

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

^{151,153,155}Sm ÇEKİRDEKLERİNDE DÜŞÜK ENERJİLİ
ELEKTROMANYETİK DİPOL MODLARIN TEORİK OLARAK
ARAŞTIRILMASI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Yasemin KARADEMİRCİ KÖMÜRCÜ

Fizik Anabilim Dalı

HAZİRAN 2023

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

^{151,153,155}Sm ÇEKİRDEKLERİNDE DÜŞÜK ENERJİLİ
ELEKTROMANYETİK DİPOL MODLARIN TEORİK OLARAK
ARAŞTIRILMASI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Yasemin KARADEMİRCİ KÖMÜRCÜ

Fizik Anabilim Dalı

Tez Danışmanı: Doç. Dr. Emre TABAR

HAZİRAN 2023

Yasemin KARADEMİRCİ KÖMÜRCÜ tarafından hazırlanan “151,153,155Sm ÇEKİRDEKLERİNDE DÜŞÜK ENERJİLİ ELEKTROMANYETİK DİPOL MODLARIN TEORİK OLARAK ARAŞTIRILMASI” adlı tez çalışması 05.06.2023 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oy birliği/oy çokluğu ile Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Tez Jürisi

Jüri Başkanı : **Prof. Dr. Hakan YAKUT**
Sakarya Üniversitesi

Jüri Üyesi : **Doç. Dr. Emre TABAR (Danışman)**
Sakarya Üniversitesi

Jüri Üyesi : **Prof. Dr. Betül USTA**
Sakarya Uygulamalı Bilimler Üniversitesi

ETİK İLKE VE KURALLARA UYGUNLUK BEYANNAMESİ

Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Lisansüstü Eğitim-Öğretim Yönetmeliğine ve Yükseköğretim Kurumları Bilimsel Araştırma ve Yayın Etiği Yönergesine uygun olarak hazırlamış olduğum “^{151,153,155}Sm ÇEKİRDEKLERİNDE DÜŞÜK ENERJİLİ ELEKTROMANYETİK DİPOL MODLARIN TEORİK OLARAK ARAŞTIRILMASI” başlıklı tezin bana ait, özgün bir çalışma olduğunu; çalışmamın tüm aşamalarında yukarıda belirtilen yönetmelik ve yönergeye uygun davrandığımı, tezin içerdiği yenilik ve sonuçları başka bir yerden almadığımı, tezde kullandığım eserleri usulüne göre kaynak olarak gösterdiğimi, bu tezi başka bir bilim kuruluna akademik amaç ve unvan almak amacıyla vermediğimi ve 20.04.2016 tarihli Resmi Gazete’de yayımlanan Lisansüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmeliğinin 9/2 ve 22/2 maddeleri gereğince Sakarya Üniversitesi’nin abonesi olduğu intihal yazılım programı kullanılarak Enstitü tarafından belirlenmiş ölçütlere uygun rapor alındığını, çalışmamla ilgili yaptığım bu beyana aykırı bir durumun ortaya çıkması halinde doğabilecek her türlü hukuki sorumluluğu kabul ettiğimi beyan ederim.

(05/06/2023)

Yasemin KARADEMİRCİ KÖMÜRCÜ

Coşkun&Sultan KARADEMİRÇİ'ye

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans eğitiminin son yılında önceden yaşamış olduğum başarısızlık öyküme rağmen değerli bilgi ve deneyimlerinden yararlanmama fırsat veren, bilgi ve desteğini paylaşmakla kalmayıp beni tekrar cesaretlendiren, araştırmanın planlanmasından yazılmasına kadar tüm aşamalarında teşvik eden, hayata olumlu bakış açısı ile pes etmeden yola devam etmemi sağlayan değerli danışman hocam Doç. Dr. Emre TABAR'a teşekkür ederim.

Çalışmam boyunca bana her konuda yardımcı olan, her türlü konuda desteğini, bilgi ve tecrübesini benden esirgemeyen, kendisinden çok şey öğrendiğim geleceğin akademisyenleri arasında yer alacağına gönülden inandığım değerli hocam Gamze HOŞGÖR'e teşekkür ederim.

Hayatımın her alanında desteklerini her daim hissettiğim, varlıklarıyla güç veren, bana koşulsuz güvenen başta babam Coşkun KARADEMİRCİ, annem Sultan KARADEMİRCİ ve eşim Fatih KÖMÜRCÜ'ye teşekkür ederim.

Son olarak hayatımın boyunca tüm kahrımı çekerek bana büyük destek veren, varlıklarına şükrettiğim kız kardeşlerim Hetike KARADEMİRCİ KURŐUNLU ve E. Mine KARADEMİRCİ GİRGİN'e teşekkür ederim.

Ayrıca bu çalışmanın maddi açıdan desteklenmesine olanak sağlayan Sakarya Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri (BAP) Komisyon Başkanlığına (Proje No: 2014-50-01-027) teşekkür ederim.

Yasemin KARADEMİRCİ KÖMÜRCÜ

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ETİK İLKE VE KURALLARA UYGUNLUK BEYANNAMESİ	v
TEŞEKKÜR	ix
İÇİNDEKİLER	xi
KISALTMALAR	xiii
SİMGELER	xv
TABLO LİSTESİ	xvii
ŞEKİL LİSTESİ	xix
ÖZET	xxi
SUMMARY	xxiii
1. GİRİŞ	1
2. TEK KÜTLE NUMARALI ÇEKİRDEKLERDE ELEKTROMANYETİK DİPOL UYARILMALARI	11
2.1. Nükleer Yapı Fiziğinde Simetri Kırılmaları ve Sahte Haller	11
2.2. Kırılan Simetritelerin Pyatov Metodu ile Onarılması	11
2.3. Tek Kütle Numaralı Deforme Çekirdekler için Dönme Değişmez Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model (RI-QPNM)	14
2.3.1. RI-QPNM’de özdeğer ve özfonksiyon probleminin çözümü	14
2.3.2. RI-QPNM’de manyetik özellikler	18
2.4. Tek Kütle Numaralı Deforme Çekirdekler için Öteleme ve Galileo Değişmez Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model (TGI-QPNM)	20
2.4.1. TGI-QPNM’de özdeğer ve özfonksiyon probleminin çözümü	20
2.4.2. TGI-QPNM’de elektrik özellikler	24
3. SAYISAL VERİLER	27
4. TARTIŞMA VE SONUÇ	43
KAYNAKLAR	45
ÖZGEÇMİŞ	53

KISALTMALAR

A	: Kütle Numarası
a+(a)	: Parçacık üretme (yoketme) operatörü
a+ (α)	: Kuaziparçacık üretme (yoketme) operatörü
B(M1)	: İndirgenmiş Magnetik Dipolün Uyarılma İhtimali
BCS	: Bağımsız Kuaziparçacıklar Modelinden
g_s	: Spin jiromanyetik faktörü
g_l	: Yörünge jiromanyetik faktörü
g_s^{eff}	: Efektif spin jiromanyetik faktörü
g_R	: Dönme jiromanyetik faktörü
I	: Spin
K	: Toplam Açısal Momentumun Simetri Eksenindeki İzdüşümü
K^π [N n_zΛ]Σ	: Nilsson Kuantum Sayısı
N	: Nötron Sayısı
RI	: Dönme Değişmez
Q+(Q)	: Fonon üretme (yoketme) operatörü
QPNM	: Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model
Sm	: Samaryum
sqp	: Tek Kuaziparçacık
Z	: Atom Numarası

SİMGELER

β	: Çekirdeğin Deformasyon Parametresi
Δ	: Gap Parametresi
δ	: Ortalama Alan Potansiyelinin Deformasyon Parametresi
λ	: Kimyasal Potansiyel
π	: Parite
σ	: Spin operatörü
μ	: Manyetik moment operatörü

TABLO LİSTESİ

Sayfa

- Tablo 3.1.** $^{151,153,155}\text{Sm}$ çekirdeklerinin taban durum spin-pariteleri, Nilsson kuantum sayıları, deformasyonları ile çiftlenim parametreleri27
- Tablo 3.2.** $^{151,153,155}\text{Sm}$ çekirdekleri için, sırasıyla TGI-QPNM ve RI-QPNM ile hesaplanan $E1$ ve $M1$ geçişlerine ait toplam özelliklerinin deneysel veriyle karşılaştırılması.39

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa

- Şekil 1.1.** Makas modun şematik gösterimi1
- Şekil 1.2.** Bazı tek kütle numaralı deforme çekirdeklerin düşük enerjili dipol seviyelerine ait deneysel spektrumlar3
- Şekil 1.3.** Bazı tek kütle numaralı deforme çekirdeklerde düşük enerji bölgesinde deneysel olarak belirlenmiş toplam indirgenmiş $M1$ geçiş ihtimalleri. Bu değerler belirlenirken deneyde gözlenen tüm düşük enerjili geçişlerin $M1$ karakterli oldukları kabul edilmiştir.3
- Şekil 1.4.** ^{163}Dy çekirdeğinde *Bauske vd.* tarafından gerçekleştirilen NRF deneyine ait sonuçların *Nord vd.* tarafından gerçekleştirilen duyarlılığı artırılmış NRF deney sonuçları ile kıyaslanması.5
- Şekil 3.1.** ^{151}Sm çekirdeği için teorik olarak elde edilen düşük enerjili dipol uyarılmalarına ait radyasyon genişliklerinin 2-4 MeV enerji aralığındaki dağılımı (a) ^{151}Sm çekirdeğinde $5/2[523]$ taban durum konfigürasyonu için TGI-QPNM ile hesaplanan $\Gamma_0(E1\uparrow)$ radyasyon genişliklerinin enerji spektrumundaki dağılımı (b) ^{151}Sm çekirdeğinde $5/2[523]$ taban durum konfigürasyonu için RI-QPNM ile hesaplanan $\Gamma_0(M1\uparrow)$ radyasyon genişliklerinin enerji spektrumundaki dağılımı. (c) ^{151}Sm çekirdeğinde $3/2[532]$ taban durum konfigürasyonu için TGI-QPNM ile hesaplanan $\Gamma_0(E1\uparrow)$ radyasyon genişliklerinin enerji spektrumundaki dağılımı (d) ^{151}Sm çekirdeğinde $3/2[532]$ taban durum konfigürasyonu için RI-QPNM ile hesaplanan $\Gamma_0(M1\uparrow)$ radyasyon genişliklerinin enerji spektrumundaki dağılımı.30
- Şekil 3.2.** ^{153}Sm çekirdeği için teorik olarak elde edilen düşük enerjili dipol uyarılmalarına ait radyasyon genişliklerinin 2-4 MeV enerji aralığındaki dağılımı (a) ^{153}Sm çekirdeğinde $3/2[402]$ taban durum konfigürasyonu için TGI-QPNM ile hesaplanan $\Gamma_0(E1\uparrow)$ radyasyon genişliklerinin enerji spektrumundaki dağılımı (b) ^{153}Sm çekirdeğinde $3/2[402]$ taban durum konfigürasyonu için RI-QPNM ile hesaplanan $\Gamma_0(M1\uparrow)$ radyasyon genişliklerinin enerji spektrumundaki dağılımı. (c) ^{151}Sm çekirdeğinde $3/2[651]$ taban durum konfigürasyonu için TGI-QPNM ile hesaplanan $\Gamma_0(E1\uparrow)$ radyasyon genişliklerinin enerji spektrumundaki dağılımı (d) ^{153}Sm çekirdeğinde $3/2[651]$ taban durum konfigürasyonu için RI-QPNM ile hesaplanan $\Gamma_0(M1\uparrow)$ radyasyon genişliklerinin enerji spektrumundaki dağılımı.....32
- Şekil 3.3.** ^{151}Sm çekirdeğinde $5/2 [523]$ taban durumundan $E1$ ve $M1$ uyarılmaları için hesaplanan indirgenmiş geçiş olasılıklarının ^{150}Sm kor çekirdeğinin aynı enerji aralığı için hesaplanan $E1$ ve $M1$ indirgenmiş geçiş olasılıklarıyla karşılaştırılması.33

- Şekil 3.4.** ^{155}Sm çekirdeği için teorik olarak elde edilen düşük enerjili dipol uyarılmalarına ait radyasyon genişliklerinin 2-4 MeV enerji aralığındaki dağılımı (a) ^{155}Sm çekirdeğinde TGI-QPNM ile hesaplanan $\Gamma_0(E1\uparrow)$ radyasyon genişliklerinin enerji spektrumundaki dağılımı (b) ^{155}Sm çekirdeğinde 3 RI-QPNM ile hesaplanan $\Gamma_0(M1\uparrow)$ radyasyon genişliklerinin enerji spektrumundaki dağılımı. 35
- Şekil 3.5.** ^{151}Sm çekirdeğinde 2-4 MeV enerji aralığındaki spin ve orbital $B(M1\uparrow)$ spektrumları. $M1$ operatörünün spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar sırasıyla sarı ve mavi renk ile gösterilmiştir..... 36
- Şekil 3.6.** ^{153}Sm çekirdeğinde 2-4 MeV enerji aralığındaki spin ve orbital $B(M1\uparrow)$ spektrumları. $M1$ operatörünün spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar sırasıyla sarı ve mavi renk ile gösterilmiştir..... 37
- Şekil 3.7.** ^{155}Sm çekirdeğinde 2-4 MeV enerji aralığındaki spin ve orbital $B(M1\uparrow)$ spektrumları. $M1$ operatörünün spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar sırasıyla sarı ve mavi renk ile gösterilmiştir..... 37
- Şekil 3.8.** $^{151,153,155}\text{Sm}$ çekirdekleri için deneysel ve teorik foto-soğurma tesir kesitlerinin (σ) karşılaştırılması..... 42

**^{151,153,155}Sm ÇEKİRDEKLERİNDE DÜŞÜK ENERJİLİ
ELEKTROMANYETİK DİPOL MODLARIN TEORİK OLARAK
ARAŞTIRILMASI**

ÖZET

Çalışmanın konusunu yakın geçmişte ^{151,153,155}Sm deforme çekirdeklerinde gözlenen düşük enerjili manyetik dipol (*M1*) ve elektrik dipol (*E1*) uyarılmaları için ilk ayrıntılı teorik hesaplamaların yapılması oluşturmaktadır. *M1* uyarılmalarının hesabında Dönme Değişmez Kuaziparçacık Nükleer Model (RI-QPNM), *E1* uyarılmalarının hesabında ise Öteleme ve Galileo Değişmez Kuaziparçacık Nükleer Model (TGI-QPNM) kullanılmıştır. Her iki teoride de nükleonlar arasındaki monopol çiftlenimler hesaba katılmış ve ortalama alan potansiyeli olarak deforme Woods-Saxon potansiyeli kullanılmıştır. RI-QPNM’de *M1* uyarılmalarının oluşumundan nükleonlar arasındaki spin-spin etkileşmeleri sorumlu iken TGI-QPNM’de *E1* uyarılmaları dipol-dipol etkileşmeleri tarafından üretilir. Her iki teoride de ortalama alan yaklaşımı nedeniyle çekirdek hamiltoniyenin kırılgan simetrilerinin onarılmasında Pyatov Metodu kullanılmıştır.

RI- ve TGI-QPNM kullanılarak ^{151,153,155}Sm çekirdeklerinde hem *M1* hem de *E1* uyarılmaları için indirgenmiş geçiş olasılıkları, radyasyon genişlikleri, indirgenmiş radyasyon genişlikleri, seviye yapıları, tesir kesitleri ve ortalama enerji değerleri hesaplanmış, elde edilen sonuçlar Oslo metoduyla belirlenen deneysel veriyle karşılaştırılmıştır. RI- ve TGI-QPNM 2-5 MeV enerji aralığında ölçülen toplam radyasyon genişliklerini, uyarılmalara ait ortalama enerjileri ve tesir kesiti değerlerini başarıyla açıklamıştır. Beklendiği gibi bu enerji aralığındaki *M1* geçişleri baskın biçimde orbital karakterlidir. Mikroskopik yapı hesaplamaları söz konusu enerjilerde *M1* uyarılmalarının, *E1* uyarılmalarının aksine kolektif yapıda olduklarını ortaya koymaktadır.

Bu tez ile ^{151,153,155}Sm çekirdeklerinin düşük enerjili *M1* ve *E1* uyarılma özellikleri üzerine ilk ayrıntılı teorik çalışma gerçekleştirilmiştir. Elde edilen sonuçlar iyi deforme tek kütle numaralı lantanit ve aktinit çekirdeklerinde gözlenen *M1* ve *E1* uyarılmalarını başarıyla açıklayan RI- ve TGI-QPNM’in aynı başarıyı zayıf deforme ^{151,153,155}Sm çekirdeklerine de taşıdığını göstermektedir.

THEORETICAL INVESTIGATION OF LOW ENERGY ELECTROMAGNETIC DIPOLE MODES IN $^{151,153,155}\text{Sm}$ NUCLEI

SUMMARY

In recent years, determining the response of deformed nuclei to electromagnetic probes become a most powerful tool for exploring nuclear structure. Interaction between the nucleus and the external electromagnetic field leads to the occurrence of different collective modes with different multipolarities in the nucleus. These collective modes are of great importance in understanding the complex structure of atomic nuclei and in testing theoretical models. The most recent examples of these collective modes are electric dipole ($E1$) and magnetic dipole ($M1$) excitations occurring in the low energy region (2-4 MeV) of deformed nuclei.

Although there are many theoretical approaches in the literature to explain the low-energy $E1$ and $M1$ excitations observed in even-even deformed nuclei, there are a limited number of theories to explain these excitations in odd-A deformed nuclei. One of these theories, which are actively used, is the Rotational Invariant (RI-) / Translational and Galileo Invariant (TGI-) QPNM, which considers quasiparticle and phonon interactions. RI-QPNM successfully explains the $M1$ excitation properties of odd-A deformed nuclei, and TGI-QPNM successfully explains the $E1$ excitation properties. Since it is impossible to determine the parity of the levels observed in experiments with odd-mass deformed nuclei, $E1$ excitations cannot be distinguished from $M1$ excitations. In this respect, calculations with TGI- and RI-QPNM in odd-A nuclei are important to determine the character of transitions and shed light on the experimentalists. Therefore, extending TGI-QPNM calculations to different nuclei is of great importance. $^{151,153,155}\text{Sm}$ nuclei, with their recent experimental data, are good candidates for this purpose.

The subject of the present thesis is to perform the first theoretical calculations for low energy $M1$ and $E1$ excitations recently observed in deformed $^{151,153,155}\text{Sm}$ nuclei. The RI-QPNM is used to calculate $M1$ excitations, and the TGI-QPNM is used to calculate $E1$ excitations. Both theories consider monopole pairing between nucleons, and the deformed Woods-Saxon potential is used as the mean-field potential. In both theories, the Pyatov Method was used to repair the broken symmetries of the nuclear Hamiltonian due to the mean field approximation. While the spin-spin interactions between nucleons are responsible for forming $M1$ excitations in RI-QPNM, $E1$ excitations are generated by the dipole-dipole interactions in TGI-QPNM. One of the essential inputs in numerical calculations is the strength parameters of these interactions. The value of the spin-spin strength parameter (χ_σ) was determined as $\chi_\sigma=30$ MeV/A by comparing the theoretical and experimental intrinsic magnetic moment (g_K) values of these nuclei. This value is also compatible with the χ_σ values we determined for other odd-neutron nuclei in the rare earth region. The strength parameter (χ_1) of the dipole-dipole interaction was chosen as $\chi_1=300A^{-5/3}$ MeVfm⁻²,

depending on our previous studies. This value explains well the $E1$ transitions observed in spherical and deformed even-even nuclei. In addition, using this χ_1 value, $E1$ excitations measured in 2-20 MeV in several odd-mass nuclei in the rare earth region have been successfully reproduced.

By using the RI- and TGI-QPNM, the level structures, reduced transition probabilities, radiation widths, reduced radiation widths and cross sections for both $M1$ and $E1$ excitations in $^{151,153,155}\text{Sm}$ nuclei were calculated, and the obtained results were compared with the experimental data determined based on the Oslo method.

Firstly, the results obtained from experimental and different theoretical approaches for the ground-states of $^{151,153,155}\text{Sm}$ nuclei were compared with the QPNM calculation results. Particle-Rotor Model (PRM) calculations reveal that the ground state of ^{151}Sm is an admixture of $IK^\pi=5/2\ 5/2^-$ [523] and $IK^\pi=5/2\ 3/2^-$ [532] states. This result is also supported by experimental data obtained from the $^{149,151}\text{Sm}(t, p)$ reaction. Our calculations based on QPNM for the ground-state of ^{151}Sm prove that the energy values of the $5/2^-$ [523] and $3/2^-$ [532] levels are very close, and therefore they mix.

$^{150}\text{Nd}(\alpha, n)^{153}\text{Sm}$ transfer reaction show that the ground state of ^{153}Sm nucleus is a admixture of $3/2^+$ [651] and $1/2^+$ [660] configurations. PRM model calculations also supported this structure. However, the results of $^{152}\text{Sm}(n, \gamma)^{153}\text{Sm}$ and $^{154}\text{Sm}(d, t)^{153}\text{Sm}$ reactions indicated that the ground state of this nucleus is an admixture of $3/2^+$ [651] and $3/2^+$ [402] configurations. These observations were also confirmed by the Nilsson Model calculations considering Coriolis interactions and QRPA calculations based on the Woods-Saxon potential. Our calculations in the QPNM framework show that the $3/2^+$ [651] level is formed because of the splitting of the $i_{13/2}$ spherical shell due to deformation. It is known that Coriolis forces strongly mix the levels with quantum numbers $\{[660]\uparrow, [400]\uparrow\}$ and $\{[402]\downarrow, [651]\uparrow\}$ belonging to the $i_{13/2}$ spherical shell. Therefore, both the $3/2^+ \{[651]\uparrow+[642]\uparrow\}$ and $3/2^+ \{[651]\uparrow+[660]\uparrow\}$ configurations suggested for the ground -state are unlikely to occur. Our QPNM calculations show that the energy difference between the $[651]\uparrow$ and $[402]\downarrow$ levels is smaller than the energy difference between the $[651]\uparrow$ and $[660]\uparrow$, and $[651]\uparrow$ and $[642]\uparrow$ levels for ^{153}Sm . Since Coriolis forces are very effective at close levels, mixing amplitudes of $[651]\uparrow$ and $[402]\downarrow$ will be larger; therefore, we may say that the best approximation for the ground-state of the ^{153}Sm nucleus is the $3/2^+[651]\uparrow+[402]\downarrow$ configuration.

From RI-QPNM calculations, it has been determined that low energy $M1$ excitations in $^{151,153,155}\text{Sm}$ nuclei have orbital character. This is in line with the available data in the literature for other even-even and odd-mass deformed nuclei in the rare earth region. The orbital nature of low energy $M1$ transitions in $^{151,153,155}\text{Sm}$ nuclei indicates that these transitions are scissor-mode excitations.

As expected, the observed total dipole radiation widths for $^{151,153,155}\text{Sm}$ nuclei are slightly lower than the predicted values. This is due to the enormous level density of the odd-mass nuclei, leading to fragmentation in the dipole strength. Some fragmented levels' strength is below the detector's sensitivity and escapes from detection.

The analysis of the numerical results reveals that the fragmentation mechanism in the $E1$ and $M1$ strength distributions in $^{151,153,155}\text{Sm}$ nuclei is the same. $\Delta K=\pm 1$ component of $E1$ ($M1$) operator in an odd- A nucleus can connect $\{K_0, I_0 = K_0\}$ ground state to the states having $(K_f, I_f) = (K_0 - 1, I_0 - 1)$, $(K_f, I_f) = (K_0 - 1, I_0)$, $(K_f, I_f) = (K_0 -$

$1, I_0 + 1$), $(K_f, I_f) = (K_0 + 1, I_0 + 1)$ quantum numbers. Thus, each $E1$ ($M1$) transition of the $\Delta K = \pm 1$ branch in the even-even core is distributed to 4 different $E1$ ($M1$) levels in the adjacent odd-A nucleus. On the other hand, $\Delta K = 0$ component of $E1$ ($M1$) operator can connect $\{K_0, I_0 = K_0\}$ ground state to the states having $(K_f, I_f) = (K_0, I_0)$ and $(K_f, I_f) = (K_0 + 1, I_0)$ quantum numbers. Thus, each $E1$ ($M1$) transition of the $\Delta K = 0$ branch in the even-even core is shared by two levels in the adjacent odd-A nucleus. For this reason, dipole levels in the energy spectra of odd-A nuclei are more fragmented compared to neighbouring even-even nuclei.

Theoretical results obtained for $M1$ and $E1$ excitations in the low energy region of $^{151,153,155}\text{Sm}$ nuclei showed that excitations in the 2-4 MeV energy range predominantly belong to the $\Delta K = \pm 1$ branch. Few $\Delta K = 0$ transitions occur in this energy range. When the structure of the $E1$ and $M1$ levels in the studied nuclei are examined, it is seen that they are predominantly quasiparticle-phonon mixtures. On the other hand, when the structure of core phonons contributing to the $E1$ levels of $^{151,153,155}\text{Sm}$ nuclei is examined, it is seen that they all consist of two-quasineutron or two-quasiproton pairs. This shows that the low energy $E1$ excitation levels of $^{151,153,155}\text{Sm}$ nuclei are not in a collective structure. However, since the core phonons contributing to $M1$ levels in the same energy range in these nuclei are the superposition of many quasiparticle pairs, $M1$ excitations exhibit a collective characteristic.

A critical situation in our results is that selection of $5/2[523]$ or $3/2[532]$ as the ground state configuration in the ^{151}Sm , and $3/2[402]$ or $3/2[651]$ as the ground state configuration in the ^{153}Sm does not affect the distribution of $E1$ and $M1$ levels in the energy spectrum in these nuclei. The distributions of $\Gamma_0(E1\uparrow)$ and $\Gamma_0(M1\uparrow)$ are almost identical for both configurations in $^{151,153}\text{Sm}$. The main reason is that changing the ground state configuration changes only the base quasiparticle in the wavefunction and the quasiparticle level that combines with the phonon. In RI-QPNM and TGI-QPNM, the root of the base quasiparticle state (single-quasiparticle level in the wave function) occurs at energies below 1.5 MeV. As a rule, levels above this energy are of the quasiparticle \otimes phonon structure. Since the dominant component in the quasiparticle \otimes phonon levels is the phonons of the core, the energies to be found will be around the phonon energies found for the core nucleus. In addition, the transition probabilities and radiation width distributions to be calculated for the quasiparticle \otimes phonon levels will be close to the distributions in the core. However, the $M1$ and $E1$ levels will be more fragmented in odd-A nuclei for the reasons we mentioned earlier.

RI- and TGI-QPNM successfully have explained the summed radiation widths, average energies of excitations, and cross-section values measured in the 2-5 MeV energy range. Microscopic structure calculations reveal that $M1$ excitations in this energy range are collective, unlike $E1$ excitations.

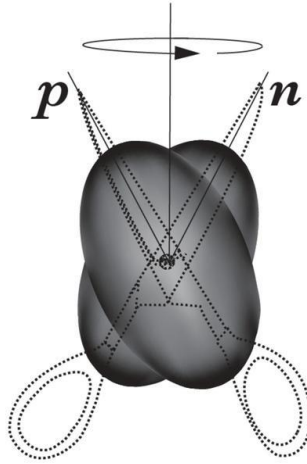
The experimental data we compare with our theoretical results are based on the Oslo Method. In the Oslo method, dipole levels built on excited states can be separated from the experimental spectrum. Whereas dipole transitions from the ground state to the excited states are calculated in RI-QPNM and TGI-QPNM. Despite this, consistent agreement has been achieved between experiment and theory. However, to compare with our TGI-QPNM and RI-QPNM results, we look forward to performing Nuclear Resonance Fluorescence (NRF) experiments for $^{151,153,155}\text{Sm}$ nuclei, in which dipole

transitions from the ground state to excited states can be measured and fine structure can be determined for these transitions.

With this thesis, the first theoretical study on low energy $M1$ and $E1$ excitation properties of $^{151,153,155}\text{Sm}$ nuclei was carried out. The results show that RI- and TGI-QPNM, which successfully explained the $M1$ and $E1$ excitations observed in well-deformed odd mass lanthanide and actinide nuclei, also carried the same success to weakly deformed $^{151,153,155}\text{Sm}$ nuclei.

1. GİRİŞ

Son yıllarda nükleer yapı fiziği alanında en çok ilgi gören konuların başında deforme çekirdeklerin düşük enerjili manyetik dipol ($M1$) ve elektrik dipol ($E1$) uyarılmalarının teorik ve deneysel olarak araştırılması gelmektedir [1-3]. Düşük enerjili dipol uyarılmalarının araştırılmasına olan ilgi 1984 yılında *Richter vd.* tarafından deforme ^{156}Gd çekirdeğinde düşük enerjili $M1$ uyarılmalarının keşfiyle başladı [4]. Geometrik pencereden bakıldığında deforme nötron sisteminin deforme proton sistemine karşı yaptığı makas bıçaklarının hareketine benzeyen bu titreşimler literatürde ‘makas mod’ olarak adlandırılmıştır [1].



Şekil 1.1. Makas modun şematik gösterimi [5]

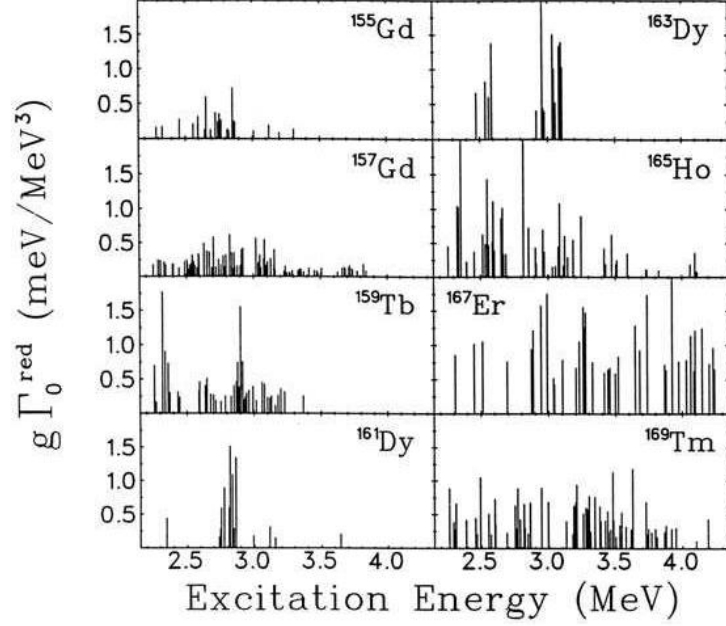
Aslında deforme çekirdeklere düşük enerji bölgesinde güçlü $M1$ uyarılmalarının var olabileceği bu keşiften yaklaşık 10 yıl önce teorik olarak öngörülmüştü [6, 7]. Makas modun keşfi nükleer spektroskopide kullanılan deneysel tekniklerde de önemli gelişmelere yol açtı. Örneğin gözlenen seviyelerin paritelerinin belirlenmesini sağlayan Compton polarimetreleri Nükleer Rezonans Floresans (NRF) deneylerinde kullanılmaya başlandı [8]. Böylece beklenmedik şekilde makas mod ile aynı enerji aralığında güçlü elektrik dipol ($E1$) geçişlerinin var olduğu tespit edildi [9-12]. Söz konusu $E1$ gücü, daha yüksek enerjilerde meydana gelen cüce (PDR) ve dev dipol rezonans (GDR) ile karşılaştırıldığında oldukça küçüktür [3].

Birbiri ardına keşfedilen düşük enerjili bu iki yeni dipol uyarılma sınıfı otuz yıl boyunca nükleer spektroskopiye yön verdi. Bu süre zarfında küreselden iyi deforme nadir toprak ve aktinit bölgesine kadar geniş bir aralıkta yer alan çok sayıda çekirdek ile elektron ve foton saçılma deneyleri yapılmış ve benzer uyarılmaların bu çekirdeklerdeki varlığı araştırılmıştır [1, 12-14].

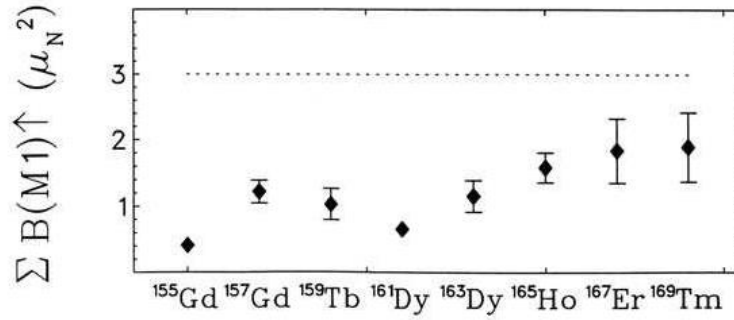
Bu sistematik deneysel çalışmalara teorik analizler de eşlik etmiştir. Çift-çift kütle numaralı çekirdekler için makas modun çeşitli modellerle ele alındığı çok sayıda teorik çalışma yapılmıştır (inceleme için bkz. Ref. [1, 8, 15, 16]). Etkileşen Bozon Modeli (IBM), Kuaziparçacık Rasgele Faz Yaklaşımı (QRPA) ve Kuaziparçacık Fonon Modeli (QPM) en bilinen örneklerdir (ayrıntılar için bkz. Ref. [1] ve buradaki referanslar). Böylece deneysel verilerle birlikte makas mod için kapsamlı bir sistematik oluşturulmuştur. Bu modun çift-çift çekirdeklerdeki sistematik özellikleri şunlardır [1]: (i) Toplam manyetik dipol geçiş ihtimali nükleer deformasyonun karesi (δ^2) ile orantılıdır, (ii) $M1$ rezonansının merkezi 3 MeV civarındadır, (iii) 2-4 MeV enerji aralığındaki toplam $M1$ geçiş ihtimali yaklaşık $3 \mu_N^2$ kadardır, (iv) Tek bir seviyenin sahip olabileceği en büyük geçiş ihtimali $1.5 \mu_N^2$ olabilir. (v) Uyarılmalar baskın biçimde orbital karakterlidir.

Öte yandan, deforme çekirdeklerde gözlenen düşük enerjili $E1$ uyarımları üzerine teorik çalışmalar neredeyse yok denecek kadar azdır. $E1$ uyarılmalarının bu yeni sınıfının doğası henüz net olarak anlaşılammakla birlikte, α kümelenmesi [16] ve oktipol deformasyonun [17], deforme çekirdeklerde böyle kuvvetli $E1$ uyarımları üretebilecek iki mekanizma olabileceği üzerine tartışmalar devam etmektedir (yakın tarihli bir tartışma için bkz. Ref. [18]). Teorik çalışmaların azlığı ve yetersizliği nedeniyle sadece deneysel gözlemlere dayanarak düşük enerjili $E1$ uyarılmalarının iyi deforme ve geçiş bölgesindeki çift-çift kütle numaralı çekirdekler için makas moddan farklı bazı sistematik davranışlar gösterdiği söylenebilir [1, 19]: Toplam $E1$ gücü $N=82$ olan çekirdekler için $20 e^2 fm^2 \times 10^{-3}$ maksimum değerine alırken, $N=86$ olan çekirdeklerde keskin bir dip yaparak $N=82-126$ aralığının ortasındaki çekirdekler için tekrar maksimum değerine ulaşır [19].

Yukarıdaki paragraflarda özetlediğimiz gibi atom çekirdeğindeki düşük enerjili dipol dağılımının doğası ve yapısı hakkındaki bilgilerimizin neredeyse tamamı, çift-çift çekirdekler için yapılan sistematik araştırmalardan gelmektedir. Oysa benzer uyarılmalar çok sayıda tek kütleli numaralı (tek-A'lı) çekirdekte de [20-35] gözlemlenmiştir.



Şekil 1.2. Bazı tek kütle numaralı deforme çekirdeklerin düşük enerjili dipol seviyelerine ait deneysel spektrumlar [36].

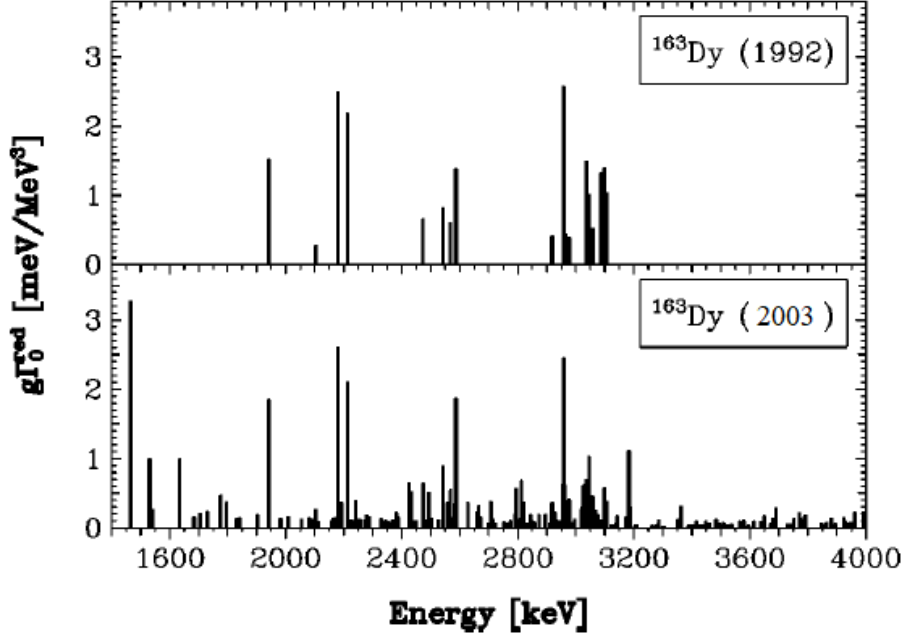


Şekil 1.3. Bazı tek kütle numaralı deforme çekirdekte düşük enerji bölgesinde deneysel olarak belirlenmiş toplam indirgenmiş $M1$ geçiş ihtimalleri. Bu değerler belirlenirken deneyde gözlenen tüm düşük enerjili geçişlerin $M1$ karakterli oldukları kabul edilmiştir [36].

Bu deneylerden çıkan ortak sonuç:

- $M1$ spektrumundaki parçalı yapı komşu çift-çift çekirdekten tek-A'lı çekirdeği geçildiğinde muazzam derecede artmaktadır [36].
- Tek-A'lı çekirdekler için 2-4 MeV enerji aralığında gözlenen toplam güç çift-çift çekirdekler için iyi bilinen $\approx 3 \mu_N^2$ değerinden 2-3 kat daha küçüktür. Oysa teorik hesaplamalar tek-A'lı ve komşu çift-çift kütleli çekirdeklere aynı enerji aralığı için bulunan toplam $M1$ geçiş olasılığının birbirine çok yakın olması gerektiğini ortaya koymaktadır [37-45].

Çift-çift çekirdekten tek-A'lı komşu çekirdeğe geçildiğinde toplam $M1$ gücünde meydana gelen azalmanın temel olarak iki ana nedeni tek-A'lı çekirdeklere yarı spin değerleri nedeniyle seviye yoğunluğunun çok fazla oluşudur [1]. Bu nedenle çift-çift çekirdekte tek bir seviyede toplanan $M1$ gücü tek-A'lı çekirdeğe geçildiğinde çok sayıda seviyeye dağılmakta ve bazı seviyelerin bireysel güçleri çok küçük değerler alabilmektedir. $M1$ gücü düşük olan bu seviyeler foton saçılma deney düzeneklerinin duyarlılığının altında olduğundan arka-plan içinde gömülü kalmakta ve tespit edilememektedir [1]. Bu durumu ortaya koyan en önemli kanıt ^{163}Dy ve ^{165}Ho için hassasiyeti artırılmış deney düzenekleriyle tekrarlanan $M1$ ölçümleridir [22]. ^{163}Dy için 1993 yılında yapılan deneyde [20] sadece 18 $M1$ seviyesi gözlemlenirken, duyarlılığı artırılmış deney düzeneği ile 2003 yılında yapılan son çalışmada [22] toplam 161 durum tespit edilmiştir. Ayrıca, son deneyde 2-4 MeV enerji aralığındaki toplam indirgenmiş radyasyon genişlikleri, ilk deneyle kıyaslandığında yaklaşık 2 kat artmıştır [22]. ^{165}Ho çekirdeği ile 1999 yılında yapılan deneyde [25] 2-3 MeV civarında sadece 52 uyarılmaya rastlamasına rağmen hassasiyetin 2-3 kat artırıldığı deney düzeneği ile tekrar incelendiğinde [22] aynı enerji aralığındaki seviye sayısının 138'e çıktığı gözlenmiştir. Bu çalışmalar ışığında kayıp olan dipol gücünün önemli bir kısmının deneysel koşulların yetersizliğinden kaynaklandığı söylenebilir.



Şekil 1.4. ^{163}Dy çekirdeğinde *Bauske vd.* tarafından [20] gerçekleştirilen NRF deneyine ait sonuçların *Nord vd.* [22] tarafından gerçekleştirilen duyarlılığı artırılmış NRF deney sonuçları ile kıyaslanması.

Tek-A'lı deforme çekirdekler ile yapılan deneylerde ortaya çıkan kayıp $M1$ gücü problemine alternatif bir çözüm olarak istatistiksel bir yaklaşım olan dalgalanma analizi önerilmiştir [36]. Bu analizde tek-A'lı çekirdeğin dipol gücü komşu çift-çift çekirdeğin deneysel dipol spektrumu kullanılarak Monte-Carlo modellemeleri ile tespit edilmektedir [36]. Dalgalanma analizinin kayıp güce tam olarak açıklık getiremediğini ve başarısının ölçülen seviyeler üzerinde değişiklik yapılmasına bağlı olduğunu belirtmekte fayda vardır [22, 25, 36].

Tek-A'lı çekirdeklerde kayıp $M1$ gücü ile ilgili başka bir olasılık ise söz konusu uyarılmaların daha yüksek enerjileri kaymış olabileceği ihtimalidir. Bu fikrin ortaya çıkmasının temel nedeni *Schlegel vd.* (1996) tarafından ^{167}Er çekirdeği ile gerçekleştirilen foton saçılma deneyinde 3.5-4.3 MeV enerji aralığında kayda değer sayıda ve büyüklükte dipol geçişine rastlanmıştır [26]. Bu çalışmadan yola çıkılarak ^{165}Ho ve ^{169}Tm çekirdeklerinde 4 MeV'in üzerindeki enerjilerde $M1$ uyarılmalarının var olup olmadığı deneysel olarak araştırılmış ancak kayda değer dipol geçişlerine rastlanmamıştır [25]. Sonraki yıllarda 4 MeV civarındaki uyarılmaların ^{167}Er çekirdeğine has bir durum olduğu anlaşılmıştır.

Yakın geçmişe kadar literatürde, tek-A'lı deforme çekirdekler için elde edilen bu deneysel verilerin yorumlanmasıyla ilgili yalnızca sınırlı sayıda teorik çalışma vardır [37-44, 46-48].

Tek-A'lı deforme çekirdeklerde gözlenen ve makas mod olarak adlandırılan düşük enerjili $M1$ uyarılmalarının açıklanması için yapılan teorik hesaplamalar şematik rastgele faz yaklaşımı [37], genelleştirilmiş koherent seviye modeli (GCSM) [40], bozon fermiyon modeli (IBFM-2) [38, 39], grup teori ($SU3 \times 1g$) [42-44], toplam kuralı yaklaşımı [41] ve $SU3$ grup teori [47] ile gerçekleştirilmiştir. Bu fenomenolojik ve şematik modeller ile elde edilen sonuçlar deneysel gözlemleri açıklamak için yeterli olmamıştır ve özellikle tek-A'lı çekirdeklerde dipol spektrumlarının en temel karakteristiği olan parçalı yapı üretilmemiştir. Bunun temel nedeni bu modellerde başta spin olmak üzere pek çok serbestlik derecesinin dikkate alınmamasıdır. Bu nedenle de şematik ve fenomenolojik modeller makas modun detaylı çalışılması için uygun yaklaşımlar değildir [8].

Öte yandan Rastgele Faz Yaklaşımı (RPA) ve onun kuaziparçacık versiyonu (QRPA) [8] ile Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model (QPNM) [49] mikroskobik yaklaşımlarının hem küresel hem de deforme çift kütle numaralı ve tek kütle numaralı çekirdeklerin seviye yapılarını başarı ile açıkladığı uzun yıllardan bu yana bilinmektedir [1, 8, 49]. Ayrıca deformasyon bölgesinde yer alan çift-çift çekirdekler için RPA yaklaşımları ile yürütülen hesaplamaların bu çekirdeklerde gözlenen makas mod uyarılmalarını başarıyla tasvir ettiği de bilinmektedir [1, 8]. Tüm bu somut göstergeler tek-A'lı deforme çekirdeklerde makas modun gerçekçi ve deneyle uyumlu izahının RPA, QRPA veya QPNM mikroskobik modelleri ile mümkün olabileceğini ortaya koymaktadır.

Fakat RPA, QRPA ve QPNM'de kullanılan ortalama alan yaklaşımı çekirdek hamiltoniyenin sahip olması gereken evrensel korunum yasalarının birçoğunun ihlaline neden olmaktadır [50-53]. Çok parçacık probleminde simetri kırılması olarak adlandırılan ve ortalama alan yaklaşımı nedeniyle kendiliğinden oluşan bu durum simetrisi çekirdeğin gerçek titreşim simetrisiyle aynı olan sahte titreşim modlarının ortaya çıkmasına neden olmaktadır. Bu sahte haller Goldstone teoremine göre enerjisi

sıfır olan çözümlere karşılık gelir [54]. Örneğin deforme çekirdeklerde ortalama alan yaklaşımı nedeniyle çekirdek hamiltoniyeni dönme işlemi altında değişmez değildir. Bu durumda ortaya çıkan sahte hallerin spin ve paritesi 1^+ olduğundan çekirdeğin manyetik dipol uyarılmalarına karışmaktadır [53]. Bir başka örnek olarak çekirdek hamiltoniyenin öteleme simetrisinin ortalama alan yaklaşımı nedeniyle bozulması verilebilir. Bu durumda ortaya çıkan sahte hallerin spin ve pariteleri 1^- olduğundan bunlarda çekirdeğin elektrik dipol uyarılmalarına karışmaktadır. Bu durumda da sahte titreşimler gerçek titreşimlerle karışmakta ve teorik sonuçların güvenilirliğini azaltmaktadır [55].

Kırılan simetrilerin onarılması ve sahte hallerin gerçek çekirdek titreşimlerinden ayrıştırılması için farklı metotlar kullanılmaktadır. Bu metotlardan biri grup teorisine dayanan projeksiyon yöntemidir [56]. Bu yöntemde simetri grubu, sürekli bir Lie grubundan (öteleme, parçacık sayısı, dönme vb.) veya pariteyi içeren kesikli bir gruptan oluşur. Projeksiyon metodunda, grup teorisi yaklaşımları ve jeneratör koordinat yöntemi (GCM) kullanılarak oluşturulan operatörler, ortalama alan dalga fonksiyonlarının kırılan öteleme ve dönme simetrilerinin onarılmasını mümkün kılar [57]. Projeksiyon tekniği, model uzayının muazzam derecede genişlediği ve ortalama alan ötesi yaklaşımların dikkate alınmasını gerekli kılan büyük genlikli nükleer etkilerinin araştırılmasında oldukça kullanışlıdır. Nükleer yapı fiziğinde, çekirdek hamiltoniyenin bozulan öteleme ve dönme simetrilerinin onarılmasında kullanılan projeksiyon metotları, BCS yaklaşımı nedeniyle korunmayan parçacık sayısının korunur hale getirilmesinde de kullanılabilir [56, 58]. Ancak projeksiyon dalga fonksiyonları ve karşılık gelen matris elemanları karmaşık ve külfetli işlemler gerektirdiğinden onlarla çalışmak oldukça zordur. Komplike analitik ifadelerle neden olduklarından çoğu zaman bazı kabuller yapmayı ve basit yaklaşımlardan yararlanmayı gerekli kılarlar [58].

Tüm bu karmaşık işlem barındıran, bazı kabul ve yaklaşımların yapılmasını ve farklı parametrelerin dikkate alınmasını gerektiren metotları kullanmadan kırılan simetrileri onarmanın ve sahte halleri ayrıştırmanın basit bir başka yolu daha vardır. O da çekirdeğin kolektif modlarının mikroskobik hesabında en güçlü metotlar olarak göze

çarpan QRPA veya daha genel olarak QPNM'in sahip olduğu temel özellikten yararlanmaktadır. QRPA ve onun gelişmiş versiyonu olan QPNM'in sağladığı önemli avantajlardan biri çözümlerden birinin sıfır enerjili olan yani sahte halleri barındıran durumlara karşılık gelmesidir [59]. Sıfır enerjili bu çözüm elde edilip diğeri çözümlerden ayrıştırılırsa simetri korunumu sağlanmış olur. Ele alınan kolektif etkileşmenin içinde bozulan simetriyi tamir edecek terim varsa restorasyon işlemi otomatik olarak gerçekleşir. Ancak nükleer problemlerin çoğunda restorasyonun kendiliğinden sağlanması mümkün olmadığından hamiltoniyene bozulan simetriyi onaracak artık etkileşmelerin eklenmesi gerekir. Bu restorasyon etkileşmelerinin belirlenmesi, simetrilerin onarılması sahte hale karşılık gelen çözümün elde edilebilmesi için pratik bir yöntem Pyatov tarafından önerilmiştir [50, 59]. Pyatov metodu ortalama alan yaklaşımında simetri bozulmalarının onarılması ve sahte hallerin gerçek titreşim seviyelerinden yalıtılması için genel bir metot olarak kabul edilmektedir. Çift-çift kütleli deforme çekirdeklerin $E1$ ve $M1$ uyarılmaları [60-67] ile küresel çekirdeklerin $E1$ uyarılmalarının araştırılmasında da başarılı sonuçlar vermiştir [50, 68].

Pyatov metodu tek-A'lı deforme çekirdeklerin QPNM hamiltoniyeninin kırılan dönme simetrisinin onarılmasında da kullanılarak tek-A'lı çekirdeklerde $M1$ uyarılmalarına karışan sahte hallerin ayrıştırılmasını sağlayan Dönme Değişmez (RI-) QPNM geliştirilmiştir [69-73]. Yakın geçmişte tek-A'lı çekirdeklerde QPNM hamiltoniyeninin ortalama alan yaklaşımı nedeniyle kırılan öteleme ve Galileo simetrisi söz konusu yöntem ile onarılarak, bu simetri bozulmaları nedeniyle gerçek $E1$ uyarılmalarına karışan sahte hallerin yalıtılmasını sağlayan mikroskobik öteleme ve Galileo Değişmez (TGI-) QPNM formüle edilmiştir [74-83].

RI-QPNM ve TGI-QPNM geliştirilmeden önce tek-A'lı çekirdeklerin düşük enerjili dipol uyarılmalarının araştırılması üzerine yapılan tek mikroskobik hesaplamalar 1996 ve 1997 yılında *Soloviev vd.* tarafından QPM kullanılarak yapılmıştır [45, 47]. Ancak bu çalışmalarda QPM hamiltoniyeninin kırılan dönme simetrisi tam olarak onarılmamıştır. Bunun yerine teoride kullanılan kuadropol-kuadropol etkileşmesinin güç parametresinin uygun bir değerde seçilerek silk çözümün sıfır enerjide ortaya

çıkması sağlanmıştır. Ancak izlenen bu yolun sahte halleri tam olarak ayırtmadığı iyi bilinmektedir [51]. Ayrıca teoride kullanılan kuadropol-kuadropol etkileşmesi de hamiltoniyenin dönme simetrisini bozmaktadır. Öte yandan $E1$ hesabında, hamiltoniyenin kırılan öteleme ve Galileo simetrisi de onarılmamıştır. Bu çalışmaların yapıldığı 90'lı yılların son çeyreğinden bugüne kadar pek çok deney yapılmasına rağmen bu gözlemleri açıklamak adına QPM'e dayalı yeni hesaplamalar yapılmamıştır. Bu nedenle bugün, RI-QPNM ve TGI-QPNM tek-A'lı deforme çekirdeklerde gözlenen düşük enerjili $M1$ ve $E1$ uyarılmalarının teorik olarak araştırılmasını mümkün kılan literatürdeki mevcut ve aktif olarak kullanılan tek teoridir.

Bu tez çalışmasının amacı tek kütleli $^{151-155}\text{Sm}$ çekirdeklerinin düşük enerjili dipol uyarılmalarının araştırılması için yakın geçmişte yapılan deneysel çalışmaların [34, 35] sonuçlarını RI- ve TGI-QPNM ile açıklamaktır. Söz konusu çekirdekler için düşük enerji bölgesine ait deneysel verilerin incelendiği herhangi bir teorik çalışma yoktur. Bu nedenle, bu tez tek kütleli $^{151-155}\text{Sm}$ çekirdeklerinde 2-4 MeV enerji aralığında Oslo metodu kullanılarak elde edilen deneysel verilerin [34, 35] RI- ve TGI-QPNM sonuçları ile karşılaştırılacağı ilk çalışma olacağından literatürdeki büyük bir boşluğu dolduracağı düşünülmektedir. Ayrıca zayıf deforme tek kütleli $^{151-155}\text{Sm}$ çekirdekleri, bugüne kadar iyi deforme çekirdekler için başarılı sonuçlar veren RI- ve TGI-QPNM için iyi bir test aracı olacaklardır.

Tez çalışmasının ilk bölümünde manyetik dipol ve elektrik dipol uyarılmaları hakkında genel bilgilere yer verilmiş, tez konusunu ve planı sunulmuştur. İkinci bölümde, çalışmada kullanılacak RI-QPNM ve TGI-QPNM teorilerin temel özellikleri özetlenmiş ve matematiksel ifadelerine yer verilmiştir. Üçüncü bölümde, tek kütle numaralı $^{151,153,155}\text{Sm}$ çekirdeklerinin $M1$ ve $E1$ uyarılmalarına ait sayısal hesaplama sonuçları sunulmuş, mevcut deneysel veriler ile karşılaştırılmış ve yorumlanmıştır. Ayrıca bu bölümde, tek kütle numaralı çekirdekler için elde edilen teorik sonuçlar, kor çekirdeklerinin teorik sonuçlarıyla da kıyaslanarak yorumlanmıştır. Dördüncü bölümde, elde edilen sonuçlar hakkında genel bir değerlendirme yapılarak, önerilere yer verilmiştir.

2. TEK KÜTLE NUMARALI ÇEKİRDEKLERDE ELEKTROMANYETİK DİPOL UYARILMALARI

2.1. Nükleer Yapı Fiziğinde Simetri Kırılmaları ve Sahte Haller

Ortalama alan ve Hartree-Fock-Bogolyubov yaklaşımları nükleer çok-parçacık probleminde en sık tercih edilen yöntemlerdendir. Özellikle ortalama alan yaklaşımı model uzayının muazzam derecede büyüdüğü ağır çekirdeklerde çok kullanışlı bir araç haline dönüşmektedir. Bu yaklaşım pek çok avantaja sahip olmasına rağmen bazı dezavantajları da vardır. Bunların en önemlisi hem kuantum hem de klasik sistemler için temel olan korunum yasalarıyla ilgilidir. Ortalama alan, nükleer hamiltoniyenlerin sahip olduğu pek çok simetrinin bozulmasına neden olmaktadır [50-54]. Simetrilerin bozulmasının nedeni çok parçacıklı sistemin karmaşık hareketi içerisinde basit modları ayırtmaya çalışmaktır. Bu simetri kırılmaları ortalama alan potansiyelleriyle bağlantılı olarak kendiliğinden (spontane) meydana gelmekte ve yeni uyarılma modları oluşturmaktadır. Bunlar çekirdek dalga fonksiyonlarıyla ortogonal olmalarına rağmen çekirdeğin iç hareketiyle hiçbir ilişkisi olmayan modlar olduklarından çekirdek fiziğinde sahte (spurious) haller olarak adlandırılmışlardır [51-53]. Sahte haller simetri bozulmasını ortaya çıkaran fiziksel nicelikler ile bağlantılıdır. Goldstone teoremine göre sahte haller enerji spektrumundaki gerçek titreşim seviyelerine karışmaktadır [54]. Bu nedenle mikroskobik teorilerde anlamlı ve gerçekçi sonuçlar elde edebilmek için sahte hallerin gerçek titreşimlerden yalıtılması gerekir.

2.2. Kırılan Simetrilerin Pyatov Metodu ile Onarılması

İkinci kuantumlanma tasvirinde çekirdek içindeki nükleonların bağımsız hareketini temsil eden tek parçacık hamiltoniyeni [50, 84]

$$H_E = \sum_v E_v a_v^+ a_v \quad (2.1)$$

olarak yazılabilir. Bu ifadede E_v nükleonların tek parçacık enerjileri, a_v^+ (a_v) ise v kuantum durumunda parçacık yaratma (yok etme) operatörleridir. Herhangi bir korunan (açısal momentum, çizgisel momentum, parçacık sayısı vb.) bir fiziksel büyüklüğü temsil eden bir F operatörünü ikinci kuantumlanma tasvirinde

$$F_\mu = \sum_{vv'} f_{vv'}^{(\mu)} a_v^+ a_{v'} \quad (2.2)$$

şeklinde yazabiliriz [50, 84]. Burada $f_{vv'}$, F operatörünün v , v' durumları arasındaki tek parçacık matris elemanıdır. F korunan fiziksel bir büyüklüğü temsil ettiğinden $[H_E, F_\mu] = 0$ olmalıdır. Ancak H_E hamiltoniyenin içinde barındırdığı ortalama alan yaklaşımı F operatörünün temsil ettiği fiziksel niceliğe karşılık gelen simetriyi bozduğundan F operatörü H_E hamiltoniyeniyle komüt değildir [50, 84]:

$$[H_E, F_\mu] = \sum_{vv'} (E_v - E_{v'}) f_{vv'}^{(\mu)} a_v^+ a_{v'} \neq 0 \quad (2.3)$$

Yani H_E hamiltoniyeni $U(\varphi) = e^{i\varphi F}$ (şeklinde ifade edilen bir üniter dönüşüm grubu altında değişmez kalmamaktadır. Bu ifadede φ ilgili simetriyle bağlantılı grup parametresidir. Örneğin öteleme simetrisi için $\varphi = \mathbf{R}$ ve $F = \mathbf{p}$, dönme simetrisi için ise $\varphi = \theta$ ve $F = \mathbf{J}$ halini alır [50, 84]. Pyatov'un evrensel korunum yasalarının gerekliliklerinden yola çıkarak önerdiği

$$h = -\frac{1}{2\gamma} \sum_{\mu} [H_E, F_\mu]^+ [H_E, F_\mu] \quad (2.4)$$

ayrılabilir efektif restore edici etkileşme tek-parçacık hamiltoniyenine (H_E) eklenerek elde edilen $H_E + h$ hamiltoniyeni F_μ operatörü ile komüt olacaktır [50, 84]. Yani

$$[H_E + h, F_\mu] = 0 \quad (2.5)$$

koşulu sağlanmış olur. olması sağlanabilir [50, 84]. Son ifadede (2.5) efektif restore edici kuvvetin (h) (2.4) ile verilen ifadesi yerine yazılırsa restorasyon kuvvetinin güç parametresi γ için

$$\left[H_E, F_\mu \right] - \frac{1}{2\gamma} \left\{ \left[H_E, F_\mu \right], \left[F_\mu, \left[H_E, F_\mu \right] \right] \right\}_+ = 0 \quad (2.6)$$

ifadesi elde edilir. Burada $\{..\}_+$ antikomütatördür. (2.6) ifadesinde

$$\left[F_\mu, \left[H_E, F_\mu \right] \right] = c = \text{sabit} \equiv \gamma \quad (2.7)$$

ise $\left[H_E + h, F_\mu \right] = 0$ koşulu sağlanır [50, 84]. (2.7) ifadesindeki çift komütasyon her zaman sabit bir sayı olmayabilir. Ancak RPA, QRPA veya QPNM'de kullanılan kuazi-bozon yaklaşımında bu komütasyon bağıntısı

$$\left[F_\mu, \left[H_E, F_\mu \right] \right]_{RPA} = \langle \psi_0 | \left[F_\mu, \left[H_E, F_\mu \right] \right] | \psi_0 \rangle \quad (2.8)$$

şeklinde QRPA taban durumu (fonon vakumu) üzerinden ortalama değerine eşit olduğundan çift komütasyon her zaman c gibi bir sabite eşit olacak ve (2.5) koşulu sağlanacaktır [50, 84].

Pyatov yönteminin başarısının temelinde pratik ve etkin olmasının yanında teoriye yeni bir serbest parametre getirmemesi yatmaktadır. Yukarıdaki ifadelerden açıkça görülmektedir ki Pyatov yöntemi ile seçilen etkin restore edici etkileşmelerin güç parametreleri çift katlı komütasyon yardımıyla, sadece ortalama alana bağlı olarak belirlenmektedir. Yani restorasyon kuvvetleri ortalama alan ile öz uyumludur. γ güç parametresi kütle, kuadropol moment, süperakışkan çekirdeklerde gap enerjisi (eşleme etkileşmelerinin ayar değişmezliğini kırması olayında), çekirdek simetri enerjisi (izotopik değişmezliğin kırılması halinde) gibi derin fiziksel anlamlar taşımaktadır [50, 53, 60, 84].

Pyatov restorasyon yöntemi çift kütle numarasına ve tek kütle numarasına sahip çekirdeklerde ortalama alan yaklaşımı nedeniyle kırılan öteleme ve Galileo simetrisi

sonucu $E1$ uyarılmalarına karışan sahte hallerin ayrıştırılmasında [50, 58, 60, 64-66, 74-83], ortalama alan yaklaşımı nedeniyle kırılan dönme simetrisi sonucu $M1$ uyarılmalarına karışan sahte hallerin yalıtılmasında [53, 63-67, 69-73] başarıyla uygulanmıştır.

2.3. Tek Kütle Numaralı Deforme Çekirdekler için Dönme Değişmez Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model (RI-QPNM)

Bu kısımda, tek kütle numaralı deforme çekirdeklerde geniş bir enerji aralığında (2-20 MeV) ortaya çıkan manyetik dipol ($M1$) uyarılmalarının araştırılmasında kullanılan Dönme Değişmez Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model (RI-QPNM)'in formülizasyonuna ayrıntılı olarak verilmiştir.

2.3.1. RI-QPNM'de özdeğer ve özfonksiyon probleminin çözümü

Tek kütleli numaralı deforme çekirdeklerin $M1$ özelliklerinin teorik olarak araştırılmasında kullanılan RI-QPNM hamiltoniyeni

$$H = H_{sqp} + V_{\sigma\tau} + h_0 + h_1 \quad (2.10)$$

şeklinde yazılır [78]. Burada

$$H_{sqp} = \sum_{q,\tau} \varepsilon_q^\tau \alpha_{q\rho}^+(\tau) \alpha_{q\rho}(\tau) \quad (2.11)$$

bağımsız nükleon hareketini temsil eden tek-kuaziparçacık hamiltoniyenidir ve eksenel simetrik deforme ortalama alan ile monopol çiftlenim eşleşmelerini içerir. Bu hamiltoniyende $\tau = n, p$ 'dur ve q kuantum sayıları ele alınan çekirdeğin nötron (proton) tek-parçacık seviyelerini temsil etmektedir. (2.11) eşitliğinde $\varepsilon_s(\tau)$ kuaziparçacık enerjilerini, $(\alpha_{q\rho}^+) \alpha_{q\rho}$ kuaziparçacık yaratma(yok etme) operatörlerini ve $\rho = \pm$ zaman tersinir seviyeleri ifade etmektedir [78]. H_{sqp} Hamiltoniyenin dönme değişmezliği Pyatov Metodu'na göre seçilen

$$h_0 = -\frac{1}{2\gamma_0} \sum_{\mu=\pm 1} [H_{sqp} - V_1, J_\mu]^+ [H_{sqp} - V_1, J_\mu] \quad (2.12)$$

$$h_1 = -\frac{1}{2\gamma_1} \sum_{\mu=\pm 1} [V_1, J_\mu]^\dagger [V_1, J_\mu] \quad (2.13)$$

izoskaler ve izovektör etkin restorasyon kuvvetleri kullanılarak onarılabılır [78]. Burada h_0 ve h_1 , sırasıyla QPNM Hamiltoniyenin ortalama alan potansiyelinin izoskalar ve izovektör kısımları tarafından kırılan dönme değişmezliğinin restorasyonundan sorumludur. (2.12) ve (2.13) ifadelerinde yer alan J_μ ($\mu=\pm 1$) toplam açıl momentum operatörünün (J) küresel harmonik bileşenleri iken V_1 ortalama alan potansiyelinin izovektör kısmıdır [78]. Bu iki fiziksel nicelik kuaziparçacık fonon tasvirinde

$$J_\mu^\tau = \sum_{ss'} j_{ss'}^{(\mu)}(\tau) M_{ss'} D_{ss'}(\tau) + \sum_{ss'} j_{ss'}^{(\mu)}(\tau) L_{ss'} (Q_{i\mu}^+ + Q_{i\mu}^-) \quad \text{ve}$$

$V_1^\tau = \sum_s v_{1s}^\tau B_{ss}(\tau)$ şeklinde ifade edilir. İzoskaler ve izovektör restorasyon

kuvvetlerinin sırasıyla γ_0 ve γ_1 olarak ifade edilen güç parametreleri [78]:

$$\gamma_0^{(\mu)} = \langle \psi_{K_0}(\tau) | [J_\mu^+, [H_{sqp} - V_1, J_\mu]] | \psi_{K_0}(\tau) \rangle \quad (\mu = \pm 1) \quad (2.14)$$

$$\gamma_1^{(\mu)} = \langle \psi_{K_0}(\tau) | [J_\mu^+, [V_1, J_\mu]] | \psi_{K_0}(\tau) \rangle \quad (\mu = \pm 1) \quad (2.15)$$

çift komitasyonlarının çözümlerinden belirlenir [78]. Burada

$$\begin{aligned} \gamma^{(-1)} = \gamma^{(+1)} = \gamma & \quad ; & \quad \gamma_1^{(-1)} = \gamma_1^{(+1)} = \gamma_1 \\ \gamma_0 = \gamma - \gamma_1 & \quad ; & \quad \gamma = \gamma^n + \gamma^p & \quad ; & \quad \gamma_1 = \gamma_1^n - \gamma_1^p \end{aligned} \quad (2.16)$$

ile verilir [78]. Son olarak

$$V_{\sigma\tau} = -\frac{1}{2} \sum_{\tau\tau'} \chi_{\tau\tau'} T_\mu(\tau) T_\mu(\tau') \quad \tau_z(\tau'_z) = \begin{cases} +1 & , \quad \text{nötron için} \\ -1 & , \quad \text{proton için} \end{cases} \quad (2.17)$$

ile verilen spin-spin potansiyeli nükleonlar arasındaki spine bağlı etkileşmeleri temsil etmektedir. Bu etkileşmeler çekirdekte spin-paritesi $F^\pi=1^+$ olan manyetik dipol titreşimlerinin oluşumundan sorumludur. (2.17) ifadelerinde yer alan $\chi_{\tau\tau'}$ spin-spin

etkileşme sabitidir ve κ güç parametresine bağlı olarak $\chi_{nn} = \chi_{pp} = q\chi_{np} = \frac{\kappa}{A}$ MeV

şeklinde ifade edilir. Burada $q = +1$ olduğunda etkileşme izoskaler karakterli olurken $q = -1$ olduğunda izovekör karakterli olmaktadır. T_μ operatörü, kuaziparçacık-fonon gösteriminde aşağıdaki gibi ifade edilebilir [78]:

$$T_\mu(\tau) = \sum_{qq'} \sigma_{qq'}^{(\mu)} M_{qq'} D_{qq'} + \sum_{qq'} \sigma_{qq'}^{(\mu)} L_{qq'} g_{qq'}^{i\mu} (Q_{i\mu}^+ + Q_{i\mu}) \quad (2.18)$$

burada $\sigma_{qq'}^{(\mu)} = \langle q | \sigma_\mu + (-1)^\mu \sigma_{-\mu} | q' \rangle$ spin operatörünün tek-parçacık matris elemanları, $L_{qq'} = u_q v_{q'} - u_{q'} v_q$ ve $M_{qq'} = u_q u_{q'} + v_q v_{q'}$ Bogolyubov dönüşüm katsayılarının (u_q ve v_q) birer kombinasyonudur. (2.18) ifadesinde yer alan $D_{ss'} = \sum_\rho \rho \alpha_{s-\rho}^+ \alpha_{s'-\rho}$ iki kuaziparçacık operatörüdür. Bu denklemdaki fonon

operatörleri ($Q_{i\mu}^+$), iki kuaziparçacığın spin parite 1^+ olacak şekilde süperpozisyonu olarak tanımlanır, yani $C_{qq'}^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_\rho \rho \alpha_{q,-\rho}^+ \alpha_{q',\rho}^+$ manyetik karakterli iki kuaziparçacık

ürete operatörü olmak üzere $Q_{i\mu}^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_\tau \sum_{qq'} [\psi_{qq'}^{i\mu}(\tau) C_{qq'}^+(\tau) - \phi_{qq'}^{i\mu}(\tau) C_{qq'}(\tau)]$ ile verilir. Bu ifadede $\psi_{ss'}^i$ ve $\phi_{ss'}^i$ sırasıyla iki kuaziparçacık çiftlerinin ileri (forward) ve geri (backward) genlikleri olmak üzere $g_{ss'}^i = \psi_{ss'}^i + \phi_{ss'}^i$ ile verilir [78].

Tek-A'lı deforme bir çekirdeğe ait herhangi bir dönmesiz seviyenin dalga fonksiyonu tek kuaziparçacık ve kuaziparçacık \otimes fonon bileşenlerinin toplamı olarak ifade edilir [78]:

$$\psi_K^j(\tau) = \left\{ N_K^j(\tau) \alpha_K^+(\tau) + \sum_{i\mu} \sum_v G_j^{i\mu v} \alpha_v^+(\tau) Q_{i\mu}^+ \right\} |\psi_0\rangle \quad \mu = 0, \pm 1 \quad (2.19)$$

burada ψ_0 fonon vakumu, N_K^j ve $G_j^{i\mu v}$ ise sırasıyla tek kuaziparçacık ve kuaziparçacık \otimes fonon bileşenlerinin genlikleridir. Dalga fonksiyonu

$$\langle \psi_K^j(\tau) | \psi_K^j(\tau) \rangle = (N_K^j)^2 + \sum_{i\mu} \sum_v (G_j^{i\mu v})^2 = 1 \quad (2.20)$$

normalizasyon koşuluna tabidir. ψ_{K_0} taban ve ψ_K uyarılmış dalga fonksiyonları üzerinden (2.10) hamiltoniyenin ortalama değerleri alınarak Varyasyon methodu

$$\delta \left\{ \langle \psi_K^j(\tau) | H | \psi_K^j(\tau) \rangle - \langle \psi_{K_0}(\tau) | H | \psi_{K_0}(\tau) \rangle - \eta_K^j \left[(N_K^j)^2 + \sum_{i\mu} \sum_v (G_{i\mu j}^{Kv})^2 - 1 \right] \right\} = 0 \quad (2.21)$$

uygulanırsa tek-A'lı çekirdeğin taban ve uyarılma durumlarının enerjilerini veren seküler denklem aşağıdaki gibi bulunur [78]:

$$\varepsilon_K^\tau - \eta_K^\tau - \sum_{i\mu} \sum_{j,v} \frac{(\chi \sigma_{Kv}^{\mu\tau} M_{Kv}^\tau L_\sigma - \tau e_{Kv}^\tau j_{Kv}^{\mu\tau} M_{Kv}^\tau)^2}{4\omega_i Z(\omega_i) (\omega_i + \varepsilon_K^\tau - \eta_K^\tau)} = 0 \quad (2.22)$$

Seküler deneklem ifadesinde

$$\begin{aligned} L_\sigma &= -2\omega_i \Phi_\sigma & e_{Kv}^\tau &= \varepsilon_K^\tau - \varepsilon_v^\tau - \tau V_{Kv}^\tau L_i \\ L_i &= \frac{X - \Phi_\sigma D_\sigma}{X_1} & \Phi_\sigma &= \left\{ \frac{\omega_i^2 J_1 X_1 - (F_1 - \gamma_1) X}{8\chi \omega_i^2 X_1^2 - (F_1 - \gamma_1) D_\sigma} \right\} \end{aligned} \quad (2.23)$$

$$\begin{aligned} X_1 &= X_1^n + X_1^p & X &= X^n - X^p & J_1 &= J_1^n - J_1^p & F_1 &= F_1^n - F_1^p \\ D_\sigma &= 1 + 2\chi F_\sigma & F_\sigma &= F_\sigma^n + F_\sigma^p & \gamma_1 &= \gamma_1^n - \gamma_1^p \end{aligned} \quad (2.24)$$

ve

$$\begin{aligned} J_1^\tau &= 2 \sum_{ss'} \frac{V_1^\tau (j_{ss'}^{(\mu)} L_{ss'})^2}{\varepsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2} & \gamma_1^\tau &= 2 \sum_{ss'} V_1^\tau j_{ss'}^{(\mu)2} L_{ss'}^2 & F_1^\tau &= 2 \sum_{ss'} \frac{\varepsilon_{ss'} (V_1^\tau j_{ss'}^{(\mu)} L_{ss'})^2}{\varepsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2} \\ F_\sigma^\tau &= 2 \sum_{ss'} \frac{(\sigma_{ss'}^{(\mu)} L_{ss'})^2 \varepsilon_{ss'}}{\varepsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2} & X_1^\tau &= \sum_{ss'} \frac{V_1^\tau \sigma_{ss'}^{(\mu)} j_{ss'}^{(\mu)} L_{ss'}^2}{\varepsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2} & X^\tau &= \sum_{ss'} \frac{\varepsilon_{ss'} \sigma_{ss'}^{(\mu)} j_{ss'}^{(\mu)} L_{ss'}^2}{\varepsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2} \end{aligned} \quad (2.25)$$

kısaltmaları yapılmıştır. (2.22) ifadesinde ω_i (i fonon numarasını göstermek üzere) ara işlemlerde çift-çift korun QRPA çözümlerinden bulunan 1+ fonon durumlarının enerjileridir.. Tek-A'lı çekirdeğin M1 seviyelerinin enerjileri seküler denklemin kökleridir ($\eta_K^j, j=1, 2, 3, \dots$) [78].

Normalizasyon şartı ile seküler denklem kullanılarak $N_{\zeta_q}^j$ ve $G_j^{i\mu\nu}$ genlikleri için aşağıdaki ifadeler elde edilebilir [78]:

$$\left(N_K^j\right)^{-2} = 1 + \sum_{i\mu} \sum_{\nu} \frac{1}{4Z(\omega_i)\omega_i} \left(\frac{\chi\sigma_{K\nu}^{\mu\tau} M_{K\nu}^i - \tau e_{K\nu}^{\tau} j_{K\nu}^{\mu\tau} M_{K\nu}^i}{\omega_i + \varepsilon_{\nu}^{\tau} - \eta_K^{\tau}} \right)^2 \quad (2.26)$$

$$G_{i\mu j}^{K\nu} = \frac{-N_K^j}{2\sqrt{Z(\omega_i)\omega_i}} \frac{\left\{ \chi\sigma_{K\nu}^{\mu\tau} M_{K\nu}^i L_i - \tau e_{K\nu}^{\tau} j_{K\nu}^{\mu\tau} M_{K\nu}^i \right\}}{\left(\omega_i + \varepsilon_{\nu}^{\tau} - \eta_K^{\tau}\right)} \quad (2.27)$$

2.3.2. RI-QPNM'de manyetik özellikler

Deforme çekirdeklerde hem ψ_K (2.19) dalga fonksiyonu ile ifade edilen iç hareket, hem de $D(\theta_e)$ (θ_e Euler açıları olmak üzere) ile temsil edilen nükleer dönme hareketi elektromanyetik moment oluşturacağından tek-A'lı çekirdeklerin elektromanyetik geçiş özelliklerini hesaplayabilmek için bu iki hareketten gelen katkıları içeren

$$\Psi_{MK}^I(\theta_e, K) = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \left[D_{MK}^I(\theta_e) \psi_K(K+) + (-)^{I+K} D_{M-K}^I(\theta_e) \psi_K(K-) \right] \quad (2.28)$$

tam dalga fonksiyonunun kullanılması gerekir [84]. Deforme çekirdeklerin elektromanyetik multipol operatörü,

$$\Pi(\lambda\mu) = \sum_{\nu} D_{\mu\nu}^{\lambda}(\theta) M(\lambda\mu) \quad (2.29)$$

şeklinde iki katkıyı da içerecek biçimde seçilir. Burada $\Pi(\lambda\mu)$ ve $M(\lambda\mu)$ sırasıyla laboratuvar sistemindeki ve kütle merkezindeki elektromanyetik geçiş operatörüdür [84]. Herhangi bir uyarılma durumu $\left(\Psi_{M_f K_f}^{I_f}\right)$ ile taban durum $\left(\Psi_{M_0 K_0}^{I_0}\right)$ arasında meydana gelen manyetik dipol geçişler için geçiş ihtimali

$$B(M1 \uparrow; I_0 \rightarrow I_f) = \left| \left\langle \Psi_{M_f K_f}^{I_f} \left| M(1\mu) \right| \Psi_{M_0 K_0}^{I_0} \right\rangle \right|^2 \quad (2.30)$$

olarak verilir [84]. Bu ifadede (2.28) tam dalga fonksiyonu üzerinden (2.29) operatörünün beklenen değeri hesaplanırsa taban durumlar arasındaki indirgenmiş matris elemanı

$$\langle \Psi_{M_f K_f}^{I_f} | M(1\mu) | \Psi_{M_0 K_0}^{I_0} \rangle = \frac{\langle I_0 M_0 1\mu | I_f M_f \rangle}{\sqrt{2I_f + 1}} \langle I_f K_f | M(1\mu) | I_0 K_0 \rangle \quad (2.31)$$

elde edilir [84]. (2.31) ifadesinin sağ tarafında yer alan ortalama değer ifadesi taban $(I_0 K_0)$ ve uyarılmış durum $(I_f K_f)$ dalga fonksiyonları kullanılarak hesaplanırsa

$$\begin{aligned} \langle I_f K_f | M(1\mu) | I_0 K_0 \rangle &= \langle I_0 K_0 1K_f - K_0 | IK \rangle \langle \psi_{K_f} | M(1, K_f - K_0) | \psi_{K_0} \rangle \\ &+ (-1)^{I_0 + K_0} \langle I_0 - K_0 1K_f + K_0 | IK_f \rangle \langle \psi_{K_f} | M(1, K_f + K_0) | \psi_{K_0} \rangle \end{aligned} \quad (2.32)$$

bulunur [84]. (6.53) ifadesindeki $\langle \psi_K^j | M(\lambda, \mu = K_f \pm K_0) | \psi_{K_0} \rangle$ terimi taban durum ve uyarılmış durum dalga fonksiyonları kullanılarak,

$$\begin{aligned} \langle \psi_K^j | M(1, \mu) | \psi_{K_0} \rangle &= -N_{K_0} N_{K_f}^j(\tau) \mu_{K_f K_0}^\tau M_{K_f K_0} + \\ &+ N_{K_0} \sum_{\tau} \sum_{j, i\mu} \sum_{ss'} m_{ss'}^{(\mu)}(\tau) L_{ss'}^\tau g_{ss'}^i(\tau) G_j^{K_f K_0} \end{aligned} \quad (2.33)$$

şeklinde bulunur [78]. Dönme bandı içerisinde gerçekleşen elektromanyetik geçişlerde $I=M$ olduğu dikkate alınarak RI-QPNM bazında bulunan (2.33) ifadesi (2.32)'de yerine yazılırsa tek kütle numaralı deforme bir çekirdeğin taban durumdan uyarılmış durumlarına $M1$ geçişleri için

$$B(M1 \uparrow; I_0 K_0 \rightarrow I_f K_f) = \langle I_0 K_0 1\mu | I_f K_f \rangle^2 \left| \begin{aligned} &-N_{K_0} N_{K_f}^j \mu_{K_f K_0}^\tau M_{K_f K_0} + \\ &+ N_{K_0} \sum_{\tau} \sum_{j, i\mu} \sum_{ss'} m_{ss'}^{(\mu)}(\tau) L_{ss'}^\tau g_{ss'}^i(\tau) G_{j, i\mu}^{K_f K_0} \end{aligned} \right|^2 \quad (2.34)$$

elde edilir [78].

Tek kütle numaralı deforme çekirdeklere manyetik dipol uyarılmalarının ölçülmesi için gerçekleştirilen foton saçılma deneylerinde seviyelerin izotropik olmayan dağılımları nedeniyle patitenin belirlenmesi mümkün olmamaktadır. Bu nedenle

deneysel sonuçlar radyasyon kalınlıklarının g istatistiksel faktörüyle çarpımı olarak sunulur. Deneysel veriyle karşılaştırma yapabilmek adına (2.34) ile hesaplanan indirgenmiş $M1$ geçiş ihtimalleri aşağıdaki formüllerde yerine konularak tek-A'lı deforme çekirdekler için radyasyon kalınlığı ve onun indirgenmiş değeri hesaplanabilir [84]:

$$g\Gamma(M1) = 11.547 \times E_\gamma^3 \times B(M1 \uparrow) \quad [meV] \quad (2.35)$$

$$g\Gamma^{red}(M1) = 11.547 \times B(M1 \uparrow) \quad [meV MeV^{-3}] \quad (2.36)$$

2.4. Tek Kütle Numaralı Deforme Çekirdekler için Öteleme ve Galileo Değişmez Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model (TGI-QPNM)

Bu kısımda, tek kütle numaralı deforme çekirdeklerde geniş bir enerji aralığında (2-20 MeV) ortaya çıkan elektrik dipol ($E1$) uyarılmalarının araştırılmasında kullanılan Öteleme ve Galileo Değişmez Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model (TGI-QPNM)'in formülizasyonu ayrıntılı olarak verilmiştir.

2.4.1. TGI-QPNM'de özdeğer ve özfonksiyon probleminin çözümü

Tek kütleli numaralı deforme çekirdeklerin $E1$ özelliklerinin teorik olarak araştırılmasında kullanılan TGI-QPNM hamiltoniyeni

$$H = H_{sqp} + W_1 + h_\ominus + h_\Delta \quad (2.37)$$

şeklinde yazılır [74, 78]. Burada

$$H_{sqp} = \sum_{q,\tau} \varepsilon_q^\tau \alpha_{q\rho}^+(\tau) \alpha_{q\rho}(\tau) \quad (2.38)$$

bağımsız nükleon hareketini temsil eden tek-kuaziparçacık hamiltoniyenidir ve eksenel simetrik deforme ortalama alan ile monopol çiftlenim eşleşmelerini içerir. Bu hamiltoniyende $\tau = n, p$ 'dur ve q kuantum sayıları ele alınan çekirdeğin nötron (proton) tek-parçacık seviyelerini temsil etmektedir. (2.38) eşitliğinde $\varepsilon_s(\tau)$ kuaziparçacık enerjilerini, $(\alpha_{q\rho}^+) \alpha_{q\rho}$ kuaziparçacık yaratma(yok etme) operatörlerini

ve $\rho = \pm$ zaman tersinir seviyeleri ifade etmektedir [74, 78]. Pyatov Metodu'na göre H_{sqp} Hamiltoniyenin bozulan öteleme ve Galileo değişimliliği sırasıyla

$$h_{\ominus} = -\frac{1}{2g} \sum_{\tau} \sum_{\mu=0,\pm 1} [H_{sqp}, P_{\mu}^{\tau}]^{+} [H_{sqp}, P_{\mu}^{\tau}] \quad (2.39)$$

$$h_{\Delta} = -\frac{1}{2\beta} \sum_{\tau} \sum_{\mu=0,\pm 1} [U_{\Delta}^{\tau}, R_{\mu}^{\tau}]^{+} [U_{\Delta}^{\tau}, R_{\mu}^{\tau}] \quad (2.40)$$

olacak şekilde seçilen etkin restorasyon kuvvetleri kullanılarak onarılabilir. (2.39) ve (2.40) ifadelerinde yer alan $P_{\mu} = \sum_i p_{\mu}^i$ nükleonların çizgisel momentumunu, R_{μ} çekirdek kütle merkezinin konum vektörünü, U_{Δ}^{τ} ise nükleonlar arasındaki çiftlenim potansiyelini temsil eder. $\Gamma^{+} = \sum_q a_q^{+} a_q^{+}$ ve a_q^{+} parçacık yaratma operatörü olmak üzere $U_{\Delta}^{\tau} = -\frac{\Delta_{\tau}}{2} (\Gamma^{+} + \Gamma)$ şeklinde ifade edilir. P_{μ} ve R_{μ} operatörlerinin kuaziparçacık fonon tasvirindeki ifadeleri ise aşağıdaki biçimdedir [74, 78]:

$$P_{\mu}^{\tau} = \sum_{qq'} p_{qq'}^{(\mu)}(\tau) V_{qq'} B_{qq'}(\tau) + \sum_{qq'} p_{qq'}^{(\mu)}(\tau) L_{qq'} W_{qq'}^i (Q_{i\mu}^{+} - Q_{i\mu}) \quad (2.41)$$

$$R_{\mu}^{\tau} = \sum_{qq'} r_{qq'}^{(\mu)}(\tau) V_{qq'} B_{qq'}(\tau) + \sum_{qq'} r_{qq'}^{(\mu)}(\tau) U_{qq'} g_{qq'}^i (Q_{i\mu}^{+} + Q_{i\mu}) \quad (2.42)$$

şeklindedir [74, 78]. Burada $p_{qq'}^{(\mu)} = \langle q | p_{\mu} | q' \rangle$ ve $r_{qq'}^{(\mu)} = \langle q | r_{\mu} + (-1)^{\mu} r_{-\mu} | q' \rangle$ sırasıyla lineer momentum ve konum operatörlerinin tek parçacık tek-parçacık matris elemanları, $L_{qq'} = u_q v_{q'} - u_{q'} v_q$, $U_{qq'} = u_q v_{q'} + u_{q'} v_q$ ve $V_{qq'} = u_q u_{q'} - v_q v_{q'}$ Bogolyubov dönüşüm katsayılarının (u_q ve v_q) birer kombinasyonudur. (2.41) ve (2.42) ifadelerinde yer alan $B_{qq'} = \sum_{q'} \alpha_q^{+} \alpha_{q'}$ iki kuaziparçacık operatörüdür. Bu denklemdeki fonon operatörleri ($Q_{i\mu}^{+}$), iki kuaziparçacığın spin parite 1^{-} olacak şekilde süperpozisyonu olarak tanımlanır, yani $A_{qq'}^{+} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\rho=\pm} \rho \alpha_{q-\rho}^{+} \alpha_{q'\rho}^{+}$ elektrik karakterli iki kuaziparçacık

ürete operatörü olmak üzere $Q_{i\mu}^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\tau} \sum_{qq'} [\psi_{qq'}^{i\mu}(\tau) A_{qq'}^+(\tau) - \phi_{qq'}^{i\mu}(\tau) A_{qq'}(\tau)]$ ile verilir

[43]. Bu ifadede $\psi_{ss'}^i$ ve $\phi_{ss'}^i$ sırasıyla iki kuaziparçacık çiftlerinin ileri (forward) ve geri (backward) genlikleri olmak üzere $g_{ss'}^i = \psi_{ss'}^i + \phi_{ss'}^i$ ve $w_{ss'}^i = \psi_{ss'}^i - \phi_{ss'}^i$ ile verilir.

h_{Θ} ve h_{Δ} restorasyon kuvvetlerinin sırasıyla \mathcal{G} ve β olarak ifade edilen güç parametreleri [74, 78]:

$$\mathcal{G}^{(\mu)} = \langle \psi_{K_0}(\tau) | [P_{\mu}^+, [H_{sqp}, P_{\mu}]] | \psi_{K_0}(\tau) \rangle \quad (\mu = 0, \pm 1) \quad (2.43)$$

$$\beta^{(\mu)} = \langle \psi_{K_0}(\tau) | [R_{\mu}^+, [U_{\Delta}, R_{\mu}]] | \psi_{K_0}(\tau) \rangle \quad (\mu = 0, \pm 1) \quad (2.44)$$

çift komitasyonlarının çözümlerinden belirlenir [74, 78]. Son olarak

$$W_1 = \kappa_1 \sum_{\tau\tau'} \sum_{\mu} \left(\frac{\tau_z \tau'_z}{N_{\tau} N_{\tau'}} \right) R_{\mu}(\tau) R_{\mu}(\tau') \quad \tau_z(\tau'_z) = \begin{cases} +1 & , \quad \text{nötron için} \\ -1 & , \quad \text{proton için} \end{cases} \quad (2.45)$$

ile verilen dipol-dipol etkileşmesi çekirdekte spin-paritesi $I^{\pi}=1^{-}$ olan elektrik dipol titreşimlerinin oluşumundan sorumludur [74, 78]. (2.45) ifadelerinde yer alan κ_1 dipol-dipol etkileşme sabitidir, N_{τ} nötron ve protonlar için sırasıyla $N_{\tau} = N$ ve $N_{\tau} = Z$ değerlerini alır [74, 78].

Tek-A'lı deforme bir çekirdeğe ait herhangi bir dönmesiz seviyenin dalga fonksiyonu tek kuaziparçacık ve kuaziparçacık \otimes fonon bileşenlerinin toplamı olarak ifade edilir [74, 78]:

$$\psi_K^j(\tau) = \left\{ N_K^j(\tau) \alpha_K^+(\tau) + \sum_{i\mu} \sum_{\nu} G_j^{i\mu\nu} \alpha_{\nu}^+(\tau) Q_{i\mu}^+ \right\} | \psi_0 \rangle \quad \mu = 0, \pm 1 \quad (2.46)$$

burada ψ_0 fonon vakumu, $N_{\xi_q}^j$ ve $G_j^{i\mu\nu}$ ise sırasıyla tek kuaziparçacık ve kuaziparçacık \otimes fonon bileşenlerinin genlikeleridir [74, 78]. Dalga fonksiyonu

$$\langle \psi_K^j(\tau) | \psi_K^j(\tau) \rangle = (N_K^j)^2 + \sum_{i\mu} \sum_v (G_j^{i\mu\nu})^2 = 1 \quad (2.47)$$

normalizasyon koşuluna tabidir [74, 78]. ψ_{K_0} taban ve ψ_K uyarılmış dalga fonksiyonları üzerinden (2.37) hamiltoniyenin ortalama değerleri alınarak Varyasyon methodu

$$\delta \left\{ \langle \psi_K^j(\tau) | H | \psi_K^j(\tau) \rangle - \langle \psi_{K_0}(\tau) | H | \psi_{K_0}(\tau) \rangle - \eta_K^j \left[(N_K^j)^2 + \sum_{i\mu} \sum_v (G_{i\mu}^{K\nu})^2 - 1 \right] \right\} = 0 \quad (2.48)$$

uygulanırsa tek-A'lı çekirdeğin taban ve uyarılma durumlarının enerjilerini veren seküler denklem aşağıdaki gibi bulunur [74, 78]:

$$P(\eta_K^\tau) \equiv \varepsilon_K^\tau - \eta_K^\tau - \sum_{i\mu} \sum_v \frac{(2\tau_z \kappa_1 N_\tau^{-1} r_{K\nu} V_{K\nu} \bar{L}_i - \varepsilon_{K\nu}^{(-)} p_{K\nu} M_{K\nu} + \Delta_\tau r_{K\nu} L_{K\nu} L_i)^2}{\omega_{i\mu} Y_{i\mu} (\omega_{i\mu} + \varepsilon_v^\tau - \eta_K^\tau)} = 0 \quad (2.49)$$

Seküler denklem ifadesinde

$$L_i = \frac{\omega_i (FS_\Delta - M\Upsilon_\Delta)}{S_\Delta \Upsilon_\Delta + F(\beta - K)} \quad \bar{L}_i = \frac{1}{2\kappa_1} \frac{S_\Delta^2 + (\beta - K)M}{S_\Delta \Upsilon_\Delta \omega_{i\mu} + \omega_{i\mu} F(\beta - K)} \quad (2.50)$$

$$\begin{aligned} K &= K_n + K_p & S_\Delta &= S_\Delta^n + S_\Delta^p & \Upsilon_\Delta &= \Upsilon_n - \Upsilon_p \\ M &= M_n + M_p & M &= \left(\frac{1}{N} M_n - \frac{1}{Z} M_p \right) & F &= \frac{M}{\omega_{i\mu}^2} \end{aligned} \quad (2.51)$$

$$\begin{aligned} K_\tau &= 2\Delta_\tau^2 \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'}^2 M_{qq'}^2}{(\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_{i\mu}^2)} & S_\Delta^\tau &= 2\Delta_\tau \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'} p_{qq'} L_{qq'} M_{qq'}}{(\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_{i\mu}^2)} \\ \Upsilon_\tau &= 2\Delta_\tau \frac{1}{N_\tau} \sum_{qq'} \frac{r_{qq'}^2 U_{qq'} M_{qq'}}{(\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_{i\mu}^2)} & M_\tau &= 2 \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'}^2 r_{qq'} p_{qq'} L_{qq'} U_{qq'}}{(\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_{i\mu}^2)} \end{aligned}$$

(2.52)

kısaltmaları yapılmıştır. (2.49) ifadesinde ω_i (i fonon numarasını göstermek üzere) ara işlemlerde çift-çift korun QRPA çözümlerinden bulunan 1^- fonon durumlarının

enerjileridir. Tek-A'lı çekirdeğin $E1$ seviyelerinin enerjileri seküler denklemin kökleridir ($\eta_K^j, j=1, 2, 3, \dots$) [74, 78].

Normalizasyon şartı ile seküler denklem kullanılarak N_K^j ve $G_j^{i\mu\nu}$ genlikleri için aşağıdaki ifadeler elde edilebilir [74, 78]:

$$(N_K^j)^{-2} = 1 + \sum_{i\mu} \sum_{\nu} \left(\frac{2\tau_z N_\tau^{-1} \kappa_1 r_{K\nu} V_{K\nu} \bar{L}_i - \varepsilon_{K\nu}^{(-)} p_{K\nu} M_{K\nu} + \Delta_\tau r_{K\nu} L_{K\nu} L_i}{\omega_{i\mu} Y_{i\mu} (\omega_{i\mu} + \varepsilon_\nu^\tau - \eta_K^\tau)} \right)^2 \quad (2.53)$$

$$G_j^{i\mu\nu} = -N_K^j \left\{ \frac{2\tau_z N_\tau^{-1} r_{K\nu} V_{K\nu} \bar{L}_i - \varepsilon_{K\nu}^{(-)} p_{K\nu} M_{K\nu} + \Delta_\tau r_{K\nu} L_{K\nu} L_i}{\sqrt{\omega_{i\mu} Y_{i\mu} (\omega_{i\mu} + \varepsilon_\nu^\tau - \eta_K^\tau)}} \right\} \quad (2.54)$$

2.4.2. TGI-QPNM'de elektrik özellikler

Deforme çekirdeklerde (2.28) ile verilen tam dalgafonksiyonu ve (2.29) ile verilen dipol operatörü kullanılarak herhangi bir uyarılma durumu ($\Psi_{M_f K_f}^{I_f}$) ile taban durum ($\Psi_{M_0 K_0}^{I_0}$) arasında meydana gelen elektrik dipol geçişler için geçiş ihtimali

$$B(E1 \uparrow; I_0 \rightarrow I_f) = \left| \langle \Psi_{M_f K_f}^{I_f} | E(1\mu) | \Psi_{M_0 K_0}^{I_0} \rangle \right|^2 \quad (2.55)$$

olarak yazılabilir [85]. Bu ifadede (2.28) tam dalga fonksiyonu üzerinden (2.29) operatörünün beklenen değeri hesaplanırsa taban durumlar arasındaki indirgenmiş matris elemanı

$$\langle \Psi_{M_f K_f}^{I_f} | E(1\mu) | \Psi_{M_0 K_0}^{I_0} \rangle = \frac{\langle I_0 M_0 1\mu | I_f M_f \rangle}{\sqrt{2I_f + 1}} \langle I_f K_f | E(1\mu) | I_0 K_0 \rangle \quad (2.56)$$

elde edilir [85]. (2.56) ifadesinin sağ tarafında yer alan ortalama değer ifadesi taban ($I_0 K_0$) ve uyarılmış durum ($I_f K_f$) dalga fonksiyonları kullanılarak hesaplanırsa

$$\begin{aligned} \langle I_f K_f | E(1\mu) | I_0 K_0 \rangle &= \langle I_0 K_0 1K_f - K_0 | IK \rangle \langle \psi_{K_f} | E(1, K_f - K_0) | \psi_{K_0} \rangle \\ &+ (-1)^{I_0 + K_0} \langle I_0 - K_0 1K_f + K_0 | IK_f \rangle \langle \psi_{K_f} | E(1, K_f + K_0) | \psi_{K_0} \rangle \end{aligned} \quad (2.57)$$

bulunur. (2.57) ifadesindeki $\langle \psi_{K_f}^j | E(1, \mu = K_f \pm K_0) | \psi_{K_0} \rangle$ terimi taban durum ve uyarılmış durum dalga fonksiyonları kullanılarak,

$$\begin{aligned} \langle \psi_{K_f}^j | E(1, \mu) | \psi_{K_0} \rangle &= e_{eff}^\tau N_{K_f}^j(\tau) N_{K_0}(\tau) r_{KK_0} V_{KK_0} + \\ &+ N_{K_0}(\tau) \sum_{i\mu} G_j^{i\mu K_0} \sum_{\tau} \sum_{qq'} e_{eff}^\tau r_{qq'} U_{qq'} g_{qq'}^{i\mu} \end{aligned} \quad (2.58)$$

şeklinde bulunur [74, 80, 85]. Dönme bandı içerisinde gerçekleşen elektromanyetik geçişlerde $I=M$ olduğu dikkate alınarak TGI-QPNM bazında bulunan (2.58) ifadesi (2.57)'de yerine yazılırsa tek kütle numaralı deforme bir çekirdeğin taban durumdan uyarılmış durumlarına $E1$ geçişleri için

$$B(E1 \uparrow; I_0 K_0 \rightarrow I_f K_f) = \frac{\langle I_0 K_0 1 \mu | IK \rangle^2}{4} \left| \begin{aligned} &e_{eff}^\tau N_{K_f}^j(\tau) N_{K_0}(\tau) r_{K_f K_0} V_{K_f K_0} + \\ &+ N_{K_0}(\tau) \sum_{i\mu} G_j^{i\mu K_0} \sum_{\tau} \sum_{qq'} e_{eff}^\tau r_{qq'} U_{qq'} g_{qq'}^{i\mu} \end{aligned} \right|^2 \quad (2.59)$$

ifadesi elde edilir [74, 80, 85].

Tek kütle numaralı deforme çekirdeklere manyetik dipol uyarılmalarının ölçülmesi için gerçekleştirilen foton saçılma deneylerinde seviyelerin izotropik olmayan dağılımları nedeniyle patitenin belirlenmesi mümkün olmamaktadır. Bu nedenle deneysel sonuçlar radyasyon kalınlıklarının g istatistiksel faktörüyle çarpımı olarak sunulur. Deneysel veriyle karşılaştırma yapabilmek adına (2.59) ile hesaplanan indirgenmiş $E1$ geçiş ihtimalleri aşağıdaki formüllerde yerine konularak tek-A'lı deforme çekirdekler için radyasyon kalınlığı ve onun indirgenmiş değeri hesaplanabilir:

$$g\Gamma(E1) = 1.0467 \times E_\gamma^3 \times B(E1 \uparrow) (e^2 fm^2 \times 10^{-3}) \quad [meV] \quad (2.60)$$

$$g\Gamma^{red}(E1) = 1.0467 \times B(E1 \uparrow) (e^2 fm^2 \times 10^{-3}) \quad [meV MeV^{-3}] \quad (2.61)$$

3. SAYISAL VERİLER

Tek kütle numaralı $^{151,153,155}\text{Sm}$ izotoplarındaki $M1$ ve $E1$ geçişlerini hesaplamak için bir önceki bölümde detayları verilen sırasıyla dönme değişmez kuaziparçacık fonon nükleer model (RI-QPNM) ve öteleme ve Galileo değişmez kuaziparçacık fonon nükleer model (TGI-QPNM) kullanılmıştır. Her iki model de Ref. [86]'da ayrıntılı olarak verilen QRPA denklemlerinin çözümü ile elde edilen tek fonon durumlarına dayanmaktadır. TGI-QPNM fononları, elektrik dipol uyarılmaları üreten iki kuaziparçacık operatörleri kullanılarak oluşturulurken, RI-QPNM fononları, manyetik dipol uyarılmaları üreten iki kuaziparçacık operatörü kullanılarak oluşturulmuştur. Tek fonon bazını oluşturmak için gereken nötron ve proton kuaziparçacık uzayları nükleonlar arasındaki çiftlenimler Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) yaklaşımı ile ele alınarak Bogolyubov dönüşümleriyle elde edilmiştir. Bu işlemlerde Lipkin-Nogami Çiftlenim modelinden [87] elde edilen gap parametreleri (Δ) ile, Ref. [58]'deki prosedüre göre hesaplanan kimyasal potansiyeller (λ) kullanılmıştır. Kuaziparçacık uzayının oluşturulmasında temel olan nötron proton tek-parçacık özdeğer ve özfonksiyonları aksenal simetrik Woods-Saxon potansiyelinin [88] çözümünden elde edilmiştir. İncelenen çekirdekler için nötron ve proton gap parametreleri (Δ_n ve Δ_p), kimyasal potansiyelleri (λ_n ve λ_p), deformasyon parametreleri (β_2), ortalama alan deformasyonları (δ_2) ve taban durum Nilsson kuantum sayıları Tablo 1'de verilmiştir.

Tablo 3.1. $^{151,153,155}\text{Sm}$ çekirdeklerinin taban durum spin-pariteleri, Nilsson kuantum sayıları, deformasyonları ile çiftlenim parametreleri

Çekirdekler	$K^\pi[Nn_z\Lambda]\Sigma$	β_2 [89]	δ_2	Δ_n [MeV]	Δ_p [MeV]	λ_n [MeV]	λ_p [MeV]
^{151}Sm	$\frac{5/2^- [523] \downarrow}{3/2^- [532] \downarrow}$	0.1929	0.162	0.974	1.102	-7.106	-7.141
^{153}Sm	$\frac{3/2^+ [651] \uparrow}{3/2^+ [402] \downarrow}$	0.3065	0.266	0.960	1.066	-7.191	-7.994
^{155}Sm	$3/2^- [521] \uparrow$	0.3404	0.296	0.914	1,074	-6.899	-8.654

RI- QPNM'de $M1$ uyarılmaları nükleonlar arasındaki spin-spin etkileşmeleri tarafından üretilirken, TGI-QPNM'de $E1$ uyarılmalarının oluşumundan izovektör dipol-dipol etkileşmeleri sorumludur. Sayısal hesaplamalardaki önemli girdilerden biri de bu etkileşmelere ait güç parametreleridir. Spin-spin güç parametresinin (χ_σ) değeri

bu çekirdeklerin teorik ve deneysel iç manyetik moment (g_K) değerlerinin karşılaştırılmasından $\chi_\sigma=30 \text{ MeV/A}$ olarak belirlenmiştir [90]. Bu değer nadir toprak bölgesinde yer alan diğer tek nötronlu çekirdekler için belirlediğimiz χ_σ değerleriyle de uyumludur [91]. Dipol-dipol etkileşmesinin güç parametresi (χ_1) ise geçmiş çalışmalarımıza bağlı kalınarak $\chi_1=300A^{-5/3} \text{ MeVfm}^{-2}$ olarak seçilmiştir. Bu değer, hem küresel hem de çift-çift kütleli deforme çekirdeklerde gözlenen $E1$ geçişlerini açıklamada oldukça iyi sonuçlar vermiştir [50, 63-68]. Ayrıca yakın zamanda bu χ_1 değeri kullanılarak nadir toprak bölgesinde yer alan tek kütle numaralı çekirdeklerinin geniş bir enerji bölgesinde ölçülen $E1$ uyarılmaları başarılı bir biçimde açıklanmıştır [74-83].

Tablo 1'deki verilerden de görüleceği üzere tek kütle numaralı $^{151,153}\text{Sm}$ izotoplarının en belirgin özelliği taban durumlarının farklı konfigürasyonların karışımından oluşmasıdır [92]. Bu durum çok az rastlanan bir özellik olduğundan $^{151,153}\text{Sm}$ çekirdeklerini model hesaplamaları için daha da çekici kılmaktadır.

Öncelikle $^{151,153,155}\text{Sm}$ çekirdeklerinin taban durumları için hem deneysel hem de farklı teorik yaklaşımlardan elde edilen sonuçlar ile QPNM hesaplama sonuçlarını karşılaştıralım. Parçacık-Rotor Model (PRM) hesaplamaları ^{151}Sm çekirdeğinin taban durumunu en iyi ifade eden bileşenlerin $IK^\pi=5/2^- 5/2^-$ [523] ve $IK^\pi=5/2^- 3/2^-$ [532] olduğunu ortaya koymaktadır [93, 94]. Bu sonuç yakın geçmişte $^{149,151}\text{Sm}(t, p)$ reaksiyonundan elde edilen deneysel veriyle de desteklenmektedir [95]. ^{151}Sm çekirdeğinin taban durumu için QPNM bazında yapmış olduğumuz hesaplamalar $5/2^-$ [523] ve $3/2^-$ [532] seviyelerinin enerji değerlerinin birbirine çok yakın olduğunu ve bu nedenle karışıklarını kanıtlamaktadır.

^{153}Sm çekirdeğinin seviye yapısının $^{150}\text{Nd}(\alpha, n)^{153}\text{Sm}$ transfer reaksiyonu aracılığıyla incelendiği çalışmada bu çekirdeğin taban durumunun $3/2^+$ [651] ile $1/2^+$ [660] konfigürasyonlarının karışımı olduğu belirlenmiştir. Söz konusu konfigürasyon PRM model hesaplarıyla da desteklenmiştir [96]. Ancak ^{153}Sm 'un seviye yapısının belirlenmesine yönelik olarak gerçekleştirilen $^{152}\text{Sm}(n, \gamma)^{153}\text{Sm}$ termal nötron yakalama reaksiyonundan çıkan yüksek ve düşük enerjili gama ölçümleri hem de $^{154}\text{Sm}(d, t)^{153}\text{Sm}$ reaksiyonundan çıkan tritonların manyetik spektrograf ölçümleri söz konusu çekirdeğin taban durumunun $3/2^+$ [651] ile $3/2^+$ [402] konfigürasyonlarının bir karışımı olduğunu göstermiştir [97]. Bu gözlem Coriolis etkileşmelerinin dikkate alındığı Nilsson Model hesaplamaları [98] ve Woods-Saxon potansiyeline dayalı

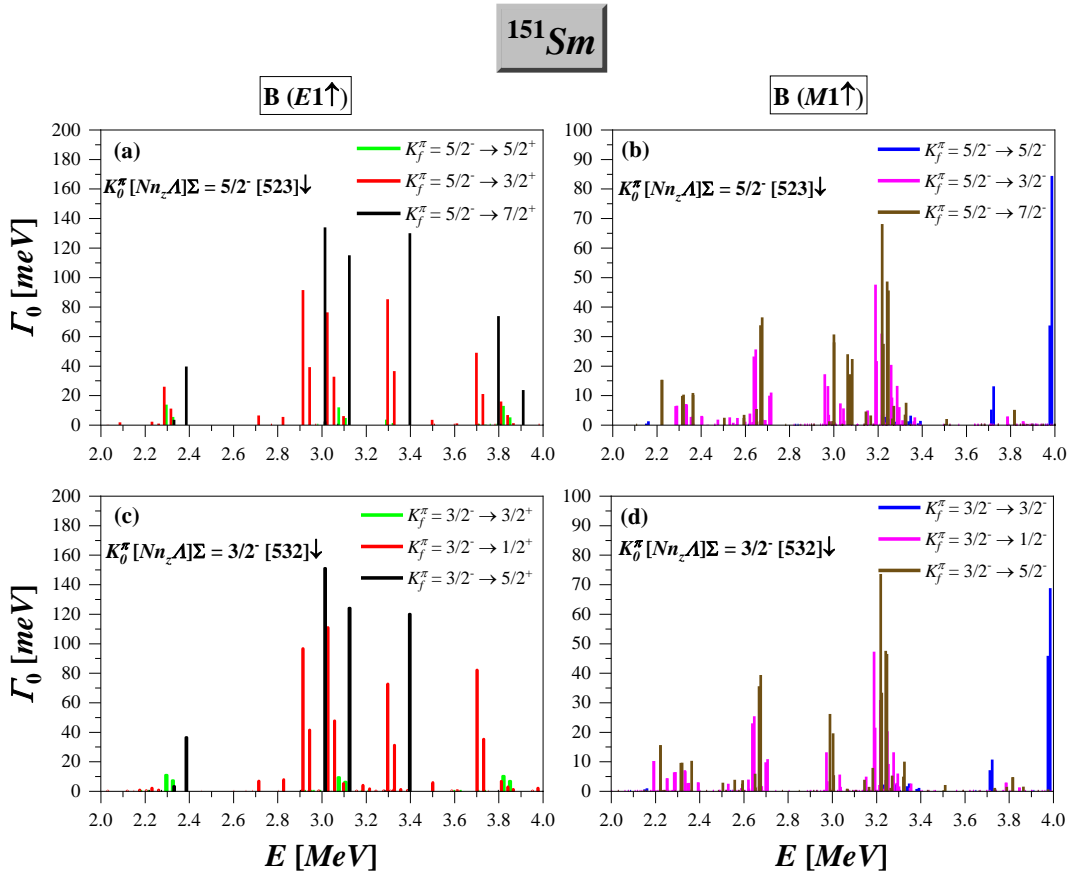
QRPA [99] hesaplamalarıyla da doğrulamıştır. QPNM bazında yapmış olduğumuz teorik hesaplamalar $3/2^+$ [651] seviyesinin $i_{13/2}$ küresel kabuğunun deformasyon nedeniyle yarılmaması sonucu oluştuğunu göstermektedir. Coriolis kuvvetlerinin özellikle $i_{13/2}$ küresel kabuğuna ait $\{[660]\uparrow, [400]\uparrow\}$ ile $\{[402]\downarrow, [651]\uparrow\}$ kuantum sayılarına sahip seviyeleri kuvvetlice karıştırdığı bilinmektedir [97]. Bu nedenle taban durum için öne sürülen $3/2^+$ $\{[651]\uparrow+[642]\uparrow\}$ ile $3/2^+$ $\{[651]\uparrow+[660]\uparrow\}$ konfigürasyonlarının her ikisinin de ortaya çıkması düşük ihtimallidir. Hesaplamalarımız ^{153}Sm için [651] \uparrow ve [402] \downarrow seviyeleri arasındaki enerji farkının [651] \uparrow ve [660] \uparrow ile [651] \uparrow ve [642] \uparrow seviyeleri arasındaki enerji farkından daha küçük olduğunu göstermektedir. Coriolis kuvvetlerinin birbirine yakın seviyelerde çok etkili olması [58] nedeniyle [651] \uparrow ve [402] \downarrow karışım genlikleri daha büyük olacağından ^{153}Sm çekirdeğinin taban durumu için en iyi yaklaşımın $3/2^+[651]\uparrow+[402]\downarrow$ konfigürasyonu olduğunu söyleyebiliriz.

^{155}Sm çekirdeğinin seviye yapısı, termal nötron yakalamayı takiben yayımlanan birincil ve ikincil γ ışınları ile iç dönüşüm elektronları aracılığıyla incelenmiştir. Elde edilen sonuçlar bu çekirdeğin taban durum konfigürasyonunun $3/2^-$ [521] olduğunu göstermektedir [100]. Bu gözlem hem *L.A. Malov vd.* tarafından elde edilen QRPA sonuçlarıyla [101] hem de QPNM bazında yapmış olduğumuz hesaplamalarla desteklenmektedir.

$^{151,153,155}\text{Sm}$ çekirdeklerinin 2-4 MeV enerji aralığındaki $M1$ ve $E1$ seviyelerinin sırasıyla TGI-QPNM ve RI-QPNM ile mikroskopik yapıları incelendiğinde söz konusu geçişlere en büyük katkının kuasiparçacık \otimes fonon bileşenlerinden geldiği belirlenmiştir. Ele alınan tek-A'lı Sm çekirdeklerinde hem $E1$ hem de $M1$ seviyelerinin yapısında baskın olan kuasiparçacık \otimes fonon bileşenlerinin, çekirdeklerin dalga fonksiyonlarının normuna katkısı %98'i aştığından $G_{j,i\mu}^{K\zeta\nu}$ genlikleri 1'e yakındır. Diğer yandan tek kuasiparçacık bileşenlerinin dalga fonksiyonuna katkısı 1.5 MeV'in üzerindeki enerjilerde çok küçüktür ve %0.1'i geçmemektedir. Bu nedenle $^{151,153,155}\text{Sm}$ izotoplarında 2-4 MeV enerji aralığındaki $E1$ ve $M1$ uyarılma seviyeleri saf kuasiparçacık \otimes fonon uyarılmaları olarak kabul edilebilir. Ele alınan tek-A'lı Sm izotoplarında, 2-4 MeV enerji aralığındaki $M1$ uyarılma seviyelerine en büyük katkıyı veren kor fononları çok sayıda iki kuasiparçacık konfigürasyonuna sahipken $E1$ uyarılma seviyelerine en büyük katkıyı veren kor fononları tek bir çift kuasiparçacık konfigürasyonuna sahiptir. Bu durum sözü geçen izotoplardaki düşük enerjili $M1$

uyarılma seviyelerin kolektif yapıda olduklarını, $E1$ seviyelerinin ise kolektif yapıda olmadığını göstermektedir.

^{151}Sm çekirdeğinin taban durumu $5/2^- [523]$ ve $3/2^- [532]$ seviyelerinin karışımı olduğundan bu çekirdekte $K^\pi=3/2^-$, $K^\pi=5/2^-$, $K^\pi=7/2^-$, $K^\pi=1/2^-$ seviyelerine $M1$ geçişleri, $K^\pi=3/2^+$, $K^\pi=5/2^+$, $K^\pi=7/2^+$, $K^\pi=1/2^+$ seviyelerine ise $E1$ geçişleri mümkündür. Bu nedenle ^{151}Sm çekirdeğinde söz konusu seviyeler için hesaplama yapılmıştır. ^{151}Sm çekirdeğinin düşük enerji bölgesi (2-4 MeV) için sırasıyla TGI-QPNM ve RI-QPNM ile hesaplanan $\Gamma_0(E1\uparrow)$ ve $\Gamma_0(M1\uparrow)$ dipol radyasyon genişlikleri Şekil 3.1’de verilmiştir.

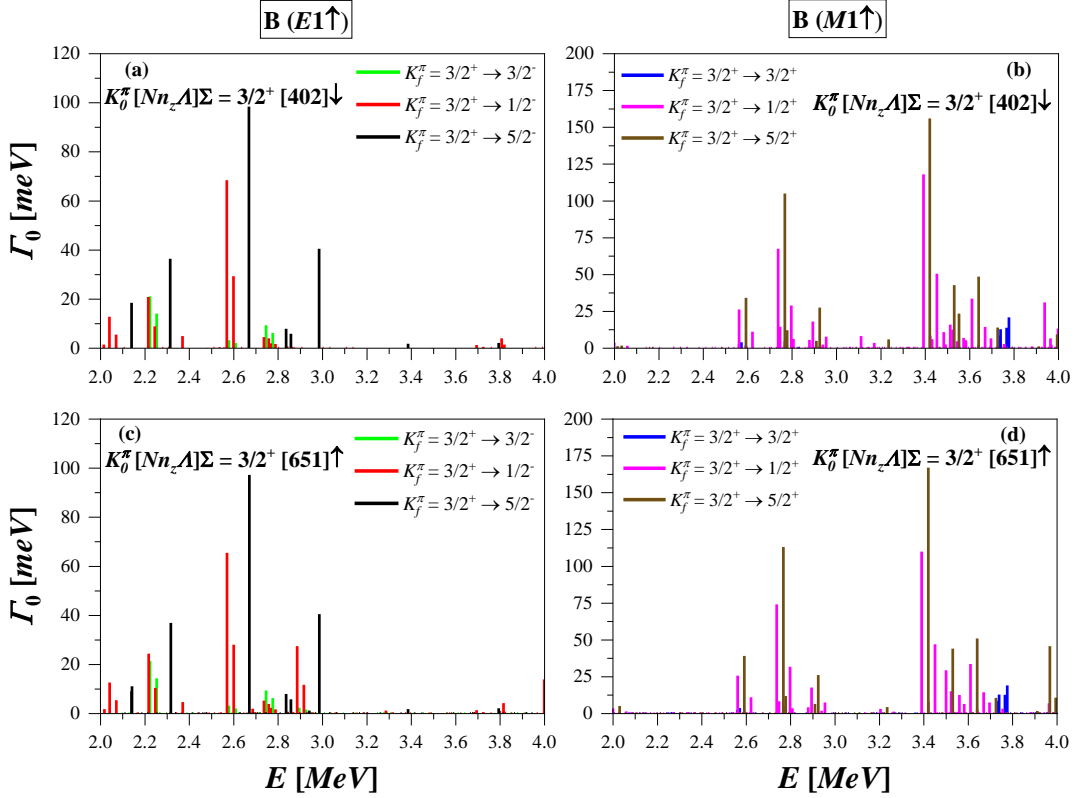


Şekil 3.1. ^{151}Sm çekirdeği için teorik olarak elde edilen düşük enerjili dipol uyarılmalarına ait radyasyon genişliklerinin 2-4 MeV enerji aralığındaki dağılımı (a) ^{151}Sm çekirdeğinde $5/2^- [523]$ taban durum konfigürasyonu için TGI-QPNM ile hesaplanan $\Gamma_0(E1\uparrow)$ radyasyon genişliklerinin enerji spektrumundaki dağılımı (b) ^{151}Sm çekirdeğinde $5/2^- [523]$ taban durum konfigürasyonu için RI-QPNM ile hesaplanan $\Gamma_0(M1\uparrow)$ radyasyon genişliklerinin enerji spektrumundaki dağılımı. (c) ^{151}Sm çekirdeğinde $3/2^- [532]$ taban durum konfigürasyonu için TGI-QPNM ile hesaplanan $\Gamma_0(E1\uparrow)$ radyasyon genişliklerinin enerji spektrumundaki dağılımı (d) ^{151}Sm çekirdeğinde $3/2^- [532]$ taban durum konfigürasyonu için RI-QPNM ile hesaplanan $\Gamma_0(M1\uparrow)$ radyasyon genişliklerinin enerji spektrumundaki dağılımı.

Şekil 3.1'den görülebileceği gibi teori ^{151}Sm çekirdeği için 2-4 MeV enerji aralığında makas mod olarak adlandırılan $M1$ uyarılmalarının yanı sıra çok sayıda güçlü $E1$ uyarılmasının varlığını öngörmektedir. Bu enerji aralığında hem $M1$ seviyeleri hem de $E1$ seviyeleri aşırı parçalı bir yapı sergilemektedir. Bu durum nadir toprak bölgesinde yer alan tek-A'lı deforme çekirdeklerin düşük enerjili dipol spektrumlarının bilinen sistematik davranışıyla uyumludur [1].

Taban durumu $3/2^+[651]\uparrow$ ve $3/2^+[402]\downarrow$ seviyelerinin bir karışımı olan ^{153}Sm çekirdeği $K^\pi=1/2^+$, $K^\pi=3/2^+$, $K^\pi=5/2^+$ durumlarına $M1$ geçişleriyle, $K^\pi=1/2^-$, $K^\pi=3/2^-$, $K^\pi=5/2^-$ durumlarına ise $E1$ geçişleriyle uyarılabileceğinden söz konusu çekirdekte bu uyarılma durumları için hesaplama yapılmıştır. ^{153}Sm çekirdeğinin düşük enerji bölgesi için sırasıyla TGI-QPNM ve RI-QPNM ile hesaplanan $\Gamma_0(E1\uparrow)$ ve $\Gamma_0(M1\uparrow)$ dipol radyasyon kalınlıkları Şekil 3.2'de verilmiştir.

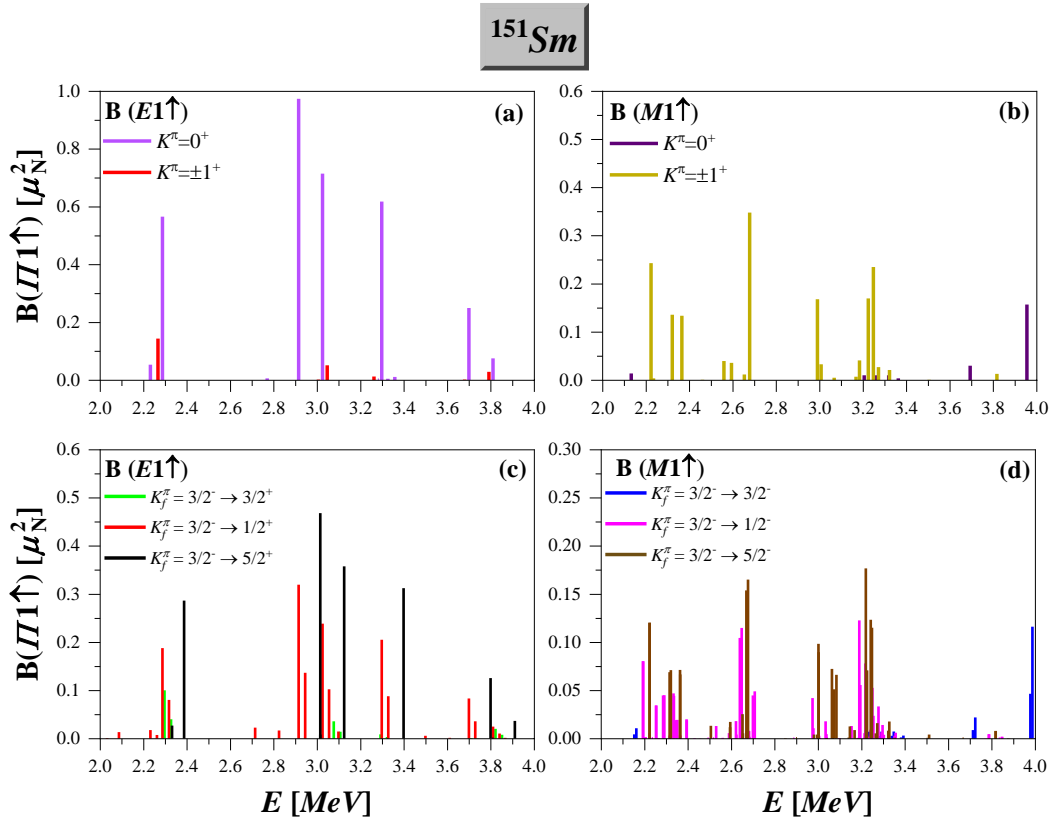
Şekil 3.2'den görüldüğü gibi ^{153}Sm çekirdeğinde 2-4 MeV enerji aralığında çok sayıda $M1$ ve $E1$ geçişi bulunmaktadır. $M1$ seviyeleri geniş bir enerji aralığına dağılmış olmakla birlikte esas olarak 2.8 MeV ile 3.5 MeV civarlarında öbeklenmiştir. $E1$ seviyelerinin ise 2-3 MeV enerji aralığını domine ettiği görülmektedir. 3 MeV'in üzerindeki enerjilerde birkaç çok zayıf geçiş dışında $E1$ uyarılması bulunmamaktadır.



Şekil 3.2. ^{153}Sm çekirdeği için teorik olarak elde edilen düşük enerjili dipol uyarılmalarına ait radyasyon genişliklerinin 2-4 MeV enerji aralığındaki dağılımı (a) ^{153}Sm çekirdeğinde 3/2[402] taban durum konfigürasyonu için TGI-QPNM ile hesaplanan $\Gamma_0(E1\uparrow)$ radyasyon genişliklerinin enerji spektrumundaki dağılımı (b) ^{153}Sm çekirdeğinde 3/2[402] taban durum konfigürasyonu için RI-QPNM ile hesaplanan $\Gamma_0(M1\uparrow)$ radyasyon genişliklerinin enerji spektrumundaki dağılımı. (c) ^{151}Sm çekirdeğinde 3/2[651] taban durum konfigürasyonu için TGI-QPNM ile hesaplanan $\Gamma_0(E1\uparrow)$ radyasyon genişliklerinin enerji spektrumundaki dağılımı (d) ^{153}Sm çekirdeğinde 3/2[651] taban durum konfigürasyonu için RI-QPNM ile hesaplanan $\Gamma_0(M1\uparrow)$ radyasyon genişliklerinin enerji spektrumundaki dağılımı.

Şekil 3.1 ve Şekil 3.2’de dikkat çeken önemli bir durum da ^{151}Sm çekirdeğinde taban durum konfigürasyonu olarak 5/2[523] veya 3/2[532] seçilmesinin, ^{153}Sm çekirdeğinde ise taban durum konfigürasyonu olarak 3/2[402] veya 3/2[651] seçilmesinin söz konusu çekirdeklerde $E1$ ve $M1$ seviyelerinin enerji spektrumundaki dağılımını çok fazla etkilememesidir. $^{151,153}\text{Sm}$ çekirdeklerinde her iki konfigürasyon için de $\Gamma_0(E1\uparrow)$ ve $\Gamma_0(M1\uparrow)$ dağılımları neredeyse aynıdır. Bunun temel nedeni taban durum konfigürasyonunun değişmesinin sadece teoride (2.19) veya (2.46) dalga fonksiyonundaki baz kuaziparçacık seviyesi ile fonon ile birleşen kuaziparçacık seviyesini değiştirmesidir. Hem RI-QPNM’de hem de TGI-QPNM’de baz

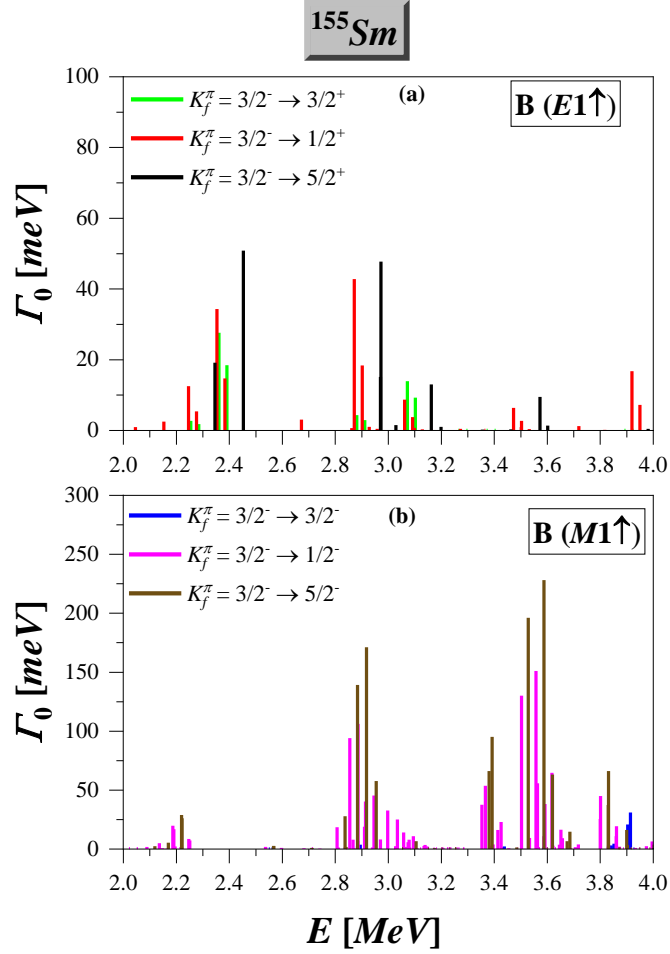
kuaziparçacık durumuna (dalga fonksiyonundaki tek-kuaziparçacık seviyesi) ait kök 1.5 MeV'in altındaki enerjilerde ortaya çıkmaktadır. Bu enerjinin üzerindeki seviyeler bir kural olarak kuaziparçacık \otimes fonon yapısındadır. Söz konusu kuaziparçacık fonon seviyelerinde baskın bileşen kor çekirdeğinin fononları olduğundan bulunacak enerjiler kor çekirdeği için bulunan fonon enerjileri civarında olacaktır. Ayrıca kuaziparçacık fonon seviyeleri için hesaplanacak geçiş ihtimalleri ve radyasyon kalınlıklarının dağılımları da kor çekirdeğindeki dağılımlara yakın çıkacaktır. Ancak $M1$ ve $E1$ seviyeleri tek-A'lı çekirdeklerde daha önce belirttiğimiz nedenlerden ötürü daha fazla parçalanacaktır. Bu durumu açıklayabilmek için Şekil 3.3'te ^{151}Sm çekirdeğinde $5/2 [523]$ taban durumundan $E1$ ve $M1$ uyarılmaları için hesaplanan indirgenmiş geçiş olasılıkları ^{150}Sm kor çekirdeğinin aynı enerji aralığı için hesaplanan $E1$ ve $M1$ indirgenmiş geçiş olasılıklarıyla karşılaştırılmıştır.



Şekil 3.3. ^{151}Sm çekirdeğinde $5/2 [523]$ taban durumundan $E1$ ve $M1$ uyarılmaları için hesaplanan indirgenmiş geçiş olasılıklarının ^{150}Sm kor çekirdeğinin aynı enerji aralığı için hesaplanan $E1$ ve $M1$ indirgenmiş geçiş olasılıklarıyla karşılaştırılması.

Şekil 3.3'ten görüldüğü gibi ^{150}Sm ve ^{151}Sm çekirdeklerinde $E1$ ve $M1$ seviyelerinin yerleştikleri enerjiler hemen hemen aynıdır. Ancak ^{150}Sm 'da tek bir seviyedeki $E1$ veya $M1$ gücü ^{151}Sm çekirdeğine geçildiğinde farklı uyarılma seviyeleri arasında paylaşılmaktadır ve dolayısıyla tek-A'lı çekirdek dipol spektrumlarında parçalanma daha kuvvetlidir. Sayısal sonuçların analizi tek-A'lı deforme çekirdeklerde $E1$ ve $M1$ güç dağılımındaki parçalanma mekanizmasının birbiriyle aynı olduğunu ortaya koymaktadır. Tek-A'lı çekirdekte $E1$ ($M1$) operatörünün $\Delta K=\pm 1$ bileşeni, $\{K_0, I_0 = K_0\}$ taban durumunu, kuantum sayıları $(K_f, I_f) = (K_0 - 1, I_0 - 1)$, $(K_f, I_f) = (K_0 - 1, I_0)$, $(K_f, I_f) = (K_0 - 1, I_0 + 1)$, $(K_f, I_f) = (K_0 + 1, I_0 + 1)$ olan uyarılma seviyeleri ile birleştirebilir. Böylece kor çekirdeğinde $\Delta K=\pm 1$ dalına ait her bir $E1$ ($M1$) geçişini komşu tek-A'lı çekirdekte 4 farklı $E1$ ($M1$) seviyesine dağıtmış olur. Diğer taraftan $E1$ ($M1$) operatörünün $\Delta K=0$ bileşeni $\{K_0, I_0 = K_0\}$ taban durumunu, kuantum sayıları sırasıyla $(K_f, I_f) = (K_0, I_0)$ ve $(K_f, I_f) = (K_0 + 1, I_0)$ olan uyarılma seviyeleri ile birleştirebilir. Yani kor çekirdeğindeki her bir $\Delta K=0$ $E1$ ($M1$) gücü komşu tek-A'lı çekirdekte iki seviye tarafından paylaşılmış olur. Bu nedenle tek-A'lı çekirdeklerin enerji spektrumlarındaki dipol seviyeleri komşu çift-çift kütleli çekirdeklere kıyasla daha çok parçalanmıştır.

Son olarak taban durumu $3/2^- [521]$ olan ^{155}Sm çekirdeği taban durumdan $K^\pi=1/2^-$, $K^\pi=3/2^-$, $K^\pi=5/2^-$ durumlarına $M1$ ve $K^\pi=1/2^+$, $K^\pi=3/2^+$, $K^\pi=5/2^+$ durumlarına ise $E1$ geçişleri ile uyarılabileceğinden bu çekirdek için hesaplamalar söz konusu seviyeler dikkate alınmıştır. ^{155}Sm çekirdeğinin düşük enerji bölgesi için sırasıyla TGI-QPNM ve RI-QPNM ile hesaplanan $\Gamma_0(E1\uparrow)$ ve $\Gamma_0(M1\uparrow)$ dipol radyasyon kalınlıklarının Şekil.3.3'te verilmiştir.

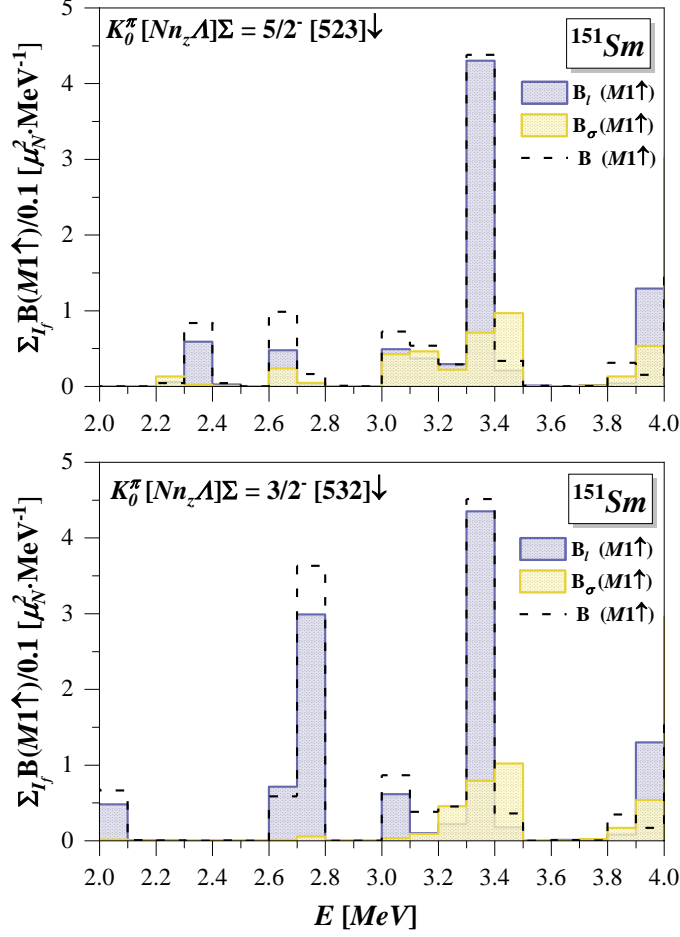


Şekil 3.4. ^{155}Sm çekirdeği için teorik olarak elde edilen düşük enerjili dipol uyarılmalarına ait radyasyon genişliklerinin 2-4 MeV enerji aralığındaki dağılımı (a) ^{155}Sm çekirdeğinde TGI-QPNM ile hesaplanan $\Gamma_0(E1\uparrow)$ radyasyon genişliklerinin enerji spektrumundaki dağılımı (b) ^{155}Sm çekirdeğinde 3 RI-QPNM ile hesaplanan $\Gamma_0(M1\uparrow)$ radyasyon genişliklerinin enerji spektrumundaki dağılımı.

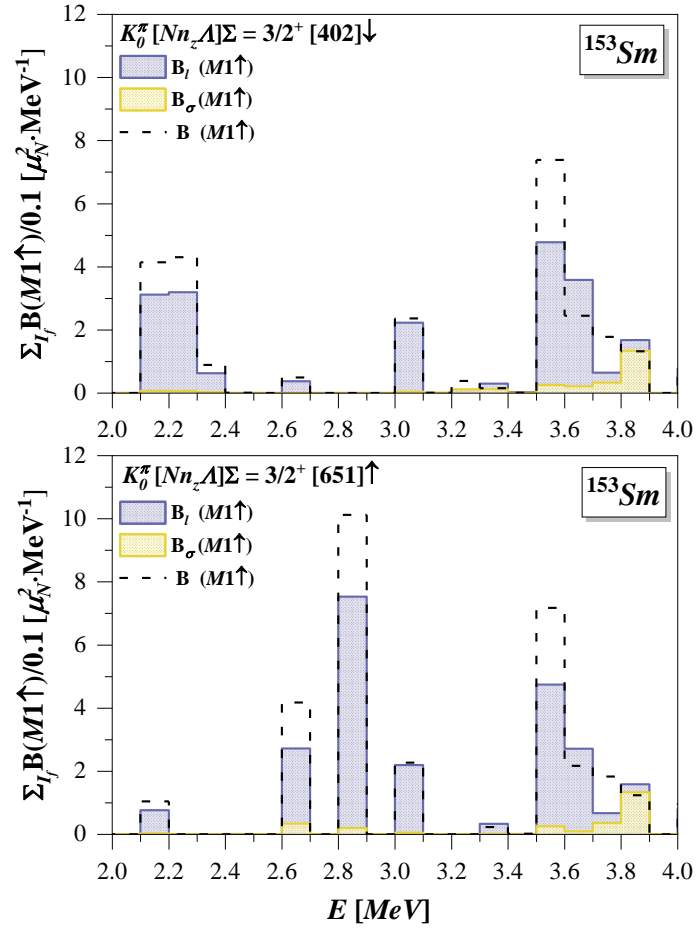
Şekil 3.4'teki teorik sonuçlar ^{155}Sm çekirdeğinde 2-4 MeV enerji aralığında M1 geçişlerine ek olarak çok sayıda E1 geçişi olduğunu göstermektedir. ^{155}Sm 'da M1 geçişleri 2.9 MeV ve 3.6 MeV enerjileri civarında gruplaşmışken E1 uyarılmalarının 2.4 MeV ve 3 MeV civarında öbeklendikleri görülmektedir. ^{153}Sm 'da olduğu gibi bu çekirdekte de 3 MeV üzerindeki enerjilerde zayıf birkaç E1 geçişi bulunmaktadır.

Deforme çekirdeklere gözlenen makas mod uyarılmalarına ait önemli karakteristik bir özellik uyarılmaların baskın biçimde orbital karakterli olmasıdır. Benzer bir durumun bu çalışmada ele aldığımız $^{151,153,155}\text{Sm}$ çekirdekleri içinde geçerli olup olmadığının araştırılması nadir toprak bölgesindeki tek-A'lı çekirdeklere makas moda ait sistematığın belirlenmesi bakımından önemlidir. Bu nedenle Şekil 3.5, Şekil 3.6 ve Şekil 3.7'de sırasıyla ^{151}Sm , ^{153}Sm ve ^{155}Sm çekirdekleri için RI-QPNM ile

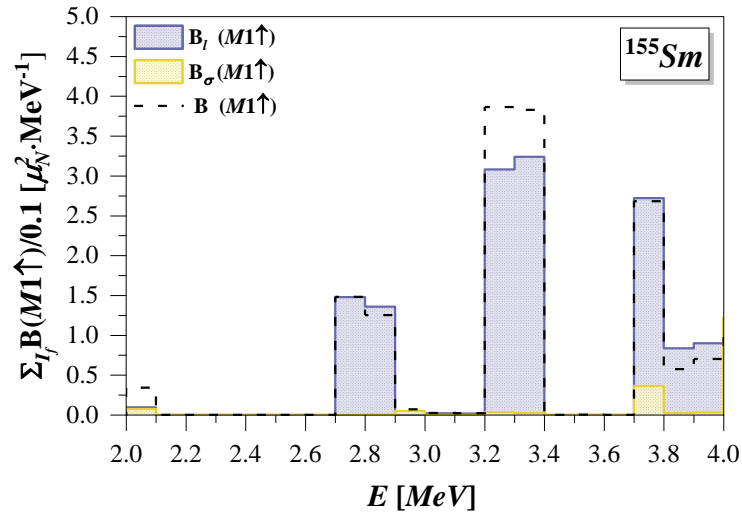
hesaplanan $B(M1\uparrow)$ indirgenmiş geçiş olasılığına manyetik dipol operatörünün spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar verilmiştir. Spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar sırasıyla sarı ve mavi renk ile gösterilmiştir.



Şekil 3. 5. ^{151}Sm çekirdeğinde 2-4 MeV enerji aralığındaki spin ve orbital $B(M1\uparrow)$ spektrumları. $M1$ operatörünün spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar sırasıyla sarı ve mavi renk ile gösterilmiştir.



Şekil 3.6. ^{153}Sm çekirdeğinde 2-4 MeV enerji aralığındaki spin ve orbital $B(M1\uparrow)$ spektrumları. $M1$ operatörünün spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar sırasıyla sarı ve mavi renk ile gösterilmiştir.



Şekil 3.7. ^{155}Sm çekirdeğinde 2-4 MeV enerji aralığındaki spin ve orbital $B(M1\uparrow)$ spektrumları. $M1$ operatörünün spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar sırasıyla sarı ve mavi renk ile gösterilmiştir.

Şekil 3.5, Şekil 3.6 ve Şekil 3.7’de sunulan RI-QPNM hesaplamalarına göre $^{151,153,155}\text{Sm}$ izotoplarında düşük enerjili $M1$ uyarılmaları baskın biçimde orbital karakterlidir ve bu durum nadir toprak bölgesinde yer alan hem çift-çift çekirdeklerin sistematiği ile uyumaktadır. Ayrıca elde ettiğimiz bu sonuç nadir toprak bölgesinde yer alan diğer tek-A’lı çekirdekler için yapılan RI-QPNM hesaplamalarıyla da uyumludur. Her üç çekirdeğin de $M1$ spektrumunda zayıf da olsa spin karakterli geçişler vardır. Örneğin ^{151}Sm çekirdeğinde 3.2-3.4 MeV aralığı ile 4 MeV civarında, $^{153,155}\text{Sm}$ çekirdeklerinde ise 3.8 MeV civarında spin karakterli $M1$ geçişleri mevcuttur. Bunlar söz konusu çekirdeklerde $M1$ güç dağılımının şekillenmesinde önemli bir etkiye sahiptir.

$^{151,153,155}\text{Sm}$ çekirdekleri için deneysel dipol spektrumları mevcut olmadığı için teorik olarak elde ettiğimiz $E1$ ve $M1$ seviyelerinin dağılımlarını deneyle karşılaştırmak mümkün olmamıştır. Ancak 2016 yılında *Simon vd.* tarafından yapılan çalışmada [34] $^{151,153}\text{Sm}$ çekirdeklerinin kuazi-süreklilikteki γ - güç fonksiyonu ve seviye yoğunluğu Oslo yöntemi kullanılarak ölçülmüş ve 0-5 MeV enerji aralığındaki toplam dipol geçiş ihtimalleri elde edilmiştir. Yakın geçmişte $^{153,155}\text{Sm}$ çekirdeklerinin nükleer seviye yoğunlukları ve γ güç fonksiyonları, Oslo yöntemi kullanılarak ($d, p\gamma$) deneyinden elde edilmiş ve 2-4 MeV enerji aralığı için toplam dipol geçiş ihtimalleri belirlenmiştir. Tablo 3.2’de söz konusu deneylerde $^{151,153,155}\text{Sm}$ çekirdeklerinin düşük enerjili dipol uyarılmaları için elde edilen sonuçlar TGI- ve RI-QPNM sonuçlarımızla karşılaştırılmıştır.

Tablo 3.2. $^{151,153,155}\text{Sm}$ çekirdekleri için, sırasıyla TGI-QPNM ve RI-QPNM ile hesaplanan $E1$ ve $M1$ geçişlerine ait toplam özelliklerinin deneysel verileriyle karşılaştırılması.

Çekirdek	Enerji Aralığı [MeV]	Taban Durum [NnzA] Σ	Uyarılmış Durum K^π	$\sum B(\Pi 1 \uparrow)$ [μ_N^2]		\bar{E} [MeV]	
				$E1$	$M1$	$E1$	$M1$
^{151}Sm	0 - 5	[523]↓	5/2 ⁻	0.234	0.259	2.705	3.789
			3/2 ⁻	1.719	0.751	3.050	2.956
			7/2 ⁻	1.752	0.961	3.069	2.895
			Toplam	3.705	1.971	3.037	3.865
			3/2 ⁻	0.203	0.252	2.664	3.791
			1/2 ⁻	1.826	0.695	3.275	2.459
		[532]↓	5/2 ⁻	1.545	0.868	2.942	2.985
			Toplam	3.574	1.815	3.096	3.799
			OSLO Methodu [34]	7.80 (34)	3.00 (3)		
^{153}Sm	2 - 4	[651]↑	3/2 ⁺	0.458	0.237	2.678	4.080
			1/2 ⁺	1.42	2.087	2.707	2.575
			5/2 ⁺	1.43	1.808	2.704	3.295
			Toplam	3.31	4.132	2.702	3.929
		[402]↓	3/2 ⁺	0.497	0.237	2.861	3.731
			1/2 ⁺	1.231	0.727	2.677	2.744
			5/2 ⁺	1.395	0.858	2.689	2.778
			Toplam	3.123	1.822	2.712	2.888
		OSLO Methodu [35]	7.80 (20)	3.00 (2)			
		^{155}Sm	2 - 4	[521]↑	3/2 ⁻	0.435	0.115
1/2 ⁻	0.823				1.775	2.621	3.063
5/2 ⁻	0.818				1.721	2.621	3.087
Toplam	2.076			3.611	2.593	3.469	
OSLO Methodu[35]	3.58 - 5.30			2.98 (8)			

Bu iki deneysel çalışmada da düşük enerji bölgesi için verilen toplam geçiş ihtimalleri deneyde elde edilen tüm seviyelerin $M1$ geçişi olduğu kabulüne dayanılarak belirlenmiştir. Oysa TGI-QPNM ile yaptığımız hesaplamalar $^{151,153,155}\text{Sm}$ çekirdeklerinin düşük enerji bölgesi için kayda değer sayıda $E1$ geçişinin olduğu da öngörülmüştür. Ancak deneysel ve teorik veriyi karşılaştırabilmek için söz konusu enerji aralıkları için elde ettiğimiz indirgenmiş $E1$ geçiş ihtimalleri $10^{-3} e^2 fm^2 = \mu_N^2$ dönüşümü ile $M1$ cinsinden ifade edilmiştir.

Tablo 3.2'den ^{151}Sm çekirdeği için 0-5 MeV enerji aralığında 5/2[523], 3/2[532] taban durum konfigürasyonlarından uyarılmış durumlara $E1$ ve $M1$ geçişleri için sırasıyla TGI-QPNM ve RI-QPNM hesaplamalarından elde edilen sonuçların toplamının $\sum_{I_f} B(M1+E1)=5.676 \mu_N^2$ ve $\sum_{I_f} B(M1+E1)=5.389 \mu_N^2$ olduğu görülmektedir. Bu değerlerin toplamı olan $B \sum_{I_f} B(\Pi 1)=11.065 \mu_N^2$, Simon vd. (2016) tarafından ^{151}Sm

çekirdeği için gerçekleştirilen deneyde elde edilen $\sum_{I_f} B(\Pi 1)=7.80\pm 0.34 \mu_N^2$ toplam dipol radyasyon genişliği değeri ile uyuşmaktadır.

^{153}Sm çekirdeği için 2-4 MeV enerji aralığında 3/2[651], 3/2[402] taban durum konfigürasyonlarından uyarılmış durumlara $E1$ ve $M1$ geçişleri için sırasıyla TGI-QPNM ve RI-QPNM hesaplamalarından elde edilen sonuçların toplamının $\sum_{I_f} B(M1+E1)=7.442 \mu_N^2$ ve $\sum_{I_f} B(M1+E1)=4.945 \mu_N^2$ olduğu görülmektedir. Bu değerlerin toplamı olan $\sum_{I_f} B(\Pi 1)=12.387 \mu_N^2$, *Malatji vd. (2021) [35]* tarafından ^{153}Sm çekirdeği için gerçekleştirilen deneyde elde edilen $\sum_{I_f} B(\Pi 1)=7.80\pm 0.20 \mu_N^2$ toplam dipol radyasyon genişliği değeri ile uyuşmaktadır.

Son olarak ^{155}Sm çekirdeği için 2-4 MeV enerji aralığında 3/2[521] taban durumdan uyarılmış durumlara $E1$ ve $M1$ geçişleri için sırasıyla TGI-QPNM ve RI-QPNM hesaplamalarından elde edilen sonuçların toplamı $\sum_{I_f} B(M1+E1)=5.687 \mu_N^2$ olarak bulunmuştur. Bu değer ^{155}Sm için *Malatji vd. (2021) [35]* tarafından gerçekleştirilen deneyde rapor edilen $\sum_{I_f} B(\Pi 1)=3.58 \mu_N^2$ ile $\sum_{I_f} B(\Pi 1)=5.30 \mu_N^2$ aralığında yer almaktadır ve deneysel üst sınır değeriyle çok iyi bir uyum göstermektedir.

Beklendiği gibi $^{151,153,155}\text{Sm}$ çekirdekleri için deneyde elde edilen toplam dipol radyasyon genişliği teoremin öngürdüğü değerden biraz düşüktür. Bu durum tek-A'lı çekirdeklerde seviye yoğunluğu nedeniyle tüm geçişlerin gözlenememesinden kaynaklanmaktadır. Seviye yoğunluğu tek-A'lı çekirdeklerde belli bir enerji aralığındaki dipol gücünün çok sayıda seviyeye dağılmasına neden olmaktadır ve bu seviyelerden bazılarının taşıdıkları dipol gücü çok küçük olabilmekte ve dedektör sisteminin duyarlılığının altında kalabilmektedir [22].

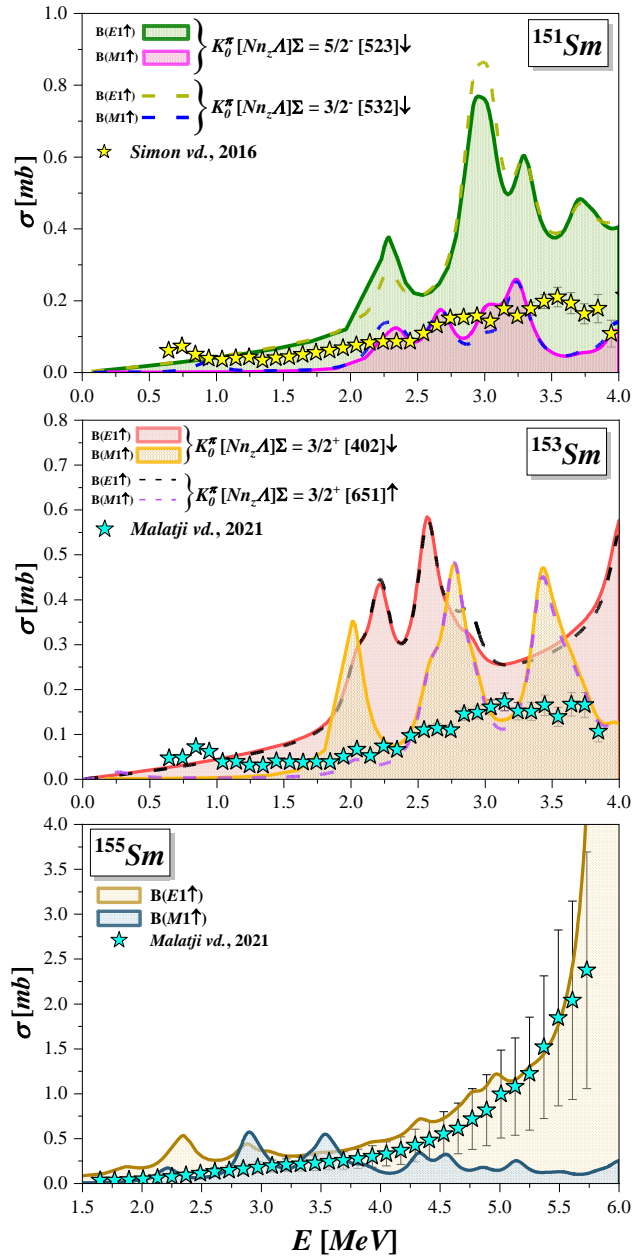
Şekil 3.7'de $^{151,153,155}\text{Sm}$ çekirdekleri için RI-QPNM kullanılarak hesaplanan $M1$ uyarılmaları ile TGI-QPNM kullanılarak hesaplanan $E1$ uyarılmalarının ilgililenilen enerji aralığındaki foto-soğurma tesir kesitleri (σ) deneysel foto-soğurma tesir kesiti sonuçları [34, 35] ile karşılaştırılmıştır.

^{151}Sm çekirdeği için *Simon vd. [34]* ^{153}Sm çekirdeği için ise *Malatji vd. [35]* tarafından yapılan çalışmalarda Oslo metodu yardımıyla elde edilen deneysel tesir kesiti değerleri $M1$ geçişlerine ait olmakla birlikte hangi taban durum konfigürasyonuna bozunmanın

bir sonucu olarak ortaya çıktığı belirtilmemiştir. ¹⁵¹Sm çekirdeğinde RI-QPNM hesabından elde ettiğimiz *M1* uyarılmalarına ait tesir kesiti değerleri hem 5/2 [523] hem de 3/2[532] konfigürasyonları için bir birine yakındır. Her iki konfigürasyon için de teorik sonuçlar deneysel veriyle neredeyse üst üste düşmekte ve aynı trendi izlemektedir. ¹⁵³Sm çekirdeğinde de 3/2[402] ve 3/2 [651] konfigürasyonları için elde ettiğimiz *M1* tesir kesitlerinin deneysel veriyle karşılaştırılmasından benzer sonuç çıkarılmaktadır. Bu durum her iki çekirdek için gerçekleştirilen deneylerde hangi taban durum konfigürasyonu üzerine inşa edilen uyarılma seviyelerinin dikkate alındığının teorik olarak da belirlenemeyeceğini ortaya koymaktadır. Ama net olarak söylenebilecek şey deneylerde taban durumların iki konfigürasyon karışımı olarak ele alınmadığıdır. Çünkü RI-QPNM hesaplamaları göstermektedir ki eğer ¹⁵¹Sm ve ¹⁵³Sm çekirdeklerinde taban durum karışım olarak alınmış olsaydı ve bunlar üzerine inşa edilen uyarılma durumları için ölçüm yapılsaydı elde edilen sonuçların mevcut deneysel değerlerin yaklaşık 2 katı olması beklenirdi.

Oslo metodu yardımıyla deneyi yapılan ¹⁵⁵Sm çekirdeği için RI-QPNM ile hesaplanan *M1* tesit kesitleri 4 MeV enerjisine kadar deneyle uyumlu bir trend izlerken 4 MeV'in üzerindeki enerjilerde TGI-QPNM ile hesaplanan *E1* tesir kesitleri deneyle uyumlu bir trend izlemektedir.

Şekil 3.7'de ele alınan tüm çekirdekler için deneysel sonuçlar süreklilik arz ederken teorik sonuçların bazı enerji bölgelerinde ince yapı emareleri sergilemesinin temel nedeni teorik ve deneysel yaklaşımlar arasındaki farktan kaynaklanmaktadır. Oslo yöntemini kullanan deneyler, yalnızca kuazi-süreklilikteki uyarılmış durumlar üzerine inşa edilmiş *M1* uyarılmalarını spektrumdan ayırt edebilirken [35], RI-QPNM'de taban durum üzerine inşa edilmiş *M1* uyarılmaları hesaplanabilmektedir.



Şekil 3.8. $^{151,153,155}\text{Sm}$ çekirdekleri için deneysel [34, 35] ve teorik foto-soğurma tesir kesitlerinin (σ) karşılaştırılması.

4. TARTIŞMA VE SONUÇ

Son yıllarda nükleer yapı fiziğine yön veren çalışmaların başında deforme çekirdeklerin elektromanyetik uyarılara karşı verdiği cevabın belirlenmesi gelmektedir. Elektromanyetik uyarılar çekirdekte farklı çok kutuplu kolektif modların ortaya çıkmasına neden olmaktadır. Bu kolektif modlar hem çekirdeğin karmaşık yapısının anlaşılmasında hem de teorik modellerin test edilmesinde büyük önem taşımaktadır. Söz konusu kolektif modlara verilebilecek en güncel örnekler deforme çekirdeklerin düşük enerji bölgesinde (2-4 MeV) ortaya çıkan elektrik dipol ($E1$) ve manyetik dipol ($M1$) uyarılmalarıdır.

Çift kütle numaralı deforme çekirdekte gözlenen düşük enerjili $E1$ ve $M1$ uyarılmalarını açıklayacak pek çok teorik yaklaşım literatürde mevcutken tek-A'lı deforme çekirdekte de gözlenen bu dipol uyarılmalarını açıklamaya yönelik sınırlı sayıda teori vardır. Bu teorilerden biri ve aktif olarak kullanılan kuaziparçacık ile fonon etkileşmelerini hesaba katan, kırılan simetrilerin onarılmasını mümkün kılan RI- ve TGI-QPNM'dir. RI-QPNM tek-A'lı deforme çekirdeklerin $M1$ uyarılma özelliklerini, TGI-QPNM ise $E1$ uyarılma özelliklerini başarıyla açıklamaktadır. Tek-A'lı deforme çekirdekler ile yapılan deneylerde gözlenen seviyelerin paritesini belirlemek mümkün olmadığından $E1$ uyarılmaları $M1$ uyarılmalarından ayırtılamamaktadır. Bu bakımdan tek-A'lı çekirdekte TGI- ve RI-QPNM ile yapılacak hesaplamalar seviyelerin karakterini aydınlatmak ve deney yapan araştırmacılara ışık tutmak için önemlidir.

Bu düşünceyle düşük enerjili dipol uyarılmalarına ait toplam özellikleri deneysel olarak belirlenmiş ^{151,153,155}Sm çekirdeklerinde bu verileri açıklayacak ilk kapsamlı teorik çalışmayı yapmak amacıyla bu tez hazırlanmıştır. Tez çalışmasında söz konusu çekirdeklerin $M1$ ve $E1$ uyarılmalarına ait ince yapı ve toplam özellikler RI- ve TGI-QPNM kullanılarak hesaplanmıştır. İnce yapı için elde ettiğimiz sonuçlar ele alınan tek-A'lı Sm izotoplarında 2-4 MeV arasında çok sayıda $M1$ ve $E1$ uyarılması olduğunu ortaya koymaktadır. Literatürde mevcut deneysel çalışmalar sadece toplam özelliklerine ait veriler sunduğundan TGI- ve RI-QPNM ile elde edilen ince yapılar

deney ile birebir olarak kıyaslanamamıştır. Ancak teorik ve deneysel toplam özellikler karşılaştırıldığında aralarında çok iyi bir uyum olduğu görülmüştür.

RI-QPNM hesaplamalarından $^{151,153,155}\text{Sm}$ çekirdeklerinde düşük enerjili $M1$ uyarılmalarının orbital karakterli olduğu belirlenmiştir. Bu durum nadir toprak bölgesinde yer alan diğer çift-çift ve tek kütleli çekirdekler için elde edilen literatürdeki mevcut verilerle uyumludur. $^{151,153,155}\text{Sm}$ çekirdeklerinde düşük enerjili $M1$ uyarılmalarının orbital karakterli olması makas moda ait uyarılmalar olduklarını göstermektedir.

$^{151,153,155}\text{Sm}$ çekirdeklerinde düşük enerji bölgesindeki $M1$ ve $E1$ uyarılmaları için elde edilen teorik sonuçlar 2-4 MeV enerji aralığındaki uyarılmaların baskın biçimde $\Delta K=\pm 1$ dalına ait geçişler olduğunu göstermiştir. Bu enerji aralığında az sayıda $\Delta K=0$ geçişi ortaya çıkmaktadır. Ele alınan çekirdeklerin $E1$ ve $M1$ geçişlerinin gerçekleştiği seviyelerin yapısı incelendiğinde bunların baskın biçimde kuaziparçacık \otimes fonon karışımları oldukları görülmüştür. Öte yandan $^{151,153,155}\text{Sm}$ çekirdeklerinin $E1$ seviyelerine katkı veren kor fononlarının yapısı incelendiğinde tamamının iki-kuazinötron ya da iki-kuaziproton çiftlerinden oluştuğu görülmektedir. Bu durum $^{151,153,155}\text{Sm}$ çekirdeklerinin düşük enerjili $E1$ uyarılma seviyelerinin kolektif yapıda olmadıklarını göstermektedir. Ancak bu çekirdeklere aynı enerji aralığında yer alan $M1$ seviyelerine katkı veren kor fononları çok sayıda kuaziparçacık çiftinin bir araya gelmesiyle oluştuğundan $M1$ uyarılmaları kolektif özellik sergilemektedir.

Teorik sonuçlarımızı karşılaştırdığımız deneyler Oslo Metoduna dayanmaktadır. Oslo metodunda uyarılmış durumlar üzerine inşa edilen dipol seviyeleri deneysel spektrumdan ayrıştırılabilmektedir. Oysa hem RI-QPNM’de hem de TGI-QPNM’de taban durumdan uyarılma durumlarına olan dipol geçişleri hesaplanmaktadır. Buna rağmen deney ve teori arasında tutarlı uyum yakalanmıştır. Ancak TGI-QPNM ve RI-QPNM sonuçlarımızla karşılaştırma yapabilmek için taban durumdan uyarılmış durumlara dipol geçişlerinin ölçülebildiği, ayrıca söz konusu geçişler için ince yapının belirlenebildiği Nükleer Rezoanans Flouresans (NRF) deneylerinin $^{151,153,155}\text{Sm}$ çekirdekleri için gerçekleştirilmesini sabırsızlıkla bekliyoruz. Bu tez çalışmasında elde ettiğimiz bulguların farklı deneysel çalışmaları tetikleyeceği kanaatini taşıyoruz.

KAYNAKLAR

- [1] Heyde, Kris, von Neumann-Cosel, Peter ve Richter, Achim (2010). Magnetic dipole excitations in nuclei: Elementary modes of nucleonic motion. *Reviews of Modern Physics*, 82(3), 2365.
- [2] Savran, D, Aumann, T ve Zilges, A (2013). Experimental studies of the pygmy dipole resonance. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 70, 210-245.
- [3] Bracco, A, Lanza, EG ve Tamii, A (2019). Isoscalar and isovector dipole excitations: Nuclear properties from low-lying states and from the isovector giant dipole resonance. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 106, 360-433.
- [4] Bohle, D., Richter, A., Steffen, W., Dieperink, A. E. L., Lo Iudice, N., Palumbo, F. ve Scholten, O. (1984). New magnetic dipole excitation mode studied in the heavy deformed nucleus ^{156}Gd by inelastic electron scattering. *Physics Letters B*, 137(1-2), 27-31.
- [5] Wikipedia (18.05.2023). https://en.wikipedia.org/wiki/Scissors_Modes.
- [6] Gabrakov, S. I., Kuliev, A. A., Pyatov, N. I., Salamov, D. I. ve Schulz, H. (1972). Collective 1^+ states in doubly even deformed nuclei. *Nuclear Physics A*, 182(3), 625-633.
- [7] Iudice, N. Lo ve Palumbo, F. (1978). New Isovector Collective Modes in Deformed Nuclei. *Physical Review Letters*, 41(22), 1532-1534.
- [8] Iudice, N Lo (1997). Magnetic dipole excitations in deformed nuclei. *Physics of Particles and Nuclei*, 28(6).
- [9] Wesselborg, C, Von Brentano, P, Zell, KO, Heil, RD, Pitz, HH, Berg, UEP, Kneissl, U, Lindenstruth, S, Seemann, U ve Stock, R (1988). Photoexcitation of dipole modes in $^{160,162,164}\text{Dy}$. *Physics Letters B*, 207(1), 22-26.
- [10] Pitz, HH, Berg, UEP, Heil, RD, Kneissl, U, Stock, R, Wesselborg, C ve Von Brentano, P (1989). Systematic study of low-lying dipole excitations in $^{156,158,160}\text{Gd}$ by photon scattering. *Nuclear Physics A*, 492(3), 411-425.
- [11] Zilges, A, Von Brentano, P, Wesselborg, C, Heil, RD, Kneissl, U, Lindenstruth, S, Pitz, HH, Seemann, U ve Stock, R (1990). Observation of low-lying collective dipole transitions in the rare-earth nuclei $^{172,174,176}\text{Yb}$. *Nuclear Physics A*, 507(2), 399-412.
- [12] Kneissl, U, Pitz, HH ve Zilges, A (1996). Investigation of nuclear structure by resonance fluorescence scattering. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 37, 349-433.
- [13] Kneissl, U, Margraf, J, Pitz, HH, Von Brentano, P, Herzberg, R-D ve Zilges, A (1995). Photoexcitation of magnetic and electric dipole transitions in heavy nuclei. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 34, 285-294.

- [14] Richter, A (1995). Probing the nuclear magnetic dipole response with electrons, photons and hadrons. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 34, 261-284.
- [15] Lo Iudice, N (2000). Collective excitations in deformed nuclei. *La Rivista del Nuovo Cimento*, 23, 1-66.
- [16] Iachello, F (1985). Local versus global isospin symmetry in nuclei. *Physics Letters B*, 160(1-3), 1-4.
- [17] Soloviev, VG ve Sushkov, AV (1991). Electric-dipole transitions in doubly even deformed nuclei. *Physics Letters B*, 262(2-3), 189-192.
- [18] Spieker, M, Pascu, S, Zilges, A ve Iachello, F (2015). Origin of Low-Lying Enhanced E1 Strength in Rare-Earth Nuclei. *Physical Review Letters*, 114(19), 192504.
- [19] Fransen, C, Beck, O, Von Brentano, P, Eckert, T, Herzberg, R-D, Kneissl, U, Maser, H, Nord, A, Pietralla, N ve Pitz, HH (1998). Systematics of low-lying electric dipole excitations in the $A \approx 130-200$ mass region. *Physical Review C*, 57(1), 129-133.
- [20] Bauske, I, Arias, JM, Von Brentano, P, Frank, Alejandro, Friedrichs, H, Heil, RD, Herzberg, R-D, Hoyler, Frieder, Van Isacker, P ve Kneissl, Ulrich (1993). First observation of scissors mode states in an odd-mass nucleus. *Physical review letters*, 71(7), 975.
- [21] Scheck, M, Von Brentano, P, Fransen, C, Kneissl, U, Kohstall, C, Linnemann, A, Mücher, D, Pietralla, N, Pitz, HH ve Scholl, C (2007). Dipole strength distributions of the stable odd-mass $N = 82$ isotones ^{139}La and ^{141}Pr . *Physical Review C*, 75(4), 044313.
- [22] Nord, A, Enders, J, de Almeida Pinto, AE, Belic, D, Von Brentano, P, Fransen, C, Kneissl, U, Kohstall, C, Linnemann, A ve von Neumann-Cosel, P (2003). Low-energy photon scattering experiments of $^{151,153}\text{Eu}$, ^{163}Dy , and ^{165}Ho and the systematics of the M1 scissors mode in odd-mass rare-earth nuclei. *Physical Review C*, 67(3), 034307.
- [23] Nord, A, Schiller, A, Eckert, T, Beck, O, Besserer, J, Von Brentano, P, Fischer, R, Herzberg, R-D, Jäger, D ve Kneissl, U (1996). Systematic study of the fragmentation of low-lying dipole strength in odd-A rare earth nuclei investigated in nuclear resonance fluorescence experiments. *Physical Review C*, 54(5), 2287.
- [24] Margraf, J, Eckert, T, Rittner, M, Bauske, I, Beck, O, Kneissl, U, Maser, H, Pitz, HH, Schiller, A ve Von Brentano, P (1995). Systematics of low-lying dipole strengths in odd and even Dy and Gd isotopes. *Physical Review C*, 52(5), 2429.
- [25] Huxel, N, Von Brentano, P, Eberth, J, Enders, J, Herzberg, R-D, von Neumann-Cosel, P, Nicolay, N, Pietralla, N, Prade, H ve Rangacharyulu, C (1999). Complete scissors mode strength in heavy deformed odd-mass nuclei: a case study of ^{165}Ho and ^{169}Tm . *Nuclear Physics A*, 645(2), 239-261.
- [26] Schlegel, C, von Neumann-Cosel, P, Richter, A ve Van Isacker, P (1996). Unexpected properties of the scissors mode in the odd-mass nucleus ^{167}Er . *Physics Letters B*, 375(1-4), 21-25.

- [27] Herzberg, R-D, Fransen, C, Fischer, R, Beck, O, Belic, D, Besserer, J, Von Brentano, P, Eckert, Th, Kneissl, U ve Krischok, B (1997). Observation of an octupole \otimes quasiparticle band in ^{175}Lu using photon scattering experiments. *Physical Review C*, 56(5), 2484.
- [28] Wolpert, A, Beck, O, Belic, D, Besserer, J, Von Brentano, P, Eckert, T, Fransen, C, Herzberg, R-D, Kneissl, U ve Margraf, J (1998). Low-lying dipole excitations in the heavy, odd-mass nucleus ^{181}Ta . *Physical Review C*, 58(2), 765.
- [29] Besserer, J, Beck, O, Von Brentano, P, Eckert, T, Herzberg, R-D, Jäger, D, Kneissl, U, Margraf, J, Maser, H ve Nord, A (1997). Fragmentation of low-lying dipole strength in the odd-mass nucleus ^{133}Cs . *Physical Review C*, 56(3), 1276.
- [30] Bertozzi, W, Caggiano, Joseph A, Hensley, W.K, Johnson, Micah S, Korbly, SE, Ledoux, RJ, McNabb, Dennis P, Norman, EB, Park, William H ve Warren, Glen A (2008). Nuclear resonance fluorescence excitations near 2 MeV in ^{235}U and ^{239}Pu . *Physical Review C*, 78(4), 041601.
- [31] Yevetska, O, Enders, J, Fritzsche, M, von Neumann-Cosel, P, Oberstedt, Stephan, Richter, Achim, Romig, Christopher, Savran, Deniz ve Sonnabend, Kerstin (2010). Dipole strength in the ^{235}U (γ , γ') reaction up to 2.8 MeV. *Physical Review C*, 81(4), 044309.
- [32] Kwan, E, Rusev, G, Adekola, AS, Dönau, F, Hammond, SL, Howell, CR, Karwowski, HJ, Kelley, JH, Pedroni, Ronald S ve Raut, R (2011). Discrete deexcitations in ^{235}U below 3 MeV from nuclear resonance fluorescence. *Physical Review C*, 83(4), 041601.
- [33] Guttormsen, M, Bernstein, LA, Bürger, Alexander, Görden, Andreas, Gunsing, Frank, Hagen, Trine Wiborg, Larsen, Ann-Cecilie, Renstrøm, Therese, Siem, Sunniva ve Wiedeking, Mathis (2012). Observation of large scissors resonance strength in actinides. *Physical review letters*, 109(16), 162503.
- [34] Simon, A, Guttormsen, M, Larsen, AC, Beausang, CW, Humby, P, Harke, JT, Casperson, RJ, Hughes, RO, Ross, TJ ve Allmond, JM (2016). First observation of low-energy γ -ray enhancement in the rare-earth region. *Physical Review C*, 93(3), 034303.
- [35] Malatji, KL, Beckmann, KrS, Wiedeking, M, Siem, S, Goriely, S, Larsen, AC, Ay, KO, Garrote, FLB, Campo, L C ve Görden, A (2021). Statistical properties of the well deformed $^{153,155}\text{Sm}$ nuclei and the scissors resonance. *Physical Review C*, 103(1), 014309.
- [36] Enders, J, Huxel, N, von Neumann-Cosel, P ve Richter, A (1997). Where is the scissors mode strength in odd-mass nuclei? *Physical review letters*, 79(11), 2010.
- [37] Raduta, AA ve Indice, N Lo (1989). Toward a microscopic description of the M1 states in deformed even-odd nuclei. *Zeitschrift für Physik A Atomic Nuclei*, 334, 403-414.
- [38] Van Isacker, P ve Frank, A (1989). Scissors states in deformed odd-mass nuclei. *Physics Letters B*, 225(1-2), 1-4.

- [39] Frank, A., Arias, J. M. ve Van Isacker, P. (1991). Search for scissors states in odd-mass nuclei. *Nuclear Physics A*, 531(1), 125-142.
- [40] Raduta, A. A. ve Delion, D. S. (1990). The description of the collective M1 properties of the even-odd nuclei. *Nuclear Physics A*, 513(1), 11-28.
- [41] Ginocchio, J. N. ve Leviatan, A. (1997). Magnetic Dipole Sum Rules for Odd-Mass Nuclei. *Physical Review Letters*, 79(5), 813-816.
- [42] Devi, Y. D. ve Kota, V. K. B. (1992). Scissors states with and without g-bosons in the interacting boson-fermion model for even-odd nuclei in the N=82–126 shell. *Nuclear Physics A*, 541(2), 173-192.
- [43] Devi, Y. D. ve Kota, V. K. B. (1996). M1 distributions for ^{163}Dy and ^{157}Gd in the $\text{SU}_{\text{sdg}}^{\text{BF}}(3)$ and $\text{SU}_{\text{sd}}^{\text{BF}}(3) \times 1g$ limits of pn-sdgIBFM. *Nuclear Physics A*, 600(1), 20-36.
- [44] Devi, Y. D. ve Kota, V. K. B. (1992). M1 distributions in p-n sdgIBFM for odd-A nuclei. *Physics Letters B*, 287(1), 9-13.
- [45] Soloviev, V. G., Sushkov, A. V. ve Shirikova, N. Yu (1996). Low-lying magnetic dipole strength in ^{163}Dy . *Physical Review C*, 53(2), 1022-1024.
- [46] Soloviev, V. G., Sushkov, A. V. ve Shirikova, N. Yu (1996). Low-lying magnetic dipole strength in ^{163}Dy . *Physical Review C*, 53(2), 1022-1024.
- [47] Soloviev, V. G. (1997). Low-Lying Magnetic and Electric Dipole Transitions in Odd-Mass Deformed Nuclei: A Microscopic Approach. *Nuclear Physics A*, 613, 45-68.
- [48] Vargas, Carlos E., Hirsch, Jorge G. ve Draayer, Jerry P. (2003). Microscopic description of the scissors mode in odd-mass heavy deformed nuclei. *Physics Letters B*, 551(1), 98-102.
- [49] Soloviev, Vadim G (1992). *Theory of Atomic Nuclei, Quasi-particle and Phonons*. CRC Press.
- [50] Pyatov, NI ve Salamov, DI (1977). Conservation laws and collective excitations in nuclei. *Nukleonika*, 22(1), 127-141.
- [51] Civitarese, O., Faessler, Amand ve Nojarov, R. (1987). Theoretical description of low-lying $K^\pi=1^+$ states in deformed nuclei. *Physical Review C*, 35(6), 2310-2317.
- [52] Civitarese, O ve Licciardo, MC (1989). Comparison between effective Hamiltonians in symmetry restoring methods: Intrinsic collective excitations in deformed nuclei. *Physical Review C*, 39(4), 1550.
- [53] Kuliev, AA, Akkaya, R, Ilhan, M, Guliyev, E, Salamov, C ve Selvi, S (2000). Rotational-invariant model of the states with $K^\pi=1^+$ and their contribution to the scissors mode. *International Journal of Modern Physics E*, 9(03), 249-261.
- [54] Goldstone, J, Salam, A, ve Weinberg, S (1962). Broken symmetries. *Physical Review*, 127(3), 965.
- [55] Kuliev, AA, Guliyev, E, Ertugral, F ve Özkan, S (2010). The low-energy dipole structure of ^{232}Th , ^{236}U and ^{238}U actinide nuclei. *The European Physical Journal A*, 43(3), 313-321.

- [56] Ring, P ve Schuck, P (2004). *The nuclear many-body problem*. Springer Science & Business Media.
- [57] Sheikh, Javid A, Dobaczewski, J, Ring, Peter, Robledo, Luis Miguel ve Yannouleas, Constantine (2021). Symmetry restoration in mean-field approaches. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 48(12), 123001.
- [58] Soloviev, V.G (1976). *Theory of Complex Nuclei*. Pergamon.
- [59] Pyatov, NI (1974). Invariance principle and effective forces. *Joint Inst. for Nuclear Research, Dubna (USSR)*.
- [60] Ertuğral, F (2007). *Deforme çekirdeklerde kuadropol momentlerinin ve dipol titreşimlerinin araştırılması* [Doktora Tezi] Sakarya Üniversitesi
- [61] Guliyev, E, Kuliev, AA, Neumann-Cosel, Von ve YAVAŞ, ÖMER (2001). Magnetic dipole strength distribution and photon interaction cross sections in ^{140}Ce . *Nuclear Physics A*, 690(1-3).
- [62] Guliyev, E (2002). *Kolektif çekirdek uyarılmaları ve sel γ -çekirdek çarpıştırıcıları ile nükleer spektroskopi* Doktora Tezi, Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Mühendisliği
- [63] Kuliev, AA, Guliyev, E ve Gerçeklioglu, M (2002). The dependence of the scissors mode on the deformation in the $^{140-150}\text{Ce}$ isotopes. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 28(3), 407.
- [64] Guliyev, E, Kuliev, AA ve Ertugral, F (2009). Low-lying magnetic and electric dipole strength distribution in the ^{176}Hf nucleus. *The European Physical Journal A*, 39(3), 323-333.
- [65] Guliyev, E, Kuliev, AA ve Guner, M (2010). Electric dipole strength distribution below the $E1$ giant resonance in $N = 82$ nuclei. *Open Physics*, 8(6), 961-969.
- [66] Zenginerler, Z, Guliyev, E, Kuliev, AA, Yakut, H ve Soluk, G (2013). Systematic investigation of the low-lying dipole excitations in even-even $^{124-136}\text{Ba}$ isotopes. *The European Physical Journal A*, 49(9), 107.
- [67] Yakut, H (2009). *Nadir toprak deforme çekirdeklerinde kolektif dipol seviyelerin elektrik ve manyetik dipol özelliklerinin incelenmesi* Sakarya Üniversitesi.
- [68] Cakmak, N, Cakmak, S, Selam, C ve Unlu, S (2018). Dipole and spin-dipole strength distributions in $^{124,126,128,130}\text{Te}$ isotopes. *Pramana*, 90, 1-7.
- [69] Tabar, E, Yakut, H ve Kuliev, AA (2016). Microscopic description of ground state magnetic moment and low-lying magnetic dipole excitations in heavy odd-mass ^{181}Ta nucleus. *International Journal of Modern Physics E*, 25(08), 1650053.
- [70] Tabar, E ve Kuliev, AA (2017). Microscopic investigation of the low-lying magnetic dipole transitions in the odd-mass $^{155-169}\text{Ho}$ isotopes. *Nuclear Physics A*, 964, 1-17.
- [71] Tabar, E, Yakut, H ve Kuliev, AA (2019). Magnetic dipole response of the ^{169}Tm nucleus. *Nuclear Physics A*, 981, 130-146.

- [72] Tabar, E, Yakut, H ve Kuliev, AA (2017). Microscopic description of low-lying $M1$ excitations in odd-mass actinide nuclei. *Nuclear Physics A*, 957, 33-50.
- [73] Tabar, E (2019). A theoretical study on the ground and low-energy magnetic dipole characteristics of ^{239}Pu nucleus. *Nuclear Physics A*, 987, 202-221.
- [74] Tabar, E, Yakut, H, Kuliev, AA, Hoşgör, G, Kemah, E ve Quliyev, H (2020). Translational and Galilean Invariant Quasiparticle Phonon Nuclear Model (TGI-QPNM) for electric dipole ($E1$) transitions in odd-mass deformed nuclei. *Nuclear Physics A*, 1001, 121885.
- [75] Tabar, E, Yakut, H, Kuliev, AA, Hoşgör, G, Kemah, E ve Quliyev, H (2020). Investigation of the electric dipole ($E1$) excitations in ^{181}Ta nucleus. *The European Physical Journal A*, 56(10), 271.
- [76] Yakut, H, Tabar, E, Kemah, E ve Hoşgör, G (2022). Microscopic calculation of the electromagnetic dipole strength for $^{239,243}\text{Pu}$ isotopes. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 50(1), 015104.
- [77] Tabar, E, Yakut, H, Hoşgör, G ve Kemah, E (2022). Pygmy and isovector giant dipole resonance in ^{175}Lu . *The European Physical Journal A*, 58(6), 101.
- [78] Tabar, E, Yakut, H, Hoşgör, G ve Kemah, E (2022). Scissors mode and effects of the low-lying $E1$ excitations on the dipole distributions in ^{175}Lu . *Physica Scripta*, 97(6), 065303.
- [79] Yakut, H, Tabar, E, Kemah, E ve Hoşgör, G (2021). Theoretical description of pygmy and giant dipole resonances in ^{237}Np . *Physica Scripta*, 96(12), 125315.
- [80] Tabar, E, Yakut, H, Kuliev, AA, Quliyev, H, Hoşgör, G ve Kemah, E (2021). Study of the high lying electric dipole excitations in Odd-A $^{153-159}\text{Eu}$ isotopes. *Physica Scripta*, 96(7), 075303.
- [81] Tabar, E, Yakut, H, Kemah, E, Saygı, N Demirci, Hoşgör, G, Quliyev, H ve Kuliev, AA (2021). Systematics of electric dipole excitations for odd-mass $^{233-239}\text{U}$ isotopes. *Nuclear Physics A*, 1008, 122138.
- [82] Tabar, E, Yakut, H, Hoşgör, G ve Kemah, E (2021). Electromagnetic dipole transitions below 4 MeV in odd-neutron $^{161,163}\text{Dy}$. *Nuclear Physics A*, 1014, 122252.
- [83] Tabar, E, Yakut, H, Kuliev, AA, Quliyev, H, Hoşgör, G ve Kemah, E (2021). Study of the high lying electric dipole excitations in Odd-A $^{153-159}\text{Eu}$ isotopes. *Physica Scripta*, 96(7), 075303.
- [84] Tabar, E (2015). *Tek kütle numaralı nadir toprak deforme çekirdeklerinin makas mod uyarılmalarının incelenmesi* Sakarya Üniversitesi
- [85] Tabar, E (2018). Tek Kütle Numaralı Deforme Çekirdekte Elektrik Dipol ($E1$) Titreşimlerinin Teorik Olarak Araştırılması, (Proje No: 118F094).
- [86] Tabar, E, Yakut, H ve Kuliev, AA (2018). Low-energy dipole strength in even-even $^{152-164}\text{Dy}$ isotopes within the quasiparticle random phase approximation (QRPA) including symmetry restoring interactions. *Nuclear Physics A*, 979, 143-164.
- [87] Möller, P ve Nix, JR (1992). Nuclear pairing models. *Nuclear Physics A*, 536(1), 20-60.

- [88] Dudek, J ve Werner, T (1978). New parameters of the deformed Woods-Saxon potential for $A=110-210$ nuclei. *Journal of Physics G: Nuclear Physics*, 4(10), 1543.
- [89] Pritychenko, B, Birch, M, Singh, B ve Horoi, M (2016). Tables of E2 transition probabilities from the first 2^+ states in even-even nuclei. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 107, 1-139.
- [90] İnal, Y (2018). *Tek-A'lı ^{143,145,147,153,155}Sm Çekirdeklerinin Manyetik Dipol Uyarılmalarının İncelenmesi* Sakarya Üniversitesi (Turkey).
- [91] Tabar, E (2016). Tek Kütle Numaralı Deforme Çekirdeklerde Makas Mod Uyarılmalarının Sistematik Özelliklerinin Teorik Olarak Araştırılması, (Proje No: 115F564).
- [92] Nuclear Data Center (19.05.2023). <https://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>.
- [93] Guttormsen, M, Osnes, E, Rekstad, J, Løvholden, G ve Straume, O (1978). Particle-rotor model description of the negative-parity states in the transitional ¹⁵¹Sm nucleus. *Nuclear Physics A*, 298(1), 122-138.
- [94] Mäki-Kuutti, K ve Hammaren, E (1983). A quasiparticle-rotor model with variable moments of inertia: Application to ^{149,151,153}Sm and ¹⁰⁹Pd. *Nuclear Physics A*, 411(1), 125-143.
- [95] Burke, DG ve Nowikow, IG (2005). Nuclear structure studies and particle-rotor model tests for ^{151,153}Sm using ^{149,151}Sm (t, p) reactions. *Nuclear Physics A*, 756(3-4), 308-324.
- [96] Rekstad, J, Guttormsen, M, Engeland, T, Løvholden, G, Straume, O, Lien, J ve Ellegaard, CE (1979). The ¹⁵³Sm nucleus: An experimental and theoretical study. *Nuclear Physics A*, 320(2), 239-259.
- [97] Bennett, Michael J, Sheline, Raymond K ve Shida, Y (1971). Levels in ¹⁵³Sm. *Nuclear Physics A*, 171(1), 113-133.
- [98] Kaneström, I ve Tjöm, PO (1972). The level structure of ¹⁵³Sm. *Nuclear Physics A*, 179(2), 305-319.
- [99] Gareev, FA, Ivanova, SP, Solov'ev, VG ve Fedotov, SI (1973). Single-particle energies and wave functions of the Woods-Saxon potential and nonrotational states of odd nuclei in the range $150 < A < 190$,
- [100] Schreckenbach, K, Namenson, AI, Davidson, WF, Von Egidy, T, Börner, HG, Pinston, JA, Smither, RK, Warner, DD, Casten, RF ve Stelts, ML (1982). Rotational-vibrational band structure in ¹⁵⁵Sm. *Nuclear Physics A*, 376(2), 149-182.
- [101] Malov, LA, Soloviev, VG ve Fedotov, SI (1971). Nonrotational States of odd-N Deformed Nuclei in the Region $153 \leq A \leq 171$. *Joint Inst. for Nuclear Research, Dubna (USSR)*.

ÖZGEÇMİŞ

Ad-Soyad : Yasemin KARADEMİRCİ KÖMÜRCÜ

ÖĞRENİM DURUMU:

- **Lisans** : Ankara Üniversitesi, Fen Fakültesi, Astronomi ve Uzay Bilimleri
- **Yükseklisans** : Sakarya Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Bölümü

MESLEKİ DENEYİM VE ÖDÜLLER:

- 2018 yılından beri Özel Kocaeli Bilnet Okullarında Proje Danışmanı olarak çalışmaktadır.
- 2017 – 2019 yılları arasında Kocaeli Üniversitesi Lazer Teknolojileri Araştırma ve Uygulama Merkezi (LATARUM)'da Proje Bazlı Dönemsel Araştırmacı olarak görev aldı.
- 2015 – 2016 yılları arasında Orta Doğu Teknik Üniversitesi (Parçacık Radyasyonu Testleri Oluşturma Laboratuvarı'nda Proje Asistanı olarak görev aldı.
- Türkiye Atom Enerjisi Kurumu'nun Sarayköy Nükleer Araştırma ve Eğitim Merkezi'nde Kurulacak ODTÜ-SDH (Parçacık Radyasyonu Testleri Oluşturma Laboratuvarı) Çalışacak Personelin Radyasyon Eğitimi TÜBA Araştırma Desteği almıştır.

TEZDEN TÜRETİLEN ESERLER:

- Hoşgör, G., Tabar, E. ve Karademirci, Y., “Understanding the Low-Energy Electromagnetic Dipole Response in ^{155}Sm Nucleus: A Theoretical Perspective”, 16th International Conference on Nuclear Structure Properties, (Sözlü Sunum), 8-10 May 2023, Karabük / Türkiye.

DİĞER ESERLER:

- Karademirci, Y., Kenar, N., Öztürk, E., Kaçar, E., “Design and Implementation of Optic Tweezers System for Yeast Cell Trapping”, Turkish Physical Society 34rd International Physics Congress , 2018, Muğla (Bildiri).
- Karademirci, Y., Erdas, D., Gürdar, B., Kenar, N., Kaçar, E., “Determination of Optimal Trapping Parameters of Red Blood Cells”, Turkish Physical Society 33rd International Physics Congress, 2017, Muğla (Bildiri).
- Erdas, D., Kenar, N., Karademirci, Y., Gürdar, B., Kaçar, E., “Optik Cımbız Sistemini Kırmızı Kan Hücreleri ve Escherichia Coli Bakteri Tuzaklama Uygulamaları İçin Optimum Parametrelerin Belirlenmesi”, 19. Ulusal Optik, Elektro-Optik ve Fotonik Çalıştayı, FOTONİK 2017.