M1) > 1$ olan seviyelerin orbital kısımlarının manyetik momente katkısı yaklaşık %54 civarındadır. Bir önceki bölümde M_l/M_s oranına göre $B(M1)$ 'i büyük olan bu seviyelerin orbital karakterli olduğu vurgulanmıştı. Burada Tablo 4.1'deki dönme değişmez modelin manyetik moment sonuçlarından da diyebiliriz ki bu seviyelerde orbital kısım baskın rol oynar ve bu nedenle bu seviyeler orbital karakterlidir.

Ortalama ömür (τ) enerjinin üçüncü kuvveti ve $B(M1)$ ile ters orantılı bir büyüklük olduğundan incelenen çekirdeklerin 1^+ seviyelerinin hesaplanan ortalama ömürleri için femto saniye mertebesinde sonuçlar alınmıştır. Tablo 4.1'den görüldüğü gibi $B(M1)$ 'leri küçük olan seviyelerin ortalama ömürleri daha uzundur. Fakat bu seviyelerin orbital ve spin kısımlarının manyetik momente katkısı hakkında genel bir yorum yapma imkânı yoktur.

Elde edilen $I^\pi K = 1^+ 1$ seviyelerinin manyetik momentleri ve $B(M1)$ geçiş ihtimallerinin enerjilere göre grafiği Şekil 4.1'de bir örnek olarak ^{160}Dy çekirdeği için verilmiştir. Diğer çekirdeklere aynı eğilimi gösterdiğinden grafikleri verilmeyecektir. NRI modelin manyetik moment sonuçları (○) sembolü ile $B(M1)$ değerleri kesikli çizgi ile gösterilmiştir. RI modelin manyetik moment değerleri

kesikli çizgiyle bağlanmış (●) sembolüyle ve B(M1) değerleri tam çizgilerle gösterilmiştir.



Şekil 4.1. ^{160}Dy çekirdeğinin 1^+ uyarılma seviyelerinin hesaplanan manyetik moment ve B(M1) değerlerinin enerjilerine göre değişimi. Dönme değişmez (RI) modeldeki manyetik moment hesapları ● sembolü ile dönme değişmez olmayan (NRI) modelin hesaplamaları ise ○ sembolü ile gösterilmiştir (üstteki şekil). RI ve NRI modelleriyle hesaplanan B(M1) geçiş ihtimalleri sırasıyla kesiksiz ve kesikli çizgilerle gösterilmiştir

Şekilden Dönme Değişmez Olmayan (NRI) ve Dönme Değişmez (RI) model hesaplamaları 2,8 MeV ve 3,5 MeV enerjileri civarında birbirine yakın iki seviye tahmin etmektedir. Bu seviyelerin B(M1) değerlerine bakıldığında NRI modelinin değeri RI modelinin verdiği yaklaşık 2 katı daha büyük B(M1) değerine sahiptir. Ayrıca bu enerjilerdeki RI modelin manyetik moment değerleri NRI modelin verdiği daha küçüktür.

4.2. $^{150,152}\text{Nd}$, $^{152,154}\text{Sm}$ ve $^{172-176}\text{Yb}$ Çekirdeklerinin $I^{\pi}K = 1^{+}1$ Uyarılmalarının Manyetik Momentlerinin Sayısal Hesaplamaları

Nadir toprak çekirdekleri $150 < A < 190$ kütle bölgesinde büyük kuadrupol momentleriyle, zengin dönme spektrumuyla ve kararlı deformasyon parametreleriyle dikkati çeken ve elipsoit biçiminde olan iyi deforme çekirdeklerdir. Bu çekirdeklerin manyetik dipol seviyelerinin enerjileri, geçiş ihtimalleri gibi özellikleri farklı deney grupları tarafından çalışılmaktadır. Burada sırasıyla nadir toprak çekirdek bölgesinin başında, ortasında ve sonunda bulunan $^{150,152}\text{Nd}$, $^{152,154}\text{Sm}$ ve $^{172-176}\text{Yb}$ çekirdekleri için manyetik dipol uyarılmalarının manyetik momentleri araştırılmıştır. Bu çekirdeklerin ortalama alan deformasyon parametreleri δ_2 , deneysel kuadrupol momentlerden bulunan β_2 deformasyon parametreleri [94] kullanılarak Ref. [95]'de verilen denklem aracılığıyla hesaplanmıştır. İncelenen çekirdekler için süperakışkan modelin çift korelasyon teorisinin Δ (gap) parametreleri Ref [96]'den alınmıştır ve λ kimyasal potansiyel parametreleri ise Soloviev tarafından elde edilmiş [73] Bölüm 2'de verilen (2.23) denkleminin yardımıyla her bir izotop için ayrı-ayrı hesaplanarak Tablo 4.2'de gösterilmiştir. Sayısal hesaplamalarda spin-spin etkileşme sabitleri $\kappa=40/A$ MeV Ref.[8]'deki çalışmamızdan alınmıştır.

Tablo 4.2. $^{150,152}\text{Nd}$, $^{152,154}\text{Sm}$ ve $^{172-176}\text{Yb}$ çekirdekleri için çift korelasyon parametreleri (MeV birimlerinde), δ_2 ortalama alan deformasyon parametreleri

Çekirdek	A	N	β_2	δ_2	Δ_n	Δ_p	λ_n	λ_p
Nd	150	90	0,285	0,247	0,959	1,115	-6,453	-9,178
	152	92	0,274	0,238	0,922	1,119	-6,032	-9,767
Sm	152	90	0,3055	0,265	1,15	1,03	-7,161	-7,990
	154	92	0,3410	0,296	1,12	1,03	-6,882	-8,652
Yb	172	102	0,3302	0,289	0,86	0,98	-7,129	-6,545
	174	104	0,3250	0,284	0,82	0,98	-6,637	-7,093
	176	106	0,3078	0,269	0,81	0,98	-6,185	-7,658

$^{150,152}\text{Nd}$ ve $^{152,154}\text{Sm}$ çekirdekleri için sayısal hesaplamaların sonuçları Tablo 4.3 ve Tablo 4.4'te verilmiştir. Hesaplamalar göstermiştir ki bu çekirdeklere de (4.9) bağıntısındaki köşegen olmayan matris elemanlarının bulunduğu 2. terimin katkısı çok küçüktür.

Tablo 4.3. $^{150,152}\text{Nd}$ çekirdeklerinin 1^+ uyarılma seviyeleri için dönme değişmez model ve dönme değişmez olmayan model çerçevesinde hesaplanan enerjiler (ω), B(M1) geçiş ihtimalleri, ortalama ömürler (τ) ve manyetik dipol momentler ($\mu_N = \frac{e\hbar}{2mc}$ and fs: 10^{-15} s)

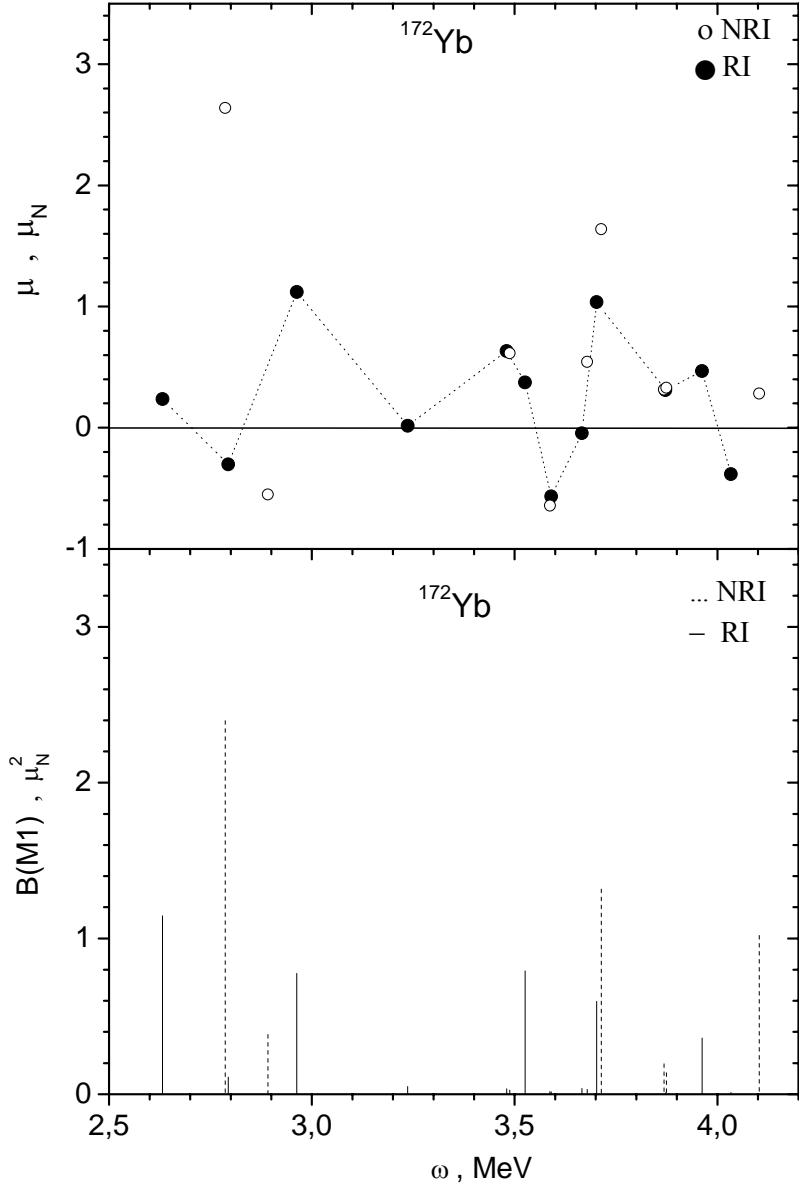
^{150}Nd													
Dönme Değişmez Model $\langle \mu \rangle_{1^+} [\mu_N]$							Dönme Değişmez Olmayan Model $\langle \mu \rangle_{1^+} [\mu_N]$						
ω	B(M1)	τ	Spin		Orbital	Toplam	ω	B(M1)	τ	Spin		Orbital	Toplam
[MeV]	$[\mu_N^2]$	[fs]	Nötron	Proton	Proton		[MeV]	$[\mu_N^2]$	[fs]	Nötron	Proton	Proton	
2,096	0,08	72,88	-0,15	0,01	0,01	-0,13	2,42	1,26	3,17	0,00	0,66	0,63	1,28
2,461	0,65	5,84	-0,01	0,57	0,55	1,11	2,64	0,26	12,04	0,00	0,24	0,19	0,43
2,643	0,22	14,23	-0,06	0,21	0,17	0,32	3,21	1,35	1,28	0,01	0,81	0,10	0,91
2,685	0,04	81,86	-0,05	0,00	0,01	-0,03	3,31	0,13	12,39	0,18	0,03	0,15	0,36
2,836	0,04	59,05	-0,22	0,09	0,10	-0,03	3,35	1,38	1,09	0,01	0,74	1,02	1,76
2,867	0,04	65,59	0,20	0,00	0,01	0,20	3,39	0,28	5,27	0,02	-0,50	0,76	0,28
2,926	0,55	4,10	-0,02	0,17	0,18	0,32	3,72	0,02	46,61	-0,07	0,00	0,01	-0,06
3,242	0,32	5,13	-0,04	0,63	0,20	0,79							
3,316	0,59	2,65	0,14	0,05	0,10	0,29							
3,337	0,10	15,61	-0,07	-0,29	0,57	0,21							
3,497	0,12	10,73	0,01	-0,03	0,15	0,12							
3,700	0,07	16,69	-0,07	0,27	0,33	0,53							
3,728	0,05	24,21	-0,20	0,05	0,11	-0,04							
^{152}Nd													
ω	B(M1)	τ	Spin		Orbital	Toplam	ω	B(M1)	τ	Spin		Orbital	Toplam
[MeV]	$[\mu_N^2]$	[fs]	Nötron	Proton	Proton		[MeV]	$[\mu_N^2]$	[fs]	Nötron	Proton	Proton	
1,91	0,08	106,0	-0,14	0,01	0,01	-0,12	2,41	1,06	3,82	0,01	0,62	0,60	1,23
2,32	0,29	15,61	-0,30	0,05	0,06	-0,19	2,49	0,09	39,72	0,19	0,03	0,03	0,25
2,45	0,30	12,68	0,02	0,46	0,46	0,94	2,59	0,28	11,74	0,00	0,25	0,20	0,46
2,49	0,12	30,37	0,16	0,07	0,07	0,30	3,15	1,13	1,60	0,02	0,75	0,09	0,86
2,62	0,21	14,95	-0,02	0,22	0,18	0,38	3,21	0,32	5,37	0,16	0,06	0,06	0,28
2,95	0,45	4,93	-0,12	0,10	0,11	0,09	3,29	1,23	1,29	0,00	0,77	1,06	1,83
2,99	0,26	8,12	-0,04	0,20	0,23	0,39	3,32	0,31	4,99	-0,01	-0,49	0,80	0,30
3,20	0,59	2,91	0,01	0,53	0,11	0,64	3,53	0,02	68,70	-0,07	0,00	0,01	-0,06
3,23	0,48	3,54	0,10	-0,09	0,36	0,36							
3,40	0,12	12,46	0,03	-0,05	0,15	0,13							

Tablo 4.4. $^{152,54}\text{Sm}$ çekirdeklerinin 1^+ uyarılma seviyeleri için dönme değişmez model ve dönme değişmez olmayan model çerçevesinde hesaplanan enerjiler (ω), B(M1) geçiş ihtimalleri, ortalama ömürler (τ) ve manyetik dipol momentler (fs: 10^{-15} s)

^{152}Sm							^{154}Sm						
Dönme Değişmez Model				$\langle \mu \rangle_{1^+} [\mu_N]$			Dönme Değişmez Olmayan Model				$\langle \mu \rangle_{1^+} [\mu_N]$		
ω	B(M1)	τ	Spin		Orbital	Toplam	ω	B(M1)	τ	Spin		Orbital	Toplam
[MeV]	$[\mu_N^2]$	[fs]	Nötron	Proton	Proton		[MeV]	$[\mu_N^2]$	[fs]	Nötron	Proton	Proton	
2,39	0,15	27,69	-0,15	0,02	0,02	-0,11	2,54	0,94	3,67	0,00	0,69	0,63	1,314
2,63	0,08	41,08	-0,29	0,09	0,09	-0,11	2,72	1,82	1,55	0,00	0,96	1,07	2,029
2,66	0,35	8,67	-0,14	0,46	0,42	0,74	3,33	1,40	1,10	0,00	0,85	0,10	0,946
2,84	0,72	3,41	-0,04	0,65	0,72	1,33	3,42	0,12	11,85	0,00	0,28	0,20	0,481
3,01	0,26	7,93	-0,26	0,07	0,10	-0,10	3,57	0,92	1,35	0,00	-0,83	0,76	-0,071
3,12	0,12	15,13	-0,01	0,07	0,05	0,10	3,60	0,03	40,45	0,03	-0,83	0,50	-0,297
3,33	0,33	4,70	-0,06	0,52	0,13	0,59	3,71	0,02	65,38	0,07	-0,05	0,04	0,056
3,46	0,10	13,38	-0,03	0,19	0,26	0,43	3,90	0,02	52,31	-0,12	-0,01	0,01	-0,114
3,61	0,02	65,16	-0,02	-0,84	0,42	-0,43							
3,63	0,81	1,47	-0,05	-0,30	0,36	0,01							
ω	B(M1)	τ	Spin		Orbital	Toplam	ω	B(M1)	τ	Spin		Orbital	Toplam
[MeV]	$[\mu_N^2]$	[fs]	Nötron	Proton	Proton		[MeV]	$[\mu_N^2]$	[fs]	Nötron	Proton	Proton	
2,50	0,30	12,02	-0,35	0,04	0,04	-0,27	2,74	1,89	1,46	0,01	0,98	1,05	2,03
2,56	0,40	8,38	-0,18	0,09	0,10	0,01	2,82	0,96	2,64	0,02	0,69	0,59	1,30
2,88	0,02	117,2	0,36	0,06	0,08	0,50	2,89	0,29	8,14	0,35	0,05	0,06	0,46
2,91	0,79	2,88	0,01	0,64	0,69	1,34	3,48	0,02	55,93	-0,58	0,03	0,00	-0,54
2,96	0,20	10,94	-0,05	0,61	0,52	1,08	3,51	1,10	1,19	-0,13	0,65	0,06	0,59
3,39	0,05	28,43	0,02	0,07	0,01	0,10	3,53	0,51	2,52	-0,32	0,21	0,03	-0,08
3,49	0,31	4,34	-0,43	0,12	0,02	-0,29	3,76	1,05	1,01	0,02	-0,76	0,84	0,10
3,52	0,84	1,54	-0,22	0,41	0,04	0,24	3,81	0,02	47,17	0,26	-0,33	0,15	0,08
3,67	0,02	64,40	-0,03	-0,16	0,38	0,18	3,86	0,02	49,05	0,09	-0,71	0,33	-0,29
3,72	0,29	3,76	-0,14	-0,22	0,28	-0,08	4,00	0,06	15,53	0,00	0,31	0,19	0,50
3,74	0,02	72,32	-0,85	-0,01	0,01	-0,84	4,05	0,02	49,95	-0,21	-0,01	0,01	-0,21

Tablo 4.3 ve 4.4'ten görüldüğü gibi indirgenmiş geçiş ihtimali $B(M1) > 0.4 \mu_N^2$ olan seviyelerin manyetik momentlerine en büyük katkı proton sisteminden gelmektedir. Tablo 4.3'den görüldüğü gibi B(M1)'leri küçük olan seviyelerin ortalama ömürleri daha uzundur. Benzer sonuçlar $^{172-176}\text{Yb}$ çekirdekleri için de söz konusu olduğundan ve Ref.[8]'deki çalışmamızda sayısal sonuçlar ayrıntılı olarak verildiğinden burada Yb izotopları için ayrıca bir tablo verilmeyecektir. Sadece ^{172}Yb çekirdeğinin NRI ve RI modellerde hesaplanan manyetik moment ve B(M1) değerlerinin enerjilere göre değişimi bir örnek olarak Şekil 4.2'de verilmiştir. NRI modelin manyetik moment sonuçları \circ sembolü ile B(M1) değerleri kesikli çizgi ile gösterilmiştir. RI modelin

manyetik moment değerleri kesikli çizgiyle bağlanmış ● sembolüyle ve B(M1) değerleri tam çizgilerle gösterilmiştir.



Şekil 4.2. ^{172}Yb çekirdeğinin 1^+ uyarılma seviyelerinin hesaplanan manyetik moment ve B(M1) değerlerinin enerjilerine göre değişimi. Dönme değişmez (RI) modeldeki manyetik moment hesapları ● sembolü ile dönme değişmez olmayan (NRI) modelin hesaplamaları ise ○ sembolü ile gösterilmiştir (üstteki şekil). RI ve NRI modelleriyle hesaplanan B(M1) geçiş ihtimalleri sırasıyla kesiksiz ve kesikli çizgilerle gösterilmiştir

Şekil 4.2’de NRI ve RI modellerin enerjileri 3,7 MeV civarında olan birbirine yakın bir tane seviye tahmin etmektedir. Bu seviyenin B(M1) değerlerine bakıldığında NRI modelinin RI modelinin verdiği değerin yaklaşık 2 katı daha büyük B(M1) değerine sahiptir. Ayrıca bu enerjilerdeki RI modelin manyetik moment değerleri NRI modelin verdiğiinden daha küçüktür.

Bu çalışmada araştırılan tüm çekirdekler için büyük B(M1)’li seviyelerin manyetik momentleri pozitifdir ve genel itibariyle diğer seviyelerinkinden büyüktür. Fakat $^{160-164}\text{Dy}$ çekirdeklerinde büyük B(M1)’li seviyelerin manyetik momentlerine en büyük katkı orbital kısmından geliyorken, çalışılan diğer çekirdeklerde ise bu durum geçerli olmamaktadır. Deneysel gözlemlere göre de makas mod uyarılmaları $^{160-164}\text{Dy}$ çekirdeklerinde diğer deforme çekirdeklere göre farklı bir yapı sergilemektedir. Başka bir deyişle Dy izotoplarında diğer deforme çekirdeklerin enerji spektrumlarından farklı olarak B(M1)’i büyük birkaç tane seviye tespit edilmiştir. Esasen bu farklılık söz konusu çekirdeklerde “deforme” kabuk etkilerden dolayı ortaya çıkmış olabilir ve bu ayrıcalık manyetik momentlerde de kendisini göstermektedir.

Ortalama ömür (τ) B(M1)’in üçüncü kuvvetiyle ters orantılı bir nicelik olduğundan, 1^+ seviyelerinin ortalama ömürleri femtosaniye birimlerinde hesaplanır. Son on yıla kadar hayal gibi görünen fakat şimdilerde teknolojinin hızla gelişmesi ve yeni ölçüm tekniklerinin ortaya çıkmasıyla yarı ömrü pikosaniye mertebesinde olan seviyelerin manyetik momentleri ölçülebilmektedir. Bu ölçümler yakın gelecekte deforme çekirdeklerin $K^\pi=1^+$ seviyelerinin de manyetik momentlerinin ölçülebileceğine dair umut verici gelişmelerdir.

BÖLÜM 5. TEK A'LI NADİR TOPRAK ÇEKİRDEKLERİNİN MANYETİK DİPOL ÖZELLİKLERİ (K-P METODU)

5.1. Giriş

Kütle sayısı tek olan çekirdeklerde manyetik momentin değeri tek-parçacık kabuk modeli kullanılarak bulunabilir. Bu modelde manyetik moment iki kuantum sayısı l ve j ile karakterize edilen uygun kabuk modelindeki tek nükleonun manyetik moment değeridir. Manyetik momente katkı nükleonunun spin manyetik momentinden ve eğer nükleon proton ise spine ek olarak orbital hareketinden ileri gelir. Tek proton ve tek nötronlu çekirdeklerde manyetik moment, $j = \ell \pm 1/2$ gibi iki durum için hesaplanır ve sonuçlar iyi bilinen Schmidt diyagramları ile verilir. Bu diyagramlarda kabuk model tahminlerinin neredeyse her zaman ölçülen manyetik momente bir sınır belirlediği gözlenir. Ancak tek parçacık model manyetik momentlerin genel eğilimiyle uyumlu sonuç verse bile, çoğu durumda deneye yakın sonuçlar vermez. Bunun nedeni modelin oldukça basit olması ve manyetik moment tahminlerinin gerçekte nükleon çiftlerinin ayrılması sonucu dalga fonksiyonunda oluşan küçük değişimlere olan duyarlılığıdır. Bu türde pek çok çekirdeğin hem nükleer taban hem de uyarılmış durumlarının manyetik momentleri deneysel olarak ölçülmüştür [4,5]. Manyetik moment ölçümünde kullanılan teknikler arasında hiper-ince yapı çalışmaları, mikrodalga spektroskopisi, nükleer manyetik rezonans, paramanyetik rezonans, moleküler ve atomik demetler kullanımı ile lazer spektroskopisi sayılabilir.

Deforme çekirdeklerin manyetik momentleri, çekirdekte sabit bir referans çerçevesine göre hareket eden nükleonların manyetik özelliklerini tanımlayan iç hareketin manyetik momenti (g_K) ve kolektif dönmeden kaynaklanan mıknatıslanmayı ifade eden dönme g faktör (g_R) gibi iki nicelik ile karakterize edilebilir [33].

De Boer ve Rogers tek-kütleli çekirdeklerin manyetik momentlerini inceleyerek deneysel g_K değerlerinin iyi bilinen Nilsson tarafından türetilmiş ifadeyle hesaplanan teorik değerlerden farklı olmasını spin g_s faktörün serbest-nükleon değerinin yerine efektif değeri yani $g_s^{\text{eff}} = 0.6g_s^{\text{free}}$ koyularak açıklanabileceğini söylemişlerdir [34]. Tek kütleli deforme çekirdeklerin iç manyetik momentlerinin Nilsson tahminlerinin ölçülen değerlerinden sapmaları, tek nükleon tarafından çift korun spin polarizasyonunun bir sonucu olarak ortaya çıkmıştır. İyi bilinmektedir ki spin-spin etkileşimleri izinli Gamow-Teller β -geçiş hızlarının yavaşlamasında etkin bir rol oynarlar [35, 36]. Spin polarizasyon etkilerin manyetik moment üzerine etkisi birçok makalede detaylı olarak araştırılmıştır [33,37-39].

Deforme çekirdeklerde spin-spin etkileşmelerinin manyetik momente etkisi ilk defa pertürbasyon teorisi çerçevesinde Bochnacki ve Ogaza tarafından yapılmıştır [33]. Onlar birinci mertebeden pertürbasyon teorisini kullanarak g_s faktörlerin renorm olmasında spin kuvvetlerinin sorumlu olduğunu varsayarak tek-kütleli çekirdeklerin taban ve uyarılmış seviyelerinin dalga fonksiyonuna üç kuaziparçacık durumlarının da katkı sağladığını göstermişlerdir. Kuaziparçacıklar arasındaki spin-spin etkileşimleri zayıf değildir ve pertürbasyon metoduyla ele alınamaz. Bu nedenle pertürbasyon teorisi kuaziparçacık etkileşimini ve manyetik momentleri uygun şekilde açıklayamaz. Spin polarizasyon etkiler üzerine daha sonraki yıllarda manyetik dipol moment titreşimlerinin varsayımından hareketle Tamm-Dancoff yaklaşımı çerçevesinde Nilsson potansiyeli kullanılarak Kuliev ve Pyatov tarafından çalışmalar gerçekleştirilmiştir [64]. Bu titreşimler çift-çift çekirdeklerde enerji aralığının yukarıdaki 1^+ uyarılmalarını üretir. Bu varsayım üzerine tek-kütleli çekirdeklerdeki spin polarizasyon etkiler, çift korun 1^+ uyarılmaları üzerinden korun dışındaki tek nükleonun saçılmasının bir sonucu olarak yorumlanmıştır.

Bu bölümde TDA yaklaşımını baz alan Kuliev-Pyatov metodu çerçevesinde tek kütleli deforme çekirdeklerin taban ve uyarılma durumlarının manyetik momentleri için elde edilen analitik ifadeler [64] ve sayısal hesaplamalar verilecektir.

5.2. Tamm-Dancoff Yaklaşımı (TDA) Çerçevesinde Tek-A'lı Çekirdeklerin Manyetik Özelliklerinin İncelenmesi

Burada Bölüm 3'te çift-çift çekirdekler için verilen (3.1) hamiltoniyeni şimdi tek kütleli deforme çekirdek sistemi için kullanılacaktır. Sistemdeki rezidual çiftlenimleri ve manyetik dipol etkileşimleri hesaba katılacağı sistem hamiltoniyeni tekrar yazılırsa;

$$H = H_{\text{sqp}} + \frac{1}{2} \sum_{\tau, \tau'} \kappa_{\tau\tau'} T_{\mu}(\tau) T_{\mu}(\tau') \quad \tau \equiv \{n, p\}, \mu=0,1. \quad (5.1)$$

Bu formülde kullanılan parametrelerin ve ifadelerin açıklaması daha önceki bölümlerde verilmişti (Bkz. Bölüm 3). T_{μ} operatörünün (3.5) ile daha önce verilen bağıntısı bu hamiltoniyene uygulandığında Hamiltoniyenin aşağıdaki gibi üç kısma ayrıldığı görülür:

$$H \approx H_{\text{sqp}} + H_{\text{coll}} + H_{\text{int}}. \quad (5.2)$$

Bu üç kısım;

$$H_{\text{sqp}} = \sum_{s, \tau} \varepsilon_s(\tau) (\alpha_s^+(\tau) \alpha_s(\tau) + \alpha_{\bar{s}}^+(\tau) \alpha_{\bar{s}}(\tau)) \quad (5.3)$$

$$H_{\text{coll}} = \frac{1}{4} \sum_{\tau, \tau'} \kappa_{\tau\tau'} \sum_{ss'} \sigma_{ss'}^{(\mu)} L_{ss'} [C_{ss'}^+(\tau) + C_{ss'}(\tau)] \sum_{mm'} \sigma_{mm'}^{(\mu)} L_{mm'} [C_{mm'}^+(\tau') + C_{mm'}(\tau')] \quad (5.4)$$

$$H_{\text{int}} = \frac{1}{2\sqrt{2}} \sum_{\tau, \tau'} \kappa_{\tau\tau'} \sum_{mm'} \sum_{ss'} \left\{ \sigma_{ss'}^{(\mu)} M_{ss'} \sigma_{mm'}^{(\mu)} L_{mm'} D_{ss'}(\tau) [C_{mm'}^+(\tau') + C_{mm'}(\tau')] + \right. \\ \left. + \sigma_{ss'}^{(\mu)} L_{ss'} \sigma_{mm'}^{(\mu)} M_{mm'} [C_{ss'}^+(\tau) + C_{ss'}(\tau)] D_{mm'}(\tau') \right\} \quad (5.5)$$

bağıntılarıyla verilir. Daha önce bahsedildiği gibi H_{sqp} çekirdekte tek kuazi-parçacık hareketini, H_{coll} manyetik dipol etkileşimlerle bağlantılı kolektif uyarılmaları, H_{int} ise tek parçacık ve kolektif hareketler arasındaki ilişkiyi ifade eder.

Kuliev-Pyatov Metodunda tek-A'lı çekirdekler için açılal momentumun simetri eksenini üzerindeki izdüşümü K olan bir seviyenin iç dalga fonksiyonu ($K > 1/2$);

$$\Psi_K(\tau) = \left\{ N_K(\tau) \alpha_K^+(\tau) + \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\tau'} \sum_v \sum_{ss' \neq K, v} R_{ss'}^{KK_v}(\tau, \tau') \alpha_{K_v}^+(\tau) C_{ss'}^+(\tau') \right\} \Psi_0 \quad (5.6)$$

ifadesiyle verilir [64]. Burada Ψ_0 çift-çift kor çekirdeğinin kuaziparçacık vakumu, $N_K(\tau)$ ve $R_{ss'}^{KK_v}$ tek-kuaziparçacık ve üç-kuaziparçacık seviyelerinin karışım genlikleridir (bu dalga fonksiyonu kullanılarak (3n), (3p), (2p,n) ve (2n,p) tipindeki karışımlar hesaba katılabilir). Burada tek kuaziparçacıkların bağlı çiftlerin oluşumuna katılmayacağı anlamına gelen engelleme (blocking) şartı da ($ss' \neq v$) dalga fonksiyonunda hesaba katılmaktadır. Bu dalga fonksiyonu

$$\varphi_K^+ \varphi_K = N_K^2(\tau) + \sum_{\tau'} \sum_v \sum_{ss' \neq v} [R_{ss'}^{KK_v}(\tau, \tau')]^2 = 1 \quad (5.7)$$

normalleştirme şartını sağlar. Dalga fonksiyonunun (5.6) ifadesi kullanılarak (5.2) Hamiltoniyenin ortalama değeri alınır

$$\begin{aligned} \langle \varphi_K(\tau) | H | \varphi_K(\tau) \rangle &= \varepsilon_K(\tau) N_K^2(\tau) + \sum_{ss' \neq K_v, K} [\varepsilon_{ss'}(\tau') + \varepsilon_{K_v}(\tau)] R_{ss'}^{KK_v}(\tau, \tau')^2 + \\ &+ \sum_{\tau, \tau'} \kappa_{\tau\tau'} \sum_{ss' \neq K_v, K} [\sigma_{ss'}^{(\mu)}(\tau') L_{ss'}(\tau') R_{ss'}^{KK_v}(\tau, \tau')]^2 - \\ &- 2N_K(\tau) \sum_{\tau, \tau'} \kappa_{\tau\tau'} \sum_{ss' \neq K_v, K} \sigma_{KK_v}^{(\mu)}(\tau) M_{KK_v}(\tau) L_{ss'}(\tau) R_{ss'}^{KK_v}(\tau, \tau') + \text{const.} \end{aligned} \quad (5.8)$$

elde edilir. Burada sistemin $N_K(\tau)$ ve $R_{ss'}^{KK_v}$ genliklerini ve özdeğerleri belirlemek için aşağıdaki gibi verilen bir varyasyon (değişim) metodu kullanılacaktır:

$$\delta \left\{ \langle \varphi_K(\tau) | H | \varphi_K(\tau) \rangle - \varepsilon_K(\tau) - \omega_K(\tau) \left[N_K^2(\tau) + \sum_{ss' \neq v} [R_{ss'}^{KK_v}]^2 - 1 \right] \right\} = 0 \quad (5.9)$$

Varyasyonel faktör $\omega_K(\tau)$ manyetik dipol etkileşimin sebep olduğu tek-kuaziparçacık seviyelerinin enerjisindeki bir kayma anlamına gelir. Varyasyon denklemleri

$$-\omega_K(\tau)N_K(\tau) = \sum_{\tau'} \kappa_{\tau\tau'} \sum_{\nu} \sigma_{KK\nu}^{(\mu)} M_{KK\nu} W_{KK\nu}(\tau, \tau') \quad (5.9a)$$

$$\begin{aligned} & \left[\varepsilon_{ss'}(\tau') + \varepsilon_{K\nu}(\tau) - \varepsilon_K(\tau) - \omega_K(\tau) \right] R_{ss'}^{KK\nu}(\tau, \tau') + \\ & + \sum_{\tau''} \kappa_{\tau'\tau''} \left[\sigma_{ss'}^{(\mu)} L_{ss'} \right]_{\tau'} W_{KK\nu}(\tau'', \tau') = \kappa_{\tau\tau'} N_K(\tau) \sigma_{KK\nu}^{(\mu)} M_{KK\nu} \left[\sigma_{ss'}^{(\mu)} L_{ss'} \right]_{\tau'} \end{aligned} \quad (5.9b)$$

şeklinde ve burada $\varepsilon_{ss'} = \varepsilon_s + \varepsilon_{s'}$ ve $W_{K\nu}(\tau, \tau') = \sum_{ss' \neq \nu} \sigma_{ss'}^{(\mu)} L_{ss'} R_{ss'}^{KK\nu}(\tau, \tau')$ ile verilir.

Yukarıdaki varyasyon denklemleri çözüldüğünde $\omega_K(\tau)$ için aşağıdaki gibi bir seküler denklem elde edilir:

$$\omega_K(\tau) = -P(\kappa, \omega_K) = -\kappa \sum_{\nu} \left[\sigma_{KK\nu}^{(\mu)} M_{KK\nu} \right]^2 \left\{ 1 - \frac{1 + \kappa(1 - q^2) F_{KK\nu}(\tau' \neq \tau)}{D_{\nu}(\omega_K)} \right\} \quad (5.10)$$

burada

$$F_{KK\nu}(\tau, \tau') = \sum_{ss' \neq \nu} \left\{ \frac{\left[\sigma_{KK\nu}^{(\mu)} M_{KK\nu} \right]^2}{\varepsilon_{ss'}(\tau') + \varepsilon_{K\nu}(\tau) - \varepsilon_K(\tau) - \omega_K(\tau)} \right\} \quad (5.11)$$

$$D_{\nu}(\omega_K) = \begin{vmatrix} 1 + \kappa F_{KK\nu}(\tau) & q\kappa F_{KK\nu}(\tau' \neq \tau) \\ q\kappa F_{KK\nu}(\tau) & 1 + \kappa F_{KK\nu}(\tau' \neq \tau) \end{vmatrix}.$$

$F_{K\nu}(\tau)$ fonksiyonu $\tau = \tau'$ olduğunda ve engelleme ($ss' \neq \nu$) hesaba katıldığında (5.11)'deki gibidir. Daha önce Bölüm 3'te bahsedildiği üzere $D(\omega_K) = 0$ eşitliğinden çift-çift çekirdeklerde 1^+ seviyelerinin enerjileri bulunuyordu.

(5.7), (5.8) ve (5.9) denklemleri kullanılarak N_K ve $R_{ss'}^{KK_v}(\tau, \tau')$ genlikleri için aşağıdaki ifadeler elde edilir:

$$N_K^{-2} = 1 + \frac{\partial}{\partial \omega_K} P(\kappa, \omega_K) = 1 + \left(\frac{R_{ss'}^{KK_v}(\tau = \tau')}{N_K(\tau)} \right)^2 + \left(\frac{R_{ss'}^{KK_v}(\tau \neq \tau')}{N_K(\tau)} \right)^2 \quad (5.12)$$

$$R_{ss'}^{Kv}(\tau' = \tau) = N_K(\tau) \left[\sigma_{KK_v}^{(\mu)} M_{KK_v} \right] \frac{\kappa [1 + \kappa(1 - q^2) F_{KK_v}(\tau' \neq \tau)]}{D_v(\omega_K)} \frac{[\sigma_{ss'}^{(\mu)} M_{ss'}]_{\tau}}{\varepsilon_{ss'}(\tau) + \varepsilon_{K_v}(\tau) - \varepsilon_K(\tau) - \omega_K(\tau)}$$

$$R_{ss'}^{Kv}(\tau' \neq \tau) = N_K(\tau) \left[\sigma_{KK_v}^{(\mu)} M_{KK_v} \right] \frac{\kappa q}{D_v(\omega_K)} \frac{[\sigma_{\lambda\lambda'}^{(\mu)} M_{\lambda\lambda'}]_{\tau'}}{\varepsilon_{\lambda\lambda'}(\tau') + \varepsilon_{K_v}(\tau) - \varepsilon_K(\tau) - \omega_K(\tau)} \quad (5.13)$$

Burada τ sembolü tek sayıda parçacıkları içeren sistemi gösterir ve $R_{\lambda\lambda'}^{KK_v}(\tau \neq \tau')$ genlikleri $\kappa_{np} \neq 0$ olduğunda $(2n, p)$ ve $(2p, n)$ tipindeki üç-kuaziparçacık karışımlarını gösterir. Küçük ω_K 'da F_{KK_v} ve $D_v(\omega_K)$ fonksiyonları ω_K 'ya çok az bağlıdır ve bir seviyeden diğerine çok az değişir. Bununla birlikte üç-kuaziparçacık karışımlarının rolü $D_v(\omega_K)$ fonksiyonunun sıfırları yakınında kuvvetli şekilde artar [64].

5.2.1. Spin polarizasyon ve tek-A'lı çekirdeklerin manyetik momentleri ($K > 1/2$)

Sistemin spininin parçacıkların spinleri toplamına eşit olduğu varsayılırsa:

$$S = \sum_{i, \tau} s_i(\tau) \quad (5.14)$$

yazılabilir. Şimdi spin açısıl momentumun çekirdeğin simetri eksenini üzerindeki z bileşeninin ortalama değeri hesaplanacaktır. Burada üç kuaziparçacıklı seviyelerin ve $K^{\pi=0^+}$ spin ve pariteye sahip kuaziparçacıklar çiftinin olduğu (5.6) dalga

fonksiyonunu sınırlanırsa geriye sadece $K_v = K$ 'lı terimler kalacaktır. Bu durumda seküler denklem çok basit bir formda,

$$\omega_K(\tau) = -\chi \left[\sigma_{KK}^{(\mu)} \right]^2 \left\{ 1 - \frac{1 + \chi(1 - q^2) F_K(\tau' \neq \tau)}{D(\omega_K)} \right\} \quad (5.15)$$

olarak yazılabilir. $K_v = K$ olduğunda (5.6) dalga fonksiyonu kullanılarak spin operatörünün beklenen değeri için,

$$\varphi_K^+(\tau) \hat{S}_z \varphi_K(\tau) = \frac{1}{2} \sigma_{KK}^{(\mu)} \left\{ 1 - 2N_K^2(\tau) \left[1 - \frac{1 + \chi(1 - q) F_K(\tau' \neq \tau)}{D(\omega_K)} \right] \right\} \quad (5.16)$$

ifadesi elde edilir. (5.16)'daki son terim üç-kuaziparçacıklı seviyelerin katkılarından gelir. Uygun şekilde toplanmış küçük üç-kuaziparçacık karışımları makroskopik bir katkı yapar ve nükleer korun fark edilir bir polarizasyonuna sebep olur.

Tek deforme çekirdeklerin jromanyetik faktörlerinin hesaplamalarında Bölüm 2'de verilen alışılmış Nilsson formülü [72] kullanılır ($K > 1/2$):

$$\mu_K = K g_K = \frac{1}{2} (g_s^\tau - g_l^\tau) \sigma_{KK}^{(0)} + g_l^\tau K \quad (5.17)$$

burada $\sigma_{KK}^{(0)}$, Nilsson fonksiyonlarında σ_z operatörünün köşegensel matris elemanlarıdır. Sayısal hesaplamalar göstermiştir ki (5.17) formülünde spin g_s^τ faktörü $g_\tau^{\text{eff}} \approx 0.6 g_\tau^s$ efektif faktörüyle yer değiştirildiğinde g_K 'nın deneysel verisiyle oldukça uyuşur.

(5.6), (5.12) ve (5.17) bağıntıları kullanılarak uzun ve yorucu işlemler sonucu efektif g_s faktör için elde edilen analitik bağıntı aşağıdaki gibidir [64]:

$$g_s^{\text{eff}} - g_\ell^\tau = (g_s^\tau - g_\ell^\tau) \left\{ 1 - 2N_K^2(\tau) \frac{\chi F_K(\tau)}{D(\omega_K)} \left[1 + \chi(1 - q^2) F_K(\tau' \neq \tau) \right] \right\} - (g_s^{\tau'} - g_\ell^{\tau'}) 2N_K^2(\tau) \frac{\chi q F_K(\tau' \neq \tau)}{D(\omega_K)} \quad (5.18)$$

(5.18)'deki son terim (np) etkileşimi ve onun q işaretine bağlı olan katkıdan dolayıdır. np etkileşiminin en kuvvetli etkisi $q = -1$ 'de açığa çıkar. $q = +1$ olduğunda nötron ve proton sistemlerinde spin polarizasyon etkiler birbirini iptal edebilir.

Tek-N'lu çekirdekler için (5.18) eşitliğinin sağ tarafındaki ikinci terim tek nükleonun çift korun nötron sistemiyle etkileşmesinden, üçüncü terim ise tek nükleonun çift korun proton sistemiyle etkileşmesinden ileri gelir. Tek-Z'lu çekirdeklerde ise (5.18) eşitliğinin sağ tarafındaki ikinci terim tek nükleonun çift korun proton sistemiyle etkileşmesinden, üçüncü terim ise tek nükleonun çift korun nötron sistemiyle etkileşmesinden gelir. Bu etkileşmeler çift korun polarizasyonuna ve spin g_s faktörün değerinde bir azalmaya sebep olurlar.

Yukarıda tek A'lı çekirdekler için manyetik momentin (5.17) ifadesi yazılırken sadece iç hareketin manyetik momenti ($\mu = g_K K$) hesaba katılmıştı. Şimdi ise manyetik moment hesaplamalarında dönme g_R faktörün etkisi de dikkate alındığında $K > 1/2$ durumlarının manyetik momentleri için

$$\mu = \langle \mu_z \rangle = g_R I + (g_K - g_R) \frac{K^2}{I+1} \quad (5.19)$$

ifadesi yazılabilir [76]. Burada dönme g_R faktör için Kuliev ve Pyatov çift-çift çekirdeklerin bir fononlu dalga fonksiyonunu (Bkz. Bölüm 4 denklem (4.3)) kullanarak aşağıdaki bağıntıyı elde etmişlerdir [81]:

$$g_R = \frac{1}{J_0} \left[J_p + \sum_{\tau} (g_s^{\tau} - g_\ell^{\tau}) X^{\tau} \right]. \quad (5.20)$$

Burada

$$J_{\tau} = \sum_{ss'} (\tau) \frac{2(j_x)_{ss'}^2 L_{ss'}^2}{\epsilon_{ss'}} , \quad X^{\tau} = \sum_{ss'} (\tau) \frac{2(j_x)_{ss'} (s_x)_{ss'} L_{ss'}^2}{\epsilon_{ss'}} \quad (5.21)$$

ile verilir. $J_0 = J_p + J_n$ çift-çift çekirdeğin nötron ve proton sistemlerinin atalet momentleri toplamıdır. Spin (s_x) ve açısal momentum operatörü (j_x)'in tek-parçacık matris elemanları sırasıyla $(s_x)_{ss'}$ ve $(j_x)_{ss'}$ ile gösterilir.

Bu bölümde bahsedilen dönme hareketinden kaynaklanan g_R faktör ve iç hareketten kaynaklanan g_K faktör çekirdeklerin taban ve uyarılma durumlarının manyetik momentlerinin hesabında çok önemli olan jromanyetik faktörlerdir. Eğer bir seviyenin deneysel manyetik momenti biliniyorsa ve dönme g_R faktörü de ölçülmüşse deneysel g_K faktörü hakkında bilgi sahibi olunabilir. (5.19) bağıntısından g_K ifadesi çekilirse aşağıdaki bağıntı elde edilebilir ($I=K$):

$$g_K^{\text{exp}} = \left(\frac{K+1}{K} \mu_{\text{exp}} - g_R^{\text{exp}} \right) / K \quad (5.22)$$

Şimdi bu bölümde bahsedilen Kuliev-Pyatov Metodu kullanılarak tek protonlu $^{167-179}\text{Lu}$ izotoplarının taban hal manyetik momentleri için yapılan sayısal hesaplamalar ve sonuçlar verilecektir.

5.3. Tek-A'lı ¹⁶⁷⁻¹⁷⁹Lu Çekirdeklerinin Manyetik Dipol Momentleri

Tek kütleye sahip nadir toprak çekirdeklerinin birçoğunun taban-hal manyetik momentleri farklı deney grupları tarafından ölçülmüştür [4,5]. Son yıllarda teknolojinin gelişmesiyle doğru orantılı olarak yeni deneysel ölçüm tekniklerinin kullanılmaya başlanması ile manyetik moment ölçümleri daha hassas bir şekilde yapılabilmektedir. Son otuz yılın en önemli gelişmelerinden biri nükleer momentlerin ve yük yarıçaplarının ölçülmesi için lazer spektroskopisinin uygulanmaya başlaması olmuştur. Bu teknikler incelenen çekirdeğin sadece birkaç atomuna ihtiyaç duyduğu için kararlılıktan uzak çekirdeklerin araştırılmasında özellikle önemlidirler. Tek yola kanalize edilebilen lazerlerle optik uyarımla çok ani bir şekilde atomik geçişlerin aşırı-ince yapısının görüntülenmesi mümkündür. Mükemmel enerji çözünürlüğü ve yüksek tesir kesitlerinden dolayı, son derece düşük atomik yoğunluklar ve hatta tek atomlar bile dedekte edilebilir ve polarize edilebilir [97]. Şimdilerde lazer spektroskopisindeki gelişmeler mükemmel bir şekilde arttığı için özellikle kararlılıktan uzak çekirdeklerin bile manyetik momentleri araştırılabilmektedir.

Son yıllarda Lu izotoplarının geniş bir zinciri için lazer spektroskopisi tekniği kullanılarak bu izotopların taban ve izomer seviyelerinin manyetik momentleri çok hassas bir şekilde ölçülmüştür [98-102]. Ölçülen manyetik momentlerin belirli bir teorik alt yapıda açıklanabilmesi oldukça önemlidir ve ne yazık ki şimdiye kadar bu türdeki çekirdeklerle ilgili çok fazla teorik çalışma yapılmamıştır. Bizim buradaki amacımız kullandığımız teorinin (K-P Metot) deneysel manyetik momentleri açıklamada ne ölçüde başarılı olacağını görmek ve araştırılan çekirdeklerin yapısı hakkında daha fazla özelliklerin de ölçülebilmesine imkân sağlamaktır.

Bu yüzden bu bölümde bahsedilen Kuliev-Pyatov Metodu çerçevesinde elde edilen analitik ifadeler kullanılarak iyi deforme ¹⁶⁷⁻¹⁷⁹Lu çekirdeklerinin taban-hal manyetik momentleri için nümerik hesaplamalar yapılmıştır. Hesaplamalar tek A'lı çekirdeklerin çiftlenim ve deformasyon parametreleri için çift-çift kor çekirdeğinin uygun deformasyon parametreleri kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Tek parçacık enerjileri deforme Woods-Saxon potansiyelinden bulunmuştur [93]. Çekirdek δ_2

ortalama alan deformasyon parametresi, deneysel kuadrupol momentten bulunan β_2 deformasyon parametresi [94] kullanılarak Ref. [95]'de verilen denklem aracılığıyla hesaplanmıştır. İncelenen çekirdekler için süperakışkan modelin çift korelasyon teorisinin Δ (gap) parametreleri Ref. [73,96]'den alınmıştır ve λ kimyasal potansiyel parametreleri ise Soloviev tarafından elde edilmiş [73] Bölüm 2'de verilen (2.23) ve (2.24) denklemlerinin yardımıyla her bir çekirdek için ayrı-ayrı hesaplanarak Tablo 5.1'de gösterilmiştir. $^{167-179}\text{Lu}$ izotop zincirindeki tüm çekirdekler $7/2^+$ [404] taban hal konfigürasyonuna sahiptir [98].

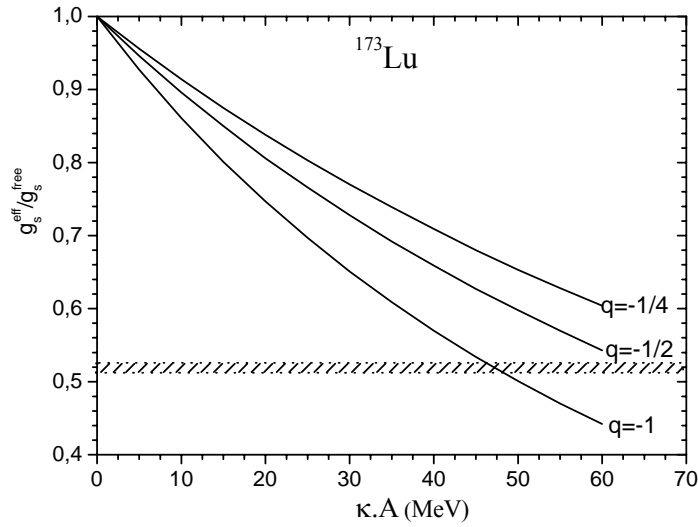
Tablo 5.1. $^{167-179}\text{Lu}$ izotop zinciri için çift korelasyon parametreleri (MeV birimlerinde), δ_2 ortalama alan deformasyon parametreleri, deneysel ve teorik g_R faktörler ve deneysel manyetik momentler ($\mu_N = e\hbar/2mc$ biriminde)

Çekirdek	Δ_n	Δ_p	λ_n	λ_p	δ_2	g_R^{th}	g_R^{exp} [86]	μ_{exp} [98]
^{167}Lu	1,01	0,98	-8,471	-4,874	0,275	0,400	0,42 ^{a)}	2,325(4)
^{169}Lu	0,95	0,98	-8,056	-5,435	0,281	0,366	0,42 ^{a)}	2,295(4)
^{171}Lu	0,88	0,98	-7,595	-5,994	0,285	0,345	0,337(4)	2,293(4)
^{173}Lu	0,86	0,98	-7,129	-6,545	0,289	0,348	0,335(8)	2,2805(23)
^{175}Lu	0,82	0,98	-6,637	-7,093	0,284	0,328	0,338(8)	2,2325(8)
^{177}Lu	0,81	0,98	-6,193	-7,665	0,267	0,331	0,320(11)	2,239(7)
^{179}Lu	0,82	0,98	-5,790	-8,238	0,254	0,345	0,39 ^{a)}	2,375(12)

^{a)} $g_R = Z/A$

Tek kütleli çekirdeklerin ilk enerjisi (5.10) seküler denklemi çözülerek elde edildi ve (5.6) ile verilen dalga fonksiyonunun N_K ve $R_{ss'}^{Kv}$ genlikleri hesaplandı. Burada κ ve q etkileşme parametrelerinin teorik olarak hesaplanan manyetik moment değerlerinin uygun deneysel verilerle karşılaştırılması sonucu Ref. [70]'deki çalışmamıza göre $\kappa=45/A$ ve $q=-1$ olarak bulunmuştur. Hesaplamalar manyetik dipol etkileşimlere sebep olan en düşük tek-parçacık seviyelerinin kayması $\omega_K^{(1)}$ 'nin küçük olduğunu ve genellikle $-(15-70 \text{ keV})$ bölgesinin dışında olmadığını göstermiştir. g_K ve g_s^{eff} faktörlerin teorik hesaplamaları (5.17) ve (5.18) denklemleri kullanılarak yapıldı. Lu izotoplarının manyetik momentlerinin teorik analizi gösterdi ki manyetik momentin

izoskaler kısmında nötron ve proton g_s faktörlerinin güçlü bir şekilde birbirini götürmesinden dolayı manyetik momentlerde izovektör kısmı daha baskındır. Bunun sonucu olarak nötron-proton etkileşiminin en kuvvetli etkisi $q=-1$ 'de ortaya çıkmaktadır. Şekil 5.1'de bir örnek olarak ^{173}Lu izotopu için $g_s^{\text{eff}} / g_s^{\text{free}}$ oranının κ ve q etkileşme parametrelerine göre değişimi gösterilmiştir.



Şekil 5.1. ^{173}Lu çekirdeğinin taban hali için κ ve q parametrelerinin bir fonksiyonu olarak efektif g_s faktör grafiği. Taralı alan deneysel değeri (Bkz. Tablo 5.2) gösterir

Şekil 5.1'den görüldüğü gibi $\kappa=45/A$ MeV ve $q=-1$ olduğunda sonuçlarımız deneysel g_s^{eff} değerleriyle oldukça uyumludur. Bu tablodaki gibi diğer Lütisyum izotopları da aynı eğilimi gösterir. Ayrıca q ve κ 'nın bu değerleri Tablo 5.2'deki hesaplamalarda kullanılmıştır.

Jiromanyetik faktör g_K 'nin deneysel değeri I=K durumu için (5.19) denkleminde basit bir dönüşüm yapılarak elde edilen (5.22) formülü bulunur. Denklem (5.22)'te deneyin ölçtüğü manyetik moment ve dönme g_R faktör yerine yazılırsa g_K 'nin deneysel değeri bulunabilir (Bkz. Tablo 5.2).

$^{167-179}\text{Lu}$ izotoplarının g_K ve g_s^{eff} faktörlerinin teorik sonuçları ile tek-parçacık Nilsson potansiyeli kullanılarak hesaplanan Ref.[64]'deki TDA sonuçlarının ve deneysel

değerlerin bir karşılaştırması Tablo 5.2’de verilmiştir. Deneysel g_K ve g_s^{eff} değerleri (5.17) ve (5.22) denklemlerinde Tablo 5.1’de verilen manyetik momentin ve dönme g_R faktörün ölçülen değerleri kullanılarak elde edilebilir.

Tablo 5.2. Tek-A’lı Lu izotoplarının taban hali için hesaplanan g_s^{eff} ve g_K değerleri ile deneysel değerlerin karşılaştırılması [98] ve Nilsson model hesaplamaları [64]

İzotop	$N_K^2, \%$	g_s^{eff} / g_s^{free}		g_K		
		Teori	Deney	Teori	Ref.[64]	Deney
^{167}Lu	99,162	0,544	0,54 *	0,727	-	0,734(1) *
^{169}Lu	99,150	0,536	0,55 *	0,733	-	0,724(1) *
^{171}Lu	99,144	0,532	0,52	0,737	-	0,746(1)
^{173}Lu	99,167	0,537	0,52	0,733	0,70	0,7420(8)
^{175}Lu	99,178	0,537	0,55	0,732	0,70	0,7235(3)
^{177}Lu	99,153	0,527	0,54	0,741	-	0,731(3)
^{179}Lu	99,146	0,522	0,50 *	0,746	-	0,760(4) *

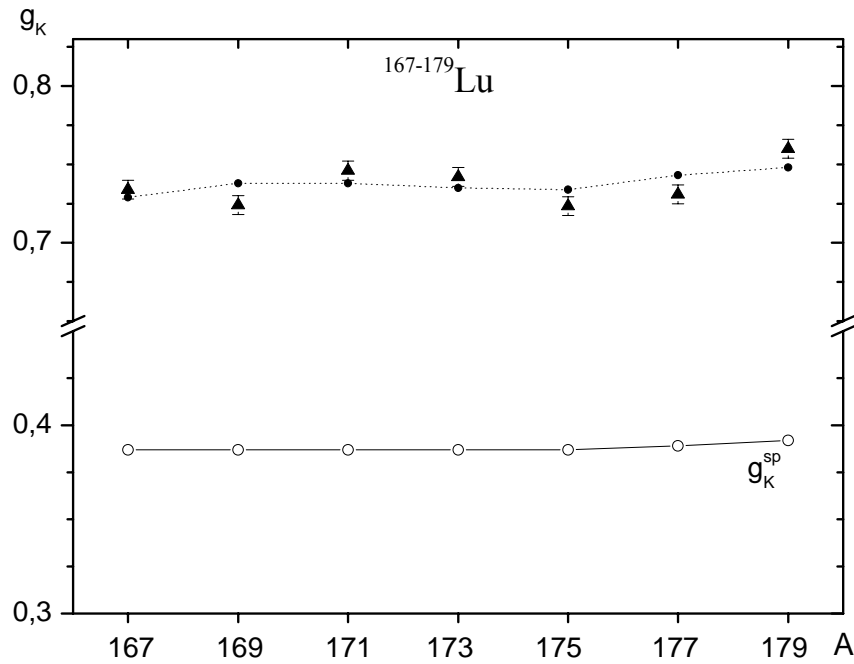
* $g_R = Z/A$ değeri kullanılarak elde edilen deney değeri

Tablo 5.2’den görüldüğü gibi $^{167-179}\text{Lu}$ izotopları için teorinin verdiği g_K ve g_s^{eff} değerleri ölçülen değerlerine oldukça yakındır. Bununla birlikte ^{173}Lu ve ^{175}Lu için Nilsson model bazında aynı $q=-1$ and $\kappa=45/A$ MeV parametreleri kullanılarak hesaplanan g_K değerleri deneysel değeri daha az tahmin etmektedir. Bu da gösterir ki bu sapmalar TDA hesaplamalarında Woods-Saxon potansiyeli kullanılırsa azaltılabilir. Tablo 5.2’den görüldüğü gibi N_K değeri κ parametresine zayıf olarak bağlıdır. Bu yüzden tek parçacığın korun 1^+ uyarılmalarıyla saçılması spin jromanyetik oranı g_s ’nin kuvvetli bir renormalizasyonuna sebep olmasına rağmen, düşük enerjili seviyelerin yapısı neredeyse aynı tek-kuaziparçacık olarak kalır.

Manyetik dipol etkileşmelere, taban ve düşük seviyeli uyarılmış durumlara karışan son derece küçük üç-kuaziparçacık karışımları sebep olur. Bu karışımlar genellikle dalga fonksiyonunun normunun %1’inden daha azdır. Dalga fonksiyonundaki küçük üç-kuaziparçacık bileşenlerin koherent katkısı ve büyük yoğunluğundan dolayı nükleer manyetik momentler kuvvetli şekilde etkilenir. Not edilmelidir ki manyetik

momentler böyle karışımlara duyarlıdır ve bunu ilk olarak Blin-Stoyle ve Arima-Horie birbirlerinden bağımsız olarak yaptıkları çalışmalarda göstermişlerdir [41,42].

Aşağıda verilen Şekil 5.2’de $^{167-179}\text{Lu}$ izotoplarının deneysel g_K faktörleri (Bkz. Tablo 5.2) şimdiki Kuliev-Pyatov metodu çerçevesindeki TDA sonuçlarıyla ve tek parçacık model hesaplamalarıyla karşılaştırılmıştır.



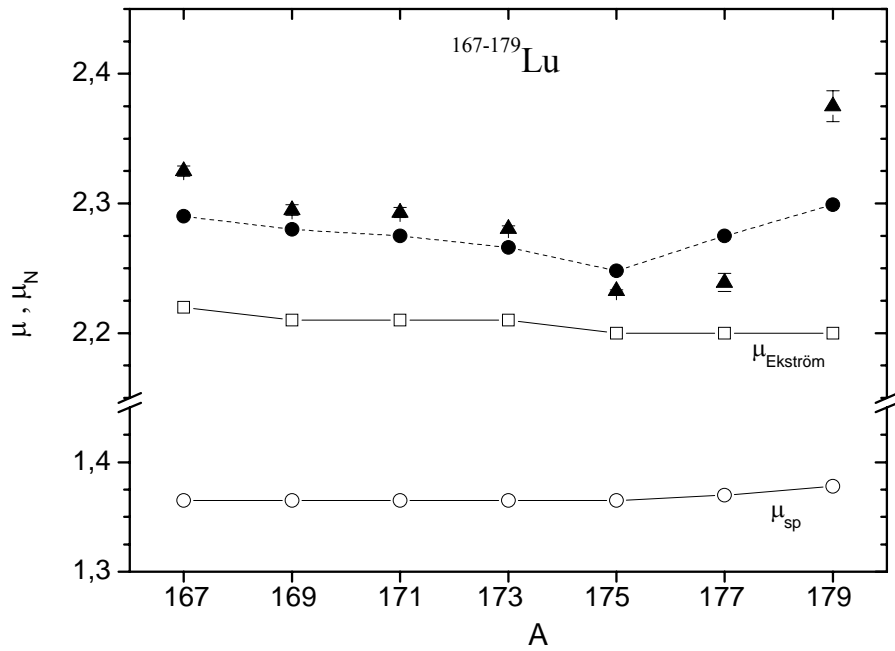
Şekil 5.2. K-P Metodu ve tek-parçacık model hesaplamalarının deneysel g_K faktörleri ile karşılaştırılması. Deneysel data ▲ sembolü ile, K-P Metodu sonuçları ● sembolü ile tek-parçacık değerleri ise ○ sembolü gösterilmiştir. Deneysel ve sayısal g_K değerleri Tablo 5.2’den alınmıştır. Deneysel değerlerdeki hata payları sembolik olarak verilmiştir

Tek-parçacık g_K^{sp} faktörleri (○ sembolü) ve şimdiki hesaplamaların sonuçları (● sembolü) sırasıyla Şekil 5.2’nin alt ve üst kısmına düşmektedir. Şekilden görüldüğü gibi tek-parçacık modelin g_K değerleri deneyin değerlerinden neredeyse 2 kat daha küçükken bizim sonuçlarımız deneyle üst üste düşmekte ve deneyin gösterdiği eğilimin aynısını göstermektedir. Spin polarizasyon etkilerinin dahil edildiği teorik g_K faktörleri tek-parçacık değerlerinden çok daha yüksek olan deneyin değerleriyle uyum

içindedir. Deneysel g_K faktörlerin gösterdiği davranışın aynısını teorik g_K değerleri de göstermektedir.

Bizim hesaplamalar Kuliev-Pyatov tarafından Nilsson potansiyeli kullanılarak hesaplanan g_K ve g_s faktörlerinin davranışına göre genel tahminler çerçevesinde güzel şekilde kabul edilebilir.

Son olarak Tablo 5.1’de verilen deneysel manyetik momentler ile uygun teorik sonuçlarımız ve manyetik momentin tek parçacık değeri Şekil 5.3’te karşılaştırılmıştır.



Şekil 5.3. K-P ve tek-parçacık model hesaplamalarının deneysel manyetik momentler ile karşılaştırılması. Deneysel data ▲ sembolü ile, K-P sonuçları ● sembolü ile tek-parçacık değerleri ise ○ sembolü ile ve Ekström tarafından hesaplanan değerler □ sembolü ile gösterilmiştir. Deneysel manyetik moment değerleri Tablo 5.1’den alınmıştır. Deneysel değerlerdeki hata payları sembolik olarak verilmiştir.

Şekil 5.3’teki $^{167-179}\text{Lu}$ izotoplarının deneysel manyetik momentleri lazer spektroskopisi kullanılarak hassas şekilde ölçülmüş olan değerlerdir [98]. Şekilden görüleceği üzere ölçülen manyetik momentleri (▲) açıklamada K-P metodu

çerçevesinde yapılan teorik hesaplamalar (\bullet), tek-parçacık modelin değerlerinden (\circ) ve C. Ekström [100] tarafından $g_R=0,4$ ve $g_s^{\text{eff}}=0,6g_s^{\text{free}}$ serbest parametrelerini kullanarak hesaplanan $\mu_{\text{Ekström}}$ değerlerinden (\square) daha başarılıdır. Burada bizim elde ettiğimiz sonuçlar hiçbir serbest parametre içermemektedir ve g_R ve g_s^{eff} değerleri analitik olarak elde edilen (5.20) ve (5.18) denklemleri kullanılarak hesaplanmıştır. Ayrıca Şekil 5.3'te ölçülmüş manyetik momentlerin A kütle numarasına göre gösterdiği davranışın aynısını bizim sonuçlarımızda göstermektedir. Şekil 5.3'ten görüldüğü gibi deneysel manyetik moment değerlerinin verdiği minimumu Lu çekirdeklerinin hesaplanan manyetik momentleri de vermektedir. Bu kullanılan teorinin doğru çalıştığının bir göstergesidir.

Buraya kadarki yapılanları özetlemek gerekirse bu çalışma, ¹⁶⁷⁻¹⁷⁹Lu izotop zincirinin taban-hal manyetik momentleri için Woods-Saxon potansiyeli çerçevesinde yapılmış ilk teorik hesaplamalardır. Teorik ve deneysel g_K değerleri arasında oldukça iyi bir uyum söz konusudur. Burada gösterilmiştir ki tek-protonlu Lu çekirdeklerinde polarizasyon etkilerin sebep olduğu spin-spin etkileşmelerinin izovektör kısmı ($q=-1$) manyetik momentleri kuvvetli şekilde etkiler. Bu etkiler çekirdekteki nükleonların g_s faktörlerinin serbest nükleonlar için karşılık gelen g_s değerlerinden fark edilir şekilde farklı olmasına sebep olur. Benzer bir etki deneysel olarak elde edilen iç hareketin g_K faktörleri için de ortaya çıkar. Bu gerçekte tek nükleonun tek-parçacık spin matris elemanlarının bir renormalizasyonuna eşittir. Bu yüzden bu sonuçlar tek kütleli çekirdeklerin g_s faktörlerinin renormalizasyonunda spin-spin etkileşmelerin önemli bir rolünü gösterir.

BÖLÜM 6. MANYETİK DİPOL MOMENTLERİN KUAZİPARÇACIK-FONON MODELİ

6.1. Giriş

Kütle sayısı tek olan çekirdeklerde taban ve uyarılma durumlarının teorik olarak incelenmesi çekirdek yapısı hakkında bilgi sahibi olunması açısından oldukça önemlidir. QPM çekirdekteki kuaziparçacık-fonon etkileşmelerini de hesaba katan mikroskobik bir modeldir. Bu model ilk olarak Soloviev [43] ve Bes ve Yi-Chung [44] tarafından kullanılmıştır. Soloviev ve Dubna grubu tarafından da $153 < A < 175$ kütle bölgesindeki çekirdeklerin titreşim seviyelerinin enerjileri teorik olarak hesaplanmıştır [45-47]. Bu çalışmalarda elektromanyetik geçiş ihtimalleri incelenmiş statik momentleri (manyetik dipol ve elektrik kuadrupol momentler) hiç incelenmemiştir. Bu tez çalışmasında ilk kez tek-A çekirdeklerinin taban ve uyarılma durumlarının manyetik momentleri için analitik ifadeler türetilmiş ve uygun çekirdekler için sayısal hesaplamalar yapılmıştır.

Bu bölümdeki kuaziparçacık-fonon model (QPM) kullanılarak tek-A'lı çekirdeklerin enerjileri için türetilen seküler denklem ve manyetik momentleri için elde edilmiş olan analitik bağıntılar ilk defa bu tez çalışmasında verilmiştir.

6.2. Kuaziparçacık-Fonon Model (QPM) Çerçevesinde Tek-A'lı Çekirdeklerin Manyetik Özellikleri

Bu modelde nükleer Hamiltoniyenin iki bileşeni kuaziparçacık ve fonon seviyelerinin karışımına sebep olur. Onlardan biri iç ve dönme hareketlerinin birleşimidir ve diğeri ise qp-fonon etkileşimidir. Burada tek kütleli deforme çekirdek sistemi için sistemdeki rezidual çiftlenimler ve manyetik dipol etkileşmeler hesaba

katılacaktır. Böyle bir sistem için Hamiltoniyen Bölüm 5'te denklem (5.2)'de verildiği gibidir:

$$H \approx H_{\text{sqp}} + H_{\text{coll}} + H_{\text{int}}. \quad (6.1)$$

Yalnız bu bölümdeki işlemlerimizde kolaylık sağlamak açısından kesim 5.2'de verilen H_{sqp} (5.3), H_{coll} (5.4) ve H_{int} (5.5) Hamiltoniyenlerinde kuaziparçacık tasvirinden fonon tasvirine geçilecektir. Bunun için Bölüm 3'te (3.10) denkleminde verilen fonon üretme ve yok etme operatörleri kullanılacaktır.

$$Q_i = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss',\tau} (\psi_{ss'}^i C_{ss'} - \phi_{ss'}^i C_{ss'}^+) , \quad Q_i^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss',\tau} (\psi_{ss'}^i C_{ss'}^+ - \phi_{ss'}^i C_{ss'}) \quad (6.2)$$

Bu ifadelerden görürüz ki C^+ ve C operatörleri fonon operatörleri cinsinden aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$C_{ss'} = \sqrt{2} \sum_{ss'} \{ \psi_{ss'}^i Q_i + \phi_{ss'}^i Q_i^+ \} \quad (6.3)$$

$$C_{ss'}^+ = \sqrt{2} \sum_{ss'} \{ \psi_{ss'}^i Q_i^+ + \phi_{ss'}^i Q_i \} \quad (6.4)$$

(6.3) ve (6.4) operatörleri kullanılarak H_{sqp} , H_{coll} ve H_{int} Hamiltoniyenleri fonon tasvirinde aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$H_{\text{sqp}} = \sum_{s,\tau} \varepsilon_s(\tau) B_{ss}(\tau) = \sum_{ss'} \varepsilon_{ss'}(\tau) (\psi_{ss'}^2(\tau) + \phi_{ss'}^2(\tau)) Q_i^+ Q_i ; \quad \varepsilon_{ss'} = \varepsilon_s + \varepsilon_{s'} \quad (6.5)$$

$$H_{\text{coll}} = \frac{1}{2} \sum_{\tau,\tau'} \kappa_{\tau\tau'} \sum_{ss'} \sigma_{ss'}^{(\mu)} L_{ss'} \mathbf{g}_{ss'} [Q_i^+(\tau) + Q_i(\tau)] \quad (6.6)$$

$$\sum_{mm'} \sigma_{mm'}^{(\mu)} L_{mm'} \mathbf{g}_{mm'} [Q_i^+(\tau') + Q_i(\tau')] ; \quad \mathbf{g}_{ss'} = \psi_{ss'} + \phi_{ss'}$$

$$H_{\text{int}} = \sum_{\tau, \tau'} \kappa_{\tau\tau'} \sum_{mm'} \sum_{ss'} \left\{ \sigma_{ss'}^{(\mu)} M_{ss'} \sigma_{mm'}^{(\mu)} L_{mm'} D_{ss'}(\tau) \mathbf{g}_{mm'} [Q_i^+(\tau') + Q_i(\tau')] + \right. \\ \left. + \sigma_{ss'}^{(\mu)} L_{ss'} \sigma_{mm'}^{(\mu)} M_{mm'} \mathbf{g}_{ss'} [Q_i^+(\tau) + Q_i(\tau)] D_{mm'}(\tau') \right\} \quad (6.7)$$

olarak yazılabilir. Daha önceki bölümlerde bahsedildiği gibi H_{sqp} çekirdekte tek-kuaziparçacık hareketini ifade eder ve fonon operatörleri cinsinden (6.5) eşitliğinde gösterildiği gibi ifade edilebilir. H_{coll} ise manyetik dipol etkileşimlerle bağlantılı kolektif uyarılmaları ifade eder. H_{int} ise tek parçacık ve kolektif hareketler arasındaki ilişkiyi ifade eder. Bölüm 3.2’de verilen dönme değişmez model çerçevesinde alınan (3.1) Hamiltoniyeni aşağıdaki komütasyon bağıntısını sağlıyordu.

$$[H_{\text{sqp}} + H_{\text{coll}}, Q_i^+] = \omega_i Q_i^+ \quad (6.8)$$

Bu hareket denkleminde hareketle çift-çift çekirdeğin 1^+ uyarılmalarının enerjileri (ω) bulunur. Bu bölümde tek-A çekirdeğinin çift-çift koru için (6.8) bağıntısından faydalanılacaktır.

6.2.1. Kuaziparçacık-Fonon modelde tek-A çekirdekleri için özdeğer problemi

Bu kesimde (6.1) Hamiltoniyenin özdeğer problemi çözülecektir ve bu çözümlerin uyduğu seküler denklem elde edilecektir. Tek çekirdeğin dalga fonksiyonu aşağıdaki gibi seçilecektir ($K > 1/2$):

$$\varphi_K(\tau) = \left\{ N_K(\tau) \alpha_K^+(\tau) + \sum_{i,v} G_i^{KK_v} \alpha_{K_v}^+(\tau) Q_i^+ \right\} |\Psi_0\rangle. \quad (6.9)$$

Burada Ψ_0 çift-çift korun taban hal fonon vakumudur. $N_K(\tau)$ ve $G_i^{KK_v}$ tek-kuaziparçacık ve kuaziparçacık-fonon seviyelerinin karışım genlikleridir. Bu dalga fonksiyonu

$$\varphi_K^+ \varphi_K = N_K^2(\tau) + \sum_{i,v} [G_i^{KK_v}]^2 = 1 \quad (6.10)$$

birimleme şartını sağlar. (6.9) dalga fonksiyonu kullanılarak (6.1) Hamiltoniyenin beklenen değeri alınır

$$\begin{aligned} \langle \varphi_K(\tau) | H | \varphi_K(\tau) \rangle = & \varepsilon_K N_K^2(\tau) - \sum_{i,v} (\omega_i + \varepsilon_{K_v}(\tau)) G_i^{KK_v^2} - \\ & - 2N_K(\tau) \sum_{i,v} G_i^{KK_v^2} \kappa \sigma_{KK_v} M_{KK_v} R_q^i(\tau, \tau') \end{aligned} \quad (6.11)$$

elde edilir. Burada ω_i çift-çift kordaki 1^+ uyarılma seviyelerinin enerjisi olup ara işlemlerde (6.8) bağıntısı kullanılarak elde edilmiştir. Ayrıca ε_v tek-kuaziparçacık enerjisi ve σ_{K_v} spin operatörünün z bileşeninin matris elemanıdır. Buradan itibaren verilen formüllerde karışıklığı önlemek ve daha sade ifadeler alınması amacıyla i indisleri sadece gerekli olan yerlerde yazılacaktır. (6.11) ifadesindeki $R_q^i(\tau, \tau')$ terimi tek-N'li ve tek-Z'li çekirdekler için sırasıyla aşağıdaki değerleri alır:

$$R_q^i(\tau, \tau') = (R_\tau + qR_{\tau'}) = \begin{cases} \text{tek N için } R_n + qR_p \\ \text{tek Z için } R_p + qR_n \end{cases} \quad (6.12)$$

Burada $R_\tau = \sum_{\mu} \sigma_{\mu} L_{\mu} g_{\mu}$ olduğu daha önceki bölümlerde (Bkz. Bölüm 3.2)

belirtilmişti. Bu ifadelerde ψ ve ϕ genlikleri yerlerine yazılırsa R_τ ifadeleri

$$R_n = \sum_{\mu} \sigma_{\mu} L_{\mu} g_{\mu} = \sum_{\mu} \sigma_{\mu} L_{\mu} (\psi_{\mu}^n + \phi_{\mu}^n) = -\frac{1 + qL_i}{\sqrt{Z(\omega)}} F_n = \frac{1}{\kappa \sqrt{Z(\omega_i)}} \quad (6.13)$$

$$R_p = \sum_{\mu} \sigma_{\mu} L_{\mu} g_{\mu} = \sum_{\mu} \sigma_{\mu} L_{\mu} (\psi_{\mu}^p + \phi_{\mu}^p) = -\frac{1 + qL_i}{\sqrt{Z(\omega)}} F_p = -\frac{qF_p}{(1 + \kappa F_p) \sqrt{Z(\omega_i)}} \quad (6.14)$$

eşitlikleriyle verilir. Buradan (6.12)'daki R_q^n ve R_q^p ifadeleri

$$L_i = \frac{R_p}{R_n} = \frac{1 + \kappa F_n}{q \kappa F_n} = -\frac{q \kappa F_p}{1 + \kappa F_p} = \begin{cases} q = -1 \text{ için } L_i = -\frac{F_n}{F_p} \\ q = +1 \text{ için } L_i = +\frac{F_n}{F_p} \end{cases}$$

$$R_q^n = R_n + qR_p = \frac{1}{\kappa\sqrt{Z(\omega)}} \left(1 - \frac{q^2 \chi F_p}{(1 + \kappa F_p)} \right) = \frac{1}{\kappa\sqrt{Z(\omega)}} (1 + qL_i) \quad (6.15)$$

$$R_q^p = R_p + qR_n = \frac{q}{\kappa\sqrt{Z(\omega)}} \left(1 - \frac{\kappa F_p}{(1 + \chi F_p)} \right) = \frac{1}{\kappa\sqrt{Z(\omega)}} (q + L_i) \quad (6.16)$$

şeklinde yazılabilir. Burada (6.13) ve (6.14) denklemlerinde $\varphi=0$ alınırsa analitik ifadeler TDA metoduna indirgenir. Eğer TDA'nın 1^+ fonon uyarılmaları için hesaplar yapılacaksa analitik ifadelerde $\varphi=0$ alınmalıdır. Bu eşitliklerdeki tanımlanmayan terimlerin ayrıntılı gösterimi Bölüm 3.2'de verildiğinden bu bölümde ayrıca bahsedilmeyecektir.

(6.9) dalga fonksiyonunun $N_K(\tau)$ ve $G_i^{KK_v}$ genlikleri minimum enerji şartı yani varyasyon denklemi kullanılarak belirlenir. Varyasyon metodu aşağıdaki formda kullanılır.

$$\delta \left\{ \langle \varphi_K(\tau) | H | \varphi_K(\tau) \rangle - \langle \Psi_0 | H | \Psi_0 \rangle - \eta_K \left[N_K^2(\tau) + \sum_{i,v} [G_i^{KK_v}]^2 - 1 \right] \right\} = 0 \quad (6.17)$$

Burada Lagrange çarpanı olarak ifade edilen $\eta_K(\tau)$ tek çekirdeğin enerjisini belirler. Eşitlik (6.11)'deki beklenen değer ve (6.17) ifadesi kullanılarak $\delta N_K(\tau)$ ve $\delta G_i^{KK_v}$ 'e göre varyasyon işlemi uygulanırsa

$$(\varepsilon_K(\tau) - \eta_K(\tau)) N_K(\tau) - \sum_{i,v} G_i^{KK_v} \kappa \sigma_{KK_v}(\tau) M_{KK_v} R_q^i(\tau, \tau') = 0 \quad (6.18)$$

$$(\omega_i + \varepsilon_{K_v}(\tau) - \eta_K(\tau))G_i^{KK_v} - N_K(\tau)\kappa\sigma_{KK_v}(\tau)M_{KK_v}R_q^i(\tau, \tau') = 0 \quad (6.19)$$

elde edilir. (6.18) ve (6.19) denklem sistemi çözümlerse aşağıdaki genel seküler denklem elde edilir:

$$-P(\eta) \equiv \varepsilon_K(\tau) - \eta_K(\tau) - \sum_{i,v} \frac{\kappa^2 \sigma_{KK_v}^2(\tau) M_{KK_v}^2 R_q^{i^2}(\tau, \tau')}{(\omega_i + \varepsilon_{K_v}(\tau) - \eta_K(\tau))} = 0 \quad (6.20)$$

Burada (6.17), (6.18), (6.19) ve (6.20) denklemleri kullanılarak N_K ve G_i genlikleri için aşağıdaki gibi genel bağıntılar bulunur:

$$N_K^{-2} = 1 + \sum_{i,v} \frac{\kappa^2 \sigma_{KK_v}^2(\tau) M_{KK_v}^2(\tau) R_q^i(\tau, \tau')}{(\varepsilon_{K_v}(\tau) + \omega_i - \eta_K(\tau))^2} \quad (6.21)$$

$$G_i^{K_v} = \left(\frac{\kappa \sigma_{KK_v}(\tau) M_{KK_v}(\tau) R_q^i(\tau, \tau')}{(\varepsilon_{K_v}(\tau) + \omega_i - \eta_K(\tau))} \right) N_K(\tau) \quad (6.22)$$

Şimdiye kadar elde edilen ifadeler genel halde verildi. Şimdi ise bu modelde elde edilen denklemlere spin-spin etkileşme parametresinin iki sınır değeri olan $q = \pm 1$ özel durumları uygulanacaktır.

$$q = \pm 1 \text{ için } R_q^{i^2}(\tau = \tau') = \frac{1}{\kappa^2 Z(\omega)} (1 + qL_i)^2 = \frac{1}{\kappa^2 Y_\tau(\omega_i)} \quad (6.23)$$

olur ve burada $q = \pm 1$ için $(1 + qL_i)^2 = (q + L_i)^2$ olacağından (3.20) bağıntısı $Z(\omega_i) = (1 + qL_i)^2 (Y_n + Y_p) = (1 + qL_i)^2 Y_\tau(\omega_i)$ olur. Buradaki Y_τ^i fonksiyonu çift-çift çekirdeklerin 1^+ uyarılma enerjilerine (ω_i) bağlı bir fonksiyondur ve bölüm 3'de analitik ifadesi verilmiştir.

Burada (6.23) ifadesi (6.20) seküler denkleminde yerine yazılırsa,

$$-P(\eta) \equiv \varepsilon_K - \eta_K - \sum_i \sum_v \frac{M_{KK_v}^2}{Y_\tau(\omega_i)} \frac{\sigma_{KK_v}^2}{\varepsilon_{K_v} + \omega_i - \eta_K} = 0 \quad (6.24)$$

elde edilir. Görüldüğü gibi tek-A çekirdekleri için elde edilen (6.24) denkleminin çözümlerinin bulunabilmesi için çift-çift çekirdeklerin enerjilerinin (ω_i) ve bu enerjilere bağlı parametrelerin bilinmesi gereklidir.

Bu denklem açık şekilde κ etkileşim sabitini ve hiçbir serbest parametreyi içermez. Tek çekirdeğin enerjileri ε_K ve $\varepsilon_{K_v} + \omega_i$ enerji değerlerine göre değişir ve enerji seviyelerindeki $\varepsilon_K - \eta_K$ kayması qp-fonon etkileşimi sebebiyle olur. (6.24) denklemi $\varepsilon_{K_v} + \omega_i$ 'de yani kuaziparçacık ve fonon enerjilerinin toplamında kutuplara sahiptir. Diğer önemli bir nokta toplamın ilk teriminde işaretin değiştiği $\eta_K = \varepsilon_K$ noktasıdır.

Burada $q = \pm 1$ özel durumunda N_K ve G_i genlikleri için aşağıdaki bağıntılar bulunur:

$$N_K^{-2} = 1 + \sum_{i,v} \frac{1}{Y_\tau^i} \frac{\sigma_{KK_v}^2(\tau) M_{KK_v}^2(\tau)}{(\varepsilon_{K_v}(\tau) + \omega_i - \eta_K(\tau))^2} \quad (6.25)$$

$$G_i^{Kv} = \left(\frac{1}{\sqrt{Y_\tau^i}} \frac{\sigma_{KK_v}(\tau) M_{KK_v}(\tau)}{(\varepsilon_{K_v}(\tau) + \omega_i - \eta_K(\tau))} \right) N_K(\tau) \quad (6.26)$$

6.2.2. Spin polarizasyon ve tek-A'lı çekirdeklerin manyetik momentleri ($K > 1/2$)

Bu tez çalışmasında ilk defa QPM çerçevesinde kuaziparçacık-fonon etkileşmelerini hesaba katan (6.9) ile verilen dalga fonksiyonu kullanılarak tek çekirdeklerin spin polarizasyonu ve manyetik momentleri teorik olarak araştırılmıştır.

Kuliev-Pyatov metodu çerçevesinde yapılan nümerik hesaplamalar $K_v \neq K$ terimlerinden gelen katkının çok küçük olduğunu göstermiştir. Bu durumda (6.9) dalga fonksiyonu $K_v = K$ için aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\varphi_K(\tau) = \left\{ N_K(\tau) \alpha_K^+(\tau) + \sum_i G_i^K \alpha_K^+(\tau) Q_i^+ \right\} |\Psi_0\rangle \quad (6.27)$$

Burada $G_i^K = G_i^{KK}$ 'dır. Bu dalga fonksiyonunu kullanarak spin operatörünün çekirdek simetri eksenindeki z bileşeninin ortalama değeri hesaplanırsa;

$$\langle \varphi_K | \hat{S}_z | \varphi_K \rangle = \frac{\sigma_{KK}}{2} \left\{ 1 - 2N_K^2(\tau) \sum_i \frac{\kappa R_q^i(\tau, \tau') (R_n^i + R_p^i)}{(\epsilon_K(\tau) + \omega_i(\tau) - \eta_K(\tau))} \right\} \quad (6.28)$$

ifadesi elde edilir. Bu ifadedeki ikinci terim korun dışındaki nükleonun korun fononlarıyla etkileşmesinden kaynaklanır.

Bölüm 2'den hatırlanacağı üzere manyetik moment operatörünün z bileşeni aşağıdaki gibidir:

$$\mu_z = \sum_{i,\tau} \left\{ \frac{1}{2} (g_s^\tau - g_\ell^\tau) \sigma_z(\tau) + g_\ell^\tau j_z(\tau) \right\}_i \quad (6.29)$$

Şimdi tek çekirdeklerde çift korun dışındaki tek nükleon tarafından spin polarizasyonunun sonucu olarak spin g_s faktördeki azalmayı açıklayan efektif spin g_s faktör için bir bağıntı elde edilecektir.

Dalga fonksiyonunun (6.9) ifadesi kullanılarak manyetik dipol operatörünün z bileşeninin ortalama değeri

$$\mu_K = \langle \varphi_K | \mu_z | \varphi_K \rangle$$

alınırsa uzun ve yorucu hesaplamaların ardından elde edilen ifadeyi Nilsson'un (5.17) ile verilen manyetik moment ifadesiyle karşılaştırarak efektif spin g_s faktör için aşağıdaki analitik ifade elde edilir:

$$\begin{aligned} g_s^{\text{eff}} - g_\ell^\tau = (g_s^\tau - g_\ell^\tau) & \left\{ 1 - 2N_K^2(\tau) \sum_i \frac{\kappa R_q^i(\tau, \tau') R_\tau^i}{(\epsilon_K(\tau) + \omega_i(\tau) - \eta_K(\tau))} \right\} - \\ & - (g_s^\tau - g_\ell^\tau) 2N_K^2(\tau) \sum_i \frac{\kappa R_q^i(\tau, \tau') R_\tau^i}{(\epsilon_K(\tau) + \omega_i(\tau) - \eta_K(\tau))} \end{aligned} \quad (6.30)$$

Burada tek kütleli çekirdeğin dıştaki tek nükleonu çift korun tek-fononlu 1^+ durumlarından saçılarak korun polarizasyonuna sebep olur. Eşitlik (6.30)'un sağ tarafındaki ikinci ve üçüncü terimler polarize olmuş korda kuaziparçacık-fonon etkileşmelerinden gelen koherent katkıyı ifade eder. Bu spin polarizasyondan gelen katkıdan dolayı spin g_s faktöründe kayda değer bir azalma olur. (6.30) eşitliğinin sağ tarafındaki ikinci terim ve üçüncü terimler tek-N'lu çekirdekler için tek nükleonun sırasıyla çift korun nötron ve proton sistemleriyle etkileşmesinden geliyorken, tek-Z'lu çekirdekler için ise bu terimler sırasıyla tek nükleonun çift korun proton ve nötron sistemleriyle etkileşmesinden ileri gelir.

(6.30) genel bağıntısı tek-N'li ve tek-Z'li çekirdekler için ayrı ayrı yazılacak olursa; tek-N ve tek-Z çekirdekleri için (6.31) ifadeleri elde edilir (Bkz. Ek C):

$$\frac{g_s^{\text{eff}}}{g_s^n} = \left\{ 1 - 2N_K^2 \sum_i \frac{\kappa R_q^i(n) R_n^i}{(\epsilon_K + \omega_i - \eta_K)} \right\} - \frac{(g_s^p - 1)}{g_s^n} 2N_K^2 \sum_i \frac{\kappa R_q^i(n) R_p^i}{(\epsilon_K + \omega_i - \eta_K)} \quad (6.31)$$

$$\frac{g_s^{\text{eff}}}{g_s^p} = \frac{1}{g_s^p} + \frac{(g_s^p - 1)}{g_s^p} \left\{ 1 - 2N_K^2 \sum_i \frac{\kappa R_q^i(p) R_p^i}{(\epsilon_K + \omega_i - \eta_K)} \right\} - \frac{g_s^n}{g_s^p} 2N_K^2(\tau) \sum_i \frac{\kappa R_q^i(p) R_n^i}{(\epsilon_K + \omega_i - \eta_K)}$$

Son olarak (6.28) ve (6.29) denklemleri kullanılarak tek-A'lı deforme çekirdeklerin taban ve uyarılma durumlarının iç manyetik momentinin g_K faktörü için aşağıdaki formül elde edilir ($K > 1/2$):

$$Kg_K^\tau = \frac{1}{2} (g_s^{\text{eff}} - g_\ell^\tau) \sigma_{KK} + g_\ell^\tau K \quad (6.32)$$

Bu denklemde verilen niceliklerin açıklaması daha önceki kısımlarda anlatıldığından burada ayrıca verilmemiştir.

6.3. Tek-A'lı $^{165-179}\text{Hf}$ Çekirdeklerinin Manyetik Momentlerinin Sayısal Hesaplamaları

Tek kütleli deforme çekirdeklerde manyetik momentlerin, g_K ve g_R niceliklerinin ölçümü çekirdeğin taban ve uyarılma bantlarının yapısı hakkında oldukça bilgi vericidir. Bundan dolayı, bu tür çekirdeklerin taban ve uyarılma seviyelerinin manyetik momentleri pek çok deney grubu tarafından ölçülmüştür. Özellikle 1970'li yıllarda ölçülen verilerde bir birikme olmuştur. Günümüzde lazer teknolojisinin daha da gelişmesiyle çok hassas deneyler yapılabilecek düzeye gelinmiştir. Nitekim son on yıldır pek çok çekirdeğin manyetik momentleri ölçülmüştür [5]. Ölçülen manyetik momentler nükleer teorinin gelişmesi açısından çok önemli bir test aracıdır. Bu nedenle geliştirilen yeni teoriler çekirdeklerin pek çok özelliğine ışık tutabilecektir.

^{171}Hf ve $^{175,177}\text{Hf}$ çekirdeklerinin manyetik momentlerinin literatürdeki en yeni ölçümleri 2000 ve 1997 yıllarında ayrı deney grupları tarafından lazer spektroskopisi metodu kullanılarak yapılmıştır [103,104]. ^{179}Hf çekirdeğinin manyetik momentleri çok daha önce ölçülmüştür [105]. Çalışılan diğer Hf izotoplarının taban-hal manyetik momentleri henüz ölçülmemiştir. Daha önce $^{177,179}\text{Hf}$ çekirdeklerinin manyetik momentleri Kuliev-Pyatov Metodu kullanılarak teorik olarak araştırılmıştır [64]. Aynı metot kullanılarak Woods-Saxon potansiyelini baz alan hesaplamalar $^{175-179}\text{Hf}$ çekirdekleri için Ref.[68]'de verilen çalışmamızda yapılmıştır. Şimdi de ilk defa bu bölümde verilen QPM model çerçevesinde alınan analitik ifadeler kullanılarak geniş $^{165-179}\text{Hf}$ çekirdeklerinin (^{173}Hf hariç) manyetik momentleri, g_K ve g_s^{eff} faktörleri

nümerik olarak hesaplanacaktır. Teorik manyetik momentlerin deneyle karşılaştırılması sonucu çalışılan çekirdeklerin spin-spin etkileşim parametreleri belirlenecektir.

İyi deforme $^{165-179}\text{Hf}$ çekirdeklerinin taban-hal manyetik momentleri, g_s^{eff} ve g_K faktörleri için nümerik hesaplamalar (5.19), (6.30) ve (6.32) formülleri kullanılarak yapılmıştır. Hesaplamalarda kullanılan çiftlenim ve deformasyon parametreleri için çift-çift kor çekirdeğinin parametreleri kullanılmıştır. Tek parçacık enerjileri deforme Woods-Saxon potansiyelinden bulunmuştur [93]. Çekirdek δ_2 ortalama alan deformasyon parametresi, deneysel kuadrupol momentten bulunan β_2 deformasyon parametresi [94] kullanılarak Ref.[95]'te verilen denklem aracılığıyla hesaplanmıştır. İncelenen çekirdekler için süperakışkan modelin çift korelasyon teorisinin Δ (gap) parametreleri Ref [73]'den alınmıştır ve λ kimyasal potansiyel parametreleri ise Soloviev tarafından elde edilmiş [73] Bölüm 2'de verilen (2.10) denklemlerinin yardımıyla her bir çekirdek için ayrı-ayrı hesaplanarak Tablo 6.1'de gösterilmiştir. Aşağıdaki tabloda ayrıca $^{165-179}\text{Hf}$ izotoplarının olası taban hal konfigürasyonları Ref. [103-105]'de göre verilmiştir. Tablo 6.1'de verilen g_R^{th} değerleri Ref.[81]'de teorik olarak elde edilen analitik bağıntı (Bkz. (5.20) bağıntısı) kullanılarak hesaplanmıştır.

Tablo 6.1. $^{165-179}\text{Hf}$ izotop zinciri için taban-hal Nilsson kuantum sayıları, çift korelasyon parametreleri (MeV birimlerinde), δ_2 ortalama alan deformasyon parametreleri, deneysel ve teorik g_R faktörler ve deneysel manyetik momentler ($\mu_N = eh/2mc$ biriminde)

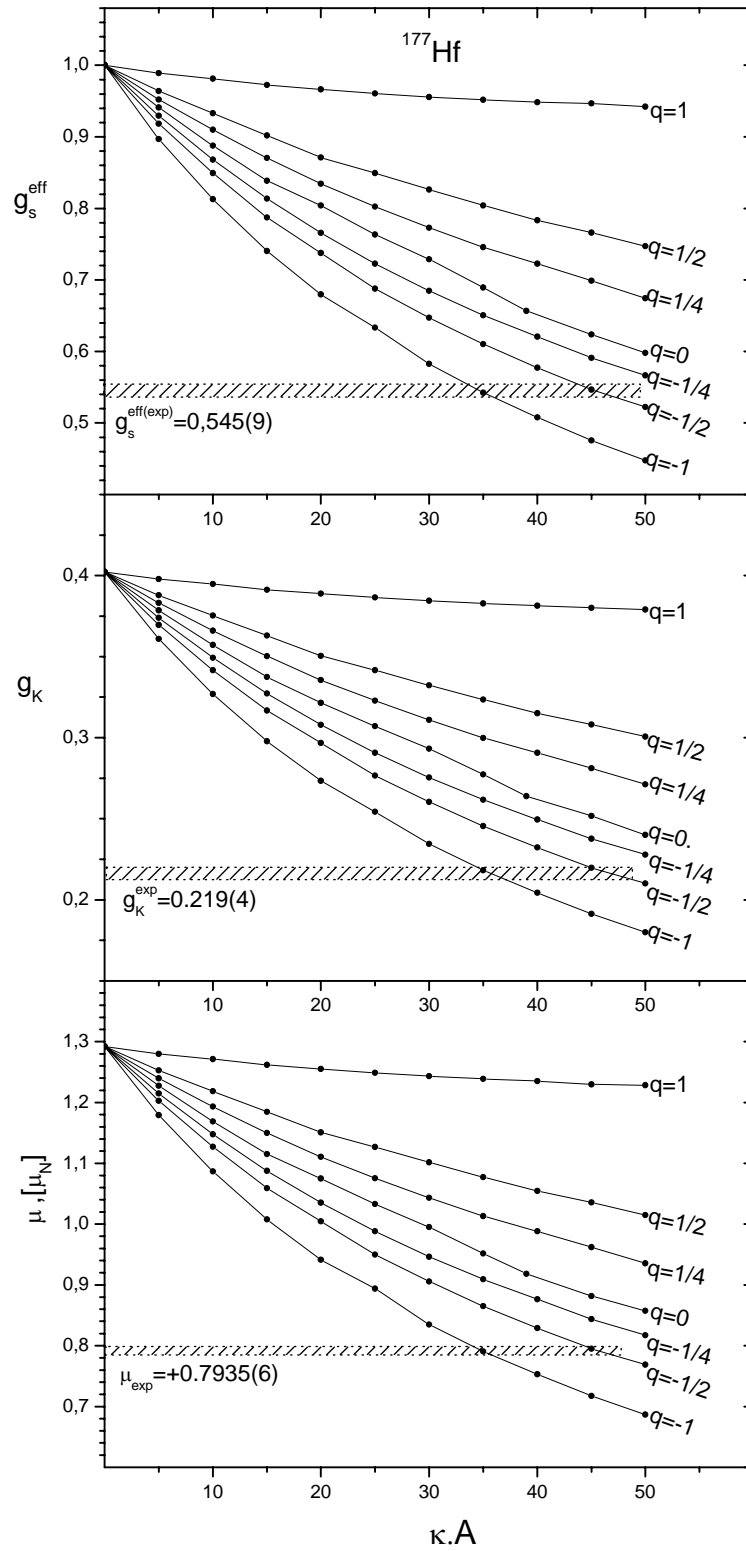
Çekirdek	$[\text{Nn}_z\Lambda]\Sigma$	Δ_n	Δ_p	λ_n	λ_p	δ_2	g_R^{th}	g_R^{exp}	μ_{exp} [103-105]
^{165}Hf	[523↓]	1,12	0,99	-9,342	-3,198	0,171	0,500	-	-
^{167}Hf	[523↓]	1,07	0,99	-9,175	-3,472	0,218	0,420	-	-
^{169}Hf	[523↓]	1,01	0,99	-8,901	-3,893	0,240	0,366	-	-
^{171}Hf	[633↑]	0,95	0,99	-8,568	-4,335	0,263	0,340	-	-0,674(12)
^{175}Hf	[512↑]	0,86	0,99	-7,701	-5,517	0,250	0,304	0,280 ^{a)}	-0,539(32)
^{177}Hf	[514↓]	0,82	0,99	-7,258	-6,020	0,258	0,293	0,253(13) ^{b)}	0,7935(6)
^{179}Hf	[624↑]	0,81	0,99	-6,816	-6,629	0,245	0,284	0,263(42) ^{b)}	-0,6409(13)

^{a)} Ref[86], ^{b)} Ref[33]'ten alınmıştır

Tek kütleli çekirdeklerin ilk enerjisi (6.20) seküler denklemini çözülerek elde edilmiş ve (6.9) ile verilen dalga fonksiyonunun N_K ve $G_i^{KK_v}$ genlikleri sırasıyla (6.21) ve (6.22) bağıntıları kullanılarak hesaplanmıştır. N_K değeri κ parametresine zayıf olarak bağlıdır. Bu yüzden tek parçacığın korun 1^+ uyarılmalarıyla saçılması spin jromanyetik oranı g_s 'nin kuvvetli bir renormalizasyonuna sebep olmasına rağmen, düşük enerjili seviyelerin yapısı neredeyse aynı tek-kuaziparçacık olarak kalır.

Nükleon-nükleon etkileşim parametreleri κ ve q 'nun uygun değerleri deneysel verilerle elde edilen teorik sonuçların karşılaştırılması sonucu seçilir. Hesaplamalar manyetik dipol etkileşimlere sebep olan en düşük tek-parçacık seviyelerinin kayması $\omega_K^{(1)}$ 'nin küçük olduğunu ve genellikle $-(15-50 \text{ keV})$ bölgesinin dışında olmadığını göstermiştir. g_K ve g_s^{eff} faktörlerin teorik hesaplamaları sırasıyla (6.31) ve (6.32) denklemleri kullanılarak yapılmıştır. İyi deforme ^{177}Hf çekirdeğinin manyetik momentinin teorik analizi gösterdi ki manyetik momentin izoskaler kısmında nötron ve proton g_s faktörlerinin güçlü bir şekilde birbirini götürmesinden dolayı manyetik momentlerde izovektör kısmı daha baskındır. Bunun sonucu olarak nötron-proton etkileşiminin en kuvvetli etkisi $q = -1$ 'de ortaya çıkmaktadır. Şekil 6.1'de bir örnek olarak ^{177}Hf izotopu için hesaplanan g_s^{eff} / g_s^0 oranları, g_K faktörler ve manyetik momentlerin κ ve q etkileşim parametrelerine göre değişimi gösterilmiştir. Şekil 6.1'deki g_K^{exp} and g_s^{eff} faktörlerin deneysel değerleri deneyin ölçtüğü manyetik momentlerin [104,105], dönme g_R faktörlerin ve tek-parçacık spin matris elemanlarının, bir önceki bölümde verilmiş olan (5.17) ve (5.22) denklemlerinde kullanılmasıyla bulunmuştur (Bkz. Tablo 6.2).

Şekil 6.1'den ^{177}Hf çekirdeği QPM çerçevesinde yapılan teorik hesaplamalar sonucu elde edilen manyetik moment, g_K ve g_s^{eff} faktörlerin değerleri ile deneysel değerlerin karşılaştırılmasından, deneyle en uyumlu sonuçların etkileşim parametrelerinin $\kappa=35/A$ ve $q=-1$ olduğu zaman açığa çıktığı görülebilir. Elde edilen bu parametreler $^{165-179}\text{Hf}$ izotopları için de aşağı yukarı bir sınır teşkil edebilir. Onun için q ve κ 'nın bu değerleri daha sonra QPM ve TDA hesaplamalarının karşılaştırılmasında kullanılacaktır.



Şekil 6.1. ^{177}Hf çekirdeğinin için hesaplanan manyetik momentlerin, g_K ve g_s^{eff} faktörlerin nükleon-nükleon etkileşme parametreleri κ ve q 'nun bir fonksiyonu olarak gösterimi ve deneysel veri ile (taralı alan) karşılaştırılması. Deneysel değerler Tablo 6.2'den alınmıştır

$^{165-179}\text{Hf}$ izotoplarının QPM çerçevesinde hesaplanan g_K ve g_s^{eff} faktörlerinin sonuçları tek-parçacık (s-p.) modelin, Kuliev-Pyatov (K-P) metodunun sonuçlarıyla ve deneysel veriyle karşılaştırılması Tablo 6.2’de verilmiştir. Deneysel g_K ve g_s^{eff} değerleri (5.17) ve (5.22) denklemlerinde Tablo 6.1’de verilen manyetik momentin ve dönme g_R faktörün ölçülen değerleri kullanılarak elde edilebilir.

Tablo 6.2. $^{165-179}\text{Hf}$ izotoplarının taban hali için QPM ve K-P metoduyla hesaplanan g_s^{eff} ve g_K değerlerin, tek-parçacık model (s.p.) ve deneysel değerlerle [103-105] karşılaştırılması ($q=-1$ ve $\kappa=35/A$ MeV)

İzotop	$g_s^{\text{eff}} / g_s^{\text{free}}$				g_K				
	K-P	QPM		Deney	s-p.	K-P	QPM		Deney
		TDA	QRPA				TDA	QRPA	
^{165}Hf	0,447	0,450	0,556	-	0,337	0,151	0,151	0,188	-
^{167}Hf	0,454	0,455	0,563	-	0,393	0,178	0,179	0,221	-
^{169}Hf	0,437	0,438	0,555	-	0,415	0,181	0,181	0,230	-
^{171}Hf	0,436	0,437	0,553	0,834(11) ^{a)}	-0,413	-0,180	-0,181	-0,229	-0,345(4) ^{a)}
^{175}Hf	0,415	0,416	0,539	0,726(31) ^{b)}	-0,583	-0,242	-0,242	-0,315	-0,423(18) ^{b)}
^{177}Hf	0,419	0,421	0,542	0,545(9)	0,402	0,169	0,169	0,245	0,219(4)
^{179}Hf	0,409	0,410	0,537	0,639(26)	-0,364	-0,149	-0,149	-0,195	-0,233(9)

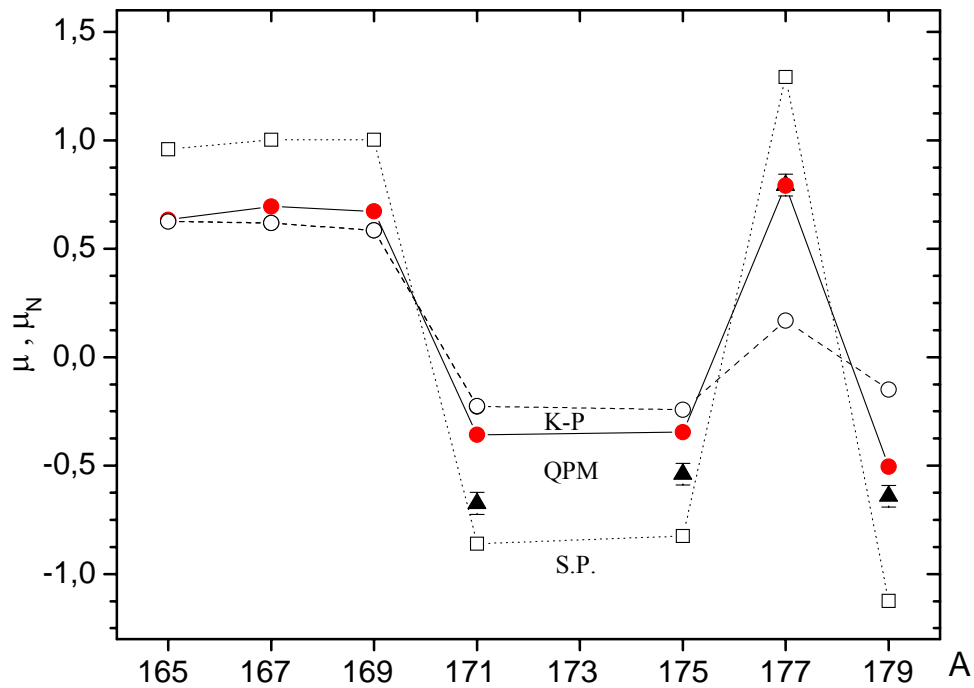
^{a)} $g_R=0,304$ ve ^{b)} $g_R=0,34$ değeri kullanılarak elde edilen deney değerleri

Bu tabloda verilen sonuçlar Şekil 6.1’de ^{177}Hf çekirdeği için elde edilen $q=-1$ ve $\kappa=35/A$ MeV için verilmiştir. Tablo 6.2’den görüldüğü gibi K-P metoduyla QPM’in TDA bazındaki hesaplamaları birbirine yakındır. Bunun sebebi K-P metodunun yaklaşık TDA bazında yapılmış olmasıdır ve buradan görülmüştür ki TDA’da kuaziparçacık-fonon etkileşmeleri çok kuvvetli değildir. Tablodaki sonuçlardan deneye en yakın sonuçlar QPM’in QRPA bazında yapılan hesaplamalarında elde edilir.

Manyetik dipol etkileşmelere kuaziparçacık-fonon etkileşimleri sonucu taban ve düşük enerjili uyarılmış fonon durumlarına karışan son derece küçük üç-kuaziparçacık karışımları sebep olur. Bu karışımlar genellikle dalga fonksiyonunun normunun %1’inden daha azdır. Dalga fonksiyonundaki bu küçük bileşenlerin

koherent katkısı ve büyük yoğunluğundan dolayı nükleer manyetik momentler kuvvetli şekilde etkilenir. Manyetik momentlerin böyle karışımlara duyarlı olduğu ilk olarak Blin-Stoyle ve Arima-Horie tarafından birbirlerinden bağımsız olarak yaptıkları çalışmalarda gösterilmiştir [41,42].

QPM çerçevesinde hesapladığımız manyetik moment değerlerinin K-P ve tek-parçacık model (S.P.) değerleriyle ve deneysel manyetik momentleriyle bir karşılaştırılması Şekil 6.2’de verilmiştir. Şekilde verilen QPM ve K-P sonuçları $q=-1$ ve $\kappa=35/A$ için verilmiştir. Burada, bizim QPM sonuçlarımız tam çizgiyle bağlanmış ● sembolü ile, TDA sonuçları kesikli çizgilerle bağlı ○ sembolü ile tek-parçacık model değerleri ise noktalarla bağlanmış □ sembolü ile gösterilmiştir. Deneysel manyetik moment değerleri Tablo 6.1’den alınmıştır ve ▲ sembolü ile gösterilmiştir.

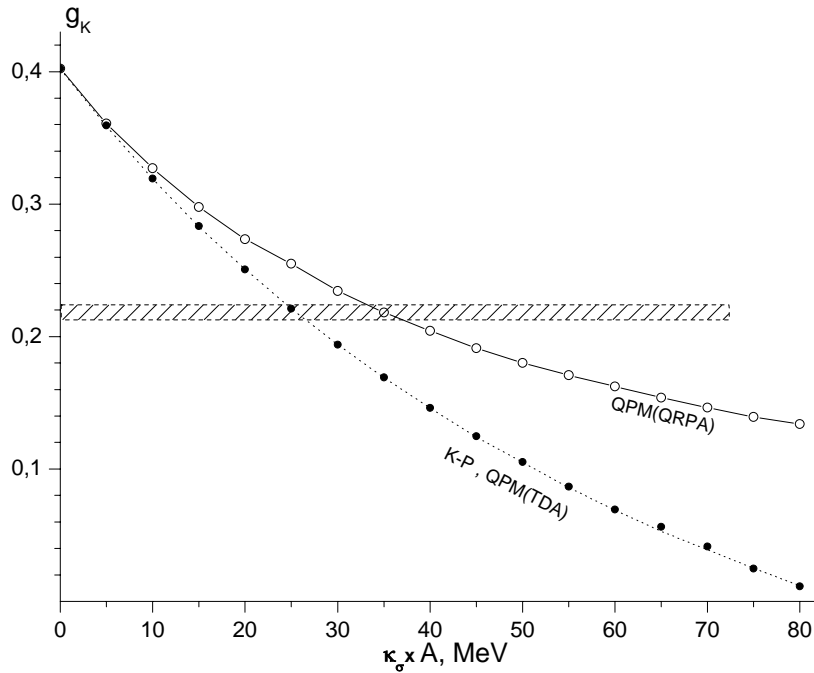


Şekil 6.2. Tek nötronlu $^{165-179}\text{Hf}$ izotoplarının QPM, K-P ve tek-parçacık model çerçevesinde hesaplanan manyetik moment değerlerinin uygun deneysel verilerle karşılaştırılması. QPM sonuçları (●), K-P sonuçları (○), tek-parçacık değerleri (□) ve deneysel veriler ise (▲) sembolü ile gösterilmiştir. Deneysel manyetik moment değerleri Tablo 6.1’den alınmıştır

Şekil 6.2’den görüldüğü gibi, tek-parçacık model ve K-P metodu sonuçlarına göre QPM’de hesaplanan g_K değerleri deneysel değerlerle oldukça uyumludur ve deneyin

gösterdiği eğilimin aynısını göstermektedir. Ayrıca deneysel manyetik momentleri bilinmeyen tek nötronlu $^{165-169}\text{Hf}$ izotoplarının QPM’de teorik olarak hesaplanan değerleri ileride yapılacak deneysel ölçümlere yol göstermesi açısından oldukça önemlidir ve buradan deneysel değerlerin $0,6-0,8 \mu_N$ civarında olabileceği tahmin edilebilir.

Şimdi de QPM çerçevesinde elde edilen g_K faktörlerinin sonuçlarının (TDA ve QRPA) Kuliev-Pyatov metodu sonuçlarıyla bir karşılaştırması Şekil 6.3’te verilmiştir. Şekilde, QPM’in QRPA sonuçları tam çizgiyle bağlanmış (○), TDA sonuçları ise (●) sembolü ile gösterilir. K-P Metodunun değerleri ise kesikli çizgilerle gösterilmiştir.



Şekil 6.3. ^{177}Hf çekirdeği için QPM (TDA, QRPA) ve K-P hesaplamalarının deneysel manyetik momentler ile karşılaştırılması ($q=-1$). QPM-QRPA sonuçları (○), QPM-TDA sonuçları (●) ile, K-P sonuçları da kesikli çizgiyle gösterilmiştir. Deneysel manyetik moment değeri (taralı bölge) Tablo 6.1’den alınmıştır

Şekil 6.3’ten görüldüğü gibi K-P metodunun sonuçlarıyla (I), TDA sonuçları (II) üst üste düşmektedir. Bu kuaziparçacık-fonon etkileşimlerinin TDA metodunda çok kuvvetli olmadığını göstermektedir.

Buraya kadarki yapılanları özetlemek gerekirse bu bölümün ilk kısmında ilk defa QPM çerçevesinde elde edilen analitik ifadeler sunulmuştur. Bu ifadeler kullanılarak tek nötronlu $^{165-179}\text{Hf}$ izotoplarının taban hal manyetik momentleri hesaplanmış ve bu çekirdekler için spin-spin etkileşme parametreleri belirlenmiştir. Teorik ve deneysel g_K değerleri arasında oldukça iyi bir uyum söz konusudur. Burada tek-nötronlu Hf çekirdeklerinde polarizasyon etkilerin sebep olduğu spin-spin etkileşmelerin manyetik momentleri kuvvetli şekilde etkilediği ve spin g_s faktörlerinin renormuna sebep olduğu görülmüştür.

BÖLÜM 7. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Deforme çekirdekler özellikle nadir toprak elementleri, çekirdek yapısının incelenmesinde ve nükleonlar arasındaki nükleon-nükleon etkileşmelerinin belirlenmesinde özel bir yer tutmaktadır. Bu çekirdeklerde yapılan incelemeler uygulanan modellerin başarısı, ortalama alan potansiyellerinin ve nükleon-nükleon etkileşme parametrelerinin fit edilmesi açısından çok önemlidir.

İyi deforme $^{160,162,164}\text{Dy}$ izotoplarının düşük enerjili elektrik ve manyetik dipol uyarılmalarının özellikleri Dönme değişmez ve Öteleme+Galileo değişmez QRPA modelleri [1-3] çerçevesinde araştırılmıştır. Teorik hesaplamalar ve deneysel ölçümler bu çekirdeklerde kütle sayısı arttığında seviyelerin kolektifliğinin arttığını göstermiştir. Hesaplamalar bir kural olarak orbital karakterli durumların B(M1) değerine katkısının 4 MeV'e kadar enerjilerde spin karakterli durumlara göre baskın olduğunu göstermiştir. Bu çekirdeklerde elektrik ve manyetik dipol seviyelerin radyasyon kalınlıklarının toplam radyasyon kalınlığına (Γ_0^{top}) katkıları karşılaştırıldığında 4 MeV'e kadarki enerjilerde deneysel verilere uygun olarak manyetik dipol uyarılmalarının elektrik dipol uyarılmalarından daha baskın olduğu görülmüştür. İncelenen çekirdeklerde 3 MeV enerji civarında (makas mod enerji bölgesinde) M1 gücünün enerji yoğunluğu E1 uyarılmalarından daha fazladır. Tüm incelenen çekirdeklerde düşük enerjili dipol uyarılmalarının çoğunlukla K=1 karakterli olduğu tespit edilmiştir. Spin-titreşim seviyelerinin K=0 dalının toplam dipol kalınlığına katkıları %1'den küçüktür. Ayrıca çift-çift $^{162,164}\text{Dy}$ çekirdeklerinde 3 MeV civarında deneysel olarak gözlenen büyük B(M1)'li birkaç seviyenin varlığı teorik hesaplamalarda da teyit edilmiştir ve sonuçların deneysel verilerle uyum içinde olması invaryant Hamiltoniyenleri kullanan modellerin elektrik dipol ve orbital karakterli Makas mod uyarılmaları için daha güvenilir sonuçlar elde edilmesindeki önemini göstermiştir.

İlk defa çift-çift deforme çekirdeklerin $I^\pi K = 1^+1$ seviyelerinin manyetik momentleri için QRPA çerçevesinde analitik ifadeler elde edilmiştir. İyi deforme $^{160-164}\text{Dy}$ çekirdeklerinin 1^+ uyarılmalarının dönme değişmez olmayan ve dönme değişmez modellerde hesaplanan manyetik moment değerlerine en büyük katkının $B(M1) \geq 1 \mu_N^2$ olan seviyeler için proton sisteminden geldiği görülmüştür.

Kuliev-Pyatov metodu kullanılarak ilk defa Wood-Saxon potansiyeli çerçevesinde tek-A'lı $^{167-179}\text{Lu}$ izotoplarının manyetik momentleri hesaplanmıştır. İncelenen Lu izotoplarının hesaplanan taban-hal manyetik momentlerinin deneysel değerlerle uyum içinde olduğu görülmüş ve A kütle numarasına göre deneysel verilerin minimum değerini nümerik hesaplamalar da teyit etmiştir.

Tek-A'lı deforme çekirdeklerin manyetik momentleri ilk kez QPM çerçevesinde incelenmiş ve analitik ifadeler elde edilmiştir. Bu modelde iyi deforme tek nötronlu $^{165-179}\text{Hf}$ çekirdeklerinin manyetik momentlerinin ve g_K faktörlerinin teorik analizi QPM çerçevesinde elde edilen sonuçların tek-parçacık model ve Kuliev-Pyatov metodunun sonuçlarıyla karşılaştırıldığında deneysel verilerle daha uyumlu olduğu görülmüştür. Teorik hesaplamalar tek çekirdekte manyetik dipol polarizasyon olaylarında spin-spin kuvvetlerinin izovektör kısmının ($q=-1$) daha baskın olduğunu göstermiştir.

Nükleer fizikte kuvvetli etkileşmelerin ve çekirdeklerin yapısal özelliklerinin birçoğunun açıklanabilmesi için yapılan deneysel çalışmalar ve teorik araştırmalar eş zamanlı olarak yürütülmektedir. Buna göre elektrik ve manyetik dipol uyarılmalarının, taban ve uyarılmış seviyelerin manyetik momentlerinin teorik olarak incelenmesi deneyde gözlemlenen seviyelerin yorumlanması ve deforme çekirdeklerin içyapısında var olan etkileşmelerin karakteri hakkında bilgi sahibi olunabilmesi açısından çok önemlidir. Aynı zamanda teorisyenlerin öngördüğü çalışmalar deneysel araştırma gruplarının elde ettiği gözlemlere ışık tutarak deneyin ve teorinin gelişmesini sağlamaktadır. Böylece gelişen teorik fizik kendi bulgularıyla deneysel fizik çalışmalarını tetiklemiş olur. Nükleer fiziğin bugün geldiği nokta bunun açık bir göstergesidir.

Son on yıla kadar hayal gibi görünen fakat şimdilerde teknolojinin hızla gelişmesi ve yeni ölçüm tekniklerinin ortaya çıkmasıyla yarı ömrü pikosaniye mertebesinde olan seviyelerin manyetik momentleri IPAC ve lazer teknolojisi kullanılarak ölçülebilmektedir. Gelecekte bu tür hassas deneylerde deforme çift-çift çekirdeklerin $K^\pi=1^+$ seviyelerinin ve tek A'lı deforme çekirdeklerin izotop zincirlerinin manyetik momentlerinin ölçülmesi nükleer etkileşmelerin ve çekirdek yapısının incelenmesinde kullanılan teorik modellerin güvenilirliğinin tespiti için oldukça önemli olacaktır.

Daha sonraki bir aşamada tek çekirdeklerin atalet momentlerinin ve g_R faktörlerinin bu tez çalışmasında geliştirilmiş QPM çerçevesinde teorik olarak araştırılması önemlidir. Bilindiği gibi dönme g_R faktörler manyetik momentlerin önemli bir karakteristiğidir ve tek kütleli çekirdeklerin manyetik momentlerinin hesaplanmasında kullanıldığından oldukça önemlidir. Bu nedenle böyle bir araştırma, hem deneysel g_R verilerindeki belirsizliklerin azaltılmasında hem de manyetik momentlerin daha doğru bir şekilde hesaplanmasında mühim bir araştırma olacaktır.

KAYNAKLAR

- [1] GABRAKOV, S.I., KULIEV, A.A., PYATOV, N.I., SALAMOV, D.I., SCHUIZ, H., Collective 1^+ -states in double even deformed nuclei, Nucl. Phys. A, 182, pp. 625-633, 1972
- [2] KULIEV, A.A., AKKAYA, R., ILHAN, M., GULIYEV, E., SALAMOV, C., Rotational invariant model of the states with $K^\pi = 1^+$ and their contribution to the scissors mode, Int. J. of Mod. Phys. E; 9, pp. 249-261, 2000
- [3] GULIYEV, E., ERTUĞRAL, F., KULIEV, A.A., Low-lying magnetic dipole strength distribution in the γ -soft even-even $^{130-136}\text{Ba}$, Eur. Phys. Jour. A, 27, pp. 313-320, 2006
- [4] RAGHAVAN, P., Table of Nuclear Moments, Atomic Data and Nuclear Data Tables, 42, pp. 189-291, 1989
- [5] STONE, N. J., Table of nuclear magnetic dipole and electric quadrupole moments, Atomic Data and Nuclear Data Tables, 90, 1, pp. 75-176, 2005
- [6] PIETRALLA, N., Rapid Communication, 2006.
- [7] YAKUT, H., BEKTAŞOĞLU, M., KULIEV, A.A., Magnetic Moments of the $I^\pi K=1^+1$ States even-even Deformed Nuclei, II. Nükleer Yapı Özellikleri Çalıştayı, Eskişehir, Türkiye, 2005
- [8] BEKTAŞOĞLU, M., GULIYEV, E., KULIEV, A.A., YAKUT, H., Calculation of the Magnetic Moments of the $I^\pi = 1^+$ States for the Even-Even Deformed Nuclei, Collective Motion in Nuclei under EXtreme Conditions (COMEX 2); Germany, p67, 2006
- [9] YAKUT, H., KULIEV, A.A., GULIYEV, E., BEKTAŞOĞLU, M., Investigation of the Magnetic Dipole Moments of the $I^\pi K=1^+1$ States in the even-even Deformed Nuclei, 6th International Conference of the Balkan Physical Union- August 22-26, İstanbul, Turkey, p592, 2006
- [10] YAKUT, H., BEKTAŞOĞLU, M., KULIEV, A.A., ERTUĞRAL, F., Magnetic Dipole Moments of the $I^\pi=1^+1$ States of the even-even Deformed Nuclei, In-situ Nuclear Metrology as a tool for Radioecology; Kuşadası, Turkey, p85, 2006

- [11] YAKUT, H., KULIEV, A.A., GULIYEV, E., BEKTAŞOĞLU, M., Investigation of the Magnetic Dipole Moments of the $I^{\pi}K=1^{+}1$ States in the even-even Deformed Nuclei, AIP Conf. Proc., 899, pp. 544, 2007
- [12] YAKUT, H., BEKTAŞOĞLU, M., KULIEV, A.A., Deforme Çift-çift Çekirdeklerde $I^{\pi}K=1^{+}1$ Seviyelerinin Manyetik Momentleri, Anadolu University Journal of Science and Technology, 7, 3, pp. 507-512, 2007
- [13] RICHTER, A., Proceedings of the Int. Conf. on Nuclear Physics, Ed. by P. Blasi and R.A. Ricci, Tipogra_ca Compositori Bologna, Italy 2, pp. 189-217, 1983
- [14] BOHLE, D., RICHTER, A., STEFFEN, W., DIEPERINK, A., LO IUDICE, N., PALUMBO, F., SCHOLTEN, O., New magnetic dipole excitation mode studied in the heavy deformed nucleus ^{156}Gd by inelastic electron scattering, Phys. Lett. B 137, pp. 27-31, 1984
- [15] BERG, U.E.P., BLASING, C., DREXLER, J., HEIL, R.D., KNEISSEL, U., NAATZ, W., RATZEK, R., SCHENNACH, S., STOCK, R., WEBER, T., WICKERT, H., FISCHER, B., HOLLICK, H., KOLLEWE, D., Photoexcitation of low-lying collective states in $^{156,158,160}\text{Gd}$, Phys.Lett. B, 149, pp. 59-63, 1984
- [16] RICHTER, A., Probing the nuclear magnetic dipole response with electrons, photons and hadrons, Progr. Part. Nucl. Phys., 34, pp. 261-284, 1995
- [17] KNEISSEL, U., PITZ, H.H., ZILGES, A., Investigation of nuclear structure by resonance fluorescence scattering, Prog. Part. Nucl. Phys., 37, pp. 349-433, 1996
- [18] KNEISSEL, U., Photoexcitation of low-lying, isovector 1^{+} states in deformed nuclei, Progress in Particle and Nuclear Physics, 24, pp. 41-59, 1990
- [19] WESSELBORG, C., BRENTANO, P. VONZELL, , K.O., HEIL, R.D., PITZ, H.H., BERG, U.E.P., KNEISSEL, U., LINDENSTRUTH, S., SEEMANN, U., STOCK, R., Photoexcitation of dipole modes in $^{160,162,164}\text{Dy}$, Physics Letters B, 207, 1, pp. 22-26, 1988
- [20] JOHNSON, E.L., BAUM, E.M., DIPRETE, D.P., GATENBY, R.A., BELGYA, T., WANG, D., VANHOY, J.R., MCELLISTREM, M.T., YATES, S.W., Lifetime measurements of scissors mode excitations in $^{162,164}\text{Dy}$, Physical Review C, 52,5, pp. 2382-2386, 1995.
- [21] MARGRAF, J., ECKERT, T., RITTNER, M., BAUSKE, I., BECK, O., KNEISSEL, U., MASER, H., PITZ, H.H., SCHILLER, A., BRENTANO, P. VON, FISCHER, R., HERZBERG, R.-D., PIETRALLA, N., ZILGES, A., FRIEDRICHS, H., Systematics of low-lying dipole strengths in odd an deven Dy and Gd isotopes, Phys. Rev. C; 52,5, pp. 2429-2443, 1995

- [22] BEKTAŞOĞLU, M., YAKUT, H., Low-Lying Dipole Strengths in $^{162,164}\text{Dy}$ Nuclei, *Acta Physica Polonica B*, 37, 9, pp. 2705-2712, 2006
- [23] KULIEV, A. A., YILDIRIM, Z., ERTUĞRAL, F. and GULIYEV, E., Effect of Restoring Rotational Invariance Forces on the Rate of β -Decay to Collective Scissors Mode 1^+ -states in ^{170}Yb , The Fifth International Conference ENAM 08 on Exotic Nuclei and Atomic Masses Conference, Poland, pp. 196, 2008.
- [24] YILDIRIM, Z., GULIYEV, E. KULIEV, A.A., ÖZKAN, S., The Beta – Decay Properties of Scissors Mode 1^+ States in ^{164}Er , *American Institute of Physics*, pp. 1072, 2008.
- [25] KULIEV, A.A., GULIYEV, E., GERCEKLIOĞLU, M., The dependence of the scissors mode on the deformation in the $^{140-150}\text{Ce}$ isotopes, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 28, pp. 407-414, 2002
- [26] GULIYEV, E., KULIEV, A.A., VON NEUMANN-COSEL, P., YAVAS, Ö., Magnetic dipole strength distribution and photon interaction cross sections in ^{140}Ce , *Nucl. Phys. A*, 690, pp. 255-258, 2001
- [27] GULIYEV, E., KULIEV, A.A., VON NEUMANN- COSEL, P., RICHTER, A., Nature of the scissors mode in nuclei near shell closure: the tellurium isotope chain, *Phys. Lett. B.*, 532, pp.173-178, 2002
- [28] HEYDE, K., De COSTER, C., Correlation between E2 and M1 transition strength in even-even vibrational, transitional and deformed nuclei, *Phys.Rev. C*, 44, pp. 2262-2266, 1991
- [29] HAMAMOTO, I., MAGNUSSON, C., Deformation dependence of magnetic dipole strength below 4MeV in double even rare earth nuclei, *Phys. Lett. B*, 260, 1-2, pp. 6-10, 1991
- [30] GARRIDO, E., FEDOROV, D.V., JENSEN, A.S., Spin-dependent effective interactions for halo nuclei, *Phys. Rev. C*, 68, pp. 014002-014008, 2003
- [31] SCHMIDT, T., Über die magnetischen Momente der Atomkerne, *Zeitschrift für Physik A*, 106, 5-6, pp. 358-361, 1937.
- [32] NEUGART, R., GEYENS, G., Nuclear Moments, *Lect. Notes Phys.*, 700, pp. 135-189, 2006
- [33] BOCHNACKI, Z., OGAZA, S., Spin polarization effect and the magnetic moments of odd-mass deformed nuclei, *Nuclear Physics*, 69,1, pp. 186-192, 1965
- [34] DE BOER, J., ROGERS, J.D., Concerning the magnetic properties of deformed nuclei in region $153 \leq A \leq 187$, *Physics Letters*, 3, 6, pp. 304-306,

1963

- [35] BOCHNACKI, Z., OGAZA, S., Spin polarization effect on the fast allowed beta transitions between deformed odd-mass nuclei", Nuclear Physics A, 102, 3, pp. 529-533, 1967
- [36] GABRAKOV, S.I., KULIEV, A.A., communication JINR P4-5003 (Dubna, USSR, 1970)
- [37] MIGDAL, A. B., Nuclear magnetic moments, Nuclear Physics, 75, 2, pp. 441-469, 1966
- [38] RAPOPORT, L.P., CHERNYSHEV, A.S., Yad. Fiz., 7, 309, 1968
- [39] BODENSTADT, E., ROGERS, J. D., In Perturbed Angular Correlations, vol. 1, NorthHolland, Amsterdam, 1964
- [40] BLIN-STOYLE, R. J., PERKS, M. A., The Deviations of Nuclear Magnetic Moments from the Schmidt Lines, Proceedings of the Physical Society Section A, 67, pp. 885-894, 1954
- [41] ARIMA, A., HORIE, H., Configuration Mixing and Magnetic Moments of Nuclei, Progress of Theoretical Physics, 11, 4, pp. 509-511, 1954
- [42] ARIMA, A., HORIE, H., Configuration Mixing and Magnetic Moments of Odd Nuclei, Progress of Theoretical Physics, 12, 5, pp. 623-641, 1954
- [43] SOLOVIEV, Phys. Letters, 16, pp. 308, 1965
- [44] BES, D.R., YI-CHUNG, C., Nuclear Physics, 86, pp. 581, 1966
- [45] SOLOVIEV, V.G., VOGEL, P., JUNGCLAUSSEN, Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz., 31, pp. 518, 1967 [Bull. Akad. Sci. USSR, Phys. Ser. 31, 515, 1967]
- [46] SOLOVIEV, V.G., VOGEL, P., Structure of the ground and excited states of odd-mass deformed nuclei in region $153 \leq A \leq 187$, Nuclear Phys. A, 92, pp. 449-474, 1967
- [47] MALOV, L.A., SOLOVIEV, V.G., FEDOTOV, S.I., Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz., 35, pp. 747, 1970 [Bull. Akad. Sci. USSR, Phys. Ser. 35, 686, 1970]
- [48] GAREEV, F.A., IVANOVA, S. P., MALOV, L. A., SOLOVIEV, V.G., Single-particle energies and wave functions for the saxon-woods potential and the levels of odd-A nuclei in the actinide region, Nuclear Phys. A 171, pp. 134-164, 1971
- [49] KOMOV, A. L., MALOV, L. A., SOLOVIEV, V.G., Izv. Akad. Nauk

- SSSR, Ser. Fiz., 35, pp. 1550, 1972 [Bull. Akad. Sci. USSR, Phys. Ser. 35, 1413, 1972]
- [50] CHASMAN, R. R., AHMAD, I., FRIEDMAN, A.M., ERSKINE, J.R., Survey of single-particle states in the mass region $A > 228$, Rev. Mod. Phys., 49, pp. 833-891, 1977
- [51] IMMELE, J. D., STRUBLE, G.L., Self-consistent quasiparticle-phonon coupling for superfluid nuclei, Phys. Rev. C, 15, pp. 1085-1102, 1977
- [52] IMMELE, J. D., STRUBLE, G.L., Self-consistent quasiparticle-phonon coupling calculations for deformed superfluid nuclei in the rare earth region, Phys. Rev. C, 15, pp. 1103-1125, 1977
- [53] KVASIL, J., MIKHAILOV, R., SAFAROV, Ch., CHORIEV, B., J. Phys. B, 28, pp. 843, 1978
- [54] SOLOVIEV, V.G., NESTERENKO, V.O., BASTRUKOV, S. I., Z. Phys. A, 309, pp. 353, 1983
- [55] ARIMA, A., IACHELLO, F., Interacting boson model of collective states I. The vibrational limit, Annals of Physics, 99, 2, pp. 253-317, 1976
- [56] IACHELLO, F., ARIMA, A., The Interaction Boson Model, Cambridge University Press, Cambridge, England, 1986
- [57] CASTEN, R. F., WARNER, D. D., The interacting boson approximation, Rev. Mod. Phys., 60, pp. 389-469, 1988
- [58] IACHELLO, F., SCHOLTEN, O., Interacting Boson-Fermion Model of Collective states in odd-A nuclei, Phys. Rev. Lett., 43, pp. 679-682, 1979
- [59] BIJEKER, R., Ph.D. Thesis, University of Groningen, Netherlands, 1984.
- [60] BIJEKER, R., KOTA, V. K. B., Dynamic symmetries in deformed odd-even nuclei, Phys. Rev. C, 37, pp. 2149-2155, 1988
- [61] LIBERT, J., MEYER, M., QUENTIN, P., Self-consistent description of heavy nuclei. II. Spectroscopic properties of some odd nuclei, Phys. Rev. C, 25, pp. 586, 1982; LIBERT, J., QUENTIN, P., Phys. Rev. C, 25, pp. 571, 1982
- [62] ANSARI, A., Shape transition in Os and Pt isotopes, Phys. Rev. C, 33, pp. 321-329, 1986
- [63] SARRIGUREN, P., GRACA, E., SPRUNG, W. L., GUERRA, E. M., BERDICHEVSKY, D., Electromagnetic form factors of odd-A rotational nuclei, Phys. Rev. C, 40, pp. 1414-1428, 1989

- [64] KULIEV, A.A., PYATOV, N.I., Magnetic Dipole Interactions in Deformed Nuclei, Soviet Journal of Nuclear Physics, 9, 2, pp. 185-189, 1969
- [65] YAKUT, H., KULIEV, A.A, and GULIYEV, E., Calculation of the g_K -factors of the odd-mass deformed $^{173-177}\text{Yb}$ nuclei, Zakopane Conference on Nuclear Physics, September 1-7, p.108, Zakopane, Poland, 2008
- [66] YAKUT, H., KULIEV, A.A, GULIYEV, E., ÖZKAN, S., YILDIRIM, Z., $^{175,177,179}\text{Ta}$ izotoplarının taban-hal manyetik momentleri, TFD 25. Uluslararası Fizik Kongresi, s. 547 , Bodrum, Türkiye, 2008
- [67] YAKUT, H., KULIEV, A.A, and GULIYEV, E., Investigations of the g_K -factors in the $^{175,177,179}\text{Hf}$ isotopes, Nuclear Physics and Astrophysics: From stable beams to exotic nuclei, Cappadocia, Turkey, 2008
- [68] YAKUT, H., KULIEV, A.A, and GULIYEV, E., Investigations of the g_K -factors in the $^{175,177,179}\text{Hf}$ isotopes, AIP Conf. Proc., 1072, pp. 258, 2008
- [69] GULIYEV, E., KULIEV, A.A, YILDIRIM, Z., ÖZKAN, S., YAKUT, H., The ground-state Nilsson quantum numbers of the odd-odd ^{144}Eu nucleus, Balkan Physical Letters, 15, 1, pp 151058, 2009
- [70] YAKUT, H., KULIEV A.A., GULIYEV, E., YILDIRIM, Z., Intrinsic g_K -factors of the $^{167-179}\text{Lu}$ isotopes, Pramana Journal of Physics, 2009 (Yayında)
- [71] RING, P., SCHUCK, P., The nuclear many body problem, Springer-Verlag, Berlin 1980
- [72] NILSSON, S.G., K. Danske Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd., 29, pp.16, 1955
- [73] SOLOVIEV, V.G., Theory of Complex Nuclei, Pergamon Press, New York 1976.
- [74] MORPURGO, G., Inhibition of $M1 \gamma$ Transitions with $\Delta T=0$ in self-conjugate nuclei, Physics Review, 110, pp.721, 1958
- [75] BARDEEN, J., COOPER, L.N., SCHRIFFER, R., Theory of Superconductivity, Phys. Rev., 108, pp. 1175-1204, 1957
- [76] BOHR, A., MOTTELSON, B., Nuclear Structure, vol. 1, Benjamin, New York and Amsterdam, 1969.
- [77] DAVYDOV, A.S., FILIPPOV, G.F., Zh. eksp. teor. Fiz. 35, 440, 1958 (translation, Soviet Phys. JETP 8, 303,1959); Zh. eksp. teor. Fiz. 36, 1467, 1959 (translation, Soviet Phys. JETP 9, 1061, 1959). DAVYDOV, A. S., Izv. AN USSR, phys. ser. 23, 792, 1959).

- [78] GOLDSTONE, J., SALAM, A., WEINBERG, S., Broken Symmetries, Phys. Rev., 127, pp. 965-970, 1962
- [79] YAKUT, H., Deforme Çekirdeklere Spin-Titreşim $I^\pi K=1^+1$ Seviyelerinin İncelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, Sakarya Üniversitesi, 2004.
- [80] BLATT, J. M., WEISSKOPF, V. F., Theoretical Nuclear Physics, Springer, New York, 1979.
- [81] KULIEV, A. A., PYATOV, N.I., States with $K^\pi = 1^+$ and their contribution to the isoscalar E2 resonance, Soviet Journal of Physics, 20, pp. 297-309, 1974
- [82] PRESTON, M., Physics of the Nucleus, Addison-Wesley, Reading, Mass., 1962
- [83] ERTUĞRAL, F., GULİYEV, E., KULİEV, A., YILDIRIM, Z., Fine structure of the dipole excitations of the even-even ^{160}Gd nucleus in the spectroscopic region, Cent. Eur. J. Phys. 7, 4, pp. 731-737, 2009
- [84] GULİYEV, E., KULİEV, A.A., ERTUĞRAL, F., Low-lying magnetic and electric dipole strength distribution in the Hf-176 nucleus, European Physical Journal A, 39, 3, pp. 323-333, 2009
- [85] GULİYEV, E., KULİEV, A.A., ERTUĞRAL, F., Low-lying dipole excitations in the deformed even-even isotopes $^{154-160}\text{Gd}$, Acta Physica Polonica B, 40, 3, pp. 653-656, 2009
- [86] PRIOR O., BOEHM, F., NILSS S.G., Collective gyromagnetic ratios of deformed nuclei, Nuclear Physics A, 110, pp. 257-272, 1968
- [87] PYATOV, N.I., SALAMOV, D.I., Conservation Laws and Collective Excitations in Nuclei, Nukleonika, 22, pp. 127-140, 1977
- [88] ERTUĞRAL, F., GULİYEV, E., KULİEV, A.A., Effect transitional invariance in the giant electric dipole resonance in ^{154}Sm , 23rd International Physics Congress-Muğla, pp.312, 2005
- [89] ERTUĞRAL, F., GULİYEV, E., KULİEV, A.A., Effect transitional invariance in low-lying electric dipole excitations in ^{236}U and ^{238}U , 23rd International Physics Congress Muğla, pp.313, 2005
- [90] ERTUĞRAL, F., GULİYEV, E., KULİEV, A.A., AKKAYA, R., ^{154}Sm deforme çekirdekte elektrik ve manyetik dipol titreşimleri, IX. Ulusal Nükleer Bilimler ve Teknolojileri Kongresi-İzmir, pp.51, 2005
- [91] PITZ, H.H., BERG, U.E.P., HEIL, R.D., KNEISSL, U., STOCK, R., WESSELBORG, C., VON BRENTANO, P., Systematic study of low-lying dipole excitations in $^{156,158,160}\text{Gd}$ by photon scattering, Nucl.Phys. A, 492,

pp. 411-425, 1989

- [92] GULİYEV, E., Kollektif Çekirdek Uyarılmaları ve SEL γ -Çekirdek Çarpıştırıcıları ile Nükleer Spektroskopi, Doktora Tezi, Ankara Üniversitesi, 2002; ERTUĞRAL, F., Deforme Çekirdeklerde Kuadropol Momentlerinin ve Dipol Titreşimlerinin Araştırılması, Doktora Tezi, Sakarya Üniversitesi, 2006
- [93] DUDEK, J., NAZAREWICZ, W., FAESSLER, A., Theoretical analysis of the single-particle states in the secondary minima of fissioning nuclei, Nucl. Phys. A, 412, pp. 61-91, 1984
- [94] RAMAN, S., NESTOR, C.W., JR., and TIKKANEN P., Transition Probability From the Ground to the First-Excited 2^+ state of even-even Nuclides, Atomic Data and Nuclear Data Tables, 78, pp. 1-128, 2001
- [95] BOHR, A., MOTTELSON, B., Nuclear Structure, W.A. Benjamin, v.2, NewYork, 1975.
- [96] MÖLLER, P., NIX, J. R., Nuclear pairing models, Nuclear Physics A, 536,1, pp. 20-60, 1992; MÖLLER, P., NIX, J. R., MYERS, W. D., SWIATECKI W.J., Nuclear Ground-State Masses and Deformations, Atomic Data and Nuclear Data Tables, 59, 2, pp. 185-381, 1995
- [97] CASTEL, B., TOWNER, I.S., Modern Theories of Nuclear Moments, Clarendon Press. Oxford, 1990
- [98] GEORG, U. et. al., Laser Spectroscopy Investigation of the Nuclear Moments and Radii of Lutetium Isotopes, European Phys. J. A, 3, pp. 225-235, 1998
- [99] KÖNIG, C. et al., Measurements of nuclear magnetic moments and electric quadrupole moments of Lu isotopes, Physical Rev. C 54; pp. 1027-1037, 1996
- [100] EKSTRÖM, C., Hyperfine Structure of ^{175}Lu and Nuclear Electromagnetic Moments of the Lutetium Isotopes $^{161-181}\text{Lu}$, Physica Scripta, 13, pp. 217-224, 1976
- [101] KRANE K.S., et al., Gamma-ray angular distributions in the decays of polarized $^{171,172}\text{Lu}$, Phys. Rev. C, 13, pp. 1295-1311, 1976
- [102] BOEHM F., GOLDRING, G., HAGEMANN, G.B., SYMONDS, G.D., TVETER, A., A determination of the gyromagnetic ratios of some odd-A deformed nuclei from branching ratio measurements, Phys. Lett., 22, 5, 627-629, 1966
- [103] YEANDLE, G. et al., Nuclear moments and charge radii of the ^{171}Hf ground state and isomer, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 26, pp. 839-847, 2000

- [104] JIN, W. et al., Nuclear moments and charge radius of ^{175}Hf from optical measurement of hyperfine structure, *Physical Review C*, 55, pp. 1545-1547, 1997
- [105] BUTTGENBACH, S. et al., Ground-state hyperfine structure and nuclear magnetic dipole moments of ^{175}Hf and ^{177}Hf , *Zeitschrift für Physik A*, 260, 2, pp. 157-164, 1973

EKLER

EK A. Wigner $D_{MK}^I(\theta)$ fonksiyonunun özellikleri

Dönme fonksiyonlarının (D_{MK}^I) özellikleri iyi bilinir. Aşağıdaki bağıntılar geçerlidir.

$$\begin{aligned} I^2 D_{MK}^J &= J(J+1) D_{MK}^J \\ J_z D_{MK}^J &= M D_{MK}^J \text{ (Lab.Sist.)} \\ J_{z'} D_{MK}^J &= K D_{MK}^J \text{ (Çek.Bağ.)} \\ J_{\pm} D_{MK}^J &= [(J \pm K)(J \mp K + 1)]^{1/2} D_{M, K \mp 1}^J \quad ; J_{\pm} = J_{x'} \pm i J_{y'} \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

$$\begin{aligned} (D_{MK}^I, D_{M'K'}^{I'}) &= \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} D_{MK}^{*I}, D_{M'K'}^{I'} \sin \beta d\beta d\alpha d\gamma = \frac{8\pi^2}{2I+1} \delta_{II'} \delta_{MM'} \delta_{KK'} \\ (D_{MK}^I, D_{n_1 k_1}^{I_1} D_{n_2 k_2}^{I_2}) &= \frac{8\pi^2}{2I+1} (I_1 I_2 m_1 m_2 | IM) (I_1 I_2 k_1 k_2 | IK) \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

(A.2) ifadesindeki Clebsh-Gordan Katsayıları aşağıdaki özelliklere sahiptir;

$$\begin{aligned} (I_1 I_2 m_1 m_2 | IM) &= (-1)^{I_1+I_2-I} (I_2 I_1 m_2 m_1 | IM) \\ (I_1 I_2 m_1 m_2 | IM) &= (-1)^{I_1+I_2-I} (I_1 I_2, -m_1, -m_2 | I, -M) \\ (I_1 I_2 m_1 m_2 | IM) &= \frac{M}{\sqrt{I(I+1)}} \quad (m_2 = 0, I = I_1 \text{ old.da}) \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

EK B. Deforme Çekirdeklerde $I^{\pi}K=1^{+1}$ Seviyelerinin Manyetik Momentlerinin Analitik İfadesinin İspatı

Çift-çift çekirdeklerin dalga fonksiyonu aşağıdaki gibidir:

$$|\Psi_{MK}^i\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} (D_{MK}^I Q_{i,K}^+ + (-1)^{I+1} D_{M-K}^I Q_{i,-K}^+) |\Psi_0\rangle \quad (B.1)$$

ifadesinin ilk terimini ele alıp aşağıdaki gibi seçeceğiz.

$$\Psi_{MK}^I = \sqrt{\frac{2I+1}{8\pi^2}} \{D_{MK}^I Q_{i,K}^+\} \quad (B.2)$$

(B.2) dalga fonksiyonu kullanılarak μ_z 'in ortalama değeri alınırsa,

$$\mu_K = \langle \Psi_{MK}^i | \mu_z | \Psi_{MK}^i \rangle$$

$$\mu_K = \frac{2I+1}{8\pi^2} \langle D_{MK}^I Q_{i,K}^+ \Psi_0 | \left(\sum_{\tau} D_{M0}^I [(g_s^{\tau} - g_{\ell}^{\tau}) S_z^{\tau} + g_{\ell}^{\tau} J_z^{\tau}] \right) | D_{MK}^I Q_{i,K}^+ \Psi_0 \rangle \quad (B.3)$$

Şimdi burada manyetik moment operatörünün spin kısmının ortalama değeri bulursun:

$$\begin{aligned} \langle \Psi_{MK_{qq'}} | D_{M0}^I g_s^{\tau} \bar{S}^{\tau} | \Psi_{MK_{ff'}} \rangle &= g_s^{\tau} \frac{2I+1}{16\pi^2} \sum_{\substack{qq' \\ ff'}} \langle \Psi_{qq'} D_{MK_{qq'}}^I \alpha_{\bar{q}}^+ \alpha_{q'}^+ | D_{M0}^I \bar{S}^{\tau} | \Psi_{ff'} D_{MK_{ff'}}^I \alpha_{\bar{f}}^+ \alpha_{f'}^+ \rangle \\ &= g_s^{\tau} \frac{2I+1}{16\pi^2} \sum_{\substack{qq' \\ ff'}} \Psi_{qq'} \Psi_{ff'} \langle D_{MK_{qq'}}^I | D_{M0}^I | D_{MK_{ff'}}^I \rangle \langle 0 | \alpha_{q'} \alpha_{\bar{q}} \bar{S}^{\tau} \alpha_{\bar{f}}^+ \alpha_{f'}^+ | 0 \rangle \end{aligned}$$

$$\langle \Psi_{MK_{qq'}}^I | D_{M0}^I S_z^{\tau} | \Psi_{MK_{ff'}}^I \rangle = \frac{2I+1}{8\pi^2} \sum_{\substack{qq' \\ ff'}} \langle D_{MK_{qq'}}^I Q_{i,K}^+ | D_{M0}^I S_z^{\tau} | D_{MK_{ff'}}^I Q_{i,K}^+ \rangle \quad (B.4)$$

Bu ifadede

$$S_{\tau} = \frac{1}{2} \sum_{ss'} \sigma_{ss'}^{(z)} M_{ss'} (D_{ss'}^+ + D_{ss'}) + \sum_{ss'} \sigma_{ss'}^{(z)} L_{ss'} \mathbf{g}_{ss'} (Q_j^+ + Q_j) \quad (\text{B.5})$$

olduğunu biliyoruz. Buradan

$$\langle \Psi_{MK_{qq'}}^I | D_{M0}^1 S_z^\tau | \Psi_{MK_{ff'}}^I \rangle = \frac{2I+1}{8\pi^2} \sum_{\substack{qq' \\ ff'}} \langle D_{MK_{qq'}}^I | D_{M0}^1 | D_{MK_{qq'}}^I \rangle \langle Q_{i,K}^+ | S_z^\tau | Q_{i,K}^+ \rangle \quad (\text{B.6})$$

ifadesinde (B.5)'ün sadece ilk terimi etkili olacaktır. Diğer terimin bir katkısı olmayacaktır. Fonon üretme operatörünün

$$Q_i^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss',\tau} (\psi_{ss'}^i C_{\bar{s}s'}^+ - \phi_{ss'}^i C_{s\bar{s}'}^+) \quad (\text{B.7})$$

ifadesi kullanılacaktır. Aşağıdaki komütasyon bağıntısının sonucu bulunmalıdır.

$$\langle Q_{i,K}^+ | S_z^\tau | Q_{i,K}^+ \rangle = \langle 0 | Q_i S_z^\tau Q_i^+ | 0 \rangle = \langle 0 | [Q_i, [S_z^\tau Q_i^+]] | 0 \rangle \quad (\text{B.8})$$

Buradan

$$\langle 0 | [Q_i, [S_z^\tau Q_i^+]] | 0 \rangle = \frac{1}{4} \sum_{ss'} \sigma_{ss'} M_{ss'} (\langle 0 | [Q_i, [D_{ss'}^+, Q_i^+]] | 0 \rangle + \langle 0 | [Q_i, [D_{ss'}, Q_i^+]] | 0 \rangle) \quad (\text{B.9})$$

elde edilir. (B.7) operatörü (B.9)'de kullanılırsa ve aşağıdaki ifade elde edilir:

$$\langle 0 | [Q_i, [S_z^\tau Q_i^+]] | 0 \rangle = \frac{1}{2} \sum_{ss'} \sigma_{ss'} M_{ss'} \sum_{\substack{q \\ q \neq s, s'}} (\psi_{qs} \psi_{qs'} - \phi_{qs} \phi_{qs'}) \quad (\text{B.10})$$

Bu ifade (B.6) ifadesinde yerine yazılırsa,

$$\langle \Psi_{MK_{qq'}}^I | D_{M0}^1 S_z^\tau | \Psi_{MK_{ff'}}^I \rangle = \frac{2I+1}{8\pi^2} \langle D_{MK}^I | D_{M0}^1 | D_{MK}^I \rangle \sum_{ss'} \sigma_{ss'} M_{ss'} \sum_{\substack{q \\ q \neq s, s'}} (\psi_{qs} \psi_{qs'} - \phi_{qs} \phi_{qs'}) \quad (B.11)$$

Bu ifadedeki Wigner fonksiyonunun Ek A'daki özelliklerinden yararlanılarak

$$\begin{aligned} \langle D_{MK}^I | D_{M0}^1 | D_{MK}^I \rangle &= \frac{8\pi^2}{2I+1} (1 \ I \ 0 \ M | I \ M) (1 \ I \ 0 \ K | I \ K) \\ " &= \frac{8\pi^2}{2I+1} \left(\frac{-M}{\sqrt{I(I+1)}} \right) \left(\frac{-K}{\sqrt{I(I+1)}} \right) \\ " &= \frac{8\pi^2}{2I+1} \left(\frac{M.K}{I(I+1)} \right) \end{aligned} \quad (B.12)$$

elde edilir. (B.12) sonucu (B.11)'da yerine yazılırsa

$$\langle \Psi_{MK_{qq'}}^I | D_{M0}^1 S_z^\tau | \Psi_{MK_{ff'}}^I \rangle = \frac{M.K}{I(I+1)} \sum_{ss'} \sigma_{ss'} M_{ss'} \sum_{\substack{q \\ q \neq s, s'}} (\psi_{qs} \psi_{qs'} - \phi_{qs} \phi_{qs'}) \quad (B.13)$$

elde edilir. Araştırılan $I^\pi K=1^+$ uyarılmaları için $M=K$ durumunda (B.13) ifadesi aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\langle \Psi_{MK_{qq'}}^I | D_{M0}^1 S_z^\tau | \Psi_{MK_{ff'}}^I \rangle = \frac{1}{2} \sum_{ss'} \sigma_{ss'} M_{ss'} \sum_{\substack{q \\ q \neq s, s'}} (\psi_{qs} \psi_{qs'} - \phi_{qs} \phi_{qs'}) \quad (B.14)$$

Son olarak (B.14) eşitliği (B.3) ifadesinde yerine yazılırsa $K^\pi=1^+$ seviyelerinin manyetik momentleri için aşağıdaki ifade alınır:

$$\mu_{K=1} = \sum_{\substack{ss' \\ q\tau}} \mu_{ss'}^\tau M_{ss'} (\psi_{qs}^\tau \psi_{qs'}^\tau - \phi_{qs}^\tau \phi_{qs'}^\tau). \quad (B.15)$$

EK C. QPM çerçevesinde tek-N’li çekirdeklerin aşağıdaki efektif spin g_s faktör bağıntısının ispatı:

$$g_s^{\text{eff}} = \left\{ 1 - 2N_K^2 \sum_i \frac{\kappa R_q^i(n) R_n^i}{(\varepsilon_K + \omega_i - \eta_K)} \right\} - \frac{(g_s^p - 1)}{g_s^n} 2N_K^2 \sum_i \frac{\kappa R_q^i(n) R_p^i}{(\varepsilon_K + \omega_i - \eta_K)}$$

Tek-N’lu sistem için dalga fonksiyonu aşağıdaki gibi alınır:

$$\varphi_K = \left\{ N_K \alpha_K^+ + \sum_{i,v} G_i^{Kv} \alpha_{K_v}^+ Q_i^+ \right\} \psi_0 \quad (\text{C.1})$$

Sistemin spininin parçacıkların spinleri toplamına eşit olduğu varsayılır.

$$S = \sum_{i,\tau} s_i(\tau) \quad (\text{C.2})$$

Şimdi çekirdeğin simetri ekseninde spinin üçüncü izdüşümünün (z bileşeni) ortalama değerini hesaplayacağız. Tek N’lu çekirdekler için (C.1) dalga fonksiyonu kullanılarak spin operatörünün ortalama değerini bulalım. (Not: Burada dalga fonksiyonumuzda $K=v$ olarak alınacaktır.)

$$\begin{aligned} \langle \varphi_K^+ \hat{S}_z \varphi_K \rangle &= N_K^2 \langle \alpha_K \hat{S}_z \alpha_K^+ \rangle + \sum_{i,v} R_i^2 \langle Q_i \alpha_{K_v} \hat{S}_z \alpha_{K_v}^+ Q_i^+ \rangle + \\ &+ N_K \sum_{i,v} R_i \left(\langle \alpha_K \hat{S}_z \alpha_{K_v}^+ Q_i^+ \rangle + \langle Q_i \alpha_{K_v} \hat{S}_z \alpha_K^+ \rangle \right) ; \hat{S}_z = s_n + s_p \end{aligned} \quad (\text{C.3})$$

$$\begin{aligned} \langle \varphi_K^+ \hat{S}_n \varphi_K \rangle &= N_K^2 \underbrace{\langle \alpha_K \hat{S}_n \alpha_K^+ \rangle}_A + \sum_{i,v} R_i^2 \underbrace{\langle Q_i \alpha_K \hat{S}_n \alpha_K^+ Q_i^+ \rangle}_B + \\ &+ N_K \sum_{i,v} R_i \left(\underbrace{\langle \alpha_K \hat{S}_n \alpha_{K_v}^+ Q_i^+ \rangle}_C + \underbrace{\langle Q_i \alpha_{K_v} \hat{S}_n \alpha_K^+ \rangle}_D \right) \end{aligned} \quad (\text{C.4})$$

Burada spin operatörünün kuaziparçacık tasvirindeki ifadesi

$$\sigma_\mu(\tau) = -\sum_{ss'} \sigma_{ss'}^{(\mu)} M_{ss'} D_{ss'}(\tau) - \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss'} \sigma_{ss'}^{(\mu)} L_{ss'} [C_{ss'}^+(\tau) + C_{ss'}(\tau)] ; S_\mu = \frac{\sigma_\mu}{2} \quad (\text{C.5})$$

ile verilir. Bu ifade kullanılarak (C.4)'deki A, B, C ve beklenen değerleri hesaplanırsa

$$A = \langle \alpha_K \hat{S}_n \alpha_K^+ \rangle = -\sum_{ss'} \frac{\sigma_{ss'}}{2} M_{ss'} \langle \alpha_K D_{ss'} \alpha_K^+ \rangle - \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss'} \frac{\sigma_{ss'}}{2} L_{ss'} \langle \alpha_K (C_{ss'}^+ + C_{ss'}) \alpha_K^+ \rangle$$

$$A = -\frac{1}{2} \sum_{ss'} \sigma_{ss'} M_{ss'} \langle \alpha_K D_{ss'} \alpha_K^+ \rangle = \frac{1}{2} \sum_{ss'} \sigma_{ss'} M_{ss'} \delta_{Ks} \delta_{Ks'} = \frac{1}{2} \sigma_{KK} M_{KK}$$

$$B = \langle Q_i \alpha_K \hat{S}_n \alpha_K^+ Q_i^+ \rangle = -\sum_{ss'} \frac{\sigma_{ss'}}{2} M_{ss'} \langle Q_i \alpha_K D_{ss'} \alpha_K^+ Q_i^+ \rangle - \sum_{ss'} \frac{\sigma_{ss'}}{2} L_{ss'} g_{ss'} \langle Q_i \alpha_K (Q_j^+ + Q_j) \alpha_K^+ Q_i^+ \rangle$$

$$B = -\sum_{ss'} \frac{\sigma_{ss'}}{2} M_{ss'} \langle Q_i \alpha_K D_{ss'} \alpha_K^+ Q_i^+ \rangle = \frac{1}{2} \sum_{ss'} \sigma_{ss'} M_{ss'} \delta_{Ks} \delta_{Ks'} \delta_{ii} = \frac{1}{2} \sigma_{KK} M_{KK}$$

$$C = \langle \alpha_K \hat{S}_n \alpha_K^+ Q_i^+ \rangle = -\sum_{ss'} \frac{\sigma_{ss'}}{2} M_{ss'} \langle \alpha_K D_{ss'} \alpha_K^+ Q_i^+ \rangle - \sum_{ss'} \frac{\sigma_{ss'}}{2} L_{ss'} g_{ss'} \langle \alpha_K (Q_j^+ + Q_j) \alpha_K^+ Q_i^+ \rangle$$

$$C = -\sum_{ss'} \frac{\sigma_{ss'}}{2} L_{ss'} g_{ss'} \langle \alpha_K Q_j \alpha_K^+ Q_i^+ \rangle = -\frac{1}{2} \sum_{ss'} \sigma_{ss'} L_{ss'} g_{ss'} \delta_{KK} \delta_{ij}^n = -\frac{1}{2} R_n^i$$

$$D = \langle Q_i \alpha_K \hat{S}_n \alpha_K^+ \rangle = -\frac{1}{2} R_n^i$$

elde edilir. Bu ifadeler (C.4)'de yerlerine yazılırsa

$$\begin{aligned} \langle \varphi_K^+ \hat{S}_n \varphi_K \rangle &= N_K^2 \frac{\sigma_{KK}}{2} + \sum_{i,v} G_i^2 \frac{\sigma_{KK}}{2} - N_K \sum_{i,v} G_i \left(\frac{R_n^i}{2} + \frac{R_n^i}{2} \right) \\ &= \left(N_K^2 + \sum_{i,v} G_i^2 \right) \frac{\sigma_{KK}}{2} - N_K \sum_{i,v} G_i R_n^i \end{aligned} \quad (C.6)$$

bulunur. Burada $G_i = \left(\frac{\chi \sigma_{KK} M_{KK} R_q^i(n)}{(\epsilon_K + \omega_i - \eta_K)} \right) N_K$ ve $R_q^i(n) = R_n^i + qR_p^i$ olmak üzere

(C.6) ifadesinde kullanılırsa

$$\langle \varphi_K^+ \hat{S}_n \varphi_K \rangle = \frac{\sigma_{KK}}{2} \left\{ 1 - 2N_K^2 \sum_i \frac{\chi M_{KK} R_q^i(n) R_n^i}{(\epsilon_K + \omega_i - \eta_K)} \right\} \quad (C.7)$$

sonucu alınır. Benzer işlemler S_p 'nin beklenen değeri için yapılırsa

$$\langle \varphi_K^+ \hat{S}_p \varphi_K \rangle = -N_K^2 \sum_i \frac{\chi \sigma_{KK} M_{KK} R_q^i(n) R_p^i}{(\varepsilon_K + \omega_i - \eta_K)} \quad (C.8)$$

ifadesi bulunur. (C.7) ve (C.8) ifadeleri (C.3)'te yerine yazılırsa;

$$\langle \varphi_K | \hat{S}_z | \varphi_K \rangle = \frac{\sigma_{KK}}{2} \left\{ 1 - 2N_K^2(\tau) \sum_i \frac{\kappa R_q^i(\tau, \tau')(R_n^i + R_p^i)}{(\varepsilon_K(\tau) + \omega_i(\tau) - \eta_K(\tau))} \right\} \quad (C.9)$$

elde edilir. Tek deforme çekirdeklerin jromanyetik faktörlerinin hesaplamalarında, alışılmış(geleneksel) Nilsson formülü kullanılır. ($K > 1/2$)

$$K g_K = \frac{1}{2} (g_s^\tau - g_\ell^\tau) \sigma_{KK}^{(0)} + g_\ell^\tau K \quad (C.10)$$

burada $\sigma_{KK}^{(0)}$, Nilsson fonksiyonlarında σ_z operatörünün köşgensel matris elemanlarıdır. Şimdiye kadar yapılan sayısal hesaplamalar göstermiştir ki bu formülde nükleonların serbest g_s^{free} faktörü yerine efektif spin g_s faktörün ($g_\tau^{eff} \approx 0.6g_\tau^s$) kullanılmasıyla deneysel data oldukça iyi şekilde açıklanır. Bu efektif spin g_s faktör değeri tek kütleli çekirdekte tek nükleonun çift-çift korun polarizasyonuna sebep olmasından ileri gelir.

Bilindiği gibi manyetik moment operatörü spin ve orbital kısmı olmak üzere iki kısımdan oluşur.

$$\begin{aligned} \mu = g_K K = g_s^\tau S_\tau - g_\ell^\tau \ell_\tau &= (g_s^\tau - g_\ell^\tau) S_\tau - g_\ell^\tau J_\tau = (g_s^n - g_\ell^n) S_n - g_\ell^n J_n + \\ &+ (g_s^p - g_\ell^p) S_p - g_\ell^p J_p = g_s^n S_n + (g_s^p - g_\ell^p) S_p - g_\ell^p J_p \end{aligned} \quad (C.11)$$

$$\mu = \frac{g_s^n}{2} \sigma_n + \frac{(g_s^p - g_\ell^p)}{2} \sigma_p - g_\ell^p J_p \quad (C12)$$

Manyetik moment operatörünün z bileşeninin ortalama (beklenen) değeri, (C.1) dalga fonksiyonu ($K > 1/2$) kullanılarak alınır. Tek-N'lu çekirdekler için manyetik moment ifadesi elde edilmiş olur.

$$\mu = \langle \phi_K^* \mu_z \phi_K \rangle = \frac{g_s^n}{2} \langle \phi_K^* \sigma_n \phi_K \rangle + \frac{(g_s^p - g_\ell^p)}{2} \langle \phi_K^* \sigma_p \phi_K \rangle - g_\ell^p \langle \phi_K^* J_p \phi_K \rangle \quad (C.13)$$

(C.13) ifadesindeki S_n ve S_p spin operatörlerinin z bileşenleri için beklenen değerleri hesaplamıştık ve alınan ifadeler (C.7) ve (C.8)'te verilmişti. Bu ifadeleri (C.13)'de yerlerine yazarsak,

$$\mu = \left\{ g_s^n \left(1 - 2N_K^2 \sum_i \frac{\chi M_{KK} R_q^i(n) R_n^i}{(\epsilon_K + \omega_i - \eta_K)} \right) - (g_s^p - g_\ell^p) 2N_K^2 \sum_i \frac{\chi M_{KK} R_q^i(n) R_p^i}{(\epsilon_K + \omega_i - \eta_K)} \right\} \frac{\sigma_{KK}}{2} \quad (C.14)$$

elde edilir. (C.14) ifadesi ile (C.10) ifadesi karşılaştırıldığında (C.14)'deki köşeli parantezin içerisindeki ifadenin efektif spin g_s faktör olduğu bulunur. Buradan efektif spin faktörler için aşağıdaki ifade elde edilir:

$$g_s^{\text{eff}} g_s^n = g_s^n \left\{ 1 - 2N_K^2 \sum_i \frac{\kappa R_q^i(n) R_n^i}{(\epsilon_K + \omega_i - \eta_K)} \right\} - (g_s^p - g_\ell^p) 2N_K^2 \sum_i \frac{\kappa R_q^i(n) R_p^i}{(\epsilon_K + \omega_i - \eta_K)} \quad (C.15)$$

Daha genel bir şekilde ifade edersek tek N'li çekirdekler için efektif spin gyromanyetik oran ifadesi

$$g_s^{\text{eff}} = \left\{ 1 - 2N_K^2 \sum_i \frac{\kappa R_q^i(n) R_n^i}{(\epsilon_K + \omega_i - \eta_K)} \right\} - \frac{(g_s^p - 1)}{g_s^n} 2N_K^2 \sum_i \frac{\kappa R_q^i(n) R_p^i}{(\epsilon_K + \omega_i - \eta_K)} \quad (C.16)$$

olarak elde edilir.

ÖZGEÇMİŞ

Hakan YAKUT, 24.07.1979 da Sakarya' da doğdu. İlkokulu Eser İlkokulu'nda, orta ve lise eğitimini Ali Dilmen Lisesi'nde tamamladı. 1997 yılında Sakarya Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'ne girdi ve 2001 yılında mezun oldu. 2001-2004 yılları arasında Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Enstitü Anabilim Dalı'nda yüksek lisans öğrenimini tamamladı. 2001-2004 yılları arasında Dernekkırı İlköğretim Okulu'nda ücretli Fen Bilgisi öğretmeni olarak ve SAÜ Vakfı Özel Lisesi'nde Fizik öğretmeni olarak çalıştı. 2004 yılının başında SAÜ Fen-Edebiyat Fakültesi'nde araştırma görevlisi olarak çalışmaya başladı. Aynı yıl içinde Fizik Enstitü Anabilim Dalı'nda doktora eğitimine başladı. Halen Fizik Bölümü'nde araştırma görevlisi olarak görev yapmakta ve doktora öğrenimine devam etmektedir.