

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**TEK-A'LI ^{143,145,147,153,155}Sm ÇEKİRDEKLERİNİN
MANYETİK DİPOL UYARILMALARININ
İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Yasin İNAL

Enstitü Anabilim Dalı : MATEMATİK
Enstitü Bilim Dalı : UYGULAMALI MATEMATİK
Tez Danışmanı : Dr. Öğr. Üyesi Mehmet GÜNER

Mayıs 2018

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

TEK-A'LI ^{143,145,147,153,155}Sm ÇEKİRDEKLERİNİN
MANYETİK DİPOL UYARILMALARININ
İNCELENMESİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Yasin İNAL

Enstitü Anabilim Dalı : MATEMATİK

Enstitü Bilim Dalı : UYGULAMALI MATEMATİK

Bu tez 29/05/2018 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oybirliği / oyçokluğu ile kabul edilmiştir.

Prof. Dr.
Mehmet Ali GÜNGÖR

Jüri Başkanı

Dr. Öğr. Üyesi
Mehmet GÜNER

Üye

Doç. Dr.
Osman Zeki OKUYUCU

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.

Yasin İNAL

11.05.2018

TEŞEKKÜR

Lisansüstü çalışmamda danışmanlığımı üstlenen, tez konumun belirlenmesinden bitimine kadar geçen zorlu ve uzun bu süreçte yanımda olmaya çalışan, desteğini hep hissettiğim, değerli bilgi ve tecrübelerini benimle paylaşan, hayatımda unutamayacağım bir yeri olan sevgili hocam ve danışmanım Dr. Öğr. Üyesi Mehmet GÜNER'e teşekkür ederim.

Çekirdek fiziği üzerinde çalışan ülkemizdeki en yetkin kişilerden olan başta Doç. Dr. Hakan YAKUT ve Araş Gör. Dr. Emre TABAR'a teşekkür ederim.

Çalışmam boyunca bana yardımcı olan, her türlü konuda desteğini, bilgi ve tecrübesini benden esirgemeyen, kendisinden çok şey öğrendiğim geleceği parlak sevgili arkadaşım Gamze HOŞGÖR'e teşekkür ederim.

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

Bu tezi gerçekleştirmem için gerekli çalışma ortamını sağlama hususunda son derece yardımsever davranan öğretmen arkadaşlarıma ve kurum yöneticilerime teşekkür ederim.

Hayatımın her alanında olduğu gibi lisansüstü eğitimim boyunca da kahrımı çekerek beni yalnız bırakmayan, desteklerini her daim hissettiğim, varlıklarıyla güç veren, bana koşulsuz güvenen aileme sonsuz minnetle teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜR.....	i
İÇİNDEKİLER	ii
SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ.....	iii
ŞEKİLLER LİSTESİ	iv
TABLolar LİSTESİ	vi
ÖZET.....	vii
SUMMARY	viii
BÖLÜM 1.	
GİRİŞ	1
BÖLÜM 2.	
TEK-A'LI ÇEKİRDEKLERDE MANYETİK DİPOL UYARILMALARI.....	4
2.1. Tek A'lı Çekirdeklerin Taban Durum Manyetik Özelliklerinin Teorisi..	4
2.2. Tek-A'lı Deforme Çekirdeklerde $M1$ Uyarılmalarının Teorisi ve Güç Fonksiyonu	7
BÖLÜM 3.	
SAYISAL HESAPLAMALAR.....	13
3.1. ^{143, 145, 147, 153, 155} Sm Çekirdeklerinin Taban Durum Manyetik Özellikleri	14
3.2. ¹⁵²⁻¹⁵⁵ Sm Çekirdeklerinde $M1$ Uyarılmalarının İncelenmesi	23
BÖLÜM 4.	
SONUÇLAR VE ÖNERİLER	31
KAYNAKLAR.....	34
ÖZGEÇMİŞ	41

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
Sm	: Samaryum
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}Sm çekirdeği için taban durum g_K değerlerinin κ 'ya göre değişimi.
Taralı alan deneysel g_K değerini göstermektedir. 16
- Şekil 3.2. ^{153}Sm çekirdeği için KPM, QTDA ve QRPA metotları kullanılarak hesaplanan teorik manyetik moment değerlerinin deneysel verilerle karşılaştırılması..... 17
- Şekil 3.3. ^{143}Sm çekirdeği için taban durum g_K değerlerinin κ 'ya göre değişimi.
Taralı alan deneysel g_K değerini göstermektedir. 18
- Şekil 3.4. $^{143,145,147,153,155}\text{Sm}$ çekirdekleri için hesaplanan KPM, QTDA ve QRPA sonuçlarının deneysel veriler ile karşılaştırılması. İlk grafikte deneysel g_K değerleri ile teorik hesaplamalar, ikinci grafikte g_s^{eff} değerlerinin teorik hesaplamaları karşılaştırılmıştır. Deneysel veriler hataları ile birlikte verilmiştir. 21
- Şekil 3.5. $^{143,145,147,153,155}\text{Sm}$ 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..... 22
- Şekil 3.6. ^{153}Sm ve ^{155}Sm izotopları için teorik olarak hesaplanan $B(M1)$ değerlerinin kor çekirdekleri ^{152}Sm , ^{154}Sm ve deneysel veriler ile karşılaştırılması. Burada düz çizgiler K_0-1 uyarılma seviyelerine, kesikli çizgiler ise K_0+1 uyarılma seviyelerine $M1$ geçiş ihtimallerini göstermektedir. 26
- Şekil 3.7. $^{143,145,147}\text{Sm}$ izotopları için teorik olarak hesaplanan $B(M1)$ değerlerinin kor çekirdekleri $^{142,144,146}\text{Sm}$ ile karşılaştırılması. Burada düz çizgiler K_0-1 uyarılma seviyelerine, kesikli çizgiler ise K_0+1 uyarılma seviyelerine $M1$ geçiş ihtimallerini göstermektedir. 27

- Şekil 3.8. ^{153}Sm tek-A'lı 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..... 29
- Şekil 3.9. ^{155}Sm tek-A'lı 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..... 29

TABLolar LİSTESİ

Tablo 3.1.	^{143,145,147,153,155} Sm çekirdeklerinin Δ ve λ çiftlenim parametreleri, δ_2 ortalama alan deformasyonları, taban durum Nilsson konfigürasyonları ve deneysel manyetik momentleri.	14
Tablo 3.2.	^{143,145,147,155} Sm 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.	19
Tablo 3.3.	^{143,145,147,153,155} Sm çekirdekleri için KPM, SPM, QTDA ve QRPA modelleri kullanılarak hesaplanan g_s^{eff}/g_s^τ ve g_K değerlerinin deneysel veriler ile karşılaştırılması.	20
Tablo3.4.	^{153,155} Sm 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 ($G_{j,i\mu}^{K\zeta q}$), kuaziparçacık \otimes fonon yapıları ($[Nn_z\Lambda\Sigma] \otimes Q_i$).....	25
Tablo 3.5.	^{142-147,152-155} Sm izotoplarının 2-4 MeV enerji aralığında K^π uyarılma seviyelerine $M1$ geçişleri için RI-QPNM ile hesaplanan $\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_l(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_\sigma(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_1(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} B_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ ve E değerleri ve $\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ ifadelerinin deneysel değerleri.	28

ÖZET

Anahtar kelimeler: Tek-A, Deforme Çekirdek, Manyetik Moment, Makas Mod, Spin Polarizasyon, QPNM, RI-QPNM, $M1$ Uyarılmaları

Bu tez çalışmasında, nadir toprak bölgesinde yer alan tek-A'lı ^{143,145,147,153,155}Sm çekirdeklerinin taban durum manyetik özellikleri ve manyetik dipol uyarılmaları QPNM (Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model) bazında teorik olarak ilk kez incelenmiştir. Ayrıca taban durum Nilsson konfigürasyonu karışım durumu olan bir çekirdek aynı yöntem aracılığıyla ilk kez incelenmiştir.

Bu çekirdeklerin taban durumlarına ait teorik iç manyetik moment (g_K), efektif spin jromanyetik faktör ($g_s^{eff.}$) ve manyetik moment (μ) değerleri deneysel veriler karşılaştırılmış olup 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) modelleri ile de karşılaştırılmıştır.

Çalışmada, bahsi geçen çekirdeklerin $M1$ uyarılmaları RI (Dönme Değişmez)-QPNM kullanılarak teorik olarak incelenmiştir. RI-QPNM, çekirdek hamiltoniyenin 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 ^{143,145,147,153,155}SM

SUMMARY

Keywords: 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 ^{143,145,147,153,155}Sm nuclei have been theoretically investigated in framework of the QPNM (Quasiparticle Phonon Nuclear Model) for the first time. In addition, a core with a ground state Nilsson configuration mixed state was first investigated by the same method.

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 nuclei under investigation. 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

Geometrik olarak makas görünümüne sahip deforme çekirdeklerde gözlenen düşük enerjili $M1$ uyarılmaları çekirdekteki parçacıklararası kuvvetli etkileşmelere verilebilecek en kuvvetli örneklerden biridir. Bu tez çalışmasında da $M1$ uyarılmalarında toplam (gücün hesaplanmasında) kurallarının oluşturulmasında önemli bir parametre olan g_K ve g_s^{eff} manyetik faktörlerini belirlemede kullanılan ve QPNM vasıtası ile geliştirilen yöntem teorik olarak verilmiştir. Daha önceden bu yöntem kullanılarak sayısal hesaplamalar yapılmış, olumlu ve uygun sonuçlar elde edilmiştir. Daha fazla çekirdek ve izotoplarına uygulanarak bu yelpazenin genişletilmesi metodun kullanılabilirliği açısından son derece önemlidir. Çalışmada ^{143,145,147,153,155}Sm izotoplarında hesaplamalar yapılmış ve sonuçları incelenerek yorumlanmıştır.

Tek-A'lı çekirdeklerin taban durum manyetik özelliklerinin teorik olarak açıklanması, deforme olmuş çekirdeklerin karmaşık yapısını anlamak için oldukça bilgilendiricidir. Nükleer modellerin test edilmesinde de önemli bir rol oynar [1-3]. Nükleer teoride çok başarılı modeller olmasına rağmen, bu modellerin tek kütleli çekirdeklerin manyetik momentlerine uygulanması, deneysel olarak gözlemlenen manyetik momentlerin kabuk model tahminlerinden (Schmidt değerleri) bilinen sapmalarını açıklamak için tatmin edici değildir [4]. Arima ve Horie, tekli nükleonun, çekirdeğin manyetik dipol uyarılmalarıyla (çekirdek polarizasyonu) etkileşiminin tek kütleli çekirdeklerin manyetik dipol momentini etkilediğini gösterdi [5].

Tek-A'lı çekirdeklerde $M1$ uyarılmalarına yönelik ilk mikroskobik hesaplamalar QPNM kullanılarak yapılmıştır [6-8]. Deforme çekirdeklerde mikroskobik çalışmalar göstermiştir ki tek parçacık hamiltoniyeninin dönme değişmezliği kırılmaktadır.

Kendiliğinden meydana gelen bu kırınımın gerçek titreşim seviyeleriyle hiç alakası olmayan ve çekirdek iç hareketleriyle ilişkisiz “sahte hal” olarak isimlendirilen yeni durumlar oluşturmaktadır [9]. Bu kırılmış hamiltoniyen simetrilerinin restorasyonları ve sahte hallerin ayrılması için pratik bir yöntem Pyatov tarafından geliştirilmiştir [10]. Daha sonra, restore edici kuvvetler tarafından yetersiz kaldığı anlaşılan bu yöntem Kuliev tarafından geliştirilmiştir [11]. Bugüne kadar yapılan çalışmalar 1^+ titreşim seviyelerini spin-spin etkileşimlerinin meydana getirdiğini göstermiştir. Tek kütleli çekirdeklerde, fazladan bir nükleonun bir çift çekirdeğe eklenmesi, çekirdeğin kutuplaşmasını meydana getirir. Spin polarizasyonun, taban durum manyetik momente etkisi vardır ve yadırganamayacak seviyededir. Bunun için her durumda kullanılmak üzere etkileşme güç parametresi deney sonuçlarıyla fitleme yapılmıştır ($g_s^{eff} = 0.6 - 0.7 g_s^{free}$) [12]. Teorik olarak oldukça tartışmalı bir durumdur. Bu etkileşme güç parametresi değerini her çekirdek için spesifik olarak hesaplamayı sağlayan pratik yöntem QPNM vasıtası ile geliştirilmiştir [2]. Yöntem evvelce $^{157-167}\text{Er}$, $^{155-165}\text{Dy}$, $^{151-159}\text{Eu}$, $^{151-161}\text{Gd}$ izotop zincirlerine uygulanmış, hesaplamalar yapılmış ve deneysel sonuçlarla karşılaştırılarak olumlu dönütler alınmıştır.

Bu tez çalışmasında $^{143,145,147,153,155}\text{Sm}$ tek-A’lı çekirdeklerinin Δ ve λ çiftlenim parametreleri, δ_2 ortalama alan deformasyonları, taban durum Nilsson konfigürasyonları ve deneysel manyetik momentleri kullanılarak QRPA ve QTDA baz alınarak geliştirilen QPNM [2] kullanılarak hesaplanan g_s^{eff}/g_s^r ve g_K değerleri, KPM (Kuliev-Pyatov Metodu), SPM (Tek Parçacık Model) hesaplamaları ve mevcut deneysel verilerle karşılaştırılmıştır. Sonuç olarak deneysel verilere en uygun sonuçları veren yöntem belirlenmeye çalışılmıştır. Bu tek-A’lı Sm çekirdekleri üzerinde yapılan hesaplamalar göstermiştir ki ^{153}Sm çekirdeklerinin taban durum manyetik özellikleri birden fazla Nilsson konfigürasyonu [13] tarafından karışım durumu halinde açıklanabilmektedir. Bu çalışmada kullandığımız metot, karışım durumu şeklinde ifade edilebilen çekirdekler için de ilk defa uygulanmış olacaktır.

Samaryum izotoplarında taban durum manyetik momentle ilgili geçmişte birçok deneysel çalışma yapılmıştır. Bu çalışmalarda deneysel veriler teorik çalışmalarımız için hem birer sağlama tahtası hem de yeni analitik ifadeler için birer

kaynak teşkil etmektedir. Tek-A'lı Samaryum çekirdeklerinde bugüne kadar yapılmış olan deneysel ölçüm çalışmalarından başlıcaları şöyledir; $^{139-149}\text{Sm}$ [14], $^{145-153}\text{Sm}$ [15], ^{145}Sm [16], $^{147-149}\text{Sm}$ [17], $^{147-149}\text{Sm}$ [18], $^{149-151}\text{Sm}$ [19,20], ^{151}Sm [21], ^{151}Sm [22], ^{151}Sm [23], $^{151-155}\text{Sm}$ [24], $^{153-155}\text{Sm}$ [25], ^{153}Sm [26].

Çalışmada QPNM metodu çerçevesinde geliştirilmiş olan metodu kullanarak [2] tek-A'lı Samaryum çekirdeklerinin taban durum manyetik özellikleri incelenmiş, iç manyetik moment değeri ve etkileşim parametrelerini belirlemede etkili bir hesaplama yapılmıştır. Taban durum manyetik moment için hesaplamalar yapılmış ve teorik modelin öngörülleri deneysel sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Ender karşılaşılan ^{153}Sm çekirdeğindeki durum için de hususi bir metot uygulanmıştır.

Bu çalışmada ayrıca $^{152-155}\text{Sm}$ çekirdeklerinin $M1$ hesaplamaları yapılmış ve $^{152,154}\text{Sm}$ çift-çift çekirdeklerinin $M1$ uyarılma spektrumu ile tek-A'lı $^{153,155}\text{Sm}$ çekirdeklerinin $M1$ uyarılmaları hesaplanarak $M1$ spektrumları karşılaştırılmıştır.

Tezin birinci bölümünde giriş mahiyetinde, çalışmaya neden ihtiyaç duyulduğu ve çalışmanın ne amaçla yapıldığı gösterilmiş olup daha önceki çalışmalar ışığında teorik yeni hesaplama metotlarını kullanarak, yapılacak olan yeni deneysel çalışmalara öncü olmak planlanmaktadır.

İkinci bölümde, teorik olarak tek kütle numaralı çekirdeklerde mikroskobik model temelinde analitik ifadelerle teorik anlamda yer verilmiştir.

Üçüncü bölümde, üzerinde çalışılan tek-A'lı çekirdeklerin $g_s^{eff.}/g_s^r$ ve g_K değerleri QRPA, QTDA, KPM ve SPM metotlarının her biriyle hesaplanmış olup deneysel verilerle birlikte tablo halinde sunulmuştur. Bu yapılan hesaplara ait grafikler oluşturulmuş ve çekirdeklerin $B(M1)$ dağılımları karşılaştırılmıştır.

Dördüncü bölümde ise grafik ve tablolar yorumlanarak tezde elde edilmiş sonuçlar özetlenmiş, tartışmalar ışığında bu çalışmanın önemi vurgulanmıştır. İleriki çalışmalar için öngörülerde bulunulmuştur.

BÖLÜM 2. TEK-A'LI ÇEKİRDEKLERDE MANYETİK DİPOL UYARILMALARI

2.1. Tek A'lı Çekirdeklerin Taban Durum Manyetik Özelliklerinin Teorisi

Tek-A'lı çekirdeklerde tek kalan nükleon, kor çekirdeğin $M1$ uyarılmaları ile etkileşir ve bu durum çekirdeğin manyetik momentine spin kısmından (g_s) gelen katkının azalmasına neden olur [12,27-31]. Bundan dolayı, tek kütleli çekirdeklerde taban durum manyetik özelliklerinin incelenmesi ve teorik anlamda açıklanması oldukça önemlidir. Bu amaçla yapılan birçok teorik çalışma [27-32] arasında Yakut vd. tarafından QPNM'e dayanarak geliştirilen bir metot [1,2,32,33] tek-A'lı çekirdeklerde taban durum manyetik özelliklerini başarılı bir şekilde açıklamaktadır [27-32]. Bu teorinin detayları aşağıda kısaca ele alınmaktadır.

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} çekirdekdeki kuaziparçacık hareketini ifade eder ve eksenel simetrik deforme Woods-Saxon potansiyeli içerir. $H_{coll.}$ çift-çift kordaki 1^+ fonon uyarılmalarını temsil ederken, $H_{int.}$ terimi ise tek parçacık hareketiyle kolektif hareket arasındaki ilişkiyi ifade eder. Hamiltonyen ile ilgili ayrıntılı bilgilere Ref [9,32]'dan ulaşabilirsiniz.

Tek-A'lı bir çekirdeğin açısız momentumun simetri üzerindeki iz düşümü $K > 1/2$ durumu için dalga fonksiyonu aşağıdaki gibi seçilmiştir [1,2,9,32,33];

$$\psi_K^j(\tau) = \left\{ N_K \alpha_K^+(\tau) + \sum_{i\mu} \sum_v G_i^{\mu\nu} \alpha_v^+(\tau) Q_{i\mu}^+ \right\} |\psi_0\rangle ; \mu = \pm 1 \quad (2.5)$$

Burada N_K tek kuaziparçacık ve $G_i^{K\nu}$ kuaziparçacık \otimes fonon seviyelerinin genlikleridir. Ayrıca ψ_0 çift kor çekirdeğinin taban durum dalga fonksiyonunu ifade eder. (2.5)'te verilen dalga fonksiyonu;

$$\langle \psi_K^j(\tau) | \psi_K^j(\tau) \rangle = \sum_q \left(N_{\epsilon_q}^j \right)^2 (\tau) + \sum_{i\mu} \sum_v \left(G_j^{i\mu\nu} \right)^2 = 1 \quad (2.6)$$

normalizasyon koşulunu sağlamaktadır. Burada $\psi_K^j(\tau)$ dalga fonksiyonu üzerinden (2.1)'de verilen hamiltoniyenin beklenen değeri alınır,

$$\langle \psi_K(\tau) | H | \psi_K(\tau) \rangle = \epsilon_K N_K^2(\tau) + 2\chi N_K^2(\tau) \sum_{i,v} G_i^{K\nu^2} \sigma_{K\nu} M_{K\nu} R_q^i(\tau, \tau') + \\ + \sum_{i,v} G_i^{K\nu^2} (\omega_i + \epsilon_v(\tau)) \quad (2.7)$$

elde edilir. Dalga fonksiyonunun $N_K(\tau)$ ve $G_i^{K\nu}$ genlikleri aşağıdaki varyasyon

prensibi kullanılarak belirlenir;

$$\delta \left\{ \langle \psi_K(\tau) | H_{inv.} | \psi_K(\tau) \rangle - \langle \psi_{K_0}(\tau) | H_{inv.} | \psi_{K_0}(\tau) \rangle - \eta_K \left[\sum_q (N_K)^2 + \sum_{i\mu} \sum_v (G_i^{i\mu\nu})^2 - 1 \right] \right\} = 0 \quad (2.8)$$

(2.7) ve (2.8) ifadeleri kullanılarak N_K ve G_i^{Kv} 'ye göre varyasyon işlemi uygulandıktan sonra elde edilen eşitlikler çözümlerse [32] aşağıdaki seküler denklem elde edilir:

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

Burada seküler denklemin kökü olan $\eta_K(\tau)$ aynı zamanda tek çekirdeğin enerjisini verir. Bu denklemin içindeki $Z(\omega_i)$ ve $Y_\tau(\omega_i), F_\tau(\omega_i)$ ifadeleri de aşağıdaki gibi verilmiştir.

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

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

Seküler denklem (2.9) ve normalizasyon şartı (2.6) kullanılarak $N_K^j(\tau)$ ve G_j^{Kv} ifadeleri için genel bağıntılar şu şekildedir:

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

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

Tek-A'lı bir çekirdeğin iç manyetik momenti aynı zamanda bu çekirdeğin manyetik dipol operatörünün z bileşeninin beklenen değeridir [1,2,9,33] ve bu değer,

$$\mu_K = g_K K = \left\{ g_s^\tau \left(1 - 2N_K^2(\tau) \sum_{i,v} \frac{\chi M_{KK}^\tau R_q^i(\tau, \tau') R_\tau^i}{(\omega_i + \varepsilon_K^\tau - \eta_K)} \right) - \right. \\ \left. - 2(g_s^{\tau'} - g_l^{\tau'}) N_K^2(\tau) \sum_{i,v} \frac{\chi M_{KK}^\tau R_q^i(\tau, \tau') R_\tau^i}{(\omega_i + \varepsilon_K^\tau - \eta_K)} \right\} \frac{\sigma_{KK}^{(\mu=0)}}{2} + g_l^{\tau'} K \quad (2.14)$$

şeklindedir. (2.14) ifadesi Nilsson formülü [1,2,9,33],

$$\mu_K = g_K K = \frac{1}{2} (g_s^\tau - g_l^\tau) \sigma_{KK}^{(0)}(\tau) + g_l^\tau K(\tau) \quad (2.15)$$

ile karşılaştırıldığında efektif spin jromanyetik faktörün ifadesi aşağıdaki gibi elde edilir [1,2,9,33]:

$$g_s^{eff} - g_l^\tau = (g_s^\tau - g_l^\tau) \left\{ 1 - 2N_K^2(\tau) \sum_{i,v} \frac{\chi M_{KK}^\tau R_q^i(\tau, \tau') R_\tau^i}{(\omega_i + \varepsilon_K^\tau - \eta_K)} \right\} - \\ - 2(g_s^{\tau'} - g_l^{\tau'}) N_K^2(\tau) \sum_{i,v} \frac{\chi M_{KK}^\tau R_q^i(\tau, \tau') R_\tau^i}{(\omega_i + \varepsilon_K^\tau - \eta_K)} \quad (2.16)$$

Bu analitik ifadedeki ikinci ve üçüncü terimlerin katkısı g_s spin faktöründe hatırı sayılır bir azalmaya sebep olmaktadır. Bu durum da tek-A'lı çekirdekte tek kalan nükleonun çift korda spin polarizasyon oluşmasından ileri gelmektedir [1,2,9,32,33].

2.2. Tek-A'lı Deforme Çekirdeklere M1 Uyarılmalarının Teorisi ve Güç Fonksiyonu

Dönme Değişmez Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model (RI-QPNM), tek parçacık hamiltonyeninin kırılan dönme simetrisinin onarıldığı bir yöntemdir. Hamiltoniyenin dönme simetrisinin kırılma nedeni, QRPA ve QPNM yöntemlerinde kullanılan Hartree-Fock-Bogolyubov (HFB) metodudur. Bu yaklaşımdan ötürü kırılan dönme

simetrisi içinde birçok sahte hal vardır ve bu sahte haller gerçek titreşimlere karışır [9]. Burada, kırılan dönme simetrisinin onarılması ve sahte hallerin yok edilmesi oldukça önemlidir.

Nötron sayısı proton sayısından büyük olan çekirdeklerin çekirdek potansiyellerinin izoskaler ve izovektör olmak üzere iki bölüme ayrılmasının sebebi bu tür çekirdeklerin nötron ve proton ortalama alan potansiyellerinin birbirinden farklı olmasıdır. Bu nedenle dönme değişmezliğin kırılması ortalama alan içindeki izoskaler ve izovektör terimlerden ileri gelmektedir. Bu durumda tek parçacık hamiltoniyenin kırılan dönme simetrisinin onarılması için izoskaler ve izovektör terimleri içeren efektif, restore edici etkileşmeler kullanılmalıdır. Ortalama alan potansiyeli ile özuyumlu olarak seçilen efektif restore edici kuvvetler ilk kez kullanılarak tek kütle numaralı bir çekirdek için QPNM hamiltoniyenin kırılan dönme simetrisi Tabar vd. (2015) tarafından onarılmıştır. Şimdi bu teorinin detaylarını kısaca ele alalım:

Eksenel simetrik ortalama alanda nükleonların çiftlenim ve spin-spin kuvvetleri ile etkileştiği bir sistem için QPNM hamiltoniyeni (2.1)'de verildiği gibidir. İzoskaler ($h_0^{boz.}$ ve $h_0^{int.}$) ve izovektör ($h_1^{boz.}$ ve $h_1^{int.}$) restorasyon kuvvetleri sayesinde tek parçacık hamiltoniyenin (H_{sqp}) kırılan dönme simetrisi 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. Ortalama alan potansiyelinin izovektör kısmı V_1 ile gösterilmiştir. J_μ ($\mu=\pm 1$) ise açısal momentum operatörünün küresel bileşenidir. *h.c.* hermitik eşlenik anlamına gelmekte olup 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

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

olarak verilir. (2.21)'de $|\psi_{K_0}(\tau)\rangle = \alpha_{K_0}^+(\tau) |\psi_0\rangle$ ifadesi tek-A'lı çekirdeğin taban durum dalga fonksiyonunu göstermektedir. γ_0 ve γ_1 etkileşme sabitleri yalnızca ve tamamıyla ortalama alan parametreleriyle belirlendiklerinden ötürü h_0 ve h_1 etkin kuvvetleri ek bir parametre içermez [9,36-38].

Simetri restorasyon terimlerinin hamiltoniyene eklenmesi ile $[H_{inv.}, J_\mu] = 0$ komutasyonunun gerçekleştiği 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 kuaziparçacık ve kuaziparçacık \otimes fonon terimlerinden oluşan dalga fonksiyonu tek-A'lı bir çekirdekte K^π spininin bir seviyesini temsil etmektedir, [9,36-38]. Bu dalga fonksiyonu (2.5)'te, dalga fonksiyonunun normalizasyon şartı (2.6)'da verilmiştir. (2.8)'de verilen varyasyon prensibi kullanılarak tek-A'lı bir çekirdeğin taban ve uyarılmış durum enerjilerini veren seküler denklem aşağıdaki gibi elde edilir [9,36-38];

$$\det \begin{pmatrix} (\varepsilon_{K\varepsilon_1}^\tau - \eta_K^j) - F_i(\zeta_1, \zeta_1) & -F_i(\zeta_1, \zeta_2) & \dots & -F_i(\zeta_1, \zeta_n) \\ -F_i(\zeta_2, \zeta_1) & (\varepsilon_{K\varepsilon_2}^\tau - \eta_K^j) - F_i(\zeta_2, \zeta_2) & \dots & -F_i(\zeta_2, \zeta_n) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ -F_i(\zeta_n, \zeta_2) & -F_i(\zeta_n, \zeta_2) & \dots & (\varepsilon_{K\varepsilon_n}^\tau - \eta_K^j) - F_i(\zeta_n, \zeta_n) \end{pmatrix} = 0 \quad (2.24)$$

Buradaki;

$$F_\tau(\zeta_q, \zeta_m) = \sum_{iv} \frac{\Lambda_{iv}(\zeta_q, \tau) \Lambda_{iv}(\zeta_m, \tau)}{(\omega_i + \varepsilon_v - \eta_K^j)} , \quad \Lambda_{iv}(\zeta_q, \tau) = \chi R_Q^i(\tau, \tau') M_{\zeta_q v} \sigma_{\zeta_q v}^{(j)}(i) \quad (2.25)$$

$$\sigma_{\zeta_q v}^{(j)}(i) = \sum_{\mu} \left\{ \sigma_{\zeta_q v}^{(\mu)} - j_{\zeta_q v}^{(\mu)} \left[\frac{\gamma_1 R_0^i(\tau) \varepsilon_0^{(-)} - (\gamma - \gamma_1) R_1^i(\tau) V_1^{(-)}}{\chi R_Q^i(\tau, \tau') (\gamma - \gamma_1) \gamma_1} \right] \right\} \quad (2.26)$$

şeklindedir. Ek olarak;

$$V_{1\tau}^{(-)} = V_{1\varepsilon_q}^\tau - V_{1v}^\tau ; \quad \varepsilon_\tau^{(-)} = \varepsilon_{\zeta_q}^\tau - \varepsilon_v^\tau ; \quad \varepsilon_0^{(-)} = \varepsilon_\tau^{(-)} - \tau_z V_\tau^{(-)} \quad (2.27)$$

$$R_Q^i(\tau, \tau') = R_\tau^i + q R_\tau^i = \begin{cases} R_n^i + q R_p^i, & \text{odd} - N \\ R_p^i + q R_n^i, & \text{odd} - P \end{cases} ; \quad R_\tau^i = \sum_{ss'} \sigma_{ss'} L_{ss'} g_{ss'}^i \quad (2.28)$$

$$\begin{aligned} R_0^i(\tau) &= \sum_{ss'} \varepsilon_{ss'} j_{ss'}^{(\mu)} L_{ss'} w_{ss'}^i, & \varepsilon_{ss'}^\tau(\tau) &= (\varepsilon_{ss'}^\tau - \tau_z V_{1ss'}^\tau) \\ R_1^i(\tau) &= \sum_{ss'} V_{1ss'} j_{ss'}^{(\mu)} L_{ss'} w_{ss'}^i, & w_{ss'}^i &= \psi_{ss'}^i(\tau) - \phi_{ss'}^i(\tau) \end{aligned} \quad (2.29)$$

eşitlikleri verilir [9,36-38]. Seküler denklemin kökleri $(\eta_K^j, j = 1, 2, 3, \dots)$ tek kütleli çekirdeğin enerjisini verir. Ayrıca, determinantın seviyesi belli bir K^π değerine sahip kuaziparçacık seviyelerinin sayısı kadardır. (2.24)'deki seküler denklem ve (2.6)'deki normalizasyon şartı kullanılarak tek kuaziparçacık $(N_{\zeta_q}^j)$ ve kuaziparçacık \otimes fonon $(G_j^{i\mu\nu})$ genlikleri aşağıdaki gibi bulunur;

$$\left(N_{\zeta_q}^j\right)^{-2} = 1 + \sum_{q \neq n} \frac{N_{\zeta_q}^j}{N_{\zeta_n}^j} + \sum_{i\mu} \sum_{\nu} \left(\frac{G_j^{i\mu\nu}}{N_{\zeta_n}^j} \right)^2 \quad (2.30)$$

$$\frac{G_j^{i\mu\nu}}{N_{\zeta_n}^j} = - \frac{\Lambda_{iv}^{\tau}(\zeta_n)}{(\omega_i + \varepsilon_v^{\tau} - \eta_K^{\tau})} - \sum_{q \neq n} \frac{N_{\zeta_q}^j}{N_{\zeta_n}^j} \frac{\Lambda_{iv}^{\tau}(\zeta_q)}{(\omega_i + \varepsilon_v^{\tau} - \eta_K^{\tau})} \quad (2.31)$$

Tek-A'lı çekirdeklerde taban durumundan uyarılmış durumlara indirgenmiş $M1$ geçiş olasılıkları aşağıdaki ifadeyle verilir;

$$B(M1 \uparrow; K_0 \rightarrow K) = \langle I_0 K_0 1 \mu | IK \rangle^2 \left| \sum_q N_{\zeta_q}^j(\tau) N_{\zeta_0}(\tau) \mu_{\zeta_q \zeta_0}^{\tau} M_{\zeta_q \zeta_0}^{\tau} + \right. \\ \left. + N_{\zeta_0}(\tau) G_j^{i\mu\zeta_0} \sum_{\tau} \sum_{ss'} \mu_{ss'}^{\tau} L_{ss'}^{\tau} g_{ss'}^i(\tau) \right|^2 \quad (2.32)$$

şeklinindedir. 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 [9,36-38].

Tek-A'lı deforme çekirdeklerde parite tayini deneysel olarak yapılamamaktadır. Bu nedenle geçişleri $E1$ ve $M1$ olarak ayırabilmek şu noktada mümkün değildir. Bu nedenle indirgenmiş dipol ve dipol radyasyon kalınlıkları aşağıdaki ifadeler yardımı ile hesaplanır;

$$g\Gamma_0(M1) = 11.547 \times E_{\gamma}^3 \times B(M1 \uparrow) \quad [meV] \quad (2.33)$$

$$g\Gamma_0^{red}(M1) = 11.547 \times B(M1 \uparrow) \quad [meV MeV^{-3}] \quad (2.34)$$

Burada $g = \frac{2J_0 + 1}{2J + 1}$ taban durum (J_0) ve uyarılmış durum spinine bağlı (J)

istatistiksel bir faktördür [9,36-38].

Radyasyon güç fonksiyonlarının kapsamlı bir analizi daha önce Allen vd. (1978) tarafından nötron yakalama metodu ile Oak Ridge Lineer Elektron Hızlandırıcısı (ORELA)'da yapılmıştır [39]. Bununla birlikte, kuaziparçacık-fonon etkileşimi ve Pauli prensibinin radyasyon güç fonksiyonlarına etkisinin araştırıldığı çalışmalar da mevcuttur [40]. Birkaç deforme çekirdekte $M1$ geçişleri için güç fonksiyonları hesaplanıp teori ve deney ile karşılaştırılmıştır [40]. Dalga fonksiyonlarının bir ve iki fonon bileşenlerinin radyasyon güç fonksiyonları üzerindeki etkisinin incelenmesinin sonuçları gösterilmiştir [40]. Güç fonksiyonu metodunu kullanarak aşağıdaki eşitliği yazabiliriz;

$$b(\lambda, \eta) = \sum_n \rho_\Delta(\eta - \eta_n) B(\lambda, \eta) \quad (2.35)$$

Burada ağırlık fonksiyonu,

$$\rho_\Delta(\eta - \eta_\Delta) = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\Delta}{(\eta - \eta_n)^2 + \Delta^2 / 4} \quad (2.36)$$

olarak ifade edilmiştir. Δ , tek-parçacık enerjisinin de içinde olduğu ortalama enerji aralığını ifade etmektedir. Böyle bir hesaplama yöntemi Malov vd. (1976) tarafından deforme edilmiş çekirdeklere kullanılmıştır [41]. Bu güç fonksiyonunun açık formunu kompleks düzlem üzerinde kontur integrali yardımıyla elde edebiliriz. Deforme çekirdeklere, $M1$ rezonans gücü 5-10 MeV gibi geniş bir enerji aralığında dağıtılır [42].

Bir sonraki bölümde, bu bölümde bahsedilen teoriler kullanılarak ilk kez ^{143,145,147,153,155}Sm çekirdekleri için taban durum manyetik özellikler ve $M1$ uyarılmaları sayısal olarak hesaplanmış ve incelenmiştir.

BÖLÜM 3. SAYISAL HESAPLAMALAR

Tek-A'lı atom çekirdeklerin taban durum manyetik özelliklerinin ve manyetik dipol uyarılmalarının teorik olarak incelenmesinin ne kadar zaruri olduğu bilinmekle birlikte $M1$ spektrumlarına doğru bir şekilde açıklama getirebilmek için efektif spin jromanyetik faktör ($g_s^{eff.}$) ve etkileşme güç parametrelerinin (χ) uygun bir biçimde tayin edilmesi şarttır. Bu nedenle ki, taban durumdaki manyetik özelliklerinin teorik hesaplamalarının doğru bir biçimde yapılması gerekmektedir.

Bölümde ilk olarak ^{143,145,147,153,155}Sm çekirdeklerinin taban durum manyetik özelliklerine ait sonuçlar sunularak her bir çekirdek için spin-spin etkileşme güç parametresi ve efektif spin jromanyetik faktör nicelikleri tespit edilmiştir. Bu belirlenen değerler, bölümün ikinci kısımda ele alınan çekirdekler için verilen $M1$ uyarılmaları incelenirken aynen kullanılmıştır. Taban durum manyetik özellikleriyle ilgili hesaplamalar yapılırken Yakut vd. tarafından geliştirilen [32] ve kısım 2.1.'de verilen yöntem, $M1$ uyarılmalarıyla ilgili hesaplamalar yapılırken ise ilk kez Tabar vd. tarafından geliştirilen [9] ve kısım 2.2.'de verilen yöntem kullanılmıştır. İncelenen çekirdeklerin RI-QPNM hesaplamaları, deneysel veriler ve kor çekirdekleri ile de karşılaştırılmıştır.

^{143,145,147,153,155}Sm çekirdekleri için taban durum hesaplamalarında çift korun $I^\pi K=1^+0$ fononlarının kullanılmasının nedeni mikroskobik modelde tek-A'lı çekirdeklerin taban durum ve bazı düşük enerjili uyarılma seviyelerinin, tek kalan nükleon ile korun $K=0$ fononlarının etkileşmesiyle oluşmasıdır [43]. Tek parçacık enerjileri deforme Woods-Saxon potansiyelinin çözümüyle ve ortalama alan deformasyon parametreleri (δ_2) de, Ref. [44]'de yer alan deneysel kuadropol moment değerlerinden elde edilen (β_2) deformasyon parametreleri kullanılarak

hesaplanmıştır. Hesaplama $\delta_2 = 0,945\beta_2 \left[1 - 2,56A^{-2/3}\right] + 0,34\beta_2^2$ denklemi [45] ile yapılmıştır [1]. Çiftlenim etkileşme sabitleri Ref. [46]'den alınmıştır. $^{143,145,147,153,155}\text{Sm}$ çekirdeklerinin çiftlenim parametreleri (Δ ve λ), ortalama alan deformasyonları (δ_2), taban durum Nilsson konfigürasyonları ve deneysel taban durum manyetik momentleri (μ) [24] Tablo 3.1.'de verilmiştir.

Tablo 3.1. $^{143,145,147,153,155}\text{Sm}$ çekirdeklerinin Δ ve λ çiftlenim parametreleri, δ_2 ortalama alan deformasyonları, taban durum Nilsson konfigürasyonları ve deneysel manyetik momentleri.

Çekirdek	$I^{\pi}K[Nn, \Lambda]$	β_2	δ_2	Δ_n (MeV)	Δ_p (MeV)	λ_n (MeV)	λ_p (MeV)	$\mu_{\text{exp}}^{[24]}$
^{143}Sm	$3/2^+[402]\downarrow$	0.354	0.306	1.078	1.322	-9.124	-4.778	1.01(2)
^{145}Sm	$7/2[523]\uparrow$	0.144	0.124	1.046	1.318	-8.825	-5.071	-1.11(6)
^{147}Sm	$7/2[503]\uparrow$	0.143	0.123	0.950	1.218	-7.809	-5.725	-0.812(2)
^{153}Sm	$3/2^+[651]\uparrow$	0.3064	0.266	0.960	1.066	-7.158	-7.994	-0.021(3)
	$3/2^+[402]\downarrow$							
^{155}Sm	$3/2[521]\uparrow$	0.3410	0.296	0.914	1.074	-6.900	-8.655	YOK

3.1. $^{143, 145, 147, 153, 155}\text{Sm}$ Çekirdeklerinin Taban Durum Manyetik Özellikleri

Tek parçacık transfer reaksiyonları, Nilsson modelinin geçerliliğini test etmek için bir araç olarak kullanılmıştır. Bu araştırmaların ana sonuçları, bir dizi Nilsson durumunun sistematik olarak yerinin belirlenmesidir ve gözlemlenen kesit alanları daha önceki çalışmalara nazaran büyük ve şaşırtıcı derecede iyi sonuçlar elde edilmiştir [47].

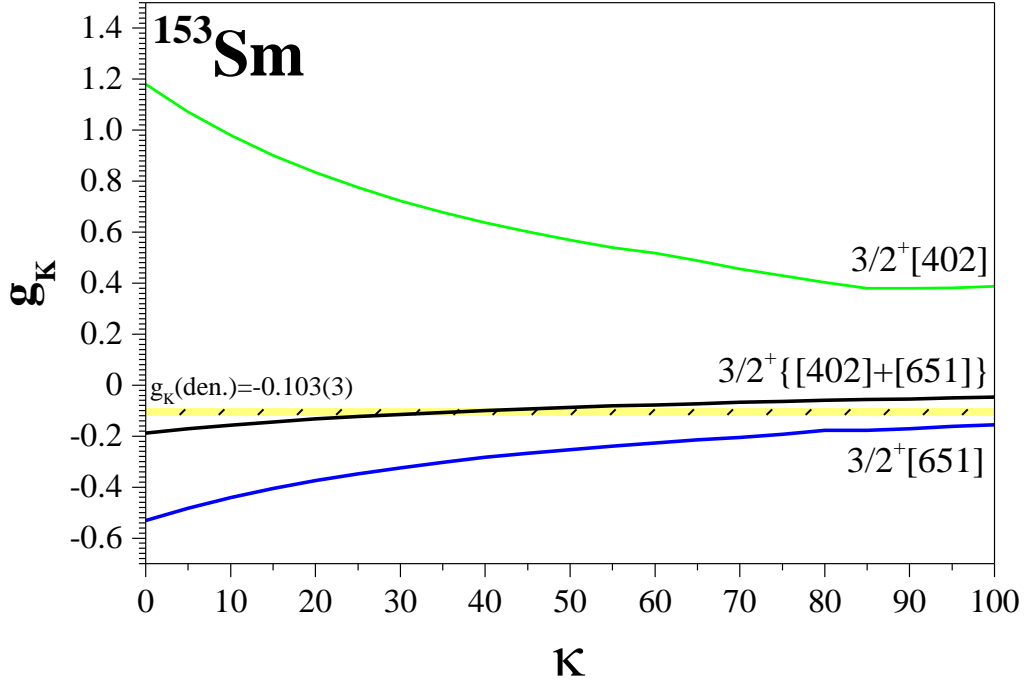
Daha önceki yıllarda, dönen-parçacık eşleşmelerinin, nadir toprak elementleri bölgesinde çekirdek yapıları üzerindeki etkileri gösterilmiştir [48,49]. Yapılan araştırmalar sonucu izotop zincirimizin bir parçası olan ^{153}Sm çekirdeğinin taban durumunu temsil eden, daha önce gözlemlenen durumlardan farklı olarak iki Nilsson durumu olduğu ve bunların karışım şeklinde ifade edilmesi gerektiğine ulaşılmıştır. ^{153}Sm çekirdeği, dönme ve titreşim karakteristiği ile bir seviye spektrumuna sahip olan ^{152}Sm [50] ile makul derecede "iyi" şekilde deforme olmuş çekirdek ^{154}Sm arasında ortaya çıktığı için özellikle ilgi çekicidir [51]. ^{153}Sm 'nin nükleer seviyeleri

birçok farklı bilim insanı tarafından araştırılmıştır [52,53]. Gözlemlenen durumlar Nilsson şemasında sınıflandırılmak istendiğinde taban durumun karışım olarak gösterilebildiği neticesine ulaşıldı [53]. ^{153}Sm çekirdeği, ^{155}Gd ile izotoniktir ve bu iki çekirdekten benzer seviyeli yapılar sergilemesi beklenir. ^{155}Gd 'nin erken dönem çalışmalarında, gözlenen spektrumların yorumlanmasındaki zorluklardan bazıları, bu çekirdeğin muhtemel "geçiş bölgesi" karakterine, diğer bir deyişle, küresel ve deforme arasında bir karakter arabirimine atfedildi. Bununla birlikte, yeni analizler, Gd'nin düşük enerji seviyeli yapısının Nilsson modeli tarafından oldukça iyi tanımlandığını göstermektedir [54]. ^{153}Sm , ^{155}Gd 'den biraz daha küçük bir iç kuadropol momente sahip olduğu için, mevcut deforme çekirdek modelleri açısından da yeterince tanımlanması gerektiği düşünülmektedir. Bu araştırmayı daha önce yapmış çalışmalar mevcuttur [53]. ^{153}Sm 'nin taban durum spininin $3/2$ olduğu atom ışıını yöntemiyle gösterilmiştir [55]. Ayrıca, Smither ve Buss'un ortalanmış rezonans nötron yakalama çalışmasıysa taban durumunun pozitif pariteye sahip olduğunu söyler [56].

Nilsson diyagramına göre, ^{153}Sm 'de en düşük enerjili $3/2^+$ durumu, $3/2^+$ [651] olmalıdır. Bununla birlikte, ^{155}Gd 'deki en düşük $3/2^+$ durumunun hem $3/2^+$ [651] hem de $3/2^+$ [402] konfigürasyonlarının büyük bileşenleri olduğu geçmişte iyi bir biçimde belirlendi [57]. Bu tür karışım durumlarını deneysel olarak tespit etmek kolaydır. $3/2^+$ [402] ve $3/2^+$ [651] konfigürasyonlarının ^{153}Sm 'de kuvvetli bir şekilde karışması, sonlu etkileşim matris elemanlarının varlığına işaret eder. Bu tür bir karıştırma daha önce bazı çekirdeklerde gözlemlenmiştir [48,57-59] ve harmonik osilatör modelinin bu gözlemleri hesaba katmak için verdiği matris elemanının çok küçük olduğu iyi bilinmektedir. Tüm bunlarla birlikte Woods-Saxon tipi modeller daha gerçekçi tahminlerde bulunmaktadır [60-62]. ^{153}Sm çekirdeğinde taban durumunu oluşturan konfigürasyonların karışım durumu için gerekli oran, daha önce Bennett ve arkadaşları tarafından yapılan çalışmada $\approx\%16$, $3/2^+$ [402] ve $\approx\%84$, $3/2^+$ [651] olarak tespit edilmiştir [53].

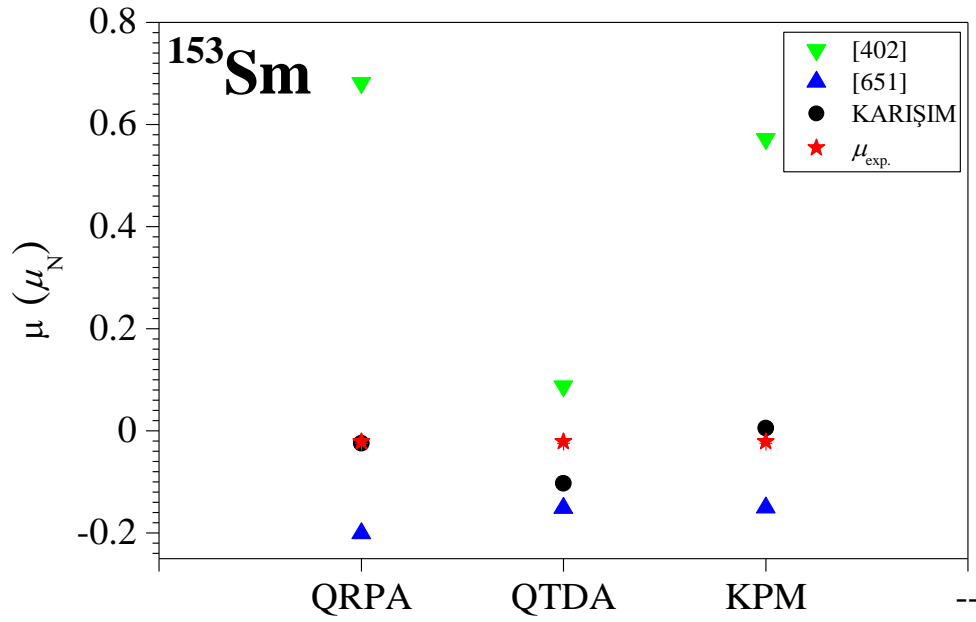
Bu çalışmada deforme ^{153}Sm çekirdeğinin taban durum manyetik özellikleri ilk kez Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model (QPNM) kullanılarak incelenmiştir. Spin

polarizasyon etkileri ve en uygun konfigürasyon karışım oranı göz önüne alındığında g_K faktör için tatminkâr bir değer ($\chi=35$ MeV) elde edildiği söylenebilir.



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

Manyetik momente olan kolektif katkıyı değerlendirmek için, rotasyonel jromanyetik faktör (g_R), aksenel simetrik Woods-Saxon potansiyelinin tek parçacık dalga fonksiyonu kullanılarak, cranking yaklaşımı ile hesaplanmıştır. ^{153}Sm çekirdeğinin taban durum manyetik momenti, deneysel değer ile uyum içindedir. Şekil 3.2'de üç farklı metot yardımıyla karışım durumunun deneysel manyetik moment değerleriyle olan uyum ölçümleri resmedilmiştir. Bu metotlar arasında QRPA'nın yüksek isabet oranı göze çarpmaktadır.



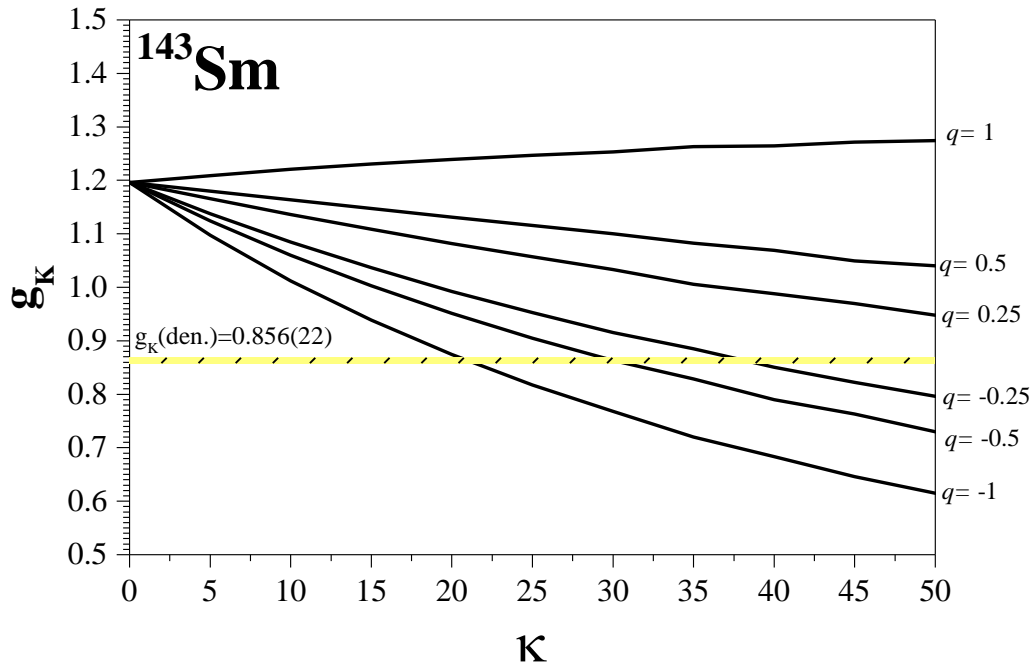
Şekil 3.2. ^{153}Sm çekirdeği için KPM, QTDA ve QRPA metotları kullanılarak hesaplanan teorik manyetik moment değerlerinin deneysel verilerle karşılaştırılması.

Değer tayinlerinin spekülatif ve kurgusal olmasından çok analitik ifadelere ve hesaplamalara dayanarak verildiğini belirtmek isteriz. Amacımız sunulan verileri en iyi şekilde tanımlamakla birlikte gelecekteki yorum ve deneylerin temelini oluşturabilmektir.

Tek-A'lı çekirdeklerde, tek kalmış nükleon ile kor çekirdeğinin 1^+ fononlarının etkileşmesi, spin polarizasyonunun oluşmasına sebep olmaktadır. Bu polarizasyondan dolayı spin matris elemanının manyetik moment operatörüne katkısı azalır ve bunun içindir ki spin polarizasyon olayını doğru şekilde açıklamak oldukça önemlidir. QPNM çerçevesinde geliştirilen ve analitik ifadeleri önceden (kısım 2.2) verilmiş olan teori tek-A'lı çekirdeklerde gözlenen spin polarizasyon olayını sağlam bir şekilde açıklamaktadır [1,2,33]. Burada ise bahsedilen teori kullanılarak $^{143,145,147,153,155}\text{Sm}$ çekirdeklerinin taban durum manyetik özellikleri incelenmiştir.

Günümüze kadar yapılmış olan manyetik moment analizleri [1,2,31,33,38,54,63,64], manyetik momentin izoskaler kısmında nötron ve proton g_s faktörlerinin birbirlerini güçlü bir şekilde yok ettiğini ve bu nedenle manyetik moment hesaplamalarında

izovektör kısmın daha baskın olduğunu göstermektedir. Bu bilgi yardımıyla nötron-proton etkileşiminin en kuvvetli etkisinin $q=-1$ 'de ortaya çıktığı görülebilmektedir. (2.14) ve (2.16) analitik ifadeleri kullanılarak g_K ve g_s^{eff} hesaplamaları yapılmıştır. Elde edilen sonuçlar deneysel verilerle karşılaştırılarak $^{143,145,147,155}\text{Sm}$ çekirdekleri için ($q=-1$ 'de) $\chi=20-30$ MeV/A olarak belirlenmiştir. Şekil 3.3.'de örnek olması açısından ^{143}Sm çekirdeği için taban durum g_K değerlerinin κ 'ya göre değişimi verilmiştir.



Şekil 3.3. ^{143}Sm 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 bilindiğinde, deneysel g_K faktörü $g_K^{\text{exp.}} = ([(K+1) / K] \mu_{\text{exp.}} - g_R^{\text{exp.}}) / K$ bağıntısı ile elde edilebilir ($I=K$) [32].

Bu çalışmada taban durum manyetik özelliklerinin her bir Samaryum çekirdeği için QPNM ile yapılmış olan hesaplamalar ele alınacaktır. Tablo 3.2.'de $^{143,145,147,153,155}\text{Sm}$ çekirdekleri için hesaplanan tek kuaziparçacık (N_{K_0}), kuaziparçacık \otimes fonon ($G_i^{K_0\nu}$) genlikleri sunulmuştur. Bununla birlikte her bir çekirdeğin taban durumuna en büyük katkıyı veren çift kor fonon enerjileri ve bu fononların çift kuaziparçacık yapıları da

tabloda yer almaktadır. ^{153}Sm çekirdeğinin taban seviyesi karışım durumu içerdiğinden farklı bir tablo yardımıyla gösterilmiştir.

Tablo 3.2. $^{143,145,147,155}\text{Sm}$ çekirdeklerinin QPNM bazında hesaplanan taban durum yapısı. Burada kuaziparçacık⊗fonon genlikleri $G_i^{K\pi\nu} > 0.01$ 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⊗fonon	ω_i (MeV)	$[\text{Nn}_z\Lambda]\Sigma$	ψ_{ss}^i
^{143}Sm	$3/2^+$	99.80% [402] ↓	0.010% [402] ↓ ⊗ Q_6	5.089	pp420↑-411↓	-0.700
			0.012% [402] ↓ ⊗ Q_9	5.874	nn411↑-402↓	0.202
			-0.012% [402] ↓ ⊗ Q_{20}	7.477	pp550↑-550↑	0.648
			-0.011% [402] ↓ ⊗ Q_{23}	7.708	nn523↓-512↑	-0.196
					pp431↑-411↑	0.439
^{145}Sm	$7/2^-$	99.9% [523] ↑	-0.013% [523] ↑ ⊗ Q_3	3.905	pp420↑-411↓	-0.705
			0.011% [523] ↑ ⊗ Q_{20}	7.071	nn532↑-523↓	0.618
					pp413↑-404↓	-0.148
			0.015% [523] ↑ ⊗ Q_{35}	8.421	nn541↓-501↓	0.314
^{147}Sm	$7/2^-$	99.9% [503] ↑	0.012% [503] ↑ ⊗ Q_{39}	8.326	pp550↑-530↑	0.121
					pp431↑-422↓	-0.471
^{155}Sm	$3/2^-$	99.9% [521] ↑	0.007% [521] ↑ ⊗ Q_5	3.897	nn530↑-521↓	0.359
					pp422↓-411↑	0.606
			0.005% [521] ↑ ⊗ Q_{19}	6.788	nn640↑-651↓	0.667
					pp541↑-532↓	0.147
			0.007% [521] ↑ ⊗ Q_{27}	7.501	nn532↑-523↓	0.236
		pp550↑-530↑	0.540			
		0.005% [521] ↑ ⊗ Q_{31}	7.873	nn521↓-761↓	0.176	
				pp422↑-413↓	0.637	
		0.006% [521] ↑ ⊗ Q_{52}	9.453	nn523↓-503↓	0.380	
				pp413↑-404↓	0.383	

Tek-A'lı çekirdeklere dalga fonksiyonunun kuaziparçacık⊗fonon bileşenleri taban ve uyarılmış durumdaki pek çok seviyeye karışmaktadır [46]. Bunun başlıca sebebi kuaziparçacık⊗fonon etkileşmeleridir. Sayısal hesaplamalar dalga fonksiyonunun tek kuaziparçacık kısmının ($N_{\xi_q}^j$) incelenen tek-A'lı çekirdeklerin taban durum seviye yapısına katkısının yaklaşık %99.9 olduğunu, seviye yapısına kuaziparçacık⊗fonon

kısımından ($G_j^{i\mu\nu}$) ise % 0.2'den daha küçük bir katkı geldiğini göstermektedir. Bu durum ele alınan tek-A'lı çekirdeklerin taban durum seviye yapılarının kuaziparçacık⊗fonon etkileşmelerinden zayıf biçimde etkilendiğini ortaya koymakta ve bu nedenledir ki çekirdeklerin taban durumları baskın olarak tek kuaziparçacık yapısına sahiptir.

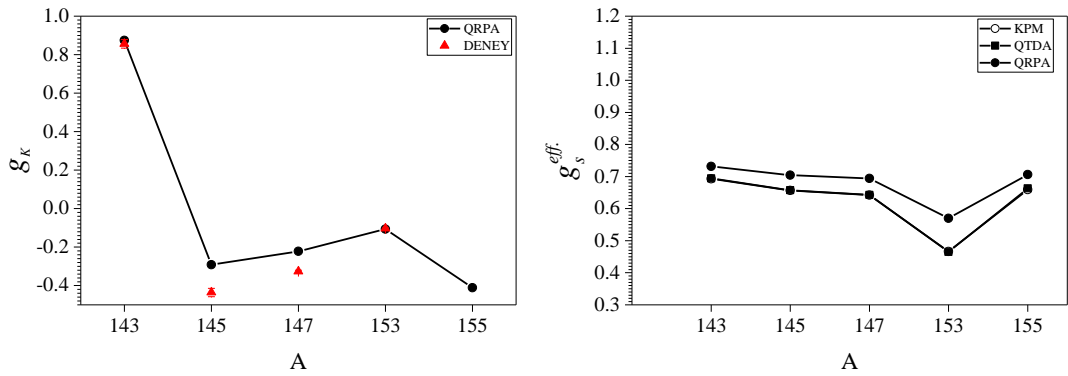
Kuaziparçacık⊗fonon karışımlarının tek çekirdeklerin taban durum seviye yapılarına katkısı önemsenmeyecek kadar küçüktür lakin bu küçük karışımların koherent katkıları tek çekirdeklerin taban durum g_s^{eff}/g_s^r ve g_K faktörleri üzerinde büyük etkiye sahiptir. Tablo 3.3.'te, KPM (Kuliev-Pyatov Metodu) 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. $^{143,145,147,153,155}\text{Sm}$ 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			Deney
	KPM	QTDA	QRPA	SPM	KPM	QTDA	QRPA	
^{143}Sm	0.693	0.694	0.731	1.196	0.829	0.830	0.874	0.856(22)
^{145}Sm	0.657	0.657	0.705	-0.413	-0.271	-0.272	-0.291	-0.436(22)
^{147}Sm	0.642	0.643	0.694	-0.320	-0.205	-0.205	-0.222	-0.327(7)
^{153}Sm	0.466	0.465	0.570	-0.188	-0.195	-0.194	-0.106	-0.103(3)
^{155}Sm	0.659	0.663	0.706	-0.582	-0.383	-0.386	-0.411	-

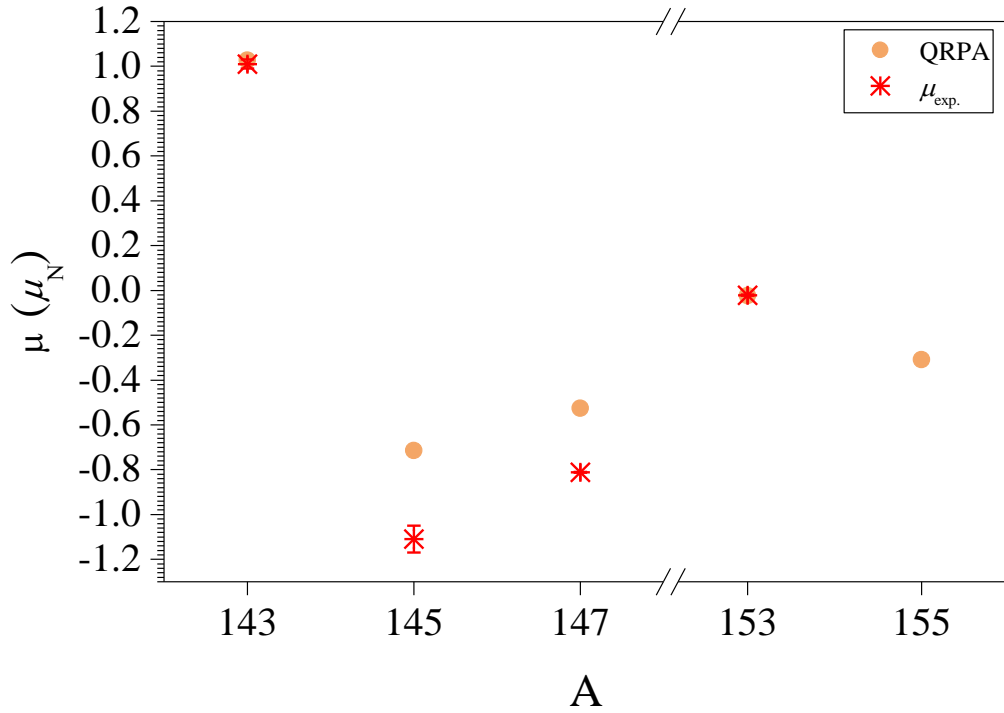
Modeller hakkında kısaca bilgi vermek gerekirse, KPM'de tek çekirdeğin dalga fonksiyonu tek ve üç kuaziparçacık bileşenlerinden oluşur. KPM metodu, sadece kuaziparçacık etkileşmelerini göz önüne almasına rağmen çalışmalar tek kütle numaralı çekirdeklere seviye yapılarının uygun bir şekilde açıklanabilmesinin sadece kuaziparçacık etkileşimlerini değil, aynı zamanda kuaziparçacık ve fononlar arasındaki etkileşmelerin de dikkate alınıp hesaba katılmasıyla mümkün olabileceğini söylemektedir [46,65]. QTDA, bağımsız kuaziparçacık vakumudur. QRPA ise hem kuaziparçacık etkileşmelerini hem de kuaziparçacıklar arasındaki etkileşmeleri hesaba katar [9,32].

Tablo 3.3.'deki sonuçlar aynı zamanda Şekil 3.2.'de grafik olarak da verilerek yapılacak analizin daha kolay olması amaçlanmıştır. Eldeki deneysel sonuçlar ile en iyi uyum QRPA metoduyla yapılan teorik hesaplamalarda elde edilmiştir. KPM ve QTDA ile yapılan hesaplama sonuçlarının birbirine yakın olduğu görülmesinin başlıca nedeni her iki modelde de BCS vakumunun tek çekirdeğin çift-çift koruna eşdeğer olmasıdır [9]. Deneysel değerlerden oldukça uzak olduğu Tablo 3.3.'de net bir şekilde görülen SPM modeline ait sonuçların Şekil 3.2.'de gösterilmesine gerek duyulmamıştır. Dikkat edilirse teorik QRPA sonuçları $^{143,153,155}\text{Sm}$ çekirdeklerinin deneysel verileriyle benzer bir dağılım göstermekte ve oldukça uyumlu olduğu görülmekte iken, $^{145,147}\text{Sm}$ çekirdeklerinin deneysel verileri ile teorik sonuçlar arasında uyum diğer izotoplarkine nazaran oldukça azdır. g_K deneysel değerlerinin hesaplamaları $\mu_{den.}$ değerine bağlıdır. $^{145,147}\text{Sm}$ çekirdekleri için 1990 yılında [15] $^{145}\mu_{den.} = -1.123(\pm 11)$, $^{147}\mu_{den.} = -0.8124(\pm 16)$ değerlerini, daha sonra 1992 yılında [14] ^{145}Sm çekirdeği için $^{145}\mu_{den.} = -1.11(\pm 6)$ değerini yapılan deneylerde ölçmüşlerdir. Öte yandan bu çekirdekler için yapılan hesaplamalarda elde edilen g_K ve $g_s^{eff.}$ değerlerinin diğer izotopların sergilediği dağılım ile uyum içerisinde olduğu da görülmektedir.



Şekil 3.4. $^{143,145,147,153,155}\text{Sm}$ çekirdekleri için hesaplanan KPM, QTDA ve QRPA sonuçlarının deneysel veriler ile karşılaştırılması. İlk grafikte deneysel g_K değerleri ile teorik hesaplamalar, ikinci grafikte $g_s^{eff.}$ değerlerinin teorik hesaplamaları karşılaştırılmıştır. Deneysel veriler hataları ile birlikte verilmiştir.

Son olarak Şekil 3.5.'te manyetik momentin verilen deneysel değerleri, üç farklı yaklaşım ile ayrı ayrı hesaplanan manyetik momentin teorik değerleri ile karşılaştırılmıştır.



Şekil 3.5. $^{143,145,147,153,155}\text{Sm}$ 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 3.5'teki deneysel manyetik moment değerleri Ref. [24]'ten alınmıştır. Görüldüğü üzere deneysel ve teorik veriler arasında en iyi uyum QRPA hesaplarında elde edilmiştir. Buradaki teorik sonuçlar hiçbir serbest parametre içermemektedir. $^{145,147}\text{Sm}$ çekirdekleri dışında deneysel manyetik momentler ile teorik QRPA sonuçları benzer bir eğilim göstermektedir. ^{155}Sm çekirdeği için ise daha evvel deneysel bir çalışmanın yapılmamış olması dolayısıyla tezimizdeki teorik sonuçların gelecekteki ölçümlere kıyas olması bakımından önemini daha da artırmaktadır.

Buraya kadar yapılan çalışmaları özetlemek gerekirse; tek-A'lı $^{143,145,147,153,155}\text{Sm}$ 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⊗fonon karışımlarının tek-A'lı ^{143,145,147,153,155}Sm çekirdeklerinin taban durum dalga fonksiyonuna katkısı %0.02'den küçüktür (Tablo 3.2). Ancak elde edilen sonuçlar net bir şekilde göstermektedir ki, fonon karışımlarından gelen bu küçük katkılar, tek-A'lı çekirdekte gözlenen spin polarizasyon etkilerini açıklamakta yeterlidir. Ayrıca, g_s spin jromanyetik faktörü uygun biçimde renormalize etmektedir.
- c. Bugüne kadar yapılan çalışmalar, spin-spin kuvvetlerinin çift-çift çekirdekte hem 1^+ seviyelerini ürettiğini hem de makas modu başarılı bir şekilde açıkladığını göstermiştir [32,66-75]. Bu nedenle spin-spin etkileşme güç parametresinin belirlenmesi oldukça önemlidir. Tablo 3.3.'de verilen κ değerleri bir sonraki kısımda verilecek olan bu çekirdeklerin uyarılma durumlarına ait $M1$ özelliklerinin hesaplamalarında aynen kullanılacaktır. Ayrıca burada belirlenen efektif spin jromanyetik faktörler, hesaplanacak $M1$ uyarılmalarının deneyle uyumu bakımından önem arz etmektedir.
- d. Ekstradan deneysel manyetik momenti henüz ölçülmemiş olan ¹⁵⁵Sm çekirdeği için de teorik öngörülerde bulunduk. Gelecekte yapılacak bir deneysel çalışmaya yön vermesi temennisindeyiz.

3.2. ¹⁵²⁻¹⁵⁵Sm Çekirdeklerinde $M1$ Uyarılmalarının İncelenmesi

Bu bölümde tek-A'lı çekirdeklerdeki düşük enerjili manyetik dipol ($M1$) uyarılmaları Bölüm 2'de verilen mikroskobik RI-QPNM çerçevesinde teorik olarak ele alınıp incelenmiştir. Tek-A'lı çekirdekte uyarılma durumları tek kalan nükleon ile korun $K=1$ fononları ile etkileşmesiyle oluşmaktadır [9]. 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 faktör değerleri kullanılmıştır. Ayrıca teori kısmında, bir önceki bölümde teorik ve deneysel taban durum iç manyetik momentlerin karşılaştırılmasıyla elde edilen değerler $M1$ uyarılmalarının oluşmasından sorumlu olan spin-spin kuvvetlerinin güç parametreleri için kullanılmıştır.

Tek-A'lı $^{145,147}\text{Sm}$ izotoplarının taban durum spin ve pariteleri $7/2^-$ değerine, $^{143,153}\text{Sm}$ çekirdeklerinin taban durum spin ve paritesi $3/2^+$ değerine, ^{155}Sm çekirdeğinin taban durum spin ve paritesi ise $3/2^-$ değerine sahiptir. Bu nedenle tek-A'lı $^{145-147}\text{Sm}$ çekirdeklerinde taban durumdan $5/2^-$ ve $9/2^-$ seviyelerine, $^{143,153}\text{Sm}$ çekirdeklerinde $1/2^+$ ve $5/2^+$ seviyelerine, ^{155}Sm çekirdeğinde ise $1/2^-$ ve $5/2^-$ seviyelerine $M1$ uyarılmaları gerçekleşebilir. Bu sebeple RI-QPNM hesaplamaları ele alınan çekirdeklerin taban durumlarından belirtilen uyarılma durumlarına geçişler için yapılmıştır.

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 gereği olarak K_0-1 spinine sahip olan seviyeler K_0+1 spinine sahip seviyelere göre daha çok parçalanmıştır.

Tablo 3.4.'te $^{153-155}\text{Sm}$ tek kütle numaralı izotoplarının 2–4 MeV enerji aralığında yer alan K_0-1 ve K_0+1 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'ten açıkça görülmektedir ki tek protonlu ^{155}Sm çekirdeğinde, 2-4 MeV enerji aralığındaki $M1$ geçişlerine en büyük katkı $[521]\downarrow \otimes Q_i$ konfigürasyonundan gelmektedir. Ele alınan bu çekirdekte baskın olan kuaziparçacık \otimes fonon bileşeninin dalga fonksiyonunun normuna katkısı %98'i aştığından $G_{j,i\mu}^{K_S^v}$ genliği 1'e yakındır.

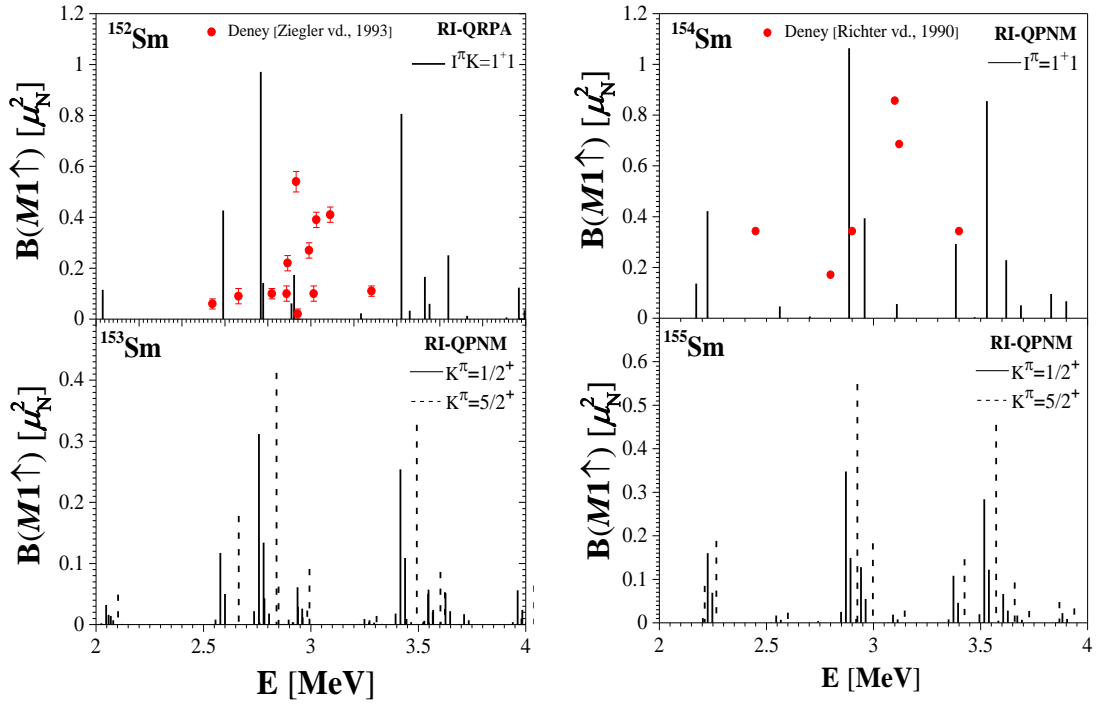
Tablo 3.4. $^{153,155}\text{Sm}$ çekirdeklerinde 2-4 MeV enerji aralığındaki $B(M1\uparrow) \geq 0.1 \mu_N^2$ olan K_0-1 ve K_0+1 uyarılma seviyelerinin RI-QPNM ile hesaplanan E_j enerjileri, tek kuaziparçacık ($N_{K\zeta_q}^j$), kuaziparçacık⊗fonon karışım genlikleri ($G_{j,i\mu}^{K\zeta\nu}$), kuaziparçacık⊗fonon yapıları ($[Nn_z\Lambda\Sigma]\otimes Q_i$).

Çekirdek	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 $[Nn_z\Lambda\Sigma]\otimes Q_i$
^{153}Sm	2.600	0.117	$1/2^+$	0.005	0.999	%99.99[651]⊗Q ₃
	2.630	0.178	$5/2^+$	0.001	0.999	%99.99[402]⊗Q ₃
	2.780	0.312	$1/2^+$	0.012	0.999	%0.016[651] + %66.4[651]⊗Q ₄ + %33.5[651]⊗Q ₅
	2.806	0.412	$5/2^+$	0.001	0.999	%99.88[402]⊗Q ₄ + %0.11[651]⊗Q ₁₄
	3.438	0.254	$1/2^+$	0.045	0.999	%0.203[651] + %96.3[651]⊗Q ₁₂ + %1.4[651]⊗Q ₉ + %1.3[651]⊗Q ₁₄
^{155}Sm	2.232	0.188	$5/2^-$	0.056	0.998	%0.323[512] + %0.22[521]⊗Q ₂ + %99.4[521]⊗Q ₃
	2.247	0.160	$1/2^-$	0.121	0.992	%1.474[530] + %98.4[521]⊗Q ₃
	2.891	0.549	$5/2^-$	0.027	0.999	%99.9[521]⊗Q ₆
	2.893	0.348	$1/2^-$	0.040	0.999	%0.167[530] + %99.8[521]⊗Q ₆
	2.963	0.128	$1/2^-$	0.009	0.999	%100[521]⊗Q ₇
	2.963	0.183	$5/2^-$	0.021	0.999	%99.9[521]⊗Q ₇
	3.391	0.146	$5/2^-$	0.024	0.999	%99.9[521]⊗Q ₉
	3.395	0.108	$1/2^-$	0.049	0.998	%0.242[530] + %99.5[521]⊗Q ₉
	3.539	0.284	$1/2^-$	0.043	0.999	%0.192[530] + %99.4[521]⊗Q ₁₁
	3.539	0.455	$5/2^-$	0.045	0.999	%0.208[512] + %99.6[521]⊗Q ₁₁ + %0.153[521]⊗Q ₁₂

Diğer yandan tek kuaziparçacık bileşenlerinin dalga fonksiyonuna katkısı 1.5 MeV'in üzerindeki enerjilerde çok küçüktür ve %0.1'i (2.247 seviyesi hariç) geçmemektedir. Bu durum ^{155}Sm çekirdeğinin 2-4 MeV enerji aralığındaki $M1$ uyarılma seviyelerinin saf kuaziparçacık⊗fonon uyarılmaları olarak kabul edilebileceği anlamına gelir. Diğer yandan ^{153}Sm çekirdeğinde karışım durumu söz konusu olduğundan durum biraz farklıdır. K_0-1 uyarılma seviyelerine en büyük katkı $[651]\downarrow\otimes Q_i$ konfigürasyonundan gelmekte iken, K_0+1 uyarılma seviyelerine en büyük katkı $[402]\downarrow\otimes Q_i$ konfigürasyonundan gelmektedir. 2-4 MeV enerji aralığında K_0-1 , K_0+1 uyarılma seviyelerine en büyük katkıyı veren kor fononlarının enerjileri çoğu yerde iki kuaziparçacık konfigürasyonuna sahiptir ve bu ise bahsi geçen seviyelerin kolektif yapıda olduklarını gözler önüne sermektedir.

Tek-A'lı çekirdekler ile onların kor çekirdeklerini kıyaslamak, onlara ait $M1$ uyarılmalarının karakteristiklerini anlamak için bilgilendirici olabilir. Tek-A'lı ^{153}Sm ve ^{155}Sm çekirdeğinin $M1$ spektrumu, kor çekirdekleri olan ^{152}Sm ve ^{154}Sm 'a göre çok daha fazla parçalanmaktadır (Şekil 3.6). Tek-A'lı çekirdeklerdeki bu parçalanma,

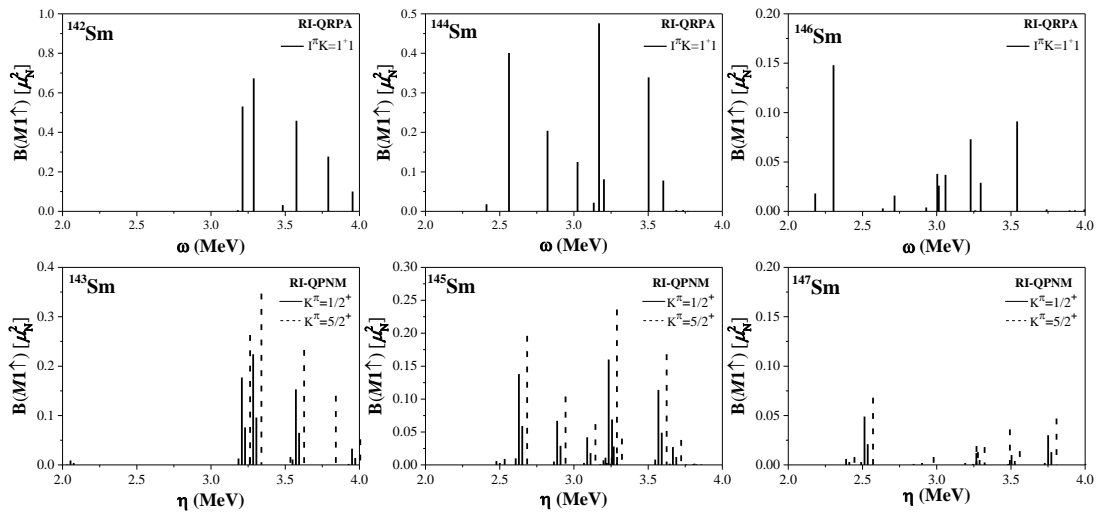
tek kalan nükleonun korun her bir $M1$ uyarılma seviyesiyle ayrı ayrı etkileşmesinden ileri gelir [76]. Ayrıca $M1$ gücü kor çekirdekte tek bir seviyede toplanırken, tek-A'lı çekirdeklere bu güç dört farklı $M1$ seviyesi tarafından paylaşılır [9]. Tek-A'lı çekirdeklere $M1$ operatörü K_0 , $I_0=K_0$ 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 dört farklı uyarılma seviyesi ile birleşebilir.



Şekil 3.6. ^{153}Sm ve ^{155}Sm izotopları için teorik olarak hesaplanan $B(M1)$ değerlerinin kor çekirdekleri ^{152}Sm , ^{154}Sm ve deneysel veriler ile karşılaştırılması. Burada düz çizgiler K_0-1 uyarılma seviyelerine, kesikli çizgiler ise K_0+1 uyarılma seviyelerine $M1$ geçiş ihtimallerini göstermektedir.

$^{148,150,152,154}\text{Sm}$ deforme çekirdeklerinde $M1$ uyarılmalarıyla ilgili 1990 yılında Richter vd. (1990) tarafından Darmstadt (Almanya)'da bulunan Darmstadt Lineer Elektron Hızlandırıcısı (DALINAC) yardımıyla NRF tekniği ile gerçekleştirilen deney sonucunda bazı değerlere ulaşılmıştır [77]. Bundan kısa bir süre sonra 1993 yılında Ziegler vd. (1993) tarafından aynı kentte Süperiletken Darmstadt Lineer Elektron Hızlandırıcısı (S-DALINAC) yardımıyla NRF ölçüm teknikleri kullanılarak aynı çekirdekler için deneysel sonuçlar elde edilmiştir [78]. ^{153}Sm ve ^{155}Sm çekirdekleri için RI-QPNM ile elde edilen teorik $M1$ spektrumu, kor çekirdeklerinin $M1$ spektrumları ve deneysel değerleri ile karşılaştırılmıştır. Sunulan şekil, kor

çekirdekler olan ^{152}Sm ve ^{154}Sm 'a nazaran ^{153}Sm ve ^{155}Sm çekirdeklerinde gerçekleşen parçalanmayı da gözler önüne sermektedir. Görüldüğü gibi ^{153}Sm ve ^{155}Sm çekirdekleri için RI-QPNM sonuçları $M1$ gücünün hem parçalanması hem de dağılımı bakımından deneysel verilerle uyumludur. Diğer taraftan ^{153}Sm çekirdeği için RI-QPNM ile elde edilen $M1$ spektrumunun, deneye göre daha çok parçalandığı ve daha fazla geçişe sahip olduğu görülmektedir. Özellikle ^{152}Sm çekirdeği için düşük enerji bölgesinde RI-QPNM ile elde edilen $M1$ piklerinin büyüklükleri, bu bölgede gözlenen deneysel $M1$ piklerinin büyüklüklerinden çok daha büyüktür.



Şekil 3.7. $^{143,145,147}\text{Sm}$ izotopları için teorik olarak hesaplanan $B(M1)$ değerlerinin kor çekirdekleri $^{142,144,146}\text{Sm}$ ile karşılaştırılması. Burada düz çizgiler K_0-1 uyarılma seviyelerine, kesikli çizgiler ise K_0+1 uyarılma seviyelerine $M1$ geçiş ihtimallerini göstermektedir.

Ayrıca Sm çekirdeklerinin $M1$ uyarılmalarının sistematik dağılımını göstermek amacıyla $^{143,145,147}\text{Sm}$ çekirdeklerinin $M1$ dağılımları, kor çekirdekleriyle Şekil 3.7'de karşılaştırılmıştır. Görüldüğü gibi kor çekirdekler ve tek çekirdekler arasında benzerlik ve uyum mevcuttur.

Ele alınan çekirdeklerin $M1$ geçişlerinin dağılımlarından ziyade toplam özellikleri bakımından deneysel veriyle kıyaslanması daha bilgilendirici olabilmektedir. Tablo 3.5'te 2-4 MeV enerji aralığındaki ^{152}Sm ve ^{154}Sm izotoplarına 1^+ , ^{153}Sm ve ^{155}Sm çekirdeklerinin ise $M1$ uyarılmalarına ait $\Sigma_I B(M1 \uparrow)$ toplam manyetik dipol geçiş ihtimali, $\Sigma_I B_I(M1 \uparrow)$ toplam orbital manyetik dipol geçiş ihtimali, $\Sigma_I B_\sigma(M1 \uparrow)$ toplam

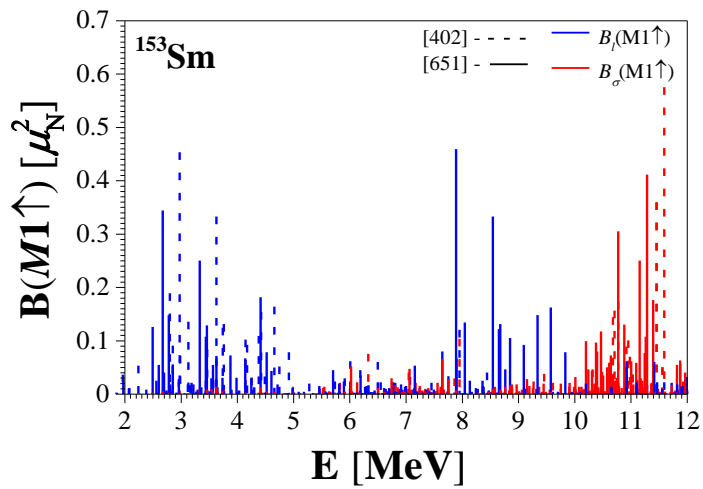
spin manyetik dipol geçiş ihtimali, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1)$ toplam manyetik dipol radyasyon kalınlığı, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1)$ toplam indirgenmiş manyetik dipol radyasyon kalınlığı ve \bar{E} ortalama enerji değerleri verilmiştir. Aynı zamanda deneysel sonuçlar da verilerek faydalı bir karşılaştırma yapılması amaçlanmıştır.

Tablo 3.5. $^{142-147,152-155}\text{Sm}$ izotoplarının 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 ve $\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1)$ ifadelerinin deneysel değerleri.

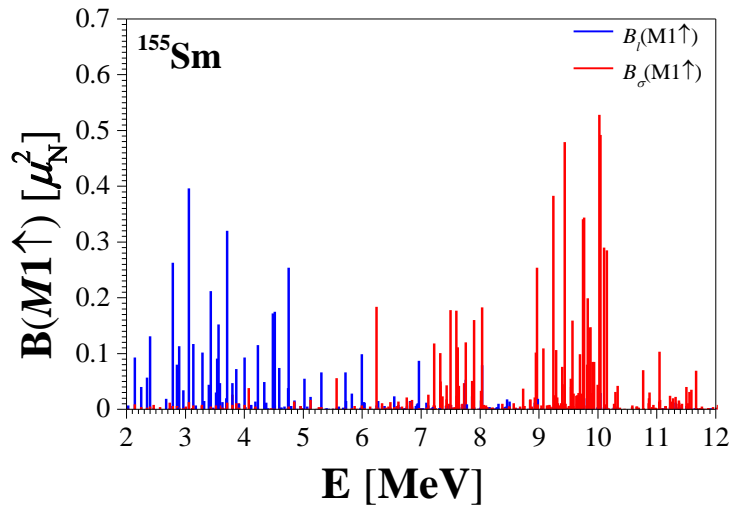
Çekirdek	K^π	$\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} B_l(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} B_\sigma(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1)$ (meV)	$\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1)$ (meV MeV ⁻³)	\bar{E} (MeV)
^{142}Sm	1^+	2.079	1.327	0.204	330	8.027	3.434
^{143}Sm	$1/2^+$	0.894	0.532	0.035	405	10.3	3.377
	$5/2^+$	1.051	0.659	0.109	508	12.164	3.453
	Top.	1.945	1.191	0.144	913	22.464	3.415
^{144}Sm	1^+	1.752	1.391	0.221	201	6.763	3.059
	$5/2^-$	0.889	0.694	0.111	332.7	10.3	3.083
	$9/2^-$	0.868	0.694	0.112	324	10.05	3.147
^{145}Sm	Top.	1.757	1.388	0.223	656.7	20.35	3.115
	1^+	0.492	0.416	0.385	51.2	1.899	2.918
	$5/2^-$	0.164	0.124	0.056	59	2.18	3.060
^{147}Sm	$9/2^-$	0.237	0.163	0.156	92.56	2.746	3.159
	Top.	0.401	0.287	0.212	151.56	4.926	3.109
	1^+	3.413	2.601	0.290	408	13.172	3.073
^{152}Sm	Exp.	2.410±0.330	-	-	734.58±96.61	27.89±3.82	2.969
	$1/2^-$	1.707	1.524	0.059	627.1	19.77	3.079
	$5/2^-$	1.298	1.099	0.027	434.97	15.03	2.902
^{153}Sm	Top.	3.005	2.623	0.086	1062.07	34.8	2.990
	1^+	3.719	2.791	0.25	449	14.35	3.078
	Exp.	2.600	-	-	899.15	30.09	3.088
^{154}Sm	$1/2^-$	1.753	1.246	0.12	634.53	20.24	3.087
	$5/2^-$	1.865	1.397	0.124	679.84	21.58	3.086
	Top.	3.618	2.643	0.244	1314.37	41.82	3.086

Tablo 3.5'ten görülmektedir ki $^{143,145,147,153,155}\text{Sm}$ izotoplarında 2-4 MeV enerji aralığında yer alan M1 geçişleri baskın olarak izovektör karakterli uyarılmalardır. Açıkça görülüyor ki orbital kısımdan gelen katkı spin kısma nazaran oldukça fazladır. İstisnai olarak yalnızca ^{147}Sm çekirdeğinde katkıların dağılımı neredeyse eşittir. Bu aralıktaki toplam indirgenmiş M1 geçiş ihtimalleri yaklaşık olarak $3\mu_N^2$ 'ye eşittir ki bu değer kor çekirdeklere ait sistematik değerler ile örtüşmektedir. $^{153,155}\text{Sm}$ izotoplarında toplam M1 gücünün yerleştiği ortalama enerji 2.9-3.1 MeV aralığında değişmektedir. Kor çekirdeklere bu enerjinin yaklaşık 3 MeV civarında olduğu bilinmektedir. Bu durum tek-A'lı çekirdeklere M1 rezonansının daha alt enerji seviyelerine kaydığı göstermektedir.

Kor çekirdeklerin düşük enerjili $M1$ uyarılmalarına ait önemli özelliklerinden biri de uyarılmaların baskın biçimde orbital karakterli olmasıdır. Benzer bir durumun tek-A'lı Samaryum izotop zincirinde düşük enerjili $M1$ uyarılmaları için araştırılması oldukça önemli ve gereklidir. Şekil 3.7 ve Şekil 3.8'de ^{153}Sm ve ^{155}Sm izotopları için taban durumdan uyarılma durumlarına $M1$ geçişleri için hesaplanan $B(M1)$ gücüne manyetik dipol operatörünün spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar gösterilmiştir. Spin kısmından gelen katkılar kırmızı ve orbital kısımdan gelen katkılar mavi renk ile gösterilmiştir.

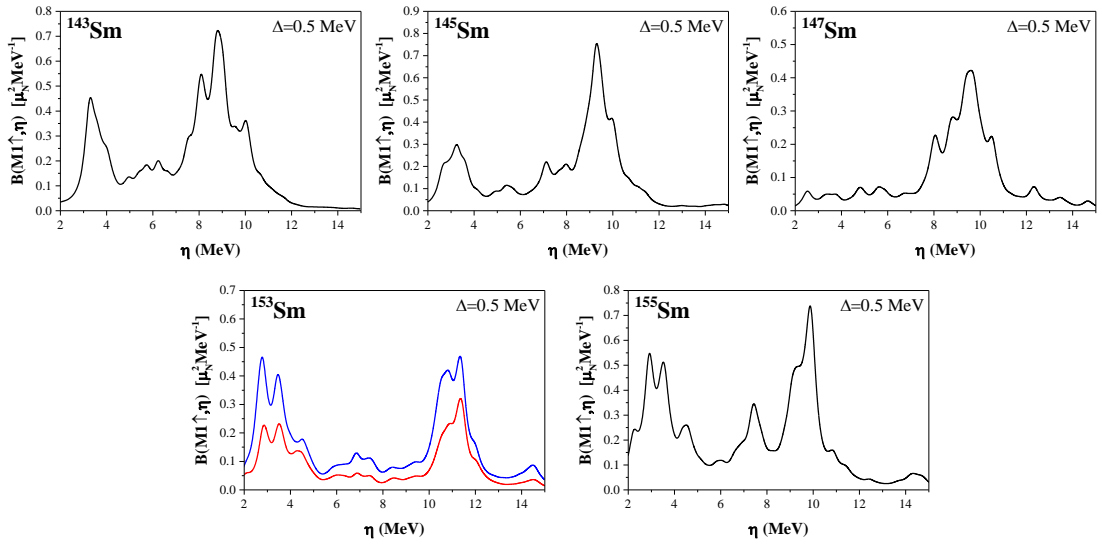


Şekil 3.8. ^{153}Sm tek-A'lı çekirdeklerinin 2-12 MeV enerji aralığındaki spin ve orbital $B(M1)$ spektrumları. $M1$ operatörünün spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar sırasıyla kırmızı ve mavi renk ile gösterilmiştir.



Şekil 3.9. ^{155}Sm tek-A'lı 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-A'lı Samaryum izotoplarında 2-4 MeV enerji aralığında, Şekil 3.8 ve Şekil 3.9'dan da anlaşılacağı gibi düşük enerjili $M1$ uyarılmalarının baskın biçimde orbital karakterli olduğu görülmektedir. Manyetik dipol operatörünün spin kısmından orbital karakterli uyarılmalara gelen katkıların çok küçük olduğu ancak bu küçük spin karışımlarının $M1$ gücünü önemli ve büyük ölçüde etkilediği bilinmektedir [9]. Bu sonuç sözü geçen geçiş için manyetik dipol operatörünün spin ve orbital kısımlarının yıkıcı değil, yapıcı girişimde bulunduğunu göstermektedir. ^{153}Sm çekirdeği için 10 MeV'in üzerindeki enerji seviyeleri, ^{155}Sm çekirdeği için ise 6 MeV'in üzerindeki enerji seviyeleri baskın olarak spin karakterlidir.



Şekil 3.10. $^{143,145,147,153,155}\text{Sm}$ tek-A'lı çekirdeklerinin 2-15 MeV enerji aralığındaki güç fonksiyonlarının dağılımı gösterilmiştir.

$^{143,145,147,153,155}\text{Sm}$ çekirdeklerinin güç fonksiyonlarının dağılımı Şekil 3.9'da verilmiştir. ^{147}Sm çekirdeği hariç 2-4 MeV arası düşük enerjili durumlarda bir pik yaptığı görülmektedir. Daha büyük bir sıçramayı da daha üst seviyeli enerjilerde görmek mümkündür. Bu da en büyük katkının dev dipol rezonanslardan geldiğini söyler. $M1$ güçlerine düşük enerji seviyelerinde yapılan katkıların orbital karakterli olduğu gözlenmektedir.

BÖLÜM 4. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında periyodik tablonun nadir toprak bölgesinde yer alan ^{143,145,147,153,155}Sm tek-A'lı deforme çekirdeklerinde taban durum manyetik özellikleri ve *M1* uyarılmaları mikroskobik Dönme Değişmez (RI-) Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model (QPNM) ile araştırılıp hesaplamalar yapılmış, elde edilen sonuçlar elde edilen deneysel verilerle kıyaslanmıştır.

Bu çalışmada incelenen tek-A'lı çekirdeklerin taban durum manyetik özellikleri RI-QPNM bazında ilk defa ele alınmış ve ilk defa taban durum Nillson konfigürasyonu karışım şeklinde ifade edilebilen bir çekirdek yine aynı metotla incelenmiştir. Elde edilen önemli sonuçlar aşağıda maddeler halinde verilmiştir.

- a. Teorik hesaplamaların sonuçları tek-A'lı tüm çekirdeklere spin polarizasyonunun etkin olduğunu göstermiş ve spin-spin etkileşme kuvvetlerinin izovektör ($q=-1$) kısmın domine ettiği görüşünü pekiştirmiştir.
- b. Taban durumda dalga fonksiyonuna en büyük katkıyı tek-kuaziparçacıkların 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 kolektif şekilde büyük 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 ¹⁵⁵Sm çekirdeğinin manyetik moment değerine de teorik olarak öngörülebilir.

bulunulmuştur. Kütle numarasına bağlı olarak manyetik momentlerin çizimi göstermiştir ki deneysel verilerin uyduğu benzer eğilimi elde ettiğimiz teorik sonuçlar da göstermektedir.

Çalışmada bahsi geçen 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 çekirdeklerin $M1$ spektrumlarında kuvvetli bir parçalanmanın seviye yoğunluğundan ötürü olduğu bilinmektedir. Dolayısıyla da NRF deneylerinde dedektör tarafından tespit edilemeyerek fona gömülü kalan çok sayıda küçük $M1$ seviyeleri olmaktadır. Deneysel $M1$ güç değerlerinin teorik hesaplamaların oldukça altında kalması da bu sebepten kaynaklanmaktadır.
- b. İncelenen çekirdekler için RI-QPNM ile elde edilen $M1$ spektrumlarındaki parçalanma kor çekirdeklerin $M1$ spektrumundan daha fazladır. Bunun nedeni, $M1$ gücünün tek-A'lı çekirdekte dört farklı $M1$ seviyesi tarafından paylaşılıyor olmasıdır. Böyle bir durum da açılal momentum vektörlerinin toplam özelliklerinden ileri gelmektedir.
- c. Tek-A'lı ^{143,145,147,153,155}Sm 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

bulduğundan tek çekirdeklerdeki uyarılma durumlarının güçlü kolektif yapıda olduklarını da göstermektedir.

- d. Tek-A'lı çekirdekler ile kor çekirdeklerinin $M1$ dağılımlarına bakıldığında benzer spektrumlara sahip olduğu görülmektedir. Bundan dolayı, 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 görüşünü destekler nitelikte özellikle 6 MeV üzeri spin katkısı, 6 MeV altı da orbital katkısını ağırlıklı olduğu aşikârdır.
- f. 2-4 MeV enerji aralığına yerleşen $M1$ uyarılmalarının (makas mod) 3 MeV civarında yerleştiği, toplam $M1$ gücünün deneysel verilerinkinden 1,5 kat daha büyük olduğu görülmüştür.
- g. 2-4 MeV enerji aralığına yerleşen $M1$ uyarılmalarına gelen katkının büyük oranda orbital karakterli olduğu, toplam $M1$ gücüne ise daha büyük dev rezonanslar tarafından da katkı sağlandığı görülmüştür.

Bu çalışma tek-A'lı ^{143,145,147,153,155}Sm çekirdekleri için RI-QPNM bazında yapılan ilk teorik çalışmadır. Elde edilen sonuçların ileriki dönemlerde, bu tek-A'lı çekirdekler için teorik ve deneysel çalışmalar anlamında araştırılmasına ışık tutması amaçlanmıştır. Araştırılan izotop zinciri ne kadar artırırsa büyük resim de o kadar netleşecektir.

KAYNAKLAR

- [1] 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.
- [2] 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.
- [3] 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, 2013.
- [4] Yan, X., Guangzhou, L., Yaorui, W., Mingfeng, Z., Zi, Y., Hongyan, W., Enguang, Z., The Effects of δ Meson on the Neutron Star Cooling. Plasma Science and Technology, 14, 375, 2012.
- [5] Arima, A., Horie, H., Configuration mixing and magnetic moments of odd nuclei. Progress of Theoretical Physics, 12, 623-641, 1954.
- [6] Soloviev, V., Sushkov, A., Shirikova, N.Y., Low-lying magnetic dipole strength in ^{163}Dy . Physical Review C, 53, 1022, 1996.
- [7] Soloviev, V., Sushkov, A., Shirikova, N.Y., Vibrational excitations in deformed nuclei in rare-earth and actinide regions. Progress in Particle and Nuclear Physics, 38, 53-61, 1997.
- [8] Soloviev, V., Sushkov, A., 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.
- [9] Tabar, E., Tek Kütle Numaralı Nadir Toprak Deforme Çekirdeklerinin Makas Mod Uyarılmalarının İncelenmesi. Doktora Tezi, Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, 2015.
- [10] Gabrakov, S., Kuliev, A., Pyatov, N., Salamov, D., Schulz, H., Collective $1+$ States in Doubly even deformed nuclei. Nuclear Physics A, 182, 625-633, 1972.

- [11] Kuliev, 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.
- [12] 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.
- [13] Nilsson, S.G., SG Nilsson, *Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat.-Fys. Medd.* 29, No. 16 (1955). *Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat.-Fys. Medd.*, 29, 1955.
- [14] Letokhov, V., Mishin, V., Sekatsky, S., Fedoseyev, V., Alkhazov, G., Barzakh, A., Denisov, V., Starodubsky, V., Laser spectroscopic studies of nuclei with neutron number $N < 82$ (Eu, Sm and Nd isotopes). *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 18, 1177, 1992.
- [15] England, J., Grant, I., Griffith, J., Evans, D., Eastham, D., Newton, G., Walker, P., Isotope shifts and hyperfine splitting in $^{144-154}\text{Sm}$ I. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 16, 105, 1990.
- [16] Kaplan, M., Blok, J., Shirley, D., Magnetic Moment of Sm^{145} and Attenuation Following the Decay of Oriented Sm^{145} . *Physical Review*, 184, 1177, 1969.
- [17] Woodgate, G.K., Hyperfine structure and nuclear moments of samarium. *The Royal Society, Proc. R. Soc. Lond. A*, 293, 117-144, 1966.
- [18] Childs, W., Goodman, L., Reanalysis of the Hyperfine Structure of the $4f^6 6s^2 \ ^7F$ Multiplet in $^{147,149}\text{Sm}$, Including Measurements for the $\ ^7F_6$ State. *Physical Review A*, 6, 2011, 1972.
- [19] Alkhazov, G., Akhmonen, A., Berlovich, E.E., Laser spectroscopic investigation of nuclear charge radii and electromagnetic moments of europium and samarium isotopes of the transition region. *Izvestiya Akademii Nauk SSSR, Seriya Fizicheskaya*, 49, 24-29, 1985.
- [20] Alkhasov, G., Berlovich, E., Wagner, H., Dörschel, K., Panteleev, V., Peau, E., Polyakov, A., Tikhonov, V., Heddrich, V., Huenermann, H., Shape of nuclei of Eu and Sm isotopes in the transition region with $N=84-92$. *Sov. J. Nucl. Phys. (Engl. Transl.); (United States)*, 44, 1986.
- [21] Robertson, R., Choh, S.H., Summers-Gill, R., Stager, C., Spin and Magnetic Moment of ^{151}Sm . *Canadian Journal of Physics*, 49, 2227-2229, 1971.
- [22] Dörschel, K., Hühnermann, H., Knobl, E., Meier, T., Wagner, H., Hyperfine structure investigations in Sm II by collinear laser spectroscopy and nuclear moments of ^{151}Sm . *Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei*, 302, 359-360, 1981.

- [23] Dyer, P., Sabbas, A., Wender, S., Laser spectroscopy of the transitional nucleus ^{151}Sm . *Physical Review C*, 31, 240, 1985.
- [24] Stone, N.J., Table of nuclear magnetic dipole and electric quadrupole moments. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 90, 75-176, 2005.
- [25] Fuller, G.H., Nuclear spins and moments. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 5, 835-1092, 1976.
- [26] Eastham, D., England, J., Evans, D., Fawcett, M., Grant, I., Griffith, J., Newton, G., Walker, P., Optical isotope shift and hyperfine structure of ^{153}Sm . *Journal of Physics G: Nuclear Physics*, 10, L271, 1984.
- [27] Bochnacki, Z., Ogaza, S., Spin polarization effect and the magnetic moments of odd-mass deformed nuclei. *Nuclear Physics*, 69, 186-192, 1965.
- [28] 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.
- [29] Kuliev, A.A., Pyatov, N.I., Spin polarization effects in odd-mass deformed nuclei. *Physics Letters B*, 28, 443-445, 1969.
- [30] 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.
- [31] 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.
- [32] Yakut, H., Nadir toprak deforme çekirdeklerinde kolektif dipol seviyelerinin elektrik ve manyetik dipol özelliklerinin incelenmesi. *Doktora Tezi, Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, 2009.
- [33] Yakut, H., Tabar, E., Kuliev, A.A., Zenginler, Z., Kaplan, P., Ground state magnetic properties of odd neutron Dy isotopes. *International Journal of Modern Physics E*, 22, 1350076(1-13), 2013.
- [34] Guliyev, E., Kolektif çekirdek uyarılmaları ve sel γ -çekirdek çarpıştırıcıları ile nükleer spektroskopi. *Doktora Tezi, Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Mühendisliği Ana Bilim Dalı*, 2002.
- [35] 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.

- [36] 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.
- [37] 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.
- [38] Tabar, E., Yakut, H., Kuliev, A.A., Quliyev, H., Hoşgör, G., Magnetic moments and g factors in odd-A Ho isotopes. *Chinese physics C*, 0-0, 2017.
- [39] Allen, B., Allen, B.J., and AR de L. Musgrove, 1978, *Adv. Nucl. Phys.* 10, 129. *Adv. Nucl. Phys.*, 10, 129, 1978.
- [40] Malov, L., Meliev, F., Soloviev, V., Description of radiative strength functions in deformed nuclei. *Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei*, 320, 521-527, 1985.
- [41] Malov, L., Soloviev, V., Fragmentation of single-particle states and neutron strength functions in deformed nuclei. *Nuclear Physics A*, 270, 87-107, 1976.
- [42] Soloviev, V., Sushkov, A., Shirikova, N.Y., Description of charge-exchange resonances in deformed nuclei. *Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei*, 316, 65-74, 1984.
- [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] 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.
- [45] Bohr, A., Mottelson, B., *Nuclear Structure, Vol. 1*. Benjamin, New York and Amsterdam, 1969.
- [46] Soloviev, V.G., *Theory of complex nuclei*. New York: Pergamon Press, 1976.
- [47] Kanestrøm, I., Tjøm, P., The level structure of ^{153}Sm . *Nuclear Physics A*, 179, 305-319, 1972.
- [48] Borggreen, J., Løvholden, G., Waddington, J., Mixing of the positive parity states in ^{155}Gd . *Nuclear Physics A*, 131, 241-249, 1969.
- [49] Kanestrøm, I., Tjøm, P., Coriolis Coupling Analysis of the Cross Sections from (d, p) and (d, t) Reactions. *Nuclear Physics A*, 138, 177-199, 1969.

- [50] Bjerregaard, J., Hansen, O., Nathan, O., Hinds, S., The (t, p) Reaction with the Even Isotopes of Sm. Nuclear Physics, 86, 145-166, 1966.
- [51] Kenefick, R.A., Sheline, R.K., Low-Lying Collective States of Sm¹⁵² and Sm¹⁵⁴. Physical Review, 135, B939, 1964.
- [52] Kotajima, K., Decay of a new nuclide promethium 153. Nuclear Physics, 39, 89-94, 1962.
- [53] Bennett, M.J., Sheline, R.K., Shida, Y., Levels in ¹⁵³Sm. Nuclear Physics A, 171, 113-133, 1971.
- [54] Hoşgör, G., Yakut, H., Tabar, E., Spin polarization effects on magnetic dipole moment of ^{153,155}Eu. AIP Conference Proceedings, 1815, 060011, 2017.
- [55] Cabezas, A., Lipworth, E., Marrus, R., Winocur, J., Nuclear Spin of Samarium-153. Physical Review, 118, 233, 1960.
- [56] Smither, R., Bieber, E., von Egidy, T., Kaiser, W., Wien, K., Level Scheme of ¹⁵³Sm Based on (η, γ), (η, e⁻), and β-Decay Experiments. Argonne National Lab., Ill, 1969.
- [57] Bunker, M., Reich, C., Coriolis coupling among the low-lying positive-parity states in ¹⁵⁵Gd. Physics Letters B, 25, 396-399, 1967.
- [58] Sheline, R., Bennett, M., Dawson, J., Shida, Y., Mixing from different principal harmonic oscillator shells in Gd, Dy and Er nuclei. Physics Letters B, 26, 14-16, 1967.
- [59] Vergnes, M.N., Sheline, R.K., Study of Deformed Odd-A Nuclei by the (d, p) Reaction. Physical Review, 132, 1736, 1963.
- [60] Andersen, B., ΔN = 2 mixing of single-particle orbits in deformed odd nuclei. Nuclear Physics A, 112, 443-452, 1968.
- [61] Faessler, A., Sheline, R.K., Eigenfunctions for a Spherical and a Deformed Saxon-Woods Potential. Physical Review, 148, 1003, 1966.
- [62] Rost, E., Coupled-Channel Calculations for Nuclear Bound States. Physical Review, 154, 994, 1967.
- [63] Yakut, H., Kuliev, A., Guliyev, E., Investigations of the g_K- factors in the ^{175,177,179}Hf Isotopes. AIP, AIP Conference Proceedings, 1072, 258-261, 2008.
- [64] Chan, I., Hutchison Jr, C.A., Electron-Nuclear Double Resonance of Samarium 147 and Samarium 149 Tripositive Ions in Lanthanum Trichloride Single Crystals. Physical Review B, 5, 3387, 1972.

- [65] Soloviev, V.G., Theory of atomic nuclei: Quasiparticles and phonons. Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia, 1992.
- [66] 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.
- [67] Bektaşoğlu, M., Yakut, H., Low-Lying Dipole Strengths in $^{162,164}\text{Dy}$ Nuclei. Acta Physica Polonica B, 37, 2705-2712, 2006.
- [68] 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.
- [69] 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.
- [70] 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.
- [71] 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.
- [72] 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.
- [73] Yıldırım, Z., Deforme çekirdeklerde makas mod seviyelerinin beta bozunum özelliklerinin incelenmesi. Doktora Tezi, Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, 2009.
- [74] 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.
- [75] 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.
- [76] 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.

- [77] Richter, A., Shell model and magnetic dipole modes in deformed nuclei. Nuclear Physics A, 507, 99-128, 1990.
- [78] Ziegler, W., Huxel, N., von Neumann-Cosel, P., Rangacharyulu, C., Richter, A., Spieler, C., De Coster, C., Heyde, K., Low-energy dipole-strength distributions in $^{148,150,152,154}\text{Sm}$. Nuclear Physics A, 564, 366-382, 1993.

ÖZGEÇMİŞ

Yasin İNAL, 06.08.1989'da Adapazarı'nda doğdu. İlkokul ve ortaokulu Alifuatpaşa Cemal Gürsel İlköğretim Okulu'nda, lise eğitimini ise Sakarya Arifiye Anadolu Öğretmen Lisesi'nde tamamladı. 2007 yılında başladığı İstanbul Üniversitesi Matematik Bölümü'nü 2012 yılında bitirdi. Aynı yıl içerisinde Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Matematik Bölümü, Uygulamalı Matematik Bilim Dalında yüksek lisans eğitimine başladı. 2013 yılında Millî Eğitim Bakanlığı'na matematik öğretmeni olarak atanmıştır. Halen aynı bölümde yüksek lisans eğitimini sürdürmektedir.