

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**TEK-A'LI ¹⁵¹⁻¹⁵⁹Eu VE ¹⁵¹⁻¹⁶¹Gd ÇEKİRDEKLERİNİN
MANYETİK DİPOL UYARILMALARININ
İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Gamze HOŞGÖR

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK

Tez Danışmanı : Doç. Dr. Hakan YAKUT

Aralık 2017

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**TEK-A'LI ¹⁵¹⁻¹⁵⁹Eu VE ¹⁵¹⁻¹⁶¹Gd ÇEKİRDEKLERİNİN
MANYETİK DİPOL UYARILMALARININ
İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Gamze HOŞGÖR

Enstitü Anabilim Dalı

:

FİZİK

Bu tez 27/12/2017 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oybirliği / oyçokluğu ile kabul edilmiştir.

**Prof. Dr.
Recep AKKAYA
Jüri Başkanı**



**Doç. Dr.
Hakan YAKUT
Üye**



**Doç. Dr.
Mahmut BÖYÜKATA
Üye**

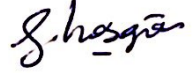


BEYAN

Tez içindeki tüm verilerin akademik kurallar çerçevesinde tarafımdan elde edildiğini, görsel ve yazılı tüm bilgi ve sonuçların akademik ve etik kurallara uygun şekilde sunulduğunu, kullanılan verilerde herhangi bir tahrifat yapılmadığını, başkalarının eserlerinden yararlanılması durumunda bilimsel normlara uygun olarak atıfta bulunulduğunu, tezde yer alan verilerin bu üniversite veya başka bir üniversitede herhangi bir tez çalışmasında kullanılmadığını beyan ederim.

Gamze HOŞGÖR

27.12.2017



TEŞEKKÜR

Lisansüstü çalışmamda danışmanlığımı üstlenen, tez konumun belirlenmesinden bitimine kadar geçen zorlu süreçte her daim yanımda olan, her konuda desteğini hep hissettiğim, bilgi ve tecrübelerinden çok şey öğrendiğim ve öğrenmeye devam edeceğim sevgili hocam ve danışmanım Doç. Dr. Hakan YAKUT'a teşekkür ederim.

Tez çalışmamın her aşamasında bana yardımcı olan, her türlü konuda desteğini, bilgi ve tecrübesini benden esirgemeyen, kendisinden çok şey öğrendiğim ve öğrenmeye devam edeceğim sevgili hocam Arş. Gör. Dr. Emre TABAR'a teşekkür ederim.

Katkı ve yardımlarından dolayı sevgili arkadaşım Huseynqulu QULİYEV'e, Elif KEMAH'a ve lisansüstü ders dönemim boyuncaengin bilgilerinden yararlandığım tüm Sakarya Üniversitesi Fizik Bölümü hocalarıma teşekkür ederim.

Bu çalışmanın maddi açıdan desteklenmesine olanak sağlayan Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu (TÜBİTAK) Komisyon Başkanlığına (Proje No: 115F564) teşekkür ederim.

Lisansüstü eğitimim boyunca kahrımı çekerek bana büyük destek veren tüm arkadaşlarıma ve can dostum Elvan ÖZ'e teşekkür ederim.

Hayatımın her alanında desteklerini her daim hissettiğim, varlıklarıyla güç veren, bana koşulsuz güvenen aileme teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜR	i
İÇİNDEKİLER.....	ii
SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ.....	iv
ŞEKİLLER LİSTESİ	v
TABLolar LİSTESİ	vii
ÖZET	ix
SUMMARY.....	x
BÖLÜM 1.	
GİRİŞ	1
BÖLÜM 2.	
TEK KÜTLE NUMARALI ÇEKİRDEKLERDE MANYETİK DİPOL UYARILMALARI	4
2.1. Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model (QPNM).....	4
2.2. Tek Kütle Numaralı Çekirdeklerin Taban Durum Manyetik Özelliklerinin İncelenmesi.....	5
2.3. Tek Kütle Numaralı Deforme Çekirdeklerde Dönme Değişmez Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model (RI-QPNM) Metodu.....	9
BÖLÜM 3.	
SAYISAL HESAPLAMALAR	14
3.1. $^{151-159}\text{Eu}$ ve $^{151-161}\text{Gd}$ Çekirdeklerinde Taban Durum Manyetik Özelliklerin İncelenmesi.....	14
3.2. $^{151-159}\text{Eu}$ ve $^{151-161}\text{Gd}$ Çekirdeklerinde Manyetik Dipol Uyarılmalarının İncelenmesi.....	22
3.2.1. $^{151-159}\text{Eu}$ çekirdekleri için sayısal sonuçlar	22

3.2.2. $^{151-161}\text{Gd}$ çekirdekleri için sayısal sonuçlar.....	32
BÖLÜM 4.	
SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	43
KAYNAKLAR	46
EKLER.....	55
ÖZGEÇMİŞ.....	60



SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ

A	: Kütle Numarası
$a^+(a)$	: Parçacık üretme (yoketme) operatörü
$\alpha^+(\alpha)$	: Kuaziparçacık üretme (yoketme) operatörü
β	: Çekirdeğin Deformasyon Parametresi
$B(M1)$	: İndirgenmiş Magnetik Dipol Uyarılma İhtimali
Δ	: Gap Parametresi
δ	: Ortalama Alan Potansiyelinin Deformasyon Parametresi
Eu	: Evropiyum
Gd	: Gadolinyum
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
λ	: Kimyasal Potansiyel
N	: Nötron Sayısı
π	: Parite
RI	: Dönme Değişmez
$Q^+(Q)$	: Fonon üretme(yoketme) operatörü
QPNM	: Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model
sqp	: Tek Kuaziparçacık
σ	: Spin Operatörü
μ	: Manyetik moment operatörü
Z	: Atom Numarası

ŞEKİLLER LİSTESİ

- Şekil 3.1. ^{153}Eu çekirdeği için taban durum g_K değerlerinin κ 'ya göre değişimi. Taralı alan deneysel g_K değerini göstermektedir..... 16
- Şekil 3.2. $^{151-159}\text{Eu}$ ve $^{151-161}\text{Gd}$ çekirdekleri için hesaplanan KPM, QTDA ve QRPA sonuçlarının deneysel veriler ile karşılaştırılması. İlk grafikte deneysel g_K değerleri ile teorik hesaplamalar, ikinci grafikte ise deneysel g_s^{eff} değerleri ile teorik hesaplamalar karşılaştırılmıştır. Deneysel veriler hataları ile birlikte verilmiştir. 20
- Şekil 3.3. $^{151-159}\text{Eu}$ ve $^{151-161}\text{Gd}$ çekirdekleri için KPM, QTDA ve QRPA metotları kullanılarak hesaplanan teorik manyetik moment değerlerinin Tablo 3.1'deki deneysel manyetik moment verileri ile karşılaştırılması. Deneysel veriler hataları ile birlikte sunulmuştur. 20
- Şekil 3.4. $^{151-157}\text{Eu}$ izotopları için teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin 2-12 MeV enerji aralığındaki dağılımı. Burada düz çizgiler K_0-1 uyarılma seviyelerine, kesikli çizgiler ise K_0+1 uyarılma seviyelerine $M1$ geçiş ihtimallerini göstermektedir. 23
- Şekil 3.5. ^{150}Sm ve ^{151}Eu çekirdekleri için teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımı. Üst grafikte ^{150}Sm çekirdeği için manyetik dipol geçiş ihtimallerinin $K^\pi=1^+$ dalları kalın düz çizgi ile, alttaki grafikte ise ^{151}Eu çekirdeği için taban durumdan $K^\pi=3/2^+$ ve $K^\pi=7/2^+$ seviyelerine $B(M1\uparrow)$ geçiş ihtimalleri sırası ile düz ve kesikli çizgilerle verilmiştir..... 26
- Şekil 3.6. ^{151}Eu ve ^{153}Eu izotopları için teorik olarak hesaplanan $B(M1)$ değerlerinin deneysel veriler ile karşılaştırılması. Burada düz çizgiler K_0-1 uyarılma seviyelerine, kesikli çizgiler ise K_0+1 uyarılma seviyelerine $M1$ geçiş ihtimallerini göstermektedir..... 27

Şekil 3.7.	$^{151-153}\text{Eu}$ tek kütle numaralı çekirdeklerinin 2-12 MeV enerji aralığındaki spin ve orbital $B(M1)$ spektrumları. $M1$ operatörünün spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar sırasıyla kırmızı ve mavi renk ile gösterilmiştir.	30
Şekil 3.8.	$^{155-159}\text{Eu}$ tek kütle numaralı çekirdeklerinin 2-12 MeV enerji aralığındaki spin ve orbital $B(M1)$ spektrumları. $M1$ operatörünün spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar sırasıyla kırmızı ve mavi renk ile gösterilmiştir.	31
Şekil 3.9.	$^{151-153}\text{Gd}$ izotopları için teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin 2-12 MeV enerji aralığındaki dağılımı. Burada düz çizgiler K_0-1 uyarılma seviyelerine, kesikli çizgiler ise K_0+1 uyarılma seviyelerine $M1$ geçiş ihtimallerini göstermektedir.	32
Şekil 3.10.	$^{155-161}\text{Gd}$ izotopları için teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin 2-12 MeV enerji aralığındaki dağılımı. Burada düz çizgiler K_0-1 uyarılma seviyelerine, kesikli çizgiler ise K_0+1 uyarılma seviyelerine $M1$ geçiş ihtimallerini göstermektedir.	33
Şekil 3.11.	^{160}Gd ve ^{161}Gd çekirdekleri için teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımı. Üst grafikte ^{150}Sm çekirdeği için manyetik dipol geçiş ihtimallerinin $K^\pi=1^+$ dalları kalın düz çizgi ile, alttaki grafikte ise ^{151}Eu çekirdeği için taban durumdan $K^\pi=3/2^-$ ve $K^\pi=7/2^-$ seviyelerine $B(M1\uparrow)$ geçiş ihtimalleri sırası ile düz ve kesikli çizgilerle verilmiştir.	36
Şekil 3.12.	^{155}Gd ve ^{157}Gd izotopları için teorik olarak hesaplanan $B(M1)$ değerlerinin deneysel veriler ile karşılaştırılması. Burada düz çizgiler K_0-1 uyarılma seviyelerine, kesikli çizgiler ise K_0+1 uyarılma seviyelerine $M1$ geçiş ihtimallerini göstermektedir.	37
Şekil 3.13.	$^{151-153}\text{Gd}$ tek kütle numaralı çekirdeklerinin 2-12 MeV enerji aralığındaki spin ve orbital $B(M1)$ spektrumları. $M1$ operatörünün spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar sırasıyla kırmızı ve mavi renk ile gösterilmiştir.	40
Şekil 3.14.	$^{151-153}\text{Gd}$ tek kütle numaralı çekirdeklerinin 2-12 MeV enerji aralığındaki spin ve orbital $B(M1)$ spektrumları.	41

TABLolar LİSTESİ

Tablo 3.1.	$^{151-159}\text{Eu}$ ve $^{151-161}\text{Gd}$ çekirdeklerinin Δ ve λ çiftlenim parametreleri, δ_2 ortalama alan deformasyonları, taban durum Nilsson konfigürasyonları ve deneysel manyetik momentleri.....	15
Tablo 3.2.	$^{151-159}\text{Eu}$ ve $^{151-161}\text{Gd}$ çekirdeklerinin QPNM bazında hesaplanan taban durum yapısı. Burada kuaziparçacık $\otimes$ fonon genlikleri $G_i^{K0v} > 0.01$ ve iki kuaziparçacık genliklerinin ψ_{ss}^i , fonon dalga fonksiyonuna katkısı %0.1'den daha büyük olan seviyeler verilmiştir.....	17
Tablo 3.3.	$^{151-159}\text{Eu}$ ve $^{151-161}\text{Gd}$ çekirdekleri için KPM, SPM, QTDA ve QRPA modelleri kullanılarak hesaplanan g_s^{eff}/g_s^r ve g_K değerlerinin deneysel veriler ile karşılaştırılması.....	19
Tablo 3.4.	$^{151-159}\text{Eu}$ çekirdeklerinde 2-4 MeV enerji aralığındaki $B(M1 \uparrow) \geq 0.1 \mu_N^2$ olan $K^\pi=3/2^+$ ve $K^\pi=7/2^+$ uyarılma seviyelerinin RI-QPNM ile hesaplanan E_j enerjileri, tek kuaziparçacık (N_{Ksq}^j), kuaziparçacık $\otimes$ fonon karışım genlikleri ($G_{j,i\mu}^{Kqv}$), kuaziparçacık $\otimes$ fonon yapıları ($[Nn_z\Lambda\Sigma] \otimes Q_i$).....	24
Tablo 3.5.	^{151}Eu ve ^{153}Eu çekirdekler için sırasıyla 2-4 MeV ve 2-3 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan, $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1)$ ve $\bar{E}$ değerlerinin deneysel veriyle karşılaştırılması.	28
Tablo 3.6.	$^{151-159}\text{Eu}$ çekirdeklerinin 2-4 MeV enerji aralığında K^π uyarılma seviyelerine M1 geçişleri için RI-QPNM ile hesaplanan $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)$, $\sum_{I_f} B_l(M1 \uparrow)$, $\sum_{I_f} B_o(M1 \uparrow)$, $\sum_{I_f} B_1(M1 \uparrow)$, $\sum_{I_f} B_0(M1 \uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1)$ ve $\bar{E}$ değerleri.	29

Tablo 3.7. $^{151-159}\text{Eu}$ çekirdeklerinin 4-12 MeV enerji aralığında K^π uyarılma seviyelerine $M1$ geçişleri için RI-QPNM ile hesaplanan $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)$, $\sum_{I_f} B_l(M1 \uparrow)$, $\sum_{I_f} B_\sigma(M1 \uparrow)$ ve $\bar{E}$ değerleri.....	30
Tablo 3.8. $^{151-161}\text{Gd}$ çekirdeklerinde 2-4 MeV enerji aralığındaki $B(M1 \uparrow) \geq 0.1 \mu_N^2$ olan K_0-1 ve K_0+1 uyarılma seviyelerinin RI-QPNM ile hesaplanan E_j enerjileri, tek kuaziparçacık ($N_{K\zeta_q}^j$), kuaziparçacık $\otimes$ fonon karışım genlikleri ($G_{j,i\mu}^{K\zeta v}$), kuaziparçacık $\otimes$ fonon yapıları ($[Nn_z\Lambda\Sigma] \otimes Q_i$).	33
Tablo 3.9. ^{155}Gd ve ^{157}Gd çekirdekler için sırasıyla 2–3.5 MeV ve 2-4 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan, $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1)$ ve $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1)$ ve $\bar{E}$ değerlerinin deneysel veriyle karşılaştırılması.	38
Tablo 3.10. $^{151-161}\text{Gd}$ çekirdeklerinin 2-4 MeV enerji aralığında K^π uyarılma seviyelerine $M1$ geçişleri için RI-QPNM ile hesaplanan $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)$, $\sum_{I_f} B_l(M1 \uparrow)$, $\sum_{I_f} B_\sigma(M1 \uparrow)$, $\sum_{I_f} B_1(M1 \uparrow)$, $\sum_{I_f} B_0(M1 \uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1)$ ve $\bar{E}$ değerleri.	39
Tablo 3.11. $^{151-161}\text{Gd}$ çekirdeklerinin 4-12 MeV enerji aralığında K^π uyarılma seviyelerine $M1$ geçişleri için RI-QPNM ile hesaplanan $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)$, $\sum_{I_f} B_l(M1 \uparrow)$, $\sum_{I_f} B_\sigma(M1 \uparrow)$ ve $\bar{E}$ değerleri.	40

ÖZET

Anahtar kelimeler: Eu, Gd, Tek-Kütle, Deforme Çekirdek, Makas Mod, Spin-Flip, QPNM

Bu tez çalışmasında, nadir toprak bölgesinde yer alan tek-A'lı $^{151-159}\text{Eu}$ ve $^{151-161}\text{Gd}$ çekirdeklerinin taban durum manyetik özellikleri ve manyetik dipol uyarılmaları ($M1$) QPNM (Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model) bazında teorik olarak ilk kez incelenmiştir.

Bu çekirdeklerin taban durumlarına ait teorik iç manyetik moment (g_K), efektif spin jiromanyetik faktör ($g_s^{eff.}$) ve manyetik moment (μ) değerleri deneysel veriler ile karşılaştırılmış ve her bir çekirdek için spin-spin etkileşme güç parametresi belirlenmiştir. QPNM (Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model) çerçevesinde yapılan hesaplamalar ayrıca KPM (Kuliev-Pyatov Metodu), SPM (Tek Parçacık Model) ve QTDA (Kuaziparçacık Tamm-Dancoff Yaklaşımı) modellerinin sonuçları ile de karşılaştırılmıştır.

Ayrıca bu çekirdeklerin manyetik dipol uyarılmaları RI (Dönme Değişmez)-QPNM kullanılarak teorik olarak incelenmiştir. RI-QPNM model, çekirdek hamiltoniyeninin kırılan dönme simetrisinin onarılmasını mümkün kılmaktadır. Restore edici kuvvetler ortalama alanla öz uyumlu olduklarından serbest parametre içermezler. Bu teori çerçevesinde elde edilen teorik sonuçlar mevcut deneysel veriler ile karşılaştırılmıştır.

INVESTIGATIONS OF THE MAGNETIC DIPOL EXCITATIONS OF THE ODD-MASS ¹⁵¹⁻¹⁵⁹EU AND ¹⁵¹⁻¹⁶¹GD

SUMMARY

Keywords: Eu, Gd, Odd-Mass, Deformed Nucleus, Scissors Mod, Spin-Flip, QPNM, RI-QPNM

In this thesis, the ground state magnetic properties and magnetic dipole excitations of rare earth elements ¹⁵¹⁻¹⁵⁹Eu and ¹⁵¹⁻¹⁶¹Gd nuclei have been theoretically investigated in framework of the QPNM (Quasiparticle Phonon Nuclear Model) for the first time.

The theoretical values of the ground state magnetic properties such as intrinsic magnetic moment (g_K), effective spin gyromagnetic factor (g_s^{eff}) and magnetic moment (μ) were compared with the available experimental data and the spin-spin interaction parameter was determined for each investigated nuclei. The results of QPNM calculations were also compared with the results of KPM (Kuliev-Pyatov Method), SPM (Single Particle Model) and QTDA (Quasiparticle Tamm-Dancoff Approximation).

The magnetic dipole excitations in these nuclei were also theoretically investigated by using RI-QPNM (Rotation Invariant Quasiparticle Phonon Nuclear Model). RI-QPNM model makes it is possible to restore of the broken rotational symmetry of nuclear hamiltonien. Due to the self-consistency of restoration forceses, they contain no arbitrary parameters. The results of calculations are compared with the available experimental data.

BÖLÜM 1. GİRİŞ

Tek kütle numaralı deforme çekirdeklerin manyetik dipol uyarılmalarının incelenmesi oldukça önemlidir. Bu çekirdeklerin manyetik dipol uyarılmalarını teorik olarak inceleyebilmek için spin-spin etkileşme güç parametresi (χ) ve efektif spin jromanyetik faktör (g_s^{eff}) gibi parametrelerin belirlenmesi büyük önem arz eder. Geçmiş yıllarda yapılan pek çok çalışmada spin-spin etkileşme güç parametresi deneyle fit edilerek belirlenmiştir [1-7] ancak, bu uygulamanın geçerliliği tartışmaya açıktır. Spin-spin etkileşme güç parametresinin belirlenmesine yönelik Yakut vd. tarafından Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model (QPNM)'e dayanarak geliştirilen bir metot [8], tek kütleli çekirdeklerde gözlenen spin polarizasyon olayını da başarılı bir şekilde açıklamaktadır [9-11]. Spin polarizasyon olayı, tek kütle numaralı çekirdeklerde, çift-çift korun dışında kalan tek nükleonun, korun 1^+ fononları ile etkileşmesi sonucu oluşur. Bu durum, manyetik moment (μ) ve iç manyetik moment (g_K) gibi niceliklerin teorik öngörülerden sapmasına neden olmaktadır [12-14]. Bu sebeple spin polarizasyon olayının başarılı bir şekilde açıklanması gerektiği aşikardır.

Tez çalışmasının bir bölümünde, tek-A'lı $^{151-159}\text{Eu}$ ve $^{151-161}\text{Gd}$ çekirdekleri için taban durum manyetik özellikleri Yakut vd. tarafından geliştirilen bu metot çerçevesinde incelenmiştir. Spin-spin etkileşme güç parametresi ve efektif spin jromanyetik faktör gibi manyetik dipol uyarılmalarının teorik olarak incelenmesi noktasında önem arz eden bazı büyüklükler, bu yöntem sayesinde başarılı bir şekilde tayin edilmiştir.

Deformasyon bölgesinde yer alan çekirdeklerde manyetik dipol uyarılmalarını teorik olarak açıklamak adına yapılan birçok çalışma mevcuttur [15-38]. Bunların içerisinde QPNM modeli şimdiye kadar geliştirilen diğer birçok modelin öngöremediği gözlenebilir niceliklere ait uyumlu sonuçlar verse de bu modelin çekirdeğe uygulandığında bazı sorunlarla karşılaşmıştır. QPNM model uygulamalarında Hartre-Fock-Bogolyubov (HFB) yaklaşımları kullanılır. Bu yaklaşımdan ötürü tek parçacık

hamiltonyenin birçok simetrisi kırılır. Simetri kırınımından ötürü ortaya çıkan ve çekirdeğin iç hareketiyle hiçbir ilgisi olmayan yeni modlar meydana gelir. Bu modlar literatürde sahte (spurious) haller olarak bilinmektedir. Bu sahte haller, gerçek enerji spektrumuna karışır ve bu durum teorik olarak elde edilen sonuçları kuvvetli bir şekilde etkiler [39]. Bu nedenle enerji spektrumlarının bu sahte hallerden ayrıştırılması ve hamiltonyenin kırılan dönme simetrisinin onarılması gerekmektedir. Bu problemin çözümüne yönelik tek A'lı iyi deforme çekirdeklerin $M1$ uyarılmaları için Tabar vd. tarafından [39] QPNM'e bağlı bir metot geliştirilmiştir. Dönme Değişmez Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model (RI-QPNM) adı verilen bu metot, hamiltonyenin kırılan dönme simetrisini onarmaktadır. RI-QPNM, tek-A'lı çekirdeklerin manyetik dipol uyarılmalarını teorik olarak başarılı bir şekilde açıklamaktadır [39-41].

Düşük enerjili manyetik dipol (makas mod) uyarılmalarının çift-çift çekirdeklerde deneysel ve teorik olarak oldukça yoğun şekilde incelenmesi bu uyarılmaların belirgin özelliklerinin ortaya çıkmasını sağlamıştır. Tek-A'lı çekirdeklerde de bu modların varlığı ve özelliklerinin araştırılması üzerine birçok deneysel çalışma yapılmaktadır. Gelişen teknolojiyle birlikte daha hassas ölçümlerin yapılabildiği nükleer rezonans flüoresans (NRF) deneyleri, düşük enerjili manyetik dipol uyarılmalarının araştırılmasında oldukça seçici ve duyarlı bir yöntem olarak kullanılmaktadır [42]. Tek A'lı çekirdeklerde makas mod ilk kez 1993 yılında Bauske vd. tarafından ^{163}Dy çekirdeğine yapılan NRF deneyinde keşfedilmiştir [43]. Günümüze kadar ki süreçte birçok tek kütleli çekirdekte $M1$ uyarılmaları deneysel olarak araştırılmıştır [44-73]. Fakat bu gözlemleri destekleyici teorik çalışmalar sınırlı sayıda olduğundan bu nükleer yapıya ait uyarılmaların tam bir teorisinin oluşturulabilmesi için daha fazla teorik çalışmanın yapılması elzemdir.

Bu tez çalışmasında incelenen ve proton sayısı 63 olan Evropiyum (Eu) ile proton sayısı 64 olan Gadolinyum (Gd) çekirdekleri için literatürde sırasıyla ^{151}Eu ve ^{153}Eu [74] izotopları ile ^{155}Gd [49] ve ^{157}Gd [42] izotoplarına ait NRF deneyleri bulunmaktadır. Öncelikli olarak tez konusunu oluşturan çekirdekler için taban durum manyetik özellikleri teorik olarak incelenmiş ve spin etkileşme sabitleri ile efektif g_s faktörler ilk kez belirlenmiştir. Daha sonra RI-QPNM çerçevesinde hesaplanan $M1$

uyarılmalarının geçiş özellikleri deneysel verilerle karşılaştırılmıştır. Ayrıca deneysel olarak çalışılmamış tek-A’lı $^{155-159}\text{Eu}$ ve $^{151,153,159,161}\text{Gd}$ çekirdeklerinin de taban durum manyetik özellikleri ve $M1$ geçiş ihtimalleri teorik olarak araştırılmıştır. Böylece bu alışma Eu ve Gd çekirdeklerinin uzun izotop zincirlerinde $M1$ uyarılmalarının özelliklerinin sistematik olarak araştırıldığı ilk teorik çalışma olacaktır ve gelecekte yapılması muhtemel deneylere bir öngörü sağlayacağı açıktır.

Bu tez çalışmasının birinci bölümünde manyetik dipol uyarılmaları hakkında genel bilgilere yer verilmiştir. Tez konusunu oluşturan çekirdekler üzerine literatürde bulunan teorik ve deneysel çalışmalar kısaca ele alınmıştır.

İkinci bölümde, kullanılan teori hakkında bilgilere yer verilmiştir. Tek ktle numaralı çekirdeklerin taban durum manyetik özellikleri üzerine kullanılan teorinin ve RI-QPNM metodunun temel özellikleri ve matematiksel ifadeleri özetlenmiştir.

nc bölümde, bu tez konusunu oluşturan tek-A’lı $^{151-159}\text{Eu}$ ve $^{151-161}\text{Gd}$ çekirdeklerinin taban durum ve $M1$ uyarılmalarına ait sayısal hesaplama sonuçları yer almaktadır. Bu bölümde, tek-A’lı çekirdekler için elde edilen teorik sonuçlar, tek nükleonun dışında kalan kor çekirdeklerinin teorik sonuçlarıyla ve mevcut deneysel veriler ile karşılaştırılmıştır.

Dördüncü bölümde, elde edilen sonuçlar hakkında genel bir çıkarım ve öneriler yer almaktadır.

BÖLÜM 2. TEK KÜTLE NUMARALI ÇEKİRDEKLERDE MANYETİK DİPOL UYARILMALARI

2.1. Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model (QPNM)

Tek-A'lı çekirdeklerde taban ve uyarılma durumlarının teorik olarak incelenmesi çekirdek yapısının anlaşılmasında oldukça önemlidir. Tek-A'lı çekirdeklerin düşük enerjili spektrumlarında çok sayıda tek kuaziparçacık bulunur. Ayrıca çift-çift çekirdeklerde de çok sayıda fonon titreşim modları mevcuttur. Bu durumlar göz önüne alındığında tek kütle numaralı çekirdeklerde çok sayıda kolektif titreşim seviyesinin var olması beklenmektedir [75]. Tek-A'lı çekirdeklerde bu tür titreşimlerin varlığı, yapılan deneysel çalışmalar ile ortaya konulmuştur [76]. Kolektif titreşim seviyelerinin yapısının tam olarak anlaşılabilmesi için, tek kuaziparçacık seviyeleri ile fonon titreşimleri arasındaki karışimleri da hesaba katmak gerekmektedir [75]. Deforme çekirdeklerde kuaziparçacıklar ve fononlar arasındaki etkileşmeler üzerine ilk olarak 1965 yılında Soloviev [77] ve 1966 yılında Bes ve Cho Yi-Chung [78] tarafından çalışmalar yapılmıştır. Ayrıca Soloviev vd. tarafından yapılan çalışmalarda, nadir toprak bölgesinde yer alan $153 \leq A \leq 175$ kütle aralığındaki tek-A'lı çekirdeklerin dönmesiz seviye yapılarının ve enerjilerinin de detaylı hesaplamaları rapor edilmiştir [79-81]. Benzer hesaplamalar Gareev vd. tarafından aktinit bölgesinde yer alan çekirdekler için de yapılmıştır [82]. Soloviev ve çalışma grubu yapılan bu çalışmalara dayanarak daha genel bir metot olan QPNM'i matematiksel olarak formülize etmiştir [83]. QPNM, tek kuaziparçacık seviyelerinin parçalı yapısını, bir fononlu seviyeleri ve kuaziparçacık fonon seviyelerini çok sayıda nükleer seviye üzerinden hesaplayabilme imkanı verir [83]. Ayrıca bu model, tek-A'lı küresel çekirdeklerin seviye yapılarının ve manyetik momentlerin teorik olarak incelenmesinde de başarılı bir şekilde uygulanmıştır [84-87]. Bunun yanı sıra Yakut vd. tarafından geliştirilen yaklaşım ile tek kütle numaralı deforme çekirdeklerin taban durum manyetik

özelliklerinin ve spin polarizasyon olayının açıklanmasında QPNM'in iyi sonuçlar verdiği görülmüştür [8-11]. QPNM pek çok çekirdek için tek kuaziparçacık, bir fonon ve kuaziparçacık $\otimes$ fonon durumlarını ve bu durumların parçalanmalarının hesaplanmasını mümkün kılar [88]. Burada QPNM metodundan kısaca bahsedilmiş olup modelin hesaplama şemasına ve çekirdeklere uygulanmasındaki işlem basamaklarına Ref. [39]'dan ulaşılabilir.

2.2. Tek Kütle Numaralı Çekirdeklerin Taban Durum Manyetik Özelliklerinin İncelenmesi

Tek kütleli çekirdeklerde tek kalan nükleon, korun manyetik dipol uyarılmaları ile etkileşir. Bu nedenle, bu tür çekirdeklerde taban durum manyetik özelliklerinin araştırılması ve teorik olarak izah edilmesi oldukça önemli bir husustur. Literatürde Arima-Horie [89] etkisi olarak bilinen bu durumdan ötürü spin kısmının (g_s) çekirdeğin manyetik momentine olan katkısı azalmaktadır [13,14,90-93]. Bu problemin çözümüne yönelik birçok teorik çalışma yapılmıştır [8,13,14,91-93]. Son olarak Yakut vd. tarafından QPNM'e dayanarak geliştirilen bir metot [8-11] ile tek-A'lı çekirdeklerin manyetik özellikleri başarılı bir biçimde açıklanmaya çalışılmıştır. Şimdi bu teorinin detaylarını kısaca ele alalım:

Eksenel simetrik ortalama alanda nükleonların çiftlenim ve spin-spin kuvvetleri ile etkileştiği bir sistem için QPNM hamiltonyeni aşağıdaki formdadır:

$$H = H_{sqp} + H_{coll.} + H_{int.} \quad (2.1)$$

Burada;

$$H_{sqp} = \sum_{s,\tau} \varepsilon_s(\tau) \alpha_{s\rho}^+ \alpha_{s\rho} \quad (2.2)$$

$$H_{coll.} = \frac{1}{2} \sum_{\tau,\tau'} \chi_{\tau\tau'} \sum_{ss'} \sigma_{ss'}^{(\mu)} L_{ss'}^i g_{ss'}^i (Q_i^+ + Q_i) \sum_{mm'} \sigma_{mm'}^{(\mu)} L_{mm'}^i g_{mm'}^i (Q_i^+ + Q_i) \quad (2.3)$$

$$H_{int.} = \sum_{\tau, \tau'} \chi_{\tau\tau'} \sum_{mm'} \sum_{ss'} \left\{ \sigma_{ss'}^{(\mu)} M_{ss'} \sigma_{mm'}^{(\mu)} L_{mm'} g_{mm'}^i D_{ss'}(\tau) (Q_i^+ + Q_i) + \right. \\ \left. + \sigma_{ss'}^{(\mu)} L_{ss'} \sigma_{mm'}^{(\mu)} M_{mm'} g_{ss'}^i (Q_i^+ + Q_i) D_{mm'}(\tau') \right\} \quad (2.4)$$

İlk terim H_{sqp} eksenel simetrik deforme Woods-Saxon potansiyeli içerir ve çekirdekdeki kuaziparçacık hareketini ifade etmektedir. $H_{coll.}$ çift-çift kordaki 1^+ fonon uyarılmalarını, $H_{int.}$ terimi ise tek parçacık hareketiyle kolektif hareket arasındaki ilişkiyi ifade eder. Hamiltonyen ile ilgili daha ayrıntılı bilgilere Ref [8,39]'dan ulaşabilirsiniz.

Tek kütle numaralı bir çekirdeğin $K > 1/2$ durumu için dalga fonksiyonu (K : açısal momentumun simetri üzerindeki iz düşümü) [8-11,39];

$$\psi_K^j(\tau) = \left\{ N_K^j \alpha_K^+(\tau) + \sum_{i,v} G_{ij}^{KK_v} \alpha_{K_v}^+(\tau) Q_i^+ \right\} |\psi_0\rangle \quad ; \quad (\mu = 0) \quad (2.5)$$

şeklinde seçilmiştir. Burada ψ_0 çift korun taban durum dalga fonksiyonudur. Ayrıca

N_K^j tek kuaziparçacık, $G_{ij}^{KK_v}$ ise kuaziparçacık $\otimes$ fonon seviyelerinin genlikleridir.

Dalga fonksiyonu;

$$\langle \psi_K^j(\tau) | \psi_K^j(\tau) \rangle = N_K^{j^2} + \sum_{i,v} [G_{ij}^{KK_v}]^2 = 1 \quad (2.6)$$

normalizasyon koşulunu sağlamaktadır. $\psi_K^j(\tau)$ dalga fonksiyonu üzerinden (2.1)

Hamiltoniyenin beklenen değeri alındığında,

$$\langle \psi_K^j(\tau) | H | \psi_K^j(\tau) \rangle = \varepsilon_K N_K^{j^2}(\tau) + 2\chi N_K^{j^2}(\tau) \sum_{i,v} G_{ij}^{KK_v^2} \sigma_{KK_v} M_{KK_v} R_q^i(\tau, \tau') + \\ + \sum_{i,v} G_i^{KK_v^2} (\omega_i + \varepsilon_{K_v}(\tau)) \quad (2.7)$$

elde edilir. Dalga fonksiyonunun $N_K^j(\tau)$ ve $G_j^{KK_v}$ genlikleri Lagrange Çarpanlar Metodu (veya Varyasyon Metodu),

$$\delta \left\{ \langle \psi_K^j(\tau) | H | \psi_K^j(\tau) \rangle - \langle 0 | H | 0 \rangle - \eta_K^j(\tau) \left[N_K^{j2} + \sum_{i,v} [G_i^{KK_v}]^2 - 1 \right] \right\} = 0 \quad (2.8)$$

kullanılarak belirlenmektedir. (2.7) ve (2.8) ifadeleri yardımıyla N_K^j ve $G_i^{KK_v}$, 'ye göre varyasyon işlemi uygulanır ve elde edilen denklem sistemi çözülürse [8] aşağıdaki seküler denklem elde edilir:

$$P(\eta_K^j) \equiv \varepsilon_K - \eta_K^j - \sum_i \sum_v \frac{1}{(\chi F_n)^2} \frac{M_{KK_v}^2 \sigma_{KK_v}^2}{Z(\omega_i) \varepsilon_{K_v} + \omega_i - \eta_K^j} = 0 \quad (2.9)$$

Burada $\eta_K^j(\tau)$ seküler denklemin köküdür ve tek çekirdeğin enerjisini verir. Ayrıca,

$$Z(\omega_i) = \frac{1}{(-\chi F_n)^2} Y_n(\omega_i) + \frac{q^2}{(1 + \chi F_p)^2} Y_p(\omega_i) \quad (2.10)$$

ve

$$Y_\tau(\omega_i) = 4\omega_i \sum_{ss'} \frac{\varepsilon_{ss'} \sigma_{ss'}^2 L_{ss'}^2}{(\varepsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2)^2} \quad F_\tau(\omega_i) = 2 \sum_{ss'} \frac{\varepsilon_{ss'} \sigma_{ss'}^2 L_{ss'}^2}{\varepsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2} \quad (2.11)$$

şeklinde. Seküler denklem (2.9) ve normalizasyon şartı (2.6) kullanılarak $N_K^j(\tau)$ ve $G_j^{KK_v}$ genlikleri için aşağıdaki gibi genel bağıntılar bulunur:

$$N_K^{j-2} = 1 + \sum_{i,v} \frac{1}{(\chi F_n)^2} \frac{\sigma_{KK_v}^2 M_{KK_v}^2}{Z(\omega_i) (\varepsilon_{K_v} + \omega_i - \eta_K^j)^2} \quad (2.12)$$

$$G_{ij}^{KK_v} = -\frac{1}{\chi F_n \sqrt{Z(\omega_i)}} \frac{\sigma_{KK_v} M_{KK_v}}{\varepsilon_{K_v} + \omega_i - \eta_K} N_K^j \quad (2.13)$$

Tek kütle numaralı bir çekirdeğin manyetik dipol operatörünün z bileşeninin beklenen değeri, bu çekirdeğin iç manyetik momentine eşittir [9-11,39] ve bu değer,

$$\mu_{K_0} = g_{K_0} K_0 = \left\{ g_s^\tau \left(1 - 2N_{K_0}^2(\tau) \sum_{i,v} \frac{\chi M_{K_0 K_0}^\tau R_q^i(\tau, \tau') R_\tau^i}{(\omega_i + \varepsilon_{K_0}^\tau - \eta_{K_0})} \right) - \right. \\ \left. - 2(g_s^{\tau'} - g_l^{\tau'}) N_{K_0}^2(\tau) \sum_{i,v} \frac{\chi M_{K_0 K_0}^\tau R_q^i(\tau, \tau') R_{\tau'}^i}{(\omega_i + \varepsilon_{K_0}^\tau - \eta_{K_0})} \right\} \frac{\sigma_{K_0 K_0}^{(\mu=0)}}{2} + g_l^{\tau'} K_0 \quad (2.14)$$

şeklinde dir. (2.14) ifadesi Nilsson formülü [9-11,39],

$$\mu_{K_0} = g_{K_0} K_0 = \frac{1}{2} (g_s^\tau - g_l^\tau) \sigma_{K_0 K_0}^{(0)}(\tau) + g_l^\tau K_0(\tau) \quad (2.15)$$

ile karşılaştırıldığında efektif spin jiromanyetik faktör için analitik ifade aşağıdaki gibi elde edilir [9-11,39]:

$$g_s^{eff} - g_l^\tau = (g_s^\tau - g_l^\tau) \left\{ 1 - 2N_{K_0}^2(\tau) \sum_{i,v} \frac{\chi M_{K_0 K_0}^\tau R_q^i(\tau, \tau') R_\tau^i}{(\omega_i + \varepsilon_{K_0}^\tau - \eta_{K_0})} \right\} - \\ - 2(g_s^{\tau'} - g_l^{\tau'}) N_{K_0}^2(\tau) \sum_{i,v} \frac{\chi M_{K_0 K_0}^\tau R_q^i(\tau, \tau') R_{\tau'}^i}{(\omega_i + \varepsilon_{K_0}^\tau - \eta_{K_0})} \quad (2.16)$$

Bu analitik ifadedeki ikinci ve üçüncü terimlerin katkısı g_s spin faktöründe kayda değer bir azalmaya (renorm) sebep olmaktadır. Bu da tek-A'lı çekirdekte tek kalan nükleonun çift korun spin polarizasyonuna yol açmasından ileri gelmektedir [8-11,39].

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

Dönme Değişmez Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model (RI-QPNM), tek parçacık hamiltonyeninin kırılan dönme simetrisinin onarıldığı bir yaklaşımdır. Hamiltonyenin dönme simetrisinin kırılma nedeni, QRPA ve QPNM yöntemlerinde kullanılan Hartree-Fock-Bogolyubov (HFB) yaklaşımıdır. Bu yaklaşımdan ötürü kırılan dönme simetrisi birçok sahte hal içerir ve bu sahte haller gerçek titreşimlere karışır [39]. Bu noktada, kırılan dönme simetrisinin onarılması ve sahte hallerin ortadan kaldırılması oldukça önemlidir.

$N > Z$ olan çekirdeklerin çekirdek potansiyelleri izoskaler ve izovektör olmak üzere iki kısma ayrılmaktadır. Bunun nedeni bu tür çekirdeklerin nötron ve proton ortalama alan potansiyellerinin farklı olmasıdır. Bu sebeple, kırılan hamiltonyenin onarılması için hem izoskaler hem de izovektör terimleri sistem hamiltonyeni ile öz uyumlu olmalıdır [33,94]. Bu bağlamda, Kuliev vd. (2000) çift-çift çekirdeklerin 1^+ titreşim durumlarını sahte hallerden yalıtmak için çekirdek ortalama alan potansiyelinde izoskaler ve izovektör terimlerin olduğu bir yöntem kullanmışlardır [33]. Kuliev vd. tarafından geliştirilen bu metod ilk kez E. Tabar (2015) tarafından tek kütle numaralı çekirdeklerde dönme değişmezliğin restorasyonu için kullanılmıştır [39]. Şimdi bu teoremin detaylarını kısaca ele alalım:

Eksenel simetrik ortalama alanda nükleonların çiftlenim ve spin-spin kuvvetleri ile etkileştiği bir sistem için QPNM hamiltonyeni (2.1)'de verildiği gibidir.

Tek parçacık hamiltonyenin (H_{sqp}) kırılan dönme simetrisi izoskaler ($h_0^{boz.}$ ve $h_0^{int.}$) ve izovektör ($h_1^{boz.}$ ve $h_1^{int.}$) restorasyon kuvvetleri sayesinde onarılabilir. Bu kuvvetler;

$$h_0^{boz.} = -\frac{1}{2\gamma_0} \sum_{\mu=\pm 1} [H_{sqp} - V_1, J_{\mu}^{boz.}]^+ [H_{sqp} - V_1, J_{\mu}^{boz.}] \quad (2.17)$$

$$h_0^{int.} = -\frac{1}{2\gamma_0} \sum_{\mu=\pm 1} \{ [H_{sqp} - V_1, J_{\mu}^{qp}]^+ [H_{sqp} - V_1, J_{\mu}^{boz.}] + h.c. \} \quad (2.18)$$

$$h_1^{boz.} = -\frac{1}{2\gamma_1} \sum_{\mu=\pm 1} [V_1, J_\mu^{boz.}]^+ [V_1, J_\mu^{boz.}] \quad (2.19)$$

$$h_1^{int.} = -\frac{1}{2\gamma_1} \sum_{\mu=\pm 1} \{[V_1, J_\mu^{qp}]^+ [V_1, J_\mu^{boz.}] + h.c.\} \quad (2.20)$$

şeklindedir. Burada V_1 ortalama alan potansiyelini izovektör kısmıdır. J_μ ($\mu=\pm 1$) ise açısai momentum operatörünün küresel bileşenidir. $h.c.$ hermitik eşlenik anlamına gelmektedir. γ_0 ve γ_1 etkileşme sabitleri,

$$\begin{aligned} \gamma^{(\mu)} &= \langle \psi_{K_0}(\tau) | [J_\mu^+, [H_{sqp}, J_\mu]] | \psi_{K_0}(\tau) \rangle \quad (\mu = \pm 1) \\ \gamma_1^{(\mu)} &= \langle \psi_{K_0}(\tau) | [J_\mu^+, [V_1, J_\mu]] | \psi_{K_0}(\tau) \rangle \quad (\mu = \pm 1) \end{aligned} \quad (2.21)$$

ve

$$\begin{aligned} \gamma^{(-1)} &= \gamma^{(+1)} = \gamma & ; & & \gamma_1^{(-1)} &= \gamma_1^{(+1)} = \gamma_1 \\ \gamma_0 &= \gamma - \gamma_1 & ; & & \gamma &= \gamma^n + \gamma^p & ; & & \gamma_1 &= \gamma_1^n - \gamma_1^p \end{aligned} \quad (2.22)$$

olarak verilir. $|\psi_{K_0}(\tau)\rangle = \alpha_{K_0}^+(\tau) |\psi_0\rangle$ tek kütleli çekirdeğin taban durum dalga fonksiyonudur. γ_0 ve γ_1 etkileşme sabitleri tamamen ortalama alan parametreleriyle belirlendiklerinden dolayı h_0 ve h_1 etkin kuvvetleri ilave bir parametre içermez [39-41,95].

Simetri restorasyon terimlerinin hamiltonyene eklenmesi ile $[H_{inv}, J_\mu] = 0$ olduğu gösterilebilir:

$$H \approx H_{sqp} + H_{coll.} + H_{int.} + h_0^{boz.} + h_0^{int.} + h_1^{boz.} + h_1^{int.} \quad (2.23)$$

Tek kütle numaralı bir çekirdekte K^π spininin bir seviyeyi temsil eden dalga fonksiyonu, tek kuaziparçacık ve kuaziparçacık $\otimes$ fonon terimlerinden oluşmaktadır [39-41,95]. Bu dalga fonksiyonu;

$$\psi_K^j(\tau) = \left\{ \sum_q N_{\zeta_q}^j(\tau) \alpha_{\zeta_q}^+(\tau) + \sum_{i\mu} \sum_v G_j^{i\mu\nu} \alpha_v^+(\tau) Q_{i\mu}^+ \right\} |\psi_0\rangle \quad ; \quad \mu = \pm 1 \quad (2.24)$$

Bu dalga fonksiyonu;

$$\langle \psi_K^j(\tau) | \psi_K^j(\tau) \rangle = \sum_q \left(N_{\zeta_q}^j \right)^2(\tau) + \sum_{i\mu} \sum_v \left(G_j^{i\mu\nu} \right)^2 = 1 \quad (2.25)$$

normalizasyon şartına uymaktadır. Varyasyon prensibi;

$$\delta \left\{ \langle \psi_K^j(\tau) | H_{inv.} | \psi_K^j(\tau) \rangle - \langle \psi_{K_0}^j(\tau) | H_{inv.} | \psi_{K_0}^j(\tau) \rangle - \eta_K^j \left[\sum_q \left(N_{\zeta_q}^j \right)^2 + \sum_{i\mu} \sum_v \left(G_j^{i\mu\nu} \right)^2 - 1 \right] \right\} = 0 \quad (2.26)$$

kullanılarak tek kütle numaralı çekirdeğin taban ve uyarılmış durum enerjilerini veren seküler denklem

$$\det \begin{pmatrix} (\varepsilon_{K\zeta_1}^\tau - \eta_K^j) - F_i(\zeta_1, \zeta_1) & -F_i(\zeta_1, \zeta_2) & \dots & -F_i(\zeta_1, \zeta_n) \\ -F_i(\zeta_2, \zeta_1) & (\varepsilon_{K\zeta_2}^\tau - \eta_K^j) - F_i(\zeta_2, \zeta_2) & \dots & -F_i(\zeta_2, \zeta_n) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ -F_i(\zeta_n, \zeta_2) & -F_i(\zeta_n, \zeta_2) & \dots & (\varepsilon_{K\zeta_n}^\tau - \eta_K^j) - F_i(\zeta_n, \zeta_n) \end{pmatrix} = 0 \quad (2.27)$$

elde edilir [39-41,95]. Burada;

$$F_\tau(\zeta_q, \zeta_m) = \sum_{iv} \frac{\Lambda_{iv}(\zeta_q, \tau) \Lambda_{iv}(\zeta_m, \tau)}{(\omega_i + \varepsilon_v - \eta_K^j)} \quad , \quad \Lambda_{iv}(\zeta_q, \tau) = \chi R_Q^i(\tau, \tau) M_{\zeta_q v} \sigma_{\zeta_q v}^{(j)}(i) \quad (2.28)$$

$$\sigma_{\zeta_q v}^{(J)}(i) = \sum_{\mu} \left\{ \sigma_{\zeta_q v}^{(\mu)} - j_{\zeta_q v}^{(\mu)} \left[\frac{\gamma_1 R_0^i(\tau) \varepsilon_0^{(-)} - (\gamma - \gamma_1) R_1^i(\tau) V_1^{(-)}}{\chi R_Q^i(\tau, \tau') (\gamma - \gamma_1) \gamma_1} \right] \right\} \quad (2.29)$$

şeklindedir. Ayrıca;

$$V_{1\tau}^{(-)} = V_{1\zeta_q}^{\tau} - V_{1v}^{\tau} ; \quad \varepsilon_{\tau}^{(-)} = \varepsilon_{\zeta_q}^{\tau} - \varepsilon_v^{\tau} ; \quad \varepsilon_0^{(-)} = \varepsilon_{\tau}^{(-)} - \tau_z V_{1\tau}^{(-)} \quad (2.30)$$

$$R_Q^i(\tau, \tau') = R_{\tau}^i + q R_{\tau'}^i = \begin{cases} R_n^i + q R_p^i, & \text{odd} - N \\ R_p^i + q R_n^i, & \text{odd} - P \end{cases} ; \quad R_{\tau'}^i = \sum_{ss'} \sigma_{ss'} L_{ss'} g_{ss'}^i \quad (2.31)$$

$$\begin{aligned} R_0^i(\tau) &= \sum_{ss'} \varepsilon_{ss'} j_{ss'}^{(\mu)} L_{ss'} w_{ss'}^i, & \varepsilon_{ss'}^{\tau}(\tau) &= (\varepsilon_{ss'}^{\tau} - \tau_z V_{1ss'}^{\tau}) \\ R_1^i(\tau) &= \sum_{ss'} V_{1ss'} j_{ss'}^{(\mu)} L_{ss'} w_{ss'}^i, & w_{ss'}^i &= \psi_{ss'}^i(\tau) - \varphi_{ss'}^i(\tau) \end{aligned} \quad (2.32)$$

ile verilir [39-41,95]. Seküler denklemin kökleri $(\eta_K^j, j=1,2,3,\dots)$ tek kütleli çekirdeğin enerjisini verir. Ayrıca, determinantın boyutu belli bir K^{π} değerine sahip kuaziparçacık seviyelerinin sayısına eşittir. (2.27)'deki seküler denklem ve (2.25)'deki normalizasyon şartı kullanılarak tek kuaziparçacık $(N_{\zeta_q}^j)$ ve kuaziparçacık $\otimes$ fonon $(G_j^{i\mu\nu})$ genlikleri bulunabilir.

$$\left(N_{\zeta_q}^j \right)^{-2} = 1 + \sum_{q \neq n} \frac{N_{\zeta_q}^j}{N_{\zeta_n}^j} + \sum_{i\mu} \sum_{\nu} \left(\frac{G_j^{i\mu\nu}}{N_{\zeta_n}^j} \right)^2 \quad (2.33)$$

$$\frac{G_j^{i\mu\nu}}{N_{\zeta_n}^j} = - \frac{\Lambda_{iv}^{\tau}(\zeta_n)}{(\omega_i + \varepsilon_v^{\tau} - \eta_K^{\tau})} - \sum_{q \neq n} \frac{N_{\zeta_q}^j}{N_{\zeta_n}^j} \frac{\Lambda_{iv}^{\tau}(\zeta_q)}{(\omega_i + \varepsilon_v^{\tau} - \eta_K^{\tau})} \quad (2.34)$$

Tek kütle numaralı çekirdeklerde taban durumdan uyarılmış durumlara indirgenmiş $M1$ geçiş olasılıkları aşağıdaki ifade ile belirlenir:

$$B(M1 \uparrow; K_0 \rightarrow K) = \langle I_0 K_0 1 \mu | IK \rangle^2 \left| \sum_q N_{\zeta_q}^j(\tau) N_{\zeta_0}(\tau) \mu_{\zeta_q \zeta_0}^\tau M_{\zeta_q \zeta_0}^\tau + \right. \\ \left. + N_{\zeta_0}(\tau) G_j^{i\mu\zeta_0} \sum_{\tau} \sum_{ss'} \mu_{ss'}^\tau L_{ss'}^\tau g_{ss'}^i(\tau) \right|^2 \quad (2.35)$$

şeklinde. Burada $\mu_{ss'}^{(\mu)}(\tau) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \left[(g_s^\tau - g_l^\tau) \langle s | s_\mu | s' \rangle + g_l^\tau \langle s | J_\mu | s' \rangle \right]$ μ_N terimi $M1$ operatörünün tek parçacık matris elemanıdır [39-41,95].

Tek kütle numaralı deforme çekirdeklerde deneysel olarak parite tayini yapılamadığından $E1$ geçişlerini $M1$ geçişlerinden ayırmak mümkün değildir. Bu nedenle indirgenmiş dipol ve dipol radyasyon kalınlıkları aşağıdaki ifadeler yardımı ile hesaplanır:

$$g\Gamma_0(M1) = 11.547 \times E_\gamma^3 \times B(M1 \uparrow) \quad [meV] \quad (2.36)$$

$$g\Gamma_0^{red}(M1) = 11.547 \times B(M1 \uparrow) \quad [meV MeV^{-3}] \quad (2.37)$$

Burada $g = \frac{2J_0 + 1}{2J + 1}$ taban durum (J_0) ve uyarılmış durum spinine bağlı (J) istatistiksel bir faktördür [39-41,95].

Bir sonraki bölümde, bu bölümde bahsedilen teoriler kullanılarak ilk kez $^{151-159}\text{Eu}$ ve $^{151-161}\text{Gd}$ için taban durum manyetik özellikleri ve manyetik dipol uyarılmaları sayısal olarak incelenmiştir.

BÖLÜM 3. SAYISAL HESAPLAMALAR

Tek kütle numaralı çekirdeklerin taban durum manyetik özelliklerinin ve manyetik dipol uyarılmalarının teorik olarak incelenmesi oldukça önemlidir. $M1$ spektrumlarını doğru bir şekilde tasvir edebilmek için efektif spin jiromanyetik faktör ($g_s^{eff.}$) ve etkileşme güç parametrelerinin (χ) uygun bir biçimde belirlenmesi şarttır. Bu da ancak, taban durum manyetik özelliklerinin teorik hesaplamalarının doğru bir biçimde yapılmasıyla mümkündür.

Bölümün ilk kısmında $^{151-159}\text{Eu}$ ve $^{151-161}\text{Gd}$ çekirdeklerinin taban durum manyetik özelliklerine ait sonuçlar sunulmuştur. Burada, her bir çekirdek için spin-spin etkileşme güç parametresi ve efektif spin jiromanyetik faktör nicelikleri belirlenmiştir. Bu değerler, bölümün ikinci kısımda incelenen çekirdekler için verilen $M1$ uyarılma özellikleri incelenirken direkt olarak kullanılmıştır. Taban durum hesaplamalarında Yakut vd. tarafından geliştirilen [8] ve kısım 2.2.'de verilen metot kullanılarak, $M1$ hesaplamaları ise ilk kez Tabar vd. tarafından geliştirilen [39] ve kısım 2.3.'de verilen metot kullanılarak yapılmıştır. İncelenen çekirdeklerin RI-QPNM hesaplamaları, deneysel veriler ve kor çekirdekleri ile de karşılaştırılmıştır.

3.1. $^{151-159}\text{Eu}$ ve $^{151-161}\text{Gd}$ Çekirdeklerinde Taban Durum Manyetik Özelliklerin İncelenmesi

Tek kütle numaralı çekirdeklerde, tek kalan nükleonun, korun 1^+ fononları ile etkileşmesi, spin polarizasyonuna neden olur ve bundan ötürü, spin matris elemanının manyetik moment operatörüne katkısı azalır. Bu bağlamda spin polarizasyon olayının açıklanması oldukça önemlidir. QPNM çerçevesinde geliştirilen ve analitik ifadeleri bir önceki bölümde (kısım 2.2) verilen teori tek kütleli çekirdeklerde gözlenen spin polarizasyon olayını başarılı bir şekilde açıklamaktadır [9-11]. Bu kısımda, sözü geçen

teori kullanılarak $^{151-159}\text{Eu}$ ve $^{151-161}\text{Gd}$ çekirdeklerinin taban durum manyetik özellikleri incelenmiştir.

$^{151-159}\text{Eu}$ ve $^{151-161}\text{Gd}$ çekirdekleri için yapılan taban durum hesaplamalarında çift korun $I^\pi K=1^+0$ fononları kullanılmıştır. Bunun nedeni, mikroskobik modelde tek-A'lı çekirdeklerin taban durum ve bazı düşük enerjili uyarılma seviyeleri tek kalan nükleonun, korun $K=0$ fononları ile etkileşmesiyle oluşuyor olmasıdır [43]. Deforme Woods-Saxon potansiyelinin çözümü sonucu tek parçacık enerjileri elde edilmiştir. Ortalama alan deformasyon parametreleri (δ_2), Ref. [96]'de yer alan deneysel kuadropol moment değerlerinden elde edilen (β_2) deformasyon parametreleri kullanılarak hesaplanmıştır. Bu hesaplama $\delta_2 = 0,945\beta_2 [1 - 2,56A^{-2/3}] + 0,34\beta_2^2$ denklemi [97] yardımıyla yapılmıştır [9]. Çiftlenim etkileşme sabitleri Ref. [83]'den alınmıştır. $^{151-159}\text{Eu}$ ve $^{151-161}\text{Gd}$ çekirdeklerinin çiftlenim parametreleri (Δ ve λ), ortalama alan deformasyonları (δ_2), taban durum Nilsson konfigürasyonları ve deneysel taban durum manyetik momentleri (μ) [98] Tablo 3.1.'de verilmiştir.

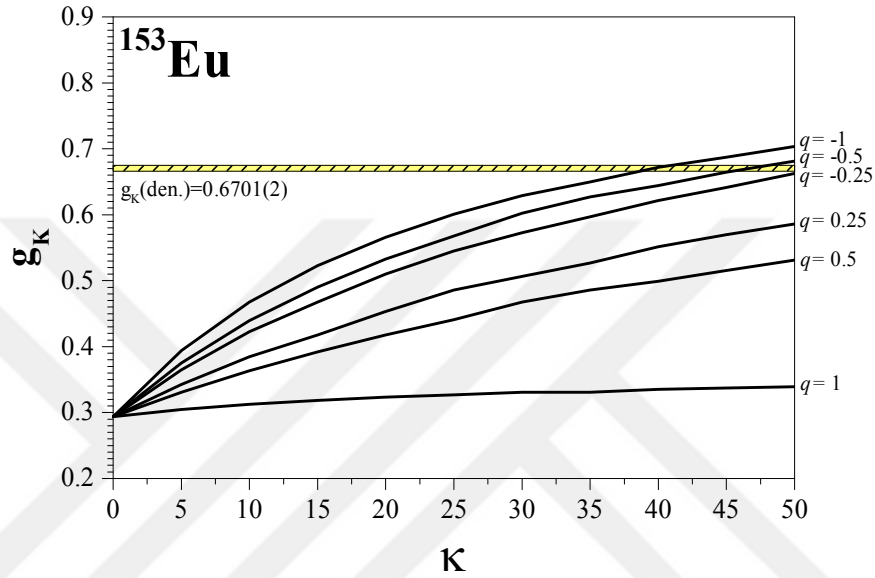
Tablo 3.1. $^{151-159}\text{Eu}$ ve $^{151-161}\text{Gd}$ çekirdeklerinin Δ ve λ çiftlenim parametreleri, δ_2 ortalama alan deformasyonları, taban durum Nilsson konfigürasyonları ve deneysel manyetik momentleri.

Çekirdek	$K^\pi [Nn_z\Lambda]\Sigma$	β_2	δ_2	Δ_n (MeV)	Δ_p (MeV)	λ_n (MeV)	λ_p (MeV)	$\mu_{\text{den. [98]}}$
^{151}Eu	$5/2^+ [413]\downarrow$	0.1931	0.167	0.827	0.946	-7.078	-7.136	3.4630(6)
^{153}Eu	$5/2^+ [413]\downarrow$	0.3064	0.266	0.986	1.053	-7.159	-7.993	1.5324(3)
^{155}Eu	$5/2^+ [413]\downarrow$	0.3410	0.296	0.957	1.057	-6.896	-8.653	1.52(2)
^{157}Eu	$5/2^+ [413]\downarrow$	0.270*	0.234	0.915	1.060	-6.295	-9.174	1.50(2)
^{159}Eu	$5/2^+ [413]\downarrow$	0.280*	0.243	0.892	1.066	-5.995	-9.791	1.38(2)
^{151}Gd	$7/2^- [514]\downarrow$	0.3249	0.282	0.965	1.140	-8.580	-5.554	0.77(6)
^{153}Gd	$3/2^- [521]\uparrow$	0.206	0.178	0.983	1.078	-7.837	-6.115	0.38(8)
^{155}Gd	$3/2^- [521]\uparrow$	0.3120	0.271	0.977	1.052	-7.785	-6.817	-0.2572(4)
^{157}Gd	$3/2^- [521]\uparrow$	0.3378	0.294	0.937	1.051	-7.499	-7.415	-0.3398(7)
^{159}Gd	$3/2^- [521]\uparrow$	0.3484	0.303	0.908	1.054	-7.171	-8.006	-0.44(3)
^{161}Gd	$5/2^- [523]\downarrow$	0.3534	0.308	0.891	1.056	-6.810	-8.590	-

*Ref[99]'den alınmıştır.

Daha önce yapılan manyetik moment analizleri göstermiştir ki [9-11,14,95,100,101], manyetik momentin izoskaler kısmında nötron ve proton g_s faktörleri birbirini güçlü bir şekilde yok eder ve bu nedenle manyetik moment hesaplamalarında izovektör kısım daha baskındır. Bu bilgi ışığında nötron-proton etkileşiminin en kuvvetli etkisinin $q=-1$ 'de ortaya çıktığı bilinmektedir. (2.14) ve (2.16) analitik ifadeleri

kullanılarak g_K ve g_s^{eff} hesaplamaları yapılmış, bu hesaplamalar deneysel veriler ile karşılaştırılarak $^{151-159}\text{Eu}$ çekirdekleri için $q=-1$ 'de $\chi=40$ MeV/A olarak, $^{151-161}\text{Gd}$ çekirdekleri için ise, $q=-1$ 'de $\chi=10-40$ MeV/A aralığında belirlenmiştir. Şekil 3.1.'de örnek olması açısından ^{153}Eu çekirdeği için taban durum g_K değerlerinin κ 'ya göre değişimi verilmiştir.



Şekil 3.1. ^{153}Eu çekirdeği için taban durum g_K değerlerinin κ 'ya göre değişimi. Taralı alan deneysel g_K değerini göstermektedir.

Bir seviyenin deneysel manyetik momenti ve g_R faktörü bilindiği takdirde deneysel g_K faktörü $g_K^{\text{exp.}} = ([(K+1) / K] \mu_{\text{exp.}} - g_R^{\text{exp.}}) / K$ bağıntısı ile elde edilebilir ($I=K$) [8].

Şimdi her bir Eu ve Gd çekirdeğinin QPNM ile hesaplanan taban durum özellikleri ele alınacaktır. Tablo 3.2.'de $^{151-159}\text{Eu}$ ve $^{151-161}\text{Gd}$ çekirdekleri için hesaplanan tek kuaziparçacık (N_{K_0}), kuaziparçacık $\otimes$ fonon ($G_i^{K_0\nu}$) genlikleri verilmiştir. Ayrıca her bir çekirdeğin taban durumuna en büyük katkıyı veren çift kor fonon enerjileri ve bu fononların çift kuaziparçacık yapıları da tabloda yer almaktadır.

Tablo 3.2. $^{151-159}\text{Eu}$ ve $^{151-161}\text{Gd}$ çekirdeklerinin QPNM bazında hesaplanan taban durum yapısı. Burada kuaziparçacık $\otimes$ fonon genlikleri $G_i^{K_0\nu} > 0.01$ ve iki kuaziparçacık genliklerinin ψ_{ss}^i fonon dalga fonksiyonuna katkısı %0.1'den daha büyük olan seviyeler verilmiştir.

Çekirdek	K^π	Seviye Yapısı		Çift Korun Fonon Yapısı		
		Tek Kuaziparçacık	Kuaziparçacık $\otimes$ fonon	ω_i (MeV)	$[\text{Nn}\Lambda]\Sigma$	ψ_{ss}^i
^{151}Eu	$5/2^+$	99.80% [413] $\downarrow$	0.016% [413] $\downarrow \otimes Q_{70}$	10.789	nn541 $\uparrow$ -501 $\uparrow$	-0.508
					pp530 $\uparrow$ -521 $\downarrow$	-0.219
			0.010% [413] $\downarrow \otimes Q_{71}$	10.917	nn431 $\downarrow$ -640 $\uparrow$	0.528
					pp523 $\uparrow$ -514 $\downarrow$	0.146
			0.015% [413] $\downarrow \otimes Q_{72}$	10.956	nn431 $\downarrow$ -640 $\uparrow$	-0.460
					pp523 $\uparrow$ -514 $\downarrow$	0.243
			0.012% [413] $\downarrow \otimes Q_{73}$	11.303	nn532 $\uparrow$ -503 $\downarrow$	0.338
					pp523 $\uparrow$ -514 $\downarrow$	-0.563
			0.011% [413] $\downarrow \otimes Q_{74}$	11.393	nn532 $\uparrow$ -503 $\downarrow$	-0.610
					pp523 $\uparrow$ -514 $\downarrow$	-0.255
^{153}Eu	$5/2^+$	99.8% [413] $\downarrow$	0.013% [413] $\downarrow \otimes Q_{62}$	10.380	nn514 $\uparrow$ -505 $\downarrow$	0.174
					pp532 $\downarrow$ -512 $\downarrow$	0.494
			0.013% [413] $\downarrow \otimes Q_{70}$	10.901	nn512 $\downarrow$ -501 $\uparrow$	-0.136
					pp541 $\downarrow$ -521 $\downarrow$	0.476
			0.013% [413] $\downarrow \otimes Q_{72}$	11.229	nn541 $\uparrow$ -512 $\downarrow$	0.393
					pp541 $\downarrow$ -521 $\downarrow$	-0.383
			0.020% [413] $\downarrow \otimes Q_{74}$	11.497	nn431 $\downarrow$ -640 $\uparrow$	0.345
					pp541 $\downarrow$ -521 $\downarrow$	-0.248
			0.013% [413] $\downarrow \otimes Q_{75}$	11.549	nn431 $\downarrow$ -640 $\uparrow$	-0.618
					pp541 $\downarrow$ -521 $\downarrow$	-0.140
^{155}Eu	$5/2^+$	99.8% [413] $\downarrow$	0.018% [413] $\downarrow \otimes Q_{60}$	10.347	nn550 $\uparrow$ -530 $\uparrow$	0.121
					pp431 $\uparrow$ -422 $\downarrow$	-0.471
			0.011% [413] $\downarrow \otimes Q_{62}$	10.535	nn510 $\uparrow$ -750 $\uparrow$	0.433
					pp431 $\uparrow$ -422 $\downarrow$	0.401
			0.017% [413] $\downarrow \otimes Q_{74}$	11.526	nn550 $\uparrow$ -550 $\uparrow$	-0.191
					pp550 $\uparrow$ -521 $\downarrow$	0.526
^{157}Eu	$5/2^+$	99.8% [413] $\downarrow$	0.013% [413] $\downarrow \otimes Q_{66}$	10.183	nn420 $\uparrow$ -640 $\uparrow$	-0.265
					pp532 $\downarrow$ -512 $\downarrow$	-0.449
			0.011% [413] $\downarrow \otimes Q_{70}$	10.645	nn541 $\downarrow$ -510 $\uparrow$	-0.411
					pp532 $\downarrow$ -512 $\downarrow$	0.293
			0.011% [413] $\downarrow \otimes Q_{73}$	10.860	nn541 $\uparrow$ -512 $\downarrow$	-0.265
					pp530 $\uparrow$ -521 $\downarrow$	0.516
			0.025% [413] $\downarrow \otimes Q_{74}$	11.301	nn541 $\uparrow$ -512 $\uparrow$	-0.130
					pp530 $\uparrow$ -521 $\downarrow$	-0.431
			0.010% [413] $\downarrow \otimes Q_{38}$	8.287	nn532 $\uparrow$ -512 $\uparrow$	0.271
					pp413 $\uparrow$ -404 $\downarrow$	-0.252
^{159}Eu	$5/2^+$	99.8% [413] $\downarrow$	0.016% [413] $\downarrow \otimes Q_{62}$	10.233	nn514 $\uparrow$ -505 $\downarrow$	0.149
					pp532 $\downarrow$ -512 $\downarrow$	0.446
			0.012% [413] $\downarrow \otimes Q_{67}$	10.750	nn541 $\downarrow$ -510 $\uparrow$	0.397
					pp532 $\downarrow$ -512 $\downarrow$	-0.291
			0.012% [413] $\downarrow \otimes Q_{69}$	10.947	nn541 $\uparrow$ -512 $\downarrow$	0.325
					pp530 $\uparrow$ -521 $\downarrow$	0.461
^{151}Gd	$7/2^-$	99.9% [514] $\downarrow$	0.022% [413] $\downarrow \otimes Q_{71}$	11.343	nn541 $\downarrow$ -550 $\uparrow$	-0.200
					pp530 $\uparrow$ -521 $\downarrow$	-0.474
^{153}Gd	$3/2^-$	99.9% [521] $\uparrow$	0.011% [514] $\downarrow \otimes Q_{47}$	8.921	nn523 $\uparrow$ -514 $\downarrow$	0.122
					pp413 $\uparrow$ -404 $\downarrow$	-0.501
^{153}Gd	$3/2^-$	99.9% [521] $\uparrow$	0.001% [521] $\uparrow \otimes Q_1$	2.189	nn541 $\uparrow$ -521 $\uparrow$	0.707

Tablo 3.2. (Devamı)

Çekirdek	K^π	Seviye Yapısı		Çift Korun Fonon Yapısı		
		Tek Kuaziparçacık	Kuaziparçacık⊗fonon	ω_i (MeV)	$[N_{\pi}\Delta]\Sigma$	$\psi_{ss'}$
^{155}Gd	$3/2^-$	99.9% [521] $\uparrow$	0.011% [521] $\uparrow \otimes Q_{61}$	9.723	nn514 $\uparrow$ -505 $\downarrow$ pp532 $\downarrow$ -512 $\downarrow$	0.614 -0.148
			0.011% [521] $\uparrow \otimes Q_{32}$	7.458	nn532 $\uparrow$ -523 $\downarrow$ pp550 $\downarrow$ -530 $\downarrow$	0.311 0.313
^{157}Gd	$3/2^-$	99.9% [521] $\uparrow$	0.011% [521] $\uparrow \otimes Q_{53}$	8.916	nn651 $\uparrow$ -642 $\downarrow$ pp413 $\uparrow$ -404 $\downarrow$	-0.123 -0.425
			0.013% [521] $\uparrow \otimes Q_{63}$	9.505	nn523 $\uparrow$ -503 $\uparrow$ pp431 $\downarrow$ -411 $\downarrow$	-0.365 -0.299
			0.010% [521] $\uparrow \otimes Q_{13}$	5.818	nn651 $\uparrow$ -651 $\uparrow$ pp550 $\downarrow$ -550 $\downarrow$	-0.117 0.663
^{159}Gd	$3/2^-$	99.9% [521] $\uparrow$	0.013% [521] $\uparrow \otimes Q_{50}$	9.024	nn523 $\uparrow$ -514 $\downarrow$ pp541 $\downarrow$ -521 $\downarrow$	-0.131 0.401
			0.010% [521] $\uparrow \otimes Q_{51}$	9.328	nn523 $\uparrow$ -503 $\uparrow$ pp413 $\uparrow$ -404 $\downarrow$	-0.217 0.559
^{161}Gd	$5/2^-$	99.9% [523] $\downarrow$	0.009% [523] $\downarrow \otimes Q_1$	2.696	nn523 $\downarrow$ -512 $\uparrow$	0.706

Tek kütle numaralı çekirdeklerde kuaziparçacık⊗fonon etkileşmelerinin bir sonucu olarak dalga fonksiyonunun kuaziparçacık⊗fonon bileşenleri taban ve uyarılmış durumdaki pek çok seviyeye karışmaktadır [83]. Sayısal hesaplamalar dalga fonksiyonunun tek kuaziparçacık kısmının ($N_{\zeta_q}^j$) incelenen tek çekirdeklerin taban durum seviye yapısına katkısının $^{151-159}\text{Eu}$ çekirdekleri için yaklaşık % 99.8, $^{151-161}\text{Gd}$ çekirdekleri için ise yaklaşık %99.9 olduğunu, seviye yapısına kuaziparçacık⊗fonon kısmından ($G_j^{i\mu\nu}$) ise % 0.2'den daha küçük bir katkı geldiğini göstermektedir. Bu durum çalışmada ele alınan tek kütle numaralı çekirdeklerin taban durum seviye yapılarının kuaziparçacık⊗fonon etkileşmelerinden zayıf biçimde etkilendiğini ortaya koymaktadır. Bu nedenle bu çekirdeklerin taban durumları baskın biçimde tek kuaziparçacık yapısına sahiptir.

Kuaziparçacık⊗fonon karışımlarının tek çekirdeklerin taban durum seviye yapılarına katkısı önemsenmeyecek kadar küçük olmasına rağmen, bu küçük karışımların koherent katkılarının tek çekirdeklerin taban durum $g_s^{eff.}/g_s^r$ ve g_K faktörleri üzerine etkisi çok büyüktür. Tablo 3.3.'te, KPM (Kuliev-Pyatov Metodu) SPM (Tek Parçacık Model), QRPA ve QTDA modelleri kullanılarak g_K ve $g_s^{eff.}$ hesaplamaları yapılmış ve bu sonuçlar deneysel veriler ile karşılaştırılmıştır.

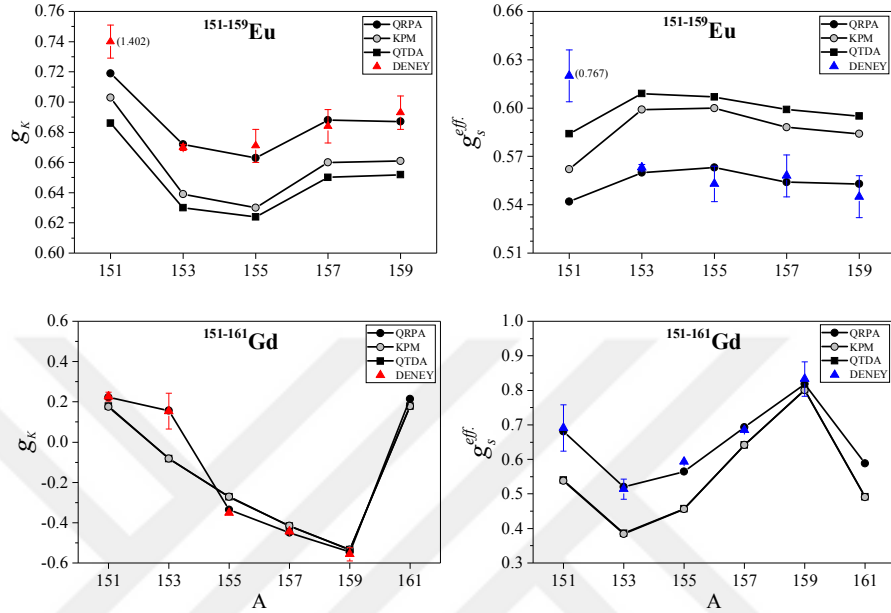
Tablo 3.3. $^{151-159}\text{Eu}$ ve $^{151-161}\text{Gd}$ çekirdekleri için KPM, SPM, QTDA ve QRPA modelleri kullanılarak hesaplanan g_s^{eff}/g_s^r ve g_K değerlerinin deneysel veriler ile karşılaştırılması.

Çekirdek	g_s^{eff}/g_s^r				g_K				
	KPM	QTDA	QRPA	Deney	SPM	KPM	QTDA	QRPA	Deney
^{151}Eu	0.562	0.584	0.542	0.767(16)	0.363	0.703	0.686	0.719	1.402(11)
^{153}Eu	0.599	0.609	0.560	0.563(2)	0.294	0.639	0.630	0.672	0.670(2)
^{155}Eu	0.600	0.607	0.563	0.553(11)	0.279	0.630	0.624	0.663	0.671(11)
^{157}Eu	0.588	0.599	0.554	0.558(13)	0.317	0.660	0.650	0.688	0.684(11)
^{159}Eu	0.584	0.595	0.553	0.545(13)	0.312	0.661	0.652	0.687	0.693(11)
^{151}Gd	0.538	0.540	0.681	0.691(67)	0.327	0.176	0.178	0.223	0.226(22)
^{153}Gd	0.384	0.386	0.520	0.514(29)	0.300	-0.082	-0.082	0.156	0.154(89)
^{155}Gd	0.456	0.457	0.565	0.593(1)	-0.595	-0.271	-0.272	-0.336	-0.352(0)
^{157}Gd	0.642	0.642	0.693	0.685(1)	-0.649	-0.416	-0.417	-0.450	-0.444(1)
^{159}Gd	0.801	0.802	0.818	0.833(50)	-0.666	-0.534	-0.534	-0.545	-0.556(33)
^{161}Gd	0.491	0.492	0.588	-	0.363	0.179	0.179	0.214	-

Öncelikle modeller hakkında kısaca bilgi vermekte fayda vardır. KPM’de tek çekirdeğin dalga fonksiyonu tek ve üç kuaziparçacık bileşenlerinden oluşur. KPM, sadece kuaziparçacık etkileşmelerini göz önüne almaktadır. Ancak çalışmalar, tek kütle numaralı çekirdeklerde seviye yapılarının uygun bir şekilde tasvirinin sadece kuaziparçacık etkileşimlerini dikkate alarak değil, aynı zamanda kuaziparçacık ve fononlar arasındaki etkileşmelerin de hesaba katılmasıyla mümkün olabileceğini söylemektedir [83,88]. QTDA, bağımsız kuaziparçacık vakumudur. QRPA ise hem kuaziparçacık etkileşmelerini hem de kuaziparçacıklar arasındaki etkileşmeleri hesaba katar. Ayrıntılı bilgiler Ref. [8,39]’de yer almaktadır.

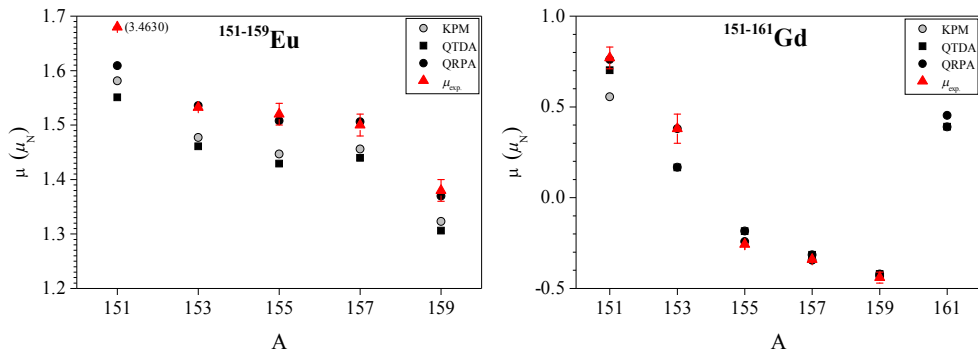
Tablo 3.3.’de verilen sonuçlar daha iyi görülmesi açısından Şekil 3.2.’de grafik olarak da verilmiştir. Tablo ve grafiklerden de görüldüğü gibi deneysel sonuçlar ile en iyi uyum QRPA metoduyla yapılan teorik hesaplamalarda elde edilmiştir. Ayrıca KPM ve QTDA ile yapılan hesaplama sonuçlarının da birbirine yakın olduğu görülmektedir. Bunun nedeni her iki modelde de BCS vakumunun tek çekirdeğin çift-çift koruna eşdeğer olmasıdır [39]. SPM modelinin deneysel değerlerden oldukça uzak olduğu Tablo 3.3.’de net bir şekilde görülmektedir. Bu yüzden bu modele Şekil 3.2.’de yer verilmemiştir. Dikkat edilirse teorik QRPA sonuçları $^{153-159}\text{Eu}$ izotoplarının deneysel verileriyle benzer bir dağılım göstermekte ve oldukça uyumlu olduğu görülmekte iken, ^{151}Eu çekirdeğinin deneysel verisi ile teorik sonuçlar arasında uyum oldukça azdır. g_K ve g_s^{eff} deneysel değerlerinin hesaplamaları $\mu_{den.}$ değerine bağlıdır. 1965 yılında ^{151}Eu çekirdeği için yapılan deneyde, ölçülen deneysel manyetik moment değeri

$\mu_{den.}=3.4630(\pm 6)$ ile verilmiştir [102]. Öte yandan bu çekirdek için yapılan hesaplamalarda elde edilen g_K ve g_s^{eff} değerlerinin diğer izotopların sergilediği dağılım ile uyum içerisinde olduğu da görülmektedir.



Şekil 3.2. $^{151-159}\text{Eu}$ ve $^{151-161}\text{Gd}$ çekirdekleri için hesaplanan KPM, QTDA ve QRPA sonuçlarının deneysel veriler ile karşılaştırılması. İlk grafikte deneysel g_K değerleri ile teorik hesaplamalar, ikinci grafikte ise deneysel g_s^{eff} değerleri ile teorik hesaplamalar karşılaştırılmıştır. Deneysel veriler hataları ile birlikte verilmiştir.

Son olarak Tablo 3.1.'de verilen deneysel manyetik moment değerleri, üç farklı yaklaşım ile ayrı ayrı hesaplanan teorik manyetik moment değerleri ile karşılaştırılmıştır. Burada da SPM modele, deneysel verilerden çok uzak olmasından ötürü yer verilmemiştir.



Şekil 3.3. $^{151-159}\text{Eu}$ ve $^{151-161}\text{Gd}$ çekirdekleri için KPM, QTDA ve QRPA metotları kullanılarak hesaplanan teorik manyetik moment değerlerinin Tablo 3.1'deki deneysel manyetik moment verileri ile karşılaştırılması. Deneysel veriler hataları ile birlikte sunulmuştur.

Şekil 3.3.'deki deneysel manyetik moment değerleri Ref. [98]'dan alınmıştır. Görüldüğü üzere deneysel ve teorik veriler arasında en iyi uyum QRPA hesaplarında elde edilmiştir. Buradaki teorik sonuçlar hiçbir serbest parametre içermemektedir. Deneysel manyetik momentler ile teorik QRPA sonuçları benzer bir eğilim (^{151}Eu dışında) göstermektedir.

Buraya kadar yapılan çalışmaları özetlemek gerekirse; tek kütleli $^{151-159}\text{Eu}$ ve $^{151-161}\text{Gd}$ çekirdekleri için yapılan taban durum hesaplamaları göstermiştir ki;

- a. Elde edilen $g_s^{eff.}/g_s^r$ sonuçları, fenomenolojik değer ($g_s^{eff.}/g_s^r = 0.5-0.7g_s^r$) ile uyum içindedir.
- b. Kuaziparçacık $\otimes$ fonon karışımlarının tek-A'lı $^{151-159}\text{Eu}$ çekirdeklerinin taban durum dalga fonksiyonuna katkısı %0.02'den, $^{151-161}\text{Gd}$ çekirdeklerinin ise %0.01'den küçüktür (Tablo 3.2). Ancak elde edilen sonuçlar net bir şekilde göstermektedir ki, fonon karışımlarından gelen bu küçük katkılar, tek-A'lı çekirdeklerde gözlenen spin polarizasyon etkilerini açıklamakta yeterlidir. Ayrıca, g_s spin jromanyetik faktörü uygun biçimde renormalize etmektedir.
- c. Bugüne kadar yapılan çalışmalarda, spin-spin kuvvetlerinin çift-çift çekirdeklerde hem 1^+ seviyelerini ürettiğini hem de makas modu başarılı bir şekilde açıkladığını göstermiştir [8,34-38,103-107]. Bu nedenle spin-spin etkileşme güç parametresini belirlenmesi oldukça önemlidir. Tablo 3.3.'de verilen κ değerleri bir sonraki kısımda verilecek olan bu çekirdeklerin uyarılma durumlarına ait $M1$ özelliklerinin hesaplamalarında direkt olarak kullanılacaktır. Ayrıca burada belirlenen efektif spin jromanyetik faktörler, hesaplanacak $M1$ uyarılmalarını deneyle uyumu bakımından önem arz etmektedir.
- d. Burada ayrıca manyetik momenti henüz bilinmeyen ^{161}Gd çekirdeği için de teorik öngörülerde bulunulmuştur. Gelecekte yapılacak bir deneysel çalışmaya yön vereceği kanaatindeyiz.

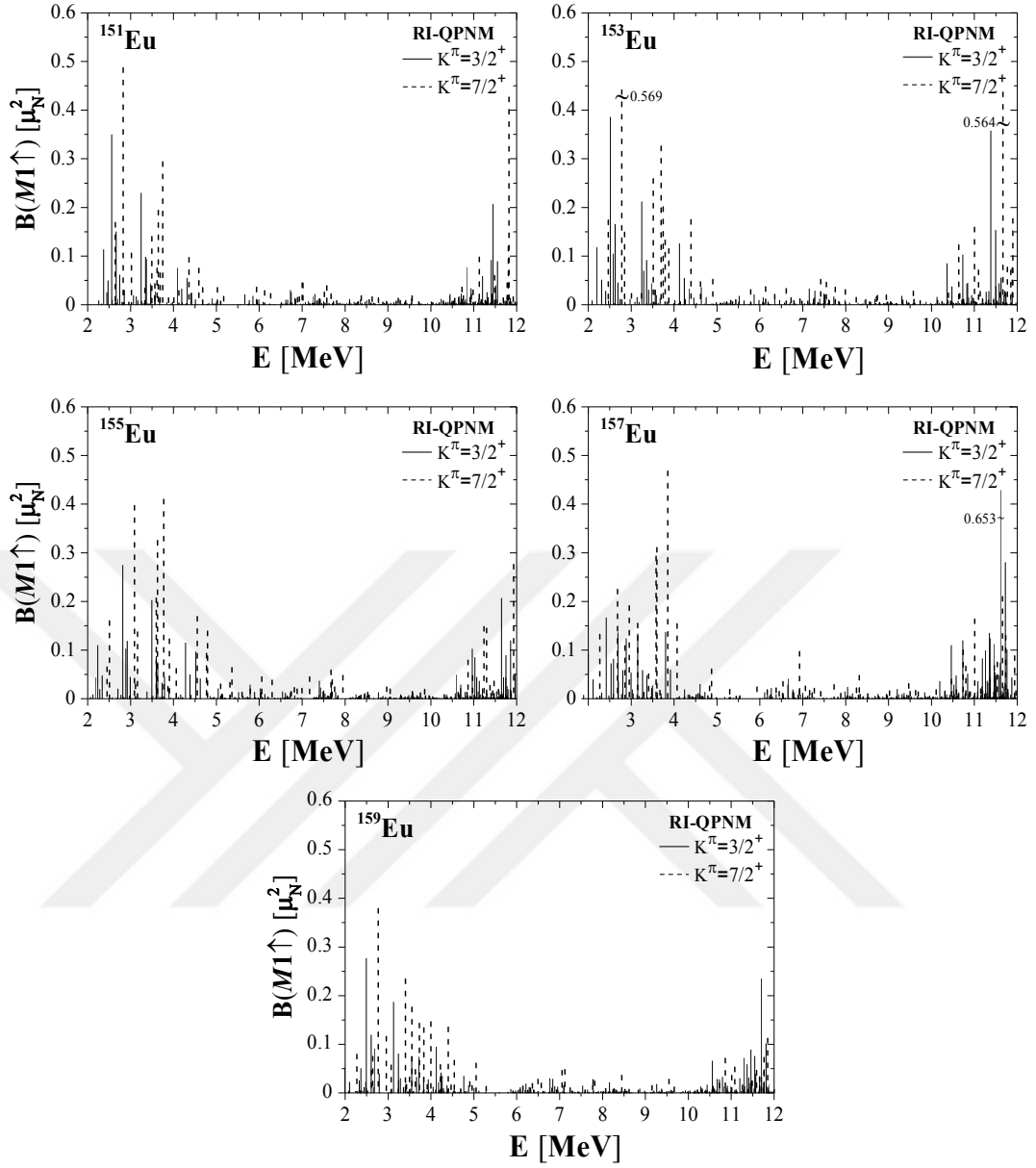
3.2. $^{151-159}\text{Eu}$ ve $^{151-161}\text{Gd}$ Çekirdeklerinde Manyetik Dipol Uyarılmalarının İncelenmesi

Bu bölümde tek kütle numaralı çekirdeklerdeki düşük enerjili manyetik dipol ($M1$) uyarılmaları Bölüm 2’de verilen mikroskobik RI-QPNM çerçevesinde teorik olarak incelenmiştir. Tek kütle numaralı çekirdeklerde uyarılma durumları tek kalan nükleon ile korun $K=1$ fononları ile etkileşmesiyle oluşmaktadır [39]. Bu nedenle uyarılmış durum hesaplamalarında çift-çift korun $I^\pi K=1^+1$ RI-QRPA fononları kullanılmıştır. $M1$ uyarılmalarının spin jromanyetik faktöre kuvvetli biçimde bağlı olduğu bilinmektedir. Bu kısımda $M1$ uyarılmaları için verilen sayısal hesaplamaların tümünde bir önceki kısımda elde edilen efektif spin jromanyetik faktörler kullanılmıştır. Ayrıca teoride $M1$ uyarılmalarının oluşmasından sorumlu olan spin-spin kuvvetlerinin güç parametreleri için yine bir önceki kısımda teorik ve deneysel taban durum iç manyetik momentlerin karşılaştırılmasıyla elde edilen değerler kullanılmıştır.

3.2.1. $^{151-159}\text{Eu}$ çekirdekleri için sayısal sonuçlar

$^{151-159}\text{Eu}$ tek kütle numaralı izotoplarının taban durum spin ve pariteleri aynı olup $5/2^+$ ’dır. Bu durumda incelenecek $M1$ uyarılmalarının taban durumundan $3/2^+$ ve $7/2^+$ uyarılma durumlarına olması beklenir. Bu nedenle RI-QPNM hesaplamaları $5/2^+$ taban durumdan $3/2^+$ ve $7/2^+$ uyarılma durumlarına geçişler için yapılmıştır.

$^{151-159}\text{Eu}$ tek kütle numaralı izotopları için RI-QPNM kullanılarak hesaplanan $M1$ gücünün 2-12 MeV enerji aralığındaki dağılımı Şekil 3.4.’te verilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi 2-12 MeV enerji aralığında $M1$ gücü kuvvetli biçimde parçalanmıştır. Toplam açısız momentum vektörlerinin toplam özelliklerinde dolayı K_0-1 spinine sahip seviyelerin sayısı K_0+1 spinine sahip seviyelerin sayısının 3 katıdır. Bunun bir sonucu olarak K_0-1 spinine sahip olan seviyeler K_0+1 spinine sahip seviyelere göre daha çok parçalanmıştır.



Şekil 3.4. $^{151-157}\text{Eu}$ izotopları için teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin 2-12 MeV enerji aralığındaki dağılımı. Burada düz çizgiler K_0-1 uyarılma seviyelerine, kesikli çizgiler ise K_0+1 uyarılma seviyelerine $M1$ geçiş ihtimallerini göstermektedir.

Tablo 3.4.'te $^{151-159}\text{Eu}$ tek kütle numaralı izotoplarının 2–4 MeV enerji aralığında yer alan $3/2^+$ ve $7/2^+$ uyarılma durumlarının RI-QPNM metodu ile hesaplanan seviye yapıları verilmiştir. Tabloda örnek olarak sadece $B(M1\uparrow) \geq 0.1 \mu_N^2$ olan seviyeler verilmiştir.

Tablo 3.4. $^{151-159}\text{Eu}$ çekirdeklerinde 2-4 MeV enerji aralığındaki $B(M1 \uparrow) \geq 0.1 \mu_N^2$ olan $K^\pi=3/2^+$ ve $K^\pi=7/2^+$ uyarılma seviyelerinin RI-QPNM ile hesaplanan E_j enerjileri, tek kuaziparçacık ($N_{K\zeta_q}^j$), kuaziparçacık $\otimes$ fonon karışım genlikleri ($G_{j,i\mu}^{K\zeta\nu}$), kuaziparçacık $\otimes$ fonon yapıları ($[Nn_z\Lambda\Sigma]\otimes Q_i$).

İzotop	E_j (MeV)	$B(M1 \uparrow)$ (μ_N^2)	K^π	$N_{K\zeta_q}^j$	$G_{j,i\mu}^{K\zeta\nu}$	Seviye Yapısı $[Nn_z\Lambda\Sigma]\otimes Q_i$
^{151}Eu	2.475	0.114	$3/2^+$	0.009	0.999	%0.01 [422] $\downarrow$ + %99.99 [413] $\downarrow \otimes Q_3$
	2.501	0.169	$7/2^+$	0.040	0.999	%0.16 [413] $\uparrow$ + %99.81 [413] $\downarrow \otimes Q_3$
	2.661	0.350	$3/2^+$	0.010	0.999	%0.01 [422] $\downarrow$ + %99.99 [413] $\downarrow \otimes Q_4$
	2.680	0.150	$3/2^+$	0.008	0.999	%0.01 [422] $\downarrow$ + %99.98 [413] $\downarrow \otimes Q_4$
	2.685	0.487	$7/2^+$	0.051	0.998	%0.27 [413] $\uparrow$ + %99.32 [413] $\downarrow \otimes Q_4$ + + %0.30 [413] $\downarrow \otimes Q_5$
	2.879	0.106	$7/2^+$	0.031	0.999	%0.10 [413] $\uparrow$ + %0.17 [413] $\downarrow \otimes Q_6$ + + %99.72 [413] $\downarrow \otimes Q_7$
	3.350	0.230	$3/2^+$	0.008	0.999	%0.01 [422] $\downarrow$ + %99.99 [413] $\downarrow \otimes Q_{12}$
	3.379	0.140	$7/2^+$	0.351	0.936	%12.33 [413] $\uparrow$ + %83.02 [413] $\downarrow \otimes Q_{12}$ + + %0.05 [413] $\downarrow \otimes Q_{15}$
	3.530	0.194	$7/2^+$	0.133	0.991	%1.78 [413] $\downarrow$ + %78.91 [413] $\downarrow \otimes Q_{14}$ + + 17.60 [413] $\downarrow \otimes Q_{15}$
	3.636	0.294	$7/2^+$	0.362	0.932	%13.13 [413] $\uparrow$ + %3.63 [413] $\downarrow \otimes Q_{15}$ + + %66.94 [413] $\downarrow \otimes Q_{16}$ + %13.04 [413] $\downarrow \otimes Q_{17}$
^{153}Eu	2.694	0.123	$3/2^+$	0.001	0.999	99.99% [413] $\downarrow \otimes Q_3$
	2.721	0.204	$7/2^+$	0.020	0.999	% 0.04 [404] $\downarrow$ + %99.96 [413] $\downarrow \otimes Q_3$
	2.863	0.265	$3/2^+$	0.002	0.999	%99.99 [413] $\downarrow \otimes Q_4$
	2.869	0.113	$3/2^+$	0.001	0.999	%99.97 [413] $\downarrow \otimes Q_4$
	2.890	0.447	$7/2^+$	0.036	0.999	%0.13 [404] $\downarrow$ + %99.86 [413] $\downarrow \otimes Q_4$
	2.968	0.964	$7/2^+$	0.988	0.976	%97.62 [404] $\downarrow$ + %0.13 [413] $\downarrow \otimes Q_4$ + + %0.50 [413] $\downarrow \otimes Q_5$ + %1.52 [413] $\downarrow \otimes Q_7$
	3.061	0.122	$7/2^+$	0.019	0.999	%0.04 [404] $\downarrow$ + %99.92 [413] $\downarrow \otimes Q_6$
	3.513	0.153	$3/2^+$	0.001	0.999	%99.99 [413] $\downarrow \otimes Q_{12}$
	3.540	0.214	$7/2^+$	0.015	0.999	%0.02 [404] $\downarrow$ + %99.98 [413] $\downarrow \otimes Q_{12}$
	3.666	0.191	$7/2^+$	0.003	0.999	%99.99 [413] $\downarrow \otimes Q_{14}$
^{155}Eu	2.338	0.110	$3/2^+$	0.006	0.999	%99.99 [413] $\downarrow \otimes Q_3$
	2.365	0.160	$7/2^+$	0.021	0.999	%0.05 [413] $\downarrow$ + %99.95 [413] $\downarrow \otimes Q_3$
	2.923	0.275	$3/2^+$	0.002	0.999	%99.99 [413] $\downarrow \otimes Q_6$
	2.928	0.118	$3/2^+$	0.002	0.999	%99.97 [413] $\downarrow \otimes Q_6$
	2.950	0.397	$7/2^+$	0.029	0.999	%0.09 [413] $\downarrow$ + %99.90 [413] $\downarrow \otimes Q_6$
	2.993	0.137	$7/2^+$	0.035	0.999	%0.13 [413] $\downarrow$ + %99.86 [413] $\downarrow \otimes Q_8$
	3.045	0.103	$3/2^+$	0.002	0.999	%99.99 [413] $\downarrow \otimes Q_8$
	3.458	0.207	$7/2^+$	0.955	0.294	%91.31 [413] $\downarrow$ + %1.47 [413] $\downarrow \otimes Q_9$ + + %1.79 [413] $\downarrow \otimes Q_{11}$ + %2.32 [413] $\downarrow \otimes Q_{13}$
	3.487	0.325	$7/2^+$	0.128	0.991	%1.65 [413] $\downarrow$ + %98.20 [413] $\downarrow \otimes Q_{11}$
	3.630	0.410	$7/2^+$	0.149	0.988	%2.23 [413] $\downarrow$ + %97.54 [413] $\downarrow \otimes Q_{13}$ + + %0.12 [413] $\downarrow \otimes Q_{14}$
	3.599	0.203	$3/2^+$	0.003	0.999	%99.99 [413] $\downarrow \otimes Q_{13}$

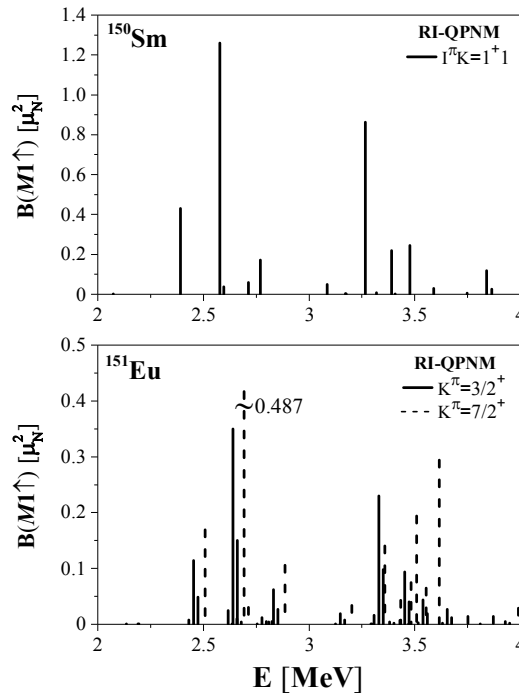
Tablo 3.4. (Devamı)

İzotop	E_j (MeV)	$B(M1 \uparrow)$ (μ_N^2)	K^π	$N_{K\zeta_q}^j$	$G_{j,i\mu}^{K\zeta\nu}$	Seviye Yapısı [$Nn_z\Lambda\Sigma$] $\otimes Q_i$
^{157}Eu	2.139	0.132	$7/2^+$	0.043	0.999	%0.19 [404] $\downarrow$ + %99.80 [413] $\downarrow \otimes Q_3$
	2.530	0.167	$3/2^+$	0.013	0.999	0.02% [422] $\downarrow$ + 99.99% [413] $\downarrow \otimes Q_5$
	2.553	0.225	$7/2^+$	0.056	0.998	%0.31 [404] $\downarrow$ + %0.16 [413] $\downarrow \otimes Q_4$ + + %99.49 [413] $\downarrow \otimes Q_5$
	2.727	0.109	$7/2^+$	0.030	0.999	%0.09 [404] $\downarrow$ + %99.88 [413] $\downarrow \otimes Q_6$
	2.802	0.136	$3/2^+$	0.003	0.999	%100 [413] $\downarrow \otimes Q_7$
	2.828	0.191	$7/2^+$	0.019	0.999	%0.04 [404] $\downarrow$ + %99.95 [413] $\downarrow \otimes Q_7$
	2.997	0.124	$3/2^+$	0.005	0.999	%100 [413] $\downarrow \otimes Q_8$
	3.022	0.155	$7/2^+$	0.054	0.999	%0.29 [404] $\downarrow$ + %99.60 [413] $\downarrow \otimes Q_8$
	3.266	0.134	$3/2^+$	0.009	0.999	%100 [413] $\downarrow \otimes Q_{11}$
						%27.72 [422] $\downarrow$ + %36.80 [413] $\downarrow \otimes Q_{14}$ + + %1.09 [413] $\downarrow \otimes Q_{11}$ + %1.09 [413] $\downarrow \otimes Q_{12}$ + + %13.77 [413] $\downarrow \otimes Q_{13}$ + %2.81 [413] $\downarrow \otimes Q_{15}$ + + %9.90 [413] $\downarrow \otimes Q_{16}$
	3.450	0.293	$7/2^+$	0.526	0.850	
	3.473	0.311	$7/2^+$	0.159	0.987	%85.42 [413] $\downarrow \otimes Q_{13}$ + %0.30 [413] $\downarrow \otimes Q_{11}$ + + %9.80 [413] $\downarrow \otimes Q_{14}$ + %1.18 [413] $\downarrow \otimes Q_{16}$
	3.726	0.468	$7/2^+$	0.601	0.800	%36.06 [413] $\uparrow$ + %3.16 [413] $\downarrow \otimes Q_{14}$ + + %1.95 [413] $\downarrow \otimes Q_{15}$ + %53.49 [413] $\downarrow \otimes Q_{16}$
	3.913	0.137	$3/2^+$	0.003	0.999	%100 [413] $\downarrow \otimes Q_{17}$
	3.941	0.154	$7/2^+$	0.064	0.998	%0.40 [413] $\uparrow$ + %99.46 [413] $\downarrow \otimes Q_{17}$
^{159}Eu	2.627	0.379	$7/2^+$	0.070	0.997	%0.50 [413] $\downarrow$ + %99.29 [413] $\downarrow \otimes Q_6$
	2.605	0.277	$3/2^+$	0.013	0.999	%0.02 [413] $\downarrow$ + %99.99 [413] $\downarrow \otimes Q_6$
	2.610	0.119	$3/2^+$	0.013	0.999	%0.02 [413] $\downarrow$ + %99.99 [413] $\downarrow \otimes Q_6$
	2.819	0.116	$7/2^+$	0.001	0.999	%0.20 [413] $\downarrow$ + 99.75% [413] $\downarrow \otimes Q_7$
	3.265	0.234	$7/2^+$	0.085	0.996	%0.74 [413] $\downarrow$ + 98.91% [413] $\downarrow \otimes Q_9$ + + 0.13% [413] $\downarrow \otimes Q_{11}$
	3.240	0.187	$3/2^+$	0.002	0.999	99.99% [413] $\downarrow \otimes Q_9$
	3.413	0.176	$7/2^+$	0.262	0.964	%6.90 [413] $\downarrow$ + %25.19 [413] $\downarrow \otimes Q_{11}$ + + %65.41 [413] $\downarrow \otimes Q_{12}$ + %1.14 [413] $\downarrow \otimes Q_{13}$
						%18.50 [413] $\downarrow$ + %1.19 [413] $\downarrow \otimes Q_{11}$ +
	3.589	0.143	$7/2^+$	0.430	0.902	+ %2.01 [413] $\downarrow \otimes Q_{12}$ + %67.62 [413] $\downarrow \otimes Q_{13}$ + + %2.18 [413] $\downarrow \otimes Q_{15}$ + %6.19 [413] $\downarrow \otimes Q_{17}$
	3.693	0.134	$7/2^+$	0.047	0.998	%0.22 [413] $\downarrow$ + %0.41 [413] $\downarrow \otimes Q_{15}$ + + %98.58 [413] $\downarrow \otimes Q_{16}$ + %0.71 [413] $\downarrow \otimes Q_{17}$
	3.859	0.146	$7/2^+$	0.084	0.996	%0.71 [413] $\downarrow$ + %0.41 [413] $\downarrow \otimes Q_{17}$ + + %98.70 [413] $\downarrow \otimes Q_{18}$

Tablo 3.4.'ten açıkça görülmektedir ki tek protonlu $^{151-159}\text{Eu}$ izotoplarında, 2-4 MeV enerji aralığındaki $M1$ geçişlerine en büyük katkı $[413]\downarrow \otimes Q_i$ konfigürasyonundan gelmektedir. Ele alınan izotoplarda baskın olan kuaziparçacık $\otimes$ fonon bileşeninin

dalga fonksiyonunun normuna katkısı %98'i aştığından $G_{j,\mu}^{K\pi v}$ genlikleri 1'e yakındır. Diğer yandan tek kuaziparçacık bileşenlerinin dalga fonksiyonuna katkısı 1.5 MeV'in üzerindeki enerjilerde çok küçüktür ve %0.1'i geçmemektedir. Bunun anlamı $^{151-159}\text{Eu}$ izotoplarında 2-4 MeV enerji aralığındaki $M1$ uyarılma seviyelerinin saf kuaziparçacık $\otimes$ fonon uyarılmaları olarak kabul edilebileceğidir. 2-4 MeV enerji aralığında $K^\pi=3/2^+$ ve $K^\pi=7/2^+$ uyarılma seviyelerine en büyük katkıyı veren kor fononlarının enerjileri çok sayıda iki kuaziparçacık konfigürasyonuna sahiptir ve bu durum sözü geçen seviyelerin kolektif yapıda olduklarını göstermektedir. $^{151-159}\text{Eu}$ çekirdeklerinin 4 MeV üzerindeki seviye yapıları Ek-A'da sunulmuştur.

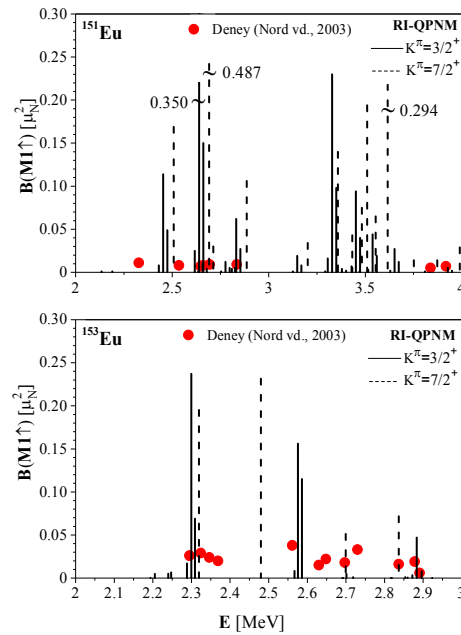
Tek kütle numaralı çekirdekleri çift-çift çekirdekleri ile karşılaştırmak, onların $M1$ uyarılmalarına ait karakteristiklerini anlamak adına bilgi verici olabilir. Bu kapsamda örnek olması açısından Şekil 3.5.'te ^{159}Eu çekirdeğinin teorik olarak hesaplanan $M1$ spektrumları, kor çekirdeği olan ^{158}Sm çekirdeğinin $M1$ spektrumları ile karşılaştırılmıştır. ^{158}Sm çekirdeği için RI-QPNM kullanılarak 2-4 MeV enerji aralığında hesaplanan manyetik dipol geçiş ihtimallerinin $K^\pi=1^+$ dalları verilmiştir.



Şekil 3.5. ^{150}Sm ve ^{151}Eu çekirdekleri için teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımı. Üst grafikte ^{150}Sm çekirdeği için manyetik dipol geçiş ihtimallerinin $K^\pi=1^+$ dalları kalın düz çizgi ile, alttaki grafikte ise ^{151}Eu çekirdeği için taban durumdan $K^\pi=3/2^+$ ve $K^\pi=7/2^+$ seviyelerine $B(M1\uparrow)$ geçiş ihtimalleri sırası ile düz ve kesikli çizgilerle verilmiştir.

Şekil 3.5.'te görüldüğü gibi tek kütle numaralı ^{151}Eu çekirdeğinin $M1$ spektrumu, kor çekirdeği olan ^{150}Sm 'a göre çok daha fazla parçalanmaktadır. Tek-A'lı çekirdeklerdeki bu parçalanma, tek kalan nükleonun korun her bir $M1$ uyarılma seviyesiyle ayrı ayrı etkileşmesinden ileri gelir [42]. Ayrıca $M1$ gücü kor çekirdekte tek bir seviyede toplanırken, tek-A'lı çekirdeklerde bu güç dört farklı $M1$ seviyesi tarafından paylaşılır [39]. Tek kütle numaralı çekirdeklerde $M1$ operatörü K_0 , $I_0=K_0$ taban durumdan kuantum sayıları sırasıyla $[(K_0-1, I_0-1), (K_0-1, I_0), (K_0-1, I_0+1), (K_0+1, I_0+1)]$ olan uyarılma seviyeleri ile birleşebilir. Öte yandan iki çekirdeğin $M1$ dağılımlarına bakıldığında birbirine benzer spektrumlara sahip oldukları görülmektedir. Bundan dolayı çift-çift korun dışındaki tek kalan nükleonun $M1$ enerji spektrumunda kaydadeğer değişikliklere sebep olmadığı ve bir gözlemci gibi davrandığı söylenebilir.

Tek protonlu ^{151}Eu ve ^{153}Eu deforme çekirdeklerinde düşük enerjili dipol uyarılmalarının varlığı 2003 yılında Nord vd. (2003) tarafından Stuttgart'da (Almanya) bulunan Dynamitron hızlandırıcısında duyarlılığı artırılmış NRF tekniği ile gerçekleştirilen deney sonucunda keşfedilmiştir [74]. Şekil 3.6.'da ^{153}Eu ve ^{155}Eu çekirdekleri için RI-QPNM ile elde edilen teorik $M1$ spektrumu, deneysel $M1$ spektrumu ile karşılaştırılmıştır.



Şekil 3.6. ^{151}Eu ve ^{153}Eu izotopları için teorik olarak hesaplanan $B(M1)$ değerlerinin deneysel veriler ile karşılaştırılması. Burada düz çizgiler K_0-1 uyarılma seviyelerine, kesikli çizgiler ise K_0+1 uyarılma seviyelerine $M1$ geçiş ihtimallerini göstermektedir.

Şekil 3.6.'dan görüldüğü gibi ^{153}Eu çekirdeği için RI-QPNM sonuçları $M1$ gücünün hem parçalanması hem de dağılımı bakımından deneysel veriyle uyumludur. Diğer taraftan ^{151}Eu çekirdeği için RI-QPNM ile elde edilen $M1$ spektrumu deneye göre daha çok parçalandığı ve daha fazla geçişe sahip olduğu görülmektedir. Her iki çekirdek için de düşük enerji bölgesinde gözlenen $M1$ piklerinin büyüklükleri RI-QPNM ile elde edilen $M1$ piklerinin büyüklüklerinden çok daha küçüktür. İncelenen çekirdeklerin $M1$ geçişlerinin dağılımlarından ziyade toplam özellikleri bakımından deneysel veriyle karşılaştırılması daha bilgi verici olmaktadır. Bunun için Tablo 3.5.'te ^{151}Eu ve ^{153}Eu çekirdekleri için taban durumdan uyarılmış durumlara geçişler için teorik olarak hesaplanan $\sum B(M1)$ (toplam manyetik dipol gücü), $\sum \Gamma_0(M1)$ (toplam manyetik dipol radyasyon kalınlıkları), $\sum \Gamma_0^{red}(M1)$ (toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıkları) ve manyetik dipol uyarılmalarının yerleştiği ortalama enerjilerin ($\bar{E}$) deneysel sonuçlarla karşılaştırılması verilmiştir.

Tablo 3.5. ^{151}Eu ve ^{153}Eu çekirdekler için sırasıyla 2-4 MeV ve 2-3 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan, $\sum I_f B(M1\uparrow)$, $\sum I_f g \Gamma_0^{red}(M1)$ ve $\sum I_f g \Gamma_0(M1)$ ve $\bar{E}$ değerlerinin deneysel [74] veriyle karşılaştırılması.

K^π		$\sum I_f B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)		$\sum I_f g \Gamma_0(M1)$ (meV)		$\sum I_f g \Gamma_0^{red}(M1)$ (meV MeV ⁻³)		$\bar{E}$ (MeV)	
		RI-QPNM	DENEY	RI-QPNM	DENEY	RI-QPNM	DENEY	RI-QPNM	DENEY
^{151}Eu	$3/2^+$	1.459	-	478	-	17.5	-	2.984	-
	$7/2^+$	1.702	-	622.72	-	19.706	-	3.098	-
	Tüm	3.161	0.064±0.01	1100.7	18.91±3.9	37.206	0.74±0.14	3.045	2.844
^{153}Eu	$3/2^+$	0.606	-	106.25	-	7.009	-	2.457	-
	$7/2^+$	0.562	-	98.30	-	6.504	-	2.457	-
	Tüm	1.168	0.338±0.1	204.55	54.08±8.5	13.513	3.91±0.64	2.456	2.263

Tablo 3.5.'ten görüldüğü gibi ^{151}Eu için 2-4 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile teorik olarak elde edilen toplam indirgenmiş geçiş ihtimali ($\sum I_f B(M1\uparrow) = 3.161 \mu_N^2$) deneysel değer ($\sum B(M1\uparrow) = 0.064 \pm 0.01 \mu_N^2$) çok üzerindedir. ^{153}Eu çekirdeğinde ise 2-3 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile teorik olarak hesaplanan toplam indirgenmiş geçiş ihtimali ($\sum I_f B(M1\uparrow) = 1.168 \mu_N^2$) deneyde rapor edilen değer ($\sum I_f B(M1\uparrow) = 0.338 \pm 0.1 \mu_N^2$) yaklaşık 3 katıdır. Tablo 3.5.'teki verilerden, bu enerji aralıklarında ^{151}Eu ve ^{153}Eu çekirdekleri için RI-QPNM ile hesaplanan toplam manyetik dipol ve toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıklarının deneyde rapor edilen değerlerden çok daha büyük oldukları görülmektedir. Ancak

veriler deneysel ve teorik ortalama $M1$ rezonans enerjilerinin birbirleriyle uyumlu olduğunu göstermektedir.

Tablo 3.6.'da $^{151-159}\text{Eu}$ izotoplarının ait 2-4 MeV enerji aralığındaki $M1$ uyarılmalarına ait $\Sigma_{I_f}B(M1\uparrow)$ toplam manyetik dipol geçiş ihtimali, $\Sigma_{I_f}B_l(M1\uparrow)$ toplam orbital manyetik dipol geçiş ihtimali, $\Sigma_{I_f}B_o(M1\uparrow)$ toplam spin manyetik dipol geçiş ihtimali, $\Sigma_{I_f}g\Gamma_0(M1)$ toplam manyetik dipol radyasyon kalınlığı, $\Sigma_{I_f}g\Gamma_0^{red}(M1)$ toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlığı ve $\bar{E}$ ortalama enerji değerleri verilmiştir.

Tablo 3.6. $^{151-159}\text{Eu}$ çekirdeklerinin 2-4 MeV enerji aralığında K^π uyarılma seviyelerine $M1$ geçişleri için RI-QPNM ile hesaplanan $\Sigma_{I_f}B(M1\uparrow)$, $\Sigma_{I_f}B_l(M1\uparrow)$, $\Sigma_{I_f}B_o(M1\uparrow)$, $\Sigma_{I_f}B_l(M1\uparrow)$, $\Sigma_{I_f}B_o(M1\uparrow)$, $\Sigma_{I_f}g\Gamma_0(M1)$, $\Sigma_{I_f}g\Gamma_0^{red}(M1)$ ve $\bar{E}$ değerleri.

Çekirdek	K^π	$\Sigma_{I_f}B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\Sigma_{I_f}B_l(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\Sigma_{I_f}B_o(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\Sigma_{I_f}B_l(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\Sigma_{I_f}B_o(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\Sigma_{I_f}g\Gamma_0(M1)$ (meV)	$\Sigma_{I_f}g\Gamma_0^{red}(M1)$ (meV MeV ⁻³)	$\bar{E}$ (MeV)
^{151}Eu	3/2 ⁺	1.459	1.330	0.039	1.503	2×10^{-3}	478	17.50	2.984
	7/2 ⁺	1.709	1.322	0.296	2.245	4×10^{-3}	623	19.71	3.098
	Tüm	3.188	2.652	0.335	3.748	6×10^{-3}	1101	37.21	3.045
^{153}Eu	3/2 ⁺	1.012	0.801	0.035	1.121	1×10^{-3}	346	12.20	2.891
	7/2 ⁺	2.459	2.729	0.076	2.444	1.5×10^{-3}	842	28.46	3.057
	Tüm	3.471	3.530	0.111	3.565	2.5×10^{-3}	1188	40.66	2.911
^{155}Eu	3/2 ⁺	1.298	1.113	0.035	1.322	3×10^{-3}	509	15.03	3.110
	7/2 ⁺	1.958	1.418	0.488	2.203	5×10^{-3}	850	22.67	3.291
	Tüm	3.256	2.531	0.523	3.525	8×10^{-3}	1315	37.70	3.199
^{157}Eu	3/2 ⁺	1.365	1.191	0.045	1.402	1×10^{-3}	494	15.80	2.995
	7/2 ⁺	2.588	2.787	0.070	2.605	4×10^{-3}	731	19.96	2.799
	Tüm	3.953	3.978	0.115	4.007	5×10^{-3}	1225	35.76	3.181
^{159}Eu	3/2 ⁺	1.372	1.196	0.041	1.471	2×10^{-3}	450	15.80	2.968
	7/2 ⁺	1.705	1.303	0.322	2.307	4×10^{-3}	625	19.73	3.085
	Tüm	3.077	2.499	0.363	3.778	6×10^{-3}	1075	35.53	3.063

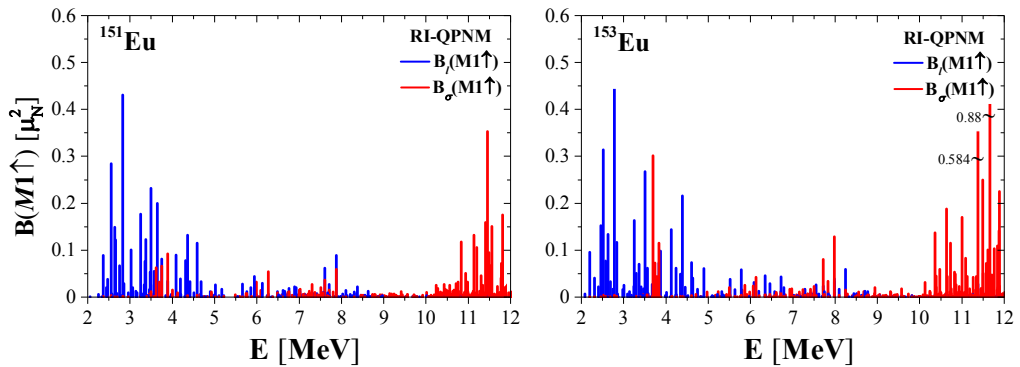
Tablo 3.6.'dan açıkça görülmektedir ki $^{151-159}\text{Eu}$ izotoplarında 2-4 MeV enerji aralığında yer alan $M1$ geçişleri baskın biçimde izovektör karakterli uyarılmalardır. Bu enerji aralığındaki toplam indirgenmiş $M1$ geçiş ihtimalleri yaklaşık olarak $3\mu_N^2$ 'ye eşittir ki bu değer çift-çift çekirdeklere ait sistematik ile örtüşmektedir. $^{151-159}\text{Eu}$ izotoplarında toplam $M1$ gücünün yerleştiği ortalama enerji 2.7.-3.2 MeV aralığında değişmektedir. Çift-çift kütle numaralı çekirdeklere bu enerjinin yaklaşık 3 MeV civarında olduğu bilinmektedir. Bu durum tek kütle numaralı çekirdeklere $M1$ rezonansının düşük enerjilere kaydığını göstermektedir.

Tablo 3.7.'de $^{151-159}\text{Eu}$ çekirdeklerinde 4-12 MeV yüksek enerji bölgesindeki toplam $M1$ gücüne dipol operatörünün spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar sözü geçen enerji bölgesi iki kısma (4–8 MeV ve 8–12 MeV) ayrılarak incelenmiştir.

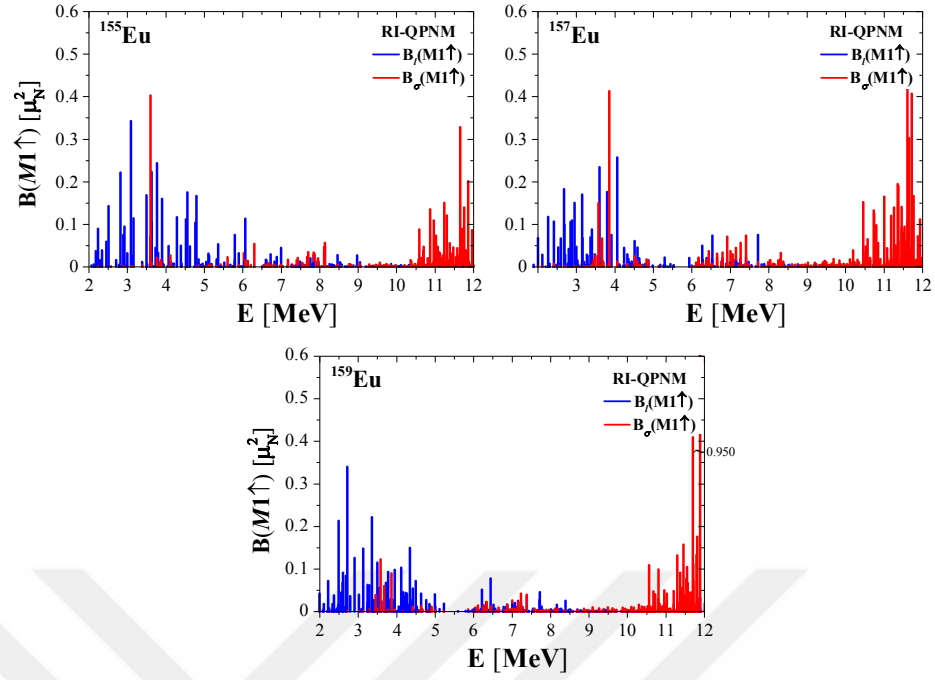
Tablo 3.7. $^{151-159}\text{Eu}$ çekirdeklerinin 4-12 MeV enerji aralığında K^π uyarılma seviyelerine $M1$ geçişleri için RI-QPNM ile hesaplanan $\Sigma_{I_f} B(M1\uparrow)$, $\Sigma_{I_f} B_l(M1\uparrow)$, $\Sigma_{I_f} B_s(M1\uparrow)$ ve $\bar{E}$ değerleri.

Çekirdek	K^π	$\Sigma_{I_f} B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)		$\Sigma_{I_f} B_l(M1\uparrow)$ (μ_N^2)		$\Sigma_{I_f} B_s(M1\uparrow)$ (μ_N^2)		$\bar{E}$ (MeV)	
		4-8	8-12	4-8	8-12	4-8	8-12	4-8	8-12
		MeV	MeV	MeV	MeV	MeV	MeV	MeV	MeV
^{151}Eu	$7/2^-$	0.638	1.324	0.682	0.178	0.299	1.806	5.818	11.076
	$3/2^-$	0.611	1.257	0.666	0.213	0.268	1.890	5.816	10.945
^{153}Eu	$7/2^-$	0.739	1.805	0.753	0.232	0.704	2.518	5.796	11.058
	$3/2^-$	0.674	1.603	0.708	0.240	0.340	2.313	5.693	11.012
^{155}Eu	$7/2^-$	1.022	1.680	0.997	0.257	0.374	2.253	5.691	11.174
	$3/2^-$	0.711	1.467	0.737	0.177	0.302	2.110	5.698	11.244
^{157}Eu	$7/2^-$	0.563	3.925	1.222	0.172	1.191	4.993	6.144	11.456
	$3/2^-$	0.374	3.233	0.313	0.173	0.336	4.460	6.054	11.228
^{159}Eu	$7/2^-$	0.757	1.900	0.841	0.149	0.287	2.611	5.534	11.290
	$3/2^-$	0.655	1.533	0.705	0.227	0.206	2.328	5.359	11.137

Çift-çift kütle numaralı çekirdeklerin düşük enerjili $M1$ uyarılmalarına ait önemli karakteristiklerinden biri uyarılmaların baskın biçimde orbital karakterli olmasıdır. Benzer bir durumun $^{151-159}\text{Eu}$ izotop zinciri düşük enerjili $M1$ uyarılmaları için araştırılması oldukça önemlidir. Şekil 3.7. ve Şekil 3.8.'de $^{151-159}\text{Eu}$ izotopları için taban durumdan uyarılma durumlarına $M1$ geçişleri için hesaplanan $B(M1)$ gücüne manyetik dipol operatörünün spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar gösterilmiştir. Spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar sırasıyla kırmızı ve mavi renk ile gösterilmiştir.



Şekil 3.7. $^{151-153}\text{Eu}$ tek kütle numaralı çekirdeklerinin 2-12 MeV enerji aralığındaki spin ve orbital $B(M1)$ spektrumları. $M1$ operatörünün spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar sırasıyla kırmızı ve mavi renk ile gösterilmiştir.



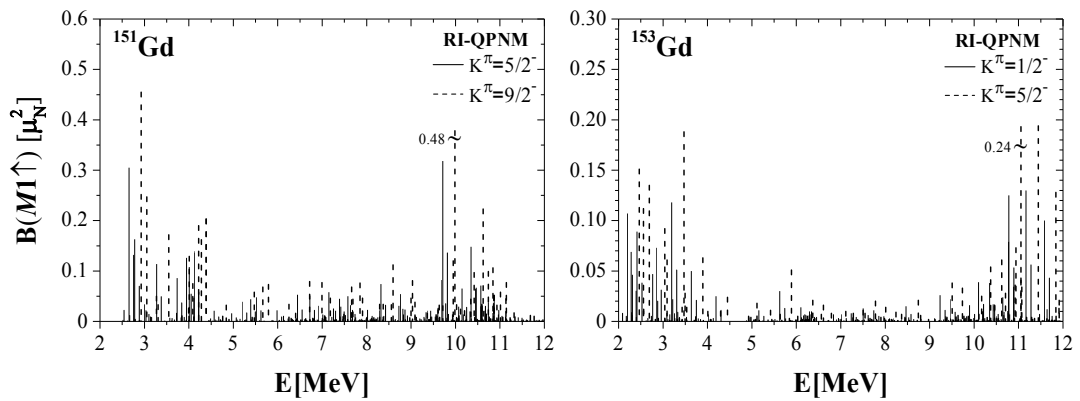
Şekil 3.8. $^{155-159}\text{Eu}$ tek kütle numaralı çekirdeklerinin 2-12 MeV enerji aralığındaki spin ve orbital $B(M1)$ spektrumları. $M1$ operatörünün spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar sırasıyla kırmızı ve mavi renk ile gösterilmiştir.

Tek kütle numaralı $^{151-159}\text{Eu}$ izotoplarında özellikle 3-4 MeV enerji aralığına yerleşmiş birkaç saf spin $M1$ geçişi bulunmasına rağmen Şekil 3.7. ve Şekil 3.8.'den bu izotopların düşük enerjili $M1$ uyarılmalarının baskın biçimde orbital karakterli olduğu görülmektedir. Orbital karakterli uyarılmalara manyetik dipol operatörünün spin kısmından gelen katkılar çok küçüktür. Ancak bu küçük spin karışımları $M1$ gücünü önemli ölçüde etkilemektedir. Örneğin ^{159}Eu çekirdeğinde 2.6 MeV'de taban durumdan $7/2^+$ seviyesine geçiş için hesaplanan $M1$ gücüne, $M1$ operatörünün orbital kısmından gelen katkı $B_l(M1\uparrow)=0.340 \mu_N^2$ iken spin kısmından gelen katkı $B_o(M1\uparrow)=0.001 \mu_N^2$ 'dir. Hem orbital hem de spin kısımlarını içeren toplam güç ise $B(M1\uparrow)=0.379 \mu_N^2$ bulunmuştur. Bu sonuç sözü geçen geçiş için manyetik dipol operatörünün spin ve orbital kısımlarının yapıcı girişimde bulunduğunu göstermektedir. 5 MeV'in üzerindeki enerji seviyeleri baskın olarak spin karakterlidir. Örneğin ^{159}Eu çekirdeğinde 11.934 MeV'de taban durumdan $7/2^+$ seviyesine geçiş için hesaplanan $M1$ gücüne, $M1$ operatörünün orbital kısmından gelen katkı $B_l(M1\uparrow)=0.034 \mu_N^2$ iken spin kısmından gelen katkı $B_o(M1\uparrow)=0.950 \mu_N^2$ 'dir. Hem orbital hem de spin kısımlarını içeren toplam güç ise $B(M1\uparrow)=0.622 \mu_N^2$ bulunmuştur.

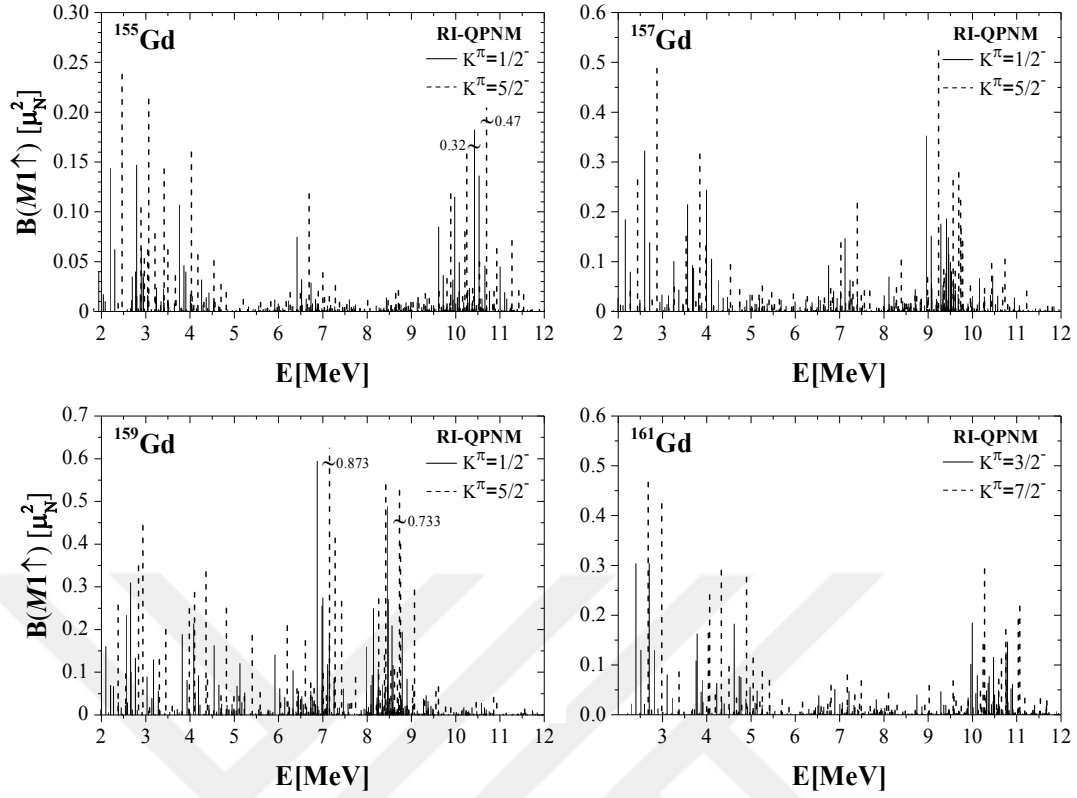
3.2.2. $^{151-161}\text{Gd}$ çekirdekleri için sayısal sonuçlar

Tek kütle numaralı $^{153-157}\text{Gd}$ izotoplarının taban durum spin ve pariteleri $3/2^-$ değerine, ^{151}Gd çekirdeğinin taban durum spin ve paritesi $7/2^-$ değerine, ^{161}Gd çekirdeğinin taban durum spin ve paritesi ise $5/2^-$ değerine sahiptir. Bu nedenle tek kütle numaralı $^{153-157}\text{Gd}$ çekirdeklerinde taban durumdan $1/2^-$ ve $5/2^-$ seviyelerine, ^{151}Gd çekirdeğinde $5/2^-$ ve $9/2^-$ seviyelerine, ^{161}Gd çekirdeğinde ise $3/2^-$ ve $7/2^-$ seviyelerine $M1$ uyarılmaları gerçekleşebilir. Bu nedenle RI-QPNM hesaplamaları ele alınan çekirdeklerin taban durumlarından yukarıda belirtilen uyarılma durumlarına geçişler için yapılmıştır.

Tek kütle numaralı $^{151-161}\text{Gd}$ izotopları için RI-QPNM kullanılarak hesaplanan $M1$ gücünün 2-12 MeV enerji aralığındaki dağılımı Şekil 3.9. ve Şekil 3.10.'da verilmiştir. Şekilden görüldüğü 2-12 MeV enerji aralığında $M1$ gücü kuvvetli biçimde parçalanmıştır. $^{153,155,159}\text{Gd}$ çekirdeklerinin $M1$ spektrumlarındaki parçalanma diğer tek kütle numaralı Gd izotoplarının $M1$ spektrumlarındaki parçalanmadan daha büyüktür. Daha önceki kesimde belirtildiği gibi toplam açısal momentum vektörlerinin toplam özelliklerinden dolayı K_0-1 spinine sahip seviyelerin sayısı K_0+1 spinine sahip seviyelerin sayısının 3 katıdır. Bunun bir sonucu olarak K_0-1 spinine sahip olan seviyeler K_0+1 spinine sahip seviyelere göre daha çok parçalanmıştır.



Şekil 3.9. $^{151-153}\text{Gd}$ izotopları için teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin 2-12 MeV enerji aralığındaki dağılımı. Burada düz çizgiler K_0-1 uyarılma seviyelerine, kesikli çizgiler ise K_0+1 uyarılma seviyelerine $M1$ geçiş ihtimallerini göstermektedir.



Şekil 3.10. $^{155-161}\text{Gd}$ izotopları için teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin 2-12 MeV enerji aralığındaki dağılımı. Burada düz çizgiler K_0-1 uyarılma seviyelerine, kesikli çizgiler ise K_0+1 uyarılma seviyelerine $M1$ geçiş ihtimallerini göstermektedir.

Tablo 3.8.'de tek kütle numaralı $^{151-161}\text{Gd}$ izotoplarının 2–4 MeV enerji aralığında yer alan uyarılma durumlarının RI-QPNM ile hesaplanan seviye yapıları verilmiştir. Tabloda örnek olarak sadece $B(M1\uparrow) \geq 0.1\mu_N^2$ olan seviyeler gösterilmiştir.

Tablo 3.8. $^{151-161}\text{Gd}$ çekirdeklerinde 2-4 MeV enerji aralığındaki $B(M1\uparrow) \geq 0.1\mu_N^2$ olan K_0-1 ve K_0+1 uyarılma seviyelerinin RI-QPNM ile hesaplanan E_j enerjileri, tek kuaziparçacık ($N_{K\zeta_q}^j$), kuaziparçacık⊗fonon karışım genlikleri ($G_{j,i\mu}^{K\zeta\nu}$), kuaziparçacık⊗fonon yapıları ($[Nn_z\Lambda\Sigma] \otimes Q_i$).

İzotop	E_j (MeV)	$B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	K^π	$N_{K\zeta_q}^j$	$G_{j,i\mu}^{K\zeta\nu}$	Seviye Yapısı $[Nn_z\Lambda\Sigma] \otimes Q_i$
^{151}Gd	2.758	0.305	$5/2^-$	0.005	0.999	%99.99 $[514] \downarrow \otimes Q_7$
	2.763	0.131	$5/2^-$	0.005	0.999	%99.99 $[514] \downarrow \otimes Q_7$
	2.785	0.455	$9/2^-$	0.008	0.999	%100 $[514] \downarrow \otimes Q_7$
	2.884	0.163	$5/2^-$	0.010	0.999	%99.99 $[514] \downarrow \otimes Q_8$
	2.910	0.247	$9/2^-$	0.007	0.999	%100 $[514] \downarrow \otimes Q_8$
	3.378	0.114	$5/2^-$	0.009	0.999	%99.99 $[514] \downarrow \otimes Q_{13}$
	3.404	0.172	$9/2^-$	0.003	0.999	%99.99 $[514] \downarrow \otimes Q_{13}$
	3.867	0.129	$9/2^-$	0.001	0.999	%100 $[514] \downarrow \otimes Q_{17}$

Tablo 3.8. (Devamı)

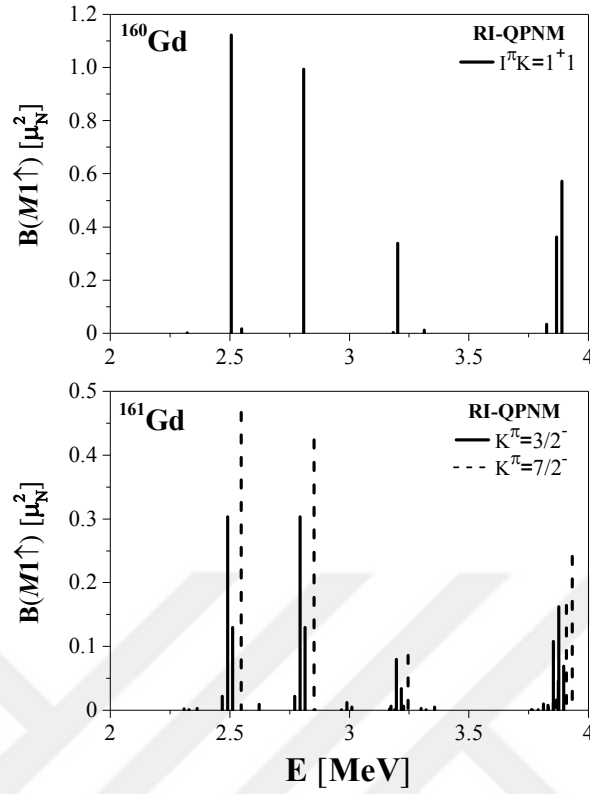
İzotop	E_j (MeV)	$B(M1 \uparrow)$ (μ_N^2)	K^π	$N_{K\zeta_i}^j$	$G_{j,i\mu}^{K\zeta\nu}$	Seviye Yapısı [$Nn_z\Lambda\Sigma$] $\otimes Q_i$
^{153}Gd	2.310	0.107	1/2 ⁻	0.041	0.999	%0.17 [521] $\downarrow$ + %99.99 [521] $\downarrow \otimes Q_2$
	2.330	0.151	5/2 ⁻	0.045	0.998	%0.21 [512] $\uparrow$ + %99.68 [521] $\uparrow \otimes Q_2$
	2.423	0.112	5/2 ⁻	0.009	0.999	%0.01 [512] $\uparrow$ + %99.97 [521] $\uparrow \otimes Q_3$
	2.556	0.135	5/2 ⁻	0.016	0.999	%0.03 [512] $\uparrow$ + %99.93 [521] $\uparrow \otimes Q_6$
	3.308	0.118	1/2 ⁻	0.013	0.999	%0.02 [521] $\uparrow$ + %99.99 [521] $\uparrow \otimes Q_{16}$
	3.334	0.188	5/2 ⁻	0.013	0.999	%0.02 [512] $\uparrow$ + %99.70 [521] $\uparrow \otimes Q_{16} +$ + %0.21 [541] $\uparrow \otimes Q_{18}$
^{155}Gd	2.586	0.276	1/2 ⁻	0.005	0.999	%99.99 [521] $\uparrow \otimes Q_{10}$
	2.591	0.103	1/2 ⁻	0.005	0.999	%99.99 [521] $\uparrow \otimes Q_{10}$
	2.640	0.411	5/2 ⁻	0.001	0.999	0.01% [523] $\downarrow$ + %0.44 [532] $\downarrow \otimes Q_5 +$ + %99.55 [521] $\uparrow \otimes Q_{10}$
	2.943	0.154	5/2 ⁻	0.001	0.999	%0.14 [532] $\downarrow \otimes Q_6 +$ %99.86 [521] $\uparrow \otimes Q_{13}$
	3.099	0.119	5/2 ⁻	0.003	0.999	%99.99 [521] $\uparrow \otimes Q_{14}$
^{157}Gd	2.271	0.185	1/2 ⁻	0.015	0.999	%100 [521] $\uparrow \otimes Q_4$
	2.298	0.264	5/2 ⁻	0.005	0.999	%99.99 [521] $\uparrow \otimes Q_4$
	2.710	0.323	1/2 ⁻	0.002	0.999	%100 [521] $\uparrow \otimes Q_6$
	2.715	0.323	1/2 ⁻	0.002	0.999	%100 [521] $\uparrow \otimes Q_6$
	2.737	0.488	5/2 ⁻	0.005	0.999	%99.99 [521] $\uparrow \otimes Q_6$
	3.368	0.101	1/2 ⁻	0.002	0.999	%100 [521] $\uparrow \otimes Q_{11}$
	3.395	0.151	5/2 ⁻	0.001	0.999	%100 [521] $\uparrow \otimes Q_{11}$
	3.680	0.215	1/2 ⁻	0.002	0.999	%100 [521] $\uparrow \otimes Q_{14}$
	3.702	0.316	5/2 ⁻	0.001	0.999	%100 [521] $\uparrow \otimes Q_{14}$
	3.841	0.132	5/2 ⁻	0.001	0.999	%100 [521] $\uparrow \otimes Q_{15}$
^{159}Gd	2.207	0.161	1/2 ⁻	0.003	0.999	%99.99 [521] $\uparrow \otimes Q_2$
	2.232	0.257	5/2 ⁻	0.028	0.999	%0.08 [532] $\downarrow$ + %99.92 [521] $\uparrow \otimes Q_2$
	2.669	0.234	1/2 ⁻	0.002	0.999	%100 [521] $\uparrow \otimes Q_4$
	2.674	0.100	1/2 ⁻	0.002	0.999	%100 [521] $\uparrow \otimes Q_4$
	2.726	0.349	5/2 ⁻	0.003	0.999	%99.99 [521] $\downarrow \otimes Q_4$
	2.768	0.310	1/2 ⁻	0.006	0.999	%99.99 [521] $\downarrow \otimes Q_6$
	2.773	0.133	1/2 ⁻	0.006	0.999	%99.99 [521] $\downarrow \otimes Q_6$
	2.793	0.444	5/2 ⁻	0.026	0.999	%0.07 [532] $\downarrow$ + %99.93 [521] $\uparrow \otimes Q_6$
	3.167	0.130	5/2 ⁻	0.006	0.999	%99.99 [521] $\downarrow \otimes Q_8$
	3.285	0.130	1/2 ⁻	0.005	0.999	%100 [521] $\uparrow \otimes Q_{10}$
	3.311	0.200	5/2 ⁻	0.014	0.999	%0.02 [532] $\downarrow$ + %99.97 [521] $\uparrow \otimes Q_{10}$
	3.842	0.249	5/2 ⁻	0.026	0.999	%0.07 [532] $\downarrow$ + %99.91 [521] $\uparrow \otimes Q_{14}$
	3.931	0.189	1/2 ⁻	0.001	0.999	%100 [521] $\uparrow \otimes Q_{15}$
	3.958	0.287	5/2 ⁻	0.006	0.999	%99.99 [521] $\uparrow \otimes Q_{15}$

Tablo 3.8. (Devamı)

İzotop	E_j (MeV)	$B(M1 \uparrow)$ (μ_N^2)	K^π	$N_{K\zeta_i}^j$	$G_{j,i\mu}^{K\zeta\nu}$	Seviye Yapısı [$Nn_z\Lambda\Sigma$] $\otimes Q_i$
^{161}Gd	2.499	0.303	3/2 ⁻	0.058	0.998	%0.34 [523] $\downarrow$ + %99.10 [523] $\downarrow \otimes Q_3$
	2.517	0.130	3/2 ⁻	0.058	0.998	%0.34 [523] $\downarrow$ + %99.10 [523] $\downarrow \otimes Q_3$
	2.541	0.467	7/2 ⁻	0.005	0.999	%99.97 [523] $\downarrow \otimes Q_3$
	2.815	0.303	3/2 ⁻	0.103	0.994	%1.07 [523] $\downarrow$ + %98.80 [523] $\downarrow \otimes Q_3$
	2.820	0.130	3/2 ⁻	0.103	0.994	%1.07 [523] $\downarrow$ + %98.80 [523] $\downarrow \otimes Q_3$
	2.846	0.424	7/2 ⁻	0.046	0.998	%99.71 [523] $\downarrow \otimes Q_3$
	3.874	0.108	3/2 ⁻	0.007	0.999	%99.99 [523] $\downarrow \otimes Q_{13}$
	3.897	0.162	3/2 ⁻	0.006	0.999	%99.99 [523] $\downarrow \otimes Q_{14}$
	3.925	0.241	7/2 ⁻	0.020	0.999	%0.04 [514] $\downarrow$ + %99.93 [523] $\downarrow \otimes Q_{14}$

Tablo 3.8.'den açıkça görülmektedir ki 2-4 MeV enerji aralığındaki $M1$ geçişlerine en büyük katkı tek kütleli $^{153-159}\text{Gd}$ çekirdeklerinde $[521]\uparrow \otimes Q_i$ konfigürasyonlarından, ^{151}Gd ve ^{161}Gd çekirdeklerinde ise sırasıyla $[514]\downarrow \otimes Q_i$ ve $[523]\downarrow \otimes Q_i$ konfigürasyonlarından gelmektedir. Tek nötronlu $^{151-161}\text{Gd}$ çekirdeklerinde baskın olan kuaziparçacık $\otimes$ fonon bileşenlerinin, çekirdeklerin dalga fonksiyonlarının normuna katkısı %98'i aştığından $G_{j,i\mu}^{K\zeta\nu}$ genlikleri 1'e yakındır. Diğer yandan tek kuaziparçacık bileşenlerinin dalga fonksiyonuna katkısı 1.5 MeV'in üzerindeki enerjilerde çok küçüktür ve %0.1'i geçmemektedir. Bunun anlamı tek kütle numaralı $^{151-161}\text{Gd}$ izotoplarında 2-4 MeV enerji aralığındaki $M1$ uyarılma seviyelerinin saf kuaziparçacık $\otimes$ fonon uyarılmaları olarak kabul edilebileceğidir. Ele alınan tek-A'lı Gd izotoplarında, 2-4 MeV enerji aralığındaki uyarılma seviyelerine en büyük katkıyı veren kor fononları çok sayıda iki kuaziparçacık konfigürasyonuna sahiptirler. Bu durum sözü geçen izotoplardaki düşük enerjili $M1$ uyarılma seviyelerin kolektif yapıda olduklarını göstermektedir. $^{151-161}\text{Gd}$ çekirdeklerinin 4 MeV üzerindeki seviye yapıları Ek-B'de sunulmuştur.

Şekil 3.11.'de örnek olması açısından ^{161}Gd çekirdeğinin teorik olarak hesaplanan $M1$ spektrumları, kor çekirdeği olan ^{160}Gd çekirdeğinin $M1$ spektrumları ile karşılaştırılmıştır. ^{160}Gd çekirdeği için RI-QPNM kullanılarak 2-4 MeV enerji aralığında hesaplanan manyetik dipol geçiş ihtimallerinin $K^\pi=1^+$ dalları verilmiştir.

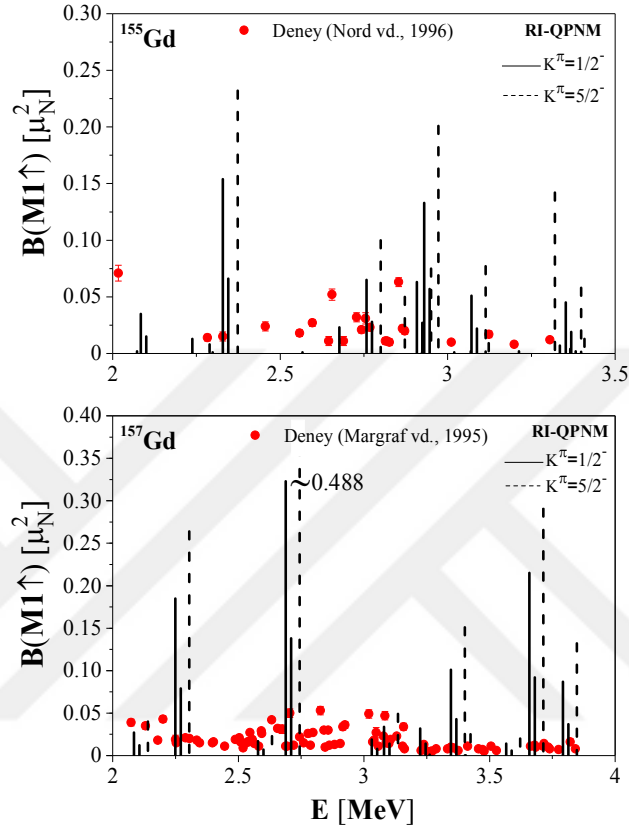


Şekil 3.11. ^{160}Gd ve ^{161}Gd çekirdekleri için teorik olarak hesaplanan $B(M1\uparrow)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımı. Üst grafikte ^{150}Sm çekirdeği için manyetik dipol geçiş ihtimallerinin $K^\pi=1^+$ dalları kalın düz çizgi ile, alttaki grafikte ise ^{151}Eu çekirdeği için taban durumdan $K^\pi=3/2^-$ ve $K^\pi=7/2^-$ seviyelerine $B(M1\uparrow)$ geçiş ihtimalleri sırası ile düz ve kesikli çizgilerle verilmiştir.

Şekil 3.11.'de görüldüğü gibi tek kütle numaralı ^{161}Gd çekirdeğinin $M1$ spektrumu, kor çekirdeği olan ^{160}Gd 'a göre çok daha fazla parçalanmaktadır. Bu sonuç tıpkı bir önceki kısımda sözü edilen ^{151}Eu ve kor çekirdeği ile benzerdir. Tek-A'lı çekirdeklerdeki bu parçalanma, tek kalan nükleonun korun her bir $M1$ uyarılma seviyesiyle ayrı ayrı etkileşmesinden ileri gelir [42]. Ayrıca $M1$ gücü kor çekirdekte tek bir seviyede toplanırken, tek-A'lı çekirdeklerde bu güç dört farklı $M1$ seviyesi tarafından paylaşılır [39]. Tek kütle numaralı çekirdeklerde $M1$ operatörü K_0 , $I_0=K_0$ taban durumdan kuantum sayıları sırasıyla $[(K_0-1, I_0-1), (K_0-1, I_0), (K_0-1, I_0+1), (K_0+1, I_0+1)]$ olan uyarılma seviyeleri ile birleşebilir.

^{155}Gd ve ^{157}Gd deforme çekirdeklerinde düşük enerjili dipol uyarılmalarının varlığı sırasıyla 1996 yılında Nord vd. tarafından [49], 1996 yılında ise Margraf vd. tarafından [42] NRF tekniği ile gerçekleştirilen deney sonucunda keşfedilmiştir. ^{155}Gd ve ^{157}Gd deforme çekirdeklerinin deneysel olarak belirlenen taban durum spin ve pariteleri aynı

ve $K^\pi=3/2^-$ değerine sahip olduğundan her iki çekirdek de taban durumdan $K^\pi=1/2^-$ ve $K^\pi=5/2^-$ durumlarına $M1$ geçişleri ile uyarılabilir. Şekil 3.12.'de RI-QPNM ile hesaplanan teorik $B(M1)$ dağılımı deneysel veri ile karşılaştırılmıştır.



Şekil 3.12. ^{155}Gd ve ^{157}Gd izotopları için teorik olarak hesaplanan $B(M1)$ değerlerinin deneysel veriler ile karşılaştırılması. Burada düz çizgiler K_0-1 uyarılma seviyelerine, kesikli çizgiler ise K_0+1 uyarılma seviyelerine $M1$ geçiş ihtimallerini göstermektedir.

^{155}Gd ve ^{157}Gd çekirdekleri için sırasıyla 2-3.5 MeV ve 2-4 MeV enerji aralığında deneysel olarak gözlenen $M1$ gücündeki parçalanma RI-QPNM hesaplamaları ile oldukça başarılı biçimde tasvir edilmiştir. Ayrıca deneysel ve teorik $M1$ seviyeleri bu enerji aralıklarındaki yerleşimleri bakımından da uyumludur. Ancak ^{157}Gd çekirdeğinde RI-QPNM spektrumundaki parçalanmanın özellikle 2.5 MeV ve 2.9 MeV civarına yerleşmiş deneysel $M1$ geçişlerini açıklamak için yeterli olmadığı görülmektedir. Bunun yanında her iki çekirdek için de elde edilen $M1$ güçleri deneyde gözlenenden çok daha büyüktür. Bu enerji aralıklarında $M1$ uyarılmalarının toplam özelliklerinin tartışılması daha bilgi verici olacaktır.

Tablo 3.9.'da ^{155}Gd ve ^{157}Gd çekirdeklerinde taban durumdan uyarılmış durumlara geçişler için teorik olarak hesaplanan $\Sigma B(M1)$ (toplam manyetik dipol gücü), $\Sigma \Gamma_0(M1)$ (toplam manyetik dipol radyasyon kalınlıkları), $\Sigma \Gamma_0^{red}(M1)$ (toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıkları) ve manyetik dipol uyarılmalarının yerleştiği ortalama enerjilerin ($\bar{E}$) deneysel sonuçlarla karşılaştırılması verilmiştir.

Tablo 3.9. ^{155}Gd [49] ve ^{157}Gd [42] çekirdekler için sırasıyla 2–3.5 MeV ve 2-4 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan, $\Sigma_{I_f} B(M1\uparrow)$, $\Sigma_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1)$ ve $\Sigma_{I_f} g\Gamma_0(M1)$ ve $\bar{E}$ değerlerinin deneysel verilerle karşılaştırılması.

K^π	$\Sigma_{I_f} B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)		$\Sigma_{I_f} g\Gamma_0(M1)$ (meV)		$\Sigma_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1)$ (meV MeV ⁻³)		$\bar{E}$ (MeV)	
	RI-QPNM	DENEY	RI-QPNM	DENEY	RI-QPNM	DENEY	RI-QPNM	DENEY
^{155}Gd	$1/2^-$	0.733	-	162	-	8.5	2.752	-
	$5/2^-$	0.860	-	209	-	9.96	2.827	-
	Tüm	1.593	0.534±0.1	371	119.6±18	18.46	2.695	2.650
^{157}Gd	$1/2^-$	1.012	-	554	-	18.3	3.014	-
	$5/2^-$	1.036	-	530	-	17.5	3.017	-
	Tüm	2.048	1.597±0.2	1084	442.1±69	35.8	3.016	2.820

^{155}Gd çekirdeği için 2-3.5 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile $\Sigma_{I_f} B(M1\uparrow) = 1.593 \mu_N^2$ olarak hesaplanan toplam indirgenmiş geçiş ihtimali deneyde rapor edilen $\Sigma B(M1\uparrow) = 0.534 \pm 0.1 \mu_N^2$ değerinden yaklaşık 3 kat daha büyüktür. Benzer şekilde aynı enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan toplam manyetik dipol ve toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıkları da deneyde rapor edilen değerlerden çok daha büyüktür. Tablo 3.9.'daki sonuçlar RI-QPNM hesaplamalarının $M1$ rezonansının yerleştiği ortalama enerji değerini deneysel değerle uyumlu olarak tahmin ettiğini göstermektedir.

^{157}Gd çekirdeği için RI-QPNM ile 2-4 MeV enerji aralığında hesaplanan toplam indirgenmiş geçiş ihtimali ($\Sigma_{I_f} B(M1\uparrow) = 2.048 \mu_N^2$) deneysel değerinden ($\Sigma B(M1\uparrow) = 1.597 \pm 0.24 \mu_N^2$) yaklaşık olarak $0.5 \mu_N^2$ kadar büyüktür. Bu enerji aralığında hesaplanan toplam manyetik dipol ve toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlıklarının da deneyde gözlenen değerlerden yaklaşık 2 kat büyüktür. RI-QPNM sonuçlarından ^{157}Gd çekirdeği için ortalama $M1$ rezonans enerjisinin deneysel değerine göre daha yüksek enerjilere kaydığı görülmektedir.

Tablo 3.10. $^{151-161}\text{Gd}$ çekirdeklerinin 2-4 MeV enerji aralığında K^π uyarılma seviyelerine $M1$ geçişleri için RI-QPNM ile hesaplanan $\Sigma_{I_f} B(M1\uparrow)$, $\Sigma_{I_f} B_I(M1\uparrow)$, $\Sigma_{I_f} B_\sigma(M1\uparrow)$, $\Sigma_{I_f} B_1(M1\uparrow)$, $\Sigma_{I_f} B_0(M1\uparrow)$, $\Sigma_{I_f} g\Gamma_0(M1)$, $\Sigma_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1)$ ve $\bar{E}$ değerleri.

Çekirdek	K^π	$\Sigma_{I_f} B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\Sigma_{I_f} B_I(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\Sigma_{I_f} B_\sigma(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\Sigma_{I_f} B_1(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\Sigma_{I_f} B_0(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\Sigma_{I_f} g\Gamma_0(M1)$ (meV)	$\Sigma_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1)$ (meV MeV ⁻³)	$\bar{E}$ (MeV)
^{151}Gd	5/2 ⁻	1.138	0.846	0.076	1.121	4.1×10^{-4}	391	13.33	3.073
	9/2 ⁻	1.211	0.908	0.077	1.203	4.8×10^{-4}	425	14.02	3.123
	Tüm	2.349	1.754	0.153	2.324	8.9×10^{-4}	816	27.35	3.112
^{153}Gd	1/2 ⁻	0.921	0.861	0.068	1.036	1.8×10^{-4}	274	10.70	2.872
	5/2 ⁻	0.894	0.857	0.072	0.844	1.6×10^{-4}	262	10.36	2.858
	Tüm	1.815	1.718	0.140	1.880	3.4×10^{-4}	536	21.06	2.860
^{155}Gd	1/2 ⁻	0.978	0.953	0.063	0.981	5×10^{-4}	303	11.30	2.819
	5/2 ⁻	0.890	0.828	0.038	0.887	5×10^{-4}	226	10.34	3.050
	Tüm	1.860	1.781	0.101	1.868	10×10^{-4}	529	21.64	3.010
^{157}Gd	1/2 ⁻	1.580	1.012	0.145	1.579	9×10^{-4}	554	18.30	3.014
	5/2 ⁻	1.520	1.096	0.123	1.521	6×10^{-4}	539	17.60	3.025
	Tüm	3.100	2.108	0.268	3.100	15×10^{-4}	1093	35.90	3.022
^{159}Gd	1/2 ⁻	1.875	0.962	0.344	1.860	3.4×10^{-3}	603	21.69	2.932
	5/2 ⁻	2.059	1.027	0.367	2.049	3.4×10^{-3}	742	23.83	3.036
	Tüm	3.934	1.989	0.711	3.909	6.8×10^{-3}	1345	45.52	3.014
^{161}Gd	3/2 ⁻	1.478	1.091	0.109	1.727	0.1×10^{-2}	542	17.10	2.770
	7/2 ⁻	1.421	1.088	0.059	1.435	2.2×10^{-2}	522	16.45	3.060
	Tüm	2.899	2.179	0.168	3.162	2.3×10^{-2}	1064	33.55	3.060

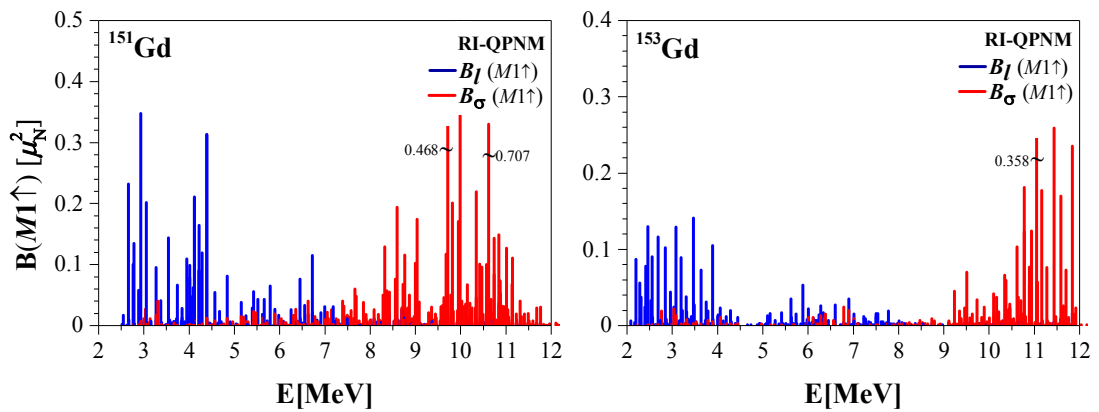
Tablo 3.10.'dan açıkça görülmektedir ki tek nötronlu $^{151-161}\text{Gd}$ izotoplarında 2-4 MeV enerji aralığında yer alan $M1$ geçişleri baskın biçimde izovektör karakterli uyarılmalardır. Bu enerji aralığındaki toplam indirgenmiş $M1$ geçiş ihtimalleri yaklaşık olarak $3\mu_N^2$ 'ye eşittir ki bu değer çift-çift çekirdeklere ait sistematik ile örtüşmektedir. Tek nötronlu $^{151-161}\text{Gd}$ izotoplarında toplam $M1$ gücünün yerleştiği ortalama enerji 2.7-3.2 MeV aralığında değişmektedir. Çift-çift kütle numaralı çekirdeklere bu enerjinin yaklaşık 3 MeV civarında olduğu bilinmektedir. Bu durum tek kütle numaralı $^{151-161}\text{Gd}$ çekirdeklerinde $M1$ rezonansının düşük enerjilere kaydığını göstermektedir.

Tablo 3.11.'de $^{151-161}\text{Gd}$ çekirdeklerinde 4-12 MeV yüksek enerji bölgesindeki toplam $M1$ gücüne dipol operatörünün spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar sözü geçen enerji bölgesi iki kısma (4–8 MeV ve 8–12 MeV) ayrılarak incelenmiştir.

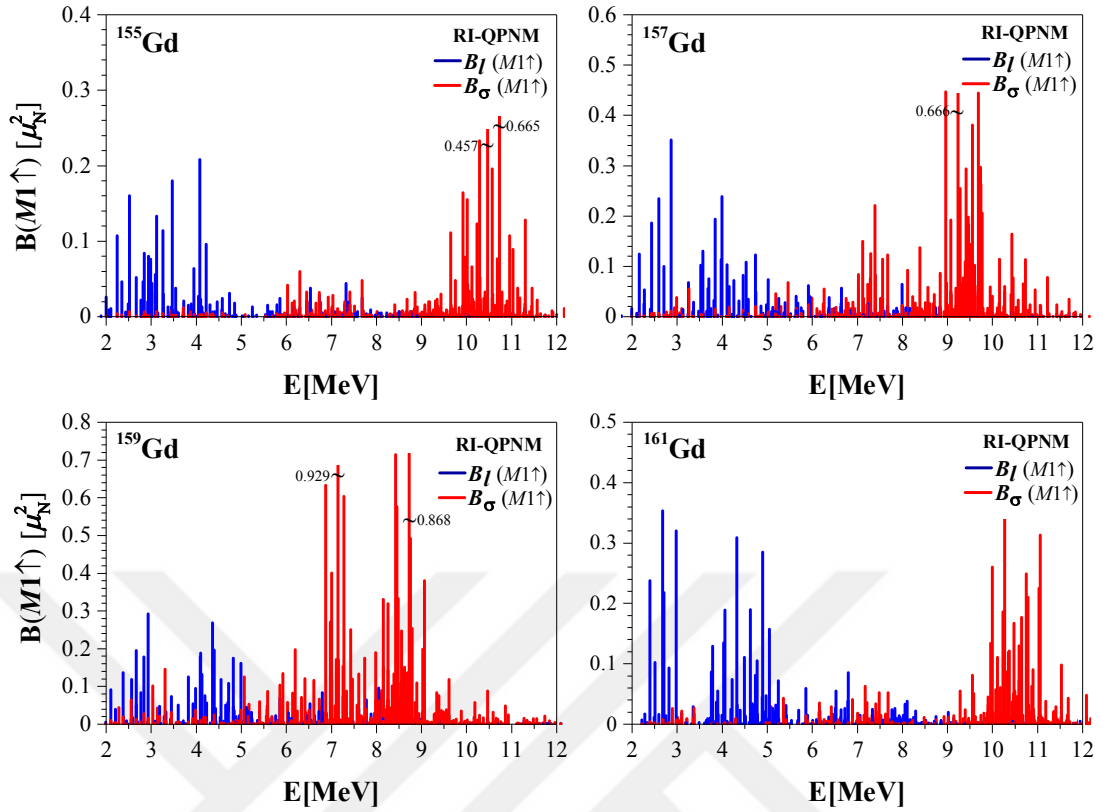
Tablo 3.11. $^{151-161}\text{Gd}$ çekirdeklerinin 4-12 MeV enerji aralığında K^π uyarılma seviyelerine $M1$ geçişleri için RI-QPNM ile hesaplanan $\Sigma_{I_f} B(M1\uparrow)$, $\Sigma_{I_f} B_l(M1\uparrow)$, $\Sigma_{I_f} B_o(M1\uparrow)$ ve $\bar{E}$ değerleri.

İzotop	K^π	$\Sigma_{I_f} B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)		$\Sigma_{I_f} B_l(M1\uparrow)$ (μ_N^2)		$\Sigma_{I_f} B_o(M1\uparrow)$ (μ_N^2)		$\bar{E}$ (MeV)	
		4-8 MeV	8-12 MeV	4-8 MeV	8-12 MeV	4-8 MeV	8-12 MeV	4-8 MeV	8-12 MeV
^{151}Gd	5/2 ⁻	1.820	2.314	1.545	0.241	0.589	3.398	5.608	9.984
	9/2 ⁻	2.818	2.344	1.498	0.248	0.467	3.519	4.440	9.975
^{153}Gd	1/2 ⁻	0.341	0.150	0.391	0.089	0.126	1.661	6.181	10.730
	5/2 ⁻	0.308	1.215	0.330	0.098	0.354	1.751	6.126	10.705
^{155}Gd	1/2 ⁻	0.547	1.423	0.609	0.116	0.256	2.060	5.975	10.366
	5/2 ⁻	0.432	1.617	0.390	0.110	0.188	2.389	5.884	10.424
^{157}Gd	1/2 ⁻	0.961	2.886	0.597	0.146	0.751	3.972	6.486	9.372
	5/2 ⁻	1.115	2.783	0.823	0.186	0.873	3.893	6.345	9.400
^{159}Gd	1/2 ⁻	3.774	3.718	1.599	0.197	3.594	4.808	6.234	8.684
	5/2 ⁻	3.810	3.463	1.580	0.195	3.541	4.492	6.214	8.641
^{161}Gd	3/2 ⁻	1.292	1.866	1.215	0.206	0.397	2.511	5.678	10.316
	7/2 ⁻	1.699	2.004	1.662	0.271	0.456	2.710	5.417	10.276

Çift-çift kütle numaralı çekirdeklerin düşük enerjili $M1$ uyarılmalarına ait önemli karakteristiklerinden biri uyarılmaların baskın biçimde orbital karakterli olmasıdır. Benzer bir durumun tek kütle numaralı $^{151-161}\text{Gd}$ izotop zincirinin düşük enerjili $M1$ uyarılmaları için araştırılması oldukça önemlidir. Şekil 3.13. ve Şekil 3.14.'te tek kütle numaralı $^{151-161}\text{Gd}$ izotopları için taban durumdan uyarılma durumlarına $M1$ geçişleri için hesaplanan $B(M1)$ gücüne manyetik dipol operatörünün spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar gösterilmiştir. Spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar sırasıyla kırmızı ve mavi renk ile gösterilmiştir.



Şekil 3.13. $^{151-153}\text{Gd}$ tek kütle numaralı çekirdeklerinin 2-12 MeV enerji aralığındaki spin ve orbital $B(M1)$ spektrumları. $M1$ operatörünün spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar sırasıyla kırmızı ve mavi renk ile gösterilmiştir.



Şekil 3.14. $^{151-153}\text{Gd}$ tek kütle numaralı çekirdeklerinin 2-12 MeV enerji aralığındaki spin ve orbital $B(M1)$ spektrumları. $M1$ operatörünün spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar sırasıyla kırmızı ve mavi renk ile gösterilmiştir.

RI-QPNM hesaplamalarına göre tek kütle numaralı $^{151-157}\text{Gd}$ ve ^{161}Gd izotoplarında özellikle 3 MeV civarında düşük $M1$ gücüne sahip birkaç adet saf spin $M1$ geçişi mevcuttur. ^{159}Gd çekirdeğinde diğer çekirdeklerden farklı olarak 3 MeV'dekilere ek 2.5 MeV civarında da saf spin $M1$ geçişleri bulunmaktadır. Diğer taraftan Şekil 3.13. ve Şekil 3.14'den ele alınan tek nötronlu $^{151-161}\text{Gd}$ izotoplarının düşük enerjili $M1$ uyarılmalarının baskın biçimde orbital karakterli olduğu görülmektedir. Orbital karakterli uyarılmalara manyetik dipol operatörünün spin kısmından gelen katkılar çok küçüktür. Ancak bu küçük spin karışımları $M1$ gücünü önemli ölçüde etkilemektedir. Örneğin ^{157}Gd çekirdeğinde 2.710 MeV'de taban durumdan $5/2^-$ seviyesine geçiş için hesaplanan $M1$ gücüne, $M1$ operatörünün orbital kısmından gelen katkı $B_I(M1\uparrow)=0.351\mu_N^2$ iken spin kısmından gelen katkı $B_\sigma(M1\uparrow)=0.011\mu_N^2$ 'dir. Hem orbital hem de spin kısımlarını içeren toplam güç ise $B(M1\uparrow)=0.488\mu_N^2$ olarak bulunmuştur. Bu sonuç sözü geçen geçiş için manyetik dipol operatörünün spin ve

orbital kısımlarının yapıcı girişimde bulunduğunu göstermektedir. 5 MeV'in üzerindeki enerji seviyeleri baskın olarak spin karakterlidir. Örneğin ^{157}Gd çekirdeğinde 11.934 MeV'de taban durumdan $7/2^+$ seviyesine geçiş için hesaplanan $M1$ gücüne, $M1$ operatörünün orbital kısmından gelen katkı $B_l(M1\uparrow)=0.019 \mu_N^2$ iken spin kısmından gelen katkı $B_s(M1\uparrow)=0.444 \mu_N^2$ 'dir. Hem orbital hem de spin kısımlarını içeren toplam güç ise $B(M1\uparrow)=0.279 \mu_N^2$ bulunmuştur.



BÖLÜM 4. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında periyodik tablonun nadir toprak bölgesinde yer alan $^{153-159}\text{Eu}$ ve $^{151-161}\text{Gd}$ tek kütle numaralı deforme çekirdeklerinde taban durum manyetik özellikleri ve manyetik dipol uyarılmaları mikroskobik Dönme Değişmez (RI-) Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model (QPNM) ile araştırılmış, elde edilen sonuçlar mevcut deneysel verilerle karşılaştırılmıştır.

Bu tez çalışmasında incelenen tek kütleli çekirdeklerin taban durum manyetik özellikleri QPNM bazında ilk kez ele alınmıştır ve elde edilen önemli sonuçlar aşağıda maddeler halinde verilmiştir.

- a. Teorik hesaplamaların sonuçları tek-A'lı tüm çekirdeklerde spin polarizasyonun etkin olduğunu göstermiş ve spin-spin kuvvetlerinin izovektör ($q=-1$) kısmının daha baskın olduğunu ortaya koymuştur.
- b. Taban durumda dalga fonksiyonuna en büyük katkıyı tek-kuziparçacıkların verdiği (%99 civarı) ve kuaziparçacık⊗fonon kısmının da dalga fonksiyonuna katkısının küçük olduğu (%1 civarı) görülmüştür.
- c. Efektif spin g_s faktöre kuaziparçacık-fonon etkileşimlerinden gelen bu çok küçük katkılar büyük kolektif bir etki göstererek g_s 'de önemli bir azalmaya (renormuna) sebep olmaktadır.
- d. Mevcut deneysel manyetik moment verileriyle uyumlu teorik sonuçlar elde edilmiştir. Ayrıca manyetik momenti henüz ölçülmemiş olan ^{161}Gd çekirdeğinin manyetik momenti de teorik olarak öngörülmüştür. Kütle numarasına bağlı olarak manyetik momentlerin çizimi göstermiştir ki deneysel verilerin uyduğu benzer eğilimi teorik QRPA sonuçları da göstermektedir.

Ayrıca çalışılan çekirdeklerin $M1$ uyarılma durumlarının seviye genişlikleri ve indirgenmiş geçiş ihtimalleri gibi özellikleri RI-QPNM çerçevesinde teorik olarak ilk kez ele alınmıştır. Sonuçlardan elde edilen önemli çıkarımlar aşağıda maddeler halinde sıralanmıştır.

- a. Tek-A'lı çekirdekler için gerçekleştirilen deneylerde parite tayini yapılamadığından, $E1$ ve $M1$ geçişleri birbirinden ayırt edilememektedir. Bu yüzden, düşük enerji bölgesindeki tüm geçişler $M1$ uyarılmaları olarak kabul edilmektedir. İncelenen çekirdeklerde düşük enerji bölgesinde hesaplanan toplam $M1$ güçlerinin deneysel sonuçlardan çok daha büyük olduğu görülmüştür. Tek-A'lı çekirdeklerde seviye yoğunluğundan ötürü $M1$ spektrumlarında kuvvetli bir parçalanma olduğu bilinmektedir. Dolayısıyla da çok sayıda küçük $M1$ seviyeleri NRF deneylerinde dedektör tarafından tespit edilemeyerek fona gömülü kalmaktadır. Bunun sonucu olarak da deneylerde elde edilen toplam $M1$ güç değerleri teorik hesaplamaların oldukça altında kalmaktadır.
- b. İncelenen çekirdekler için RI-QPNM ile elde edilen $M1$ spektrumlarında parçalanma çift-çift çekirdeklerin $M1$ spektrumundan daha fazladır. Bunun nedeni, $M1$ gücünün tek kütleli çekirdekte dört farklı $M1$ seviyesi tarafından paylaşılmış olmasıdır. Bu durum açısal momentum vektörlerinin toplam özelliklerinden ileri gelmektedir.
- c. Tek-A'lı $^{151-159}\text{Eu}$ ve $^{151-161}\text{Gd}$ çekirdeklerinin seviye yapılarına bakıldığında uyarılmış durumlarda tek-kuaziparçacık katkılarının azaldığı ve kuaziparçacık⊗fonon karışımlarından gelen katkıların ise arttığı görülmüştür. Buradan uyarılmış durumların seviye yapısının baskın biçimde kuaziparçacık⊗fonon karışımlarından oluştuğu söylenebilir. Ayrıca bu seviyelerin yapısına çok sayıda kuaziparçacık⊗fonon karışımı katkıda bulunduğundan tek çekirdeklerdeki uyarılma durumlarının güçlü kolektif yapıda olduklarını da göstermektedir.

- d. Tek kütleli çekirdekler ile kor çekirdeklerinin $M1$ dağılımlarına bakıldığında benzer spektrumlara sahip olduğu görülmektedir. Bundan ötürü, çift-çift korun dışında kalan tek nükleonun $M1$ spektrumlarında bir gözlemci gibi davrandığı söylenebilir. Tek kalan nükleonun esas itibariyle üstlendiği rol $M1$ uyarılmalarının parçalanmasıdır.
- e. Hesaplamalarda enerji dağılımına göre birkaç bölgeye ayrılmış manyetik dipol uyarılmalarının var olduğu görülmektedir. 5 MeV'e kadar olan seviyelerde orbital kısmın daha baskın olduğu daha yüksek enerji seviyelerinde ise $M1$ geçiş ihtimaline spin kısmının katkısının daha büyük olduğu ortaya çıkmıştır.
- f. 2-4 MeV enerji aralığına yerleşen $M1$ uyarılmalarının (makas mod) 3 MeV civarında yerleştiği, toplam $M1$ gücünün deneysel verilerinkinden 2-3 kat daha büyük olduğu görülmüştür.

Bu çalışma tek-A'lı $^{151-159}\text{Eu}$ ve $^{151-161}\text{Gd}$ çekirdek serileri için yapılan ilk teorik çalışmadır. Elde edilen sonuçların literatürdeki büyük bir eksikliğin giderilmesi yolunda atılan önemli bir adım olduğunu söylenebilir. İleri ki dönemlerde, bu tek kütle numaralı çekirdekler için $E1$ uyarılmalarının da teorik olarak araştırılması amaçlanmaktadır. Böylece deneysel spektrumda paritesine göre ayrıştırılamayan $E1$ ve $M1$ seviyeleri teorik olarak hesaplanabilecek ve deneysel verilere yön verebilecektir.

KAYNAKLAR

- [1] Malov, L., Nesterenko, V., Soloviev, V., Low-energy octupole resonances in deformed nuclei. Journal of Physics G: Nuclear Physics, 3, L219, 1977.
- [2] Soloviev, V.G., Microscopic description of vibrational states in deformed nuclei. Progress in Particle and Nuclear Physics, 28, 49-74, 1992.
- [3] Soloviev, V.G., Sushkov, A.V., Shirikova, N.Y., Gamma-ray transitions between excited states in ^{168}Er . Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 20, 113-134, 1994.
- [4] Soloviev, V.G., Sushkov, A.V., Shirikova, N.Y., Description of low-lying vibrational and two-quasiparticle states in ^{166}Er . Physical Review C, 51, 551-558, 1995.
- [5] Soloviev, V., Sushkov, A., Shirikova, N.Y., Low-lying magnetic dipole strength in ^{163}Dy . Physical Review C, 53, 1022, 1996.
- [6] Soloviev, V.G., Sushkov, A.V., Shirikova, N.Y., Vibrational excitations in deformed nuclei in rare-earth and actinide regions. Progress in Particle and Nuclear Physics, 38, 53-61, 1997.
- [7] Soloviev, V.G., Sushkov, A.V., Shirikova, N.Y., Iudice, N.L., Low-lying magnetic and electric dipole transitions in odd-mass deformed nuclei: A microscopic approach. Nuclear Physics A, 613, 45-68, 1997.
- [8] Yakut, H., Nadir toprak deforme çekirdeklerinde kolektif dipol seviyelerinin elektrik ve manyetik dipol özelliklerinin incelenmesi. Doktora Tezi, Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, 2009.
- [9] Yakut, H., Guliyev, E., Guner, M., Tabar, E., Zenginerler, Z., QPNM calculation for the ground state magnetic moments of odd-mass deformed nuclei: $^{157-167}\text{Er}$ isotopes. Nuclear Physics A, 888, 23-33, 2012.
- [10] Yakut, H., Tabar, E., Kuliev, A.A., Zenginerler, Z., Kaplan, P., Ground state magnetic properties of odd neutron Dy isotopes. International Journal of Modern Physics E, 22, 1350076(1-13), 2013.

- [11] Yakut, H., Tabar, E., Kuliev, A.A., Guliyev, E., The ground-state magnetic moments of odd-mass Hf isotopes. Central European Journal of Physics, 12, 843-850, 2014.
- [12] Kuliev, A.A., Pyatov, N.I., Magnetic dipole interactions in deformed nuclei. Sov. J. Nucl. Phys., 9, 185-189, 1969.
- [13] Yakut, H., Kuliev, A., Guliyev, E., Investigations of the g_K -factors in the $^{175,177,179}\text{Hf}$ Isotopes. AIP Conference Proceedings, 1072, 258-261, 2008.
- [14] Yakut, H., Kuliev, A.A., Guliyev, E., Yıldırım, Z., Intrinsic g_K factors of odd-mass $^{167-179}\text{Lu}$ isotopes. Pramana–J. Phys, 73, 829-837, 2009.
- [15] Hamamoto, I., Åberg, S., Microscopic description of a low-lying $K^\pi = 1^+$ mode in ^{156}Gd . Physics Letters B, 145, 163-166, 1984.
- [16] Barrett, B., Halse, P., M1 transition strength in the SU(3) limit of the generalized IBM-2. Physics Letters B, 155, 133-136, 1985.
- [17] Scholten, O., Heyde, K., Van Isacker, P., Jolie, J., Moreau, J., Waroquier, M., Sau, J., Mixed-symmetry states in the neutron-proton interacting boson model. Nuclear Physics A, 438, 41-77, 1985.
- [18] Zamick, L., Comparison of magnetic dipole excitations in the $f_{7/2}$ shell region with the new collective excitations in ^{156}Gd Physical Review C, 31, 1955, 1985.
- [19] Faessler, A., Nojarov, R., Low-energy isovector quadrupole vibrations. Physics Letters B, 166, 367-371, 1986.
- [20] Hammaren, E., Schmid, K., Faessler, A., Grümmer, F., Microscopic prediction of the M1 strength distributions in medium heavy nuclei. Physics Letters B, 171, 347-352, 1986.
- [21] Nojarov, R., Bochnacki, Z., Faessler, A., Microscopic calculation of the restoring force for scissor isovector vibrations. Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei, 324, 289-298, 1986.
- [22] Castel, B., Zamick, L., New spin excitation modes in nuclei. Physics Reports, 148, 217-247, 1987.
- [23] Liu, H., Zamick, L., Rotational model and shell model pictures of magnetic dipole excitations. Physical Review C, 36, 2057, 1987.
- [24] Iudice, N.L., Richter, A., Orbital magnetic dipole excitations in deformed nuclei and the scissors mode. Physics Letters B, 228, 291-298, 1989.
- [25] Faessler, A., Khoa, D.T., Grigorescu, M., Nojarov, R., Low-lying magnetic dipole excitations in actinide nuclei. Physical review letters, 65, 2978, 1990.

- [26] Faessler, A., Nojarov, R., Scholtz, F., Magnetic dipole electroexcitations in rare-earth nuclei. Nuclear Physics A, 515, 237-272, 1990.
- [27] Zawischa, D., Speth, J., Spin-flip magnetic dipole states in deformed nuclei. Physics Letters B, 252, 4-8, 1990.
- [28] De Coster, C., Heyde, K., Magnetic dipole spin resonance in rare-earth nuclei. Physical review letters, 66, 2456-2459, 1991.
- [29] Hamamoto, I., Magnusson, C., Deformation dependence of magnetic dipole strength below 4 MeV in doubly even rare earth nuclei. Physics Letters B, 260, 6-10, 1991.
- [30] Rangacharyulu, C., Richter, A., Wörtche, H., Ziegler, W., Casten, R., Strong correlation and saturation of E2 and M1 transition strengths in even-even rare-earth nuclei. Physical Review C, 43, R949, 1991.
- [31] Sarriguren, P., de Guerra, E.M., Nojarov, R., Faessler, A., M1 spin strength distribution in ^{154}Sm . Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 19, 291, 1993.
- [32] Raduta, A., Iudice, N.L., Ursu, I., Description of orbital and spin excitations within a projected spherical single-particle basis. Nuclear Physics A, 584, 84-102, 1995.
- [33] Kuliev, A.A., Akkaya, R., Ilhan, M., Guliyev, E., Salamov, C., Selvi, S., Rotational-Invariant Model of the States with $K^\pi = 1^+$ and their Contribution to the Scissors Mode. International Journal of Modern Physics E, 9, 249-261, 2000.
- [34] Kuliev, A.A., Guliyev, E., Gerçeklioğlu, M., 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, 407-414, 2002.
- [35] Bektaşoğlu, M., Yakut, H., Low-Lying Dipole Strengths in $^{162,164}\text{Dy}$ Nuclei. Acta Physica Polonica B, 37, 2705-2712, 2006.
- [36] Guliyev, E., Ertuğral, F., Kuliev, A.A., Low-lying magnetic dipole strength distribution in the γ -soft even-even $^{130-136}\text{Ba}$. The European Physical Journal A-Hadrons and Nuclei, 27, 313-320, 2006.
- [37] Ertuğral, F., Guliyev, E., Kuliev, A.A., Low lying magnetic and electric dipole strength distribution in the even-even $^{164-170}\text{Er}$. AIP, AIP Conference Proceedings, 899, 109-110, 2007.
- [38] Guliyev, E., Kuliev, A.A., Ertugral, F., Low-lying dipole excitations in the deformed even-even isotopes $^{154-160}\text{Gd}$. Acta Physica Polonica B, 40, 829-837, 2009.

- [39] Tabar, E., Tek Kütle Numaralı Nadir Toprak Deforme Çekirdeklerinin Makas Mod Uyarılmalarının İncelenmesi. Doktora Tezi, Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, 2015.
- [40] Tabar, E., Yakut, H., Kuliev, A.A., 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, 1650053, 2016.
- [41] Tabar, E., Kuliev, A.A., Microscopic investigation of the low-lying magnetic dipole transitions in the odd-mass 155–169 Ho isotopes. Nuclear Physics A, 964, 1-17, 2017.
- [42] Margraf, J., Eckert, T., Rittner, M., Bauske, I., Beck, O., Kneissl, U., Maser, H., Pitz, H.H., Schiller, A., Von Brentano, P., Systematics of low-lying dipole strengths in odd and even Dy and Gd isotopes. Physical Review C, 52, 2429-2443, 1995.
- [43] Bauske, I., Arias, J.M., Von Brentano, P., Frank, A., Friedrichs, H., Heil, R.D., Herzberg, R.-D., Hoyler, F., Van Isacker, P., Kneissl, U., First observation of scissors mode states in an odd-mass nucleus. Physical review letters, 71, 975-978, 1993.
- [44] Goldring, G., Loebenstein, H., Barloutaud, R., Branching Ratios and Magnetic Dipole Transition Probabilities in Odd-A Rotational Nuclei. Physical Review, 127, 2151, 1962.
- [45] Seaman, G., Bernstein, E., Palms, J., M1 Transition Probabilities in Odd-Mass Deformed Nuclei. Physical Review, 161, 1223, 1967.
- [46] Huxel, N., Ahner, W., Diesener, H., von Neumann-Cosel, P., Rangacharyulu, C., Richter, A., Spieler, C., Ziegler, W., De Coster, C., Heyde, K., Search for low-lying magnetic dipole strength in the heavy odd-mass nucleus ^{165}Ho . Nuclear Physics A, 539, 478-486, 1992.
- [47] Bauske, I., Arias, J., Von Brentano, P., Frank, A., Friedrichs, H., Heil, R., Herzberg, R.-D., Hoyler, F., Van Isacker, P., Kneissl, U., First observation of scissors mode states in an odd-mass nucleus. Physical review letters, 71, 975, 1993.
- [48] Margraf, J., Eckert, T., Rittner, M., Bauske, I., Beck, O., Kneissl, U., Maser, H., Pitz, H., Schiller, A., Von Brentano, P., Systematics of low-lying dipole strengths in odd and even Dy and Gd isotopes. Physical Review C, 52, 2429, 1995.

- [49] Nord, A., Schiller, A., Eckert, T., Beck, O., Besserer, J., Von Brentano, P., Fischer, R., Herzberg, R.-D., Jäger, D., Kneissl, U., 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, 2287-2295, 1996.
- [50] Schlegel, C., von Neumann-Cosel, P., Richter, A., Van Isacker, P., Unexpected properties of the scissors mode in the odd-mass nucleus ^{167}Er . *Physics Letters B*, 375, 21-25, 1996.
- [51] Besserer, J., Beck, O., Von Brentano, P., Eckert, T., Herzberg, R.-D., Jäger, D., Kneissl, U., Margraf, J., Maser, H., Nord, A., Fragmentation of low-lying dipole strength in the odd-mass nucleus ^{133}Cs . *Physical Review C*, 56, 1276-1280, 1997.
- [52] Ginocchio, J., Leviatan, A., Magnetic dipole sum rules for odd-mass nuclei. *Physical review letters*, 79, 813, 1997.
- [53] Enders, J., Huxel, N., Kneissl, U., von Neumann-Cosel, P., Pitz, H., Richter, A., Unresolved dipole strength in spectra of the $^{157}\text{Gd}(\gamma, \gamma')$ reaction. *Physical Review C*, 57, 996, 1998.
- [54] Wolpert, A., Beck, O., Belic, D., Besserer, J., Von Brentano, P., Eckert, T., Fransen, C., Herzberg, R.-D., Kneissl, U., Margraf, J., Low-lying dipole excitations in the heavy, odd-mass nucleus ^{181}Ta . *Physical Review C*, 58, 765-770, 1998.
- [55] Siem, S., Guttormsen, M., Ingeberg, K., Melby, E., Rekstad, J., Schiller, A., Voinov, A., Level densities and γ -strength functions in $^{148,149}\text{Sm}$. *Physical Review C*, 65, 044318, 2002.
- [56] Nord, A., von Neumann-Cosel, P., Pietralla, N., Enders, J., Richter, A., Kohstall, C., von Brentano, P., Fransen, C., Werner, V., Linnemann, A., 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. *Phys. Rev.*, 67, 034307, 2003.
- [57] Krtićka, M., Bečvář, F., Honzátko, J., Tomandl, I., Heil, M., Käppeler, F., Reifarth, R., Voss, F., Wisshak, K., Evidence for M1 Scissors Resonances Built on the Levels in the Quasicontinuum of ^{163}Dy *Physical review letters*, 92, 172501, 2004.
- [58] Bondarenko, V., Honzatko, J., Tomandl, I., Von Egidy, T., Wirth, H.-F., Sukhovoij, A., Malov, L., Simonova, L., Alexa, P., Bērziņš, J., Low-spin mixed particle-hole structures in ^{185}W . *Nuclear Physics A*, 762, 167-215, 2005.

- [59] Bertozzi, W., Caggiano, J.A., Hensley, W.K., Johnson, M.S., Korbly, S., Ledoux, R., McNabb, D.P., Norman, E., Park, W.H., Warren, G.A., Nuclear resonance fluorescence excitations near 2 MeV in ^{235}U and ^{239}Pu Physical Review C, 78, 041601, 2008.
- [60] Bondarenko, V., Tomandl, I., Wirth, H.-F., Honzatko, J., Sukhovej, A., Malov, L., Simonova, L., Hertenberger, R., Von Egidy, T., Bērziņš, J., Nuclear structure of ^{187}W studied with (n, γ) and (d, p) reactions. Nuclear Physics A, 811, 28-76, 2008.
- [61] Scheck, M., Choudry, S., Elhami, E., McEllistrem, M., Mukhopadhyay, S., Orce, J., Yates, S., Pauli blocking in the low-lying, low-spin states of ^{141}Pr Physical Review C, 78, 034302, 2008.
- [62] Agvaanluvsan, U., Larsen, A., Chankova, R., Guttormsen, M., Mitchell, G., Schiller, A., Siem, S., Voinov, A., Enhanced Radiative Strength in the Quasicontinuum of ^{117}Sn . Physical review letters, 102, 162504, 2009.
- [63] Pietralla, N., Li, T., Fritzsche, M., Ahmed, M., Ahn, T., Costin, A., Enders, J., Li, J., Müller, S., von Neumann-Cosel, P., Competition between excited core states and $1\hbar\omega$ single-particle excitations at comparable energies in ^{207}Pb from photon scattering. Physics Letters B, 681, 134-138, 2009.
- [64] Nyhus, H., Siem, S., Guttormsen, M., Larsen, A., Bürger, A., Syed, N., Tveten, G., Voinov, A., Radiative strength functions in $^{163,164}\text{Dy}$ Physical Review C, 81, 024325, 2010.
- [65] Yevetska, O., Enders, J., Fritzsche, M., von Neumann-Cosel, P., Oberstedt, S., Richter, A., Romig, C., Savran, D., Sonnabend, K., Dipole strength in the $^{235}\text{U}(\gamma, \gamma')$ reaction up to 2.8 MeV. Physical Review C, 81, 044309, 2010.
- [66] Chyzh, A., Baramsai, B., Becker, J., Bečvář, F., Bredeweg, T., Couture, A., Dashdorj, D., Haight, R., Jandel, M., Kroll, J., Measurement of the ^{157}Gd (n, γ) reaction with the DANCE γ calorimeter array. Physical Review C, 84, 014306, 2011.
- [67] Kwan, E., Rusev, G., Adekola, A., Dönauf, F., Hammond, S., Howell, C., Karwowski, H., Kelley, J., Pedroni, R.S., Raut, R., Discrete deexcitations in ^{235}U below 3 MeV from nuclear resonance fluorescence. Physical Review C, 83, 041601, 2011.
- [68] Guttormsen, M., Bernstein, L., Bürger, A., Görden, A., Gunsing, F., Hagen, T., Larsen, A., Renstrøm, T., Siem, S., Wiedeking, M., Observation of large scissors resonance strength in actinides. Physical review letters, 109, 162503, 2012.

- [69] Kroll, J., Baramsai, B., Becker, J., Bečvář, F., Bredeweg, T., Couture, A., Chyzh, A., Dashdorj, D., Haight, R., Jandel, M., Scissors Mode in Gd Nuclei. EDP Sciences, EPJ Web of Conferences, 21, 04005, 2012.
- [70] Kroll, J., Baramsai, B., Mitchell, G., Agvaanluvsan, U., Bečvář, F., Bredeweg, T., Chyzh, A., Couture, A., Dashdorj, D., Haight, R., Strength of the scissors mode in odd-mass Gd isotopes from the radiative capture of resonance neutrons. Physical Review C, 88, 034317, 2013.
- [71] Kroll, J., Bečvář, F., Krtička, M., Valenta, S., Baramsai, B., Mitchell, G., Walker, C., Bredeweg, T., Couture, A., Haight, R., Scissors mode of Gd nuclei measured, with the DANCE detector. Physica Scripta, 2013, 014009, 2013.
- [72] Guttormsen, M., Bernstein, L., Görgen, A., Jurado, B., Siem, S., Aiche, M., Ducasse, Q., Giacoppo, F., Gunsing, F., Hagen, T., Scissors resonance in the quasicontinuum of Th, Pa, and U isotopes. Physical Review C, 89, 014302, 2014.
- [73] Reviol, W., Janssens, R., Frauendorf, S., Sarantites, D., Carpenter, M., Chen, X., Chiara, C., Hartley, D., Hauschild, K., Lauritsen, T., Characterization of octupole-type structures in ^{221}Th Physical Review C, 90, 044318, 2014.
- [74] Nord, A., Enders, J., de Almeida Pinto, A.E., Belic, D., Von Brentano, P., Fransen, C., Kneissl, U., Kohstall, C., Linnemann, A., von Neumann-Cosel, P., 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, 034307(1-23), 2003.
- [75] Bunker, M.E., Reich, C.W., A survey of nonrotational states of deformed odd-A nuclei ($150 < A < 190$). Reviews of Modern Physics, 43, 348-423, 1971.
- [76] Jain, A.K., Sheline, R.K., Sood, P.C., Jain, K., Intrinsic states of deformed odd-A nuclei in the mass regions ($151 \leq A \leq 193$) and ($A \geq 221$). Reviews of Modern Physics, 62, 393-509, 1990.
- [77] Soloviev, V.G., On collective nonrotational states of odd-mass deformed nuclei. Physics Letters, 16, 308-311, 1965.
- [78] Bes, D.R., Yi-Chung, C., The γ -vibrations in odd-mass rare-earth nuclei. Nuclear Physics, 86, 581-610, 1966.
- [79] Soloviev, V.G., Vogel, P., Structure of the ground and excited states of odd-mass deformed nuclei in the region $153 \leq A \leq 187$. Nuclear Physics A, 92, 449-474, 1967.
- [80] Soloviev, V.G., Malov, L.A., A model for describing the structure of highly excited states in deformed nuclei (I). Nuclear Physics A, 196, 433-451, 1972.

- [81] Soloviev, V.G., Nesterenko, V.O., Bastrukov, S.I., On vibrational states in deformed odd-A nuclei. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 309, 353-361, 1983.
- [82] Gareev, F.A., Ivanova, S.P., Malov, L.A., Soloviev, V.G., Single-particle energies and wave functions for the saxon-woods potential and the levels of odd-A nuclei in the actinide region. *Nuclear Physics A*, 171, 134-164, 1971.
- [83] Soloviev, V.G., Theory of complex nuclei. New York: Pergamon Press, 1976.
- [84] Gorbachev, B.I., Levon, A., Nemets, O.F., Fedotkin, S.N., Stepanenko, V.A., Magnetic moments of isomeric states in ^{141}Pr and ^{143}Pm and paramagnetism of the promethium and praseodymium. *Zhurnal Eksperimental'noj i Teoreticheskoy Fiziki*, 87, 3-13, 1984.
- [85] Levon, A., Fedotkin, S.N., Vdovin, A., Magnetic moments of odd spherical nuclei. *Soviet Journal of Nuclear Physics*, 43, 912-917, 1986.
- [86] Ponomarev, V.Y., Safarov, R.R., The contribution of "quasiparticle-phonon" components into magnetic moments of lowlying states in odd spherical nuclei. *P4*, 88-146, 1988.
- [87] Vdovin, A., Safarov, R.R., Galinskij, E.M., Pauli principle and magnetic moments of odd spherical nuclei. *P4*, 88-170, 1988.
- [88] Soloviev, V.G., Theory of atomic nuclei: Quasiparticles and phonons. Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia, 1992.
- [89] Zhao, E., Recent progress in theoretical studies of nuclear magnetic moments. *Chinese Science Bulletin*, 57, 4394-4399, 2012.
- [90] De Boer, J., Rogers, J.D., Concerning the magnetic properties of deformed nuclei in the region $153 \leq A \leq 187$. *Physics Letters*, 3, 304-306, 1963.
- [91] Bochnacki, Z., Ogaza, S., Spin polarization effect and the magnetic moments of odd-mass deformed nuclei. *Nuclear Physics*, 69, 186-192, 1965.
- [92] Bochnacki, Z., Ogaza, S., Spin polarization effect on the fast allowed beta transitions between deformed odd-mass nuclei. *Nuclear Physics A*, 102, 529-533, 1967.
- [93] Kuliev, A.A., Pyatov, N.I., Spin polarization effects in odd-mass deformed nuclei. *Physics Letters B*, 28, 443-445, 1969.
- [94] Guliyev, E., Kolektif çekirdek uyarılmaları ve sel g-çekirdek çarpıştırıcıları ile nükleer spektroskopisi. Doktora Tezi, Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Mühendisliği Ana Bilim Dalı, 2002.

- [95] Tabar, E., Yakut, H., Kuliev, A.A., Guliyev, H., Hoşgör, G., Magnetic moments and g factors in odd-A Ho isotopes. Chinese physics C, 0-0, 2017.
- [96] Raman, S., Nestor, C.W., Tikkanen, P., Transition probability from the ground to the first-excited 2^+ state of even-even nuclides. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 78, 1-128, 2001.
- [97] Bohr, A., Mottelson, B., Nuclear Structure, Vol. 1. Benjamin, New York and Amsterdam, 1969.
- [98] Stone, N.J., Table of nuclear magnetic dipole and electric quadrupole moments. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 90, 75-176, 2005.
- [99] Moller, P., Nix, J.R., Myers, W., Swiatecki, W., Nuclear ground-state masses and deformations. Atomic data and nuclear data tables, 59, 185-381, 1995.
- [100] Yakut, H., Kuliev, A., Guliyev, E., Investigations of the g_K -factors in the $^{175,177,179}\text{Hf}$ Isotopes. AIP, AIP Conference Proceedings, 1072, 258-261, 2008.
- [101] Hoşgör, G., Yakut, H., Tabar, E., Spin polarization effects on magnetic dipole moment of $^{153,155}\text{Eu}$. AIP Conference Proceedings, 1815, 060011, 2017.
- [102] Evans, L., Sandars, P.G.H., Woodgate, G.K., Relativistic effects in many electron hyperfine structure III. Relativistic dipole and quadrupole interaction in europium and remeasurement of the nuclear magnetic dipole moments of ^{151}Eu and ^{153}Eu . Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences, 289, 114-121, 1965.
- [103] Ertuğral, F., Guliyev, E., Kuliev, A.A., Yıldırım, Z., Fine structure of the dipole excitations of the even-even ^{160}Gd nucleus in the spectroscopic region. Open Physics, 7, 731-737, 2009.
- [104] Guliyev, E., Kuliev, A.A., Ertuğral, F., Low-lying magnetic and electric dipole strength distribution in the ^{176}Hf nucleus. The European Physical Journal A, 39, 323-333, 2009.
- [105] Yıldırım, Z., Deforme çekirdeklerde makas mod seviyelerinin beta bozunum özelliklerinin incelenmesi. Doktora Tezi, Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, 2009.
- [106] Guliyev, E., Kuliev, A.A., Ertuğral, F., Systematic investigation of the low-energy dipole excitations in $^{176,178,180}\text{Hf}$ within rotational, translational and Galilean invariant quasiparticle RPA. Nuclear Physics A, 915, 78-89, 2013.
- [107] Zenginerler, Z., Guliyev, E., Kuliev, A.A., Yakut, H., Soluk, G., Systematic investigation of the low-lying dipole excitations in even-even $^{124-136}\text{Ba}$ isotopes. European Physical Journal A, 49, 1-7, 2013.

EKLER

EK A: $^{151-159}\text{Eu}$ çekirdeklerinin 4-12 MeV enerji aralığında seviye yapıları

Tablo A.1. $^{151-159}\text{Eu}$ çekirdeğinde 2-12 MeV enerji aralığındaki $B(M1\uparrow) \geq 0.1 \mu_N^2$ olan $K^\pi=3/2^+$ ve $K^\pi=7/2^+$ uyarılma seviyelerinin RI-QPNM ile hesaplanan E_j enerjileri, tek kuaziparçacık ($N_{K\zeta\nu}^j$), kuaziparçacık⊗fonon karışım genlikleri ($G_{j,i\mu}^{K\zeta\nu}$), kuaziparçacık⊗fonon yapıları ($[Nn_z\Lambda\Sigma]\otimes Q_i$).

İzotop	E_j (MeV)	$B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	K^π	$N_{K\zeta\nu}^j$	$G_{j,i\mu}^{K\zeta\nu}$	Seviye Yapısı $[Nn_z\Lambda\Sigma]\otimes Q_i$
^{151}Eu	11.554	0.207	$3/2^+$	0.019	0.999	%0.04[413]↓+%97.5[413]↓⊗ Q_{213}
	11.640	0.120	$7/2^+$	0.047	0.998	%0.23[413]↓+%73.22[413]↓⊗ Q_{216} + %12.62[413]↓⊗ Q_{213} + %6.65[413]↓⊗ Q_{215}
	11.652	0.427	$7/2^+$	0.092	0.995	%0.85[413]↓+%36.72[413]↓⊗ Q_{213} + %26.29[413]↓⊗ Q_{216} + %11.66[413]↓⊗ Q_{211}
	12.114	0.274	$7/2^+$	0.071	0.997	%0.51[413]↓+%88.55[413]↓⊗ Q_{228} + %2.62[413]↓⊗ Q_{229} + %2.26[413]↓⊗ Q_{225}
^{153}Eu	10.963	0.103	$3/2^+$	0.007	0.999	%99.99[413]↓⊗ Q_{198}
	10.970	0.138	$7/2^+$	0.028	0.996	%0.08[413]↓+%92.90[413]↓⊗ Q_{198} + +%6.71[413]↓⊗ Q_{199}
	11.549	0.126	$3/2^+$	0.003	0.999	%51.1[413]↓⊗ Q_{216} + %48.9[422]↓⊗ Q_{48}
	11.551	0.116	$3/2^+$	0.013	0.999	%0.02[413]↓+%51[422]↓⊗ Q_{48} + +%48.8[413]↓⊗ Q_{216}
	11.565	0.255	$7/2^+$	0.038	0.993	%0.15[413]↓+%76.88[413]↓⊗ Q_{216} + +%18.65[413]↓⊗ Q_{217}
	11.585	0.287	$7/2^+$	0.039	0.992	%0.15[413]↓+%80.55[413]↓⊗ Q_{217} + +%16.71[413]↓⊗ Q_{216}
	12.087	0.120	$7/2^+$	0.023	0.997	%0.06[413]↓+%98.63[413]↓⊗ Q_{231}
^{155}Eu	4.386	0.169	$7/2^+$	0.006	0.999	%99.99[413]↓⊗ Q_{21}
	4.623	0.139	$7/2^+$	0.010	0.999	%99.99[413]↓⊗ Q_{23}
	11.067	0.103	$3/2^+$	0.005	0.999	%99.99[413]↓⊗ Q_{203}
	11.070	0.148	$7/2^+$	0.022	0.997	%99.36[413]↓⊗ Q_{203} + %0.34[413]↓⊗ Q_{207}
	11.132	0.145	$7/2^+$	0.019	0.998	%0.04[413]↓+%99.44[413]↓⊗ Q_{207} + +%0.32[413]↓⊗ Q_{203}
	11.753	0.207	$3/2^+$	0.008	0.999	%96.3[413]↓⊗ Q_{226} + %3.6[422]↓⊗ Q_{52}
	11.801	0.111	$7/2^+$	0.022	0.997	%96.76[413]↓⊗ Q_{228} + %2.13[413]↓⊗ Q_{226}
	11.962	0.120	$3/2^+$	0.007	0.999	%99.99[413]↓⊗ Q_{233}
	11.970	0.258	$7/2^+$	0.032	0.995	%0.11[413]↓+%98.83[413]↓⊗ Q_{233}

Tablo A.1. (Devamı).

İzotop	E_j (MeV)	$B(M1 \uparrow)$ (μ_N^2)	K^π	$N_{K\zeta_q}^j$	$G_{j,i\mu}^{K\zeta\nu}$	Seviye Yapısı [$Nn_z\Lambda\Sigma$] $\otimes Q_i$
^{157}Eu	10.574	0.110	$3/2^+$	0.012	0.999	%99.99[413] $\downarrow \otimes Q_{199}$
	10.586	0.100	$7/2^+$	0.035	0.994	%0.12[413] $\downarrow$ +%94.81[413] $\downarrow \otimes Q_{199}$ + +%2.33[413] $\downarrow \otimes Q_{201}$ +%1.88[413] $\downarrow \otimes Q_{200}$
	10.841	0.120	$3/2^+$	0.011	0.999	%99.99[413] $\downarrow \otimes Q_{208}$
	10.854	0.164	$7/2^+$	0.040	0.999	%0.17[413] $\downarrow$ +%98.10[413] $\downarrow \otimes Q_{208}$
	11.465	0.135	$3/2^+$	0.012	0.999	%81.2[413] $\downarrow \otimes Q_{223}$ +%16.7[413] $\downarrow \otimes Q_{222}$
	11.478	0.124	$3/2^+$	0.011	0.999	%0.01[413] $\downarrow$ +%98.2[413] $\downarrow \otimes Q_{224}$
	11.500	0.210	$7/2^+$	0.046	0.998	%0.22[413] $\downarrow$ +%42.98[413] $\downarrow \otimes Q_{224}$ + +%17.28[413] $\downarrow \otimes Q_{222}$ +%6.63[413] $\downarrow \otimes Q_{227}$
	11.565	0.112	$3/2^+$	0.010	0.999	%99.8[413] $\downarrow \otimes Q_{227}$
	11.577	0.130	$7/2^+$	0.034	0.998	%0.12[413] $\downarrow$ +%86.74[413] $\downarrow \otimes Q_{227}$ + +%5.13[413] $\downarrow \otimes Q_{231}$ +%1.59[413] $\downarrow \otimes Q_{228}$
	11.721	0.653	$3/2^+$	0.026	0.999	%0.07[413] $\downarrow$ +%89.1[413] $\downarrow \otimes Q_{231}$ + +%10.1[422] $\downarrow \otimes Q_{57}$
	11.826	0.797	$7/2^+$	0.084	0.996	%0.71[413] $\downarrow$ +%44.62[413] $\downarrow \otimes Q_{231}$ + +%34.03[413] $\downarrow \otimes Q_{234}$ +%11.84[413] $\downarrow \otimes Q_{232}$
	11.875	0.101	$3/2^+$	0.010	0.999	%99.99[413] $\downarrow \otimes Q_{234}$
	11.924	1.172	$7/2^+$	0.102	0.994	%1.05[413] $\downarrow$ +%47.5[413] $\downarrow \otimes Q_{234}$ + +%18.93[413] $\downarrow \otimes Q_{231}$ +%12.56[413] $\downarrow \otimes Q_{235}$ + +%11.70[413] $\downarrow \otimes Q_{236}$
	11.963	0.310	$7/2^+$	0.053	0.998	%0.29[413] $\downarrow$ +%78.62[413] $\downarrow \otimes Q_{236}$ + +%10.09[413] $\downarrow \otimes Q_{237}$ +%3.75[413] $\downarrow \otimes Q_{231}$
^{159}Eu	4.234	0.135	$7/2^+$	0.011	0.999	%99.95[413] $\downarrow \otimes Q_{23}$
	11.679	0.112	$7/2^+$	0.042	0.999	%0.18[413] $\downarrow$ +%84.78[413] $\downarrow \otimes Q_{225}$ + +%6.94[413] $\downarrow \otimes Q_{227}$ +%3.48[413] $\downarrow \otimes Q_{223}$
	11.812	0.101	$3/2^+$	0.022	0.999	%0.05[413] $\downarrow$ +%97.0[413] $\downarrow \otimes Q_{227}$ + +%2.7[413] $\downarrow \otimes Q_{228}$
	11.812	0.235	$3/2^+$	0.022	0.999	%0.05[413] $\downarrow$ +%97.0[413] $\downarrow \otimes Q_{227}$ + +%2.7[413] $\downarrow \otimes Q_{228}$
	11.934	0.622	$7/2^+$	0.106	0.994	%1.14[413] $\downarrow$ +%43.42[413] $\downarrow \otimes Q_{227}$ + +%12.39[413] $\downarrow \otimes Q_{232}$ +%11.90[413] $\downarrow \otimes Q_{233}$
	12.025	0.298	$7/2^+$	0.077	0.997	%0.6[413] $\downarrow$ +%86.38[413] $\downarrow \otimes Q_{233}$ + +%7.75[413] $\downarrow \otimes Q_{227}$

EK B: $^{151-161}\text{Gd}$ çekirdeklerinin 4-12 MeV enerji aralığında seviye yapıları

Tablo B.1. $^{151-161}\text{Gd}$ çekirdeklerinde 2-12 MeV enerji aralığındaki $B(M1\uparrow) \geq 0.1 \mu_N^2$ olan K_0-1 ve K_0+1 uyarılma seviyelerinin RI-QPNM ile hesaplanan E_j enerjileri, tek kuaziparçacık ($N_{K_0}^j$), kuaziparçacık+fonon karışım genlikleri ($G_{j,i\mu}^{K_0}$), kuaziparçacık+fonon yapıları ($[Nn_z\Lambda\Sigma] \otimes Q_i$).

İzotop	E_j (MeV)	$B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	K^π	$N_{K_0}^j$	$G_{j,i\mu}^{K_0}$	Seviye Yapısı $[Nn_z\Lambda\Sigma] \otimes Q_i$
^{151}Gd	4.049	0.126	5/2 ⁻	0.003	0.999	%99.99[514] ↓ $\otimes Q_{21}$
	4.049	0.190	9/2 ⁻	0.002	0.999	%99.99[514] ↓ $\otimes Q_{21}$
	4.114	0.162	9/2 ⁻	0.002	0.999	%99.99[514] ↓ $\otimes Q_{22}$
	4.114	0.108	5/2 ⁻	0.005	0.999	%99.99[514] ↓ $\otimes Q_{22}$
	4.220	0.136	5/2 ⁻	0.001	0.999	%99.99[514] ↓ $\otimes Q_{23}$
	4.220	0.203	9/2 ⁻	0.001	0.999	%100[514] ↓ $\otimes Q_{23}$
	4.221	0.139	5/2 ⁻	0.010	0.999	%0.01[514] ↓ + %99.99[514] ↓ $\otimes Q_{23}$
	8.426	0.112	9/2 ⁻	0.003	0.999	%99.98[514] ↓ $\otimes Q_{108}$
	9.781	0.120	9/2 ⁻	0.003	0.999	%99.98[514] ↓ $\otimes Q_{155}$
	9.817	0.136	5/2 ⁻	0.002	0.999	%99.99[514] ↓ $\otimes Q_{156}$
	9.817	0.318	5/2 ⁻	0.002	0.999	%99.99[514] ↓ $\otimes Q_{156}$
	9.818	0.480	9/2 ⁻	0.007	0.999	%0.01[514] ↓ + %99.73[514] ↓ $\otimes Q_{156}$
	10.451	0.148	5/2 ⁻	0.002	0.999	%99.99[514] ↓ $\otimes Q_{172}$
	10.451	0.223	9/2 ⁻	0.003	0.999	%99.99[514] ↓ $\otimes Q_{172}$
	10.675	0.106	9/2 ⁻	0.002	0.999	%99.99[514] ↓ $\otimes Q_{179}$
^{153}Gd	10.890	0.244	5/2 ⁻	0.012	0.999	%0.02[512] ↓ + %89.98[521] ↓ $\otimes Q_{185}$ + + %9.45[521] ↓ $\otimes Q_{186}$
	10.894	0.125	1/2 ⁻	0.016	0.999	%47.10[521] ↓ $\otimes Q_{185}$ + %47.30[521] ↓ $\otimes Q_{186}$ + + %4.10[521] ↓ $\otimes Q_{187}$
	11.278	0.194	5/2 ⁻	0.012	0.999	%0.02[512] ↓ + %99.92[521] ↓ $\otimes Q_{196}$
	11.280	0.130	1/2 ⁻	0.013	0.999	%0.02[512] ↓ + %99.30[521] ↓ $\otimes Q_{196}$
	11.677	0.128	5/2 ⁻	0.016	0.999	%0.03[512] ↓ + %95.84[521] ↓ $\otimes Q_{208}$ + + %3.77[512] ↓ $\otimes Q_{116}$
	11.696	0.100	1/2 ⁻	0.033	0.994	%0.11[521] ↓ + %86.0[521] ↓ $\otimes Q_{208}$ + + %4.60[541] ↓ $\otimes Q_{211}$ + %1.40[541] ↓ $\otimes Q_{210}$
^{155}Gd	9.728	0.142	5/2 ⁻	0.005	0.999	%99.91[521] ↓ $\otimes Q_{143}$
	10.099	0.113	5/2 ⁻	0.004	0.999	%99.79[521] ↓ $\otimes Q_{156}$ + %0.13[532] ↓ $\otimes Q_{158}$
	10.477	0.292	5/2 ⁻	0.008	0.999	%0.01[523] ↓ + %99.61[521] ↓ $\otimes Q_{170}$ + + %0.26[532] ↓ $\otimes Q_{170}$
	10.478	0.184	1/2 ⁻	0.014	0.999	%0.02[521] ↓ + %95.6[521] ↓ $\otimes Q_{170}$ + + %3.4[521] ↓ $\otimes Q_{170}$
	10.694	0.127	5/2 ⁻	0.004	0.999	%99.99[521] ↓ $\otimes Q_{175}$
	11.211	0.101	1/2 ⁻	0.005	0.999	%91.8[521] ↓ $\otimes Q_{189}$ + %8.1[521] ↓ $\otimes Q_{189}$
	11.211	0.163	5/2 ⁻	0.005	0.999	%99.95[521] ↓ $\otimes Q_{189}$

Tablo B.1. (Devamı)

İzotop	E_j (MeV)	$B(M1 \uparrow)$ (μ_N^2)	K^π	$N_{K\zeta_q}^j$	$G_{j,i\mu}^{K\zeta\nu}$	Seviye Yapısı [$Nn_z\Lambda\Sigma$] $\otimes Q_i$
^{157}Gd	6.673	0.241	5/2 ⁻	0.001	0.999	%99.98[521] $\downarrow \otimes Q_{66}$
	6.674	0.161	1/2 ⁻	0.002	0.999	99.9[521] $\downarrow \otimes Q_{66}$
	7.183	0.118	5/2 ⁻	0.001	0.999	%99.99[521] $\downarrow \otimes Q_{80}$
	8.233	0.149	1/2 ⁻	0.005	0.999	%99.9[521] $\downarrow \otimes Q_{112}$
	8.233	0.222	5/2 ⁻	0.005	0.999	%99.86[521] $\downarrow \otimes Q_{112}$
	8.923	0.131	5/2 ⁻	0.003	0.999	%99.98[521] $\downarrow \otimes Q_{135}$
	9.366	0.148	1/2 ⁻	0.005	0.999	%99.7[521] $\downarrow \otimes Q_{152}$
	9.366	0.210	5/2 ⁻	0.006	0.999	%92.81[521] $\downarrow \otimes Q_{152}$ + %6.93[532] $\downarrow \otimes Q_{122}$ + +%0.13[523] $\downarrow \otimes Q_{120}$
	9.408	0.747	5/2 ⁻	0.004	0.999	%99.73[521] $\downarrow \otimes Q_{153}$ + %0.12[512] $\downarrow \otimes Q_{48}$
	9.409	0.216	1/2 ⁻	0.012	0.999	%0.02[521] $\downarrow$ + %99.0[521] $\downarrow \otimes Q_{153}$
	9.409	0.504	1/2 ⁻	0.012	0.999	%0.02[521] $\downarrow$ + %99.0[521] $\downarrow \otimes Q_{153}$
	9.538	0.156	1/2 ⁻	0.005	0.999	%99.8[521] $\downarrow \otimes Q_{158}$
	9.538	0.227	5/2 ⁻	0.004	0.999	%99.7[521] $\downarrow \otimes Q_{158}$ + %0.27[512] $\downarrow \otimes Q_{51}$
	9.503	0.126	5/2 ⁻	0.001	0.999	%99.98[521] $\downarrow \otimes Q_{156}$
^{159}Gd	10.132	0.112	5/2 ⁻	0.002	0.999	%99.98[521] $\downarrow \otimes Q_{173}$
	10.429	0.129	5/2 ⁻	0.001	0.999	%99.95[521] $\downarrow \otimes Q_{187}$
	4.191	0.335	5/2 ⁻	0.024	0.997	%0.06[532] $\downarrow$ + %99.92[521] $\downarrow \otimes Q_{17}$
	4.192	0.214	1/2 ⁻	0.001	0.999	%99.99[521] $\downarrow \otimes Q_{17}$
	4.651	0.163	1/2 ⁻	0.001	0.999	%99.99[521] $\downarrow \otimes Q_{21}$
	4.651	0.250	5/2 ⁻	0.018	0.998	%0.03[532] $\downarrow$ + %99.66[521] $\downarrow \otimes Q_{21}$ + +%0.29[532] $\downarrow \otimes Q_{10}$
	5.236	0.121	1/2 ⁻	0.001	0.999	%99.99[521] $\downarrow \otimes Q_{34}$
	5.236	0.186	5/2 ⁻	0.024	0.997	%0.06[532] $\downarrow$ + %99.91[521] $\downarrow \otimes Q_{34}$
	6.025	0.141	1/2 ⁻	0.001	0.999	%99.99[521] $\downarrow \otimes Q_{47}$
	6.025	0.209	5/2 ⁻	0.004	0.999	%99.99[521] $\downarrow \otimes Q_{47}$
	6.436	0.104	1/2 ⁻	0.003	0.999	%99.99[521] $\downarrow \otimes Q_{56}$
	6.437	0.174	5/2 ⁻	0.038	0.993	%0.15[532] $\downarrow$ + %99.65[521] $\downarrow \otimes Q_{56}$
	6.979	0.595	1/2 ⁻	0.002	0.999	%99.99[521] $\downarrow \otimes Q_{72}$
	6.979	0.873	5/2 ⁻	0.016	0.999	%0.03[532] $\downarrow$ + %99.95[521] $\downarrow \otimes Q_{72}$
	7.109	0.275	1/2 ⁻	0.005	0.999	%99.99[521] $\downarrow \otimes Q_{75}$
	7.109	0.414	5/2 ⁻	0.013	0.999	%0.02[532] $\downarrow$ + %99.97[521] $\downarrow \otimes Q_{75}$
	7.255	0.180	1/2 ⁻	0.002	0.999	%99.99[521] $\downarrow \otimes Q_{78}$
	7.255	0.266	5/2 ⁻	0.003	0.999	%99.99[521] $\downarrow \otimes Q_{78}$
	8.088	0.160	1/2 ⁻	0.003	0.999	%99.8[521] $\downarrow \otimes Q_{104}$
	8.089	0.272	5/2 ⁻	0.012	0.999	%0.02[532] $\downarrow$ + %97.82[521] $\downarrow \otimes Q_{104}$ + +%2.15[521] $\downarrow \otimes Q_{103}$

Tablo B.1. (Devamı)

İzotop	E_j (MeV)	$B(M1 \uparrow)$ (μ_N^2)	K^π	$N_{K\zeta_q}^j$	$G_{j,i\mu}^{K\zeta\nu}$	Seviye Yapısı [$Nn_z\Lambda\Sigma$] $\otimes Q_i$
^{159}Gd	8.222	0.140	5/2 ⁻	0.002	0.999	%99.99[521] $\downarrow \otimes Q_{107}$
	8.252	0.114	1/2 ⁻	0.006	0.999	%69.0[532] $\downarrow \otimes Q_{70}$ +%30.9[521] $\downarrow \otimes Q_{109}$
	8.252	0.250	1/2 ⁻	0.002	0.999	%69.5[521] $\downarrow \otimes Q_{109}$ +%30.5[532] $\downarrow \otimes Q_{70}$
	8.252	0.539	5/2 ⁻	0.012	0.999	%0.02[532] $\downarrow$ +%97.96[521] $\downarrow \otimes Q_{109}$ + +%1.95[532] $\downarrow \otimes Q_{70}$
	8.370	0.103	5/2 ⁻	0.012	0.999	%0.02[532] $\downarrow$ +%99.94[521] $\downarrow \otimes Q_{115}$
	8.449	0.106	5/2 ⁻	0.002	0.999	%99.99[521] $\downarrow \otimes Q_{118}$
	8.560	0.488	1/2 ⁻	0.004	0.999	%99.99[521] $\downarrow \otimes Q_{123}$
	8.560	0.733	5/2 ⁻	0.006	0.999	%99.98[521] $\downarrow \otimes Q_{123}$
	8.583	0.271	1/2 ⁻	0.003	0.999	%99.99[521] $\downarrow \otimes Q_{126}$
	8.583	0.400	5/2 ⁻	0.003	0.999	%99.99[521] $\downarrow \otimes Q_{126}$
^{161}Gd	8.900	0.195	1/2 ⁻	0.003	0.999	%99.99[521] $\downarrow \otimes Q_{140}$
	8.900	0.292	5/2 ⁻	0.004	0.999	%99.95[521] $\downarrow \otimes Q_{140}$
	4.162	0.290	7/2 ⁻	0.002	0.999	%99.99[523] $\downarrow \otimes Q_{17}$
	4.734	0.182	3/2 ⁻	0.006	0.999	%99.90[523] $\downarrow \otimes Q_{25}$
	4.735	0.276	7/2 ⁻	0.012	0.998	%1.02[514] $\downarrow$ +%99.97[523] $\downarrow \otimes Q_{25}$
	4.885	0.114	7/2 ⁻	0.003	0.999	%99.99[523] $\downarrow \otimes Q_{27}$
	10.074	0.101	3/2 ⁻	0.001	0.999	%99.90[523] $\downarrow \otimes Q_{174}$
	10.075	0.141	7/2 ⁻	0.013	0.998	%0.02[514] $\downarrow$ +%99.66[523] $\downarrow \otimes Q_{174}$
	10.107	0.184	3/2 ⁻	0.002	0.999	%99.90[523] $\downarrow \otimes Q_{175}$
	10.108	0.293	7/2 ⁻	0.010	0.998	%1.01[514] $\downarrow$ +%99.79[523] $\downarrow \otimes Q_{175}$
	10.488	0.112	7/2 ⁻	0.002	0.999	%99.99[523] $\downarrow \otimes Q_{190}$
	10.588	0.115	3/2 ⁻	0.008	0.999	%99.90[523] $\downarrow \otimes Q_{191}$
	10.588	0.171	7/2 ⁻	0.005	0.999	%99.99[523] $\downarrow \otimes Q_{191}$
	10.873	0.125	3/2 ⁻	0.003	0.999	%98.2[523] $\downarrow \otimes Q_{203}$ + %1.8[512] $\downarrow \otimes Q_{171}$
	10.873	0.191	7/2 ⁻	0.001	0.999	%99.98[523] $\downarrow \otimes Q_{203}$
	10.904	0.146	3/2 ⁻	0.003	0.999	%99.90[523] $\downarrow \otimes Q_{204}$
	10.904	0.218	7/2 ⁻	0.003	0.999	%99.99[523] $\downarrow \otimes Q_{204}$

ÖZGEÇMİŞ

Gamze Hoşgör, 08.08.1990'da Sakarya'da doğdu. İlkokulu Ahmet Akkoç İlköğretim Okulu'nda, ortaokulu Dr. Nuri Bayar İlköğretim Okulu'nda, lise eğitimini ise Anadolu Kız Meslek Lisesi'nde tamamladı. 2010 yılında başladığı Gazi Üniversitesi Fizik Bölümü'nü 2015 yılında bitirdi. Aynı yıl içerisinde Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Bölümünde yüksek lisans eğitimine başladı. Halen aynı bölümde yüksek lisans eğitimini sürdürmektedir.